

ф-92/2

С.Э.ФРИШ, А.В.ТИМОРЕВА

УМУМІЙ ФІЗИКА КУРСИ

ІІ том

С. Э. ФРИШ ВА А. В. ТИМОРЕВА

УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

II ТОМ

ЭЛЕКТР
ВА ЭЛЕКТРОМАГНИТ
ҲОДИСАЛАР

ТУЗАТИЛГАН ВА ТЎЛДИРИЛГАН
РУСЧА ТЎҚҚИЗИНЧИ НАШРИГА МУВОФИҚ
ИККИНЧИ НАШРИ

*РСФСР Олий ва махсус ўрта таълим министрилиги
давлат университетлари учун дарслик сифатида
рухсат этган*

Э. НАЗИРОВ ВА М. ЮНУСОВ ТАРЖИМАСИ

«ЎҚИТУВЧИ» НАШРИЁТИ
ТОШКЕНТ—1972

ТҮРТИНЧИ ҚИСМ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

XIV Б О Б

АСОСИЙ ЭЛЕКТРОСТАТИК ҲОДИСАЛАР

120- §. Кириш. Жун матога ишқаланган каҳрабонинг баъзи бир енгил буюмларни тортиш қобилиятига эга бўлиб қолишини тўқувчи аёллар сезганликларини бизнинг эрамиздан аввалги VII асрда яшаган грек философи Фалес Милетский ёзиб қолдирган эди. Ундан икки минг йилдан ортиқ вақт ўтгач, 1600 йили инглиз врач *Жильберт* ипакка ишқаланган шиша ва бир қатор бошқа моддалар ҳам шундай хоссага эга бўлиб қолишини топиб, бу кашфиётни янада кенгайтди. Бундай ҳолатга келтирилган жисмларни электрланган, ёки айнан „каҳрабланган“ жисмлар деб атала бошланди, чунки грекча „электрон“ сўзи *каҳрабо* демакдир.

Деярли икки юз йил давомида—XVIII аср охиригача—жисмларнинг электрланишини ўрганиш секин ва, асосан, табиатнинг бошқа ҳодисаларини ўрганишдан ажратилган ҳолда олиб борилди. Асосан жисмларни ишқалаш йўли билан электрланган ҳолатга келтириш ва бу ҳолатдаги жисмларнинг ўзаро таъсир кучларини ўрганиш билан чекланиб қолинди. Электр ҳақидаги таълимотнинг бу бўлими кейинчалик *электростатика* деб аталди.

1789 йили Гальвани токнинг физиологик таъсирини кашф қилди. У янги сўйилган бақани бел нервидан мис илмоққа илиб, балкониинг темир панжарасига осиб қўйганида, бақанинги мускуллари ҳар сафар панжарага текканда қисқаришини сизди. Гарчи ўша вақтда, электрланган жисмларнинг мускуллар орқали разрядланиши туфайли мускулларнинг қисқарганлиги маълум бўлса-да, узоқ вақтгача электр ҳодисаларнинг бирлиги қайд қилинмади ва „гальваник электр“ ишқалаш билан ҳосил қи-

линадиган электрдан фарқ қилиб келинди. Фақат XIX аср бошидагина электр ҳодисаларнинг ғоят турли-туманлигини кўрсатувчи қатор йирик кашфиётлар қилинди: электр токининг вужудга келиш шароитлари ўрганилди, токнинг иссиқлик ва магнит таъсири топилди, диэлектрикларнинг роли аниқланди ва ҳоказо. XIX асрнинг иккинчи ярмида электр ҳақидаги таълимот янада тез ривожланди. Фарадей ва Максвеллнинг ишлари натижасида электромагнит ҳодисаларнинг бирлиги аниқланди, электромагнит тўлқинлар кашф қилинди ва ёруғлиkning электромагнит назарияси яратилди.

Электр ҳақидаги таълимот тараққиётининг принципиал аҳамияти ниҳоятда каттадир: бир томондан, бу таълимот электр ҳодисаларни механика нуқтан назаридан қараш мумкин эмаслигини равшан қилиб қўйган бўлса, иккинчи томондан, электр ҳодисалар барча бошқа физик процесслар билан ўзаро чуқур боғланганлигини кўрсатиб берди. Бу билан электр ҳақидаги таълимот механистик материализмдан диалектик материализмга ўтишга замин яратиб берди. Ниҳоят, электр ҳодисалардан амалда фойдаланиш ҳам муҳим аҳамиятга эга бўлди.

Электр ҳақидаги таълимотнинг ривожланишида рус олимлари катта роль ўйнадилар. XVIII аср ўрталарида М. В. Ломоносов Г. В. Рихман билан биргаликда чакмоқ ҳодисаларини ўрганди ва ҳавонинг электрланиши кўтарилувчи оқимларнинг ўзаро ишқаланиши натижасида юзага келади, деган хулосага келди. Ломоносов 1753 йили электр эфир зарраларининг тез айланма ҳаракатидан иборатдир, деган ўз замонаси учун илғор бўлган фикрни айтди. Шу 1753 йилнинг ўзида Петербург Фанлар академияси „Электр кучнинг табиати ҳақида“ деган темада жаҳон конкурси эълон қилди. 1755 йили бу конкурс мукофоти Л. Эйлернинг электрланган жисмларнинг ўзаро таъсир кучини эфирдаги тарангланишлар орқали тушунтирувчи иши учун берилди. Петербург академиги Эпинус ўз вақтида кенг танилган ягона „электр суюқлиги“ назариясини яратди ва биринчи марта электр ва магнит ҳодисаларнинг математик назариясини ишлаб чиқди. 1803 йили академик В. В. Петров электр ёйни кашф қилди ва ундан амалда фойдаланиш йўлини кўрсатиб берди. У суюқликлардан ток ўтганда уларнинг электролитик парчаланишини биринчилар қаторида ўрганди. XIX асрнинг ўттизинчи ва қирқинчи йилларида Петербург Фанлар академиясининг ҳақиқий аъзоси ва Петербург университетининг профессори Э. Х. Ленц индукцияланган токнинг йўналишини ва токнинг иссиқлик таъсирини аниқловчи энг муҳим қонуनларни кашф қилди. XIX асрнинг иккинчи ярмида А. Г. Столетов темирнинг магнит хоссаларини ўрганиш методини кўрсатиб берди ва фотоэлектр ҳодисани кашф қилди.

1895 йили А. С. Попов радиотелеграфни кашф қилди, бундан бир неча йил кейин эса П. Н. Лебедев миллиметрли электромагнит тўлқинларни ҳосил қилди. Асримизнинг бошларида эса Москва университетининг профессори А. А. Эйхенвальд ҳаракатланаётган зарядлар ток каби магнит майдон ҳосил қилишини экспериментал исботлаб берди. Бизнинг совет олимларимиз электр ҳақидаги таълимотнинг турли соҳаларида йирик муваффақиятларга эришдилар.

Электротехниканинг ривожланишида рус кашфиётчилари катта роль ўйнадилар. Б. С. Якоби биринчи бўлиб электромотор ясади ва ундан кема ва вагонни ҳаракатга келтириш учун фойдаланди; Якоби яна электролиздан амалий фойдаланишни (гальванопластикани) кашф қилди. П. Н. Яблочков амалда ёритиш учун яроқли бўлган биринчи электр ёғни, А. Н. Лодигин эса чўлланма электр лампочкани яратди. П. Н. Яблочков ва И. Ф. Усагин биринчи марта электр трансформаторни, М. О. Доливо-Добровольский уч фазали токни истеъмолга киритдилар. Н. Г. Славянов ва Н. Н. Бенардос электр пайвандни кашф қилдилар.

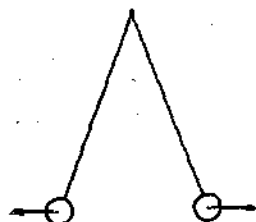
Ҳозирги замон электротехникасининг соноатда катта ўрин эгаллаши электротехниканинг ватанимизда муҳим роль ўйнашини ҳам белгилаб берди. Электротехниканинг бу аҳамияти В. И. Лениннинг: „Коммунизм—Совет ҳоқимияти плюс бутун мамлакатни электрлаштиришдир“,—деган машҳур сўзларида уқтириб ўтилган. Улуғ Октябрь социалистик революциясидан кейин фан ва техникани ривожлантириш учун яратилган ғоят қулай шароитлар мамлакатимизни тез суръатлар билан электрлаштиришга ва электр ҳақидаги таълимот ҳамда электр ҳодисалардан амалда фойдаланиш соҳасида янги улкан муваффақиятларни қўлга киритишга имкон берди.

Халқ хўжалик плани бундан буён ҳам кўплаб турли хил электр станциялар (гидроэлектр станциялари, иссиқлик ва атом электр станциялари) қурилишини ва электр энергиядан халқ хўжалигининг барча тармоқларида фойдаланишни назарда тутди.

121- §. Электр зарядлар. Электр ҳақидаги таълимот тараққиётининг тарихий йўлига мувофиқ биз уни ўрганишни электрланиш ҳолатининг характеристикаси ва электрланган жисмларнинг ўзаро таъсир қонунларини баён қилишдан бошлаймиз. Электр ҳақидаги таълимотнинг бу бўлими электро-статика деб аталишини айтиб ўтган эдик. XVIII асрнинг бошларидаёқ ўтказилган тажрибалар электрланишнинг фақат ва фақат икки жинсли бўлишини кўрсатди: сифат жиҳатдан тегирга ишқаланган шишанинг электрланишига мос келувчи электрланиш (*мусбат* электрланиш) ҳамда сифат жиҳатдан

инишага ниқаланган терининг электрланишига мос келувчи электрланиш (*манфий* электрланиш). Бир хил электрланган (масалан, мусбат электрланган) жисмлар бир-биридан итарилади; турли ишорали электрланган жисмлар бир-бирига тортилади. Жисмлар бир-бирига текканда электрланиш бир жисмдан иккинчи жисмга узатилиши мумкин.

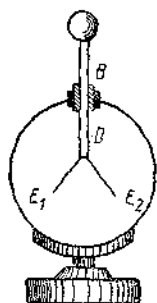
Электрланган ҳолатдаги жисмда шу жисмнинг электрланганлик меъёрини билдирувчи заряд бўлади. Заряд тушунчасининг таърифи қуйида берилди.



1-расм. Электрланган шарчаларнинг ўзаро таъсири.

Табиатда электрланган ҳолатни эркин узата оладиган жисмлар — ўтказгичлар, электрланган ҳолатни узатмайдиган жисмлар — изоляторлар бўлади.

Электрланганлик даражасини электрланган жисмлар орасидаги ўзаро таъсир кучларига қараб аниқлаш мумкин. Электрланганликни сифат жиҳатдан аниқлаш учун узун ипларга осилган иккита енгил шарчадан фойдаланиш мумкин (1-расм); шарчалар бир исмли электрланганда улар орасида итаришиш кучлари вужудга келиб, шарчалар бир-биридан узоқлашади. Шарчалар қанча кучли электрланган бўлса, шунча кўпроқ узоқлашади. Амалда жисмларнинг электрланганлигини билиш учун махсус асбоблар — *электроскоплардан* фойдаланилади, улардан бири 2-расмда кўрсатилган.



2-расм. Япроқчали электроскоп.

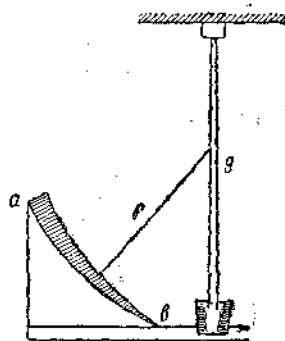
2-расмда тасвирланган электроскоп қуйидагича тузилган: D металл симнинг пастки учига E_1 ва E_2 иккита юпқа алюминий япроқча осиб қўйилган; япроқчали сим B эбонит тиқин ёрдамида металл қутн¹ ичига ўрнатилган бўлиб, япроқчаларни кузатиш учун қутиннинг икки томонига ойна дераза қилинган. Агар D симга электрланган жисмни тегизиш орқали электр

заряд берилса, алюминий япроқчалар электрланади ва бир-биридан итарилиб узоқлашади. Япроқчаларнинг узоқлашишига қараб уларнинг қай даражада электрланганлиги ҳақида мулоҳаза юритиш мумкин.

Электрланиш даражасини миқдорий жиҳатдан янада аниқроқ билиш учун электроскопга шкала ўрнатиш керак. Бундай

¹ Бу қутиннинг роли кейинроқ тушунтирилади (52-бет).

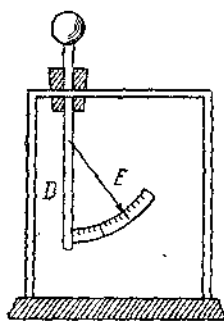
асбоби М. В. Ломоносов билан биргаликда яшин разряд вақтида юзага келадиган электрланишни кўзатган Г. В. Рихман биринчи бўлиб 1745 йилда ясаган. Бу асбоб „электр кўрсаткич“ ёки *электромётр* деб аталади. Г. В. Рихман „электр кўрсаткич“ ининг схематик тасвири 3-расмда берилган, бунда g билан вертикал осилган металл чизгич белгиланган. Чизгичга f илак инининг бир учи бириктирилган. Электрланган вақтда ип чизгичдан итарилади ва унинг чизгичдан оғиш даражасини ab ёғоч квадрантга чизилган бўлимлар ёрдамида аниқласа бўлади.



3-расм. Г. В. Рихманнинг электр кўрсаткичи.

Рихман схемаси бўйича ясалган ҳозирги замон электрометри 4-расмда тасвирланган. D стерженни электрлаганда E алюминий япроқча D қўзғалмас стержендан итарилади; электрланиш даражасига боғлиқ бўлган оғиш катталиги шкала орқали аниқланади.

Қуйидаги жуда муҳим ҳодиса жисملарнинг электрланиш процессини тушунишга ёрдам беради: агар, масалан, мусбат электрланган жисмни манфий электрлай бошласак, унинг электрланган ҳолати дастлаб камаяди, сўнг батамом йўқолади

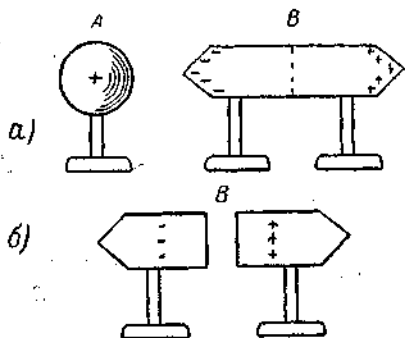


4-расм. Электрометр.

ва шундан кейингина жисм манфий электрлана бошлайди. Бундан маълум бўладики, *турли ишорали зарядлар бир-бирини компенсациялар экан*. Бу факт зарядланмаган жисмларда ҳам ҳамма вақт зарядлар бўлади, лекин улардаги зарядлар қарама-қарши ишорали ва шунча миқдорда бўладики, бу зарядларнинг таъсирлари бир-бирини батамом компенсациялаб туради, деган гипотезага олиб келди. Ортиқча мусбат зарядларга эга бўлган жисм мусбат зарядланган, ортиқча манфий зарядларга эга бўлган жисм манфий зарядлангандир. Жисмларни ишқалаш билан электрлаганда иккала жисм электрланади, бунда ҳар доим уларнинг бири мусбат, иккинчиси манфий электрланади. Бундан биз зарядлар *вужудга келмайди ҳам ва йўқолмайди ҳам*, улар фақат бир жисмдан иккинчи жисмга узатилиши ёки берилган жисм ичидан кўчиши (ҳаракатланиши) мумкин деган хулосага келамиз. Электр зарядларнинг сақланиш қонуни номи билан маълум бўлган бу ҳодиса электр таълимоти соҳасида асосий

қоида бўлиб, кўп далиллар билан исботланади. Бу далиллардан бири Эпинус кашф этган *таъсир орқали*, ёки одатда айтилишича, *индукция* йўли билан электрлашдир.

Таъсир орқали электрлаш ҳодисаси қуйидагича бўлади: агар изоляцияланган B ўтказгичга зарядланган A жисмни



5-расм. Таъсир орқали электрлаш.

яқинлаштирилса (5-а расм), B ўтказгичда зарядлар пайдо бўлади, шунинг билан бирга, ўтказгичнинг A жисмга яқин қисмида A жисмнинг зарядига тескари ишорали зарядлар, узоқроқ қисмида A жисмнинг заряди билан бир хил ишорали зарядлар жойлашади. Агар зарядланган A жисмни олиб кетилса, B ўтказгичдаги зарядларга ташқи кучларнинг таъсири йўқолиб, зарядлар „аралашиб кетади“ ва B ўтказгичнинг бутун қисми яна нейтраллашиб қолади. Бироқ зарядланган A жисмни олиб кетмасдан B ўтказгични икки қисмга бўлинса (5-б расм), зарядланган A жисмни олиб кетилгандан кейин ҳам бу бўлақлардаги зарядлар сақланиб қолади. Агар B ўтказгичда ҳамма вақт ҳар иккала ишорали — мусбат ва манфий — зарядлар бўлади, шу билан бирга, бу зарядлар (ёки локал бир ишорали зарядлар) ўтказгич бўйлаб эркин кўча олади деб фараз қилинса, бу тажрибаларни бевосита тушунтириш мумкин. Бунда B ўтказгичга мусбат зарядланган A жисмни яқинлаштирганда B ўтказгичдаги манфий зарядлар унга тортиладилар, мусбат зарядлар эса итариладилар ва шундай қилиб, B ўтказгичнинг учларида турли ишорали электрланиш вужудга келади. Зарядланган A жисмни узоқлаштирилганда B ўтказгичдаги зарядларга ташқи кучлар таъсир қилмай қолади, зарядлар „аралашиб кетади“ ва бутун B ўтказгичнинг барча қисмлари яна нейтрал бўлиб қолади. Зарядланган A жисм яқинда турганда B ўтказгични икки бўлакка бўлинса, у ҳолда зарядланган A жисмни узоқлаштирилгандан кейин B ўтказгичдаги зарядлар „аралашиб кетолмайди“ ва B ўтказгичнинг бўлинган иккала қисми электрланган ҳолда қолади. B жисмнинг бу иккита бўлагини бир-бирига тегизилса, жисм нейтрал бўлиб қолади, бундан бўлақлардаги зарядлар катталиқ жиҳатдан бир хил эканлигини билиш мумкин.

Нейтрал моддада икки хил ишорали зарядлар борлиги ва уларнинг сақланиб туриши узил-кесил аниқланган дейиш мумкин.

Электр ҳодисаларнинг XVIII аср ўрталарида пайдо бўлган биринчи назарияси ўзига хос электр суюқлиги бор деган фаразга асосланган эди. Ундан кейин мусбат ва манфий иккита электр суюқлиги бор деб фараз қилувчи назария майдонга келди. Петербург Фанлар академиясининг академиги Эпинус бир электр суюқлиги назариясини яратди. Бу суюқликни у мусбат суюқлик деб ҳисоблади. Эпинус назариясига кўра жисмларда бу суюқлик ортиқча бўлса, улар мусбат электрланган ҳолатда, етишмаса манфий электрланган ҳолатда бўладилар. Ўтган асрнинг охирида элементар электр заряд бор эканлиги ҳамда атомлар ва молекулаларда шу элементар зарядга қаррали бўлган зарядларгина бўла олиши аниқланди. Кейинчалик бунга тамомила муайян *e* манфий заряд ташувчи элементар зарралар борлиги сабабчи эканлиги аниқланди; бу зарралар *электронлар* деб аталди. Кейинроқ электроннинг фақат муайян *e* заряд билангина эмас, балки муайян *m* масса ва қатор бошқа физик катталиклар (айланиш моменти, магнит моменти) билан ҳам характерланиши кўрсатилади. Электрон табиатининг бу мураккаб характери объектив мавжуд дунёнинг чексиз турли-туман эканлигини таъкидловчи диалектик материализмни тасдиқлаган ажойиб мисоллардан биридир. В. И. Ленин: „Атом сингари, электрон ҳам *бепоён*дир...“¹, деб ёзган эди.

Электроннинг массаси энг енгил атом — водород атоми массасининг тақрибан $\frac{1}{1840}$ қисмини ташкил қилади.

Ҳозирги замон тасаввурларига кўра (III томга қаранг) электронлар барча атомларга таркибий қисм сифатида киради; атомларнинг марказий қисми — *атом ядросининг* заряди мусбат бўлади; атомнинг деярли ҳамма массаси унинг ядросида тўплангандир. Ҳозирги вақтда мусбат (*позитронлар* деб аталувчи) электронлар бор эканлиги маълумдир, бироқ улар фақат баъзи махсус шароитлардагина кузатилиши мумкин ва биз ҳозирча улар устида тўхталмаймиз.

122- §. Ҳуказгичлар ва изоляторлар. Юқорида айтиб ўтганимиздек, тажрибалар барча моддаларнинг икки синфга: 1) электрланишни узатувчи жисмлар — *ўтказгичлар* ва 2) электрланишни узатмайдиган жисмлар — *ўтказгич эмасларга* (булар *изоляторлар* ёки *диэлектриклар* деб ҳам аталади) бўлишини кўрсатади. Ҳуказгичлар биринчи жинс ва иккинчи жинс ўтказгичларга бўлинади. Биринчи жинс ўтказгичларда зарядларнинг кўчирилиши бу ўтказгичлар химиявий табиати-

¹ В. И. Ленин, „Материализм ва эмпириокритицизм“, Асарлар, 14- том, Ўздавнашр, 1951 йил, 291- бет.

нинг бирор ўзгариши билан ҳам, уларда модданинг бирор сезиларли кўчиши билан ҳам боғлиқ эмасдир; иккинчи жинс ўтказгичларда зарядларнинг кўчирилиши бу ўтказгичларнинг бошқа ўтказгичларга тегиб турган жойларида уларни ташкил қилган моддаларнинг ажралишига олиб келадиган химиявий ўзгаришлар билан боғлангандир. Барча металллар биринчи жинс ўтказгичлардир; суюлтирилган тузлар, туз кислота ва ишқор эритмалари иккинчи жинс ўтказгичлардир. Туз кристаллари, ёғлар, ҳаво, шиша, чинни, эбонит, каучук, каҳрабо ва қатор бошқа моддалар изоляторлардир.

Ҳозирги вақтда *яримўтказгичлар* ҳам алоҳида ажратилган. Ярим ўтказгичлар жуда кичик бўлса-да, ҳар ҳолда сезиларли электр ўтказувчанликка ва уларни алоҳида гурӯпга бирлаштиришга имкон берувчи қатор бошқа хусусиятларга эга бўлган жисملардир. Ҳозирги вақтда ўтказгичлар ва диэлектрикларнинг табиатини аниқ тушунтирувчи маълум нуқтаи назар бор.

Металларда (биринчи тур ўтказгичларда) электронларнинг бир қисми якка атомлар орасида эркин ҳаракатлана олади. Зарядланмаган металлда эркин ҳаракатланувчи электронларнинг зарядлари металл кристалл панжарасининг ўзаги билан боғланган мусбат зарядлар билан компенсацияланади. Ўтказгични электрлаганда ундаги электронлар сони ўзгаради; манфий электрлаганда ўтказгичга ташқаридан ортиқча электронлар қўшилади, мусбат электрлаганда ундан қисман электронлар олинади, натижада атом ядроларининг тўла компенсацияланмаган мусбат заряди намоён бўла бошлайди.

Таъсир (индукция) орқали электрлаганда электронлар ташқи заряднинг тортиш ёки итариш кучи таъсирида ўтказгичнинг бир учига кўчади; бу учда электронлар ортиқча бўлиб қолади ва бу манфий электрланишга сабаб бўлади; қарама-қарши учда электронлар етишмаслиги туфайли компенсацияланмаган мусбат заряд пайдо бўлади.

Барча металллардаги барча электронлар бир хил бўлгани туфайли уларнинг кўчиши биринчи жинс ўтказгич химиявий таркибини ўзгартирмайди. Электронларнинг массаси эса шу қадар кичикки, амалда эришиш мумкин бўлган электрлашларда ўтказгичдаги электронлар сонининг ўзгариши туфайли ўтказгич массасининг ўзгаришини сезиб бўлмайди¹.

Иккинчи жинс ўтказгичларда эркин электронлар бўлмайди, бироқ уларда электрони етишмайдиган ёки ортиқча бўлган атом ёки молекулалар мавжуд. Бундай зарядланган атомлар ёки молекулалар *ионлар* дейилади. Иккинчи жинс ўтказгич-

¹ 114- бетдаги ҳисоблашга қаранг.

ларда зарядларни ташиш ионларнинг кўчишига боғлиқ бўлади, шу сабабли иккинчи жинс ўтказгичларда химиявий ўзгаришлар рўй беради.

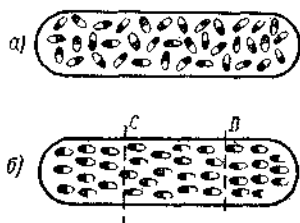
Диэлектриклар — электр ўтказмайдиганлар — мусбат ва манфий зарядлари бирдай миқдорда бўлган молекулалардан ёки диэлектрик ичида эркин ҳаракат қила олмайдиган ионлардан тузилгандир. Электр кучлар таъсирида диэлектрикдаги зарядлар фақат бир озгина силжийдилар ёки ўз ориентацияларини ўзгартирадилар, холос. Масалан, қуйидагича тузилган моддани диэлектрикнинг модели деб олиш мумкин: бу моддада жуфт-жуфт бўлиб бириккан турли исмли зарядлар (қутбли молекулалар) диэлектрик яхлитлигича ва, шунингдек, унинг айрим қисмлари ҳам нейтрал бўладиган ҳолда тартибсиз бурилган бўлади (6- а расм). Агар диэлектрикка зарядланган жисм яқинлаштирилса, ундаги зарядлар кўчмайди, балки бир хил ориентацияланиб олади (6- б расм). Натижада диэлектрикнинг яқинлаштирилган жисмга қараган учиди жисмнинг зарядига тескари ишорали зарядлар, қарама-қарши учиди эса жисмдагига ўхшаш ишорали зарядлар жойлашиб олади.

Диэлектрикнинг бундай ҳолати *қутбланиш* деб аталади. Қутбланиш ҳолати ўтказгичлар индукция ҳодисаси вақтида вужудга келадиган электрланишдан фарқлидир.

Агар қутбланган диэлектрикни, масалан, D ва C чизиқлар (6- б расм) бўйича бўлсак, у ҳолда бўлакларнинг ҳар бири бутун ҳолда нейтрал бўлади, фақат уларнинг сиртларидагина мусбат ёки манфий ишорали зарядлар бўлади.

Жуда катта электр кучлар таъсирида диэлектрик молекулалари парчаланиши мумкин, бу ҳолда диэлектрик ўтказгич бўлиб қолади. Бундай ҳодиса диэлектрикнинг *тешилиши* дейилади.

123- §. Электростатик майдон. Кулон қонуни. Зарядларнинг ўзаро таъсир қонуни электростатиканинг асосий қонунидир. Зарядларнинг ўзаро таъсири дастлаб бутун олам тортишиш қонуни билан расмий ўхшашлик асосида тушунтириларди. Бунда электр кучлар ҳам, бутун олам тортишиш кучлари ҳам оралиқ фазонинг ҳеч қандай иштирокисиз „узоқдан таъсирлашиш“ дан иборат деб олинарди. Ҳақиқатда эса зарядлар атроф фазода (тортишувчи массалар каби) қандайдир физик ўзгаришлар юзага келтиради, бу ўзгаришларни аввало текшириладиган зарядлардан бирор масофада жойлаштирилган ҳар



6- расм. Диэлектрикнинг қутбланиши.

қандай бошқа зарядга кучлар таъсир қилишидан билиш мумкин. Бу ўзгаришларнинг табиатини кўриб чиқишга ҳозирча киришмасдан туриб, биз тинч турган зарядларни ўраб олган фазода *электростатик майдон* вужудга келади деймиз.

Масалан, иккита заряд ўзаро қуйидагича таъсирлашади: зарядларнинг ҳар бири ўз атрофидаги фазода майдон ҳосил қилади ва бу майдон иккинчи зарядга маълум куч билан таъсир қилади.

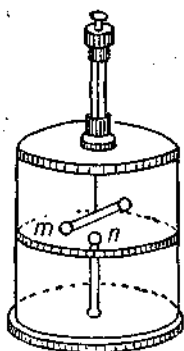
Электростатик майдон материянинг махсус туридир; у орқали бир электрланган жисмнинг таъсири бошқа жисмларга узатилади. Майдоннинг хоссалари майдоннинг зарядларга таъсир этувчи кучлари бўйсунадиган қонуниятлар асосида ўрганилади.

Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсири жисмларнинг шаклига ва ўлчамларига боғлиқ бўлганидан ўзаро таъсир қонунини аниқлашда нуқтавий зарядлар деб аталувчи зарядлар тегишлирилади. *Нуқтавий зарядлар деб шундай зарядланган жисмларни айтиладики, бу жисмларнинг ўлчовлари улар орасидаги масофага нисбатан кичик бўлади.* Равшанки, ҳар қандай зарядланган жисмни нуқтавий зарядларнинг тўплами деб қараш мумкин.

Иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир қонунини 1785 йили Кулон тажрибада аниқлади. Шу билан бирга Кулон қонуни заряднинг катталиги ҳақидаги таърифни ҳам ўз ичига олган.

Кулон ўзининг барча ўлчашларини ҳавода ўтказган бўлса-да, қатъий қилиб айтганда, Кулон қонунининг бу параграфда кўриладиган ифодаси бўшлиққа, яъни сезиларли миқдорда атом, молекула ёки бошқа зарралар бўлмаган фазога тааллуқлидир.

Нуқтавий зарядларнинг ўзаро таъсир қонунини Кулон *буралма тарози* (7- расм) ёрдамида ўтказилган ўлчашларга асосланиб аниқлади. Бу тарози шундай тузилган: катта шиша идиш ичида ингичка симга шиша шайин осиб қўйилган. Шайиннинг бир учига *m* металл шарча, иккинчи учига посанги бор. Иккинчи *n* металл шарча шиша таёқчага қўзғалмас қилиб ўрнатилган. Ҳар иккала шарчага ташқаридан электр зарядлари бериш мумкин. Шарчалар бир-бирларидан ва атрофдаги жисмлардан изоляция қилинганликлари туфайли улар зарядларни бирмунча вақт ўзларида тутиб тура оладилар. *m* ва *n* шарчалар орасидаги масофани *t* шарчали шайин осиб қўйилган ип бириктирилган тарози каллагини



7- расм. Кулоннинг буралма тарозиси.

бураб ўзгартириш мумкин. m ва n шарчаларга зарядлар берилганда улар (зарядларнинг ишорасига қараб) ё тортилади, ёки итарилади, натижада m шарчали шайин бирор бурчакка бурилади. Тарози каллагини бураб, m шарчани дастлабки вазиятига келтириш мумкин; бунда ип (сим) нинг бурилиш моменти m шарчага таъсир қилувчи электр куч моментига тенг бўлади. Агар ип аввал даражаланган бўлса, каллакнинг бурилиш бурчагига кўра куч моментини бевосита аниқлаш, шайин узунлигини билган ҳолда эса шарчалар орасидаги ўзаро таъсир кучини ҳам аниқлаш мумкин.

Кулон қонуни қуйидаги мулоҳазаларга асосланиб чиқарилади. Аввало тажрибалар зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари зарядларни туташтирувчи тўғри чизиқ бўйлаб йўналганлигини кўрсатади. Зарядлар бир хил ишорали бўлганда бу кучлар 121- § да айтилганидек, итаришиш кучлари, зарядлар турли ишорали бўлганда тортишиш кучлари бўлади. Бирор доимий зарядлар берилган m ва n шарчалар (8-а расм) орасидаги r масофани ўзгартириш билан ўзаро таъсир кучлари r масофанинг квадратига тескари пропорционал ўзгаришига тажрибада ишонч ҳосил қилиш мумкин.

q_1 ва q_2 иккита заряд катталикларини таққослаш учун бу зарядларнинг бирор муайян q_0 учинчи заряд билан ўзаро таъсир кучлари f_1 ва f_2 ни ўлчаш керак, бунда q_1 ва q_2 зарядларни навбат билан q_0 заряддан бирдай масофада жойлаштирилади (8-б ва 8-в расмлар). Бунинг учун n шарча зарядини доимий ва q_0 га

$$a) \quad q_1 \overset{m}{\bullet} \text{---} r \text{---} \overset{n}{\bullet} q_2$$

$$b) \quad q_1 \overset{m}{\bullet} \text{---} r_1 \text{---} \overset{n}{\bullet} q_0$$

$$в) \quad q_2 \overset{m}{\bullet} \text{---} r_2 \text{---} \overset{n}{\bullet} q_0$$

8-расм. Кулон қонунини асослашга доир.

тенг қилиб сақлаган ҳолда, m шарчага кетма-кет q_1 ва q_2 зарядлар берамиз. Тажрибанинг кўрсатишича, кучларнинг f_1/f_2 нисбати учинчи q_0 заряднинг катталигига ҳам, q_1 ва q_2 зарядларнинг шу учинчи заряддан жойлашиш масофаси r_0 га ҳам боғлиқ эмас. Демак, кучлар f_1/f_2 нисбатининг қиймати фақат q_1 ва q_2 зарядларнинг ўзи билангина аниқланади. Бундан зарядлар нисбати q_1/q_2 ни кучлар нисбати f_1/f_2 га тенг деб олиш табиидир. Шундай қилиб, биз иккита заряднинг q_1/q_2 нисбатини ўлчаш усулини топдик.

Зарядларнинг абсолют қийматларини ҳосил қилиш учун даставвал зарядларнинг ўлчов бирликларини белгилаш керак. Бу иш билан бир оз кейинроқ шуғулланамиз.

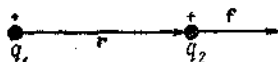
Зарядларни таққослаш усулини билган ҳолда биз энди q_1 , q_2 , q_3 , ..., зарядларни бир-биридан бир хил r масофада жуфт-жуфт қилиб жойлаштира оламиз. Бунда тажриба зарядлар жуфти орасидаги ўзаро таъсир кучи заряд катталикларининг кўпайтмаси ($q_1 \cdot q_2$) га пропорционал эканлигини кўрсатади.

Шундай қилиб, Кулон қонуни тўла равишда қуйидагича таърифланади: *иккита нуқтавий заряд орасидаги f ўзаро таъсир кучи q_1 ва q_2 зарядлар катталикларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ҳамда улар орасидаги r масофа квадратига тесқари пропорционал:*

$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1)$$

бунда k — пропорционаллик коэффициент.

Агар мусбат зарядларни плюс ишора (+), манфийларини минус ишора (—) билан белгиласак, у ҳолда кучнинг манфий қийматлари тортишиш кучларига, мусбат қийматлари итаришиш кучларига мос келади.



9-расм. Радиус-векторнинг йўналиши.

Кулон қонуни (1) ни вектор кўринишда ёзиш мумкин. q_1 нуқтавий заряддан (9-расм) q_2 нуқтавий зарядга r радиус-вектор ўтказамиз. q_2 зарядга таъсир этувчи f куч сон жиҳатдан (1) га кўра $k \frac{q_1 q_2}{r^2}$ катталиқка тенг ҳамда q_1 ва q_2 зарядлар

бир хил ишорали бўлганда r радиус-вектор йўналган томонга (9-расм шу ҳолга тегишлидир), q_1 ва q_2 зарядлар турли ишорали бўлганда r радиус-

вектор йўналишига қарама-қарши томонга йўналган. Шу сабабли $k \frac{q_1 q_2}{r^2}$ катталиқни r радиус-вектор йўналишидаги $\frac{r}{r}$ бирлик векторга кўпайтириш билан f кучнинг катталигини ва йўналишини топамиз. Шундай қилиб, Кулон қонунини вектор кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{r}{r}. \quad (1a)$$

Заряднинг CGS бирлигини аниқлаш учун Кулон қонуни (1) да k пропорционаллик коэффициентини бирга тенг деб оламиз:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Бундан, CGS системада заряд бирлиги учун шундай нуқтавий заряд олинганки, бу заряднинг ўзидан 1 см масофада турган ўзига тенг заряд билан ўзаро таъсир кучи бир динага тенг бўлади, деган хулосага келамиз. Бу бирлик заряднинг абсолют электростатик бирлиги дейилади.

Электр ҳақидаги таълимотда CGS системага ва электростатика қонунларига асосланиб аниқланадиган бирликлар абсолют электростатик бирликлар дейилади ва CGSE деб белгиланади.

Электростатик бирликнинг кичиклиги туфайли бирликларнинг халқаро системасида (1 томга қаранг) заряд бирлиги қилиб CGSE заряд бирлигидан $c/10^{-1}$ марта катта заряд қабул

қилинган, бунда c — электродинамик доимий (196- § га қаранг). Заряднинг бу бирлиги кулон дейилади. c электродинамик доимий жуда катта аниқликда $3 \cdot 10^{10}$ см/сек га тенг бўлгани учун, қуйидагига эга бўламиз:

1 кулон = $3 \cdot 10^9$ CGSE заряд бирлиги.

Заряднинг CGSE системадаги ўлчамлигини (1) формулага асосан ҳосил қиламиз:

$$[q^2] = [f] \cdot [r^2],$$

бундан

$$[q] = [f^{1/2}] \cdot L = M^{1/2} \cdot L^{3/2} \cdot T^{-1}.$$

Зарядланган jismlar o'arasidagi ўзаро таъсир кучларини ҳисоблашга мисоллар келтирамиз.

Мисол. Ҳар бирининг массаси 0,1 г бўлган оғирлик кучи майдонидаги иккита кичик шарча узунликлари 25 см дан бўлган l ипларга осиб қўйилган (10- расм). Шарчаларга бирдай зарядлар берилгандан кейин улар бир-биридан $r = 5$ см масофага узоқлашган. Шарчаларга берилган зарядларни CGSE системада ва кулон ҳисобида топинг.

Ечилиши. Шарчалар орасидаги итаришиш кучи:

$$f = \frac{q^2}{r^2},$$

бунда q — ҳар бир шарчага берилган заряд. Итаришиш кучлари f ва оғирлик кучлари $P = mg$ нинг умумий ташкил этувчиси бўлган F куч ип бўйлаб йўналганда мувозанат юз беради. 10- расмдан:

$$f = P \cdot \operatorname{tg} \alpha = mg \cdot \operatorname{tg} \alpha;$$

бурчак α кичик бўлганда $\operatorname{tg} \alpha$ ўрнига тақрибан $\sin \alpha$ ни олиш мумкин, лекин

$$\sin \alpha = \frac{r}{2l}, \text{ бундан } f = \frac{mgr}{2l}$$

бўлади. f нинг бу қийматини q^2/r^2 ифодага тенгласак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

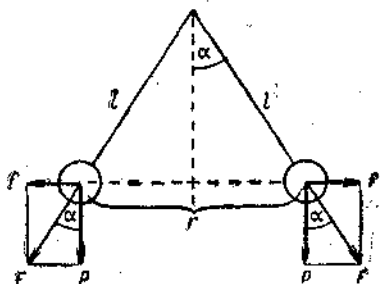
$$\frac{q^2}{r^2} = \frac{mgr}{2l},$$

бундан изланаётган жавоб чиқади:

$$q = r \sqrt{\frac{mgr}{2l}} = 5 \sqrt{\frac{0,1 \cdot 981 \cdot 5}{2 \cdot 25}} \text{ CGSE} = 15,6 \text{ CGSE}.$$

Бу зарядни кулонларда ифодаласак қуйидагини топамиз:

$$q = \frac{15,6}{3 \cdot 10^9} \text{ К} = 5,2 \cdot 10^{-9} \text{ К}.$$



10- расм. Электрланган шарчаларга таъсир этувчи кучлар.

Бундан кўриниб турибдики, кулон катта бирликдир, жисмларнинг одатдаги электрланишида кузатиладиган зарядлар кулоннинг жуда кичик улушлари билан ифодаланади.

124- §. Электростатик майдон кучланганлиги. Ҳар бир заряд атроф фазода электростатик майдон ҳосил қилишини 123- § да кўрсатиб ўтган эдик. Майдон хусусиятларини ўрганиш учун бу майдонга *нуқтавий зарядларни* жойлаштириш ва уларга таъсир этувчи кучларни кузатиш керак. Бунда *майдонга киритилган зарядлар шу қадар кичикки, улар майдонни ҳосил қилган зарядларнинг катталигини ҳам, жойланишини ҳам ўзгартирмайди*, деб олинади. Кулон қонунидан майдоннинг бирор нуқтасига жойлаштирилган q мусбат зарядга шу заряд катталигига пропорционал f куч таъсир этиши келиб чиқади. Бу кучнинг катталиги ва йўналиши майдонни ҳосил қилган зарядларнинг катталиги ва жойлашиши билан белгиланади. Кулон қонунидан яна шу нарса келиб чиқадики, зарядга таъсир этувчи f кучнинг заряд катталиги q га нисбати заряднинг катталиги q га боғлиқ бўлмай, майдоннинг берилган нуқтасини характерлайди. Шундай қилиб, майдоннинг барча нуқталари учун топилган f/q нисбат майдоннинг муайян объектив хусусиятларининг физик характеристикасини билдиради. Бу нисбат *электростатик майдон кучланганлиги* деб аталувчи физик катталиқни ифодалайди ва E билан белгиланади:

$$E = \frac{f}{q}. \quad (1)$$

Агар бу формулада $q = +1$ деб олсак, у ҳолда E катталиқ ва йўналиш жиҳатдан f куч билан бир хил бўлади. Шундай қилиб, *бирор нуқтадаги электростатик майдон кучланганлиги сон жиҳатдан шу нуқтага жойлаштирилган мусбат заряд бирлигига таъсир этувчи кучга тенг ва шу куч билан бир хил йўналган физик катталиқдир*. Бу таърифдан кучланганлик вектор катталиқ эканлиги келиб чиқади.

Кучланганлик бирлиги учун шундай нуқтанинг кучланганлиги олиндики, бу нуқтада бирлик зарядга бирлик куч таъсир этади. Демак, $CGSE$ системада кучланганлик бирлиги қилиб бир электростатик бирлик зарядга бир дина куч таъсир этадиган нуқтадаги кучланганлик олинади. Кучланганликнинг бу системадаги ўлчамлигини (1) формуладан аниқлаймиз:

$$[E] = \frac{[f]}{[q]} = \frac{MLT^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{-1/2}T^{-1}. \quad (2)$$

Мисол тариқасида баъзи бир муҳим хусусий ҳоллар учун электростатик майдон кучланганлигини ҳисоблаймиз.

1. Нуқтавий заряд майдонининг кучланганлиги. Нуқтавий q заряд олиб, бу заряддан r масофада ётган ихтиёрий A нуқтада майдон кучланганлигини топамиз.

Кулон қонунига мувофиқ, q заряддан r масофада жойлашган q_0 мусбат зарядга

$$f = \frac{q \cdot q_0}{r^2}$$

куч таъсир қилади. Бундан A нуқтадаги кучланганлик:

$$E = \frac{f}{q_0} = \frac{q}{r^2}. \quad (3)$$

(3) ифода кучланганликнинг A нуқтадаги катталигини ифодалайди. Кучланганликнинг йўналиши f кучнинг йўналиши билан бир хил бўлади. Демак, E вектор q зарядни A нуқта билан туташтирувчи чизиқ бўйлаб q мусбат бўлганда q заряддан ташқарига томон ва q манфий бўлганда q зарядга томон йўналган бўлади (11- расм).

E кучланганлик вектор кўринишда қуйи-
дагича ёзилади:

$$E = \frac{q}{r^2} \cdot \frac{r}{r}, \quad (3a) \quad a) +q \bullet \quad E \xrightarrow{A}$$

бунда r — нуқтавий заряд q жойлашган жойдан майдон кучланганлиги E ҳисобланаётган жойга ўтказилган радиус-вектор.

$$b) -q \bullet \quad E \xleftarrow{A}$$

11- расм. Электростатик майдон кучланганлиги E нинг йўналиши.

Агар кучланганликни $q_1, q_2, \dots, q_n$ бир нечта нуқтавий заряд вужудга келтираётган бўлса, бирор нуқтадаги натижавий кучланганлик алоҳида зарядлар вужудга келтираётган кучланганликларнинг геометрик йиғиндиси билан ифодаланади. Бу ҳол берилган нуқтага жойлаштирилган q_0 зарядга таъсир этувчи f куч ҳар бир алоҳида заряд томонидан ҳосил қилинган $f_1, f_2, \dots, f_n$ кучларнинг геометрик йиғиндисига тенг, яъни

$$f = f_1 + f_2 + \dots + f_n$$

эканлигидан келиб чиқади. Бу тенгликдан f кучнинг q_0 зарядга нисбати билан ўлчанадиган кучланганлик

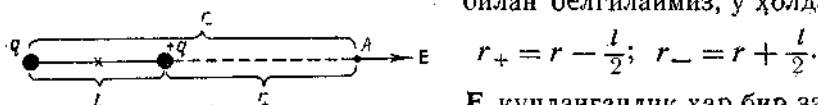
$$E = \frac{f}{q_0} = \frac{f_1}{q_0} + \frac{f_2}{q_0} + \dots + \frac{f_n}{q_0}$$

ифодага тенг эканлиги келиб чиқади.

Унг томонда турган ҳадлар $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлар вужудга келтирган $E_1, E_2, \dots, E_n$ кучланганликлардир. Демак,

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n. \quad (4)$$

2. Диполь майдонининг кучланганлиги. Диполь деб қарама-қарши ишорали иккита тенг зарядлар мажмуиға айтилади, бу зарядлар орасидаги l масофа улардан майдон кучланганлиги аниқланаётган нуқталаргача бўлган масофаларга нисбатан кичик бўлади. Зарядлар орқали ўтувчи чизиқ диполнинг ўқи дейилади. Диполь ўқидаги электростатик майдон кучланганлигини аниқлаймиз, бунинг учун ўқда ихтиёрий A нуқтани оламиз (12- расм). A нуқтанинг $+q$ ва $-q$ зарядлардан узоқлигини мос равишда r_+ ва r_- билан белгилаймиз, A нуқтадан диполнинг ўрта нуқтасигача бўлган масофани r билан белгилаймиз, у ҳолда:



12- расм. Диполь ўқидаги майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

$$r_+ = r - \frac{l}{2}; \quad r_- = r + \frac{l}{2}.$$

Биз текшираётган ҳолда E_+ ва E_- кучланганликларини геометрик йиғиндисига тенг. Биз текшираётган ҳолда E_+ ва E_- кучланганликлар диполь ўқи бўйлаб йўналган бўлгани учун геометрик йиғинди алгебраик йиғиндига келтирилади:

$$E = \frac{q}{r_+^2} - \frac{q}{r_-^2}$$

ёки

$$E = \frac{q(r_-^2 - r_+^2)}{r_+^2 \cdot r_-^2} = \frac{q(r_- + r_+)(r_- - r_+)}{r_+^2 \cdot r_-^2}.$$

Яна қуйидагиларга эгамиз:

$$r_- - r_+ = l; \quad r_+ + r_- = 2r;$$

шартга кўра $r \gg l$ бўлганидан, тақрибан

$$r_+^2 \cdot r_-^2 \cong r^4$$

деб олиш мумкин, энди E нинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E = \frac{2ql}{r^3};$$

q заряднинг зарядлар орасидаги масофага кўпайтмаси

$$p = ql$$

диполь моменти дейилади. Охирги формулани диполь моменти p орқали ёзиб, ниҳоят қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{2p}{r^3}. \quad (5)$$

А нуқтадаги майдон кучланганлиги E диполь ўқидан ўнга йўналган.

Диполь ўқига диполининг ўртасидан чиқарилган OB перпендикулярда ётувчи B нуқтадаги кучланганликни кўриб чиқайлик (13- расм). B нуқтадаги кучланганлик $+q$ ва $-q$ зарядлар вужудга келтирган кучланганликларнинг геометрик йиғиндисидан иборатдир. B нуқтадан ҳар иккала зарядгача бўлган r_+ ва r_- масофалар тенг бўлганидан, кучланганликлар сон жиҳатдан тенг, яъни

$$E_+ = E_- = \frac{q}{r^2_+}$$

бўлади, E_+ ва E_- кучланганлик векторларининг йўналишлари 13- расмда кўрсатилган. Натижавий кучланганлик вектори $E = E_+ + E_-$, 13- расмдан кўринишича, катталик жиҳатдан:

$$E = E_+ \cos \alpha + E_- \cos \alpha = \frac{2q}{r^2_+} \cos \alpha$$

ёки

$$E = \frac{2q}{r^2_+} \cdot \frac{l}{2} = \frac{ql}{r^3_+}$$

га тенг бўлади.

B нуқтадан диполининг ўртасигача бўлган масофани r билан белгилаймиз, у ҳолда $l \ll r$ бўлганидан, тақрибан $r_+ = r$ ва охириги формула қуйидаги кўринишда ёзилади:

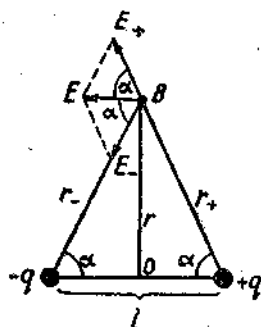
$$E = \frac{ql}{r^3}.$$

Ниҳоят, бу формулани диполь моменти $p = ql$ орқали ифодаласак:

$$E = \frac{p}{r^3}. \quad (6)$$

(5) ва (6) формулаларни таққослаб, диполь майдонининг кучланганлиги ҳар иккала ҳолда диполь моменти p га пропорционал ва диполгача бўлган r масофанинг кубига тескари пропорционал эканлигини кўрамиз.

Юқоридаги мисолларнинг кўрсатишича, натижавий кучланганликни аниқлаш учун электр системани ташкил қилган нуқтавий зарядлар вужудга келтирган кучланганликларнинг геометрик йиғиндисини олиш керак экан. Бироқ кўп ҳолларда системани нуқтавий зарядларнинг мажмуи сифатида қараб олиб борилган ҳисоблашлар ғоят мураккаб бўлади ёки бундай ҳи

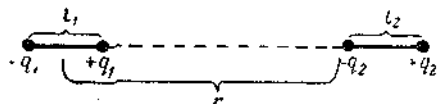


13- расм. B нуқтада диполь майдонининг кучланганлигини аниқлашга доир.

соблашларни умуман бажариб бўлмайди; шунинг учун кўп масалаларда кучланганлик баъзи бир ёрдамчи усуллар ёрдамида аниқланади. Бу усуллар ҳақида куйида гапирамиз.

Диполь майдонининг кучланганлиги формуласи (5) дан фойдаланиб, битта тўғри чизиқ бўйлаб, ўз ўлчовларига нисбатан катта r масофада жойлашган иккита қаттиқ диполнинг ўзаро таъсир кучини осон топиш мумкин.

Бунда қаттиқ диполь деб, зарядлари орасидаги l масофа ташқи кучлар таъсирида ўзгармайдиган диполни айтади; бундай диполнинг ҳар иккала заряди бир-бири билан „маҳкам“ боғлангандир.



14-расм. Иккита диполнинг ўзаро таъсир кучини аниқлашга доир.

Дастлаб, ҳар иккала диполь бир-бирига турли ишорали учи билан йўналган (14-расм) ҳолни кўрайлик. r биринчи диполнинг ўртасидан иккинчи диполнинг энг яқинидаги заряди $-q_2$ гача бўлган масофа бўлсин.

Биринчи диполнинг $-q_2$ заряд турган жойда ҳосил қилган майдон кучланганлиги E_1 (5) формулага кўра

$$E_1 = \frac{2p_1}{r^3}$$

га тенг бўлади, бунда $p_1 = q_1 l_1$ — биринчи диполнинг моменти. Шу кучланганлик туфайли иккинчи диполнинг $-q_2$ зарядига

$$f_1 = -\frac{2p_1}{r^3} q_2$$

куч таъсир қилади.

Уша иккинчи диполнинг $+q_2$ зарядига эса

$$f_2 = +\frac{2p_1}{(r+l_2)^3} q_2$$

куч таъсир қилади.

Иккинчи бутун диполга таъсир этувчи йиғинди куч

$$f = f_1 + f_2 = -\frac{2p_1}{r^3} q_2 + \frac{2p_1}{(r+l_2)^3} q_2 = -\frac{2p_1}{r^3} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{l_2}{r}\right)^3} \right] q_2$$

бўлади.

Шарт бўйича $l \ll r$, шунинг учун, тақрибан:

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{l_2}{r}\right)^3} \cong 1 - 3\frac{l_2}{r}, \text{ бундан } f = -\frac{6p_1 l_2 q_2}{r^4}$$

ёки $l_2 q_2 = p_2$ бўлганидан (бунда p_2 — иккинчи диполнинг моменти)

$$f = -\frac{6p_1 p_2}{r^4}. \quad (7)$$

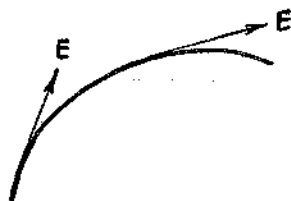
Минус ишора натижавий кучнинг тортишиш кучи эканлигини билдиради.

Ҳар иккала диполь бир-бирига нисбатан бир хил ишорали учлари билан йўналган ҳолда улар орасидаги ўзаро таъсир кучининг катталиги аввалгидек, лекин мусбат, яъни, ытаришиш кучи эканлигига осон ишониш мумкин.

(7) формуланинг кўрсатишича, диполлар орасидаги ўзаро таъсир кучи диполлар моментлари кўпайтмасига пропорционал ва улар орасидаги масофанинг тўртинчи даражасига тескари пропорционалдир. Ҳисоблашларни биз диполлар бир тўғри чизиқда жойлашган ҳол учун бажардик. Диполлар бошқача жойлашганларида ҳам улар орасидаги ўзаро таъсир кучи масофанинг тўртинчи даражасига тескари пропорционал бўлишини кўрсатиш мумкин.

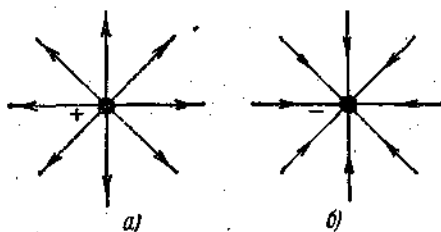
125- §. Кучланганлик чизиқлари. Электростатик майдоннинг ҳар бир нуқтасини E кучланганлик вектори билан ифодалаш мумкин эканлиги ўтган параграфда аниқланган эди.

Энди *кучланганлик чизиғи* тушунчасини киритайлик. Кучланганлик чизиқлари куч чизиқлари деб ҳам аталади. Кучланганлик чизиғи деганда шундай чизиқни назарда тутамизки, бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасида *кучланганлик вектори уринма бўйлаб йўналган бўлади* (15- расм). Кучланганлик чизиғининг йўналиши чизиқнинг ҳар бир нуқтасидаги кучланганлик векторининг йўналиши билан бир хил бўлади.



15- расм. Кучланганлик чизиғи.

Шундай қилиб, кучланганлик чизиғи ўзи ўтган ҳар бир нуқтада майдон кучланганлиги E нинг йўналишини ва демак, шу нуқтага жойлаштирилган $+q$ мусбат зарядга таъсир этувчи f кучнинг йўналишини кўрсатади. f кучнинг йўналиши q заряди бўлган жисмнинг кўчиш йўналишини эмас, балки жисм олган тезланиш векторинигина кўрсатади. Шунинг учун зарядланган жисм майдон кучлари таъсирида умуман айтганда, кучланганлик чизиғи бўйлаб ҳаракат қилмайди. Электр кучларидан ташқари ҳеч қандай бошқа кучлар таъсир этмаётган мусбат зарядланган жисм кучланганлик чизиғи бўйлаб ҳаракат қилади, бунинг учун кучланганлик чизиғи тўғри чизиқ бўлиши ва жисмнинг бошланғич тезлиги кучланганлик чизиғи бўйлаб йўналган бўлиши керак.



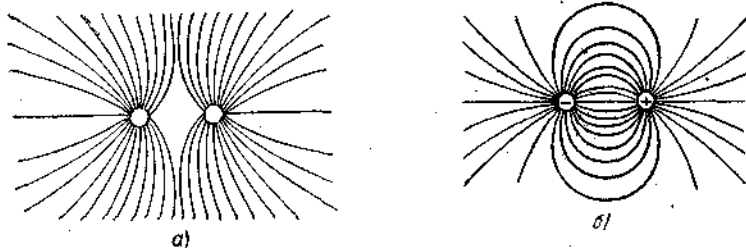
16- расм. Нуқтавий заряднинг кучланганлик чизиқлари:
 a — мусбат зарядники; b — манфий зарядники.

1. Нуқтавий заряднинг кучланганлик чизиқлари. Нуқтавий заряднинг кучланганлик чизиқлари заряд мусбат бўлса, заряддан чиқувчи ва заряд манфий бўлса, зарядга кирувчи тўғри чизиқлар (16- a ва b расмлар) эканлигини кўриш

Кучланганлик чизиқларига мисоллар кўрайлик.

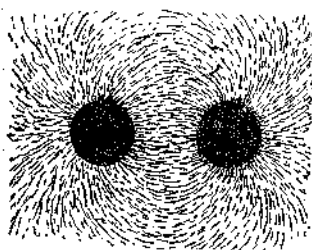
осон. Шундай қилиб, мусбат зарядни кучланганлик чизиқларининг бошланиш жойи деб, манфий зарядни кучланганлик чизиқларининг тугаш жойи деб қараш мумкин. Бу ҳар иккала ҳолда кучланганлик чизиқларига ўтказилган уринмалар бу чизиқлар билан устма-уст тушади ва ҳар бир нуқтада кучланганлик йўналган томонга йўналган бўлади.

2. Иккита нуқтавий заряднинг кучланганлик чизиқлари. 17-а расмда *тег* ва *бир хил ишорали* икки-



17- расм. Иккита нуқтавий заряднинг кучланганлик чизиқлари:
а — бир хил ишорали зарядларники; б — турли ишорали зарядларники.

та нуқтавий заряднинг, 17-б расмда катталиклари ўзаро *тег* турли ишорали иккита нуқтавий заряднинг, яъни бошқача айтганда, *диполнинг* кучланганлик чизиқлари тасвирланган.



18- расм. Турли ишорали зарядланган станиол доирачалар атрофида гипс кристаллчаларининг жойлашиши.

мумкин. Бунинг учун гипснинг майда, игнасимон кристаллчаларини станиол варақлари ёпиштирилган шиша пластинкага секилади ва бу варақларга зарядлар берилади. 18- расмда турли ишорали зарядланган иккита станиол доирача атрофида гипс кристаллчаларининг жойлашиши кўрсатилган.

Фазонинг ҳар бир берилган нуқтасида майдон кучланганлиги фақат битта йўналишга эга бўлади, шу сабабли кучлан-

3. Бир жинсли майдоннинг кучланганлик чизиқлари. Барча нуқталаридаги кучланганликлар геометрик тенг, яъни катталик ва йўналиш жиҳатдан бирдай бўлган майдон бир жинсли майдон дейилади. Бир жинсли майдоннинг кучланганлик чизиқлари кучланганлик векторига параллел бўлган тўғри чизиқлар эканлиги равшандир. Тажрибада кучланганлик чизиқларининг йўлини кўриш учун диэлектрикнинг узун бўлаклари қўбланганда кучланганлик чизиқлари бўйлаб жойлашишидан фойдаланиш

ганлик чизиқлари ҳеч қачон кесишмайди. Кучланганлик чизиқлари мусбат зарядлардан бошланиб, манфий зарядларда тугайди.

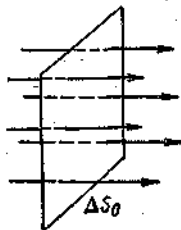
126-§. Кучланганлик оқими. Остроградский — Гаусс теоремаси. Айтилганлардан келиб чиқадики, кучланганлик чизигини фазонинг исталган нуқтасидан ўтказиш мумкин, чунки фазода ўтказиладиган чизиқлар сони чекланмагандир.

Кучланганлик чизиги кучланганликнинг йўналишини характерлайди, бироқ кучланганликни катталиги жихатдан характерламайди. Бироқ кучланганлик катталигини

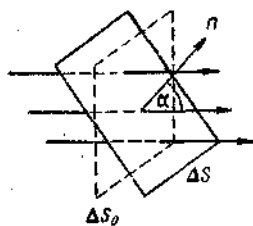
ўтказилган кучланганлик чизиқлари сони билан боғловчи шартни киритиш мумкин. Кучланганлик кўп бўлган жойда чизиқларни зичроқ, кам бўлган жойда сийрақроқ ўтказамиз.

Ихтиёрий катталиктидаги майдонни фикран кичик соҳаларга бўлайлик. Бу соҳаларда кучланганлик шу қадар кам ўзгарсинки, бу соҳаларда майдонни бир жинсли дейиш мумкин бўлсин. Шундай кичик соҳада кучланганлик чизиқларига перпендикуляр қилиб, фикран ΔS_0 юзача (19-расм) ўтказамиз.

Бу юзачадан шундай ΔN кучланганлик чизиқлари сонини ўтказишга шартлашайликки, ΔS_0 юзачанинг сирт бирлигига тўғри келадиган чизиқлар сони юзача соҳасидаги кучланганлик қийматига тенг бўлсин, яъни қуйидаги



19-расм. Кучланганлик чизиқларига тик жойлашган ΔS_0 юзача.



20-расм. Кучланганлик чизиқларига нисбатан қия жойлашган юзача.

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = E \quad (1)$$

муносабат бажарилсин.

Чизиқлар бу шартга мувофиқ ўтказилганда кучланганликнинг катталиги ҳақиқатан кучланганлик чизиқларининг зичлиги билан боғланган бўлиб қолади. Майдоннинг кучланганлик оз бўлган жойларида кучланганлик чизиқлари сийрақроқ, кучланганлик кўп бўлган жойларида зичроқ ўтади.

Бирор сиртни кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқларининг умумий сони шу сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими дейилади ва N ҳарфи билан белгиланади. Элементар юзача ΔS_0 ни кесиб ўтувчи чизиқлар сони ΔN шу юзачадан ўтувчи элементар оқимни ҳосил қилади.

Кичик ΔS юзачани (20-расм) кесиб ўтаётган кучланганлик чизиқлари сони ΔN ни топайлик. Бу юзачага ўтказилган n нор-

малъ кучланганлик чизиқларининг йўналиши билан α бурчак, ҳосил қилсин. ΔS нинг кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлган текисликка проекцияси ΔS_0 бўлсин. Равшанки, фақат ΔS юзачани кесиб ўтувчи чизиқларгина ΔS_0 юзача орқали ўтади; бинобарин, (1) муносабатдан

$$\Delta N = \Delta S_0 \cdot E = \Delta S \cdot \cos \alpha \cdot E$$

бўлади.

Лекин $E \cos \alpha$ катталиқ кучланганлик векторининг ΔS сиртга ўтказилган $\mathbf{n}$ нормаль йўналишидаги проекциясидан иборатдир:

$$E \cos \alpha = E_n,$$

демак,

$$\Delta N = E_n \cdot \Delta S. \quad (2)$$

Бу муносабат ихтиёрий жойлашган ΔS сирт элементини кесиб ўтувчи элементар кучланганлик оқимини ифодалайди. Демак, ихтиёрий жойлашган сирт элементидан ўтувчи элементар кучланганлик оқими E кучланганликнинг шу элементга нормал ташкил этувчисининг элемент юзига кўпайтмасига тенг.

Агар ΔS юзача кучланганлик чизиқларига параллел бўлса, у ҳолда $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ва $E_n = 0$ бўлгани сабабли сиртдан ўтувчи оқим нолга тенг бўлади.

Оқимнинг ишораси кучланганлик вектори чизиқлари нормалнинг мусбат деб олинган йўналиши билан қандай бурчак ҳосил қилишига боғлиқ.

20- расмда оқим мусбат; агар $\mathbf{n}$ нормалнинг мусбат йўналиши учун 20- расмда кўрсатилганига қарама-қарши йўналиш танланганда, оқимнинг ишораси манфий бўларди.

Чекли S сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими элементар оқимларнинг алгебраик йиғиндйсидан иборат бўлади:

$$N = \sum \Delta N = \sum E_n \Delta S. \quad (3)$$

Йиғинди биз бўлаклаган S сиртнинг барча элементлари бўйлаб олинади.

ΔS сирт элементларини чексиз кичик қилиб олиш керак. Бунда сирт элементини dS билан белгилаб, кучланганликнинг элементар оқими dN учун

$$dN = E_n dS$$

ифодани ҳосил қиламиз.

S сиртдан ўтувчи N кучланганлик оқими чексиз кўп шундай элементар оқимларнинг йиғиндиси, яъни қуйидаги интеграл билан ифодаланади:

$$N = \int_S E_n dS, \quad (3a)$$

бунда S белги интеграл текширилатган бутун S сирт бўйлаб олининини кўрсатади.

Майдонининг кучланганлиги масофа^{нинг} квадрати^{га} тескари пропорционал ўзгарадиган (124- §) нуқтавий заряд q дан қанча кучланганлик чизиғи чиқишини аниқлайлик. q нуқтавий заряд сферик симметрияли майдон ҳосил қилганлиги туфайли кучланганлик чизиқлари 125- § да кўрсатилганидек, симметрик жойлашган радиал чизиқлардан иборат бўлади (21- расм). Уларнинг умумий сонини N билан белгилаймиз. Фикран маркази q зарядда бўлган ихтиёрий r радиусли сферик сирт чизамиз. Қабул қилинган шартга мувофиқ, ўзларига тик бўлган юза бирлигини кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқларининг сони сирт нуқталаридаги кучланганлик қийматларига тенгдир. Ўтказилган сферик сирт радиал кучланганлик чизиқларига перпендикулярдир. Бу чизиқларнинг умумий сони айтганимизга кўра N га тенг, демак, сирт бирлигидан уларнинг $\frac{N}{4\pi r^2}$ таси ўтади. (1) шартга мувофиқ бу катталики сон жиҳатдан q заряддан r масофадаги кучланганликка тенгдир, яъни

$$\frac{N}{4\pi r^2} = \frac{q}{r^2},$$

бундан

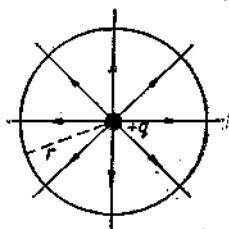
$$N = 4\pi q. \quad (4)$$

Шундай қилиб, ҳар бир нуқтавий q заряддан $4\pi q$ та симметрик жойлашган кучланганлик чизиқлари чиқариш керак экан.

Шу қондани умумлаштириш йўли билан Остроградский — Гаусс теоремаси чиқарилади, бу теорема берк сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими билан шу сирт ичидаги зарядларнинг катталиги орасидаги умумий боғланишни ифодалайди. Бу теорема жуда кўп хусусий ҳолларда чекли ёки чексиз катта ўлчамли jismlардаги зарядлар вужудга келтирадиган кучланганлик векторларини топишни осонлаштиради.

Остроградский—Гаусс теоремаси қуйидагича таърифланади: зарядларни ўз ичига олган ҳар қандай берк сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими ўраб олинган зарядлар алгебраик йиғиндисининг 4π га кўпайтмасига тенгдир.

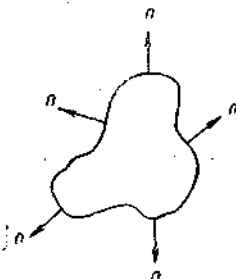
Бу қондани исбот қилишда берк сирт учун сирт элементи^{га} ўтказилган нормаль шу сирт билан чегараланган ҳажмдан чиқувчи бўлса (22- расм), унинг бу йўналишини мусбат деб шартлашиб оламиз. У ҳолда шу сирт билан чегараланган ҳажмдан чиқувчи кучланганлик чизиқлари мусбат оқим; ҳажм-



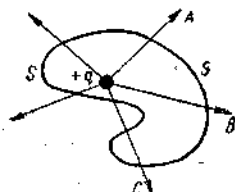
21- расм. Остроградский — Гаусс теоремасини чиқаришга доир.

та кирувчи кучланганлик чизиқлари манфий оқим вужудга келтиради.

Нормалнинг ишораси учун бу шартни қабул қилиб, аввало Остроградский — Гаусс теоремасининг битта нуқтавий заряд учун тўғрилигини кўрсатамиз. q нуқтавий зарядни, уни мусбат деб олиб, ихтиёрий S берк сирт билан (23- расм) ўраймиз. Исбот



22- расм. Нормалларнинг берк сиртга мусбат йўналиши.



23- расм. Кучланганлик чизиқларининг ихтиёрий берк сиртни кесиб ўтиши.

қилинганга кўра заряддан $4\pi q$ кучланганлик чизиғи чиқарамиз. Бу чизиқларнинг ҳар бири S сиртни A ва B чизиқлар каби бир марта ёки, масалан, сиртни уч марта кесиб ўтган C чизиқ каби, тоқ сон марта кесиб ўтади. Лекин C чизиқ S сиртининг икки марта чиқади ва бир марта унга киради; оқимнинг ишоралари учун қабул қилинган шартга кўра, чиқиш жойлақилда у мусбат оқим, кириш жойида эса манфий оқим ҳосил оқилади; шундай қилиб, S берк сиртдан ўтувчи кучланганлик оқимини ҳисоблаш учун C кучланганлик чизиғини бир марта санаш керак. Ҳар қандай бошқа кучланганлик чизиғи билан ҳам худди шундай иш кўриш зарур. Натижада биз q нуқтавий зарядни ўраб турган ихтиёрий шаклдаги берк сиртни кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқларининг умумий сонини q нуқтавий заряддан чиқувчи чизиқлар сонига, яъни $4\pi q$ га тенг бўлишини кўрамиз. Таъриф бўйича, кучланганлик чизиқларининг бу умумий сонини N берк S сиртдан ўтувчи кучланганлик оқимини ифодалайди.

Шундай қилиб, Остроградский — Гаусс теоремасининг битта нуқтавий заряд учун ҳам тўғрилиги исбот қилинди.

Берк сирт ичида ихтиёрий k сондаги $q_1, q_2, \dots, q_k$ заряд бўлган умумий ҳол учун улардан q_i билан белгиланган битта берк сирт билан вужудга келтирган кучланганлик оқимини ҳисоблайлик. Айрилганларга кўра, бу заряд вужудга келтирган оқим $N_i = \frac{q_i}{\epsilon_0}$ бўлади; бунда оқим ишораси заряд ишораси билан бир хил бўлади.

Барча зарядлар вужудга келтирган N тўла оқим алоҳида зарядлар вужудга келтирган оқимларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир, яъни

$$N = \sum N_i = 4\pi \sum q_i. \quad (5)$$

Бу натижа юқорида таърифланган Остроградский — Гаусс теоремасини ифодалайди.

Остроградский — Гаусс теоремасидан қатор муҳим натижалар келиб чиқади.

Биринчидан, теоремадан кучланганлик чизиқлари фақат мусбат зарядлар турган жойда бошланиб, манфий зарядлар турган жойда тугашини яна қайтадан келтириб чиқарамиз.

Иккинчидан, агар биз алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлган зарядларни ўз ичига олган берк сирт олсак, сиртдан ўтувчи тўла кучланганлик оқими нолга тенг бўлади; бу шу сирт билан чегараланган ҳажмдан чиқувчи чизиқлар сони ҳажмга кирувчи чизиқлар сонига тенг эканлигини кўрсатади.

Учинчидан, агар берк сирт майдонда шундай ўтказилган бўлсаки, унинг ичида зарядлар бўлмаса, у ҳолда кучланганлик чизиқлари сиртнинг ичида бошланмайди ҳам, тугалланмайди ҳам, балки уни кесиб ўтади. Демак, кирувчи чизиқлар сони чиқувчи чизиқлар сонига тенг бўлади ва сирт орқали ўтувчи кучланганлик оқими нолга тенг бўлади.

127-§. Остроградский — Гаусс теоремасининг янада аниқроқ чиқарилиши. 128-§ да кўрилган масалаларнинг муҳимлиги туфайли Остроградский — Гаусс теоремасини кучланганлик чизиқлари тушунчасига асосланмаган ҳолда, бевосита Кулон қонунидан чиқарамиз. Олдинги ҳолдагидек, майдонни шундай кичик соҳаларга бўламизки, бу соҳалар ичида майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин бўлсин.

Агар шундай соҳада чексиз кичик dS юзача олсак (24-расм), бу юзача ичида E кучланганликнинг катталиги ва йўналишини бир жинсли деб олиш мумкин. Юзачага ўтказилган нормални $\mathbf{n}$ билан белгилаб, унинг мусбат йўналишини тандаб оламиз. dS юзачадан ўтган кучланганликнинг dN элементар оқими

$$dN = E_n dS$$

муносабат билан ифодаланади, бунда E_n катталик E векторнинг $\mathbf{n}$ нормаль йўналишидаги проекцияси. Энди dS элемент $d\omega$ фазовий бурчак остида кўринадиган нуқтада жойлашган q нуқтавий заряд вужудга келтирган ва dS юзачадан ўтувчи элементар оқимни топайлик (24-расм). Кулон қонунига кўра, E кучланганлик заряд жойлашган нуқтадан чиқувчи $\mathbf{r}$ радиус-вектор бўйлаб йўналгандир. Шунинг учун $\mathbf{n}$ нормаль билан E кучланганлик орасидаги α бурчак сирт элементлари dS ва dS_0 орасидаги бурчакка тенгдир (dS_0 бунда dS нинг радиус-вектор $\mathbf{r}$ га перпендикуляр йўналишдаги проекцияси).

Бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$dN = E_n dS = E \cos \alpha dS = E dS_0.$$

Кудон қонунига мувофиқ

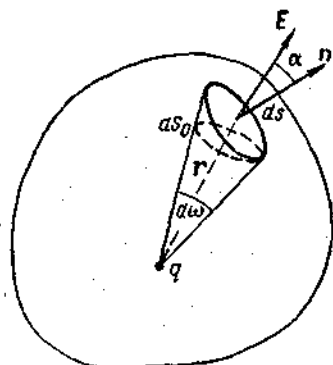
$$E = \frac{q}{r^2}$$

бўлганидан, dN нинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dN = \frac{q}{r^2} dS_0.$$

$\frac{dS_0}{r^2}$ катталиқ — таъриф бўйича, заряд турган жойдан dS элемент кўринадиган $d\omega$ фазовий бурчак. Ниҳоят, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$dN = q d\omega, \quad (1)$$



яъни нуқтавий заряд ҳосил қилган ва dS сирт элементидан ўтувчи dN кучланганлик элементар оқими q заряд катталигининг dS сирт элементининг заряд жойлашган нуқтадан кўриниш фазовий бурчаги $d\omega$ катталигига кўпайтмасига тенгдир.

Берк сиртдан ўтувчи N тўла оқим сирт элементларидан ўтувчи элементар оқимларнинг йиғиндисидан иборатдир. Бироқ элементар оқимлар чексиз кичик бўлгани учун йиғиндини интеграл билан алмаштириш зарур:

$$N = \int dN.$$

24-расм. Остроградский—Гаусс теоремасини янада аниқроқ чиқаришга доир.

dN учун чиқарилган (1) формуладан фойдаланиб, охириги ифодани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$N = q \int d\omega. \quad (2)$$

Юқорида олганимиздек, агар нормаль берилган сирт билан чегараланган ҳажмдан чиқаётган бўлса, унинг бу йўналишини мусбат деб ҳисоблашга шартлашайлик, шунингдек, агар заряд жойлашган нуқтадан қараганда сиртнинг ички томони кўринса, фазовий бурчакни мусбат деб оламиз.

Агар заряд сирт ичида жойлашган бўлса, у ҳолда (2) формуладаги интеграл берк сиртнинг шу сирт ичидаги нуқтадан кўринадиган тўла фазовий бурчаги бўйича олиниши керак. Маълумки, бу фазовий бурчак 4π га тенгдир. Шунинг учун

$$N = q \int d\omega = 4\pi q.$$

Агар заряд берк сиртдан ташқарида бўлса (25-расм), ҳар бир $d\omega$ элементар фазовий бурчак интеграл остига плюс ишора билан ҳам (ички томони заряд турган жойдан кўринадиган dS_1 сирт элементи учун) минус ишора билан ҳам (ташқи томони заряд турган жойдан кўринадиган dS_2 элементи учун) киради; демак, бу ҳолда бурчаклар бўйича интеграллашнинг натижаси ноль бўлади, бундан $N = 0$ эканлиги келиб чиқади.

Бу интеграллашлар натижаси Остроградский — Гаусс теоремасидан иборатдир: берк сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими шу сирт ичидаги заряд катталигининг 4π га кўпайтмасига тенгдир.

128- §. Остроградский — Гаусс теоремасининг татбиқлари.

Ҳар қандай зарядни чексиз кўп сонли чексиз нуқтавий зарядлар йиғиндиси деб ҳисоблаш мумкин бўлгани учун Остроградский — Гаусс теоремасини ҳар қандай шаклдаги ва ўлчамдаги зарядларга татбиқ қилиш мумкин. Шунинг учун ҳам бу теорема жуда кўп ишлатилади.

Остроградский — Гаусс теоремасининг татбиқ қилинишини кўриб чиқишдан аввал зарядларнинг ҳажмий ва сиртий зичликлари тушунчасини киритамиз.

Кўп масалаларда зарядлар бирор ҳажмда тақсимланган деб берилади; бундай масалаларда зарядлар тақсимотининг ҳажмий зичлигини киритиш муҳим. Бирор ΔV ҳажмда Δq заряд бор, дейлик. У ҳолда

$$\bar{\rho} = \frac{\Delta q}{\Delta V} \quad (1)$$

нисбат билан аниқланувчи физик катталик заряднинг ўртача ҳажмий зичлиги дейилади.

Бирор нуқтадаги ρ зичлик ΔV ҳажмини нолгача кичрайтирганда (1) нисбат интиладиган лимитга тенг бўлади:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta V} \right). \quad (1a)$$

Баъзи ҳолларда зарядлар жисм сиртида жойлашади ва шу билан бирга, зарядлар қатламининг қалинлигини ҳисобга олмаса бўлади. Бундай ҳолларда биз зарядларнинг сиртий зичлиги тушунчасини киритамиз. Айтайлик, бирор ΔS сиртга Δq заряд тўғри келсин, бунда заряднинг ўртача сиртий зичлиги σ қуйидаги

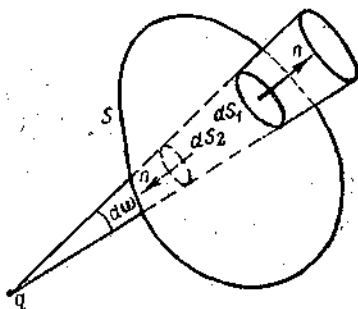
$$\bar{\sigma} = \frac{\Delta q}{\Delta S} \quad (2)$$

нисбат билан аниқланади.

Бирор нуқтадаги σ сиртий зичлик ΔS сиртни нолгача кичрайтирганда (2) нисбат интиладиган лимитга тенг бўлади:

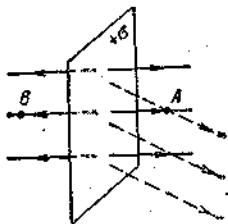
$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta q}{\Delta S} \right). \quad (2a)$$

Энди Остроградский — Гаусс теоремаси ёрдамида бир қатор ҳоллар учун майдон кучланганлигини топамиз.



25- расм. Берк сиртдан ташқарида турган заряддан чиқувчи оқимни аниқлашга доир.

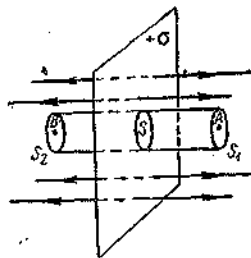
1. Текис зарядланган чексиз текислик майдонининг кучланганлиги. Барча нуқталари бир хил доимий $+\sigma$ зичлик билан зарядланган чексиз текислик вужудга келтирган электростатик майдонни кўриб чиқайлик. Симметрия мулоҳазаларига кўра кучланганлик чизиқлари текисликка перпендикуляр ва ундан ташқарига йўналган деб ҳисоблаймиз. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун тескари мулоҳаза юритайлик,



26-расм. Чексиз текислиكنинг майдон кучланганлик чизиқлари.

яъни кучланганлик чизиқлари текисликка ўтказилган перпендикуляр билан бирор бурчак ҳосил қилиб йўналган, дейлик. Агар кучланганлик чизиқлари 26-расмда пунктир билан тасвирлангандек йўналганда эди, унда мусбат зарядлар юқори ярим текисликдан пастки ярим текисликка нисбатан кучлироқ итарилган бўлар эди, бу эса текислиكنинг чексизлиги ва ундаги зарядлар сиртий зичлигининг доимийлиги ҳақидаги фаразimizга зиддир. Худди шу каби мулоҳазалар билан кучланганлик чизиқлари бошқа ҳеч қандай йўналиш бўйлаб эмас, фақат сиртга ўтказилган нормаль бўйлабгина йўнала олишини кўрсатиш мумкин. Текислиكنинг ўнг томонида ётган A нуқтага олайлик. Бу нуқтада кучланганлик ўнгга йўналган; шундай эканлиги кучланганлиكنинг мусбат зарядланган текисликдан *итарилётган* бирлик *мусбат* зарядга таъсир этувчи кучга тенглигидан келиб чиқади. Текислиكنинг чап томонида A нуқтага симметрик жойлашган B нуқта учун ҳам юқоридаги мулоҳазаларни такрорлаб B нуқтадаги E кучланганлик A нуқтадаги кучланганликка нисбатан қарама-қарши томонга йўналганлигига ишонч ҳосил қиламиз. Демак, кучланганлик чизиқлари, текисликдан чиқувчи ва текисликка тик йўналган тўғри чизиқлардан иборат экан.

Остроградский — Гаусс теоремасини татбиқ қилиб, A нуқтадаги кучланганлик катталигини аниқлаймиз. Берк сирт сифатида қуйидагича ясалган цилиндрик сиртни (27-расм) олайлик: зарядланган текислиكنинг S бўлаги цилиндрниг ўрта кесими бўлсин; цилиндрниг ён сиртини кучланганлик чизиқларига параллел қилиб ўтказамиз. Цилиндрнинг S_1 ва S_2 иккала асосини текисликка параллел қилиб тегишли A ва B нуқталардан



27-расм. Чексиз текислиكنинг майдон кучланганлигини ҳисоблашга доир.

ўтказамиз. У ҳолда симметрия мулоҳазаларига кўра, S_1 ва S_2 асосларнинг ҳар бирининг барча нуқталарида кучланганликлар доимий, сон қийматлари жиҳатидан ўзаро тенг ва A нуқтада изланаётган E кучланганликка тенг дейиш мумкин. Текшири- лаётган цилинрик сиртдан ўтувчи кучланганлик оқимини ҳи- соблайлик. Кучланганлик чизиқлари ён сиртга параллел бўл- гани учун ён сиртдан ўтувчи оқим нолга тенг. Демак, тўла оқим N цилиндрнинг S_1 ва S_2 асосларидан ўтувчи N_1 ва N_2 оқимлар йиғиндисига тенг. Бу иккала оқим ҳам мусбат, S_1 ва S_2 сиртлар кучланганлик чизиқларига перпендикуляр бўлгани учун бу сиртлардан ўтувчи оқимлар кучланганлик катталигини асос юзига кўпайтириб топилади. Шундай қилиб, қуйидагича ёзиш мумкин:

$$N = N_1 + N_2 = ES_1 + ES_2 = E \cdot 2S.$$

Остроградский — Гаусс теоремасига кўра, тўла оқим 4π билан ички сиртдаги заряд кўпайтмасига тенг бўлиши керак; бу заряд σS га тенгдир. Демак,

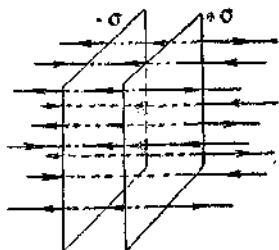
$$2SE = 4\pi\sigma S,$$

бундан изланаётган E кучланганлик

$$E = 2\pi\sigma. \quad (3)$$

E нинг қиймати A нуқтадан текисликкача бўлган масофага боғлиқ эмас. B нуқта учун ҳам шундай бўлади. Шундай қи- либ, текисликнинг ўнг томонида ҳам, чап томонида ҳам май- донлар бир жинсли бўлади. Текислик манфий зарядланган бўлса, кучланганликнинг йўналиши кўриб чиқилган ҳолга қа- рама-қарши бўлади: чизиқлар текис- ликка киради. Олинган натижа фақат чексиз текислик учун тўғридир, чун- ки чексиз текислик бўлгандагина кел- тирилган симметрия мулоҳазаларидан фойдаланиш мумкин; бироқ бу натижа чекли текисликнинг четларидан узоқ- да ётган ўрта қисми учун ҳам тақри- бан ўринлидир.

2. Турли ишорали заряд- лар билан $+\sigma$ ва $-\sigma$ зичлик- кача зарядланган иккита па- раллел чексиз текисликнинг майдо- ни. Турли ишорали зарядлар билан зарядланган иккита текислик майдонини геометрик қў- шиш билан бу масалани ечиш мумкин. Ҳар иккала текислик- нинг майдон кучланганликлари текисликлар орасида бир томон- га йўналганлиги 28- расмдан кўриниб турибди. Демак, бу куч-



28- расм. Иккита параллел текисликнинг майдон куч- ланганлик чизиқлари.

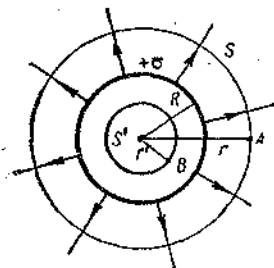
ланганликларнинг геометрик йиғиндиси уларнинг арифметик йиғиндисидан иборат бўлади. Ҳар бир текисликнинг майдон кучланганлиги, аввал айтганимиздек, $2\pi\sigma$ га тенг, демак, текисликлар *орасидаги* тўла кучланганлик

$$E = 2\pi\sigma + 2\pi\sigma = 4\pi\sigma. \quad (4)$$

Ўнг текисликдан ўнгга, чап текисликдан чапда ҳар иккала текислик вужудга келтирган кучланганликлар қарама-қарши томонларга йўналган. Демак, бу кучланганликларнинг геометрик йиғиндиси уларнинг сон қийматлари айирмасига тенг: ҳар бир текислик вужудга келтираётган кучланганликнинг сон қиймати $2\pi\sigma$ га тенг бўлгани учун текисликлардан *ташқарида* натижавий кучланганлик нолга тенг бўлади:

$$E = 0. \quad (4a)$$

3. Текис зарядланган сферик сирт майдонининг кучланганлиги. Радиуси R бўлган сферик сирт мусбат электр билан зарядланган ва сиртнинг барча нуқталарида заряднинг $+\sigma$ сиртий зичлиги доимий деб фараз қилайлик. Сферик сиртнинг умумий зарядини q билан белгилайлик. Масалани икки қисмга бўламиз:



29-расм. Зарядланган сферининг майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

а) сферик сиртдан ташқарида

электростатик майдон кучланганлигини аниқлаш, б) сферик сиртнинг ичиде электростатик майдон кучланганлигини аниқлаш.

Зарядланган сферик сирт марказидан $r > R$ масофада ётган A нуқтани оламиз (29-расм). Бу нуқтадан фикран маркази зарядланган сфера марказида ётган, радиуси r бўлган S сферик сиртни ўтказамиз. Симметрия мулоҳазаларига кўра, бу сиртнинг барча нуқталарида кучланганлик сон

жиҳатдан бир хил бўлади. Шунингдек, симметрия мулоҳазаларига кўра, кучланганлик вектори ҳар бир нуқтада радиуснинг давоми бўйлаб йўналган бўлиши керак.

Радиуси r бўлган шу S сферик сиртга Остроградский — Гаусс теоремасини татбиқ қиламиз. Бу сирт кучланганлик чиқиқларига перпендикуляр бўлгани учун сиртдан ўтувчи тўла оқимни E кучланганликни сирт катталигига кўпайтириб толамиз, демак, тўла оқим $E \cdot 4\pi r^2$ га тенг бўлади.

Остроградский — Гаусс теоремасига асосан:

$$E \cdot 4\pi r^2 = 4\pi q,$$

бундан

$$r > R \text{ бўлганда } E = \frac{q}{r^2}, \quad (5)$$

яъни бир текис зарядланган сферик сирт шу сферадан ташқарида вужудга келтирган кучланганлик худди бутун заряд сферанинг марказида жойлашгандагидек бўлади.

Сферик сиртнинг ичидаги нуқталарни кўришга ўтамиз. Сфера марказидан $r' < R$ масофада жойлашган B нуқтани оламиз ва бу нуқтадан маркази зарядланган сфера марказида ётган S' сферик сирт ўтказамиз (29- расм). Бу сиртнинг барча нуқталарида кучланганлик сон жиҳатдан бирдай бўлиши равшандир. Юқорида айтганимиздек, симметрия мулоҳазаларидан кучланганликнинг (агар у нолдан фарқли бўлса) йўналиши фақат радиал ва, демак, S' сферик сиртга перпендикуляр бўлади.

S' сферик сиртга Остроградский — Гаусс теоремасини татиқ қилиб қуйидагини топамиз:

$$E \cdot 4\pi r'^2 = 0,$$

чунки S' сирт ичида заряд нолга тенгдир; бундан

$$r' < R \text{ бўлганда } E = 0. \quad (6)$$

Демак, текис зарядланган сферик сирт ичидаги барча нуқталарда электростатик майдон кучланганлиги нолга тенгдир.

(5) ва (6) формулалар q заряд билан зарядланган ўтказувчан шар учун ҳам тўғри эканлигини кўрсатиш мумкин (132- § билан таққосланг).

4. Текис зарядланган сфера ҳосил қилган майдоннинг кучланганлиги. Радиуси R га тенг сфера оламиз. Унинг q умумий мусбат заряди сфера ҳажмида доимий

$$\rho = \frac{q}{V} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$$

зичлик билан тақсимланган бўлсин. Зарядланган сферадан ташқарида сфера марказидан $r > R$ масофадаги ихтиёрый A нуқтада (29- расм) майдон кучланганлиги сферик сирт вужудга келтирган кучланганлик каби қуйидагича ифодаланади:

$$E = \frac{q}{r^2}.$$

Симметрия мулоҳазалари ва ҳисоблашлар аввалгидек бўлгани учун бу кучланганлик ҳам радиуснинг давоми бўйлаб йўналган бўлади. Шундай қилиб, текис зарядланган сферанинг ўзидан ташқаридаги нуқталарда вужудга келтирган куч-

ланганлиги худди унинг барча заряди марказига муҷассамлашганда вужудга келтирадиган кучланганлиги сингари бўлади.

Зарядланган сферанинг ичида сфера марказидан $r' < R$ масофада ётган B нуқтадаги кучланганликни аниқлаймиз. Бу ҳолда ҳам симметрия шартлари юқоридагидек бўлади. Бундан маркази зарядланган сфера марказида бўлган r' радиусли сферик сиртнинг барча нуқталарида кучланганлик сон жиҳатдан бир хил ва шу билан бирга ҳар бир нуқтада радиал йўналган эканлиги келиб чиқади. r' радиусли сирт ичидаги заряднинг ифодаси

$$q' = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r'^3$$

ёки

$$\rho = \frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$$

бўлгани учун

$$q' = q \frac{r'^3}{R^3}$$

бўлади.

Остроградский — Гаусс теоремасини r' радиусли сферик сиртга татбиқ қилсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$N = E \cdot 4\pi r'^2 = 4\pi q' = 4\pi \frac{r'^3}{R^3} q,$$

бундан

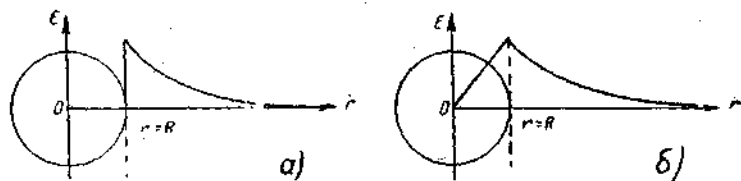
$$E = \frac{N}{4\pi r'^2} = \frac{q}{R^3} r'. \quad (7)$$

(7) формулага мувофиқ, текис зарядланган сфера ичидаги кучланганлик сфера марказигача бўлган масофага пропорционал равишда ортади. Бунга сабаб шуки, кучланганликни умумий заряднинг марказдан кучланганлик ҳисобланаётган нуқтагача масофада бўлган қисми вужудга келтиради. Демак, нуқта марказдан қанча узоқда олинса, бу нуқтадаги кучланганлик шунча кўпроқ заряд томонидан вужудга келтирилган бўлади.

30-а расмда сиртий зарядланган сферанинг, 30-б расмда ҳажмий зарядланган сферанинг вужудга келтирган кучланганликларининг графиклари кўрсатилган.

5. Текис зарядланган чексиз цилиндрик сирт вужудга келтирган майдон кучланганлиги. R радиусли цилиндрик сирт оламиз. Бу сирт доимий $+$ сиртий зич-

лик билан зарядланган. Цилиндр ўқидан $r > R$ масофада ётган A нуқтадаги кучланганликини аниқлаймиз (31- расм). Масаладаги симметрия мулоҳазаларига кўра, A нуқтадаги кучланганлик r радиус-вектор давоми бўйлаб йўналиши керак деб хулоса чиқариш мумкин. Ўқи зарядланган цилиндр ўқи билан устма-уст тушган ва A нуқтадан ўтказилган цилиндрик сиртга



30- расм. a — сиртий зарядланган сферанинг, b — ҳажмий зарядланган сферанинг майдон кучланганлиги.

Остроградский — Гаусс теоремасини татбиқ қиламиз. Бу сиртнинг юқори ва пастки асослари бир-биридан l масофада жойлашган ва ўққа перпендикулярдир. Цилиндрик сиртдан ўтган тўла оқим фақат ён сиртлардан ўтган оқимлар билан ифодаланади, чунки кучланганлик асосларга параллел бўлгани учун асослардан ўтувчи оқим нолга тенг бўлади. Кучланганлик чизиклари цилиндрининг ён сиртларига перпендикуляр бўлгани учун N тўла оқим E кучланганлик қийматининг ён сирт катталиги $2\pi r l$ га кўпайтирилганига тенг бўлади:

$$N = 2\pi r l \cdot E. \quad (8)$$

Остроградский — Гаусс теоремасига асосан N оқим сон жиҳатдан оқим ҳисобланаётган сирт ичидаги зарядни 4π га кўпайтирилганига тенг; сирт ичидаги q заряд цилиндрининг l узунлигига тўғри келадиган зарядга тенгдир:

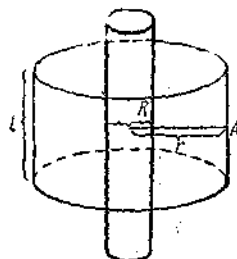
$$q = \sigma \cdot 2\pi R l,$$

демак, Остроградский — Гаусс теоремасига асосан:

$$N = 4\pi q = 4\pi \sigma \cdot 2\pi R l.$$

N учун ҳосил қилинган бу ифодани (8) ифода билан таққосласак, қуйидаги келиб чиқади:

$$E = \frac{4\pi \sigma R}{r}. \quad (9)$$



31- расм. Зарядланган цилиндрининг майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

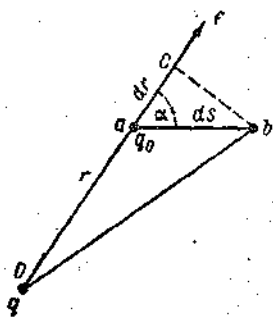
$2\pi R$ катталиқ сон жиҳатдан цилиндр ён сиртининг цилиндр узунлиқ бирлигига тўғри келган юзига тенг бўлгани учун $\eta = 2\pi R\sigma$ катталиқ цилиндр узунлиқ бирлигига тўғри келган зарядни ифодалайди. Бундан (9) формулани қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$E = \frac{2\eta}{r}. \quad (9a)$$

Майдон кучланганлиги цилиндр ўқигача бўлган масофага тексари пропорционал камаяди. Худди шундай йўл билан текис зарядланган цилиндрик сирт ичида майдон кучланганлиги нолга тенг эканлигини осон кўрсатиш мумкин.

Кўриб чиқилган мисоллар майдон симметрик бўлганда ва симметрия мулоҳазаларига кўра кучланганлик чизиқларининг йўналишини аввалдан кўрсатиш мумкин бўлган ҳолларда Остроградский — Гаусс теоремасидан фойдаланиб электростатик майдонни ҳисоблаш мумкин эканини кўрсатади.

129-§. Электростатик майдон кучларининг иши. Потенциал. Зарядларни электростатик майдонда кўчиришда зарядларга таъсир этувчи кучлар иш бажаради. Электростатик майдон кучларининг шундай хусусияти борки, бу кучларнинг зарядни кўчиришда бажарган иши заряднинг қандай йўл билан кўчишига боғлиқ бўлмай, балки заряд катталигига ҳамда унинг бошланғич ва охири вазиятларига боғлиқдир.



32-расм. q_0 зарядни ds йўлда кўчиришда бажарилган ишни аниқлашга доир.

Шундай эканини биз кейинроқ кўрсатамиз. Майдоннинг хусусияти майдоннинг ҳар қандай нуқтасини махсус функция ёрдамида характерлашга имкон беради. Бу функция майдон нуқтасининг *потенциали* деб аталади. Зарядни бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчириш иши шу икки нуқта потенциаллари қийматларининг айирмаси билан ифодаланади.

Дастлаб электр кучларининг нуқтавий зарядлар майдонидаги ишини кўрайлик.

q заряд майдонда a нуқтадан унга жуда яқин турган b нуқтага кўчаётган q_0 мусбат зарядни олайлик (32-расм). q заряд бирор O нуқтада қўзғалмас ҳолда жойлашган бўлсин. q_0 заряднинг a ва b нуқталар орасидаги чексиз кичик ds кўчишини тўғри чизиқли деб олиш ва бу кўчишда q_0 зарядга таъсир этувчи f кучнинг ўзгаришини ҳисобга олмасдан бу кучни катталиқ ва йўналиш жиҳатдан ўзгармас дейиш мумкин. Иш тушунчасининг таъри-

фига мувофиқ, f кучнинг ds кўчишида бажарган dA элементар иши:

$$dA = f ds \cdot \cos \alpha,$$

бунда α бурчак f куч йўналиши (бу кучнинг йўналиши E кучланганлик йўналиши билан бир хил бўлади) билан ds силжиш йўналиши орасидаги бурчак. b нуқтадан Oa тўғри чизиқнинг давомига перпендикуляр туширсак, $ds \cdot \cos \alpha = Oc - Oa$ эканини кўрамиз, лекин ds силжиш чексиз кичик бўлганда Oc ни Ob га тенг деб олиш мумкин, у ҳолда $ds \cdot \cos \alpha = Ob - Oa = dr$ бўлади, бундаги dr катталиқ q_0 заряд a нуқтадан b нуқтага кўчганда q ва q_0 зарядлар орасидаги масофанинг ўзгариши. Бундан dA элементар ишнинг қуйидаги ифодасини ҳосил қиламиз:

$$dA = f dr. \quad (1)$$

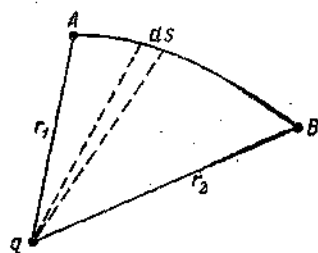
f куч q_0 ва q зарядларнинг ўзаро таъсир кулон кучидан иборатдир; ds силжиш кичик бўлгани учун, юқорида айтиб ўтганимиздек, кучни бутун ds кўчиш давомида доимий ва

$$f = \frac{q \cdot q_0}{r^2}$$

катталиқка тенг деб ҳисоблаш мумкин, бунда $r = Oa$. f нинг бу қийматини ишнинг (1) ифодасига қўйиб қуйидагини топишимиз:

$$dA = \frac{qq_0}{r^2} dr. \quad (2)$$

Энди q_0 заряд q заряддан r_1 масофада ётган A нуқтадан r_2 масофадаги B нуқтага кўчаётган бўлсин (33-расм), бунда A ва B нуқталар бир-бирига яқин жойлашган эмас. Бутун AB чекли кўчишдаги ишни топиш учун уни чексиз кичик ds кўчишларга ажратайлик. Шундай кўчишларнинг ҳар биридаги dA элементар иш (2) формула билан ифодаланади, бутун AB йўлдаги тўла иш барча шундай элементар ишларнинг йиғиндиси билан, яъни r_1 дан r_2 гача олинган интеграл билан ифодаланади:



33-расм. q_0 зарядни AB йўлда кўчиришда бажарилган ишни аниқлашга доир.

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \frac{qq_0}{r^2} dr. \quad (3)$$

qq_0 кўпайтмани ўзгармас миқдор сифатида интеграл ишораси остидан чиқариб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$A = qq_0 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = qq_0 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

А ишнинг бу ифодасини яна шундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = q_0 \left(\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2} \right), \quad (4)$$

бундан *майдон кучларининг q_0 зарядни q нуқтавий заряд майдонида кўчиришда бажарган иши кўчирилаётган заряд катталигини $\frac{q}{r}$ катталикнинг кўчишининг бошланғич ва охири нуқталаридаги қийматлари айирмасига кўпайтмаси билан ифодаланади.*

Қуйидаги тенглик билан аниқланадиган V функцияни киритамиз:

$$V = \frac{q}{r} + C, \quad (5)$$

бунда C — ихтиёрий доимий, V функциянинг A нуқтадаги қиймати

$$V_1 = \frac{q}{r_1} + C.$$

В нуқтадаги қиймати V_2 бўлади:

$$V_2 = \frac{q}{r_2} + C.$$

$V_1 - V_2$ айрма $\frac{q}{r_1} - \frac{q}{r_2}$ айрмага тенг, чунки C аддитив доимийлар қисқариб кетади. (5) тенглик билан ифодаланувчи V функция q нуқтавий заряднинг *потенциали* дейилади. (4) формулага потенциалнинг қийматини киритиб

$$A = q_0 (V_1 - V_2) \quad (6)$$

тенгликни ҳосил қиламиз, бунда V_1 ва V_2 лар V функциянинг A ва B нуқталардаги қийматлари. Шундай қилиб, *майдон кучларининг зарядни кўчиришда бажарган иши сон жиҳатдан заряд катталигининг йўлнинг бошланғич ва охири нуқталаридаги потенциаллар айирмасига кўпайтмасига тенгдир*, демак, бу иш йўл шаклига боғлиқ бўлмай, унинг бошланғич ва охири нуқталарининг вазиятига боғлиқдир. Йўл берк бўлганда унинг бошланғич ва охири нуқталари устма-уст тушади, бундан $V_1 = V_2$ ҳамда (6) формулага кўра $A = 0$ бўлади, яъни *зарядни берк йўл бўйлаб кўчиришда электр кучларининг бажарган иши нолга тенгдир.*

Энди электр кучларининг зарядни нуқтавий зарядлар системаси майдонида кўчиришда бажарадиган ишини ҳисоблайлик. $q_1, q_2, \dots, q_n$ нуқтавий зарядлар системасини оламиз (34-расм). Бу система майдонида q_0 заряд бирор 1 нуқтадан 2 нуқтага кўчади, дейлик. q_0 зарядга таъсир этувчи f куч q_0 зарядга $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядларнинг ҳар бирининг алоҳида $f_1, f_2, \dots, f_n$ таъсир кучларининг тенг таъсир этувчисидан иборатдир. Тенг таъсир этувчи кучнинг бажарган иши ташқил этувчи кучлар ишларининг алгебраик йиғиндисига тенг бўлгани учун q_0 зарядни $q_1, q_2, \dots, q_n$ нуқтавий зарядлар системаси майдонида кўчиришда бажарилган иш $f_1, f_2, \dots, f_n$ кучларнинг алоҳида-алоҳида бажарган $A_1, A_2, \dots, A_n$ кўчириш ишлари йиғиндисига, яъни $A_1 + A_2 + \dots + A_n$ га тенг бўлади. f_1 кучнинг A_1 ишини (6) га кўра $A_1 = q_0 (V_1^{(1)} - V_2^{(1)})$ кўринишда ёзиш мумкин, бунда $V_1^{(1)}$ ва $V_2^{(1)}$ лар q_1 заряднинг мос равишда 1 ва 2 нуқталарда вужудга келтирган потенциаллари. Шунингдек, q_2 заряднинг 1 ва 2 нуқталарда вужудга келтирган потенциалларини мос равишда $V_1^{(2)}$ ва $V_2^{(2)}$ билан белгилаб $A_2 = q_0 (V_1^{(2)} - V_2^{(2)})$ ни ҳосил қиламиз ва ҳоказо. Тўла A иш қуйидаги ифодага тенг бўлади:

$$A = q_0 (V_1^{(1)} - V_2^{(1)}) + q_0 (V_1^{(2)} - V_2^{(2)}) + \dots + q_0 (V_1^{(n)} - V_2^{(n)}).$$

Бу ифодани бошқача кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = q_0 [(V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)}) - (V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)})].$$

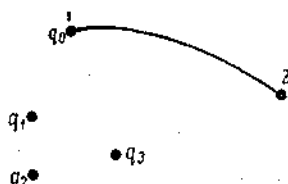
Олинган нуқтадаги барча потенциалларнинг алгебраик йиғиндисини V ҳарфи билан белгилаймиз:

$$\left. \begin{aligned} V_1^{(1)} + V_1^{(2)} + \dots + V_1^{(n)} &= V_1, \\ V_2^{(1)} + V_2^{(2)} + \dots + V_2^{(n)} &= V_2, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

У ҳолда иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = q_0 (V_1 - V_2), \quad (8)$$

яъни A ишни сон жиҳатдан q_0 заряд катталиги ҳамда V функциянинг 1 ва 2 нуқталардаги қийматлари айирмасининг кўпайтмаси билан ифодалаш мумкин. Бундаги 1 ва 2 нуқталар мос равишда йўлнинг бош ва охири нуқталаридир. Демак, V функция барча $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядларнинг шу нуқтада вужудга келтирган потенциали экан. (7) ифодага кўра нуқтавий



34-расм. $q_1, q_2, \dots, q_n$ зарядлар системаси майдонида q_0 зарядни кўчириш.

зарядлар системасининг V потенциали алоҳида зарядларнинг $V^{(1)}, V^{(2)}, \dots, V^{(n)}$ потенциаллари алгебраик йиғиндисига тенгдир.

Зарядланган ҳар қандай системани чексиз кичик зарядларга бўлиш мумкин. Бу зарядларни зарядланган системадан ташқаридаги нуқталар учун нуқтавий зарядлар дейиш мумкин. Шундай қилиб, юқорида айтилганларга мувофиқ, зарядланган ҳар қандай системанинг ўзидан ташқарида вужудга келтирган потенциали ҳақида гапирса бўлади. Агар система чекли сиртий зичлиги ёки ҳажмий зичлиги билан зарядланган бўлса, потенциал тушунчасини системанинг ўз нуқталари учун ҳам умумлаштириш мумкин. Потенциал тушунчасини бундай умумлаштириш электр майдоннинг умумий назариясида берилади.

Потенциалнинг физик маъноси устида ҳам тўхталиб ўтайлик. (8) формуладан электростатик майдоннинг икки нуқтасидаги потенциаллар айирмаси сон жиҳатдан зарядни бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда майдон кучлари бажарган ишнинг кўчириляётган заряд катталигига нисбатига тенгдир:

$$\frac{A}{q_0} = V_1 - V_2. \quad (9)$$

Агар $q_0 = +1$ деб олсак, у ҳолда икки нуқтадаги потенциаллар айирмаси майдон кучларининг мусбат бирлик зарядни биринчи нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда бажарган иш билан ўлчанишини кўрамыз.

(9) муносабатдан потенциаллар айирмасининг ўлчов бирлигини аниқлаймиз. CGSE системада потенциаллар айирмаси бирлиги учун шундай икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси олинадики, бирлик зарядни бу нуқталар орасида кўчиришда бир эрг иш бажарилади. Бу бирлик потенциаллар айирмасининг электростатик бирлиги дейилади. Бирликларнинг Халқаро системасида потенциаллар айирмаси бирлиги қилиб икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси олинади. Бунда бир кулон зарядни кўчиришда бир жоуль иш бажарилади. Потенциаллар айирмасининг бу бирлиги вольт деб аталади. Тахминан $1 \text{ в} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE бўлганлиги учун; худди шундай аниқлик билан:}$

1 вольт = $\frac{1}{300}$ электростатик потенциаллар айирмаси бирлиги.

Потенциаллар айирмасининг CGSE системадаги ўлчамлиги (9) муносабатдан ҳосил қилинади:

$$[V_1 - V_2] = \frac{[A]}{[q]} = \frac{ML^2T^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}.$$

(9) муносабат зарядларнинг кўчиришда бажарилган иш билан потенциаллар айирмаси орасидаги боғланишинигина ифодалашига эътиборни жалб қиламиз. Шунинг учун ҳам нуқтавий заряднинг потенциали учун (5) формулага мувофиқ чексиз кўп сондаги функцияларни олишимиз мумкин. Бу функциялар бир-биридан C аддитив доимий билан фарқ қилади. C ни турлича танлаганда ҳам потенциаллар айирмаси ўзгармайди.

Шундай қилиб, C доимийни ихтиёрий танлаш мумкин. $C = 0$ бўлганда энг содда ҳол бўлади; у ҳолда q нуқтавий заряднинг ўзидан r узоқликда бўлган нуқтадаги потенциали қуйидагига тенг бўлади:

$$V = \frac{q}{r}. \quad (5a)$$

Таърифига кўра потенциал скаляр катталиқдир. Аддитив доимий $C = 0$ қилиб олинганда нуқтавий заряд потенциалнинг физик маъноси бундай бўлади: *майдоннинг бирор нуқтасининг потенциали сон жиҳатдан бирлик мусбат зарядни шу нуқтадан потенциали нолга тенг бўлган чексиз узоқликдаги нуқтага кўчиришда майдон кучларининг бажарган ишига тенгдир*. Ҳақиқатан ҳам, бирлик зарядни майдоннинг бирор нуқтасидан заряддан чексиз узоқликда бўлган нуқтага кўчиришда бажарилган иш қуйидагича бўлади:

$$A_0 = \frac{A}{q_0} = \frac{q}{r} - \frac{q}{\infty} = \frac{q}{r}.$$

Зарядларнинг мураккаб системаси билан иш кўрилаётган бўлса, потенциал ифодасига кирувчи ихтиёрий доимийнинг қийматини шундай танлаш керакки, системадан чексиз узоқда ётган нуқталарнинг потенциали нолга тенг бўлсин¹. Бунда майдоннинг бирор нуқтасининг потенциали сон жиҳатдан бирлик зарядни шу нуқтадан чексизликка кўчиришда зарядга таъсир этувчи майдон кучларининг бажарган A_0 ишига тенгдир. Потенциаллар айирмасини аниқлаш керак бўлган одатдаги амалий ҳолларда шартли равишда ер сирти потенциалини ноль деб олиш қулай бўлади.

Энди E кучланганлик билан характерланувчи ихтиёрий электростатик майдонда q_0 зарядни кўчиришдек умумий ҳолни кўрамиз. Чексиз кичик кўчиришда

$$dA = f \cos \alpha \, ds$$

иш бажарилади.

¹ Агар зарядланган системанинг ўлчамлари чекли бўлса, ихтиёрий доимийни ҳамма вақт шундай танлаш мумкин.

зарядлар системасининг V потенциали алоҳида зарядларнинг $V^{(1)}, V^{(2)}, \dots, V^{(n)}$ потенциаллари алгебраик йиғиндисига тенгдир.

Зарядланган ҳар қандай системани чексиз кичик зарядларга бўлиш мумкин. Бу зарядларни зарядланган системадан ташқаридаги нуқталар учун нуқтавий зарядлар дейиш мумкин. Шундай қилиб, юқорида айтилганларга мувофиқ, зарядланган ҳар қандай системанинг ўзидан ташқарида вужудга келтирган потенциали ҳақида гапирса бўлади. Агар система чекли сиртӣй зичлиги ёки ҳажмий зичлиги билан зарядланган бўлса, потенциал тушунчасини системанинг ўз нуқталари учун ҳам умумлаштириш мумкин. Потенциал тушунчасини бундай умумлаштириш электр майдоннинг умумий назариясида берилади.

Потенциалнинг физик маъноси устида ҳам тўхталиб ўтайлик. (8) формуладан электростатик майдоннинг икки нуқтасидаги потенциаллар айирмаси сон жиҳатдан зарядни бир нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда майдон кучлари бажарган ишнинг кўчирилаётган заряд катталигига нисбатига тенгдир:

$$\frac{A}{q_0} = V_1 - V_2. \quad (9)$$

Агар $q_0 = +1$ деб олсак, у ҳолда икки нуқтадаги потенциаллар айирмаси майдон кучларининг мусбат бирлик зарядни биринчи нуқтадан иккинчи нуқтага кўчиришда бажарган иш билан ўлчанишини кўраимиз.

(9) муносабатдан потенциаллар айирмасининг ўлчов бирлигини аниқлаймиз. CGSE системада потенциаллар айирмаси бирлиги учун шундай икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси олинадики, бирлик зарядни бу нуқталар орасида кўчиришда бир эрг иш бажарилади. Бу бирлик потенциаллар айирмасининг электростатик бирлиги дейилади. Бирликларнинг Халқаро системасида потенциаллар айирмаси бирлиги қилиб икки нуқта орасидаги потенциаллар айирмаси олинади. Бунда бир кулон зарядни кўчиришда бир жоуль иш бажарилади. Потенциаллар айирмасининг бу бирлиги вольт деб аталади. Тахминан $1 \text{ в} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE бўлганлиги учун; худди шундай аниқлик билан:}$

$1 \text{ вольт} = \frac{1}{300} \text{ электростатик потенциаллар айирмаси бирлиги.}$

Потенциаллар айирмасининг CGSE системадаги ўлчамлиги (9) муносабатдан ҳосил қилинади:

$$[V_1 - V_2] = \frac{[A]}{[q]} = \frac{ML^2T^{-2}}{M^{1/2}L^{3/2}T^{-1}} = M^{1/2}L^{1/2}T^{-1}.$$

(9) муносабат зарядларнинг кўчиришда бажарилган иш билан потенциаллар айирмаси орасидаги боғланишинигина ифодалашига эътиборни жалб қиламиз. Шунинг учун ҳам нуқтавий заряднинг потенциали учун (5) формулага мувофиқ чексиз кўп сондаги функцияларни олишимиз мумкин. Бу функциялар бир-биридан C аддитив доимий билан фарқ қилади. C ни турлича танлаганда ҳам потенциаллар айирмаси ўзгармайди.

Шундай қилиб, C доимийни ихтиёрий танлаш мумкин. $C = 0$ бўлганда энг содда ҳол бўлади; у ҳолда q нуқтавий заряднинг ўзидан r узоқликда бўлган нуқтадаги потенциали қуйидагига тенг бўлади:

$$V = \frac{q}{r}. \quad (5a)$$

Таърифига кўра потенциал скаляр катталиқдир. Аддитив доимий $C = 0$ қилиб олинганда нуқтавий заряд потенциалининг физик маъноси бундай бўлади: *майдоннинг бирор нуқтасининг потенциали сон жиҳатдан бирлик мусбат зарядни шу нуқтадан потенциали нолга тенг бўлган чексиз узоқликдаги нуқтага кўчиришда майдон кучларининг бажарган ишига тенгдир*. Ҳақиқатан ҳам, бирлик зарядни майдоннинг бирор нуқтасидан заряддан чексиз узоқликда бўлган нуқтага кўчиришда бажарилган иш қуйидагича бўлади:

$$A_0 = \frac{A}{q_0} = \frac{q}{r} - \frac{q}{\infty} = \frac{q}{r}.$$

Зарядларнинг мураккаб системаси билан иш кўрилатган бўлса, потенциал ифодасига кирувчи ихтиёрий доимийнинг қийматини шундай танлаш керакки, системадан чексиз узоқда ётган нуқталарнинг потенциали нолга тенг бўлсин¹. Бунда майдоннинг бирор нуқтасининг потенциали сон жиҳатдан бирлик зарядни шу нуқтадан чексизликка кўчиришда зарядга таъсир этувчи майдон кучларининг бажарган A_0 ишига тенгдир. Потенциаллар айирмасини аниқлаш керак бўлган одатдаги амалий ҳолларда шартли равишда ер сирти потенциалини ноль деб олиш қулай бўлади.

Энди E кучланганлик билан характерланувчи ихтиёрий электростатик майдонда q_0 зарядни кўчиришдек умумий ҳолни кўрамиз. Чексиз кичик кўчиришда

$$dA = f \cos \alpha \, ds$$

иш бажарилади.

¹ Агар зарядланган системанинг ўлчамлари чекли бўлса, ихтиёрий доимийни ҳамма вақт шундай танлаш мумкин.

$f = q_0 E$ эканлигини назарга олиб, элементар dA иш ифодасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

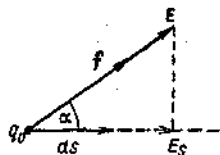
$$dA = q_0 E \cos \alpha ds.$$

Лекин $E \cos \alpha$ кучланганлик вектори E нинг шу нуқтада йўлга ўтказилган уринма йўналишига проекциясидир (35-расм). Бу проекцияни E_s билан белгиласак,

$$dA = q_0 E_s ds.$$

dA нинг ифодасини интеграллаб йўлнинг чекли қисмида бажарилган A ишни ҳосил қиламиз:

$$A = \int_A^B q_0 E_s ds.$$



35-расм. dA элементар ишнинг аниқлашга доир.

бунда интеграл йўлнинг бошланғич A нуқтасидан охириг B нуқтасигача бўлган чегарада олинган. Айтилганларга кўра, бу иш сон жиҳатдан q_0 заряд катталигини A ва B нуқталардаги потенциаллар айирмасига кўпайтирилганига тенгдир, бундан:

$$\int_A^B q_0 E_s ds = q_0 (V_A - V_B).$$

q_0 зарядни, доимий катталик бўлгани учун, интеграл ишораси остидан чиқариб ва q_0 га қисқартириб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\int_A^B E_s ds = V_A - V_B.$$

Берк йўл учун $V_A = V_B$ ва, демак,

$$\int_s E_s ds = 0. \quad (10)$$

бунда интеграллаш бутун берк контур бўйича бажарилган.

$\int E_s ds$ контур интеграл $\sum E_s ds$ йиғиндининг лимитидан иборатдир. Бу йиғинди Δs элементлар нолга интилади ва бу элементларнинг сони чексиз ортади деган шарт билан берк контурнинг барча Δs элементлари бўйича олинган. Бундай интеграл электростатик кучланганлик векторининг циркуляцияси дейилади. (10) формула электростатик майдонда электр кучларининг берк йўлда бажарган иши нолга тенг эканлигининг математик ифодасидир. Электростатик кучланганлик векторининг циркуляцияси нолга тенг. Кучларининг берк йўлда бажарган иши нолга тенг бўлган майдон потенциал майдон дейилади, шу сабабли (10) ифода электростатик майдоннинг потенциал характерда эканини кўрсатади, дейиш мумкин.

130-§. Потенциал сатҳи сиртлари. Электростатик майдон потенциали нуқтадан нуқтага ўзгариб турувчи функциядир. Бироқ ҳар қандай реал ҳолда потенциаллари бир хил бўлган нуқталар тўяламини ажратиш олиш мумкин.

Доимий потенциалли нуқтадарнинг геометрик ўрни *потенциал сатҳи сирти* ёки *эквипотенциал сирт* дейилади.

Зарядни потенциал сатҳлар сирти бўйлаб кўчиришда бажарилган ишнинг нолга тенг эканлиги маълум.

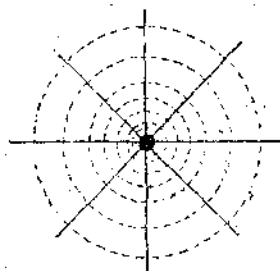
Мисол сифатида кўрсатиш учун нуқтавий заряд потенциалли сатҳи сиртини кўрайлик. Нуқтавий заряднинг потенциали

$$V = \frac{q}{r} \quad (1)$$

эканлигини кўрсатган эдик, бунда r — потенциал ҳисобланаётган нуқтадан q зарядгача бўлган масофа, демак, r нинг қиймати доимий бўлган сирт, яъни маркази нуқтавий зарядда бўлган сфера потенциал сатҳи сирти бўлади (36- расм).

Потенциал сатҳи сиртларининг қандай жойлашганлигини кўпинча потенциалнинг аналитик ифодасидан фойдаланмаган ҳолда, симметрия мулоҳазаларидан топиш мумкин бўлади, бунда зарядни сатҳ сиртлари бўйлаб кўчириш иши нолга тенглигига асосланилади. Масалан, текис зарядланган сфера вужудга келтирган потенциал сатҳи сиртларини аниқлаш учун сфера вужудга келтирган майдон сферик симметрияга эга эканлигини қайд қиламиз; шу сабабли бирлик мусбат зарядни исталган радиусли сфера сирти бўйлаб кўчиришда майдон кучларининг бажарган иши нолга тенг бўлади. Бундан потенциал сатҳ сиртлари бу ҳолда ҳам зарядланган сферага концентрик бўлган сфералардан иборат бўлади, деб хулоса қиламиз. Зарядланган ўтказувчан шар учун ҳам шундай натижа келиб чиқади. Иккала ҳолда ҳам шардан ташқаридаги ва унинг сиртидаги потенциал (1) формула билан аниқланади.

Агар нуқтавий заряд ёки сферанинг заряди мусбат бўлса, у ҳолда бирлик мусбат зарядни майдон манбаидан узоқлаштиришда зарядга таъсир этувчи майдон кучлари мусбат иш бажаради. Демак, бу ҳолда радиус катталашганда сатҳ сиртлари потенциалларининг сон қийматлари камая боради. Агар нуқтавий заряд ёки сферанинг заряди манфий бўлса, мусбат зарядни майдон манбаидан узоқлаштиришда майдон кучлари манфий иш бажаради. Бу ҳолда сатҳ сиртлари потен-



36- расм. Нуқтавий заряднинг потенциал сатҳи сиртлари (пунктир чизиқлар) ва кучланганлик чизиқлари (туташ чизиқлар).

циаллари қиймати манфий бўлади ва сиртларнинг радиуси ортада, потенциаллар ортада (абсолют қиймати камаяди).

Текис зарядланган чексиз текислик оламиз; бундай текислик вужудга келтирган майдон бир жинсли, кучланганлик чиқиқлари эса текисликка нормал бўлади. Бундан зарядни бирор B_1 нуқтадан (37-расм) зарядланган текисликдан худди шундай масофада жойлашган ҳар қандай бошқа B_2 нуқтага кўчиришда бажарилган ишнинг нолга тенглиги келиб чиқади.

Демак, бундай нуқталарнинг потенциаллари тенгдир:

$$V_{B_1} = V_{B_2}.$$

Шундай қилиб, потенциал сатҳлари сиртлари зарядланган текисликка параллел текисликлардир. Текислик мусбат зарядланган бўлса, зарядланган текисликдан узоқлашилган сари потенциалнинг қиймати камайиб боради. Сатҳлар сиртларининг зарядланган текисликнинг ҳар иккала томонида симметрик жойлашганлиги равшандир.

37-расм. Зарядланган чексиз текислиكنинг потенциал сатҳи сиртлари.

Кўриб чиқилган барча хусусий ҳолларда кучланганлик вектори потенциал сатҳи сиртига перпендикулярдир. Умумий ҳолда ҳам худди шундай бўлади, бунни билиш учун потенциал сатҳлари сирти олиб, сатҳ сиртидаги кичик Δs йўл бўлагиди зарядни кўчиришда бажарилган ишни ҳисоблаймиз. Бунда, таърифга мувофиқ $\vec{f} = q\vec{E}$ электр кучининг бу йўлда бажарган иши:

$$\Delta A = f \Delta s \cos \alpha = q E \Delta s \cos \alpha,$$

бунда α бурчак $\vec{f}$ куч йўналиши билан Δs кўчиш орасидаги бурчакдир. Иккинчи томондан, эквипотенциал сиртининг икки нуқтаси потенциалларининг айирмаси нолга тенг бўлгани учун бу иш нолга тенгдир.

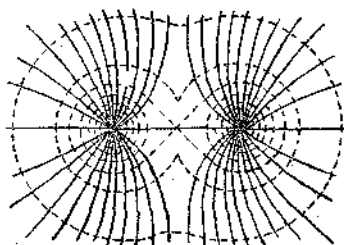
Демак, биз қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$q E \Delta s \cos \alpha = 0.$$

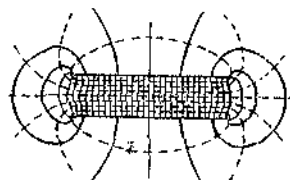
Бу ерда q заряд ҳам, E кучланганлик ҳам, Δs кўчиш ҳам нолга тенг эмас, шунинг учун f куч йўналиши билан Δs кўчиш орасидаги α бурчакнинг косинуси нолга тенг бўлиши керак. Бундан $\vec{f}$ кучининг Δs га перпендикулярлиги келиб чиқади. $\vec{f} = q\vec{E}$ кучининг йўналиши кучланганлик йўналиши билан $\vec{e}$ бир хил бўлади ($q > 0$ бўлганда), ёки унга қарама-қаршидир ($q < 0$ бўл-

ганда). Демак, $\cos \alpha = 0$ тенглик кучланганлик йўналишининг потенциал сатҳи сиртига перпендикуляр эканлигини кўрсатади.

Шундай қилиб, кучланганлик чизиқлари потенциал сатҳи сиртлари (эквипотенциал сиртлар) биласига нормал (ортогонал) бўлган чизиқлар оиласидан иборатдир. 38-расмда сон қиймати ўзаро тенг бўлган бир хил ишорали иккита нуқтавий заряднинг кучланганлик чизиқлари ва эквипотенциал сиртлар, 39-расмда эса зарядлар зичлигининг сон қиймати бир хил бўл-



38-расм. Бир хил ишорали иккита нуқтавий заряднинг потенциал сатҳи сиртлари (пунктир чизиқлар) ва кучланганлик чизиқлари (туташ чизиқлар).

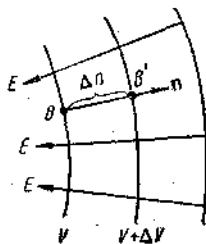


39-расм. Турли ишорали зарядланган иккита дискнинг потенциал сатҳи сиртлари (пунктир чизиқлар) ва кучланганлик чизиқлари (туташ чизиқлар).

ган турли ишорали зарядлар билан зарядланган иккита дискнинг кучланганлик чизиқлари ва эквипотенциал сиртлар тасвирланган.

131-§. Электростатик майдон кучланганлиги билан потенциал орасидаги боғланиш. Энди потенциал билан кучланганлик орасидаги боғланишни аниқлайлик. Бундай боғланишнинг бор эканлиги электр кучларининг бажарган иши кучланганлик орқали ҳам, майдон нуқталарининг потенциаллари айирмаси орқали ҳам ифодаланиши мумкинлигидан келиб чиқади.

Ихтиёрий электростатик майдон олиб, унда бир-бирига яқин иккита потенциал сатҳи сиртлари ўтказамиз. Бир сиртнинг потенциали V , иккинчисиники $V + \Delta V$ бўлсин; $\Delta V > 0$ деб оламиз (40-расм). V потенциал сатҳи сиртининг бирор B нуқтасида потенциалнинг ортиш-йўналишида сатҳлар сиртига n нормаль ўтказамиз. n нормалнинг $V + \Delta V$ сатҳи сирти билан кесишиш нуқтасини B' билан белгилаймиз. B ва B' нуқталар орасидаги масофа



40-расм. Бир-бирига яқин жойлашган иккита потенциал сатҳларга ўтказилган n нормаль.

Δn га тенг бўлсин. E кучланганлик потенциал сатҳи сиртига перпендикуляр, яъни n нормаль бўйлаб йўналгандир, шу билан бирга, B ва B' нуқталар бир-бирига яқин жойлашганлиги учун улар орасидаги бутун масофада E майдон кучланганлигини тақрибан ўзгармас дейиш мумкин. У ҳолда бирор q зарядни B нуқтадан B' нуқтага кўчиришда бажарилган ишни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$A = qE \Delta n.$$

Иккинчи томондан, шу A ишнинг ўзини B ва B' нуқталар потенциалларининг айирмаси орқали ифодалаш мумкин:

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

A ишнинг иккала ифодасини таққосласак, қуйидагини топамиз:

$$E \cdot \Delta n = -\Delta V,$$

бу тенгликдан E учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$E = -\frac{\Delta V}{\Delta n}. \quad (1)$$

Минус ишора E кучланганлик n нормаль йўналишига қарама-қарши томонга йўналганлигини кўрсатади. Ҳақиқатан ҳам, n нормални потенциалнинг ортиш йўналишида ўтказдик, E кучланганлик эса таърифга кўра, мусбат зарядга таъсир этаётган куч йўналишида, яъни потенциалнинг камайиш томонига йўналгандир. Агар (1) формулада $\Delta n = 1$ деб олсак, қуйидаги таъриф келиб чиқади: *майдон кучланганлиги сон жиҳатдан потенциалнинг потенциал сатҳи сиртига перпендикуляр йўналишда олинган узунлик бирлигидаги ўзгаришига тенг ва потенциалнинг камайиш томонига йўналгандир.*

Потенциал сатҳи сиртларига перпендикуляр йўналишда кўчишда потенциалнинг ортиш йўналишида ўзгариш тезлигини ифодаловчи $\frac{\Delta V}{\Delta n}$ катталиқ *потенциал градиенти* дейилади.

Градиент ҳақидаги тушунчадан фойдаланиб (1) ифодани қуйидагича таърифлаш мумкин: *майдон кучланганлиги сон жиҳатдан потенциал градиентига тенгдир.*

Қуйидаги мисолни кўрайлик.

Ҳар бирининг потенциали доимий бўлган иккита параллел текислик орасидаги электростатик майдон кучланганлигини аниқлайлик.

Иккита параллел чексиз текислик олиб, уларнинг потенциалларини V_1 ва V_2 билан белгилаймиз. Текисликлар орасидаги масофа d га тенг (41-расм). Симметрия мулоҳазаларига кўра, потенциал сатҳи сиртлари берилган текисликларга параллел текисликлардан иборат бўлади.

Зарядланган текисликлар орасидаги барча нуқталарда электростатик майдон кучланганлиги бир хил ва текисликларга перпендикуляр йўналгандир. Сатҳ сиртига перпендикуляр йўналишдаги узунлик бирлигида потенциал ўзгаришини топиб, кучланганликнинг сон қийматини ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d} \quad (2)$$

Кучланганлик потенциалнинг камайиш томонига йўналган. Шундай қилиб, потенциали маълум бўлган иккита текислик орасидаги майдон кучланганлиги бу текисликлар потенциаллари айирмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофага тескари пропорционалдир.

Майдон бир жинсли бўлмаганда унинг бирор нуқтасидаги E кучланганликнинг аналитик катталигини Δn чексиз камайганда $-\frac{\Delta V}{\Delta n}$ нисбат интиладиган лимитга тенг деб олишимиз керак:

$$E = - \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta V}{\Delta n} \right)$$

ёки дифференциал ҳисоб белгиларидан фойдалансак,

$$E = - \frac{dV}{dn} \quad (2a)$$

Вектор ҳисобида ишлатиладиган *градиент* тушунчасидан фойдаланамиз. C скаляр x, y, z координаталарнинг функцияси сифатида берилган бўлсин. $\text{grad } C$ деб шундай A вектор назарда тутиладики, бу векторнинг тўғри бурчакли координаталар тенг. Градиент тушунчаси ёрдамида (2a) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$A_x = \frac{\partial C}{\partial x}, \quad A_y = \frac{\partial C}{\partial y}, \quad A_z = \frac{\partial C}{\partial z} \quad (3)$$

муносабатлар билан аниқланади. Бу вектор ҳар бир нуқтада C скаляр сатҳи сиртига ўтказилган нормаль бўйлаб C нинг ортиш томонига йўналгандир. Унинг узунлиги dC/dn га тенг. Градиент тушунчаси ёрдамида (2a) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$E_x = - \frac{\partial V}{\partial x}, \quad E_y = - \frac{\partial V}{\partial y}, \quad E_z = - \frac{\partial V}{\partial z} \quad (4)$$

ёки

$$E = - \text{grad } V. \quad (4a)$$

Шундай қилиб, E кучланганлик вектори V потенциалнинг тескари ишора билан олинган градиентига тенг экан.



41- расм. Зарядланган иккита текислик.

1-мисол. Диполь ўқиди диполнинг ўз ўлчамларига нисбатан катта r масофада майдон кучланганлигини аниқлаймиз.

Бу масалани 124-§ да бевосита ечган эдик. Майдон кучланганлиги ва потенциал орасидаги (2а) муносабатдан фойдаланиб, энди соддароқ йўл билан ечамиз. А нуктадаги потенциал (12-рasm) $+q$ ва $-q$ зарядлар вужудга келтирган потенциаллар йиғиндисига тенгдир:

$$V = \frac{q}{r_+} - \frac{q}{r_-} = q \frac{r_- - r_+}{r_+ r_-} = q \frac{l}{r_+ r_-}$$

r_+ ва r_- масофалар l дан анча катта бўлганда тақрибан $r_+ \cdot r_- = r^2$ бўлади, бундан

$$V = \frac{ql}{r^2} = \frac{p}{r^2}$$

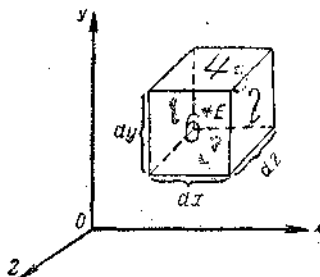
бунда p — диполь моменти.

Эквипотенциал сиртга А нуктада ўтказилган n нормалнинг йўналиши r билан устма-уст тушади, демак, (2а) формулага кўра

$$E = - \frac{dV}{dr} = \frac{2p}{r^3}$$

бўлади, бу 124-§ даги (5) формула билан бир хилдир.

132-§. Кучланганлик, потенциал ҳамда ҳажмий зарядлар зичлиги орасидаги боғланиш. Электростатик майдон кучланганлиги билан зарядларнинг тақсимланиш зичлиги ўзаро маълум дифференциал муносабат воситасида боғланган бўлиб, бу муносабат майдоннинг ҳар бир нуктаси учун ўринлидир. Бу муносабатни Остроградский — Гаусс теоремасини янада чуқурроқ анализ қилиб топиш мумкин.



42-рasm. Майдон кучланганлигини ҳажмий зарядларнинг зичлиги билан боғловчи ифодани чиқаришга доир.

Текшириляётган соҳада заряд, умуман айтганда, доимий бўлмаган ρ ҳажмий зичликда тақсимланган деб фараз қилайлик. Қирралари координата ўқларига параллел ва dx , dy , dz га тенг бўлган элементар куб ажратиб оламиз (42-рasm). Кубнинг ҳажми $dx \, dy \, dz$ га тенг бўлади. Куб кичик бўлгани сабабли унинг ичидаги барча нукталарда ρ заряд зичлигини доимий дейиш мумкин: у ҳолда куб ичидаги q заряд $\rho \, dx \, dy \, dz$ га тенг бўлади. Куб марказидаги (42-рasmда юлдузча билан кўрсатилган) майдон кучланганлигини E билан, унинг ташкил этувчиларини эса E_x , E_y , E_z билан белгилаймиз.

Бунда 1 ёқдаги E_x ташкил этувчининг қиймати:

$$E_{x1} = E_x - \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx$$

бўлади, чунки 1 ёқнинг x координатаси куб марказининг координатасидан $\frac{1}{2} dx$ га кичик. 2 ёқдаги E_{x2} ташкил этувчи ҳам қуйидагига тенг бўлади:

$$E_{x2} = E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx.$$

Худди шундай, кубнинг қолган тўртта ёқларидаги E_y ва E_z ташкил этувчилар учун ҳам қуйидагилар ҳосил бўлади:

$$E_{y3} = E_y - \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} dy, \quad E_{z5} = E_z - \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{2} dz,$$

$$E_{y4} = E_y + \frac{\partial E_y}{\partial y} \cdot \frac{1}{2} dy, \quad E_{z6} = E_z + \frac{\partial E_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{2} dz.$$

Шу кубга Остроградский — Гаусс теоремасини татбиқ қиламиз. Бунинг учун куб ёқларидан ўтувчи кучланганлик оқимини ҳисоблаймиз. ds юзадан ўтувчи dN кучланганлик оқими E кучланганлигининг юзага нормаль ташкил этувчисини ds юза катталигига кўпайтирилганига тенг эканлигини эслатиб ўтамиз. 1 ёққа ўтказилган нормаль OX ўқнинг манфий томонига йўналган, шу сабабли E кучланганлигининг 1 ёққа нормал ташкил этувчиси $-E_{x1}$ га тенг. 1 ёқнинг юзи $dydz$ га тенг, бундан 1 ёқдан ўтувчи кучланганлик оқими қуйидагича ифодаланади:

$$dN_1 = -E_{x1} dydz = -E_x dydz + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx dy dz.$$

2 ёққа ўтказилган нормаль OX ўқнинг мусбат томонига йўналган; шунинг учун бу ёқдан ўтувчи кучланганлик оқими

$$dN_2 = +E_{x2} dy dz = E_x dy dz + \frac{\partial E_x}{\partial x} \cdot \frac{1}{2} dx dy dz.$$

1 ва 2 ёқлардан ўтувчи оқимлар йиғиндиси:

$$dN_1 + dN_2 = \frac{\partial E_x}{\partial x} dx dy dz.$$

3 ва 4 ёқлардан ўтувчи кучланганлик оқимларининг йиғиндисини ҳам худди шундай ҳосил қиламиз:

$$dN_3 + dN_4 = \frac{\partial E_y}{\partial y} dx dy dz,$$

5 ва 6 ёқлардан ўтувчи оқимлар йиғиндиси эса:

$$dN_5 + dN_6 = \frac{\partial E_z}{\partial z} dx dy dz.$$

Шундай қилиб, кубнинг барча олти ёғидан ўтувчи тўла оқим қуйидагига тенг бўлади:

$$dN = dN_1 + dN_2 + dN_3 + dN_4 + dN_5 + dN_6 =$$

$$= \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (1)$$

Остроградский — Гаусс теоремасига мувофиқ $dN = 4\pi q$ бўлади, бунда q — куб ичидаги заряд; лекин бу заряд $\rho dx dy dz$ га тенг. Энди dN нинг (1) ифодасидан фойдалансак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho. \quad (2)$$

(2) формула зарядларнинг ρ ҳажмий зичлиги билан E кучланганлик векторининг ҳосилалари орасидаги изланаётган боғланишни ифодалайди. Вектор анализдан маълумки, вектор ташкил этувчиларидан тегишчи координата

талар бўйича олинган ҳосилалар йиғиндиси вектор дивергенцияси дейилади ва қуйидагича белгиланади:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}.$$

$\operatorname{div} \mathbf{E}$ белгидан фойдаланиб (2) формулани қуйидагича кўчириб ёзамиз:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho.$$

$\mathbf{E}$ кучланганлигининг ташкил этувчилари билан потенциалнинг координаталар бўйича олинган ҳосилалари орасидаги боғланишни ифодаловчи (4) формуладан (47-бет) фойдаланамиз:

$$E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}; \quad E_z = -\frac{\partial V}{\partial z}.$$

Бу ифодаларни координаталар бўйича иккинчи марта дифференциаллаб қуйидагиларни ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2}; \quad \frac{\partial E_y}{\partial y} = -\frac{\partial^2 V}{\partial y^2}; \quad \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}.$$

бундан

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right).$$

$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$ йиғиндининг бу қийматини (2) га қўйсак қуйидагиларни топамиз:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho. \quad (3)$$

Бу формула ҳажмий зарядларнинг ρ зичлиги билан потенциалдан координаталар бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилалар орасидаги боғланишни ифодалайди. Бирор $F(x, y, z)$ функциядан x, y, z ўзгарувчилар бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилаларнинг йиғиндисини $\Delta F(x, y, z)$ символ билан белгилаш қабул қилинган, бунда Δ Лаплас оператори деб юритилади. (3) формулага бу символни киритамиз:

$$\Delta V = -4\pi\rho. \quad (3a)$$

Бу тенглама электростатик потенциалнинг асосий дифференциал тенгламасидир.

133- §. Электростатик майдондаги ўтказгичлар. Ўтказгичнинг эркин электронларга эга бўлган жисм эканлигини ва бу электронларнинг зарядларини ўтказгичнинг кристалл панжараси билан боғланган мусбат зарядлар компенсациялаб туришини 112- § да айтиб ўтган эдик. Муайян йўналишдаги электр кучлар таъсирида ўтказгичдаги эркин электронлар шу кучлар йўналишида тезлик (тезлик ташкил этувчиси) олиши ва, демак, зарядларнинг кўчиши — электр ток вужудга келтириши мумкин. Агар электростатик масалалар билан чекланилса, у ҳолда зарядларнинг мувозанат шартини аниқлаш керак. Электростатик майдон кучланганлигининг нолга тенг бўлиши ўтказгич

ичида зарядларнинг мувозанатда туриши учун зарур шартдир. Майдон кучланганлиги нолга тенг бўлмаганда электр кучлари ҳосил бўлади ва электронларнинг йўналган кўчишини вужудга келтиради. Демак, масала электростатик характерда бўлиши учун

$$E = 0 \quad (1)$$

шарт бажарилиши керак. Шу билан бирга, бу шарт ўтказгич ичидаги барча нуқталарда ҳам бажарилиши керак.

(1) шартдан шу нарсга келиб чиқадики, зарядланган ўтказгичда компенсацияланмаган зарядлар фақат ўтказгич сиртидагина жойлаша оладилар. Буни исбот қилиш учун ўтказгич ичида бирор ҳажмни чегараловчи ихтиёрий сиртга Остроградский — Гаусс теоремасини татбиқ қиламиз. Сирт ўтказгич ичида ўтказилгани сабабли бу сиртнинг барча нуқталарида электростатик майдон кучланганлиги (1) га мувофиқ нолга тенгдир. Демак, сиртдан ўтувчи кучланганлик оқими нолга тенг, шу сабабли кўрилатган сирт ичида жойлашган умумий заряд ҳам нолга тенгдир. Сирт ихтиёрий бўлгани учун бундай натижани ўтказгич ичидаги ҳар қандай участкага татбиқ қилиш мумкин. Шундай қилиб, электростатик майдонга жойлаштирилган ўтказгич ичидаги ҳар қандай участкада заряд нолга тенг бўлади. Зарядланган ўтказгичда зарядлар фақат ўтказгич сиртидагина жойлашади.

Ўтказгичнинг ички қисмларида зарядларнинг бўлмаслиги Остроградский — Гаусс теоремасидан келиб чиқадиган натижадир. Бу теорема ўз навбатида нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари Кулон қонунига қўра зарядлар орасидаги масофа квадратиға тескари пропорционал эканлигининг натижаси сифатида чиқарилади. Агар Кулон қонунининг

$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

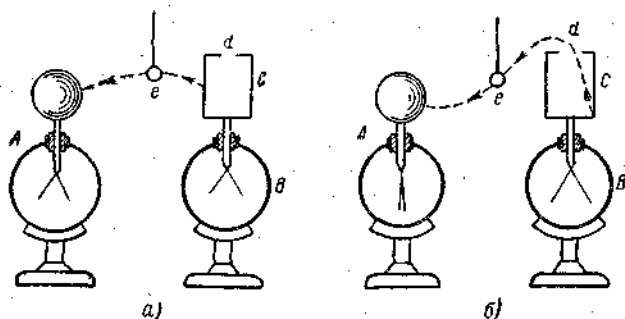
ифодасида r нинг кўрсаткичи 2 га эмас, қандайдир бошқа n сонга тенг бўлганда, ўтказгичнинг ички қисмларида ҳам зарядлар тақсимланган бўлади. Шундай қилиб, ўтказгичнинг ички қисмларида зарядларнинг бўлмаслиги Кулон қонунининг тўғрилигининг бевосита тасдиқлайди. Кулоннинг бурама тарози ёрдамида бевосита ўтказган ўлчашларининг (123- §) аниқлиги катта эмас эди. Янада аниқроқ ўлчаш ҳолат қийин, чунки нуқтавий зарядлар ҳосил қилиш шартини жуда аниқ қаноатлантирувчи шаронтни яратиш мушкулдир. Ўтказгичнинг ички қисмларида зарядларнинг йўқлигини анча аниқ билиш мумкин. Кенепдин худди шундай текшириш ўтказиб, 1773 йили, яъни Кулондан 12 йил олдин, электр кучларининг масофа квадра-

тига тескари пропорционаллиги қонунини очган эди. Бироқ Кевендишнинг ишлари 1879 йилгача — то уларни Максвелл босиб чиқаргунга қадар номаълумлигича қолган эди.

Максвелл Кевендишнинг тажрибаларини бир қадар ўзгартирилган кўринишда ва янада аниқроқ қилиб такрорлади.

У иккита ўтказувчан шарни бирини иккинчисининг ичига жойлаб сим ёрдамида улар орасида контакт ҳосил қилган. Ташқи шарга заряд берилганда ички шар зарядланмасди. Шундай бўлишини Максвелл катта аниқлик билан била олган. Бундан Кулон қонунидаги n даражада кўрсаткичнинг 2 дан $1/20000$ ортиқ фарқ қила олмаслигини топди.

Кейинр қ биз ўтказгичнинг ичидагина эмас, балки ўтказгич ичидаги бўшлиқни (ковакни) чегараловчи ички сиртларда ҳам зарядлар бўлмаслигини кўрамиз. Электростатик ҳодисаларнинг умумий назариясида зарядланган ўтказгичдаги бўшлиқда E майдон кучланганлиги ҳам нолга тенг эканлиги кўрсатилади. Бу ҳолда бўшлиқ ичида бошқа зарядланган жисмлар йўқ деб фараз этилади.



43- расм. Фарадей цилиндри билан ўтказиладиган тажриба.

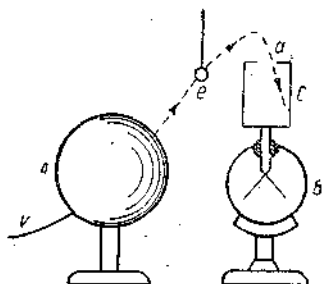
Зарядларнинг ўтказгичнинг ташқи сиртида жойлашиш хусусиятини кўргазмали намойиш қилиш мумкин. А ва В иккита электроскоп оламиз. Улардан бирига деярли берк, фақат юқори асосида кичикроқ d тирқиши бўлган C ковак цилиндри ўрнатиб қўйилган (43- расм). Бундай цилиндр Фарадей цилиндри дейилади. В электроскопга маълум заряд берамиз, бунда электроскоп япроқлари очилади. Изоляция материалдан ясалган ипга бириктирилган кичик e шарчани оламиз, e шарчани C Фарадей цилиндрининг ташқи қисмига тегизиб зарядлаймиз ва сўнгра уни, масалан, 43- а расмда пунктир билан кўрсатилган йўл бўйича олиб ўтиб, А электроскопга тегизамиз. Бунда А электроскопга бирмунча заряд берилади.

Шундай кўчиришни бир неча марта такрорласак, A электроскоп япроқчалари сезиларли очилиши мумкин. Агар биз дастлаб e шарчани C Фарадей цилиндрининг *ички* қисмига тегизсак, бунда шарчага ҳеч қандай заряд берилмайди ва шу сабабли A электроскопини зарядлаб бўлмайди (43-б расм).

Баён қилинган тажрибани акс тартибда бажариш ҳам мумкин. Бирор электрлаш манбаи ёрдамида доимий V кучланиш бериб туриладиган бирор A жисмни (44-расм) кўз олдимизга келтирайлик. e шарчани A жисмга тегизиб зарядлаб оламиз, сўнг уни B электроскопга

яқинлаштириб, C Фарадей цилиндрининг *ички* қисмига тегизамиз. Бу ҳолда шарча Фарадей цилиндри билан бирга мураккаб жисмни ташкил қилади, бунда шарча бу жисм қисмларидан бири бўлгани сабабли шарчада заряд қолмаслиги керак. Бошқача қилиб айтганда, шарча ўз зарядини B электроскопга тўла равишда беради. Биз бундай кўчиришни истаганча марта такрорлашимиз мумкин ва шарча ҳар сафар ўз зарядини электроскопга тўла равишда бераверади, чунки ўтказгичнинг ички қисмларида зарядларнинг бўлмаслик шарти жисмдаги зарядга ҳамда потенциалнинг катталигига боғлиқ эмас. Шундай қилиб, e шарчани етарлича марта олиб ўтиш билан биз B электроскопни заряди олинаётган A жисм потенциалидан *анча юқорироқ* потенциалгача зарядлай оламиз. Заряд кўчиришни чексиз марта такрорлаб B электроскоп потенциалини принципнол жиҳатдан чексиз оширишимиз мумкин¹. Потенциал ўртган сари зарядларнинг оқиб кетиши ҳам орта боради, бу эса потенциал ортишини чекалаб туради. Фарадей цилиндри билан қилинадиган бу тажрибанинг схемаси ҳозирги замон юсак кучланишли генераторларида ишлатилган. Бундай генераторлар бир неча миллион вольт потенциаллар айирмаси ҳосил қилишга имкон беради (III томга қараң).

Ўтказгич ковагида майдон бўлмаслиги *электростатик ҳимоя* яратишга имкон беради. Ковакни барча томондан ўраб

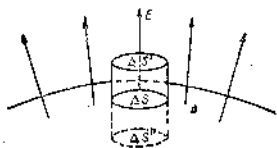


44-расм. Фарадей цилиндри билан ўтказиладиган тажриба.

¹ 137-§ да зарядланган жисмнинг энергияси унинг V потенциали ортиши билан ортиб боришнинг кўрамиз. Бундан, Фарадей цилиндри билан қилинган тажриба энергиянинг сақланиш қонунига хилофдек туюлиши мумкин. Бироқ бундай эмас: зарядланган e шарчани зарядланган Фарадей цилиндрига яқинлаштириш учун иш *сарфлаш* керак, цилиндр заряди қанча катта бўлса, бу иш шунча кўп бўлади.

турган ўтказгич уни ташқи зарядлар вужудга келтирган электростатик майдонлардан экранлайди. Туташ ўтказгични амалда етарлича зич металл тўр билан алмаштириш мумкин. Электростатик ҳимоя ҳосил қилиш мақсадида электроскоп япроқчалари металл қутича ичига жойлаштирилади (6-бегда айтилганларга қаранг). Қутича Ерга уланади, бунда қутича Ер потенциалини олади ва ташқи майдонлар қутича ичидаги майдонни ҳам, потенциални ҳам ўзгартира олмайди. Электроскопнинг зарядланган япроқчалари қутичадан изоляция қилиниши керак. Агар япроқчаларни ўтказгич орқали қутичага улаб қўйилса, бунда уларга заряд бериб бўлмайди ва электроскоп қутичасидан ташқарида қандай электрлаш манбаи бўлмасин, япроқчалар очилмайди.

134- §. Ўтказгич сирти яқинидаги майдон кучланганлиги. Ўтказгич ичида майдон кучланганлиги нолга тенг бўлгани учун ўтказгичнинг ўзи доимий потенциалли соҳа бўлади. Ҳақиқатан ҳам, кучланганликнинг сон қиймати потенциалнинг сатҳлар сиртига нормал бўлган узунлик бирлигидаги ўзгаришига тенгдир. Бундан ўтказгичнинг барча нуқталарида майдон нолга тенг бўлгани учун ўтказгичнинг барча нуқталарида потенциал ўзгариши ҳам нолга тенг бўлади; демак, потенциалнинг қиймати доимийдир: шундай қилиб, *ўтказгичнинг ичидаги ва унинг сиртидаги барча нуқталарнинг потенциали бир хил бўлади.* Бундан ўтказгичнинг сирти потенциал сатҳлари сирти бўлиши бевосита келиб чиқади. Электростатик майдон кучланганлиги ҳар бир нуқтада потенциал сатҳлари сиртига нормал бўлгани учун *ўтказгичдан ташқарида ўтказгичнинг сирти яқинидаги электростатик майдон кучланганлиги унинг сиртига нормал бўлади.*



45- расм. Зарядланган ўтказгич сирти яқинидаги E майдон кучланганлигини аниқлашга доир.

Ўтказгич сирти яқинидаги электростатик майдон кучланганлиги билан ўтказгич сиртидаги зарядларнинг сирт зичлиги орасида муайян боғланиш бор. Остроградский — Гаусс теоремасидан фойдаланиб, бу боғланишни аниқлаймиз. Зарядланган A ўтказгич сиртида кичик ΔS соҳа оламиз (45- расм). Бу соҳада заряднинг сирт зичлиги доимий ва σ га тенг деб олайлик. У ҳолда бу соҳага тўғри келган q заряд

қуйидагига тенг бўлади:

$$q = \sigma \cdot \Delta S. \quad (1)$$

Фикран кичик берк цилиндрик S сирт ўтказамиз. Бу сиртнинг ясовчилари ўтказгич сиртига нормал, $\Delta S'$ ва $\Delta S''$ асослари

эса ΔS га параллел бўлсин. Остроградский — Гаусс теоремасига асосан S берк сиртни кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқлари сони $4\pi q$ га тенг. Ўтказгичнинг $\Delta S''$ асос ўтадиган ички қисмида майдон кучланганлиги $E = 0$, ён сирт эса E га параллел бўлгани учун $4\pi q$ кучланганлик чизиқларининг ҳаммаси $\Delta S'$ асос орқали ўтади. Шу $\Delta S'$ асос билан чегараланган майдон кучланганлигини E билан белгилаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$E \cdot \Delta S' = 4\pi q,$$

(1) муносабатдан фойдалансак ва $\Delta S' = \Delta S$ эканини ҳисобга олсак:

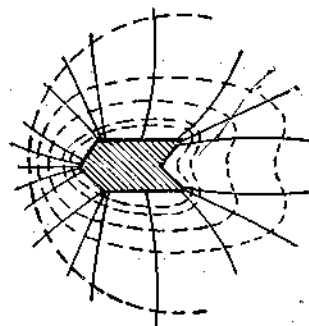
$$E = 4\pi\sigma. \quad (2)$$

(2) тенгликдан ўтказгич сирти яқинида электростатик майдон кучланганлиги заряднинг сирт зичлигига тўғри пропорционал эканлиги кўриниб турибди.

Ўтказгич сиртида дўнгликлар (чиқиқлар) бўлган ҳолларда ўтказгич яқинидан ўтувчи потенциал сатҳи сиртлари дўнгликлар олдида бир-бирларига яқин жойлашган бўлади. Бу соҳаларда узунлик бирлигидаги потенциал ўзгариши кўпроқ бўлгани учун майдон кучланганлиги ҳам каттароқ бўлади. Шундай қилиб, дўнгликлар яқинида электр майдон кучланганлиги каттароқ ва, демак, ўтказгичнинг дўнгликларида зарядларнинг сирт зичлиги ҳам каттароқ бўлади. 46-расмда дўнглиги ва ботиқлиги бўлган зарядланган ўтказувчан жисм кўрсатилган; жисм атрофидаги фазода майдон кучланганлиги дўнглик яқинида максимал ва ботиқликда минималдир. 46-расмда пунктир чизиқлар билан тасвирланган эквипотенциал сиртлар майдон кучлироқ бўлган жойларда зичроқ жойлашган. Шунга мувофиқ жисм сиртидаги зарядларнинг зичлиги дўнглик яқинида энг катта ва ботиқликда энг кичик қийматга эгадир.

Ўтказгичнинг ички ковакларида майдон кучланганлиги нолга тенг ва шунинг учун ўтказгичларнинг ички сиртларида зарядлар зичлиги ҳам нолга тенгдир.

Жуда ўткир дўнгликлар яқинида майдон айниқса катта бўлади. Ўтказгичларни жуда юқори потенциалларгача заряд-



46-расм. Учли ва чуқурчали жисм яқинида эквипотенциал сиртларнинг (пунктир чизиқлар) ва кучланганлик чизиқларининг (туташ чизиқлар) жойлашиши.

лашда бу ҳолни ҳисобга олишга тўғри келади; ўткир учлар ёки дўнгликлар яқинида уларни ўраб турган диэлектрикнинг (хусусий ҳолда ҳавонинг) тешилиши рўй бериши ва разряд — *тожланиш* бошланиши мумкин; шунинг учун юқори потенциалларгача зарядланадиган асбобларнинг барча металл қисмлари думалоқ шаклда ясалади ва сиртлари силлиқ қилиб ишланади.



47- расм. Зарядланган ўтказгич сирт элементи вужудга келтирган майдон кучланганлиги.

Зарядланган ўтказгич сирти соҳаларининг ҳар бири ўтказгичнинг зарядланган сиртининг қолган қисми вужудга келтирган электростатик майдонда бўлади. Шу сабабли зарядланган ўтказгичнинг ҳар бир ΔS соҳасига

$$\Delta f = \sigma \Delta S \cdot E_1 \quad (3)$$

куч таъсир этади (47- расм), бунда E_1 — ўтказгичнинг қолган қисми вужудга келтирган майдон кучланганлиги. E_1 ни аниқ-

лаш учун ΔS элементнинг ўз сиртига жуда яқин жойлашган нуқталарда вужудга келтирган майдонни текшираемиз. Бу майдон ΔS элемент сиртига нормал ва сиртнинг иккала томонида симметрикдир.

Бу майдоннинг ΔS элементнинг ҳар икки томонидаги кучланганлиги 47- расмда $E_{\Delta S}$ ва $E'_{\Delta S}$ стрелкалар билан тасвирланган.

Зарядланган жисмнинг бутун сирти жисм ташқарисида ΔS яқинида вужудга келтирган тўла E кучланганлик E_1 ва $E_{\Delta S}$ кучланганликларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$E = E_1 + E_{\Delta S}.$$

E ва $E_{\Delta S}$ векторлар ΔS элемент сиртига перпендикулярдир, бинобарин, E_1 ҳам ΔS га перпендикулярдир ва охири тенгликни алгебраик йиғинди кўринишида қайта ёзиш мумкин:

$$E = E_1 + E_{\Delta S}.$$

(2) тенгликка кўра $E = 4\pi\sigma$, бундан,

$$E_1 + E_{\Delta S} = 4\pi\sigma. \quad (4)$$

Худди шунингдек, ΔS элемент яқинида жисм *ичидаги* майдон $E_1 + E'_{\Delta S} = E_1 - E_{\Delta S}$ йиғиндига тенг экани келиб чиқади. Жисмнинг ичида йиғинди кучланганлик нолга тенг, шунинг учун:

$$E_1 - E_{\Delta S} = 0. \quad (5)$$

(4) ва (5) тенгликлардан қуйидагини топамиз:

$$E_1 = E_{\Delta S} = 2\pi\sigma,$$

E_1 нинг бу қийматини (3) тенгликка қўйсак, зарядланган жисмининг сирт элементиға таъсир этувчи изланаётган кучнинг ифодаси қуйидагича бўлади:

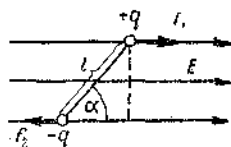
$$\Delta f = 2\pi\sigma^2 \cdot \Delta S,$$

ёки (2) тенгликка асосан

$$\Delta f = \frac{E^2}{8\pi} \Delta S.$$

Бир хил ишорали зарядлар итаришади, шу туфайли ўтказгич зарядининг ишорасидан қатъи назар, Δf куч ўтказгичға нисбатан ташқарига йўналган бўлади.

135- §. Ташқи электр майдондаги диполь. Ташқи бир жинсли E электр майдонда ётган диполни қарайлик. Айтайлик, диполь бир-биридан ўзгармас l масофада жойлашган $+q$ ва $-q$ иккита заряддан ташқил топган бўлсин. 124- § да айтилганларға кўра, бундай диполнинг электр momenti $p = ql$ га тенгдир. Диполнинг йўналиши E кучланганлик йўналиши билан α бурчак ҳосил қилган бўлсин (48- расм). Диполнинг мусбат зарядига майдон бўйлаб йўналган $f_1 = qE$ куч, манфий зарядига эса майдонга қарама-қарши йўналган $f_2 = -qE$ куч таъсир этади. Бу кучлар $M = fl \sin \alpha = qlE \sin \alpha$ моментли жуфт куч ҳосил қилади. $ql = p$ эканини назарга олсак, қуйидаги хулосага келамиз: диполға бир жинсли ташқи электр майдонда



48- расм. Ташқи бир жинсли майдонда жойлашган диполь.

$$M = pE \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

momentли жуфт куч таъсир этади.

Бу жуфт куч таъсирида диполь бурилиб, майдон кучланганлиги чизиқлари бўйлаб жойлашишга интилади.

Диполь momenti p ни вектор катталики деб қараши мумкин. Бунинг учун l ни $-q$ манфий заряддан $+q$ мусбат зарядга йўналган вектор кўринишида чизамиз. p векторни қуйидаги тенглик билан белгилаймиз:

$$p = ql. \quad (2)$$

Бу ҳолда: диполь бир жинсли ташқи электр майдонда унинг p электр momenti вектори E вектор йўналишига мос тушадиган вазиятға бурилишга интилади. Диполнинг бу вазиятига $\alpha = 0$ бурчак ва, (1) га кўра, диполға таъсир этувчи кучлар

моментининг нолга тенг бўлиши мос келади. Таъсир этувчи кучларнинг M моменти $\alpha = \pi$ бўлганда ҳам нолга тенг бўлиши равшандир. Бироқ бу омонат вазият бўлади. Диполь бир оз оғиши билан уни шу вазиятдан янада кўпроқ оғдирувчи момент пайдо бўлади.

Агар дастлаб диполь кучланганлик чизиқлари билан нолдан фарқли α бурчак ҳосил қилган бўлса, бу ҳолда мувозанат вазиятга яқинлашаётганда диполнинг қандайдир айланиш тезлиги бўлади ва у инерция туфайли мувозанат вазиятидан ўтиб кетади. Кучлар моменти M нинг таъсирида диполь мувозанат вазияти атрофида тебрана бошлайди. Диполга кучлар моменти M дан ташқари ишқаланиш кучлари ҳам таъсир этса, тебранишлар сўнувчи бўлади, ва ниҳоят диполь кучланганлик чизиқлари бўйлаб жойлашиб олади. Ишқаланиш кучлари жуда катта бўлганда диполь ҳаракати аperiодик бўлиши мумкин, яъни диполь ўз тезлигини аста-секин нолгача камайтира бориб, асимптотик равишда мувозанат вазиятга яқинлашади.

I томнинг 35- параграфида кучлар моменти M ни вектор катталиқ деб олиш мумкинлигини кўрган эдик. Бу векторнинг йўналиши моментни ҳосил қилган кучлар йўналиши билан парма қойдасига мувофиқ боғланган. 48-расмда M вектор расм текислигига перпендикуляр ҳолда расм текислиги орқасига йўналган. Унинг катталиги ва йўналиши p билан E нинг вектор кўпайтмаси орқали аниқланади:

$$M = p \times E. \quad (1a)$$

Ташқи бир жинсли бўлмаган электр майдондаги диполни кўрайлик. Бу ҳолда кучланганлик чизиқлари *йиғилувчи* ёки *тарқалувчи* чизиқлардан иборат бўлади. Бироқ диполь ўлчамлари чегарасида майдоннинг бир жинслимаслиги шу қадар оз деб оламизки, $+q$ ва $-q$ зарядларга таъсир этувчи f_1 ва f_2 кучлар қарама-қарши томонларга (z ўқ бўйлаб ва унга қарши) йўналган ва майдон кучланганлиги асосан z ўқ йўналишида тезроқ ўзгаради дейиш мумкин бўлсин. Бу кучлар:

$$f_1 = +qE_1 \text{ ва } f_2 = -qE_2$$

га тенгдир, бунда E_1 ва E_2 — майдон кучланганлигининг мос равишда $+q$ ва $-q$ зарядлар турган жойлардаги қийматларидир. Бу кучларнинг йиғиндиси қуйидагига тенг бўлади:

$$f = f_1 + f_2 = q(E_1 - E_2). \quad (3)$$

z координатани 49- расмда кўрсатилгандек, кучларга параллел қилиб оламиз. У ҳолда

$$E_1 - E_2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) z,$$

бунда $\frac{\Delta E}{\Delta z}$ — майдон кучланганлиги градиенти эканлигини назарга олсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

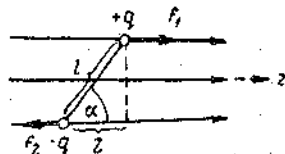
$$E_1 - E_2 = \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) l \cos \alpha.$$

$E_1 - E_2$ нинг бу қийматини (3) ифодага қуйиб кучни аниқлаймиз:

$$f = ql \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) \cos \alpha$$

ёки

$$f = p \left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right) \cos \alpha. \quad (4)$$



49- расм. Ташқи бир жинслимас майдонда жойлашган диполь.

Шундай қилиб, бир жинсли бўлмаган ташқи электр майдонда диполга кучлар моментидан ташқари *майдон градиенти қанча катта бўлса, яъни майдоннинг бир жинслимаслиги қанча кучли бўлса, шунча катта бўлган куч таъсир қилади.* (4) тенгликка кўра $\alpha < \frac{\pi}{2}$

бўлганда f куч майдон кучланганлигининг сон қиймати катта бўлган томонга йўналгандир. p ва $\left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right)$ нинг маълум қийматларида f кучнинг қиймати $\alpha = 0$ бўлганда, яъни диполь майдон кучланганлиги чизиғи бўйлаб жойлашганда максимал бўлади. Ниҳоят қуйидаги натижага келамиз: ташқи майдонда диполь шундай бурилишга интиладики, у кучланганлик чизиқлари бўйлаб мусбат учи E кучланганлик чизиқлари томонда бўлган ҳолда жойлашади, диполга бундан ташқари диполь momenti p га ва майдон кучланганлиги градиенти $\left(\frac{\Delta E}{\Delta z} \right)$ га пропорционал бўлган куч таъсир қилади. Бу куч таъсирида диполь майдон кучланганлиги катта бўлган томонга силжийди.

Диполини майдон кучланганлиги катта бўлган соҳага силжитувчи кучлар мавжудлиги туфайли электрланган шиша ёки эбонит таёқча дастлаб таёқчага тегизилмаган енгил буюмларни узиға тортади. Таёқчанинг электростатик майдони таъсирида буюмда индукцияланган зарядлар ҳосил бўлади ва буюм диполга айланиб қолади. Таёқча майдонининг бир жинслимаслиги туфайли диполга майдон кучланганлиги сон қиймати жиҳатдан катта бўлган соҳага, яъни таёқчага томон силжитувчи куч таъсир этади, бу куч диполь заряди ишорасининг қандай бўлишига боғлиқ бўлмайди.

136- §. Ўтказгичларнинг электр сифими. Ўтказгичларнинг *электр сифими* ёки оддий қилиб айтганда, *сифими* деб юритиладиган жуда муҳим хоссасини текширайлик. Тажриба кўрсатишича, бир хил миқдордаги электр билан зарядланган турли ўтказгичлар турлича потенциал оладилар. Бунга уларнинг *сифим* деб аталадиган катталики билан характерланувчи физик хусусиятларининг турлича эканлиги сабабдир.

Ўтказгичнинг сифими унинг атрофидаги жисмларнинг жойлашишига боғлиқ бўлади. Шунинг учун дастлаб яккаланган ўтказгичнинг, яъни ёнида ундаги зарядларнинг тақсимланишига таъсир кўрсата оладиган ҳеч қандай бошқа жисм бўлмаган ўтказгичнинг сифими тушунчасини аниқлаймиз. Яккаланган ўтказгичдаги зарядни бирор сон марта ортирганда майдон кучланганлиги ҳам, ва демак, зарядни ўтказгичдан чексизликка кўчиришда бажарилган иш ҳам шунча марта ортади, шу сабабли бундай ўтказгичнинг V потенциали Q заряд миқдорига пропорционалдир:

$$Q = CV. \quad (1)$$

Пропорционаллик коэффициенти C ўтказгичнинг шакли ва катталигига боғлиқ бўлиб, ўтказгичнинг *сифими* дейилади. (1) тенгликдан қуйидагини топамиз:

$$C = \frac{Q}{V}. \quad (2)$$

Бу муносабатнинг кўрсатишича, *яккаланган ўтказгичнинг сифими сон жиҳатдан дастлаб зарядланмаган ўтказгичга унинг потенциали бирга тенг бўлган қиймат олиши учун ($V=1$ да $C=Q$) бериш зарур бўлган электр миқдорига тенг бўлган физик катталикидир.* Шу билан бирга, потенциал ифодасидаги аниқмас доимий ўтказгичдан чексиз узоқдаги нуқталарнинг потенциаллари нолга тенг бўладиган қилиб танланган деб ҳисоблаймиз.

Сифимнинг ўлчамлиги (2) муносабатдан аниқланади:

$$[C] = \frac{[Q]}{[V]} = \frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-1}}{M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}} = L,$$

яъни сифим ўлчамлиги *узунлик ўлчамлиги* каби экан. Сифим бирлиги қилиб бирлик заряд берилганда потенциали бир birlikка ўзгарадиган яккаланган ўтказгичнинг сифимини қабул қиламиз. CGSE системада сифим бирлиги шундай ўтказгичнинг сифимидирки, ўтказгичга берилган бир CGSE бирлик заряд унинг потенциалини бир CGSE потенциал бирлигига ўзгартирадиган; бу радиуси 1 см бўлган ўтказувчан шарнинг сифими

эканлигини кўриш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, ўтказувчан шарнинг потенциали (130- § га қаранг):

$$V = \frac{Q}{R},$$

бунда R — шарнинг радиуси; бу ифодани (2) формула билан таққосласак, қуйидагини оламиз:

$$C = R,$$

яъни шарнинг сиғими сон жиҳатдан унинг радиусига тенгдир. Шунинг учун *CGSE системада сиғим бирлиги қилиб радиуси 1 см га тенг яккаланган шарнинг сиғими олинади. CGSE системада сиғим бирлиги шартли равишда сантиметр дейилади.*

Бирликларнинг халқаро системасида сиғимнинг бирлиги қилиб шундай ўтказгичнинг сиғими олинадики, бу ўтказгичнинг заряди бир кулонга оширилганда унинг потенциали бир вольтга ортади. Бундай birlik *фарада* дейилади. Сиғимнинг *CGSE* бирлиги билан фарада орасида қуйидаги боғланиш бор:

$$1 \text{ фарада} = \frac{1 \text{ кулон}}{1 \text{ вольт}} \cong \frac{3 \cdot 10^9 \text{ CGSE заряд бирлиги}}{\frac{1}{300} \text{ CGSE потенциал бирлиги}} \cong 9 \cdot 10^{11} \text{ CGSE сиғим бирлиги.}$$

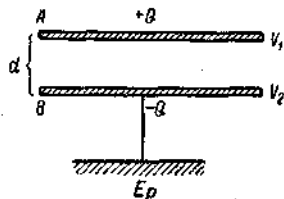
Фарада сиғимнинг ғоят катта бирлиги эканлиги равшандир. Ҳақиқатан ҳам, бу $9 \cdot 10^{11}$ см, яъни 9 миллион километр (ер шари радиусидан 1400 марта катта) радиусли яккаланган шарнинг сиғимидир. Шунинг учун амалда сиғим бирлиги сифатида фарада билан бир қаторда *микрофарада* деб аталадиган кичик birlik ҳам ишлатилади. Микрофарада фараданинг миллиондан бир улушига тенг. Радиуси 9 км, яъни ҳали ҳам жуда катта яккаланган шарнинг сиғими бир микрофарада бўлади.

Ўтказгичнинг сиғими шу ўтказгич атрофидаги жисملарга боғлиқдир. Ҳақиқатан ҳам, ўтказгичнинг сиғими ўтказгич зарядининг унинг потенциалига нисбати билан ўлчанадиган физик катталиқдир. Ўтказгичнинг потенциали эса ундаги зарядгагина боғлиқ бўлмасдан, ўтказгични ўраб турган барча жисмларнинг зарядига ҳам боғлиқдир. Олинган ўтказгични ўраб турган жисмлар ҳатто дастлаб зарядланмаган бўлсалар ҳам, текшириляётган ўтказгични зарядляётган вақтда улар таъсир орқали зарядланади ва текшириляётган ўтказгичдаги потенциални ўзгартиради. Бу ҳолда сиғим тушунчасини умумлаштириш табиийдир. Бунинг учун динамик масалаларга ҳам яроқли бўлган.

$$C = \frac{dQ}{dV}$$

таърифни киритиш керак; сифим ўтказгич заряди орттирмасининг унинг потенциали орттирмасига бу орттирмалар нолга интилгандаги нисбати билан, яъни ўтказгич зарядидан унинг потенциали бўйича олинган ҳосила билан аниқланади. Бироқ шундай ўтказгичлар системасини тузиш мумкинки, амалда уларнинг сифими атрофдаги жисмларга боғлиқ бўлмайди; бунинг учун система ташқи жисмлар таъсиридан ҳимоя қилинган бўлиши зарур. Конденсаторлар шундай системаларнинг мисоли бўла олади.

Ясси конденсатор деб аталувчи конденсаторлар ўзаро параллел A ва B иккита пластинкадан иборат; бу пластинкалар ўзларининг ўлчамларига нисбатан кичик d масофада жойлашган (50- расм). Пластинкалар оралиғи бўшлиқ деб (амалда ҳаво бўлиши мумкин) оламиз.



50- расм. Ясси конденсатор.

B пластинка ерга уланган бўлсин. Иккинчи A пластинкага $+Q$ заряд берилса, электростатик индукция тufайли B пластинкада $-Q$ заряд вужудга келади (унга тенг бўлган $+Q$ заряд ерга ўтиб кетади ва кейингиси ҳеч қандай роль ўйнамайди). Ерга уланган B пластинка Ер потенциални олади, бу потенциални V_2 билан белгилаймиз. У ҳолда A пластинка бирор V_1 потенциал олади, бу потенциалнинг қиймати фақат Q заряднинг катталиги билан B пластинканинг V_2 потенциалига боғлиқдир. Зарядланган бошқа жисмлар V_1 потенциалга ва, демак, C конденсатор сифмига таъсир кўрсата олмайди. Чунки $+Q$ ва $-Q$ зарядларнинг майдони фақат A ва B пластинкалар оралиғига тўпланган ва шунинг учун у бошқа ташқи жисмларда индукция зарядлари вужудга келтира олмайди.

Конденсаторнинг C сифими деб пластинкалардан биридаги (мусбат пластинкадаги) заряднинг пластинкалар орасидаги потенциаллар айирмасига нисбати билан ўлчанадиган катталикка айтилади:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}, \quad (3)$$

бунда $V_1 > V_2$ деб олинади.

Ясси конденсаторнинг сифимини унинг ўлчамларини характерловчи катталиклар орқали ифодаalayлик. Пластинкаларнинг ўлчамлари улар орасидаги масофага нисбатан жуда катта бўлгани учун пластинкалар орасидаги майдон кучланганлиги катталиклари бир хил, бироқ қарама-қарши ишорали зарядлар билан зарядланган иккита чексиз текисликлар орасидаги май-

дон каби бўлади. У ҳолда 128- § да айтилганларга кўра, пластинкалар орасидаги майдон кучланганлиги E қуйидагига тенг бўлади:

$$E = 4\pi\sigma,$$

бунда σ — зарядларнинг сиртий зичлиги. Битта пластинканинг юзини S билан белгиласак, $\sigma = \frac{Q}{S}$ ва

$$E = 4\pi \frac{Q}{S},$$

бўлади, бундан:

$$Q = \frac{ES}{4\pi}. \quad (4)$$

Майдон кучланганлиги E ни потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ орқали ифодалайлик (131- § га қаранг):

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

E нинг бу қийматини (4) формулага қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$Q = \frac{(V_1 - V_2)S}{4\pi d}.$$

Бу тенгликдан ва (3) формуладан фойдалансак, ясси конденсаторнинг сигими C қуйидагича ифодаланади:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S}{4\pi d}. \quad (5)$$

(5) формуладан кўринишича, ясси конденсаторнинг сигими пластинканинг юзи S га пропорционал ва пластинкалар орасидаги масофа d га тескари пропорционалдир. Пластинкалар бири-бирига қанча яқин жойлаштирилса, улар ҳосил қилган конденсаторнинг сигими шунча катта бўлади. Кейинчалик (139- § га қаранг) биз конденсаторнинг пластинкалари оралигини бирор ўтказмайдиган (диэлектрик) муҳит билан тўлдирганда унинг сигими қандай ўзгаришини кўрамиз.

137- §. Зарядлар системасининг энергияси. Зарядланган жисмларнинг ҳар қандай системасини ҳосил қилишда ҳам иш бажарилади, чунки зарядлар Кулон қонунига мувофиқ ўзаро таъсирлашади ва уларни тегишли ўринларга жойлаштириш учун иш бажариш керак бўлади. Бу иш қандайдир ташқи кучлар томонидан қандайдир ташқи энергия манбалари ҳисобига, масалан, жисмларни зарядлаётган гальваник элементдаги химиявий процесслар энергияси ҳисобига бажарилиши керак. Энергиянинг сақланиш қонунига кўра, системага таъсир этувчи ташқи кучларнинг бажарган иши система энергиясининг

ўзгаришини билдиради. Шундай қилиб, зарядланган жисмлар системасининг маълум энергияси бўлади. Агар жисмлар шундан кейин разрядланса, ёки кўчса уларнинг электр энергияси қайтадан қисман ёки тўла равишда энергиянинг бошқа турларига айланади.

Мисол тариқасида бир-биридан r масофада B_1 ва B_2 нуқталарда турган q_1 ва q_2 иккита нуқтавий заряддан иборат системанинг электр энергиясини ҳисоблаймиз. Бунинг учун q_1 ва q_2 зарядларни чексиз узоқдаги соҳалардан берилган B_1 ва B_2 нуқталарга кўчириш учун ташқи кучларнинг сарфлаган ишини ҳисоблаш кифоя: бу соҳаларда зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи нолга тенг бўлади; бунда q_1 ва q_2 зарядларни берилган деб ҳисоблаб, бу зарядларнинг ўзини вужудга келтириш ишини назарга олмаймиз.

q_1 ва q_2 зарядларни чексиз узоқликдаги соҳалардан кўчириш иши зарядларни кўчириш тартибига боғлиқ эмас. Даставвал q_1 зарядни чексизликдан B_1 нуқтага келтирайлик. q_2 заряд ҳали чексизликда турганда q_1 зарядни кўчириш иши нолга тенг. Чунки зарядларнинг ўзаро таъсир кучи нолга тенг. q_1 зарядни B_1 нуқтага жойлаштиргандан кейин q_2 зарядни B_2 нуқтага кўчирамиз. Бунда сарфланган иш q_2 заряд катталигининг B_2 нуқта билан чексиз узоқликдаги нуқта орасидаги потенциаллар айирмасига кўлайтмасига тенг бўлади. Чексиз узоқликдаги нуқтанинг потенциали нолга тенг, B_2 нуқтадаги потенциални эса q_1 заряд вужудга келтиради. Бу потенциал 129- § да кўрсатилгандек, q_1/r га тенг. Демак, q_1 ва q_2 зарядларни бир-биридан r масофада жойлаштириш учун сарфланган A иш қуйидагига тенг бўлади:

$$A = \frac{q_1 q_2}{r}.$$

Бу иш иккита нуқтавий зарядлар системасининг ўзаро таъсир энергияси W нинг ўлчови бўлади:

$$W = \frac{q_1 q_2}{r}.$$

q_2 заряднинг B_1 нуқтада вужудга келтирган потенциалини V_1 билан ва q_1 заряднинг B_2 нуқтада вужудга келтирган потенциалини V_2 билан белгиласак, буларнинг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$V_1 = \frac{q_2}{r}; \quad V_2 = \frac{q_1}{r}.$$

W энергия ифодасини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$W = \frac{q_1 q_2}{r} = \frac{1}{2} \frac{q_1}{r} \cdot q_2 + \frac{1}{2} \frac{q_2}{r} \cdot q_1. \quad (1)$$

бундан

$$W = \frac{1}{2} q_1 V_1 + \frac{1}{2} q_2 V_2 \quad (1a)$$

ифода келиб чиқади. Зарядлар бир хил ишорали бўлса, энергиянинг ишораси мусбат, зарядлар турли ишорали бўлса, энергиянинг ишораси манфий бўлади.

Энергиянинг (1a) ифодасини бир-биридан муайян масофаларда жойлашган n та заряддан ташкил топган системага осонгина умумлаштириш мумкин; бу энергия q_i зарядлардан ҳар бирини чексизликдан у жойлашиши керак бўлган нуқтага келтириш учун зарур бўлган ишларнинг йиғиндиси билан ифодаланади. Бунда қуйидаги ифода чиқади:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n q_i V_i \quad (2)$$

бунда V_i — i -дан бошқа барча зарядларнинг i -заряд турган жойда вужудга келтирган потенциалли.

Зарядлар системасининг энергияси потенциал энергия характерида бўлади. Бундан муҳим натижа келиб чиқади. Маълумки, системанинг турғун ҳолатига потенциал энергиянинг минимуми мос келади. Зарядлар системаси энергиясининг ифодаси эса зарядларнинг ҳар қандай ўзаро вазиятида ҳам минимумга эришмайди. Ҳақиқатан ҳам, ҳар бир q_i ва q_k зарядлар жуфтининг энергияси

$\frac{1}{2} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$ кўринишдаги ҳад [(1) формулага қаранг] билан ифодаланади, бунда r_{ik} — шу зарядлар орасидаги масофа. Бир хил ишорали зарядлар учун бу ифода мусбат бўлади ва зарядлар орасидаги r_{ik} масофа орта бориши билан унинг қиймати узлуксиз камаё боради. Бу ҳол бир хил ишорали икки заряднинг чексиз узоқлашиб кетгунча бир-бири билан узлуксиз

итаришишига мос келади. Турли ишорали зарядлар учун $\frac{1}{2} \frac{q_i q_k}{r_{ik}}$ ифода манфий ва, демак, ҳар иккала заряд яқинлашган сари узлуксиз камаё боради: турли ишорали иккита заряд ўзаро қўшилгунча ва бир-бирларини қисман ёки тўла нейтраллагунча бир-бирига тортилади. Зарядларнинг ҳар бир жуфти ҳосил қиладиган конфигурациянинг турғунмаслиги ҳақидаги бу ҳулоса бошланғич тақсимланиши ҳар қандай бўлган зарядлар системаси учун ҳам, ҳамини зичлиги билан характерланувчи зарядлардан иборат электр система учун ҳам тўғри эканини жуда аниқ кўрсатиш мумкин.

Электр зарядларнинг турғун статик конфигурацияси мавжуд бўлиши мумкин эмас.

Бундан, мураккаб электр системалар бўлган атомлар ва молекулалар статик системалар бўла олмагани келиб чиқади. Планеталарнинг Қуёш атрофида ҳаракати туфайли Қуёш системаси турғун бўлгани каби атом ва молекулалар ҳам заррачаларнинг узлуксиз ҳаракати туфайли турғун бўлиб туюлиши мумкин. Бироқ электродинамика нуқтан назаридан система бу ҳолда ҳам турғун бўлмайди, чунки тезланиш билан ҳаракатланаётган заррача нурланиш орқали узлуксиз энергия йўқотиб туради. Классик нуқтан назарга кўра зарядланган алоҳида заррачалардан ташкил топган атомлар ёки молекулаларнинг турғун моделини тузиш мумкин эмас. Атомлар ва молекулаларнинг турғун ҳолатини квант механикасининг тушунтириб беради.

Энди зарядли яккаланган ўтказгичнинг электростатик энергиясини ҳисоблаймиз. Дастлаб зарядланмаган ўтказгич маълум Q электр миқдори билан зарядланади ва бунда унинг потенциали қиймати V га тенглашади, дейлик.

Ўтказгични зарядлаш учун иш бажариш керак, бу иш зарядланган ўтказгич энергиясининг ўлчови бўлади; ўтказгич разрядланганда бу ишни қайтадан олиш мумкин. Зарядлашда бажарилган ишни ҳисоблайлик.

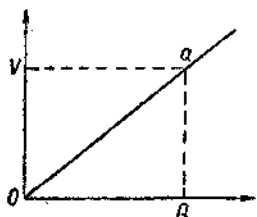
Ўтказгичнинг заряди билан унинг потенциали қуйидагича боғланган:

$$Q = CV, \quad (3)$$

бунда C — ўтказгичнинг сифими.

Ўтказгични зарядлаётганда унинг Q заряди орта боради, заряд билан бирга унинг V потенциали ҳам ортади ва бунда улар ҳамма вақт (3) муносабатни боғлаб туради.

V потенциалнинг Q зарядга боғланиши график равишда координата бошидан ўтувчи тўғри чизиқ билан тасвирланади (51-расм).



51-расм. V потенциалнинг Q зарядга боғланиши.

Ўтказгичда аввалдан бирор Q заряд бор деб фараз қилиб, ўтказгичга чексизликдан яна чексиз кичик dQ зарядни келтириш учун сарфлаш керак бўлган dA ишни ҳисоблайлик. dQ заряд кичик бўлгани учун уни ўтказгичга берганда ўтказгичнинг потенциали сезиларли ўзгармайди, деб ҳисоблаш мумкин. Шунинг учун dA иш dQ заряднинг ўтказгич билан шартга кўра потенциали нолга тенг бўлган чексиз узоқлашган соҳа

орасидаги потенциаллар айирмасининг кўпайтмасига тенг бўлади. Шундай қилиб, $dA = VdQ$ бўлади. Жисми 0 потенциалдан V потенциалгача зарядлаганда барча зарядларни кўчиришда бажарилган тўла иш барча элементар dA ишларнинг йиғиндиси билан, яъни 0 дан V гача олинган интеграл билан ифодаланади:

$$A = \int_0^V V dQ.$$

(3) ифодадан: $dQ = C dV$ бўлади, бундан ишнинг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$A = \int_0^V CV dV.$$

Жисмнинг сифими C доимий катталиқ бўлгани учун уни интеграл белгисидан ташқарига чиқариш мумкин, шундай қилсак, қуйидагини топамиз:

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

Бу иш зарядланган жисмнинг W энергиясини билдиради; зарядланган ўтказгич энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$W = \frac{CV^2}{2}. \quad (4)$$

C сифимни (3) муносабатга кўра Q заряд ва V потенциал орқали ифодаласак, энергия учун бошқача ифода ҳосил бўлади:

$$W = \frac{1}{2} QV \quad (4a)$$

ва, ниҳоят, потенциални заряд ва сифим орқали ифодалаб, зарядланган ўтказгичнинг энергиясини ифодаловчи учинчи формулани ҳосил қиламиз:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}. \quad (46)$$

Энергия учун олинган формулаларни *зарядланган конденсатор* учун ҳам осон умумлаштириш мумкин. Пластинокаларни зарядлаш процесси қуйидагича амалга оширилади, дейиш мумкин: бошда нейтрал бўлган пластинокалар чексиз кичик $-dQ$ электр миқдорларни бир пластинкадан иккинчисига кўчириш натижасида аста-секин зарядлана боради. Бу кўчириш бир пластинканинг мусбат зарядини dQ га оширади ва иккинчи пластинканинг мусбат зарядини шунчага камайтиради, ёки, бари бир, манфий зарядини шунчага оширади. Шундай қилиб, зарядланиш процессида ҳамма вақт иккала пластинкада тенг ва қарама-қарши ишорали электр миқдори бўлади. Бир пластинкадан бошқасига dQ электр миқдорини кўчириш учун иш бажариш керак. Агар бир пластинканинг потенциали V_1 га, иккинчисиники V_2 га тенг бўлса, у ҳолда бу иш қуйидагича ифодаланади:

$$dA = (V_1 - V_2) dQ.$$

Шундай қилиб, dA элементар ишнинг ифодаси ҳам якка жисмни зарядлаш ҳолидаги ифода сингари бўлади, фақат бу ҳолда V потенциал ўрнига $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси киради. Бундан зарядланган конденсаторнинг тўла энергияси

ҳам (4а) формула билан ифодаланади, фақат V ни $V_1 - V_2$ га алмаштириш керак:

$$W = \frac{1}{2} Q (V_1 - V_2). \quad (5)$$

Q заряд билан конденсатор сизими орасидаги $Q = C (V_1 - V_2)$ муносабатдан фойдаланиб, бу формулани яна бошқача кўринишда ёзамиз:

$$W = \frac{1}{2} C (V_1 - V_2)^2, \quad (5a)$$

шунингдек,

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}. \quad (5b)$$

Учала формулада ҳам зарядланган конденсаторнинг энергияси учта катталик (қопламалардаги потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$, қопламалардаги Q заряд ва C сизим) дан иккитасининг функцияси сифатида ифодаланган.

Сонян мисол келтирамиз. Сизими 1 мкф бўлган ва 3000 в потенциаллар айирмасигача зарядланган конденсаторнинг энергиясини аниқлайлик.

Мисолини иккита турли бирликлар системасидан: а) CGSE система ва б) практик (амалий) системадан фойдаланиб ёчамиз;

а) CGSE системада сизим $C = 1 \text{ мкф} = 9 \cdot 10^5 \text{ см}$, $V_1 - V_2 = 3000 \text{ в} = \frac{3000}{300} \text{ CGSE потенциал бирлиги}$, яъни $V_1 - V_2 = 10 \text{ CGSE}$. Бундан (5а) формулага кўра:

$$W = \frac{1}{2} C (V_1 - V_2)^2 = \frac{1}{2} \cdot 9 \cdot 10^5 \cdot 10^2 \text{ эрг} = 4,5 \text{ ж.}$$

б) амалий системада: $C = 1 \text{ мкф} \approx 10^{-6} \text{ ф}$, $V_1 - V_2 = 3000 \text{ в}$. Бундан:

$$W = \frac{1}{2} \cdot 10^{-6} (3 \cdot 10^3)^2 \text{ ж} = 4,5 \text{ ж.}$$

Кучланганлиги E бўлган ташқи бир жинсли электростатик майдондаги диполнинг энергиясини аниқлайлик (52-расм). Диполнинг l ўқи E майдон кучланганлигининг йўналиши билан α бурчак ҳосил қилган бўлсин. Диполнинг мусбат ва манфий зарядларига таъсир қилувчи кучлар мос равишда $+qE$ ва $-qE$ га тенгдир. 135-§ да кўрсатилганидек, бу кучлар momenti

$$M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha$$

га тенг жуфт куч ҳосил қилади, бунда $p = ql$ — диполь momenti.

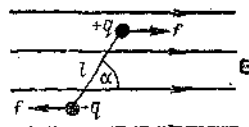
Диполнинг ўқи майдон кучланганлигига параллел бўлганда $\alpha = 0$ ва кучлар momenti $M = 0$ бўлади; диполнинг ўқи майдон кучланганлигига тик

($\alpha = \frac{\pi}{2}$) бўлганда кучлар momentининг қиймати $M = pE$ максимал бўлади.

Диполнинг бу вазиятдаги энергиясини нолга тенг деб ҳисоблаймиз.

Диполь чексиз кичик da бурчакка бурилаганда электр кучлар

$$dA = Mda = pE \sin \alpha \cdot da$$



52-расм. Ташқи электр майдондаги диполь.

ни бажаради ва диполнинг W энергияси худди шунча камаяди. Диполнинг ўқи E кучланганлик вектори билан α бурчак ҳосил қилган вазиятидаги энергия запаси диполни E векторга тик ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) вазиятдан α нинг шу қиймати билан аниқланадиган вазиятга бурнишда ташқи кучлар бажарган ишга тенгдир:

$$W = \int_{\pi/2}^{\alpha} pE \sin \alpha \cdot d\alpha = pE \int_{\pi/2}^{\alpha} \sin \alpha \, d\alpha.$$

Қуйидаги интеграллашни бажарамиз:

$$\int_{\pi/2}^{\alpha} \sin \alpha \, d\alpha = -\cos \alpha,$$

бундан диполь энергиясининг изланаётган ифодаси келиб чиқади:

$$W = -pE \cos \alpha.$$

Диполнинг E кучланганликка тик вазиятда жойлашгандаги энергиясини нолга тенг деб олганимиз сабабли минус ишора келиб чиқди. Бунда $\alpha < \frac{\pi}{2}$ бурчакларда энергиянинг қийматлари янада кичикроқ бўлади, яъни манфий бўлади. $\alpha = 0$ вазиятга электр энергиянинг минимуми мос келади. Шу билан бирга, бу вазият (бу вазиятда кучлар моменти $M = 0$ бўлади) мувозанат вазияти бўлади.

Демак, мувозанат вазиятга электр энергиянинг минимуми мос келади. Механикада мувозанат вазиятга потенциал энергиянинг минимуми мос келгани учун электростатик майдонда жойлашган зарядли жисмларнинг энергияси, биз кўрсатиб ўтганимиздек, механикадаги потенциал энергияга ўхшаш бўлар экан.

138- §. Электростатик майдон энергияси. 136- § да ҳосил қилинган формулалар ясси конденсатор энергиясини конденсатор қопламалари орасидаги электростатик майдонни характерловчи катталиклар орқали ифодалашга имкон беради. Бунинг учун ясси конденсатор пластинкаларидаги Q заряд билан пластинкалар оралиғидаги E майдон кучланганлиги орасидаги боғланишдан фойдаланамиз (63- бет):

$$E = \frac{4\pi Q}{S}, \quad (1)$$

бунда S — пластинканинг юзи. Бундан ташқари, қопламалардаги потенциаллар айирмаси E майдон кучланганлиги ва конденсатор пластинкалари оралиғидаги d масофа билан қуйидагича боғланган:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d}. \quad (2)$$

(1) ва (2) формулалардан Q ва $V_1 - V_2$ ларнинг қийматларини конденсатор энергияси ифодасига [137-§ даги (5) формула] қўйсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$W = \frac{1}{8\pi} E^2 Sd. \quad (3)$$

(3) формула конденсатор энергиясини E майдон кучланганлиги орқали ифодалайди. Шундай қилиб, конденсатор энергиясини икки хил усулда — пластинкаларнинг заряди билан потенциаллари орқали, ёки зарядлар ҳосил қилган электростатик майдон кучланганлиги орқали ифодалаш мумкин экан. Энергиянинг майдон кучланганлиги орқали ифодаланиши электростатик майдоннинг энергияси бор дейишга ва, демак, *электростатик майдоннинг энергияси* ҳақида гапиришга имкон беради. Бу фикр энергиянинг (3) формулага кўра конденсатор пластинкалари орасидаги фазонинг Sd ҳажмига пропорционал эканлиги билан ҳам тасдиқланади. Пластинкалар ҳосил қилган майдон фақат улар орасидаги фазодагина нолга тенг бўлмайди, шу сабабли Sd кўпайтма бир вақтнинг ўзида биз текшираётган ҳолда майдон тўпланган фазонинг ҳажминини ҳам билдиради. Шундай қилиб, W энергия майдон эгаллаган фазо ҳажмига пропорционал бўлар экан.

Конденсаторнинг электростатик майдони энергиясини ўргангандан сўнг *энергиянинг ҳажм зичлиги* тушунчасини киритиш мумкин. Энергиянинг ҳажм зичлиги сон жиҳатдан майдоннинг ҳажми бирлигига тўғри келадиган энергияга тенг бўлган катталиқ ва у

$$w = \frac{W}{Sd} \quad (4)$$

билан белгиланади. (4) формуладаги W ўрнига унинг (3) даги қийматини қўйсак:

$$w = \frac{1}{8\pi} E^2. \quad (5)$$

Энергия зичлиги тушунчасини конденсаторнинг бир жинсли майдони учун киритдик. Уни ҳар қандай электростатик майдон учун ҳам умумлаштириш осон. Агар майдон бир жинсли бўлмаса, бир жинслимас майдоннинг ΔV ҳажмига тўғри келадиган энергия ўртача зичлиги $\bar{w}$ учун шундай катталиқни оламизки, бу катталиқ ΔV ҳажмга тегишли ΔW энергиянинг шу ҳажм катталигига нисбати билан ўлчанади, яъни

$$\bar{w} = \frac{\Delta W}{\Delta V}.$$

Майдоннинг бирор нуқтасидаги энергия зичлиги деб, ΔV ҳажми шу нуқта яқинида чексиз кичрайтирганда бу нисбат интиладиган лимитни айтилади:

$$w = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta W}{\Delta V} \right).$$

Жуда кичик ҳажмда ҳар қандай майдонни тақрибан бир жинсли ва у E кучланганлик векторининг муайян қиймати билан характерланади дейиш мумкин. Демак, бир жинслимас майдон энергиясининг бирор нуқтадаги зичлиги

$$w = \frac{1}{8\pi} E^2,$$

бунда E — майдоннинг энергия зичлиги ҳисобланаётган нуқтадаги кучланганлиги. Бундан кўринадики, энергия зичлигининг (5) ифодаси ҳар қандай майдон учун тўғри экан. Бир жинслимас майдоннинг энергия зичлиги турли нуқталарда турлича бўлади.

Электростатик майдоннинг чекли V ҳажмига тўғри келадиган энергияни ҳисоблаш учун шу ҳажмни ΔV элементар ҳажмларга бўлиш, бу элементар ҳажмларнинг ҳар бирига тўғри келадиган $\Delta W = w \cdot \Delta V$ энергияни ҳисоблаш ва бутун ҳажм бўйича йиғиб чиқиш керак:

$$W = \sum w \cdot \Delta V.$$

Бу ерда w энергия зичлигининг ҳар бир ΔV элементар ҳажмга тегишли қиймати.

Майдон энергиясининг w ҳажм зичлиги билан тақсимланиши ҳақидаги тасаввур кейинчалик электр ва магнит ҳодисалари ҳақидаги таълимотнинг ривожланиши билан тасдиқланади. Бу таълимот энергиянинг „бўш“ фазода электромагнит тўлқинлар энергияси сифатида чекли $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек тезлик билан узатилишини кўрсатди. Бу хулосанинг майдон табиатини тушунишда катта аҳамияти бор. Энергия материя ҳолатининг характеристикаларидан биридир ва, демак, энергия тушунчасини материя тушунчасидан ажратиб бўлмайди. Бу нарсa электростатик майдоннинг ўзи материянинг ўзига хос кўринишидир деган (124- §) хулосани тасдиқлайди (152- § да ба- тафсилроқ ёзилган).

Ҳажмнинг чексиз кичик dV элементларини олиб бир жинслимас майдоннинг чекли ҳажмига тўғри келадиган энергиянинг янада анникроқ ифодасини ҳосил қилиш мумкин. Бундай чексиз кичик ҳажмга тўғри келадиган dW энергия қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$dW = \frac{1}{8\pi} E^2 dV.$$

Майдоннинг чекли V ҳажмидаги энергияси майдоннинг барча чексиз кичик соҳаларининг энергиялари йиғиндиси, яъни

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_V E^2 dV \quad (6a)$$

интеграл билан ифодаланади, бунда интеграл майдоннинг бутун V ҳажми бўйича олинган.

(6 а) ифодадан фойдаланиб, радиуси R бўлган текис зарядланган сфера электростатик майдонининг тўла энергиясини топамиз. Сферанинг заряди Q ва сфера бўшлиқда жойлашган бўлсин.

Зарядланган сферага концентрик бўлган чексиз юпқа шар қатламига тўғри келган dW энергияни ҳисоблаймиз; бу шар қатламининг радиуси r ва унинг қалинлиги dr бўлсин. Қатлам юпқа бўлгани учун қатлам ичидаги барча нуқталарда E майдон кучланганлиги доимий ва қуйидагига тенг дейиш мумкин:

$$E = \frac{Q}{r^2}$$

Қатламнинг ҳажми $dV = 4\pi r^2 dr$ бўлади, шунинг учун қатлам ичидаги майдон энергияси

$$dW = \frac{Q^2}{2r^2} dr.$$

dW ни r бўйича $r = R$ (зарядланган сфера сирти яқинидаги нуқталарга мос бўлган) қийматдан $r = \infty$ қийматгача интеграллаб бутун майдон энергиясини аниқлаймиз:

$$W = \int_R^{\infty} \frac{Q^2}{2r^2} dr = \frac{Q^2}{2} \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2}.$$

Интеграллашни бажарсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{R}, \quad \text{бундан} \quad W = \frac{Q^2}{2R} \quad \text{эканини топамиз. Якка сферанинг сирими}$$

унинг радиусига тенг ($C = R$), шунинг учун кейинги ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C},$$

бу 137- § даги зарядланган жисм энергиясининг ифодаси (46) билан бир хил. Шундай қилиб, электр майдоннинг энергия зичлиги ифодасидан фойдаланган ҳолда зарядланган жисм энергиясининг заряд ва сизим орқали ифодаланган дастлабки ифодасига келдик.

XV БОВ

ДИЭЛЕКТРИКЛАРДА ЮЗ БЕРАДИГАН
ЭЛЕКТРОСТАТИК ҲОДИСАЛАР

139-§. Диэлектриклар. Диэлектрик доимий. Ўтган асрнинг ўрталарида Фарадей сферик конденсатор билан тажриба ўтказётганида конденсатор қопламалари орасидаги фазо ҳаво ўрнига олтингугурт билан тўлдирилса, конденсаторнинг сифими бир неча марта ортишини аниқлади. Кейинчалик, бу ҳодисанинг умумий характерда эканлиги ва ҳар қандай конденсаторнинг сифими қопламалари орасидаги фазо қандай ўтказмас модда (*диэлектрик*) билан тўлдирилишига боғлиқ эканлиги аниқланди. Конденсатор қопламалари орасида бўшлиқ бўлгандаги сифимни C_0 билан белгилаймиз. Конденсатор қопламалари орасида диэлектрик бўлганда унинг сифими

$$C = \epsilon C_0. \quad (1)$$

ϵ катталиқ конденсатор қопламалари орасида бўшлиқ ўрнида бирор диэлектрик бўлганда конденсаторнинг сифими неча марта ортишини кўрсатади. Бу катталиқ *диэлектрик доимий* деб аталади.

Диэлектрик доимийнинг қиймати диэлектрикнинг табиатига ва у турган шароитга (температура, босим ва ҳоказо) боғлиқ. Тажриба барча моддалар учун $\epsilon > 1$ эканлигини кўрсатади. (1) формулага мувофиқ диэлектрик доимий ϵ ўлчамсиз катталиқдир; бўшлиқ учун $\epsilon = 1^1$. 1-жадвалда бир қанча моддалар учун (одатдаги температурада) диэлектрик доимийнинг қийматлари келтирилган.

1-жадвал

Диэлектрик доимий

Модда	ϵ	Модда	ϵ	Модда	ϵ
Ҳаво (1 атм да)	1,0006	Парафин . . .	2,1	Эбонит	2,5
Олтингугурт . . .	4	Слюда	6—7	Керосин	2,0
Мум	7,8	Шиша	5,5—7	Сув	81
		Чинни	5,7—6,3		

¹ Электр катталиқларни ўлчаш учун шундай система киритиш мумкин, бу системада диэлектрик доимий ϵ ўлчамли катталиқ бўлиб, унинг қиймати бўшлиқ учун бирокан фазога бўлади. Бунга биз кўйибдиш кўрсатамиз.

Жадвалдан кўринишича, диэлектрик доимийнинг қийматлари бирдан жуда кам фарқ қиладиган катталиклардан (атмосфера босимидаги газларда) бир неча ўнларгача боради. Сувнинг диэлектрик доимийси айниқса катта ($\epsilon = 81$).

Ясси конденсатор пластинкалари орасига бир жинсли диэлектрик киритганда нисбатлар бўлишини кўрайлик.

Даставвал, конденсатор қопламалари атрофдаги жисмлардан улардаги зарядлар ўзгармай қоладиган қилиб ажратилган дейлик:

$$Q = \sigma S$$

Бу ҳолда конденсаторни диэлектрик билан тўлдирганда конденсаторнинг сифими унинг қопламалари орасидаги потенциаллар айирмасининг камайиши ҳисобига ортади. Ҳақиқатан ҳам,

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} \quad (2)$$

муносабатдан кўринишича, конденсатор қопламаларидаги V_1 — V_2 потенциаллар айирмаси ϵ марта камайганда сифими ϵ марта ортиши керак. Потенциаллар айирмаси эса қопламалар орасидаги электростатик майдон кучланганлигининг заифланиши туфайли камаяди, чунки 131- § даги (2) муносабатга мувофиқ:

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

Қопламалари орасига диэлектрик тўлдирилган конденсаторнинг E майдон кучланганлиги билан худди шундай бўш конденсаторнинг E_0 майдон кучланганлиги бундай шароитда қуйидагича боғлангандир:

$$E = \frac{E_0}{\epsilon}.$$

Майдоннинг заифланиш сабабини аниқлайлик. Конденсатор қопламалари орасидаги электр майдонга киритилган диэлектрик (122- § га қаранг) молекулаларидаги зарядлар қайта тақсимланиши ёки диполь молекулаларнинг бурилиши натижасида диэлектрик қутбланиб қолади. Диэлектрик бир жинсли бўлганда бундай қутбланиш вақтида диэлектрикда ҳажмий зарядлар ҳосил бўлмайди (53- расмга қаранг), чунки молекулалар бутун ҳолда нейтрал ҳамда қўшни молекулаларнинг зарядлари бир-бирини компенсациялаб туради. Бироқ диэлектрикнинг чегарасида зарядлар компенсацияланмайди. Бунда диэлектрикнинг манфий пластинкага қараган сиртида компенсацияланмаган мусбат зарядлар, мусбат пластинкага қараган сиртида эса компенсацияланмаган манфий зарядлар вужудга келади. Бу зарядлар *боғланган* зарядлар дейилади. Бу зарядлар ди-

электрик сиртида доимий $+\sigma$ ва $-\sigma$ сирт зичлиги билан тақсимланган дейиш мумкин (батафсилроқ 141-параграфга қаранг).

Натижада диэлектрикда қутбланиш туфайли қўшимча электр майдон ҳосил бўлади. Бу майдон конденсатор қопламалари вужудга келтираётган майдон йўналишига қарама-қарши томонга йўналгандир.



53- расм. Конденсатордаги диэлектрик.

Қопламалар орасида диэлектрик бўлмаганда конденсатор майдонининг кучланганлиги E_0 бўлсин. E_0 катталиқ қопламалардаги зарядларнинг (бу зарядларни биз эркин зарядлар деб атаймиз) σ зичлиги билан қуйидагича боғлангандир:

$$E_0 = 4\pi\sigma.$$

Диэлектрикнинг қутбланиши туфайли вужудга келадиган майдоннинг E' кучланганлиги боғланган зарядлар зичлиги билан юқоридаги муносабатда боғлангандир:

$$E' = 4\pi\sigma'.$$

Диэлектрик билан тўлдирилган конденсатор қопламалари орасидаги тўла майдоннинг E кучланганлиги қопламалар майдонларининг ва қутбланган диэлектрик майдони кучланганликларининг геометрик йиғиндисига тенг бўлади:

$$E = E_0 + E'.$$

E_0 ва E' ларнинг йўналиши қарама-қарши эканлигини назарга олган ҳолда натижавий кучланганликнинг сон қийматини топамиз:

$$E = E_0 - E' = 4\pi(\sigma - \sigma').$$

Шундай қилиб, диэлектрикнинг қутбланиши натижасида майдон заифлашар экан.

Қуйидаги

$$E = \frac{E_0}{\epsilon} = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}$$

муносабатдан фойдаланиб, диэлектрикдаги боғланган зарядлар зичлиги билан майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни топамиз:

$$\sigma' = \frac{4\pi\sigma - E}{4\pi} = \frac{\epsilon E - E}{4\pi} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E = \kappa E. \quad (3)$$

$\kappa = \frac{\epsilon - 1}{4\pi}$ катталиқ қутбланиш коэффициентини дейилади. Равшанки, қутбланиш коэффициентини диэлектрикнинг турига боғ-

лиқ бўлади. (3) тенгликдан кўринишича, диэлектрикнинг қутбланиши натижасида унинг чегарасида вужудга келадиган зарядларнинг зичлиги диэлектрикдаги майдон кучланганлигига пропорционалдир (батафсилроқ 142- § га қаранг).

Берилган ҳолда қутбланган диэлектрик фақат ўз ичидагина заифлаштирувчи майдон вужудга келтиришини қайд қилиб ўтамиз. Шундай эканлиги $+\sigma'$ ва $-\sigma'$ зарядли иккита параллел текисликнинг шу текисликлар билан чегараланган соҳанинг ташқарисида ҳосил қилган кучланганлиги нолга тенг эканлигидан (128- § га қаранг) келиб чиқади. Демак, диэлектрик билан пластинкалар орасида тирқишлар бўлса, улардаги электр майдон кучланганлиги диэлектрик киритилгунга қадар қандай бўлса, кейин ҳам шундайлигича қолади.

Энди қопламаларидаги потенциаллар айирмаси доимий сақлаб турилган (бунинг учун қопламаларни потенциаллар айирмаси доимий бўлган манбага уланади) конденсаторга киритилган диэлектрикнинг таъсирини кўрайлик. Бу ҳолда қопламалар орасидаги майдон кучланганлиги (кучланганлик билан потенциал орасидаги асосий муносабатга биноан) қатлам киритилмасдан олдин қандай бўлса, шундайлигича қолади. Диэлектрикнинг қутбланиши майдонни заифлаштиради, шунинг учун конденсатор қопламаларидаги эркин зарядни орттириш билангина кучланганликни доимий сақлаш мумкинлиги равшандир. Эркин заряд миқдори конденсатор уланган манба зарядлари ҳисобига орттирилади.

(2) муносабатдан кўринишича, сифимни ϵ марта орттирганда шу шароитда қопламалардаги эркин заряд ϵ марта ортади.

140- §. Диэлектрикли конденсаторнинг энергияси. Диэлектрикдаги майдон энергияси. Конденсатор пластинкалари орасига диэлектрик киритилганда конденсатор энергияси қандай ўзгаришини кўрайлик.

137- § да конденсаторнинг W энергияси

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

муносабат билан аниқланишини кўрган эдик, бу муносабатда Q — конденсатор пластинкасининг заряди. W нинг бу ифодаси маълум потенциаллар айирмасига эга бўлган пластинкалар орасида зарядларни кўчиришда бажарилган ишни ҳисоблаш асосидагина келтириб чиқарилди, шунинг учун бу ифода *конденсатор пластинкалари орасида диэлектрик бўлган ҳолда ҳам тўғри бўлади*. (1) формула бўш (диэлектриксиз) конденсаторнинг W энергиясини диэлектрик тўлдирилган ҳудди шундай конденсаторнинг W_0 энергияси билан таққослашга имкон

беради. Бироқ, бу ерда таққослашнинг қандай шароитда олиб борилишини аниқлаб ўтиш керак.

Агар бўш конденсатор ва диэлектрикли конденсаторнинг қопламаларидаги *зарядлар тенг* бўлса, у ҳолда конденсаторлар энергиялари орасидаги фарқ ҳар иккала конденсатор қопламаларидаги потенциаллар айирмасининг фарқи туфайли келиб чиқади. 139- § да аниқланганидек, бу ҳолда диэлектрик тўлдирилган конденсатор қопламаларидаги потенциаллар айирмаси бўш конденсатор қопламаларидаги потенциаллар айирмасидан ϵ марта кичик бўлади. Шунинг учун бунда қуйидаги нисбат келиб чиқади:

$$\frac{W_\epsilon}{W} = \frac{1}{\epsilon},$$

яъни диэлектрик тўлдирилганда конденсаторнинг *энергияси* ϵ марта *камаяди*.

Аксинча, бўш ва диэлектрик тўлдирилган конденсаторлар қопламаларида *бир хил потенциаллар айирмаси* сақлаб турилса, у ҳолда конденсаторларнинг энергияси қопламаларидаги Q эркин зарядларга пропорционал бўлади.

Бу ҳолда, аввал кўрганимиздек, диэлектрик тўлдирилган конденсатор қопламаларининг заряди бўш конденсатор қопламаларининг зарядидан ϵ марта кўп бўлади ва биз қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{W_\epsilon}{W} = \epsilon,$$

яъни диэлектрик тўлдирилганда конденсаторнинг *энергияси* ϵ марта *ортади*. Энергиянинг ортиши қопламаларда доимий потенциаллар айирмасини сақлаб турувчи манба ҳисобига амалга ошади.

Конденсатор энергиясининг

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

ифодасидан диэлектрик ичидаги электростатик майдоннинг энергия зичлигини осон топиш мумкин. Бунда 138- § да баён қилинган бўшлиқдаги электростатик майдон энергияси зичлиги ифодасини ҳосил қилган вақтдагига ўхшаш йўлдан фойдаланиш керак. Бунинг учун диэлектрик тўлдирилган ва диэлектрик ичидаги майдонни бир жинсли деб қараш мумкин бўлган ясси конденсатор оламиз. Энергиянинг (1) ифодасига Q заряд ва $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасининг майдон кучланганлиги орқали ифодаланган

$$Q = \epsilon S = \frac{\epsilon SE}{4\pi} \text{ ва } V_1 - V_2 = Ed$$

қийматларни қўйсак, қуйидаги тенгликни ҳосил қиламиз:

$$W = \frac{1}{8\pi} \epsilon E^2 Sd.$$

Бу ифодани конденсатордаги диэлектрик ҳажми Sd га бўлиб, диэлектрикдаги энергия зичлиги учун

$$W = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} \quad (2)$$

ифодани келтириб чиқарамиз.

Бу ифодани бир жинслимас диэлектрикка ва бир жинслимас майдонга умумлаштириш учун диэлектрикни шундай кичик ΔV соҳаларга бўламизки, бу соҳалар чегарасида бир жинслимасликни назарга олмаслик мумкин бўлсин. У ҳолда 138-§ даги мулоҳазаларни такрорлаш билан бир жинслимас майдон энергиясининг ифодасини топамиз:

$$W = \sum \frac{\epsilon E^2}{8\pi} \Delta V.$$

141-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши. Қутбланиш вектори. Диэлектрикларнинг қутбланиш процессини батафсилроқ қўриб чиқайлик.

Диэлектрикни зарядланган заррачалар — манфий электронлар ва мусбат ядролардан иборат молекулалар ташкил қиладди. Ҳар бир молекула ичидаги мусбат ва манфий зарядлар бир-бирларини компенсациялаб туради. Шунинг учун молекула яхлит ҳолда нейтрал бўлади. Бироқ молекуладаги мусбат ва манфий зарядларнинг оғирлик марказлари бир-бирига нисбатан силжиган бўлиши мумкин, бу ҳол молекулада p диполь momenti ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Дастлаб, молекуланинг ташқи майдон таъсирида ўзгармайдиган p доимий momenti бўлган ҳолни кўрайлик. Бундай молекула *қаттиқ диполли молекула* дейилади.

Ташқи майдон бўлмаганда, молекулаларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати туфайли, уларнинг моментлари турлича ориентирлангандир. Агар диэлектрикнинг етарлича кўп молекулалари бўлган ΔV ҳажмининг ажратиб олсак, бу ҳажмдаги барча молекулалар моментларининг вектор йиғиндиси $\sum p$ нолга тенг бўлади. Ташқи электр майдон бўлганда диполлар қисман майдон бўйлаб буриладилар, моментларнинг вектор йиғиндиси $\sum p$ нолдан фарқли бўлиб қолади ва майдон қанча кучли бўлса, бу фарқ шунча катта бўлади. Диполь моментларининг...

гинди моменти $\sum \mathbf{p}$ нинг бирлик ҳажмга нисбатига тенг бўлган $\mathbf{P}$ векторни оламиз:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}}{\Delta V}. \quad (1)$$

Алоҳида молекулалар моментларининг йиғиндисини $\sum \mathbf{p}$ олинаётган ΔV ҳажмда етарлича кўп миқдор молекулалар бўлиши керак, бироқ бу ҳажм шунчалик кичик бўлиши керакки, унинг ичида барча макроскопик катталиклар зичлик, температура, электр майдон кучланганлиги E ва бошқаларни доимий деб олиш мумкин бўлсин, $\mathbf{P}$ вектор қутбланиш вектори деб аталади.

Молекулаларнинг ориентацияланиш даражасини диэлектрик чегарасидаги майдон кучланганлиги E га пропорционал дейиш табиийдир. У ҳолда $\mathbf{P}$ қутбланиш вектори ҳам E майдон кучланганлигига пропорционал бўлади:

$$\mathbf{P} = \kappa E. \quad (2)$$

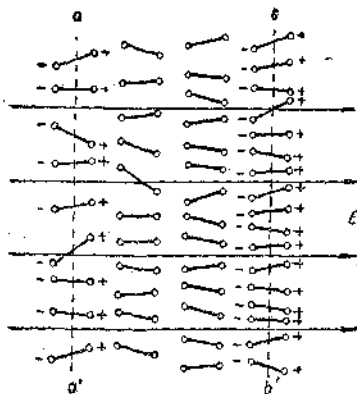
Қуйида κ коэффициент 139-§ да чиқарилган қутбланиш коэффициентига мос келишини кўрсатамиз.

Агар дастлаб молекуланинг диполь моменти бўлмаса (қутбсиз молекула), ташқи электр майдон таъсирида ундаги зарядлар силжиб, молекулада $\mathbf{p}$ диполь моменти вужудга келади. Бу ҳолда ҳам моментлар йиғиндисини майдон кучланганлигига пропорционал дейиш мумкин. Юмшоқ қутбли молекула бўлганда $\sum \mathbf{p}$ йиғинди икки сабабдан: молекулалар $\mathbf{p}$ моментларининг ортиши ва уларнинг ориентацияси туфайли орта боради. Лекин бу ҳолда ҳам йиғинди момент $\sum \mathbf{p}$ кучланганлик E га пропорционал равишда ортади. Шундай қилиб, (2) муносабат ҳар қандай типдаги молекулалар учун тўғри бўлади.

Бир жинсли диэлектрикни электр майдонга жойлаштирилганда диэлектрик ҳажмининг етарлича кўп сондаги молекулалари бўлган исталган ΔV элементи нейтраллигича қолади. Биз кўрдикки, диэлектрик сиртидаги юпқа қатламда бундай бўлмайди. Молекулаларнинг бурилиши туфайли кучланганлик чизиқлари кираётган чегарада молекулаларнинг ортиқча манфий учлари, кучланганлик чизиқлари чиқаётган чегарада эса молекулаларнинг ортиқча мусбат учлари ҳосил бўлади (73-бетга қаранг). Натижада қутбланган диэлектрикнинг сиртида бирор σ' сирт зичлигидаги зарядлар ҳосил бўлади.

Диэлектрик бир жинсли бўлмаса диэлектрикнинг ичида ρ' ҳажмий зарядлар ҳам ҳосил бўлади. Мисол учун, электр майдонда жойлашган бир жинслимас диэлектрикни кўрайлик.

Диэлектрик заррачаларининг концентрацияси чапдан ўнгга ўсадди (54-расм) ва майдон кучланганлиги ҳам ўша томонга йўналган деб олайлик. Шу диэлектрикда фикран aa' ва bb' сиртлар билан чегараланган қатлам ажратиб оламиз. Қатламнинг aa' сирти яқинида ҳажм бирлигидаги заррачалар сони, фаразимизга кўра bb' сирт яқинидагига қараганда оздир. Демак, aa' сирт bb' сиртга қараганда озроқ молекулаларни кесиб ўтади.



54-расм. Бир жинсли бўлмаган диэлектрик қутбланганда ҳажмий зарядларнинг ҳосил бўлиши.

Ҳар бир молекула майдон бўйлаб бурилган диполдан иборат бўлгани сабабли, aa' сирт орқали молекулаларнинг диэлектрикнинг чап қисмидан қатламнинг ичига кирган мусбат учлари bb' сирт орқали қатламдан ташқарига чиққан молекулалар мусбат учларига қараганда озроқ бўлади. Шундай қилиб, aa' bb' қатлам ичида мусбат зарядларнинг етишмовчилиги юзага келиб, қатлам манфий зарядланиб қолади.

Молекулаларнинг ташқи электр майдон вужудга келтирган қайтадан ориентирланиши таъсирида диэлектрикнинг механик хоссалари ўзгаради. Шу сабабли диэлектрик қутбланганда унда эластик тортилишлар вужудга келади ҳамда унинг ҳажми ва шакли ўзгаради. Бундай ҳодисалар *электрострикция* дейилади. Бундан ташқари, диэлектрикнинг сиртларида ҳам қўшимча механик тортилишлар вужудга келади.

Диэлектрикнинг қутбланишида вужудга келган сиртий ва ҳажмий зарядлар *боғланган* зарядлар дейилади. Бошқа барча (қутбланиш ҳодисасига боғлиқ бўлмаган) зарядлар *эркин* зарядлар дейилади.

Диэлектрикнинг қутбланишида вужудга келган сиртий ва ҳажмий зарядлар *боғланган* зарядлар дейилади. Бошқа барча (қутбланиш ҳодисасига боғлиқ бўлмаган) зарядлар *эркин* зарядлар дейилади.

Қутбланиш вектори билан диэлектрик чегарасида вужудга келадиган зарядларнинг сирт зичлиги орасида оддий боғланиш бор. Биз уни оддий бир хусусий ҳол учун аниқлаймиз. Бир жинсли диэлектрикдан ясалган чексиз катта ясси параллел пластинкани бир жинсли майдонга киритамиз. Бу ҳолда диэлектрик ичидаги E майдон ва, шунингдек, P қутбланиш вектори [(2) формула] доимий бўлади. Фикран шу пластинкадан ясовчилари пластинкадаги E майдон кучланганлигига параллел қилиб ΔV цилиндрик ҳажмни ажратамиз (55-расмга қаранг, унда n — пластинка сиртига ўтказилган нормал).

Диэлектрик қутбланганда пластинка сиртларида сирт зичликлари $+\sigma'$ ва $-\sigma'$ бўлган зарядлар пайдо бўлади. Биз кўраётган ҳолда (дастлаб зарядланмаган бир жинсли диэлектрик) ΔV ҳажм ичида зарядлар ҳосил бўлмайди, шу сабабли макроскопик нуқтаи назардан ΔV ҳажмнинг электр моменти фақат цилиндрнинг S асосларидаги сирт зарядлар туфайли вужудга келади. Бу зарядлар мос равишда $+\sigma'S$ ва $-\sigma'S$ га, улар орасидаги масофа эса цилиндр узунлиги L га тенг. Бундан цилиндрнинг электр моменти $\sigma'SL$ га тенг бўлади. Лекин, иккинчи томондан, бутун цилиндр моменти цилиндр ичидаги барча молекулалар моментлари векторлари йиғиндисининг сон қийматига тенгдир, бундан:

$$|\Sigma p| = \sigma'SL.$$

$|\Sigma p|$ йиғинди моментни ΔV ҳажмга бўлиб, P қутбланиш векторининг цилиндр соҳасидаги сон қийматини топамиз:

$$P = \frac{|\Sigma p|}{\Delta V} = \frac{\sigma'SL}{\Delta V}.$$

Цилиндрнинг ҳажми:

$$\Delta V = SL \cos \alpha,$$

бунда α — цилиндр ясовчиси L билан унинг S асосига ўтказилган нормаль йўналиши орасидаги бурчак, ΔV нинг бу қийматини P нинг ифодасига қўйсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$P = \frac{\sigma'}{\cos \alpha}, \text{ бундан } \sigma' = P \cdot \cos \alpha.$$

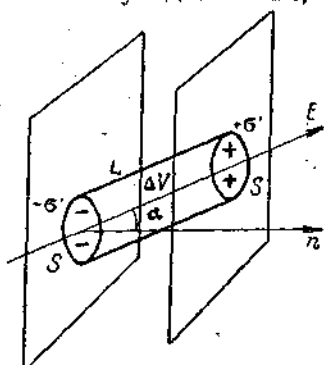
Ясалишига кўра цилиндрнинг L ясовчиси E майдон кучланганлиги йўналишига мос тушади, майдон кучланганлигининг йўналиши эса P қутбланиш векторининг йўналиши билан бир хил, бундан:

$$P \cos \alpha = P_n,$$

бунда P_n — қутбланиш векторининг зарядлар ҳосил бўлган сиртга ўтказилган нормалга туширилган проекциясидир. Демак,

$$\sigma' = P_n, \quad (3)$$

яъни боғланган сирт зарядларининг σ' зичлиги сон жиҳатдан қутбланиш векторининг нормал ташкил этувчисига тенгдир.



55-расм. P қутбланиш векторининг қийматини аниқлашга доир.

Бу хулосадан муҳим натижа чиқаришимиз мумкин. (2) формулага кўра P қутбланиш вектори E майдон кучланганлигига пропорционалдир, бундан (3) формулага кўра сирт зарядларининг зичлиги σ' майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси E_n га пропорционал эканини келтириб чиқарамиз:

$$\sigma' = \epsilon E_n. \quad (4)$$

Бу натижа хусусийроқ ҳол учун 139-§ да ҳосил қилинган (3) муносабат билан бир хил. Шундай қилиб, (2) формуладаги ϵ коэффициентининг ҳақиқатан ҳам 139-§ да киритилган қутбланиш коэффициентига мос келишини кўрамиз.

Боғланган ҳажмий зарядлар, аввал айтилганидек, диэлектрикда бир жинслимасликлар бўлганда ҳамда эркин зарядлар бўлган жойларда вужудга келади. Боғланган зарядларнинг ρ' ҳажмий зичлиги қутбланиш вектори P нинг тескари ишора билан олинган дивергенцияси билан аниқланишини кўрсатиш мумкин:

$$\rho' = -\operatorname{div} P. \quad (5)$$

(3) ва (5) формулалар ҳар бир хусусий ҳолда диэлектрик қутбланганда вужудга келадиган сирт ва ҳажм зарядларини топишга имкон беради.

142-§. Диэлектрикдаги майдон кучланганлиги. Бўшлиқдаги электростатик ҳодисаларни текширган вақтда биз ҳамма вақт зарядлар зарядланган жисм ҳажмининг етарлича кўп миқдор молекулаларга эга бўлган ҳар бир элементида электронларнинг ортиқчалиги ёки етишмаслиги туфайли вужудга келади деб ҳисоблаган эдик.

Бу хилдаги зарядларни *эркин* зарядлар деб атадик. Ўтган параграфда кўрдикки, диэлектриклар қутбланганда бошқача хил зарядлар пайдо бўлиши мумкин. Бундай зарядлар молекулалар доимий диполь моментларининг бурилиши ёки молекулаларда индукцияланган моментларнинг пайдо бўлиши натижасида вужудга келади. Бундай зарядларни биз *боғланган* зарядлар деган эдик. Боғланган зарядлар диэлектрикда электр майдон бўлгандагина пайдо бўлади.¹

Демак, майдоннинг бирламчи манбаи ҳамма вақт эркин зарядлар бўлар экан.

Бироқ, *майдонга диэлектрик бўлаги киритилганда эркин зарядлар ҳосил қилган бирламчи майдонга боғланган зарядларнинг қўшимча майдони ҳам қўшилади*. Бу қўшимча майдон диэлектрик ичида ҳам, умуман айтганда, унинг ташқарисида ҳам нолдан фарқли бўлади. Майдоннинг натижавий кучланганлиги E ни топиш учун эркин зарядлар майдон куч-

¹ Майдон таъсири тўхтатилгандан кейин ҳам боғланган зарядлар сақланиб қолиши мумкинлигини кейинроқ кўрсатамиз.

ланганлиги E_0 билан боғланган зарядлар майдон кучланганлиги E' нинг йиғиндисини олиш керак:

$$E = E_0 + E'. \quad (1)$$

(1) тенгликдан фойдаланиб, юзага келадиган боғланган зарядлар осон топиладиган содда хусусий ҳолларда диэлектрикдаги майдон кучланганлигини топамиз. Бунда эркин зарядлар узгармай қолади, деб ҳисоблаймиз.

1. Зарядланган ўтказувчан шарни ўраб турган бир жинсли диэлектрик. Радиуси R бўлган зарядланган ўтказувчан шар чексизлик билан туташувчи бир жинсли диэлектрикка ботирилган деб фараз қиламиз. Шарнинг заряди Q га тенг бўлсин.

Биз (128-§,3-пунктда) кўрганимиздек, зарядланган ўтказувчан шарнинг фазонинг ташқи қисмида вужудга келтирган майдони худди шарнинг ҳамма Q заряди унинг марказида йиғилган шаронтидагидек бўлади.

Демак, шар марказидан r масофада жойлашган A нуқтада майдон кучланганлиги E_0 қуйидагига тенг бўлади:

$$E_0 = \frac{Q}{r^2}.$$

Шарнинг ичида майдон кучланганлиги нолга тенг. Майдон таъсирида диэлектрик қутбланади ва унинг шар сиртига туташган сиртида Q га нисбатан тескари ишорали Q' боғланган зарядлар вужудга келади. Бу зарядларнинг сирт зичлиги:

$$-\sigma' = -\epsilon E_R,$$

булда E_R — шар сирти яқинида (56-расм) диэлектрикнинг ичидаги майдон кучланганлиги. Шар сирти $4\pi R^2$ га тенг, шунинг учун

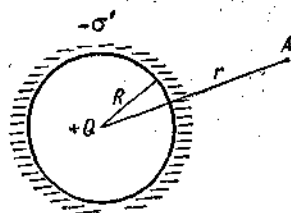
$$Q' = -\sigma' \cdot 4\pi R^2 = -4\pi R^2 \epsilon E_R.$$

Бу заряд зарядланган шарга концентрик бўлган сферик сирт бўйлаб жойлашган бўлгани учун A нуқтада

$$E' = \frac{Q'}{r^2} = -\frac{4\pi R^2 \epsilon E_R}{r^2}.$$

қўшимча майдон ҳосил қилади. Бундан A нуқтадаги майдон кучланганлиги:

$$E = E_0 + E' = \frac{Q}{r^2} - \frac{4\pi R^2 \epsilon E_R}{r^2}. \quad (2)$$



56-расм. Зарядланган шар майдонига диэлектрикнинг таъсири.

Зарядланган ўтказувчан шарнинг майдон кучланганлиги ва бир жинсли диэлектрикдаги текис зарядланган шар сиртининг майдон кучланганлиги шар марказидан ҳисобланган масофа квадратига тескари пропорционал равишда камаяди, демак:

$$\frac{E_R}{E} = \frac{r^2}{R^2}, \text{ бундан } E_R = \frac{r^2}{R^2} E.$$

E_R нинг бу қийматини (2) га қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$E = \frac{Q}{r^2} - 4\pi\epsilon E \text{ ёки } E = \frac{Q}{(1 + 4\pi\epsilon) r^2},$$

бундан $1 + 4\pi\epsilon = \epsilon$ эканини назарга олсак:

$$E = \frac{Q}{\epsilon r^2} = \frac{E_0}{\epsilon}, \quad (3)$$

бунда E кучланганлик зарядланган шарнинг R радиусига боғлиқ эмас. Демак, бу ҳолда ҳам диэлектрикдаги E майдон кучланганлиги эркин зарядлар вужудга келтирган майдон кучланганлиги E_0 дан ϵ марта кичикдир.

2. Юқорида биз конденсатор қопламалари орасида ясси диэлектрик қатлам бўлган ҳолни кўриб чиққан эдик (137-§ га қаранг). Эркин зарядлар ўзгармаганда диэлектрик бундай ҳолда ҳам кучланганликни ϵ марта заифлаштириши у ерда кўрсатилган эди:

$$E = \frac{E_0}{\epsilon}.$$

Кўрилган ҳар иккала ҳол шу билан характерлики, бу ҳолларда майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазо бир жинсли диэлектрик билан тўлган бўлади. Бунда майдон кучланганлиги ϵ марта камаяди. Бу натижа умумий характерга эга экан: *майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазони бир жинсли диэлектрик тамомила тўлдирган бўлса, текширилаётган эркин зарядларнинг бир жинсли диэлектрикда вужудга келтирган майдон кучланганлиги шу зарядларнинг бўшлиқда вужудга келтирган майдони кучланганлигидан ϵ марта кичикдир.* Бу ҳолда $E = \frac{1}{\epsilon} E_0$ бўлгани учун (1) формулага кйрувчи E , E_0 , E' учала вектор ўзаро параллелдир, шу билан бирга $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$ муносабат ва 141-§ даги (2) формулага асосан

$$E' = E - E_0 = -4\pi P. \quad (4)$$

Юқоридаги натижалар *бир жинслимас* диэлектриклар бўлганда, шунингдек, диэлектрик (бир жинсли бўлса ҳам) майдон эгаллаган фазони бутунлай тўлдирмаганда (масалан, май-

донга бир жинсли диэлектрик бўлаги киритилганда) ўринли эмас¹. Бу ҳолларда майдон кучланганлигини аниқлаш учун ҳар бир алоҳида ҳолда барча боғланган зарядларнинг вужудга келишини назарга олиш, уларнинг майдонларини ҳисоблаб чиқиш ва бу майдонни эркин зарядлар майдонига қўшиш зарур. Масалан, ёнида узун D диэлектрик бўлаги жойлашган

$+q$ нуқтавий зарядни

кўрайлик (57- расм),

$+q$ заряд майдони

таъсирида диэлектрик-

нинг S_1 ва S_2 учлари-

да $-q'$ ва $+q'$ боғлан-

ган зарядлар вужудга

келади. Бутун диэ-

лектрик бўлаги бирор p моментли диполга айланади. Аввал

кўрганимиздек (125- §), диполь вужудга келтирган майдоннинг

кучланганлик чизиқлари унинг мусбат учидан чиқиб, манфий

учига киради. $+q$ заряд билан бир тўғри чизиқда ётувчи уч-

та A_1 , A_2 ва A_3 нуқталарни кўрайлик, у ҳолда диэлектрик-

нинг боғланган зарядлари ҳосил қилган E' майдон кучланган-

лиги A_2 ва A_3 нуқталарда E_0 майдон кучланганлиги йўналган

томонга, A_1 нуқтада эса тескари томонга йўналгандир. Май-

доннинг $E = E_0 + E'$ натижавий кучланганлиги A_1 нуқтада $+q$

заряд майдонининг кучланганлигидан кичик, A_2 ва A_3 нуқта-

ларда эса каттадир. Агар $+q$ заряд билан бир тўғри чизиқда

ётмайдиган нуқтани олсак, у нуқтада E_0 ва E' векторлар ўзаро

параллел бўлмайди.

Шундай қилиб, умумий ҳолда эркин зарядларнинг E_0 май-

дон кучланганлиги билан боғланган зарядларнинг E' майдон

кучланганлиги орасида содда муносабат йўқ эканлиги бу ми-

солдан кўриниб турибди.

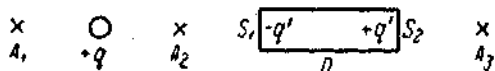
143-§. Диэлектриклар бўлганда зарядланган жисмларга

таъсир этувчи кучлар. Диэлектрикнинг ичидаги зарядланган

жисмлар орасидаги таъсир кучларини эркин ва боғланган

зарядларнинг ўзаро таъсирини кўриб чиқиш билангина аниқ-

лаб бўлмайди. Шундай эканини кўрсатиш учун бир жинсли



57- расм. Нуқтавий $+q$ заряд ёнида жойлашган D диэлектрик бўлаги.

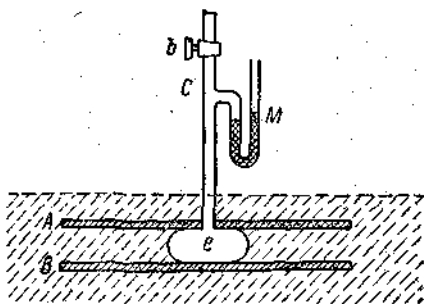
¹ Бу қондадан юқори даражали симметрия туфайли келиб чиқадиган мустаснолар бор. Масалан, текис зарядланган бир жинсли диэлектрик шар иккинчи бир жинсли чексиз диэлектрик ичига киритилганда зарядланган шарнинг ташқарисида майдон кучланганлиги ϵ марта камаяди (шарнинг ичида майдон кучланганлиги ўзгармайди). Худди шунингдек, ясси (ёки сферик) конденсатор бир жинсли турли диэлектрикларнинг параллел (мас равишда концентрик жойлашган) қатламлари билан тўлдирилган бўлса, ҳар бир қатламдаги майдоннинг кучланганлиги $E_k = \frac{1}{\epsilon_k} E_0$ бўлади.

диэлектрикка, масалан, бирор диэлектрик суюқликка ботирилган ва турли ишорали зарядлар билан зарядланган иккита ўзаро параллел пластинкани кўрайлик. Агар пластинкалар орасидаги масофа уларнинг ўз ўлчамларига нисбатан кичик бўлса, у ҳолда пластинкалар ҳосил қилган майдон улар орасидаги фазодагина жойлашади. Шунинг учун диэлектрикнинг фақат пластинкалар орасидаги бўлагигина қутбланган бўлади. Диэлектрикнинг бу қисмининг қутбланиши натижасида унинг пластинкаларга келиб туташувчи сиртларида $\pm \sigma'$ зичликли боғланган сирт зарядлари вужудга келади. Бу зарядлар зарядланган иккита параллел сиртларга эквивалент бўлади ва, демак, улар пластинкалар орасида жойлашган диэлектрик қатлам ичидаги майдонигина ўзгартиради, пластинкаларга эса ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Шундай қилиб, бундай ҳолда диэлектрикнинг қутбланиши пластинкалар орасидаги (пластинкалардаги зарядлар ўзгармаганда) ўзаро таъсир кучини ўзгартирмайди; ўзаро таъсир кучлари бўшлиқда қандай бўлса, шундайлигича қолиши керак, деган хулосага келамиз. Ҳақиқатда бундай бўлмайди: тажрибанинг кўрсатишича, ўз ўлчамларига нисбатан кичик масофада жойлаштирилган зарядланган ўзаро параллел пластинкалар диэлектрик суюқликка ботирилса, зарядлар ўзгармаганда пластинкалар орасидаги кучлар ϵ марта камаяди, бунда ϵ — олинган суюқликнинг диэлектрик доимийси. Фазони қандайдир диэлектрик газ билан тўлдирганда ҳам шундай бўлади. Қатиқ диэлектрик билан бундай тажриба ўтказиш қийин экани равшандир.

Пластинкалар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг юқорида кўрсатилгандек ўзгаришини боғланган зарядларнинг вужудга келиши билан тушунтириб бўлмайди. Ўзаро таъсир кучларининг ўзгариши қутбланган диэлектрикда механик кучлар пайдо бўлишининг натижасидир.

Агар пластинкалар қарама-қарши ишорали зарядлар билан зарядланган бўлса (бунда пластинкалар орасида тортишиш кучлари бўлади) суюқ ёки газсимон диэлектрик пластинкалар орасидаги фазога тортилади ва пластинкаларни бир-биридан итарувчи қўшимча механик куч ҳосил қилади; бунинг натижасида пластинкалар орасидаги тортишиш кучлари қisman компенсацияланади ва, демак, бўшлиқдагига қараганда кичикроқ бўлиб қолади. Пластинкалар орасидаги диэлектрик муҳида қўшимча босим бўлишини бевосита тажрибада текшириб кўриш мумкин. Горизонтал A ва B иккита пластинка бир жинсли суюқ диэлектрикка ботирилади (58-расмда диэлектрик банд қилган соҳа штрихлаб кўрсатилган). Юқориги A пластинкага M манометрли C вертикал найча тешиб ўтказилган. C найчанинг юқори учидан A ва B пластинкалар ораси-

да ϵ пуфак ҳосил бўладиган қилиб, ҳаво пуфланади; шундан кейин b жўмрак ёпилади. Энди A ва B пластинкаларни турли ишорали зарядлар билан зарядласак, ҳаво пуфагида босимнинг ортиши туфайли M манометрнинг ўнг тирсагидаги суюқлик сатҳи кўтарилади. Суюқлик сатҳининг кўтарилиши диэлектрик суюқликнинг пластинкалар орасидаги фазога тортилиши натижасида юз берди. Агар A ва B пластинкаларни бир хил ишорали зарядлар билан зарядласак, суюқлик пластинкалар орасидаги фазодан ташқарига итарилиши туфайли ϵ пуфакдаги босим камаяди. Диэлектрик суюқликнинг диполь молекулалардан ташкил топган эканлигини назарга олсак, суюқликнинг кўчишини осон тушунтириш мумкин. 135-§ да айтилганидек, бир жинслимас майдонда диполга уни майдон кучланганлиги қатта бўлган соҳага кўчирувчи куч таъсир қилади.



58-расм. Қўшимча босимни ҳисоблашга доир.

Зарядланган пластинкалар диэлектрикка ботирилганда уларнинг ўзаро таъсир кучи ϵ марта ўзгаришини энергетик ҳисоблашлар ҳам тасдиқлайди. Диэлектрик бўлганда ясси конденсаторнинг энергияси

$$W = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} Sd$$

бўлишини 140-§ да кўрган эдик, бунда S —конденсатор пластинкасининг юзи, d —пластинкалар орасидаги масофа, E —пластинкалар орасидаги майдон кучланганлиги. (Аниқ айтганда, бу формула тақрибий бўлиб, d масофа пластинкаларнинг ўлчамларига нисбатан қанча кичик бўлса, формула шунча аниқроқ бўлади.) Пластинкалардан биридаги Q заряд билан E майдон кучланганлиги орасида

$$Q = \frac{\epsilon}{4\pi} ES$$

муносабат бор, бундан фойдаланиб энергия ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$W = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} d.$$

Ўзаро тортишиш кучлари таъсирида ўнг пластинка (59- расм) чап пластинка томонга кичик Δd кесмага силжиган бўлсин. Ўнг пластинкага таъсир этувчи f кучни доимий деб олсак, бунда

$$A = f \cdot \Delta d$$

иш бажарилади. Бу иш пластинкалар орасидаги масофа Δd қадар камайганда конденсатор энергиясининг ўзгариши ҳисоби-га бажарилади:

$$\Delta W = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} d - \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} (d - \Delta d) = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S} \Delta d.$$

Ишни энергия ўзгаришига тенглаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$f = \frac{2\pi Q^2}{\epsilon S}. \quad (1)$$

Ўнг пластинкага бўшлиқда таъсир этувчи f_0 куч фақат чап пластинка вужудга келтирган майдон кучланганлигининг (бу кучланганлик пластинкалар орасидаги тўла кучланганликнинг ярмига тенгдир) ўнг пластинка зарядига қўпайтирилганига тенг:

$$f_0 = \frac{E_0}{2} Q = \frac{2\pi Q^2}{S}.$$

Бу ифодани (1) ифода билан таққосласак, фазони бир жинсли диэлектрик билан тўлдирганда пластинкалар орасидаги ўзаро таъсир кучи тажриба натижаларига мос равишда ϵ марта камайишини кўрамыз.

Энергетик ҳисоблаш барча турдаги ўзаро таъсирларни ўз-ўзидан ҳисобга олади ва шунинг учун тўғри натижа беради. Ҳолбуки, фақат эркин зарядлар билан боғланган зарядларнинггина ўзаро таъсири текширилганда диэлектрикнинг роли тўлиқ ҳисобга олинмас эди, чунки бунда электр майдон таъсирида диэлектрик механик хоссаларининг (босими ва зичлигининг) ўзгаришлари назарга олинмайди.

Ҳосил қилинган натижани умумлаштириш мумкин. Майдон энергияси зичлигининг 140- § даги (барча изотроп жисмлар учун тўғри бўлган) (2) формуласидан (ҳозиргина ясси конденсатор учун бажарилган ҳисоблашлар йўли билан) шу нарса келиб чиқадики, *зарядланган жисмларни майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазони тамомила тўлдирувчи бир жинсли диэлектрикка ботирганда жисмлар орасидаги ўзаро таъсир кучлари ϵ марта камаяр экан.*



59- расм. Конденсатор пластинкаларига таъсир этувчи кучларни ҳисоблашга доир.

Бундан чексиз катта бир жинсли диэлектрик ичида бир-биридан r масофада жойлашган q_1 ва q_2 иккита нуқтавий заряд ўзаро

$$f = \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \quad (2)$$

куч билан таъсир қилиши келиб чиқади. Бу формула бир жинсли диэлектрикка ботирилган зарядлар учун Кулон қонунини ифодалайди: *бир жинсли чексиз катта диэлектрик ичига жойлашган нуқтавий зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи шу зарядларнинг бўшлиқда бир-биридан худди шундай масофада жойлашгандаги ўзаро таъсир кучидан ϵ марта кичик бўлади.* Диэлектрик бир жинсли бўлмаса ёки чексиз катта бўлмаса (2) формула тўғри бўлмайди. Бир жинсли диэлектрикнинг чегараси унга ботирилган зарядлардан етарлича узоқ бўлганда бу формула тақрибан ўринли бўлади.

Диэлектриклар бир жинслимас ва чекли бўлган умумий ҳолда уларнинг зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучига, кўрсатадиган таъсирини ҳеч қандай содда муносабатлар билан ҳисобга олиб бўлмайди. Шундай экани 83-бетдаги мисолдан ҳам кўриниб турибди. Кучнинг таъсири аниқланаётган зарядланган жисмнинг ўзи ҳам аввалда бир жинсли ва чексиз бўлган диэлектрик ичидаги бўшлиққа жойлаштирилганда диэлектрикни бир жинслимас қилиб қўйиши мумкин. Бўшлиқ бўлган ҳолда тарангланган диэлектрик томонидан таъсир этувчи кучлар бўлмайди, бунда фақат боғланган зарядларгина роль ўйнайди. Бу ҳолда зарядланган жисмга таъсир этувчи кучлар жисм жойлаштирилган бўшлиқнинг шаклига боғлиқ бўлади (145-§ га қarang).

(2) формула билан бўшлиқдаги нуқтавий зарядлар учун Кулон қонунини орасида принципиал фарқ борлигини айтиб ўтиш керак. Нуқтавий зарядлар деб ўлчамлари ораларидаги масофага нисбатан кичик бўлган макроскопик жисмларда тўпланган зарядларни тушунилганда ҳар иккала формула бир хил маънога эга бўлади. Бўшлиқдаги зарядлар учун Кулон қонунини бошқача кўринишда, масалан, дифференциал кўринишда ҳам тушунириш мумкин. Бунда бу қонун ҳар қандай чекли q_1 ва q_2 зарядларни фикран бўлиш мумкин бўлган dq_1 ва dq_2 фарзий элементар зарядлар орасидаги df ўзаро таъсир кучини ифодалайди, деб ҳисобланади. У ҳолда q_1 ва q_2 чекли зарядлар орасидаги ўзаро таъсир кучи барча dq_1 ва dq_2 зарядларнинг мумкин бўлган жуфтлари учун топилган df кучларнинг йиғиндиси билан ифодаланади. Бундай дифференциал кўринишда (2) формуладан фойдаланиб бўлмайди, чунки диэлектриклар бўлганда dq_1 ва dq_2 зарядлар жуфтига таъсир қилувчи кучлар, биз кўрганимиздек, бир қатор бошқа сабабларга ҳам боғлиқдирлар.

Кейинги параграфларнинг мазмунини яқунлаб қуйидаги хулосага келамиз: майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазони

тўлдирувчи бир жинсли диэлектрикда E майдон кучланганлиги шу эркин зарядлар диэлектрик йўқлигида ҳосил қиладиган E_0 майдон кучланганлигидан ϵ марта кичик бўлади. Шунингдек, зарядланган жисملарни майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазони тўлдирувчи бир жинсли диэлектрикка ботирганда зарядларни ўзаро таъсир кучи ҳам ϵ марта камаяди. Демак, бу ҳолда ҳам бўшлиқда бўлгани каби, q зарядга таъсир этувчи f куч $f = qE$ тенгликдан топилади.

Бироқ, бу тенглик ихтиёрий диэлектрик учун тўғри бўлмайди. Гап шундаки, диэлектрикка ботирилган q заряд бирор бошқа жисмда (масалан, ўтказгичда) тўпланган бўлади ва унга диэлектрик ичида жисм яқинидаги майдондан фарқли майдон таъсир қилади. Бунни зарядланган иккита параллел пластинканинг ўзаро таъсири мисолида кўрган эдик. Бу ҳолда зарядлар турган жойдаги майдон пластинка сиртлари яқинидаги диэлектрик майдонидан фарқ қилади. Шу билан бирга бу мисолда кучни зарядлар турган жойдаги майдон кучланганлигига қараб аниқласак, унинг тўғри қийматини ҳосил қила олмаслигимизни кўрган эдик. Жисмга диэлектрик томонидан таъсир этувчи қўшимча механик кучларни ҳисобга олмаганимиз учун шундай бўлади. Бундай кучлар диэлектрикнинг майдон бир жинслимас бўлган жойларида, шунингдек, диэлектрикнинг ўзи бир жинсли бўлмаган жойларда (шу жумладан, зарядланган жисм билан диэлектрик чегарасида) вужудга келувчи таранглишлар натижасида юзага келади.

Диэлектрикдаги майдон кучланганлиги ҳам, зарядга таъсир этувчи куч ҳам диэлектрик бўлмаганида (яъни бир жинсли диэлектрик майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазони тўлдирган ҳолда) худди шу катталиклардан бирдай сон марта (ϵ марта) кичик бўлган хусусий ҳолларда $f = qE$ формула тўғри бўлади ва у f куч орқали *диэлектрикдаги* E майдон кучланганлигини аниқлашга имкон беради.

Умуман эса айтилганлардан шу нарса келиб чиқадики, агар заряд бирор жисмда тўпланган бўлса, *диэлектрикдаги* E майдон кучланганлигини зарядга таъсир этувчи куч орқали аниқлаш мумкин эмас. Аксинча: диэлектрикдаги E майдон кучланганлиги, умуман айтганда, зарядланган жисملарга таъсир этувчи кучни билдирмайди.

E векторнинг физик маъноси ҳақида 145- § да батафсилроқ гапирилади.

Электростатиканинг бир қатор масалаларида таъсир этувчи кучларни қуйидаги мулоҳазалар асосида ҳисоблаш мумкин. Зарядланган жисملарнинг якка системасида электростатик майдон энергияси жисملарнинг системада жойлашишини характерловчи қатор параметрларнинг функцияси бўлади,

деб фараз қиламиз. Масалан, жисмлар системаси нуқталарининг координаталари, жисмлар орасидаги масофалар ёки стерженларнинг, ипларнинг вазиятини аниқловчи бурчаклар шундай параметрлар бўлиши мумкин.

Бундай параметрларни умумлашган координаталар деб атаймиз ва $x_1, x_2, \dots, x_n$ ҳарфлар билан белгилаймиз.

Шундай қилиб, система энергияси W учун қуйидаги боғланишни ҳосил қиламиз:

$$W = W(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

Параметрлардан бири x_i нинг Δx_i катталиikka ўзгаришида электростатик кучлар Δx_i га пропорционал бўлган иш бажаради, бу ишни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta A_i = f_i \Delta x_i.$$

Бу ифодадаги f_i катталикини умумлашган куч деб атаймиз. Бу иш электростатик майдон энергиясининг x_i параметр ўзгариши билан боғлиқ бўлган камайиши ҳисобига бажарилади. Демак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\Delta A_i = f_i \Delta x_i = -\Delta W,$$

бундан умумлашган кучнинг ифодасини ҳосил қиламиз:

$$f_i = -\frac{\Delta W}{\Delta x_i}.$$

Δx_i нолга интилганда $\frac{\Delta W}{\Delta x_i}$ нисбат энергиянинг x_i умумлашган координата бўйича (қолган параметрлар ўзгармайди) олинган хусусий ҳосиласини ифодалайди, яъни

$$f_i = -\frac{\partial W}{\partial x_i}. \quad (3)$$

Система энергияси фақат умумлашган координаталарнинг функцияси бўлибгина қолмай, балки жисмларнинг электр характеристикаларининг, масалан, жисмлардаги зарядларнинг ёки жисмлар потенциалларининг ҳам функциясидир. Якка (изоляция қилинган) системада алоҳида жисмларда жойлашган зарядлар ўзгаришсиз қолади, айни вақтда системага кирган жисмларнинг потенциаллари ўзгаради. Демак, (3) ифодада энергия *жисмлар зарядларининг функцияси* сифатида ифодаланиши керак.

Агар масала шартига кўра, жисмларнинг потенциаллари доимий деб фараз қилинса, у ҳолда жисмларнинг зарядлари доимий бўла олмайди ва жисмлар системаси якка система бўла олмайди — система ўз таркибига кирмаган ташқи жисмлар билан контактда бўлиши керак. Бу ҳолда умумлашган кучни

яна энергиянинг умумлашган координата бўйича олинган хусусий ҳосиласи кўринишида ёзиш мумкинлигини кўрсатиш мумкин, бироқ бу ҳолда энергия умумлашган координаталар ва *жисмларнинг потенциаллари* функцияси сифатида ифодаланиш керак, бундан умумлашган кучни ифодаловчи ҳосила мусбат ишора билан олиниши керак эканлиги келиб чиқишини кўрсатиш мумкин:

$$f_i = \frac{\partial W}{\partial x_i}.$$

Келтирилган мулоҳазаларни мисолда кўрсатамиз. Ясси конденсатор қопламаларига таъсир этувчи кучни ҳисоблаш керак бўлсин. Бу ҳолда системанинг энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$W = \frac{1}{8\pi} \epsilon E^2 S d.$$

Бу энергияни ёки қопламалардаги зарядларнинг, ёки қопламалар орасидаги потенциаллар айирмасининг функцияси сифатида ифодалаш мумкин:

$$W = \frac{1}{8\pi} \epsilon \left(\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \right)^2 S d, \quad (4)$$

$$W = \frac{1}{8\pi} \epsilon \left(\frac{V_1 - V_2}{d} \right)^2 S d. \quad (5)$$

Мазкур ҳолда қопламалар орасидаги d масофа умумлашган координата бўлади. Умумлашган куч эса қопламага таъсир этувчи кучнинг ўзи эканлиги равшандир, чунки d масофа Δd катталиқка ўзгарганида $f\Delta d$ ишни қопламаларга таъсир этувчи кучлар бажаради.

Кучни (4) ва (5) ифодаларга кўра ҳисоблаймиз. (4) ифодага кўра қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$f = - \frac{\partial W}{\partial d} = - \frac{2\pi\sigma^2}{\epsilon} S.$$

Минус ишора масофа катталашганда манфий иш бажарилишини, яъни қопламага иккинчи қоплама томонидан *тортишиш* кучи таъсир этишини билдиради.

(5) ифодага кўра қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$f = \frac{\partial W}{\partial d} = - \frac{1}{8\pi} \epsilon \left(\frac{V_1 - V_2}{d^2} \right)^2 S = - \frac{2\pi\sigma^2}{\epsilon} S,$$

яъни олдинги [(1) формула] билан мос келадиган ифода ҳосил қилдик.

144-§. Электростатик индукция вектори. Бўшлиқдаги электростатик майдонни ўрганаётганимизда кучланганлик чиқиқлари тушунчасини киритдик. Бўшлиқдаги кучланганлик

чизиқларининг хусусияти шундан иборатки, улар бир хил зарядлардан иккинчи хил зарядларга узлуксиз давом этадилар ёки чексизликка кетадилар. Агар фақат эркин зарядларнигина назарга олсак, диэлектрикларда бундай бўлмайди. Масалан, диэлектрикларнинг бўлиниш чегараларида боғланган сирт зарядлар вужудга келади ва кучланганлик чизиқларининг бир қисми шу зарядларда тугайди ёки уларда бошланади. Демак, кучланганлик чизиқлари диэлектрикларнинг бўлиниш чегарасидан узлуксиз ўтмайди. Шунга мувофиқ равишда бир жинслимас диэлектрикларда Остроградский—Гаусс теоремаси, 126-§ да берилган кўринишдагиси, ўз маъносини йўқотади.

Бироқ диэлектрик ичидаги майдонни характерлаш учун диэлектриклардан (бир жинслида ҳам, бир жинслимасда ҳам), шунингдек, уларнинг бўлиниш чегараларидан узлуксиз ўтувчи янги $\mathbf{D}$ векторни киритиш мумкин. Бу вектор *электростатик индукция вектори* дейилади; у кучланганлик вектори $\mathbf{E}$ билан қуйидагича боғланган:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (1)$$

бунда ϵ — диэлектрик доимийнинг диэлектрикнинг $\mathbf{D}$ вектор қиймати аниқланаётган нуқтасидаги қиймати.

$\mathbf{D}$ векторни бошқача кўринишда ҳам ифодалаш мумкин. 139-§ да айтилганига кўра, $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$, бундан

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

лекин $\chi\mathbf{E} = \mathbf{P}$, бунда $\mathbf{P}$ — қутбланиш вектори (141-§ га қараңг). Бундан

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}, \quad (1a)$$

яъни индукция вектори майдоннинг $\mathbf{E}$ кучланганлик вектори билан 4π га кўпайтирилган $\mathbf{P}$ қутбланиш векторининг йиғиндиси орқали ифодаланади.

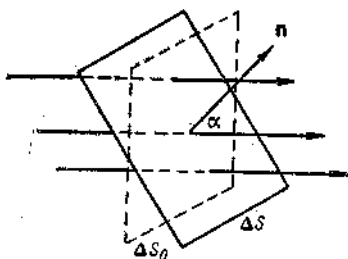
(1) муносабатдан шунарс келиб чиқадики, $\mathbf{D}$ индукция вектори ҳар бир нуқтада $\mathbf{E}^1$ кучланганлик вектори каби йўналган ва сон қиймати жиҳатдан кучланганликдан ϵ марта катта. Бўшлиқда $\mathbf{E}$ ва $\mathbf{D}$ векторлар устма-уст тушади.

Кучланганлик вектори чизиқларини бўшлиқда қандай усулда ясаган бўлсак, индукция вектори чизиқларини ҳам шундай усулда ясаймиз. *Индукция вектори* *чизиғи* деб шундай чизиқни айтамызки, бу чизиқнинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринманинг йўналиши индукция вектори йўналишига устма-

¹ Кристалларда $\mathbf{D}$ векторнинг йўналиши $\mathbf{E}$ вектор йўналишидан фарқ қилиши мумкин.

уст тушади. Чизиқнинг йўналиши ҳар бир нуқтада индукция векторининг шу нуқтадаги йўналишига мос келади, деб ҳисоблаймиз. Ўтказиладиган индукция чизиқларининг сонини шундай шартга бўйсундирамизки, индукция чизиқларига тик бўлган ΔS_0 кичик юзачани кесиб ўтувчи ΔN чизиқлар сонининг ΔS_0 юзачага нисбати сон жиҳатдан индукция векторининг юзача соҳасидаги қийматига тенг бўлсин:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = D. \quad (2)$$



60-расм. D электростатик индукция чизиқларига қия жойлашган ΔS юзача.

Агар биз ихтиёрий жойлашган ΔS юзача (60-расм) олсак, у ҳолда

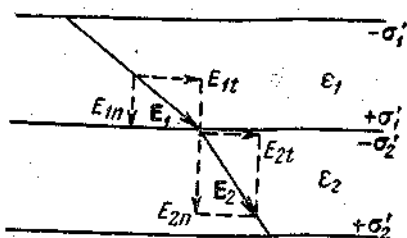
$$\Delta N = D \Delta S_0 = D \Delta S \cos \alpha = D_n \Delta S, \quad (3)$$

бунда D_n — индукция векторининг ΔS юзачага ўтказилган нормалга проекцияси. ΔN катталикини ΔS юзачадан ўтувчи индукция вектори оқими дейиш мумкин. Чекли ўлчамдаги майдонча бўлган ҳолда уни кичик ΔS элемент-

ларга бўлиш ва ҳар бир элементдан ўтувчи оқимни ҳисоблаш зарур, бунда индукция векторининг тўла оқими шундай элементар оқимларнинг йиғиндиси билан ифодаланади:

$$N = \sum_s D_n \Delta S. \quad (4)$$

Индукция вектори чизиқларининг узлуксизлигини исбот қилиш учун диэлектрик доимийси ϵ_1 ва ϵ_2 бўлган бир жинсли иккита ясси диэлектрик қатлам оламиз (61-расм). Эркин зарядларнинг E_0 майдон кучланганлиги диэлектрикларнинг бўлиниш чегараси билан бирор бурчак ҳосил қилган бўлсин. Бўлиниш чегараларида биринчи диэлектрикда зарядлар зичлиги $+\sigma'_1$ ва $-\sigma'_1$ бўлган, иккинчисидан эса $+\sigma'_2$ ва $-\sigma'_2$ бўлган боғланган сирт зарядлари вужудга келади. $+\sigma'_1$ ва $-\sigma'_1$ зарядлар биринчи диэлектрикда



61-расм. E кучланганлик вектори учун чегаравий шартларни чиқаришга доир.

$$E'_1 = -4\pi\sigma'_1$$

майдон кучланганлиги ҳосил қилади, бу кучланганлик диэлектрик чегараларига тик ва E_{0n} нормал ташкил этувчига қарама-қарши томонга йўналган. Бу диэлектрикдан ташқарида $+\sigma'_1$ ва $-\sigma'_1$ зарядлар майдон кучланганлиги ҳосил қилмайди.

Шунингдек, $+\sigma'_2$ ва $-\sigma'_2$ зарядлар иккинчи диэлектрикда шу диэлектрикнинг чегараларига тик бўлган

$$E'_2 = -4\pi\sigma'_2$$

майдон кучланганлиги вужудга келтирадilar. Боғланган зарядлар вужудга келтирган бу E'_1 ва E'_2 қўшимча кучланганликлар E_0 дастлабки кучланганликнинг фақат нормал ташкил этувчиларини ўзгартирадилар, бироқ унинг бўлиниш чегарасига уринма бўлган ташкил этувчиларини ўзгартирмайдилар. Таърифга кўра, E_0 ва E' кучланганликларнинг йиғиндиси диэлектрикдаги майдон кучланганлигини ташкил этади (142-§), шунинг учун биринчи диэлектрикдаги майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси учун

$$E_{1n} = E_{0n} - 4\pi\sigma'_1, \quad (5)$$

тангенциал ташкил этувчиси учун

$$E_{1t} = E_{0t} \quad (6)$$

ифодаларни ҳосил қиламиз. Шунингдек, иккинчи диэлектрикдаги майдон кучланганлиги ташкил этувчиларининг қуйидаги ифодаларини ҳосил қиламиз:

$$E_{2n} = E_{0n} - 4\pi\sigma'_2, \quad (5a)$$

$$E_{2t} = E_{0t}. \quad (6a)$$

(6) ва (6a) тенгликлардан қуйидаги келиб чиқади:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad (7)$$

яъни майдон кучланганлигининг тангенциал ташкил этувчиси диэлектриклар чегарасидан узлуксиз равишда ўтади.

Боғланган зарядларнинг σ'_1 ва σ'_2 сирт зичлиги учун қуйидагиларни ҳосил қиламиз: $\sigma'_1 = \kappa_1 E_{1n}$ ва $\sigma'_2 = \kappa_2 E_{2n}$, бу ифодаларда κ_1 ва κ_2 — биринчи ва иккинчи диэлектрикнинг қутбланиш коэффициентлари. Шундан кейин (5) ва (5a) тенгликлар қуйидаги кўринишни олади:

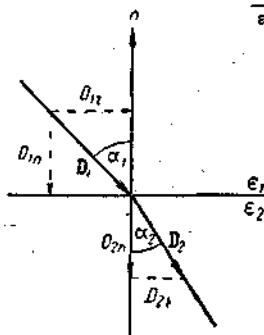
$$(1 + 4\pi\kappa_1) E_{1n} = E_{0n}; \quad (1 + 4\pi\kappa_2) E_{2n} = E_{0n}.$$

$1 + 4\pi\kappa_1 = \epsilon_1$ ва $1 + 4\pi\kappa_2 = \epsilon_2$ эканлигини назарга олиб, бу икки тенгликдан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_2 E_{2n}. \quad (8)$$

Демак, майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси диэлектрикнинг бўлиниш чегарасидан ўтишда узилади. (7) ва (8) тенгликлар E вектор учун чегара шартлари бўлади. $E = \frac{D}{\epsilon}$ муносабатга кўра, бу тенгликлардан D электростатик индукция вектори учун чегара шартларини келтириб чиқарамиз:

$$\frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}, \quad D_{1n} = D_{2n}. \quad (9)$$



62-расм. Иккита диэлектрик чегарасида индукция чизиқларининг синиши.

Индукция векторининг D_n нормал ташкил этувчиси диэлектрикларнинг бўлиниш чегарасидан ўтишда узлуксиз, тангенциал ташкил этувчиси эса узилишга эгадир.

Айтайлик, биринчи диэлектрикда D_1 индукция вектори бўлиниш чегарасига ўтказилган нормаль билан α_1 бурчак, иккинчи диэлектрикда D_2 индукция вектори шу нормаль билан α_2 бурчак ҳосил қилади. D_1 ни D_{1t} ва D_{1n} ташкил этувчиларга ҳамда D_2 ни D_{2t} ва D_{2n} ташкил этувчиларга ажратиб (62-расм), қуйидагиларни ҳосил қиламиз:

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

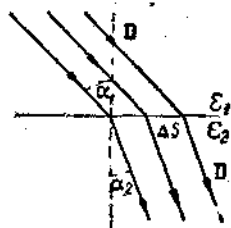
Охирги тенгликдан, (9) чегара шартларига асосан қуйидагиларни топамиз:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (10)$$

Бу муносабат иккита диэлектрик чегарасида индукция чизиқларининг синиш қонунини ифодалайди.

D индукция векторининг (9) чегара шартлари иккита диэлектрикнинг бўлиниш чегарасини кесиб ўтувчи индукция чизиқларининг узлуксизлигига айнан мос келади. Айтайлик, индукция вектори чизиқлари иккита диэлектрикнинг бўлиниш чегарасини кесиб ўтаётганда синаётган бўлсин (63-расм). Биринчи диэлектрикнинг бўлиниш чегарасидаги ΔS юзага тушаётган ΔN_1 индукция чизиқларининг сони таърифга кўра:

$$\Delta N_1 = D_{1n} \Delta S.$$



63-расм. Иккита диэлектрик чегарасидан ўтишда индукция чизиқларининг узлуксизлиги.

Иккинчи диэлектрикда ўша ΔS юзадан чиқадиган индукция оқими

$$\Delta N_2 = D_{2n} \Delta S.$$

(9) шартларга кўра, $D_{1n} = D_{2n}$ бўлгани учун қуйидаги келиб чиқади:

$$\Delta N_1 = \Delta N_2.$$

Шундай қилиб, индукция чизиқлари юзача орқали узлуксиз ўтади.

Диэлектрик бир жинслимас бўлса, уни фикран шундай юпқа қатламларга бўламизки, бу қатламларнинг ҳар бирини бир жинсли дейиш мумкин. У ҳолда индукция чизиқлари қатламдан-қатламга ва, демак, умуман диэлектрик бўйлаб узлуксиз ўтади.

Майдон нолдан фарқли бўлган фазони узлуксиз тўлдирувчи бир жинсли диэлектрикда $\mathbf{D}$ индукция вектори эркин зарядларнинг $\mathbf{E}_0$ майдон кучланганлигидан фарқ қилмайди, чунки бундай диэлектрикда $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_0}{\epsilon}$ (142- § га қаранг) ва бундан $\mathbf{E}_0 = \epsilon \mathbf{E} = \mathbf{D}$ 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_0 эркин заряддан ва диэлектрик қутбланганда вужудга келган Q' боғланган заряддан ташкил топган бўлади:

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi Q = 4\pi (Q_0 + Q'), \quad (11)$$

бунда n — S сирт нуқталаридаги ташқи нормални билдиради.

Q' зарядни ҳисоблаймиз. Равшанки, бутунлай S сиртнинг ичида жойлашган молекулалар бу сиртнинг ичида компенсацияланмаган заряд ҳосил қилмайди. S сирт кесиб ўтган молекулаларгина компенсацияланмаган заряд ҳосил қилади. S сиртдан ташқарига мусбат зарядлари чиққан молекулалар S сирт ичида манфий заряд ҳосил қилади, сиртдан ташқарига манфий зарядлари чиққан молекулалар эса S сирт ичида мусбат заряд ҳосил қилади. ΔS сирт элементи оламир ва шу сирт кесиб ўтувчи молекулалар сонини ҳисоблаймиз. ΔS элемент яқинида молекулаларнинг диполь моментлари катталики ва йўналиши жиҳатдан бирдай ҳамда $\mathbf{p} = q\mathbf{l}$ га тенг деб фараз қиламиз, бунда l — молекуланинг мусбат ва манфий зарядлари орасидаги масофа. Диполларнинг (l бўйлаб йўналган) ўқлари ΔS элементга ўтказилган n ташқи нормаль билан θ бурчак ҳосил қилади, деймиз. Равшанки, ΔS элемент C марказлари ΔS элементдан

l йўналиши бўйлаб сиртнинг ҳар иккала томонида $l/2$ дан ортиқ бўлмаган масофада жойлашган молекулаларнигина кесиб ўтади (64-расмга қаранг, l —диполь узунлиги). Демак, ΔS элемент шундай молекулаларни кесиб ўтадики, бу молекулаларнинг диполь марказлари асоси ΔS ва ясовчисининг узунлиги l бўлган қийшиқ цилиндр ҳажмида бўлади. Ҳажм бирлигидаги диполь марказлари сонини n_0 деб олиб, ΔS элемент кесиб ўтган молекулалар соний учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$n_0 \Delta S l \cos(\mathbf{n}, \mathbf{l}).$$

Агар l нинг йўналиши $\mathbf{n}$ нинг йўналиши билан (l мусбат заряддан манфий зарядга томон йўналган) ўткир бурчак ҳосил қилса, ҳар бир кесилган молекула S сирт ичида q манфий заряд ҳосил қилади. Шундай қилиб, ΔS сирт элементи кесиб ўтган молекулалар S сирт ичида

$$-q n_0 l \Delta S \cos(\mathbf{n}, \mathbf{l})$$

64-расм. Боғланган зарядни ҳисоблашга доир.

га тенг бўлган компенсацияланмаган манфий заряд ҳосил қилади (агар ΔS элементга l нинг йўналиши билан ўтмас бурчак ҳосил қилувчи ташқи нормаль ўтказилган бўлса, юқорида келтирилган ифода мусбат заряд беради). Шу билан бирга, $q l n_0 = P$ муҳитнинг қутбланиш вектори (ҳажм бирлиги моменти) бўлади, демак, ΔS элемент кесиб ўтган молекулалар ҳосил қилган ортиқча зарядни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$-P \cos(\mathbf{n}, \mathbf{P}) \Delta S = -P_n \Delta S.$$

Бу ерда P_n қутбланиш векторининг ΔS элементга ўтказилган n ташқи нормалга проекциясини билдиради.

Бутун S сирт ичидаги тўла зарядни топиш учун барча ΔS элементлардаги зарядларнинг йиғиндисини оламиз:

$$Q' = -\sum P_n \Delta S.$$

Q' нинг ифодасини (11) га қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\sum E_n \Delta S = 4\pi (Q - \sum P_n \Delta S)$$

ёки

$$\sum (E_n + 4\pi P_n) \Delta S = 4\pi Q.$$

Шу билан бирга, $E + 4\pi P$ йиғинди электростатик индукция вектори D дан иборатдир, демак, бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$\sum D_n \Delta S = 4\pi Q.$$

Бу натижа диэлектрик учун Остроградский — Гаусс теоремасининг ифодасидан иборатдир: электростатик индукция векторининг ихтиёрий ёпиқ сиртдан ўтувчи оқими сирт ичидаги эркин заряднинг 4π га кўпайтирилганига тенг бўлади.

130- § да электростатик майдон кучланганлиги E билан ҳажмий зарядлар зичлиги ρ орасида

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho \quad (12)$$

ёки

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho \quad (12a)$$

боғланиш бор эканлиги кўрсатилган эди. Диэлектрик бўлганда бу ифодадаги ρ барча (ҳам эркин, ҳам боғланган) зарядларнинг ҳажмий зичлиги бўлади. Диэлектриклар бўлганда D вектор учун ҳам шундай ифода тўғри бўлади. Ҳақиқатан ҳам (1a) формулага кўра,

$$D = E + 4\pi P,$$

бунда P — қутбланиш вектори. Бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$\operatorname{div} D = \operatorname{div} E + 4\pi \operatorname{div} P. \quad (13)$$

141- § да айтилганига кўра $\operatorname{div} P = -\rho'$, бунда ρ' — боғланган зарядларнинг ҳажмий зичлиги. (13) га $\operatorname{div} P$ нинг қийматини ва $\operatorname{div} E$ нинг (12a) даги қийматини қўйсак

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

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

$$\operatorname{div} D = 4\pi\rho_0. \quad (14)$$

Демак, D векторнинг дивергенцияси (ёйилмаси) фақат эркин зарядларнинг зичлиги билан аниқланади.

E вектор учун (12a) ифодани биз Остроградский — Гаусс теоремасининг натижаси сифатида ҳосил қилдик. Аксинча, (12a) муносабатни қаноатлантирувчи вектор Остроградский — Гаусс теоремасини ҳам қаноатлантиришни кўрсатиш мумкин. Шунингдек, (14) тенгликдан шу нарса келиб чиқадики, ҳар қандай диэлектрикда D вектор Остроградский — Гаусс теоремасини қаноатлантиради, бунда фақат эркин зарядларнигина назарга олиш керак.

145- §. E ва D векторларни зарядга таъсир этувчи кучлар орқали аниқлаш. Бўшлиқдаги электростатик майдонни текшираётганда E майдон кучланганлигини бирлик мусбат зарядга таъсир қилувчи кучга қараб аниқлаган эдик (124- §). Агар майдоннинг бирор нуқтасига жойлаштирилган q зарядга

f куч таъсир қилаётган бўлса, шу нуқтадаги E майдон кучланганлиги

$$E = \frac{f}{q} \quad (1)$$

муносабатдан топилади. Бунда икки шартни айтиб ўтиш муҳим:

1) q „синаш“ заряди нуқтавий бўлиши, яъни шундай кичик ўлчамли жисмда тўпланган бўлиши керакки, бу заряд чегарасида (атрофида) майдон кучланганлиги доимий бўлсин;

2) q заряднинг киритилиши майдонни вужудга келтираётган зарядларнинг катталигини ҳам, жойлашишини ҳам ҳеч бир ўзгартирмаслиги керак. Бу икки шартни амалда қўйидагича қаноатлантириш мумкин: биринчидан, q зарядни жуда кичик қилиб олиш керак; иккинчидан, бу зарядни майдонни вужудга келтирган зарядларнинг исталганигача бўлган масофага нисбатан кичик ўлчамдаги жисмда тўплаш керак.

Диэлектрикдаги E майдон кучланганлигини эркин зарядлар вужудга келтирган E_0 кучланганлик ва боғланган зарядлар вужудга келтирган E' кучланганликнинг йиғиндиси сифатида аниқлаган эдик (142- §):

$$E = E_0 + E'.$$

143- § да биз диэлектрик ичига жойлаштирилган зарядланган жисмларга таъсир этувчи кучлар, умуман айтганда, $f = qE$ тенглик билан аниқланмаслигини кўрсатиб ўтган эдик, бу тенгликдаги q — текширилаётган жисмда тўпланган заряд. Бунинг сабаби шундаки, жисм билан диэлектрик чегарасида боғланган қўшимча сирт зарядлари ҳосил бўлади, бу қўшимча зарядларнинг катталиги q заряд катталигига ва шу заряд жойлашган жисмнинг ўлчамларига ҳамда шаклига боғлиқдир. Бундан ташқари, диэлектрикнинг ўзида ва унинг жисм билан чегарасида механик тортилишлар юзага келиб, бу тортилишлар ҳам кучларни вужудга келтиради. Жисмнинг ўлчамлари кичик бўлганда ҳам боғланган қўшимча зарядлар йўқолмайди, шунинг учун, умуман айтганда, диэлектрикдаги E майдон кучланганлигини q „синаш“ зарядидан фойдаланган ҳолда (1) тенглик асосида топиб бўлмайди.

Диэлектрикдаги тортилишлар туфайли пайдо бўлган механик кучлардан қутулиш мумкин. Бунинг учун *диэлектрикда ковак ҳосил қилиш ва „синаш“ зарядини шу ковакнинг ичига унинг деворларига тегмайдиган қилиб жойлаштириш керак*. Бироқ бу ҳолда q „синаш“ зарядга таъсир этувчи куч *ковакнинг шакли ҳамда ўлчамларига боғлиқ бўлади* ва, демек, умуман айтганда, фақат диэлектрик ичидаги E майдон кучланганлигининг ўзи билангина аниқланмайди.

Бир жинсли чексиз диэлектрик оламиз ва унинг ичида совчилари E кучланганлик чизиқларига параллел тор узун цилиндр шаклида ковак ясаймиз (65- а расм). Бу ковакнинг урта қисмига ўлчамлари кичик бўлган жисмда тўпланган шундай кичик q „синаш“ зарядини киритамизки, бу q заряднинг ковак сиртида вужудга келтирган боғланган зарядларини назарга олмаслик мумкин бўлсин. Бунда q зарядга фақат E майдон ва бу майдоннинг ковак чегараларида вужудга келтирган $\pm \sigma'$ боғланган зарядларининг таъсир қилади деб қараш мумкин. Бу шартларда q „синаш“ зарядига таъсир этувчи куч қуйидагига тенг бўлади:

$$f = qE + f', \quad (2)$$

бунда f' катталиқ, $\pm \sigma'$ боғланган зарядлар вужудга келтирган кучдир. Цилиндрнинг ясовчилари E векторга параллел бўлгани сабабли боғланган зарядлар цилиндрнинг фақат ΔS асосларидагина ҳосил бўлади; бу зарядларнинг катталиғи $Q_i = \pm \sigma' \Delta S$. Агар цилиндр тор ва узун бўлса, Q_i зарядлар кичик (чунки ΔS сиртлар кичик бўлади) бўлади ва улар q „синаш“ зарядидан узоқда ётадилар. Шунинг учун f' куч qE га нисбатан кичик бўлади ва уни назарга олмаслик мумкин; у ҳолда (2) тенгликнинг қўйиши қуйидагича бўлади:

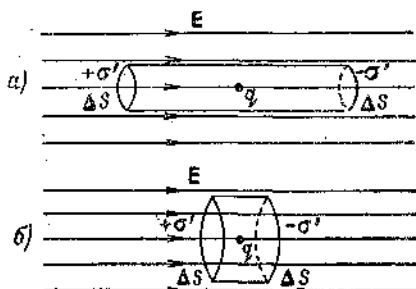
$$f = qE.$$

Демак, ясовчилари кучланганлик чизиқларига параллел бўлган тор узун цилиндр шаклидаги ковакнинг ўрта қисмига жойлаштирилган кичик „синаш“ зарядига таъсир этувчи куч диэлектрикдаги E майдон кучланганлиги билан аниқланади.

Энди бошқа шаклдаги ковакни, чунончи, ΔS асоси E кучланганлик чизиқларига тик бўлган қисқа кенг цилиндр кўринишидаги ковакни текширайлик (65- б расм). Бу ҳолда $Q_i = \pm \sigma' \Delta S$ боғланган зарядларнинг таъсирини назарга олмаслик мумкин эмас.

Цилиндр асосларини иккита чексиз катта ўзаро параллел текисликлар деб ҳисоблаб, Q_i боғланган зарядлар бу текисликлар орасида кучланганлиги сон қиймати жиҳатдан

$$E' = 4\pi\sigma' = 4\pi qE$$



65- расм. Диэлектрикдаги а) тор узун цилиндр кўринишидаги ва б) кенг қисқа цилиндр кўринишидаги ковак.

катталиққа тенг бўлган майдон ҳосил қилишини топамиз. Бу кучланганлик

$$f' = q \cdot 4\pi x E$$

кучни вужудга келтиради. Энди (2) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$f = q (E + 4\pi x E) \text{ ёки } f = q (E + 4\pi P),$$

бунда P — қутбланиш вектори. Лекин 144- § даги (1a) тенгликка мувофиқ

$$E + 4\pi P = D$$

бўлади, бунда D — электростатик индукция вектори. Шундай қилиб,

$$f = q D, \quad (3)$$

яъни асослари кучланганлик чизиқларига тик бўлган қисқа кенг цилиндр шаклидаги ковакнинг ўрта қисмига жойлаштирилган кичик „синаш“ зарядига таъсир этувчи куч диэлектрикдаги D электростатик индукция векторининг қиймати билан аниқланади.

Ковак ичига киритилган „синаш“ зарядига таъсир этувчи кучнинг ковакнинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқ бўлиши айтилганлардан яна бир марта кўриниб турибди. Хусусан, ковакни шундай шаклда олиш мумкинки, ковакка киритилган „синаш“ зарядига таъсир этувчи куч диэлектрикдаги E майдон кучланганлиги ёки D индукция билан аниқланади.

Шу билан бирга, E векторнинг физик маъносини бошқача усул билан ҳам аниқлаш мумкин. Бунинг учун „синаш“ заряди сифатида макроскопик жисмда тўпланган (жисм жуда кичик бўлганида ҳам) зарядни эмас, балки зарядланган элементар заррани, масалан, электронни оламиз. Алоҳида электрон ҳатто қаттиқ модда молекулалари орасида турган бўлса ҳам ҳамма вақт бўшлиқда бўлади. Шу электронга таъсир этувчи f кучнинг электрон заряди e га нисбати майдоннинг электрон жойлашган нуқтадаги кучланганлигини билдиради. Кучланганликнинг бу қийматини $E_{\text{микро}}$ билан белгилаймиз, бунда „микро“ индекси майдон кучланганлигини микроскопик зарра ёрдамида аниқланганлигини билдиради. Электрон молекула таркибига кирувчи зарядлардан қайси бири яқинида жойлашганига қараб $E_{\text{микро}}$ майдон кучланганлигининг қиймати турлича бўлади. Лекин биз электронни физик жиҳатдан кичик бўлган ҳажмининг ихтиёрий танланган турли нуқталарига кетма-кет жойлаштириб чиқиб, $E_{\text{микро}}$ ўртача қийматни топсак, бу ўртача қиймат фақат барча боғланган ва эркин зарядлар-

нинг йиғиндиси билангина аниқланади, яъни худди диэлектрикнинг шу ҳажми ичидаги E майдон кучланганлигини ифода-лайди.

Шуни қайд қилиш керакки, $E_{\text{микро}}$ ни аниқлаётганимизда электронни диэлектрикнинг молекулаларига нисбатан ихтиёрий танланган нуқталарга жойлаштирдик. Агар диэлектрик ичидаги *муайян молекулалар* ажратиб олинса, битта *молекула* жойлашган ҳажм чегарасида таъсир этувчи E_1 кучланганлик ўртача майдон кучланганлиги $E_{\text{микро}}$ дан ва, демак, майдон кучланганлиги E дан фарқ қилади. Бунга сабаб шуки, бу ҳолда гап *молекула марказлари жойлашган нуқталар учун аниқланган майдон кучланганлигининг ўртача қиймати* устида боради ва молекуланинг ўзи ҳар гал узоқда ётади деб олинади. Шундай қилиб, энди ўртача қиймат олинаётган нуқталар *ихтиёрий танланган эмас*, қутбланган диэлектрикнинг қолган молекулалари бу нуқталарга нисбатан тартибсиз жойлашмаган ва улар бу нуқталарда ўзларининг қўшимча майдонларини вужудга келтиради.

Тегишли ҳисоблашларнинг кўрсатишича, изотроп диэлектрикнинг ичида жойлашган молекулага таъсир этувчи E_1 майдон кучланганлиги ўртача олганда қуйидагига тенг бўлади:

$$E_1 = E + \frac{4\pi}{3} P, \quad (4)$$

бунда P — диэлектрикнинг қутбланиш вектори.

146- §. Диполь диэлектриклар. Молекулаларнинг диполь моментларини аниқлаш. Биз шу вақтгача молекулаларнинг дастлаб диполь моменти бўладими ёки бундай момент ташқи майдон таъсирида вужудга келадими, бундан қатъи назар, диэлектрикнинг қутбланиш натижаси бир хил бўлади, деб ҳисобладик. Бироқ шундай ҳодисалар борки, улар диполь ёки диполмас молекулалардан ташкил топган диэлектриклар орасидаги фарқни аниқлашга ва қутбли молекулаларнинг хусусий диполь моментларини ҳисоблашга имкон беради.

Ҳозиргача биз P қутбланиш векторининг қиймати

$$P = \chi E$$

тенглик билан аниқланади деб ҳисоблар эдик, бунда E — диэлектрикдаги майдон кучланганлиги ва χ — диэлектрикнинг қутбланиш коэффиценти, P ни энди

$$P = \alpha n_0 E_1 \quad (1)$$

кўринишда ёзиш мумкин, деб фараз қиламиз, бунда n_0 — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, E_1 — молекулага таъсир этувчи кучланганликнинг ўртача қиймати ва α — молекуланинг қутбланиш коэффиценти.

(1) ифодага E_1 нинг ўрнига унинг 145-§ даги (4) формулага кўра қийматини қўйсак,

$$P = \alpha n_0 \left(E + \frac{4\pi}{3} P \right)$$

бўлади, бундан

$$P \left(1 - \frac{4\pi}{3} \alpha n_0 \right) = \alpha n_0 E. \quad (2)$$

Бироқ, иккинчи томондан $P = \kappa E$ муносабатдан фойдаланамиз ва $1 + 4\pi \kappa = \epsilon$ (бунда ϵ — диэлектрик доимий) эканини назарга олиб, қуйидагини ёза оламиз:

$$P = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E.$$

P нинг бу ифодасини (2) формулага қўямиз:

$$\frac{\epsilon - 1}{4\pi} E \left(1 - \frac{4\pi}{3} \alpha n_0 \right) = \alpha n_0 E,$$

оддий алгебраик ўзгартиришлардан кейин қуйидагини топамиз:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{n_0} = \frac{4\pi}{3} \alpha.$$

Ҳажм бирлигидаги молекулалар сони $n_0 = N \frac{\delta}{\mu}$ бўлади, бунда μ — диэлектрик моддасининг молекуляр оғирлиги, δ — унинг зичлиги ва N — Авогадро сони; бундан қуйидагини топамиз:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta} = \frac{4\pi}{3} \alpha N. \quad (3)$$

Молекулаларнинг α қутбланиш коэффициенти ҳар бир муайян хил молекулалар учун доимий бўлади, бинобарин, $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta}$ катталиқ ҳам ҳар бир муайян диэлектрик учун доимий катталиқ бўлади ва диэлектрик зичлигининг бирор ташқи сабаб, масалан, босим, температура ўзгариши ва бошқа таъсирларнинг ўзгаришига боғлиқ бўлмайди. $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\mu}{\delta}$ катталиқ молекуллар (ёки моляр) қутбланиш дейилади. Молекуляр қутбланишнинг δ зичликка боғлиқ эмаслигини газларда экспериментал текшириб кўrsa бўлади, чунки газларнинг зичлигини ташқи босим таъсирида осонгина ўзгартириш мумкин.

Молекуляр қутбланишнинг (3) ифодаси диполмас диэлектриклар учун тўғридир. Диполь диэлектрикларнинг молекулаларининг p_0 хусусий диполь моменти бўлишини айтиб ўтган эдик. Ташқи электр майдон таъсирида бу молекулалар ўз диполлари билан майдон бўйлаб жойлашишга интиладилар. Ле-

кин бу ориентирловчи таъсирга тартибсиз иссиқлик ҳаракат тўсқинлик қилади. T температура қанча юқори бўлса, молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси шунча катта бўлади ва, демак, ташқи электр майдоннинг ориентирловчи таъсири шунча заифроқ бўлади. Бундан чиқадики, диэлектрикнинг P қутбланиш вектори температурага боғлиқ бўлар экан. Тегишли ҳисоблашлардан қуйидаги келиб чиқади:

$$P = n_0 \frac{p_0^2 E_1}{3kT},$$

бунда k — Больцман доимийси.

Бундан ташқари, молекулаларнинг диполлари E майдон таъсирида ортса (яъни молекулаларнинг α қутбланиш коэффициенти нолга тенг бўлмаса), диэлектрик P қутбланиш векторининг сон қиймати қуйидагига тенг бўлади:

$$P = \alpha n_0 E_1 + n_0 \frac{p_0^2 E_1}{3kT},$$

бундан молекуляр қутбланиш учун (3) ифода ўрнига қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{\rho}{\epsilon} = \left(\frac{4\pi}{3} \alpha + \frac{4\pi}{9} \frac{p_0^2}{kT} \right) N. \quad (4)$$

Шундай қилиб, диполь диэлектрикларнинг молекуляр қутбланиш ифодаси диэлектрикнинг T абсолют температурасига боғлиқ бўлган ҳадга эга экан. Бу боғланиш газларда жуда аниқ бажарилади. Молекуляр қутбланишнинг T температурага боғлиқ равишда ўзгаришини экспериментал аниқлаш йўли билан қутбли молекулаларнинг p_0 диполь моментини топиш мумкин. Қутбли молекулаларнинг диполь моментлари $1 \cdot 10^{-18}$ дан $6 \cdot 10^{-18}$ CGSE бирликкача тартибдаги катталиклар бўлади. Бундай моментлар зарядлари электрон зарядига тенг ва бири-биридан 10^{-8} см тартибдаги масофада жойлаштирилган икки-та нуқтавий заряднинг диполь моментига мос келади.

Инерт газларнинг атомларида ва баъзи икки атомли молекулаларда (масалан, H_2 , N_2) диполь моментлар нолга тенгдир. Молекулаларнинг диполь моментларини аниқлаш уларнинг тузилишини ўрганишда (айниқса, органик химияда) катта роль ўйнайди. Моддаларнинг муайян синфларида α нинг қийматлари бир-бирига яқин бўлиб, бу қийматлар мазкур тур химиявий бирикмалар учун характерлидир. Баъзи моддалар диполь моментларининг қийматлари II жадвалда келтирилган.

Электр диполь моментлар

Модда	$p_0 \cdot 10^{-18} \text{ CGSE}$
Водород хлорид HCl	1,03
Сув H_2O	1,85
Аммиак NH_3	1,5
Спиртлар	1,7
Оддий эфирлар	1,2
Органик кислоталар	1,4

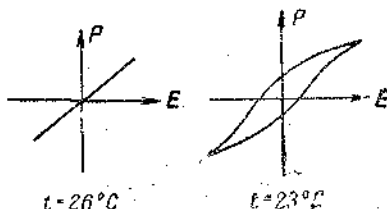
Суюқ ва қаттиқ диэлектрикларда молекулалараро ўзаро таъсирни ҳисобга олиш керак бўлади. Бундай ўзаро таъсир туфайли молекулаларнинг ташқи электр майдон таъсирида бурилишига, кичик бўлса ҳам, ҳар ҳолда бирор сезиларли вақт керак бўлади. Агар диэлектрикни катталиги ва йўналиши тез ўзгариб турадиган ўзгарувчан электр майдонга киритилса, молекулалар майдон кетидан бурилишга улгуролмай қолади ва (4) формуладаги иккинчи ҳаднинг роли камаяди.

Ниҳоят барча қўрилган ҳолларда диэлектрик доимийнинг кучланганликка боғлиқ бўлмаслигига сабаб P қутбланиш векторининг E майдон кучланганлигига пропорционал бўлиши эканлигини таъкидлаб ўтамыз.

Бироқ шундай жисмлар борки, бу жисмларда „диэлектрик доимий“ ϵ ўзгармас катталик бўлмай, E майдон кучланганликка боғлиқдир. Бундай хил диэлектрикларнинг қатор ўзига хос хоссалари бўлиб, бу хоссалар уларни ферромагнит жисмларнинг магнит хоссалари билан яқинлаштиради.

Бу хоссалар биринчи марта совет физиклари Б. В. Курча-тов ва П. П. Кобеко томонидан сегнет тузида (вино кислота-сининг иккиланган натрий-калий тузида) аниқланган бўлиб, тузининг номи билан *сегнетоэлектр* хоссалар деб юритилади. Сегнет тузининг хусусияти унинг температураси 25°C га тенг бўлган муайян θ температурадан (ферромагнит жисмларнинг „Кюри нуқтаси“га ўхшаш; 203- §) юқори ёки паст бўлишига қараб, жуда турли-туман бўлади. $T > \theta$ бўлганда майдон кучланганлиги билан қутбланиш вектори орасида $P = \chi E$ пропорционаллик сақланади. Бунда χ коэффициентнинг T температурага боғланиши $\chi(T - \theta) = \text{const}$ қонун билан белгиланади. $T < \theta$ бўлганда P векторнинг E майдон кучланганлигига пропорционаллиги бузилади. E ўзгарганда P вектор „кечикади“, яъни E нинг вақт жиҳатдан олдинроқдаги қийматларига мос қийматлар олади. Бу ҳодиса *гистеризис* дейилади (ферромаг-

нит жисмлардаги магнит гистерезис ҳодисаларига ўхшаш; 203- §). E майдон кучланганлигининг катталики ва йўналиши жиҳатдан даврий ўзгаришида P нинг E га боғланиши эгри чизиги $T < \theta$ бўлганда ҳалқасимон шаклда бўлади (66- расм). Б. М. Вул титаннинг баъзи тузларида ҳам худди шундай хоссалар бор эканлигини аниқлади. Бу тузларда ϵ нинг қиймати бир неча мингга етади.



66- расм. Сегнет тузи қутбланишининг вақт давомида ўзгарувчи майдон кучланганлигига боғланиши.

147- §. Кристалларнинг диэлектрик хоссалари. Пьезоэлектр. Ҳозиргача биз зарядлари ташқи электр майдон таъсирида қўча оладиган ёки ориентирлана оладиган айрим молекулалардан ташкил топган диэлектриклар билан танишдик. Бундай тасаввур газсимон, суюқ ва аморф қаттиқ жисмлар учун тўғри бўлади. Ионли кристалларнинг қутбланиш характери бошқачароқ бўлади. I томда айтилганидек, ионли кристаллар турли ишорали ионларнинг тўғри (кетма-кет) навбатлашишидан ташкил топган фазовий панжарадан иборат бўлади. Масалан, ош тузи кристали навбат билан жойлашган натрийнинг мусбат ионлари ва хлорнинг манфий ионларидан ташкил топган фазовий панжарадан иборатдир. Бундай кристаллда алоҳида молекулаларни ажратиб бўлмайди. Шу туфайли кристаллнинг қутбланиши барча мусбат ионларнинг майдон йўналишида ва барча манфий ионларнинг майдонга қарши йўналишида силжишидан иборат бўлади.

Кристалларнинг қутбланувчанлиги E электростатик кучланганлик векторининг кристаллографик ўқлар йўналишларига нисбатан қандай йўналганига қараб турлича бўлиши мумкин. Бу ҳолда P қутбланиш векторининг йўналиши E векторнинг йўналиши билан устма-уст тушмайди ва, демак, P ва E векторлар орасидаги боғланишни 141- § даги оддий (2) муносабат билан ифодалаш мумкин эмас. Битта x катталиқ ўрнига умумий ҳолда P ва E векторларнинг координата ўқлари бўйлаб ташкил этувчилари орасидаги чизиқли боғланишни ифодаловчи тўққизта x_{ik} катталиқни киритишга тўғри келади:

$$\begin{aligned} P_x &= x_{xx}E_x + x_{xy}E_y + x_{xz}E_z, \\ P_y &= x_{yx}E_x + x_{yy}E_y + x_{yz}E_z, \\ P_z &= x_{zx}E_x + x_{zy}E_y + x_{zz}E_z. \end{aligned}$$

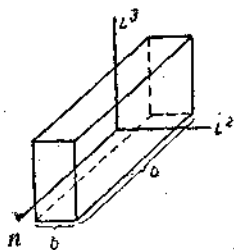
Шунга мувофиқ, D электростатик индукция вектори ҳам E векторга параллел эмас ва ϵ диэлектрик доимий ўрнига умумий ҳолда тўққизта ϵ_{ik} катталиқ киритишга тўғри келади.

Зарраларнинг кристалл панжарада фазовий тўғри тақсимланиши *пьезоэлектр эффект* деб аталувчи махсус эффектнинг бўлишига олиб келади; бу эффект шундан иборатки, баъзи кристалллар механик деформацияланганда (масалан, қисилганда ёки чўзилганда) уларнинг ёқларида электр зарядлар вужудга келади.

Кварц, турмалин сегнет тузи, қанд, рух, темиртош ва бошқа қатор кристалларда пьезоэлектр эффект бўлади. Кварцдаги пьезоэлектр эффект жуда батафсил ўрганилган. 1 кГ қисувчи куч таъсирида кварц кристаллининг қарама-қарши ёқларида вольтнинг юздан бир улушларича потенциаллар айирмаси вужудга келади. Сегнет тузи кристалларида эффект бундан кўра кучлироқ бўлади.

Баён қилинган тўғри пьезоэлектр эффектдан ташқари тескари пьезоэлектр эффект ҳам бўлади. Тескари пьезоэлектр эффект электрланишда кристалл ўлчамларининг ўзгариши, яъни унинг узайиши ёки қисқаришидан (*электрострикция*) иборат бўлади. Электрострикцияда кристалл ўлчамлари кўп ўзгармайди: юзларча вольт потенциаллар айирмаси берилганда ўзгариш 10^{-7} см тартибида бўлади.

Тўғри ва тескари пьезоэлектр эффектлар ҳозирги вақтда техникада кенг қўлланилади. I томда биз ультратовушларни ҳосил қилиш ва кузатишда пьезокварцлардан фойдаланилишини айтиб ўтган эдик. Радиотехникада пьезокварцлар электр тебранишларни стабиллашда ишлатилади. Пьезокварцлар турли ўлчаш асбобларида ва вақт эталонлари тайёрлашда ҳам ишлатилади.



67-расм. Кварц параллелепипеда.

Пьезоэлектр эффект ҳосил қилиш учун кварц кристаллидан шундай тўғри параллелепипед (67-расм) кесиб олинадики, бу параллелепипед қирраларининг бир системаси L^3 оптик ўққа, бошқаси L^2 қўш ўқлар (электр ўқлар) дан бирига параллел бўлади. Шундай кесиб олинган пьезокварцга L^2 ўққа параллел f қисувчи куч таъсир этганда L^2 га нормал бўлган ёқларда ўзаро тенг ва иншора жиҳатдан қарама-қарши $+q$ ва $-q$ зарядлар вужудга келади. q заряд миқдори f қисувчи кучга пропорционал ва кварц пластинкасининг ўлчамларига боғлиқ эмас:

$$q = kf,$$

бу эффектни *бўйлама пьезоэлектр эффект* дейилади. k катталиқ кварцнинг *пьезоэлектр доимийси* дейилади, агар q ни CGSE заряд бирликларида, f ни диналарда ифодаланса, k тақрибан $6,5 \cdot 10^{-8}$ га тенг бўлади.

Агар таъсир этувчи f куч L^3 оптик ўққа параллел бўлса, зарядлар вужудга келмайди.

Агар f куч L^2 ва L^3 ўқлар орқали ўтган текисликка тик бўлган n йўналишда таъсир этса, *кўндаланг пьезоэлектр эффект* ҳосил бўлади. L^2 га

нормал бўлган ёқларда ҳам зарядлар вужудга келади, лекин бу зарядларнинг ишораси бўйлама эффект вақтида вужудга келган зарядлар ишорасига тескари бўлади. Бу ҳолда ёқларнинг ҳар бирида вужудга келувчи $q_{\perp}$ электр миқдори

$$q_{\perp} = k \frac{a}{b} f$$

бўлади, бунда k аввалги қийматга эга, a — пластинканинг f куч таъсир қилаётган йўналишдаги қалинлиги, b — пластинканинг L^2 электр ўқи йўналишидаги қалинлиги.

Кучнинг ишораси ўзгарганда q зарядларнинг ишораси ҳам ўзгаради: қисилишда мусбат заряд вужудга келган ёқда чузилишда манфий заряд вужудга келади ва, аксинча.

Тескари пьезоэлектр эффектни кузатиш учун пьезокварцнинг ёқларига металл қопламалар ёпиштириб, бу қопламаларга электр зарядлар берилади; бу ҳолда майдоннинг қандай йўналганлигига қараб, кристалл пластинка тараяди ёки кенгайди.

148- §. Конденсаторлар. 136- § да биз вакуумдаги ясси конденсаторни кўриб чиқдик ва унинг C сифими учун

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{S}{4\pi d} \quad (1)$$

ифодани ҳосил қилдик, бунда S — конденсатор пластинкаларидан бирининг юзи, d — пластинкалар орасидаги масофа. Конденсатор пластинкалари орасида диэлектрик доимийси ϵ бўлган диэлектрик бўлганда, 139- § да айtilганларга кўра, конденсаторнинг C сифими ϵ марта ортади ва, демак,

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d} \quad (2)$$

катталиқка тенг бўлиб қолади. Шундай қилиб, ясси конденсаторнинг сифими пластинканинг S юзига, ϵ диэлектрик доимийсига тўғри ва пластинкалар орасидаги d масофага тескари пропорционалдир.

Энди конденсаторларни улашни кўрайлик. Конденсаторларни кетма-кет ва параллел улаш мумкин.

Сифимлари C_1 ва C_2 бўлган иккита конденсаторни кетма-кет улаш 68-расмда кўрсатилган.

1 пластинкани $+Q$ заряд билан зарядлаганда битта ўтказгичдан иборат бўлган 2 ва 3 пластинкаларда индукция тўғрисида мос равишда $-Q$ ва $+Q$ зарядлар вужудга келади; 4 пластинкадаги заряд $-Q$ бўлади.

1 пластинканинг потенциални V_1 билан, 4 пластинканинг потенциални V_2 билан, 2 ва 3 пластинкаларнинг умумий по-



68- расм. Конденсаторларни кетма-кет улаш.

тенциалини V' билан белгилаймиз. Пластинкаларнинг ҳар бир жуфти учун қуйидаги муносабатларни ёзиш мумкин:

$$V_1 - V' = \frac{1}{C_1} Q, \quad V' - V_2 = \frac{1}{C_2} Q,$$

бунда C_1 ва C_2 — уланган конденсаторларнинг сиғимлари. Бу тенгликларни ҳадма-ҳад қўшсак:

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

ифода ҳосил бўлади, иккинчи томондан

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{C} Q$$

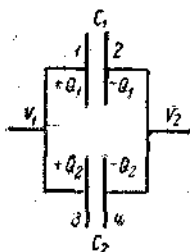
ифодани ёзиш мумкин, бунда C — мураккаб конденсаторнинг сиғимини ифодалайди. Кейинги иккита формулани таққослашдан қуйидагини топамиз:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \quad (3)$$

ёки

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (3a)$$

Демак, конденсаторларни кетма-кет улаганда шундай конденсатор ҳосил бўладики, бу конденсатор сиғимининг тескари қиймати уланаётган сиғимлар тескари қийматларининг йиғиндисига тенг бўлади.



69- расм. Конденсаторларни параллел улаш.

C_1 ва C_2 сиғимли конденсаторларни параллел улаганда (69- расм), уланган пластинкаларнинг потенциаллари бир хил бўлади. Ҳар иккала конденсатор қопламаларидаги заряд миқдорлари турлича бўлади; уларни Q_1 ва Q_2 деб белгилаймиз. Ҳар бир конденсаторга қопламалардаги заряднинг потенциаллар айирмаси ҳамда сиғим билан боғланишини ифодаловчи формулани татбиқ қиламиз:

$$Q_1 = C_1 (V_1 - V_2), \quad Q_2 = C_2 (V_1 - V_2).$$

Бу тенгликларни ҳадма-ҳад қўшамиз:

$$Q_1 + Q_2 = (C_1 + C_2) (V_1 - V_2).$$

Иккинчи томондан яна қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Q = Q_1 + Q_2 = C (V_1 - V_2),$$

бунда C — ҳар иккала конденсатордан иборат системанинг си-

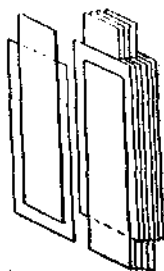
ғими. Кейинги икки тенгликни таққослаб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$C = C_1 + C_2, \quad (4)$$

яъни параллел уланган иккита конденсаторнинг сифими уларнинг сифимлари йиғиндисига тенг.

Ҳосил қилинган натижаларни ўзаро уланган конденсаторларнинг исталганча сонига умумлаштириш мумкинлиги равшандир.

Конденсаторларни улаб система ҳосил қилиш имконидан кенг фойдаланилади. Кўпинча ораларига парафинланган қоғоз ёки слюда варақлари қўйилган зар варақлардан ясалган конденсаторлар ишлатилади. Зар варақлар битта оралатиб ўзаро уланади (70- расм), натижада ўзаро уланган барча тоқ варақлар конденсаторнинг бир қопламасини, барча жуфт варақлар иккинчи қопламасини ҳосил қиладилар. Бундай конденсаторларнинг ўлчамлари жуда кичик бўлса ҳам сифимлари юзлаб микрофарада ва ундан ортиқ бўлади ва улар бир неча юз вольтга бардош бериши мумкин.



70- расм. Станиоль варақлар орасига парафинланган қоғоз қўйиб ясалган ясси конденсатор.

Сонли мисол келтирамиз. Диэлектрик сифатида диэлектрик доимийси $\epsilon = 1,8$, қалинлиги $0,05 \text{ мм}$ бўлган парафинланган қоғоздан фойдаланиб, сифими 1 мкф бўлган ясси конденсатор яшаш керак. Бу конденсаторнинг ўлчамларини топинг.

Ясси конденсаторнинг сифими (2) формулага кўра қуйидагига тенг бўлади:

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d},$$

буидан конденсатор пластинкасининг юзи S қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$S = \frac{4\pi d C}{\epsilon}.$$

Бу ифодага $C = 1 \cdot 10^{-6} \text{ ф} = 9 \cdot 10^5 \text{ см}$, $d = 0,005 \text{ см}$, $\epsilon = 1,8$ катталикларни қўйсак, $S \approx 31000 \text{ см}^2$ бўлишини топамиз. Ҳар бир зар варақ (чеккалардигидан бошқаси) ҳар иккала томондан зарядланади, шунинг учун варақларнинг умумий юзи тақрибан 31000 см^2 га тенг бўлади. Агар ҳар бир варақни $10 \times 10 \text{ см}^2$ ўлчамли қилиб ясалса, у ҳолда барча варақлар сони 310 бўлади; зарнинг қалинлиги $0,001 \text{ см}$ бўлганда конденсаторнинг ҳажми тақрибан $2 \times 10 \times 10 \text{ см}^3$ бўлади, яъни бутун конденсаторни унча катта бўлмаган ясси қутича ичига жойлаштириш мумкин.

149- §. Конденсаторларнинг турли хиллари. 1. Турли диэлектрик қатламли ясси конденсатор. Ясси конденсатор қопламалари орасидаги соҳа диэлектрик доимийси мос равишда ϵ_1 ва ϵ_2 бўлган иккита диэлектрик қатлам билан тўлдирилган ва қатламларнинг қалинликлари мос равишда d_1 ва d_2 бўлса (71- расм).

Бу ҳолда C сифим аввалги ҳолдагидек қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} \quad (1)$$

Бироқ, икки диэлектрикнинг ажралиш чегараси бўлган учун майдон кучланганлиги бир диэлектрикдан иккинчисига ўтаётганда ўзгаради. Зарядланган қопламалар орасида бўшлиқ бўлганда вужудга келадиган майдон кучланганлигини E_0 билан белгилаймиз; у ҳолда



$$E_0 = 4\pi\sigma.$$

Диэлектриклардаги E_1 ва E_2 кучланганлик мос равишда (82-бетдаги эслатмага қаранг) қуйидагига тенг бўлади:

71-расм. Турли диэлектрик қатламли ясси конденсатор.

$$E_1 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_1} = \frac{E_0}{\epsilon_1}, \quad E_2 = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon_2} = \frac{E_0}{\epsilon_2}$$

Қопламалардан биридаги заряд:

$$Q = \sigma S = \frac{E_0}{4\pi} S. \quad (2)$$

Қопламалардаги потенциаллар айирмасини майдон кучланганлиги орқали ҳисоблаш мумкин. Икки диэлектрик чегарасидаги потенциални V' билан белгилаймиз, у ҳолда

$$\frac{V_1 - V'}{d_1} = E_1, \quad \frac{V' - V_2}{d_2} = E_2$$

бўлади, булардан

$$V_1 - V_2 = E_1 d_1 + E_2 d_2 = E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right). \quad (3)$$

(2) ва (3) ифодаларни (1) га қўйиб, конденсатор сифимининг қуйидаги ифодасини ҳосил қиламиз:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{E_0 S}{4\pi E_0 \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} \right)},$$

бундан.

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

Кўриниб турибдики, сифим қатламларнинг жойланиш тартибига боғлиқ эмас экан. Агар $d_2 = 0$ десак, бу формула битта диэлектрикли конденсаторнинг сифим формуласи бўлади.

Яна бир неча хил конденсаторларни кўрайлик.

2. Сферик конденсатор. Сферик конденсатор бир-бирига концентрик бўлган иккита сферик қопламадан ташкил топган. Қопламалар радиусларини R_1 ва R_2 билан белгилаймиз. Қопламалар орасидаги фазо диэлектрик доимийси ϵ бўлган диэлектрик билан тўлдирилган; қопламалар сирти бўйлаб текис тақсимланган зарядларни $+Q$ ва $-Q$ билан, қопламалар потенциалларини мос равишда V_1 ва V_2 билан белгилаймиз.

Текис зарядланган сферик сирт вужудга келтирган майдон кучланганлиги сферанинг ичда нолга тенг, унинг ташқарисиди эса сфера марказига жойлаштирилган ва катталиги жиҳатдан сирт зарядига тенг бўлган нуқтавий заряднинг кучланганлиги билан бир хил бўлиши исбот қилинган эди (127- § га қаранг). Демак, конденсатор қопламалари орасидаги майдон кучланганлигини фақат ички қопламадаги зарядлар вужудга келтиради ва кучланганлик қуйидагига тенг бўлади:

$$E = \frac{Q}{\epsilon r^2},$$

бунда r — сферик қопламанинг марказидан бошлаб ҳисобланган масофа. r нинг йўналиши потенциал сатҳлар сиртига ўтказилган n нормаль йўналиши билан устма-уст тушади; бундан 131- § даги (2 а) формулага кўра:

$$E = -\frac{dV}{dr}, \text{ бундан } dV = -\frac{Q}{\epsilon r^2} dr.$$

Бир қопламадан иккинчи қопламага ўтишда потенциалнинг тўла ўзгаришини топиш учун бу ифодани R_1 дан R_2 гача чегарада интеграллаш керак:

$$V_2 - V_1 = -\int_{R_1}^{R_2} \frac{Q}{\epsilon r^2} dr = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{Q}{R_2} - \frac{Q}{R_1} \right).$$

Бундан сферик конденсаторнинг изланаётган сифими қуйидагига тенг бўлади:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{Q\epsilon}{\frac{Q}{R_1} - \frac{Q}{R_2}}$$

ёки

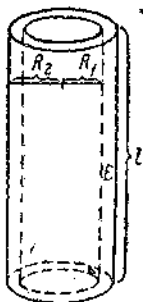
$$C = \frac{\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (5)$$

Бу формуладан фойдаланиб, сферик конденсаторнинг сифимини осонгина ҳисоблаш мумкин. Масалан, $R_1 = 2$ м ва $R_2 - R_1 = 1$ мм бўлганда сфералар ораси диэлектрик доимийси $\epsilon = 2,5$ бўлган муҳит билан тўлдирилган сферик конденсаторнинг сифими 1 мкф га яқин бўлади. Бу натижани 136- § да берилган маълумотлар билан таққослаш қизиқарлидир, ундаги маълумотларга кўра радиуси 9 км бўлган яқка шарнинг сифими ҳам 1 мкф эди.

3. Цилиндрик конденсатор. Цилиндрик конденсатор радиуслари R_1 ва R_2 ҳамда умумий узунлиги l бўлган иккита коаксиал ковак цилиндрдан иборат. Цилиндрлар орасидаги фазо диэлектрик доимийси ϵ бўлган муҳит билан тўлдирилган. Айталик, қопламаларнинг зарядлари $+Q$ ва $-Q$ га тенг; қопламаларнинг потенциалларини мос равишда V_1 ва V_2 билан белгилаймиз (72- расмга қаранг).

Қопламалар орасидаги майдон кучланганлигини фақат ички цилиндрдаги зарядлар вужудга келтиради, бу кучланганлиқнинг цилиндр ўқидан r масофада бўлган нуқтадаги қиймати

$$E = \frac{2\eta}{\epsilon r}$$



72- расм. Цилиндрик конденсатор.

бўлади, η — цилиндрнинг узунлик бирлигига тўғри келадиган заряд. Потенциалнинг dr узунликда ўзгариши кучланганлик билан $-\frac{dV}{dr} = E$ муносабатда бўлган, бундан

$$dV = -E dr = -\frac{2\eta}{\epsilon r} dr.$$

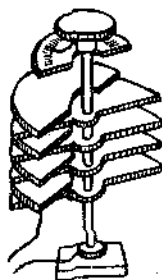
Қопламалар орасидаги $V_2 - V_1$ потенциаллар айирмасини топиш учун бу ифодани R_1 дан R_2 гача чегарада интеграллаймиз:

$$V_2 - V_1 = -\int_{R_1}^{R_2} \frac{2\eta}{\epsilon r} dr = -\frac{2\eta}{\epsilon} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

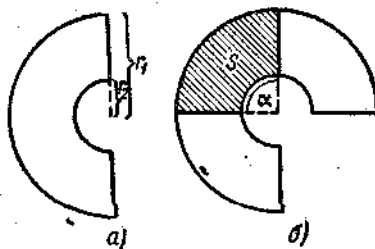
Демак, цилиндрик конденсаторнинг сифими:

$$C = \frac{Q}{V_1 - V_2} = \frac{\epsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (6)$$

Шундай қилиб, цилиндрик конденсаторнинг сифими конденсатор узунлигига ҳамда ҳар вақтдагидек, конденсаторни тўлдирувчи муҳитнинг диэлектрик доимийсига пропорционалдир; шунингдек, цилиндрлар радиусларининг *нисбатигагина* боғлиқ бўлиб, бу нисбат камайганда сифим орта боради.



73-рasm. Ўзгарувчан сифимли конденсатор.



74-рasm. Ўзгарувчан сифимли конденсатор пластинкалари.

4. Ўзгарувчан сифимли конденсатор. Радиотехникада кўпинча ўзгарувчан сифимли конденсатор ишлатилади. Бундай конденсаторнинг тузилиши 73-рasmда кўрсатилган. Ярим ҳалқа кўринишидаги пластинкалар (74-а рasm) ўзаро биттадан оралатиб уланган. Пластинкаларнинг ярмиси қўзғалмас қилиб ўрнатилган, ярмисини эса даста ёрдамида вертикал ўқ атрофида буриш мумкин. Дастани бурганда қўзғалувчан пластинкалар қўзғалмас пластинкалар орасига кўп ёки озроқ кирадилар ва натижада ўзаро параллел уланган бир қанча конденсаторларни ҳосил қиладилар.

Пластинкалар ҳосил қилган конденсаторларни тақрибан ясси деб ҳисоблаш мумкин ва, шунинг учун, алоҳида олинган шундай битта конденсаторнинг C' сифими қуйидагига тенг бўлади:

$$C' = \frac{\epsilon S}{4\pi d},$$

бунда ε — пластинкалар орасидаги муҳитнинг диэлектрик доимийси; d — пластинкалар орасидаги масофа; S — пластинкаларнинг бир-бирига устма-уст турган қисмининг юзи. Агар пластинкаларни бир-бирига нисбатан α бурчакка бурилса, у ҳолда S юза 74-б расмдаги штрихланган қисм юзига тенг бўлади. Пластинкаларнинг ташқи радиусини r_1 билан, ички радиусини r_2 билан белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$S = \pi (r_1^2 - r_2^2) \cdot \frac{\alpha}{2\pi} = \frac{(r_1^2 - r_2^2)\alpha}{2},$$

бунда α бурчак радианларда ифодаланган.

Бундан битта конденсатор сифимининг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

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

Агар конденсаторда умуман n та пластинкалар оралиги бўлса, бу конденсатор ҳар бирининг сифими C' бўлган n та ўзаро параллел уланган конденсаторлардан ташкил топади.

Демак, бутун конденсаторнинг C сифими:

$$C = nC' = \frac{\varepsilon n (r_1^2 - r_2^2) \alpha}{8\pi d} \quad (7)$$

бўлади, бунда α радианларда ифодаланган, α бурчак кичик бўлганда бу формуладан фойдаланиб бўлмайди.

Агар α бурчак градусларда ифодаланса, у ҳолда

$$\alpha \text{ (радиан)} = \frac{2\pi}{360} \alpha \text{ (градус)}$$

муносабатга асосан (7) ифодани қуйидаги кўринишда қайта ёзиш мумкин:

$$C = \frac{\varepsilon n (r_1^2 - r_2^2) \alpha}{1440 \cdot d} \quad (8)$$

Одатда бундай конденсаторнинг пластинкалари орасида ҳаво бўлади; яъни ε амалда бирга тенг бўлади.

С о н л и м и с о л. Қуйидаги маълумотларга кўра, юқоридагига ўхшаб ясалган конденсаторнинг максимал сифимини аниқланг: пластинкаларнинг ички радиуси $r_2 = 1$ см, ташқи радиуси $r_1 = 3$ см, пластинкалар орасидаги масофа $d = 1$ мм, пластинкалар сони $n = 40$. Пластинкалар орасида ҳаво бор.

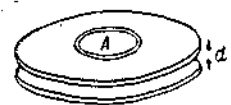
Е ч и л и ш и. $\alpha = 180^\circ$ бўлганда сифим максимал бўлади, шунинг учун (8) формулага кўра:

$$C = \frac{1 \cdot 40 \cdot (3^2 - 1^2) \cdot 180}{1440 \cdot 0,1} \text{ см} = 400 \text{ см} \cong 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ мкф.}$$

150- §. Потенциаллар айирмаларини ўлчаш. 121- § да электроскопнинг тузилишини ўрганаётганимизда электроскоп япроқларининг очилиш даражаси япроқлардаги зарядларнинг ўлчови бўлишини кўрсатган эдик. Бироқ электроскоп айни вақтда япроқлар билан электроскоп гардиши орасидаги потенциаллар айирмасини ҳам ўлчайди. Япроқларни зарядлаганда

гардишда индукцияланган зарядлар пайдо бўлади; агар бу гардиш ерга уланган бўлса, гардишда япроқлардаги зарядларнинг ишорасига қарама-қарши ишорали зарядларгина қолади. Электроскоп япроқлари ва гардиш конденсаторнинг иккита қопламасининг ўзгинасидир; япроқларда тўпланган Q заряд қанча катта бўлса, бу қопламалар орасидаги потенциаллар айирмаси ҳам шунча катта бўлади. Шундай қилиб, электроскоп япроқларининг очилиш даражаси япроқлар билан гардиш орасидаги потенциаллар айирмасини ўлчайди. Агар электроскопнинг вольтларда даражаланган шкаласи бўлса, бундай электроскопни *электростатик вольтметр* дейилади.

Электростатик вольтметрни *абсолют электрометр* ёрдамида даражалаш мумкин. Абсолют электрометр ёрдамида ўлчашда принцип жиҳатдан ясси конденсаторнинг иккита пластинкаси орасидаги тортишиш кучлари ўлчанади, бу кучлар потенциаллар айирмаси билан ифодаланиши мумкин. Чексиз катта пластинкали ясси конденсатор учун чиқарилган формулалардан фойдаланиш имкониятига эга бўлиш учун *сақлагич ҳалқали* конденсатор ишлатилади. Параллел жойлашган иккита горизонтал дискдан иборат конденсаторни кўз олдимизга келтирайлик; юқоридаги дискнинг кичик A қисми сақлагич ҳалқа деб аталувчи қолган қисмдан-тор тирқиш билан ажратиб қўйилган (75- расм); бу A қисм остидаги майдон бир жинсли бўлади, чунки фақат пластинка четларидагина майдон бир жинслилиги бузилади.



75- расм. Сақлагич ҳалқали конденсатор.

Шунинг учун бу ўрта қисмнинг сифими ясси конденсатор сифими формуласининг ўзи билан ифодаланади:

$$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}, \quad (1)$$

бунда S — A пластинканинг юзи, d — пластинкалар орасидаги масофа. A пластинкага таъсир этувчи куч пастки пластинка вужудга келтирган майдон кучланганлиги билан A пластинканинг Q заряди кўпайтмасига тенг. Пастки пластинканинг конденсатор ичида вужудга келтирган майдон кучланганлиги конденсатор ичидаги майдоннинг тўла кучланганлиги E дан икки марта кичик; демак, A пластинкага таъсир этувчи куч қуйидагига тенг бўлади:

$$f = \frac{E}{2} \cdot Q.$$

$$E = \frac{V_1 - V_2}{d} \text{ ва } Q = C(V_1 - V_2) \text{ эканлигини назарга олиб}$$

(бунда $V_1 - V_2$ пластинкалар орасидаги потенциаллар айирмаси), қуйидагини толамиз:

$$f = \frac{C(V_1 - V_2)^2}{2d}.$$

Бу ифодага C сийимнинг (1) формуладаги қийматини келтириб қўйсак:

$$f = \frac{\epsilon S}{8\pi d^2} (V_1 - V_2)^2. \quad (2)$$

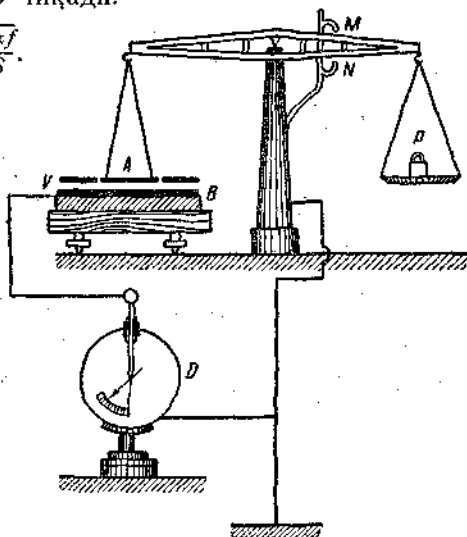
ҳосил бўлади, яъни f ўзаро таъсир кучи $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси билан ифодаланади.

Пластинкалар орасида ҳаво бўлганда $\epsilon = 1$ бўлади ва (2) тенгликдан қуйидаги келиб чиқади:

$$V_1 - V_2 = d \sqrt{\frac{8\pi f}{S}}.$$

Пластинкалар орасидаги d масофа ва пластинкалар юзи S ни билган ҳолда f кучни ўлчасак, $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини абсолют ўлчовларда толамиз.

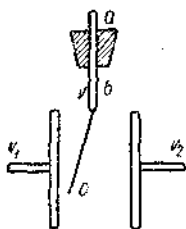
Тарози паллаларидан бири ўрнига зарядланган, иккинчи пластинкага тортилувчи пластинкани қўйиб, f кучни „тортиш“ йўли билан аниқлаш мумкин. Электр катталикларни „тортиш“ йўли билан аниқлаш принципи инглиз физиги Томсон томонидан ишлаб чиқилган. 76-расмда D электростатик вольтметрни шу принципга асосан даражалаш схемаси кўрсатилган. Одатдаги тарозининг битта палласи олиниб, унинг ўрнига конденсаторнинг A ўрта қисми қўйилган. Агар конденсаторнинг сақлагич ҳалқаси билан биргаликда юқори пластинкасини ва тарозининг бутун корпусини ерга улаб, конденсаторнинг ердан изоляцияланган пастки B пластинкасини бирор V потенциалгача зарядланса, юқори пластинканинг ўрта қисми пастки пластинкага тортилади; тарози мувозанатини сақлаш учун иккинчи паллага P юк қўйиш керак, бу юк биз ўлчаётган f кучга тенг бўла-



76- расм. Электростатик вольтметрни абсолют электрометр ёрдамида даражалаш схемаси.

ди. Бундан эса чиқарилган формулага кўра V ни топамиз (Ернинг потенциали $V_2 = 0$). Даражаланаётган D вольтметрнинг япроқлари B пластинкага, гардиши эса ерга уланган; демак, V потенциал даражаланаётган вольтметр япроқлари потенциалига тенг бўлади. Шу нарса бир оз қийинчилик турдирадики, бир томондан, қадоқ тошлар, иккинчи томондан, пластинкаларнинг тортишиш кучлари билан мувозанатлаштирилган тарозининг мувозанати турғун бўлмайди. Юклар озгина ортиқча бўлса пластинкалар орасидаги d масофа ортади ва натижада тортишиш кучи камаяди ҳамда мувозанат янада кўпроқ бузилади. Аксинча, агар қадоқ тошлар етарли бўлмаса, конденсатор пластинкалари яқинлашади, демак, улар орасидаги тортишиш кучи янада ортади. Бундай ноқулайликдан қутулиш учун шайинга M ва N иккита туткич ўрнатилган. Тортишиш кучи шайинни туткичларнинг биридан ажратадиган нағрузкага кўра аниқланади.

Юқорида тасвирланган япроқли электрометрларнинг сезгирлиги кам. Ҳар иккала япроққа бирдай катталиктаги ва бирдай ишорали заряд берилади; итаришиш кучи иккала япроқдаги зарядларнинг қўлайтмасига, яъни заряднинг квадрати Q^2 га пропорционалдир. Q заряд оз бўлганда Q^2 катталики ва, демак, итаришиш кучи ҳам жуда кичик бўлади. Лекин шу зарядни E электр майдонга жойлаштирилса, зарядга таъсир этувчи куч QE га пропорционал бўлади ва, демак, E ни етарлича катта қилиб олинса, Q кичик бўлганда ҳам бу куч етарлича катта бўлиши мумкин.



77-расм. Пластинкалари зарядланган электроскоп.

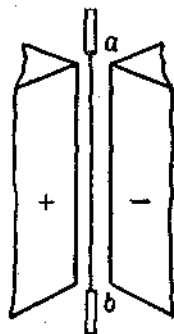
77-расмда тасвирланган электроскопда бу принципдан энг содда кўринишда фойдаланилган. bc енгил металл варақ $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси берилган иккита пластинка орасига осиб қўйилган. bc варақни зарядлаганда варақ оғади. Бу асбобнинг сезгирлиги одатдаги электроскопга нисбатан жуда юқори бўлиши билан бирга, бунда bc варақнинг оғиш йўналишига қараб вараққа берилган заряднинг ишорасини аниқлаш мумкин. Асбобнинг афзаллиги ана шунда.

Торли электрометр деб аталадиган ҳозирги замон лаборатория электрометрида худди шу принципдан фойдаланилган.

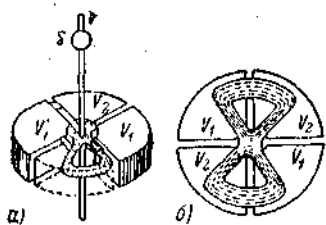
Жуда ингичка (диаметри 2 — 3 мм тартибда) платина сим металл призмалар (пичоқлар) орасида вертикал равишда тортиб қўйилган (78-расм). Призмалар изоляцияланган. Уларни бирор $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига зарядлаш мумкин. Платина сим текшириляётган электр манбаига уланади. Сим

зарядланганда ўзидаги заряднинг ишорасига боғлиқ равишда, иккала призмадан бирига қараб эгилади. Симнинг эгилишини ё микроскопда кузатиш, ёки фоторасмини олиш йўли билан ўлчаш мумкин. Торли электрометрнинг сезгирлиги 0,01 в га етади. Массаси кичик бўлгани туфайли ипнинг тез мувозанатга келиши бундай электрометрларнинг жуда муҳим хусусияти ҳисобланади. Бу хусусият вақт давомида тез ўзгарувчи зарядларни қайд қилишга ва ўлчашга имкон беради.

Ниҳоят, жуда кичик потенциаллар айирмасини ўлчайдиган яна бир электрометрни кўрсатиб ўтамиз. Бу электрометр *квадрант электрометр* дейилади. Цилиндр шаклидаги металл қутича (79- расмда бу қутичанинг ички қисми планда ва кесимда кўрсатилган) цилиндр радиуслари бўйлаб бир-биридан изоляция қилинган тўртта квадрантга қирқиб ажратилган. Қутичанинг ичида ингичка ипга 8-симон стрелка осиб қўйилган. Агар стрелканинг ўқини квадрантларни ажратувчи қирқимлардан бири бўйлаб жойлаштирсак ва барча квадрантларни ерга улаган ҳолда стрелкани бирор V_0 потенциалга зарядласак, стрелка симметрия туфайли



78- расм. Торли электрометр.



79- расм. Квадрант электрометр.

мувозанатда қолади. Квадрантларнинг аниқ симметрик жойлашишига эришиш қийин, шунинг учун улардан бири қўзғалувчан қилиб ясалади. Стрелкани зарядлагандан кейин, то мувозанатга эришилгунча қўзғалувчан квадрант сурилади. Шундан кейин қарама-қарши иккита квадрантга V_1 потенциал, бошқа иккитасига V_2 потенциал берилса, стрелка бурилади. Асбоб назариясининг кўрсатишича, стрелканинг бурилиши кенг чегараларда $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига пропорционалдир. Шундай қилиб, стрелканинг бурилишига қараб берилган потенциаллар айирмаси ўлчанади. Стрелканинг бурилиши стрелка осиб қўйилган ипга ўрнатилган S кўзгу ёрдамида оптик усул билан ўлчанади.

Квадрант электрометрнинг сезгирлиги жуда юқори бўлади: бундай электрометр ёрдамида 1 в потенциаллар айирмасини 0,001 в гача аниқлик билан ўлчаш мумкин. Квадрант электрометрнинг камчилиги шуки, унда стрелканинг тебраниш даври катта бўлади.

151- §. Жуда кичик зарядларни ўлчаш. Электрон заряди. Микроскопик томчиларда тўпланган жуда кичик зарядларни ўлчашнинг оддий усули бор. Бу усулнинг ғояси қуйидагичадир: $+q$ мусбат заряди бўлган микроскопик томчи ясси конденсаторнинг горизонтал жойлашган пластинкалари орасида турибди дейлик (80- расм).



Агар юқори пластинка манфий, пастки пластинка эса мусбат зарядланган бўлса, томчига юқорига йўналган

80- расм. Конденсатор пластинкалари орасидаги муаллақ турган томчи усулида зарядни ўлчаш.

$$f = Eq$$

электр кучи таъсир этади, бунда E — конденсатор пластинкалари орасидаги майдон кучланганлиги. Бу куч томчининг p оғирлик кучига қарама-қарши йўналишда таъсир қилади.

Бу кучлар абсолют қиймати жиҳатидан тенг бўлганда

$$Eq = p. \quad (1)$$

Бу ҳолда томчи конденсатор пластинкалари орасида муаллақ қолади.

E майдон кучланганлигини пластинкаларнинг $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси ва улар орасидаги d масофа орқали ифодаласак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

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

Бундан (1) тенгликка кўра, томчидаги q заряд қуйидагига тенг бўлади:

$$q = p \frac{d}{V_1 - V_2}. \quad (2)$$

Томчининг p оғирлигини, пластинкалар орасидаги d масофани ва томчини муаллақ тутиб туриш учун пластинкаларга берилиши зарур бўлган $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини билган ҳолда (2) формулага кўра q заряд қийматини аниқлаш мумкин.

Томчи моддасининг ρ зичлигини ва томчининг r радиусини билган ҳолда унинг ҳаводаги p оғирлигини аниқлаш мумкин:

$$p = \frac{4}{3} \pi (\rho - \rho') r^3 g, \quad (3)$$

бунда g — оғирлик кучининг тезланиши ва ρ' — томчи жойлашган муҳитнинг (ҳавонинг) зичлиги.

Томчи радиуси r ни электр майдон бўлмаганда томчининг оғирлик кучи таъсирида тушиш тезлиги орқали топилади.

Бундай тушишдаги v тезлик I томнинг 42- параграфиди баён қилинганидек, Стокс формуласи билан ифодаланади:

$$v = \frac{2}{9} \frac{\rho - \rho'}{\eta} \cdot g r^2, \quad (4)$$

бунда ρ' ва η — мос равишда томчи тушаётган муҳитнинг (мазкур ҳолда ҳавонинг) зичлиги ва ёпишқоқлиги. ρ , ρ' ва η ни билган ҳолда томчининг v тушиш тезлигини ўлчаб, (4) формулага кўра унинг r радиусини топамиз.

Бу усул жуда кичик зарядларни ўлчаш имконини беради. Ҳақиқатан ҳам, микроскопик томчининг радиуси $r = 10^{-4}$ см ва зичлиги $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ (ҳавонинг ρ' зичлигини назарга олмай-миз) бўлсин; бу ҳолда томчининг массаси $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho \cong 4 \cdot 10^{-12} \text{ г}$ бўлади. Пластинкалар орасидаги масофа $d = 2,5 \text{ см}$, потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2 = 3000 \text{ в}$ ёки 10 CGSE потенциал бирлиги деб олайлик. У ҳолда (2) формулага кўра:

$q = 4 \cdot 10^{-12} \cdot 981 \cdot \frac{2,5}{10} \text{ CGSE}$, бундан $q \cong 10^{-9} \text{ CGSE}$. Шундай қилиб, бу усулда 10^{-9} CGSE тартибдаги зарядни ўлчаш мумкин.

Милликэн бу усулдан электрон зарядини аниқ ўлчаш учун фойдаланди. Конденсатор пластинкалари орасига микроскопик ёғ томчилари пуркалганда, бу томчилар ҳавога ишқаланиб зарядланган. Томчилар ён томондан ёруғлик манбаи ёрдамида ёритилиб А микроскопда кузатилган (80- расм). Пластинкалар орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини танлаш билан баъзи бир томчиларнинг муаллақ туриб қолишига эришиш мумкин.

Шундан кейин конденсатор пластинкалари орасидаги ҳаво рентген нурлари билан ёритилган. Рентген нурлари ҳавони ионлаштиради, яъни унда зарядланган молекулаларни ва эркин электронларни ҳосил қилади. Бунда алоҳида томчи ион ёки электронни қўшиб олиб, тўсатдан ўз зарядини ўзгартиради; заряднинг ўзгариши томчи мувозанатининг бузилишига сабаб бўлади. Шундай қилиб, тажриба вақтида томчидаги зарядни ўлчашдан ташқари томчи зарядини ўзгартриш ҳам мумкин.

Милликэннинг ўлчашлари томчиларнинг q зарядлари барча ҳолларда бирор энг кичик e зарядга қаррали бўлишини кўрсатди:

$$q = ne,$$

бунда n — бутун сон. Бу ўлчашлар электр заряднинг узлуклилигини бевосита исбот қилди ва элементар заряд катталигини ўлчашга имкон берди. Бу элементар заряд элементар электр заррача — электрон зарядидан иборатдир.

Кейинги вақтларда Милликэн методи ҳамда баъзи бошқа методлар билан олиб борилган ўлчашларга кўра электрон заряди қуйидаги катталиқка тенг:

$$e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE} = 1,601 \cdot 10^{-19} \text{ К.}$$

Эркин электронлар билан қилинган тажрибалар уларнинг зарядлари манфий эканлигини ва тинч ҳолатдаги массалари

$$m_0 = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{ г}$$

эканини кўрсатди.

Алоҳида электроннинг заряди жуда кичик бўлгани сабабли жисмларни электрлаш устида ўтказиладиган одатдаги тажрибаларда жисмлар зарядлари узлуксиз ўзгараётгандек туюлади. Бу тажрибаларда ҳосил бўладиган чанг зарралари эса шу қадар кичикки, улардаги зарядлар атиги бир нечта электрон зарядига тенг; бунда зарядларнинг сакраш билан узлукли ўзгаришини бевосита кузатиш мумкин бўлиб қолади.

Электр кучларнинг нисбатан жуда катта эканлигини айтиб ўтиш муҳимдир: микроскопик томчининг таркибида жуда кўп сондаги атомлар борлигига қарамасдан, томчида атиги бир нечта ортиқча электрон бўлганда электр куч томчи оғирлик кучини мувозанатлаш учун етарли бўлади.

Электроннинг заряди ва массасини конкретроқ тасаввур қилиш учун қуйидаги ҳисоблашни бажарамиз: радиуси $r = 1 \text{ см}$ бўлган яхлит мис шарча 3000 в потенциалгача манфий зарядланади; бунинг учун шарчага берилиши керак бўлган электронлар сонини топайлик.

Шарчанинг заряди

$$Q = C \cdot V = 1 \cdot \frac{3000}{300} = 10 \text{ CGSE.}$$

Битта электроннинг заряди $e = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$. Бундан изланаётган электронлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$n = \frac{10}{4,8 \cdot 10^{-10}} \cong 2,1 \cdot 10^{10},$$

демак, шарчага $2,1 \cdot 10^{10}$ ортиқча электрон бериш зарур экан. Бу сон ўз-ўзича жуда катта бўлса-да, бироқ шарча таркибига кирувчи атомлар сонига нисбатан кичикдир. Ҳақиқатан ҳам, шарчанинг массаси

$$m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho = \frac{4}{3} \cdot 3,14 \cdot 8,9 \cdot 1^3 \text{ г} \cong 37 \text{ г},$$

яъни тақрибан $\frac{1}{2}$ моль мисга тенг; демак, шарчадаги мис атомларининг сони $\frac{6,02 \cdot 10^{23}}{2} \cong 3 \cdot 10^{23}$ бўлади. Бундан кўринишича, ор-

тиқча электронлар сони атомлар сонининг тақрибан $\frac{1}{1,5 \cdot 10^4}$ улушини ташкил этади.

Ниҳоят, шарчага берилган барча электронларнинг массаси жуда кичик эканлигини кўрсатиб ўтиш муҳимдир; бу масса $m_1 = m_0 = 2,1 \cdot 10^{10} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ г} \cong 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ г}$, яъни микроскопик чанг зарраси массасидан юз мингларча марта кичикдир. Бундан шу нарсга келиб чиқадики, электронларнинг массалари борлигига қарамай, амалда жисмларни электрлаганимизда уларнинг массалари сезиларли даражада ўзгармайди.

Электронларнинг заряди манфийдир. Ҳозирги вақтда *позитрон* деб аталувчи мусбат электронлар ҳам кашф этилганини кўрсатиб ўтган эдик. Уларнинг заряди абсолют қиймат жиҳатдан, чамаси электрон зарядига аниқ тенг, лекин ишораси мусбат; уларнинг массаси ҳам чамаси, электрон массасига аниқ тенг бўлса керак. Бироқ позитронлар атом ядролари ёки фотонларнинг ўзгариши билан боғлиқ бўлган процесслардагина пайдо бўлади ва эркин ҳолда жуда қисқа вақт яшайди (III томга қаранг). Шунинг учун жисмларнинг электр хоссалари, электр токининг пайдо бўлиши ва шунга ўхшаш ҳолларга тегишли мулоҳазаларда фақат электронлар ҳақида гапиришга тўғри келади.

Конденсатор пластинкалари орасида муаллақ турган томчи билан тажрибалар ўтказишда qE электр куч билан томчи p оғирлик кучининг тўла мувозанатлашишига эришиш қийин. Бироқ бунинг кераги ҳам йўқ.

Айтайлик, электр кучи бўлмаганда томчи фақат оғирлик кучи таъсирида ҳавода v_0 тезлик билан текис тушаётган бўлсин; Стокс қонунига мувофиқ бу тезлик p оғирлик кучига пропорционал бўлади. Паст томонга йўналишни мусбат деб оламиз. Томчини юқорига тортувчи электр майдон бўлганида томчига оғирлик кучи билан электр кучининг айирмасига тенг бўлган $p - qE$ куч таъсир қилади; бу куч таъсирида томчи v_1 тезлик билан текис ҳаракат қилади; бу тезлик $p - qE$ кучга пропорционал бўлгани учун қуйидаги нисбатни ёзиш мумкин:

$$\frac{v_0}{v_1} = \frac{p}{p - qE}$$

бундан томчининг зарядини топамиз:

$$q = \frac{p}{Ev_0} (v_0 - v_1). \quad (5)$$

Бу ифодага томчи оғирлигининг (3) ифодадаги қийматини қўйсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$q = \frac{4}{3} \pi \frac{(p - p') r^3 g}{Ev_0} (v_0 - v_1).$$

Томчининг радиусини Стокс формуласи (4) дан топамиз:

$$r = \sqrt{\frac{9\eta v_0}{2(p - p')g}}.$$

r нинг бу ифодасини q нинг ифодасига қўйсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$q = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{9}{2} \eta \right)^{3/2} \left[\frac{1}{g(\rho - \rho')} \right]^{1/2} \frac{(v_0 - v_1) v_0^{1/2}}{E} \quad (6)$$

Томчининг v_1 ва v_0 тушиш тезликлари шкалани микроскоп ва секундомер ёрдамида ўлчанади; (6) формулага кирувчи бошқа барча катталикларни ҳам бевосита ўлчаш мумкин. q шундай қилиб топилади.

Юқорида айтганимиздек ўлчашлар томчининг заряди e элементар зарядга пропорционал бўлишини кўрсатди. Милликэн тажрибасидан олинган III жадвални келтирамиз; бу жадвалда биринчи устунга томчи зарядларининг кузатишган қийматлари, иккинчи устунга эса 4,917 CGSE заряд бирлигига тенг зарядга қаррали бўлган катталиклар ёзилган.

III жадвал

Томчининг кузатишган зарядлари $\times 10^{10}$	4,917 га қаррали катталиклар
19,66	$4,917 \times 4 = 19,66$
24,60	$4,917 \times 5 = 24,59$
29,62	$4,917 \times 6 = 29,50$
34,47	$4,917 \times 7 = 34,42$
39,38	$4,917 \times 8 = 39,34$
44,42	$4,917 \times 9 = 44,25$

Жадвал томчидаги зарядлар бирор элементар зарядга қаррали эканлигини шубҳасиз кўрсатади. Бу жадвалдаги маълумотларга қўра, бундай элементар заряднинг катталиги $4,917 \cdot 10^{-10}$ CGSE деб олинishi керак. Бироқ кейинчалик Милликэн ўз тажрибасида фойдаланган бундай кичик томчилар учун Стокс қонунига тузатма киритиш зарурлигини кўрсатди. Жуда кўп ўлчашлар натижасида 1916 йили Милликэн электрон зарядининг қиймати $e = 4,774 \cdot 10^{-10}$ CGSE эканлигини топди.

Кейинчалик ҳаво ёпишқоқлиги η нинг Милликэн фойдаланган қийматига тузатма киритилди ва шундан кейин электрон зарядининг текstda келтирилган $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$ CGSE қиймати топилади.

152-§. Электростатик майдоннинг табиати. Бундан аввалги параграфларнинг мазмуни бизда шу нарсага ишонч ҳосил қиладики, зарядланган жисмни ўраб турган фазода қандайдир ўзгаришлар рўй беради ва бу ўзгаришларни, даставвал, бу фазога киритилган бошқа ҳар қандай зарядланган жисмга бўладиган таъсир орқали билиш мумкин экан. Биз зарядларга куч таъсир қилиши билан ошкор бўлувчи бу хусусиятни E кучланганлик вектори билан характерладик, зарядлар таъсир кўрсатадиган барча соҳани эса *электростатик майдон* деб атадик. Майдоннинг ҳар бир нуқтаси E векторнинг муайян қиймати билан характерланади. E нинг қийматлари тўпламини график равишда янада қулайроқ характерлаш учун кучланганлик чизиқлари тушунчасини киритдик. Ниҳоят, зарядларни электростатик майдонда кўчиришда бажарилган ишни характерлаш учун майдоннинг ҳар бир нуқтасида муайян қийматга эга бўлган ва, умуман айтганда, нуқтадан нуқтага ўзгариб турувчи V потенциал тушунчаси киритилди.

Электростатик майдон хусусиятларининг дастлаб юзакни характерда баён қилинганини ва тортишиш майдонининг математика-

тик назариясига ўхшаш келтириб чиқарилганини 123- § да айтиб ўтган эдик. Бунда электр кучлар ва бутун олам тортишиш кучлари бир онда узатилади ва бу кучлар оралик фазонинг иштирокисиз қандайдир „узоқдан туриб таъсир кўрсатиш“ дан иборатдир деб фараз қилинган эди.

Бундай нуқтаи назар идеалистик характерда бўлиб, XVIII асрдаёқ қатор олимлар, шу жумладан, М. В. Ломоносов ҳам бунга қарши чиққан эди. М. В. Ломоносов электр кучлар бутун фазони тўлдирувчи муҳит—эфир зарраларининг айланишидан вужудга келади деб ҳисоблар эди.

Электр майдоннинг роли ҳақидаги ғоялар XIX асрнинг биринчи ярмида М. Фарадей (1791—1867) томонидан аниққа кенг фойдаланилди. Электр ҳодисалар ҳақидаги таълимотнинг бундан кейинги тараққиёти электр майдоннинг мавжудлиги ҳақидаги ғоянинг тўғрилигини тасдиқлади ва „узоқдан туриб таъсир кўрсатиш“ гипотезасидан тамомила воз кечишга мажбур қилди. Ўзаро таъсир қилаётган зарядлар орасида электр майдон мавжуд бўлиб, унинг объектив хусусиятлари E майдон кучланганлиги ва V потенциал катталиклари билан аниқланади.

Бироқ, шу нарсани қайд қилиш керакки, электр майдон назариясини ривожлантирган физиклар ўша вақтда расм бўлган механистик дунёқарашга асосланганлар: улар электростатик ҳодисаларни уларнинг механик моделларини яшаш билан тушунтиришга интилардилар. Бу физиклар кучланганлик чизиқларига механик маъно бериб, уларни бирор эластик муҳитдаги кучланишлар деб қарардилар. Кучланганлик чизиқларини кўргазмали равишда бир заряддан иккинчисига таранг тортилган эластик иплар сифатида тасаввур қилардилар. Ипларнинг тарангланиши турли ишорали зарядланган жисмларнинг ўзаро тортишишини билдиради; ипларга нормал йўналишда бўладиган босим ипларнинг ўзаро итаришишга сабаб бўлади ва бир хил ишорали зарядланган жисмларнинг итаришишини изоҳлай оларди. Бу назария бизга маълум бўлган барча моддаларни кесиб ўтувчи ва бутун бўш фазони тўлдирувчи универсал эластик муҳит — *олам эфири* бор эканлигини тан олишни тақозо қиларди. Шу эфирда тўлқин процессининг тарқалиши ёруғлик ҳодисаларини изоҳлаш керак эди.

Бироқ механик эфир ҳақидаги бундай гипотеза ўтган аср охиридаги янги кашфиётлар олдида асоссиз бўлиб қолди. Кўп сонли фактлар электр процессларнинг соф механик ҳодисаларга келтириб бўлмайдиган алоҳида табиати борлигини кўрсатди. Электр процессларни механик изоҳлаш имкониятидан воз кечиш бу процессларни материалистик изоҳлашдан бирор даражада воз кечиш эмас. В. И. Ленин механик назарияларни электромагнит назариялар билан алмаштиришни материализмдан

воз кечиш деб тушунган ҳозирги аср бошидаги физик-идеалистларни танқид қилиб шундай деб ёзган эди: „... механик ҳаракат қонуналарининг табиат ҳодисаларидан фақат бир соҳага оидлиги ва табиат ҳодисаларининг янада чуқурроқ бўлган электромагнит ҳодисалари қонунарига бўйсунishi ва шу кабилар нақадар ғайри-оддий бўлиб кўринса-да, буларнинг ҳаммаси диалектик материализмнинг тўғрилигини яна бир марта тасдиқлайди“¹ ва сўнгра: „Бу, албатта, бошдан-оёқ сафсатадан иборат, гўё материализм, онгнинг реаллиги „кам“ деб даъво қилган эмиш ёки *ҳаракат қилувчи материядан* иборат бўлган олам электромагнит бир манзара, ёинки беқийёс даражада энг мураккаб бўлган бошқа бир манзара эмас, албатта, „механик“ манзара деб даъво қилган эмиш“².

Электростатик майдоннинг реаллигини исботловчи фактлар қаторига қуйидагилар киради. Электростатик майдон бирор ҳажм зичлигида тақсимланган муайян энергия қиймати билан характерланишини кўрган эдик (138- §). Кейинчалик майдоннинг чекли тезлик билан тарқалиши аниқланди. Электромагнит индукция соҳасида Фарадей қилган тажрибалар (221- §) электр ва магнит ҳодисаларнинг бир-бирига чамбарчас боғланишини кўрсатди. Ўтган асрнинг 60- йилларида Максвелл электромагнит ҳодисаларнинг умумий назариясини ривожлантирди ва электростатик майдон табиати жиҳатидан умумийроқ бўлган *электромагнит майдоннинг* хусусий ҳоли эканлигини кўрсатди. Бу назария электр ва магнит ҳодисаларнинг жуда кенг доирасини ўз ичига олди: электромагнит тўлқинларнинг кашф этилишига сабаб бўлди ва ёруғликнинг электромагнит табиатини аниқлаб берди. Шундай қилиб, электр, магнит ва оптик ҳодисаларнинг электромагнит майдон ҳақидаги тасаввурга асосланган ягона назарияси вужудга келди.

Максвелл назарияси олам эфيري назариясини тасдиқлагандай бўлиб кўринди. Максвеллнинг кейинчалик Лоренц ривожлантирган назариясига кўра қаттиқ, суюқ ва газсимон жисмларни ташкил қилган атомлар эфирга ботган ҳолда бўладилар. Ҳар бир атом мусбат ядро ва электронлардан ташкил топган мураккаб электр системадан иборат. Шундай қилиб, фақат эфир ва электр зарядлар — мусбат (атом ядролари) ҳамда манфий (электронлар) зарядларгина бор деб ҳисобланар эди. „Буш“ фазо фақат эфир билан тўлгандир. Фазонинг бирор жисм жойлашган қисмидаги эфирга шу жисмнинг атомлари таркибига кирувчи зарядлар сочилган бўлади. Бу зарядлар эфирда ўз-

¹ В. И. Ленин, Материализм ва эмпириокритицизм, Асарлар, 14- т., Ўздавнашр, 1951 й., 290- бет.

² Уша асар, 312- бет.

гаришларга сабаб бўлади ва биз бу ўзгаришларни электромагнит майдон сифатида қабул қиламиз.

Лоренц назариясида эфирни хоссалари бизга маълум бўлган механик эластик жисмлар хоссаларидан фарқ қилувчи кўзгалмас материал муҳит сифатида қаралади. Эфир хоссалари Максвелл тенгламалари билан ифодаланади. Бу тенгламалар электромагнит ҳодисалар соҳасига тааллуқли кўп тажриба фактларини умумлаштиришдан келиб чиқади, Максвелл — Лоренц назариясида механикага нисбатан қандайдир бир янгилик бор эди: у электромагнит майдон табиатининг механик бўлмаган изоҳини берарди. Ёруғликнинг эски назарияларининг механик эфери ўрнига электромагнит эфир кириб келди.

Бироқ эфир шундай туташ муҳитки, у ҳар қандай механик туташ муҳит каби ҳисоблаш системаси бўла олади деб ҳисобланарди (1 т., 4- § да айтилганларга солиштиринг). Жисмларнинг, масалан, ер шарининг эфирга нисбатан ҳаракати ҳақида гапириш мумкин эди. Майкельсон тажрибалари (III томга қаранг), Трутон ва Нобль тажрибалари ва бир қатор бошқа тажрибалар (216- § га қаранг) ёрдамида Ернинг эфирга нисбатан ҳаракатини аниқлаш учун қилинган уринишлар салбий натижаларга олиб келди. Нисбийлик назарияси бу тажриба натижаларини умумлаштирди ва эфирга нисбатан ҳеч қандай абсолют ҳаракатнинг йўқ эканлигини кўрсатди. Бунинг натижасида эфир билан туташ механик муҳитлар орасидаги юқорида айтилган ўхшашлик йўққа чиқди. Шу сабабли, эфир тушунчаси ҳаракатни нисбатан аниқлаш мумкин бўлган муҳит тушунчаси билан тарихий қаттиқ боғланган бўлгани учун ҳозирги замон назарий физикаси „муҳит-эфир“ тасаввуридан мутлақ фойдаланмай қўйди. Энди биз электромагнит майдон материалнинг алоҳида кўринишидир, деб гапираемиз. Электромагнит майдоннинг хоссалари бизга маълум бўлган муҳитларнинг хоссаларидан фарқ қилади, бундан ташқари электромагнит майдоннинг sanoқ бошланадиган система бўла олмаслиги унинг ўзига хос хусусиятидир.

ВЕШИНЧИ ҚИСМ

ЎЗГАРМАС ТОК

XVI БОБ

ЎЗГАРМАС ТОКНИНГ АСОСИЙ ҚОНУНЛАРИ

153- §. Ўзгармас ток. Ом қонуни. Зарядли зарраларнинг кўчиши электр токини вужудга келтиради. Бу ҳодисада заряд ташувчилар турлича бўлиши мумкин. Баъзи ҳолларда, масалан, электролитик ўтказувчанликда ёки сийракланган газларда вужудга келаётган мусбат нурлар бўлганда зарядланган атомлар ёки молекулалар (ионлар) заряд ташувчилар бўлади. Бошқа ҳолларда токни электронларнинг ҳаракати вужудга келтиради (металлардаги ёки катод нурларидаги ток). Бироқ барча ҳолларда ток вужудга келиши билан биргаликда баъзи умумий ҳодисалар рўй беради, масалан, магнит майдони ҳосил бўлади.

Электр токи ҳодисаси зарядли зарраларнинг оддий механик ҳаракатидангина иборат деб ўйламаслик керак. Биринчидан, ҳаракатланаётган зарядли зарралар билан боғлиқ бўлган электр ва магнит майдонларнинг 152- § да айтилганидек, алоҳида, механик бўлмаган табиатга эга. Иккинчидан, элементар зарралар ҳаракатининг ўзи ҳам, макроскопик жисмларнинг механик ҳаракати қонуналаридан бошқароқ қонуналарга бўйсунди (163- §). Бироқ ток билан боғлиқ бўлган бир қатор масалаларда зарядларнинг механик кўчишлари ҳақидаги тасаввурдан фойдаланиш мумкин ва бундай тасаввурлар асосида қилинган ҳисоблар кўп ҳолларда тажрибага яхши мос келувчи натижалар беради. Бошқа ҳолларда эса бундай (классик) тасаввурлар яроқсиз бўлади ва ҳодисаларни мураккаброқ (квант-механик) тасаввурлар асосида анализ қилишга тўғри келади.

Электр токи *ток кучи* деб аталувчи катталиқ билан характерланади. *Бирор юзадан ўтувчи I ток кучи шу юздан вақт бирлигида ўтувчи электр миқдори билан ўлчанадиган*

физик катталиқдир. Агар Δt вақтда юзадан ΔQ электр миқдори ўтган бўлса, I ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (1)$$

Бирор юзадан ўтаётган I ток кучи вақт ўтиши билан ўзгармас, бундай токни *ўзгармас ток* дейилади.

CGSE системада ток кучи бирлиги учун маълум юзадан 1 секундда бир *CGSE* бирлик электр миқдори ўтгандаги ток кучи олинади. Бу бирлик кичик бўлгани сабабли *практик системада ток кучи бирлиги учун бирор юзадан 1 секундда бир кулон электр миқдори ўтгандаги ток кучи олинади; ток кучининг бу бирлиги ампер дейилади.* Халқаро бирликлар системасидаги тўртта асосий бирликнинг бири бўлмиш ампернинг таърифи 196- § да берилади.

Ток кучининг ампер ва электростатик бирлиги орасидаги боғланиш қуйидаги шарҳдан аниқланади:

$$1 \text{ ампер} = \frac{1 \text{ кулон}}{1 \text{ сек}} \cong \frac{3 \cdot 10^9 \text{ CGSE эл.миқдори бирлиги}}{1 \text{ сек}} \cong \\ \cong 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE ток кучи бирлиги.}$$

Ток кучи I нинг ўлчамлигини (1) муносабатдан ҳосил қиламиз:

$$[I] = \frac{[Q]}{[t]} = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}. \quad (2)$$

Дастлаб биринчи жинс ўтказгичлар — металллардаги ток ҳодисасини кўрайлик. Ўтказгичларда турли потенциалли соҳалар бўлган ҳоллардагина ток вужудга келади. Бу ҳолда вужудга келган токнинг оқиши ўтказгич қисмларидаги потенциаллар тенглашгунча давом этади. Агар ўтказгич бирор қисми учларидаги потенциаллар айирмасини доимий сақлаб турилса, бу қисмда ўзгармас ток ўтади.

Тажрибанинг кўрсатишича, бир жинсли ўтказгичнинг бир қисми бўйлаб оқувчи I ток кучи *Ом қонунини* қаноатлантиради:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}. \quad (3)$$

Бунда $V_1 - V_2$ ўтказгичнинг бир қисми учларидаги потенциаллар айирмаси, R ўтказгичнинг шу қисмини характерловчи катталиқ, бу катталиқ ўтказгичнинг *қаршилиги* деб аталади. Шундай қилиб, Ом қонуни ток кучи ўтказгичнинг бир қисми учларидаги потенциаллар айирмасига тўғри пропорционал ва ўтказгичнинг шу қисми қаршилигига тесқари пропорционал эканлигини кўрсатади.

Ом қонуни Омнинг 1826 йилда ўтказган ўлчашлари асосида топилган эди. Ом гальваник элемент бераётган ток кучининг вақт ўтиши билан ўзгаришини сезгач (электродларнинг қутбланиш ҳодисасини қаранг; 179- §), электр юритувчи куч манбаи сифатида термопарадан фойдаланди (172- § га қаранг). Ом термопаранинг бир пайвандини муз билан ўради, иккинчисини эса қайнаётган сувга солиб етарлича доимий потенциаллар айирмаси манбаини ҳосил қилди. Ом ток кучини ўлчаш учун токнинг магнит стрелкасига таъсиридан фойдаланди. Ом ўзининг бир йил кейин эълон қилган мақоласида бу қонунни назарий равишда чиқарди, бунда у электр токни найдаги суюқлик оқимиға таққослади. Бироқ шуни қайд қилиш керакки, бундай таққослаш суюқликнинг фақат ламинар (I томға қаранг) оқими учунгина тўғридир, турбулент оқим учун бу тўғри бўлмайди.

Кейинчалик Ом қонуни жуда кўп авторлар томонидан текширилди ва унинг ғоят аниқ бажарилиши аниқланди. Токнинг 1 см^2 га бир неча миллион ампер бўлган жуда катта зичликларидангина Ом қонунидан 1% га яқин четланишлар топилди.

Ом тажрибаларида ҳам, бошқа текширишларда ҳам ток кучини ўлчашда токнинг магнит таъсиридан фойдаланилди. Қатъий қилиб айтганда, даставвал ток магнит таъсири вақт бирлигида оқиб ўтувчи ΔQ электр миқдори орқали (I) тенгдликка мувофиқ аниқланувчи ток кучига пропорционал эканлигини исбот қилиш керак. (I) таърифга мувофиқ, дастлаб муайян потенциаллар айирмасигача зарядланган бирор сифимли конденсаторни разрядланишга мажбур қилиш йўли билан ток кучини абсолют ўлчовда ўлчаш мумкин. Потенциаллар айирмасини ўлчаш содда геометрик шаклдаги конденсатор сифимини эса ҳисоблаш мумкин. Конденсатор разрядланишида ўзгармас ток ҳосил қилиш мумкин бўлмагани сабабли амалда бундай ўлчашлар жуда қийин.

Шунинг учун ток кучи ҳозирги вақтда ҳам Ом ишларидаги каби, токнинг магнит таъсирига кўра, айнан иккита чексиз узун параллел ўтказгичлардан маълум кучда ток оқаётганда улар орасидаги ўзаро таъсир кучига қараб аниқланади (196- § га қаранг).

154- §. Ўтказгичларнинг қаршилиги. Ўтказгич қисмининг қаршилиги ўтказгич материалига, унинг ўлчамлари ва шаклига боғлиқдир.

S кўндаланг кесими доимий бўлган l узунликдаги ўтказгич қисмининг қаршилиги қуйидагига тенг бўлади:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (1)$$

бунда ρ ўтказгич материалигагина боғлиқ бўлган катталиқ; бу катталиқ материалнинг *солиштирма қаршилиги* дейилади. Шундай қилиб ўтказгич қисмининг қаршилиги унинг l узунлигига тўғри пропорционал ва S кесим юзига тескари пропорционалдир.

(1) формуладан ρ солиштира қаршилиқ

$$\rho = R \frac{S}{l}, \quad (1a)$$

буида ρ солиштира қаршилиқ сон жиҳатдан узунлиги бирлик узунликка ва қўндаланг кесим юзи бирлик юзага тенг бўлган ўтказгич қаршилигига тенг бўлади.

CGSE системада қаршилиқ бирлиги учун шундай қаршилиқ олинадики, буида ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси бир CGSE бирликка тенг бўлганда ундан бир CGSE бирлик ток кучи оқади. Бу бирлик амалий ҳолларда ишлатиш учун жуда катта. Шунинг учун қаршилиқнинг амалий бирлиги қилиб учларидаги потенциаллар айирмаси бир вольт бўлганда бир ампер ток ўтадиган ўтказгичнинг қаршилиги қабул қилинган. Бу бирлик ом дейилади.

Қаршилиқнинг ом ва CGSE бирлиги орасидаги боғланишни Ом қонуидан келиб чиқувчи муносабатлар ёрдамида топаииз:

$$\begin{aligned} 1 \text{ Ом} &= \frac{1 \text{ вольт}}{1 \text{ ампер}} = \frac{\frac{1}{300} \text{ CGSE потенц. бирлиги}}{3 \cdot 10^9 \text{ CGSE ток кучи бирлиги}} = \\ &= \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ CGSE қаршилиқ бирлиги.} \end{aligned}$$

Миллион ом мегаом дейилади.

Қаршилиқ ўлчамлигини қўидаги тенгликка асосан ҳосил қилинади:

$$[R] = \frac{[V]}{[I]} = T L^{-1}.$$

Амалий системада ρ солиштира қаршилиқни (1a) формула асосида аниқланадиган бирликларда ўлчаш қабул қилинган, буида R қаршилиқ омларда, S қўндаланг кесим юзи квадрат сантиметрларда, l узунлик эса сантиметрларда ифодаланади; солиштира қаршилиқнинг ҳосил бўладиган бирлиги ом-сантиметр (қисқача ом-см) дейилади.

Шундай қилиб, солиштира қаршилиқнинг бирлиги қилиб шундай материалнинг солиштира қаршилиги олинадики, бу материалдан қиррасининг узунлиги 1 см қилиб ясалган кубнинг қаршилиги ток унинг бир ёғидан қарама-қарши ёғига ўтганда 1 ом бўлади.

Ўтказгичлар қаршилигини (1a) формуладан фойдаланиб техник ҳисоблашларда кўпинча S қўндаланг кесим юзини квадрат миллиметрларда, ўтказгичнинг l узунлигини эса метрларда ўлчанади. Шунга мувофиқ, солиштира қаршилиқ бирлиги учун шундай материалнинг солиштира қаршилиги олинадики, бу

материалдан узунлиги 1 м ва қўндаланг кесим юзи 1 мм² қилиб тайёрланган симнинг қаршилиги 1 ом бўлади.

Солиштира қаршилиқнинг бу техник бирлиги билан ом·см орасида қуйидаги боғланиш бор.

$$\text{Солиштира қаршилиқнинг 1 техник бирлиги} = 1 \text{ ом} \frac{0,01 \text{ см}^2}{100 \text{ см}} = 10^{-4} \text{ ом} \cdot \text{см}.$$

Қўпинча ρ солиштира қаршилиқдан ташқари *солиштира ўтказувчанлик* ёки *электр ўтказувчанлик* деб аталувчи (IV жадвалга қаранг)

$$\sigma = \frac{1}{\rho}$$

тескари катталиқдан фойдаланилади.

ρ солиштира қаршилиқ ўтказгич температурасига боғлиқ бўлади. Одатдаги температураларда деярли барча металлларнинг солиштира қаршилиги температура ўзгариши билан *чи*зиқли ўзгаради:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t), \quad (2)$$

бунда t — Цельсий шкаласида ҳисобланган температура, ρ_0 — 0°С даги солиштира қаршилиқ, α — доимий коэффициент.

IV жадвал

Баъзи ўтказгичларнинг 0°С даги солиштира қаршилиги ва электр ўтказувчанлиги

Ўтказгич	$\rho \cdot 10^9 \frac{\text{ом} \cdot \text{см}}{\text{ҳисобида}}$	$\sigma \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{ом} \cdot \text{см}}$
Алюминий	2,53	39,5
Графит	39,2	2,55
Тоza темир	8,69	11,48
Тоza мис	1,55	64,5
Синьоб	94,3	1,06

Қўпгина металллар учун α сон қиймат жиҳатдан 0,00367 га, яъни $\frac{1}{273}$ га яқин, шунинг учун (2) муносабатни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\rho = \alpha \rho_0 T, \quad (2a)$$

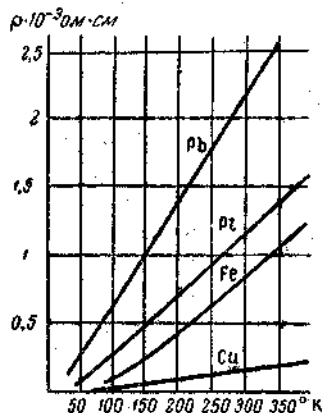
бунда T — абсолют шкалада ҳисобланган температура. Бироқ бу муносабат тақрибий характерда бўлиб, у юқори температураларда ҳам, жуда паст температураларда ҳам бажарилмайди. Юқори температураларда α коэффициент ўса боради.

Бундан ташқари, металллар эриганда уларнинг қаршилиги ошади. Паст температураларда α камайди. 81- расмда Cu, Fe, Pt ва Pb учун ρ нинг T га боғланиши берилган.

1—7° K тартибдаги жуда паст температураларда баъзи металллар ва қотишмаларнинг қаршилиги кескин камайиб кетади ва деярли йўқ даражада кичик бўлиб қолади (82- расм). Биринчи марта голланд физиги Каммерлинг-Оннес томонидан 1911 йили очилган бу ҳодиса ўта ўтказувчанлик дейилади.

Ўта ўтказувчанликда қаршилиқ амалда нолга тенг бўлади. Ҳозирги вақтда бир қатор соф элементлар (Al, Ti, Zn, Tc, Cd, Sn, Hg, Tl, Pb, Bi, U ва бошқалар) ва бу элементларнинг ўзаро ва бошқа элементлар билан ҳосил қилган химиявий қотишмаларининг кўпи ўта ўтказувчан эканлиги аниқланган. Қотишмаларда ўта ўтказувчанлик унинг ташкил этувчи компонентлардан бири соф ҳолатда ўта ўтказувчан бўлмаган ҳолда ҳам кузатилиши мумкин. Химиявий бирикмалар уларни ташкил этувчи компонентлардан бирортаси ҳам ўта ўтказувчан бўлмаган ҳолларда ҳам ўта ўтказувчанлик хоссасига эга бўлиши мумкин. Модда ўта ўтказувчан ҳолатга ўтадиган критик температура T_k кўп ҳолларда юқорида айтилганидек, 1—7°K интервалда ётади. Бироқ T_k нинг бундан юқорироқ ва пастроқ қийматлари ҳам учрайди. Ҳозирга қадар текширилган соф элементлардан критик температураси энг паст ($T_k = 0,35^\circ\text{K}$) бўлгани гафний (Hf) ва энг юқори ($T_k = 11,7^\circ\text{K}$) бўлгани технецийдир (Tc); Nb_3Sn бирикма учун $T_k = 18^\circ\text{K}$. Бир элементнинг турли изотоплари учун критик температура T_k турли қийматга эга. Восим ортганда критик температура T_k ўзгаради; бироқ бу ўзгариш жуда заифдир (тахминан 10^{-5} град/атм), бунда баъзи моддаларда босим ортиши билан T_k ортса, баъзиларида камайди.

Модда ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиши билан унинг қатор хоссалари ҳам ўзгаради — унинг иссиқлик сиғими сакраб ўзгаради ва (магнит майдони бўлганда ҳам) иссиқлик ё ютилади, ёки ажралиб чиқади. Ўта ўтказгичларнинг магнит хоссалари айниқса ўзига хосдир. Ўта ўтказувчан ҳолатдаги модда (ичида магнит индукцияси $B = 0$) „идеал“ диамагнетикдан иборатдир. Ўта ўтказгичнинг магнитланиш коэффиценти (202- §)

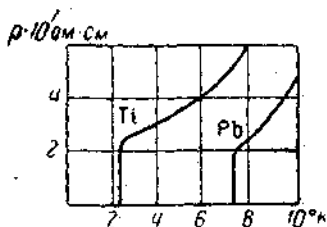


81- расм. Металлар солиштирма қаршилигининг T абсолют температурага боғланиши.

$\chi = -\frac{1}{4\pi}$. Ҳта ўтказувчан жисмда магнит индукциясининг нолга тенглигини сиртқи қатламда ўз магнит майдони билан ташқи магнит майдонини компенсациялайдиган тоқларнинг юзага келиши билан тушунтириш мумкин. Ҳта ўтказувчан жисмнинг жуда юққа (10^{-5} см таркибидаги) сиртқи қатламида $B \neq 0$. Ташқи кучли магнит майдони Ҳта ўтказувчанлик ҳолатини бузиб юборади. Бундай бузилиш, шунингдек, Ҳта ўтказгич жисмда оқаетган электр тоқининг магнит майдони ҳисобига ҳам юз бериши мумкин.

Ҳта ўтказувчанлик ҳодисаси кейинги вақтларда совет физиклари Л. Д. Ландау, А. И. Шальников ва бошқалар томонидан назарий ва экспериментал жиҳатдан жуда батафсил ўрганилди. Шальников шу нарсани аниқладики, ўтказгичнинг Ҳта ўтказувчан ҳолатдан одатдаги ҳолатга ўтишида одатдаги қатламлар билан навбатлашиб жойлашувчи алоҳида Ҳта ўтказувчан қатламлар ҳосил бўлар экан.

Жуда кўп назарий ишлар бажарилганига қарамасдан сўнги вақтларга қадар Ҳта ўтказувчанликнинг тўла назариясини яратиш мумкин бўлмай келди. Фақат 1956 йилда америка физиги Купер Ҳта ўтказувчанлик ҳолатига ўтишда спин моментлари (202- §) параллел жойлашган электронлар жуфтларининг ҳосил бўлиши асосий роль



82-расм. Ҳта ўтказувчанлик ҳолатга ўтишда солиштирма қаршилиқнинг нолгача камайиши.

ўйнашини кўрсатишга муваффақ бўлди. Шундан кейингина асосан Ҳта ўтказувчанликни ва у билан бирга юзага чиқадиган ҳодисаларни тушунтириш имконияти туғилди. Ҳта ўтказувчанлик ҳолатида модда ичидаги электронлар гўё Ҳта оқувчан бўлиб қолади. Ҳта ўтказувчанликнинг тўла-тўқис назариясини совет олими Н. Н. Боголюбов ва унинг ходимлари юқорида келтирилган мулоҳазаларга асосланган ҳолда ривожлантирди.

Жуда яхши ўтказгич ($\sigma = 10^4 - 10^6$ ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ тартибида) бўлган металллар билан бир қаторда ўтказувчанлиги ғоят кичик ($\sigma = 10 - 10^{-10}$ ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ тартибида) бўлган жисмлар, масалан, селен, мис (I)-оксид (Cu_2O), кўпчилик минераллар, Менделеев жадвалининг тўртинчи, бешинчи ва олтинчи группасидаги металлмас элементлар, кислород ва олтингугуртли неорганик бирикмалар, металлларнинг баъзи қотишмалари, баъзи органик бўёқлар ва бошқалар ҳам бўлади. Бу жисмларни *ярим ўтказгичлар* дейилади (171- § га қаранг).

Баъзи ярим ўтказгичларнинг металлларга тегиб турган жойида алоҳида ҳодисалар юз беради — токни фақат бир йўналишдагина ўтказа оладиган *беркитувчи қатлам* ҳосил бўлади. Масалан, мис (I)-оксид бўлганда электр ток металлдан мис (I)-оксиди томонга ўтаётганида тескари йўналишда ўтганига қараганда мингларча марта катта бўлади (237- § га қarang).

155- §. Ток зичлиги вектори. Ток кучи $I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ скаляр катталиқдир: бу катталиқ фақат берилган юзадан вақт бирлигида ўтаётган заряд катталиги билангина аниқланади ва заряд ташувчи зарраларнинг қайси йўналишда ва юзага қандай бурчак ҳосил қилиб ҳаракатланаётганига боғлиқ бўлмайди. Равшанки, электр токни бундай характерлаш тўлиқ бўлмайди; кўп ҳолларда зарядли зарраларнинг ҳаракат йўналишини билиш керак бўлади. Зарядларнинг ҳаракат йўналишини ҳисобга олиш учун *ток зичлиги вектори* тушунчаси киритилади.

Ток мусбат зарядли зарраларнинг ҳаракатидан ҳам, манфий зарядли зарраларнинг ҳаракатидан ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Тажрибанинг кўрсатишича, турли ишорали зарраларнинг қарама-қарши йўналишда ҳаракатланишидан ҳосил бўлган тоқлар барча жиҳатдан эквивалент бўлади. Шунинг учун қандайдир бир ишорали, масалан, мусбат ишорали зарраларнинг ҳаракатини кўриб чиқиш билан кифояланишимиз мумкин. Бунда манфий зарралар ҳаракатини мусбат зарраларнинг қарама-қарши йўналишдаги ҳаракати билан шартли равишда алмаштириш мумкин.

Дастлаб мусбат зарядли зарраларнинг бир жинсли оқимини, яъни барча зарралар бир йўналишда бирдай тезлик билан ҳаракатланаётган оқимни кўриб чиқайлик, бунда бу зарралар фазода бирдай зичликда тақсимланган бўлсин. Бу зарядлар ҳаракатланаётган ўтказгич ичида зарядлар ҳаракати йўналишига тик жойлашган ΔS_0 юзани фикран ажратамиз. *Ток зичлиги вектори* i деб йўналиш жиҳатдан мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши билан бир хил ва сон жиҳатдан

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S_0} \quad (1)$$

катталиқка тенг бўлган векторни қабул қиламиз, бунда ΔQ катталиқ ΔS_0 юзадан Δt вақтда ўтган заряд. Шундай қилиб, *ток зичлиги вектори* сон жиҳатдан зарядларнинг ҳаракат йўналишига нормал жойлашган бирлик юзадан вақт бирлигида ўтган зарядга тенгдир. Ток зичлиги вектори мусбат зарядларнинг ҳаракат тезлиги бўйлаб йўналгандир.

Агар ΔS юза ихтиёрий жойлашган бўлса, бу юзанинг зарядлар ҳаракати йўналишига тик бўлган текисликка проекциясини олиш керак, у ҳолда:

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S \cos \alpha}, \quad (2)$$

бунда α — мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши билан ΔS юзага ўтказилган нормаль орасидаги бурчак.

Зарядли зарралар оқими бир жинслимас бўлганда ΔS юза ва Δt вақт оралиғини шу қадар кичик қилиб олаемизки, бу оралиқлар чегарасида оқимни бир жинсли дейиш мумкин бўлсин. У ҳолда ўтказгичнинг бирор жойида вақтнинг айлани пайтдаги ток зичлиги векторининг сон қиймати қуйидаги муносабат билан аниқланади:

$$i = \lim_{\substack{\Delta S \rightarrow 0 \\ \Delta t \rightarrow 0}} \frac{\Delta Q}{\Delta t \cdot \Delta S \cos \alpha}. \quad (2a)$$

Кичик ΔS юзадан оқиб ўтаётган кичик токни ΔI билан белгиласак, қуйидаги келиб чиқади:

$$\Delta I = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t}.$$

Шундан сўнг (2a) тенгликдан

$$i \cos \alpha = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S},$$

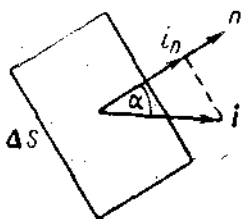
ифода ҳосил бўлади.

$i \cos \alpha$ катталиқ ток зичлиги вектори i нинг ΔS юзага ўтказилган нормалга проекциясидир (83- расм), бундан

$$i_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S}, \quad (3)$$

яъни ток зичлиги векторининг нормал ташкил этувчиси сон жиҳатдан бирлик юзадан оқиб ўтаётган ток катталигига тенг бўлади.

Ток зичлиги тушунчаси Ом қонунини 129- бетда келтирилганидан бошқача ифодалашга имкон беради. Юқорида айтганимиздек, шартли равишда токни мусбат зарядларнинг ҳаракати вужудга келтиради деб ҳисоблаймиз (ҳақиқатда ўтказгичда ток электронлар ҳаракатидан вужудга келади). Эркин зарядлар ўтказгичда электр майдон кучлари йўналишида ҳаракат қиладилар. Бинобарин, i ток зичлиги вектори потенциалнинг тушиш томонига, яъни E кучланганлик вектори йўналган томонга йўналган.



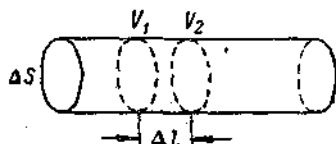
83- расм. Ток зичлигининг i_n нормал ташкил этувчисини аниқлашга доир.

ΔI ток оқаётган цилиндрик ўтказгич олайлик. Бу ўтказгичда зарядлар ўтказгичнинг ΔS нормал кесимларига тик ҳаракатланаётган бўлсин (84-расм). Ўтказгичнинг бир-биридан Δl масофада турган иккита кесимини кўрайлик. Бу кесимлар потенциалларининг айирмаси $V_1 - V_2 = -\Delta V$ бўлсин. Ўтказгич шу қисмининг қаршилиги $R = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta S}$, бунда σ ўтказгич материалнинг солиштирама ўтказувчанлиги. Ўтказгичнинг кўриладиган қисмига Ом қонунини татбиқ қилиб қуйидагини топамиз:

$$\Delta I = \frac{V_1 - V_2}{R} = -\sigma \frac{\Delta V}{\Delta l} \Delta S,$$

бундан

$$\frac{\Delta I}{\Delta S} = -\sigma \frac{\Delta V}{\Delta l}, \quad (4)$$



84-расм. Ток зичлиги ифодасини чиқаришга доир.

лекин $\frac{\Delta I}{\Delta S}$ катталиқ ток зичлиги i га, узунлик бирлигидаги потенциал тушишини ифодаловчи $-\frac{\Delta V}{\Delta l}$ катталиқ эса ўтказгич ичидаги E майдон кучланганлигига тенгдир. Энди (4) тенглик қуйидаги кўринишни олади:

$$i = \sigma E.$$

i ток зичлиги векторининг E майдон кучланганлиги вектори каби йўналганини айтиб ўтган эдик, шунинг учун кейинги тенгликни вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E}. \quad (5)$$

Бу муносабат ток зичлиги учун Ом қонунини ифодалайди. У i ток зичлигининг электр майдон кучланганлиги E га пропорционал ва кучланганлик йўналган томонга йўналган эканлигини кўрсатади. Ток ўтаётган ўтказгичдаги майдон кучланганлик нолга тенг бўлмайди. Аксинча, ўтказгич ичида $E=0$ бўлса, ўтказгичда ток бўлмайди: $E=0$ бўлганда ҳодиса электростатик ҳодиса бўлади.

156-§. Зарядларнинг сақланиши. Стационар тоқларнинг берклиги. Ўтган параграфда биз кичик ΔS юзадан оқиб ўтувчи ΔI ток кучини 155-§ даги [(3) формула] ток зичлиги билан боғловчи ифодани чиқардик:

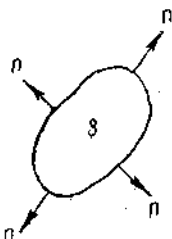
$$i_n = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta I}{\Delta S}.$$

Бундан кичик ΔS юзадан оқиб ўтувчи ΔI ток кучини қуйидагича ёзиш мумкинлигини топамиз:

$$\Delta I = i_n \Delta S. \quad (1)$$

Ток чекли S юзадан оқиб ўтаётган бўлса, бу юзани ΔS элементар юзачаларга бўламиз. У ҳолда бутун S юзадан оқиб ўтувчи I ток кучи ΔI ток кучларининг йиғиндиси билан ифодаланади:

$$I = \sum i_n \Delta S. \quad (2)$$



85-расм. S берк сиртга ўтказилган ташқи нормаллар.

Шундай қилиб, ток кучи ток зичлиги вектори оқимидан иборатдир.

Ўтказгичда бирор ҳажмни ўз ичига олган фикран ажратилган берк сиртдан оқиб ўтувчи I ток кучини топайлик. Бу ҳажмга нисбатан ташқи бўлган нормалларни мусбат деб оламиз (85-расм). Бунда α бурчакларнинг қийматлари $\pi/2$ дан кичик ёки катта бўлиши ва (1) формулага кўра ΔI элементар тоқлар мусбат ва манфий қийматлар олиши мумкин.

ΔI элементар токнинг мусбат қиймати S сирт билан чегараланган ҳажмдан ΔS юза орқали мусбат зарядлар олиб чиқишини билдиради. ΔI элементар токнинг манфий қиймати эса ўша ҳажм ичига ΔS юза орқали мусбат зарядлар олиб кирилишини билдиради. Агар бирор ҳажмни ўз ичига олган S сиртдан ўтувчи барча элементар тоқларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлса, шу ҳажмга олиб кирилган зарядлар миқдори ундан олиб чиқилган зарядлар миқдорига тенг бўлади. Агар S берк сиртдан ўтувчи I тўла ток кучи нолга тенг бўлмаса, бу олиб чиқилган ва олиб кирилган заряд миқдорларининг ўзаро тенг эмаслигини, яъни S билан чегараланган ҳажмдаги зарядларнинг умумий миқдори ўзгаришини билдиради. Токнинг мусбат қиймати ҳажм ичидаги зарядларнинг камайишини, токнинг манфий қиймати эса зарядларнинг кўпайишини билдиради. Агар S сирт билан чегараланган ҳажм ичидаги зарядларнинг Δt вақт оралигидаги камайишини ΔQ билан белгиласак, у ҳолда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$I \Delta t = \sum i_n \Delta S \Delta t = -\Delta Q. \quad (3)$$

Бу муносабат берк ҳажм ичидаги умумий заряднинг ΔQ ўзгариши зарядни ташқаридан келтириш ёки ташқарига олиб чиқиш ҳисобига бўлишини кўрсатади. Шундай қилиб, (3) муносабат *зарядлар сақланиш қонунини* билдиради.

Берк сиртдан оқиб ўтувчи I тоқ учун (3) муносабатга кўра қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$I = \sum i_n \Delta S = - \frac{\Delta Q}{\Delta t}. \quad (3a)$$

Ток чизиқлари тушунчасини киритайлик. Тоқ чизиғи деб шундай чизиқни айтиладики, унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма йўналиши тоқ зичлиги векторининг шу нуқтадаги йўналиши билан устма-уст тушади.

$\sum i_n \Delta S$ ифода S берк сиртдан ўтувчи тоқ чизиқлари оқими-ни билдиради. (3a) тенглик берк сиртдан ўтувчи тоқ чизиқларининг тўла оқими нолдан фарқли бўлиши учун шу сирт билан чегараланган ҳажм ичидаги заряд ўзгариши кераклигини кўрсатади. Мазкур сирт ичидаги тўла заряд ўзгармас бўлса, у ҳолда тоқ чизиқлари сиртни фақат кесиб ўтадилар, холос. Тоқ чизиқлари зарядларнинг йиғилиши ёки камайиши рўй бераётган жойдагина тугалланишлари мумкин. *Бирор соҳадаги зарядлар доимий бўлганда тоқ чизиқлари узлуксиз ва бу соҳада ё берк ёки чексизликка йўналган бўлади.* Тоқ чизиқлари билан чегараланган соҳани тоқ *найи* дейилади. Тоқ найи тушунчасининг таърифидан равшанки, *найининг исталган кесимидан ўтувчи тоқ кучи бирдай бўлади.*

Айтилганлардан шу нарса кўринадики, тоқ чизиқлари тушунчаси (3a) тенгликни электростатикадаги Остроградский—Гаусс теоремаси (126- § га қаранг) каби талқин қилишга имкон беради. Электростатикада Остроградский—Гаусс теоремасига кўра, берк сиртдан ўтувчи кучланганлик чизиқлари оқими сирт ичида жойлашган зарядларнинг йиғиндисига (уларнинг 4π га кўпайтмасига) тенгдир. (3a) тенгликка кўра ёпиқ сиртдан ўтувчи тоқ чизиқлари сирт ичидаги зарядларнинг камайиши тезлигига тенгдир.

Конденсаторнинг разряди вақтида пайдо бўладиган тоқ чизиқлари очиқ тоқ чизиқларига мисол бўлади. Конденсатор разрядланаётганда унинг заряди ўзгаради, шунинг учун конденсаторнинг разрядланаётган қопламалари тоқ чизиқлари учларининг ўрни бўлади. Конденсаторнинг разрядланиш процесси стационар эмас: тоқ кучи вақт ўтиши билан ўзгара бориб, ниҳоят нолга тенг бўлади. Ҳар қандай миқдордаги зарядлар ҳам ниҳоят тугаши зарур бўлганлиги сабабли, тоқ чизиқлари очиқ бўлган тоқ чексиз узоқ муддат оқолмайди. Стационар, яъни *чексиз узоқ муддат оқувчи ўзгармас токнинг тоқ чизиқлари ҳамма вақт берк бўлади.* Масалан, гальваник элементдан берилаётган ўзгармас токнинг тоқ чизиқлари занжирнинг ички қисми бўйлаб тутшиб берк чизиқлар ҳосил қилади.

Дифференциал ҳисобнинг белгиларидан фойдаланиб, (1) тенгликни қуйидагича ёзайлик:

$$dI = i_n dS. \quad (1a)$$

Шундан кейин (2) тенгликдаги йиғиндини S сирт бўйича олинган интеграл билан алмаштириб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$I = \int_S i_n dS. \quad (2a)$$

Нихоят, (3a) тенгликда Δt ни вақтнинг чексиз кичик dt интервали билан алмаштириб қуйидагини топамиз:

$$I = - \frac{dQ}{dt}. \quad (3b)$$

Бу ерда I ўрнига унинг (2a) ифодадаги қийматини қўйиб электр зарядлар сақланиш қонунини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\int_S i_n dS = - \frac{dQ}{dt}. \quad (4)$$

Зарядлар сақланиш қонунини яна бошқа кўринишда ҳам ёзиш мумкин. Бунинг учун (4) тенгликнинг ўнг ва чап томонини S берк сирт билан ўралган V ҳажмга бўламиз:

$$\frac{1}{V} \int_S i_n dS = - \frac{d}{dt} \left(\frac{Q}{V} \right). \quad (5)$$

V ҳажмини нолгача кичрайтирсак, Q/V нисбат заряднинг берилган нуқтадаги ρ зичлигини ифодалашини топамиз. Шундай қилиб, (5) тенгликнинг ўнг томони — $d\rho/dt$ дан иборат бўлади. Чап томонида эса:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\int_S i_n dS}{V}$$

ифода ҳосил бўлади. Вектор ҳисобидан бу лимит i векторнинг дивергенциясига тенглиги маълумдир:

$$\operatorname{div} i = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\int_S i_n dS}{V}.$$

Демак, (5) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$\operatorname{div} i = - \frac{d\rho}{dt}, \quad (6)$$

бу ифода электр зарядлар сақланиш қонунининг дифференциал кўринишда ёзилишидир. Агар ρ вақт ўтиши билан ўзгармай қолса, $\frac{d\rho}{dt} = 0$ бўлади ва (6) тенглик қуйидаги кўринишга келади.

$$\operatorname{div} i = 0. \quad (6a)$$

157- §. Ленц — Жоуль қонуни. Тажрибаларнинг кўрсатишича, ўтказгичдан электр ток ўтганда унда иссиқлик ажралиб чиқади. Иссиқликнинг ажралиши зарядларнинг кўчиши билан ва, демак, электр кучларининг зарядларни кўчириш учун сарфланган иши билан боғлиқдир.

Ўтказгич кесимидан t вақт ичида Q заряд оқиб ўтган бўлсин: $Q = It$. Бу заряд ўтказгич бўйлаб кўчиб, t вақт ичида бирор $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини ўтади; буида электр кучлар қуйидагига тенг иш бажаради:

$$A = It(V_1 - V_2). \quad (1)$$

Майдон кучларининг иши ўтказгичдаги токни оширмайди ва, демак, ўтказгични иситишга сарфланади. Ом қонунидан фойдаланиб, иш ифодасини

$$A = I^2 R t \quad (1a)$$

кўринишда ёзамиз, бунда R — ўтказгичнинг потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ бўлган қисми қаршилиги.

Ўтказгичда ажралиб чиқадиган иссиқликнинг сон қийматини ҳисоблаймиз. I ток кучи амперларда, t вақт секундларда, $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси вольтларда ифодаланган деб фараз қиламиз; бу ҳолда (1) формула ишни жоулларда ифодалайди. Ҳақиқатан ҳам, 1 сек давомида 1 а ток ўтганда оқиб ўтган электр миқдори бир кулон, яъни $3 \cdot 10^9$ CGSE бирликка тенг бўлади; агар бу электр миқдори потенциаллар айирмаси 1 вольт, яъни $\frac{1}{300}$ CGSE пот. бирлигига тенг бўлган икки нуқта орасида кўчиб ўтса, у ҳолда

$$A_0 = 3 \cdot 10^9 \cdot \frac{1}{300} \text{ эрг} = 10^7 \text{ эрг} = 1 \text{ ж}$$

иш бажарилади. 1 жоуль 0,24 кал га эквивалент эканлигини ҳисобга олиб, уларигаги потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ вольт ва кучи I ампер бўлган ток оқаётган ўтказгичда t секунд давомида ажралиб чиқадиган иссиқликнинг калорияларда ҳисобланган миқдори учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$Q = 0,24 I t (V_1 - V_2). \quad (2)$$

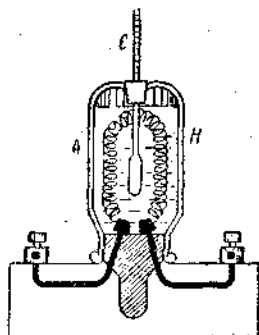
Бу ифодани Ом қонуни ёрдамида яна қуйидаги кўринишларда ёзиш мумкин:

$$Q = 0,24 I^2 R t, \quad (2a)$$

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} t. \quad (2b)$$

Бунда R қаршилиқ омларда ифодаланган бўлиши керак.

(2а) муносабатни экспериментал равишда бир вақтнинг ўзида Петербург университетининг профессори Э. К. Ленц ва Жоуль аниқлаганлар. У Ленц — Жоуль қонуни деб юритилди. Ленц — Жоуль қонунига кўра, ток ўтаётган ўтказгич қисмида ажралиб чиқадиган Q иссиқлик миқдори токнинг ўтиш вақти t га, шу қисмнинг қаршилиги R га ва ток кучи квадрати I^2 га пропорционалдир.



86- расм. Ўтказгичдан ток ўтаётганда ажраладиган иссиқлик миқдорини ўлчаш учун Ленц асбоби.

86- расмда Ленц тажрибасида фойдаланилган асбоб кўрсатилган. Спирт тўлдирилган A шиша идиш калориметр хизматини ўтайди. Қаршилиги маълум бўлган H спираль орқали ток ўтказилади. Спиртнинг муайян вақт оралиғида иссиқ C термометр билан ўлчанади.

Ленц — Жоуль қонунини бирликларни махсус танлаганда иссиқлик миқдорини калорияларда, ток кучини амперларда, қаршилиқни омларда олингандагина 0,24 коэффициент киритилишини айтиб ўтамиз. Умуман айтганда, ажралиб чиққан иссиқлик миқдорини ишнинг ҳар қандай бирликларида ифодалаш мумкин; агар биз ажралиб чиққан иссиқлик миқдорини масалан, жоулларда, ток кучини амперларда, вақтни секундларда, қаршилиқни омларда ифодаласак, (2), (2а) ва (2б) формулалардаги 0,24 сон коэффициентнинг ўрнига бир қўйилади ва Ленц — Жоуль қонунининг ифодаси қуйидаги ҳолга келади:

$$Q = I^2 R t. \quad (3)$$

I ток зичлиги ва w иссиқлик қуввати зичлиги ҳақидаги тасаввурлардан фойдаланиб, Ленц — Жоуль қонунини бошқа кўринишга келтирамиз. w иссиқлик қуввати зичлиги деб вақт бирлигида ўтказгичнинг ҳажм бирлигидан ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори билан ўлчанувчи катталиқ назарда тутилади. Кўндаланг кесими S , узунлиги Δl бўлган цилиндрик ўтказгич олайлик; у ҳолда иссиқлик қуввати зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$w = \frac{Q}{S \cdot \Delta l \cdot t};$$

бундаги Q нинг ўрнига унинг (3) ифодадаги қийматини қўйсак,

$$w = \frac{I^2 R}{S \cdot \Delta l}$$

ҳосил бўлади, ёки $R = \rho \frac{\Delta l}{S} = \frac{1}{\sigma} \frac{\Delta l}{S}$ ва $\frac{l}{S} = i$ бўлгани учун

$$w = \frac{1}{\sigma} i^2.$$

Агар бу ифодага i ток зичлиги ўрнига ток зичлигининг ўтказувчанлик ва электр майдон кучланганлиги орқали ифодаланган катталигини 155- § даги (5) формула ($i = \sigma E$) га кўра қўй- сак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$w = \sigma E^2, \quad (4)$$

яъни иссиқлик қуввати зичлиги электр майдон кучланганлиги квадратига ва ўтказгичнинг ўтказувчанлигига пропорционал- дир.

Ўтказгичнинг солиштира қаршилиги қанча кичик бўлса, унда иссиқлик миқдори (токнинг бирдай қийматида) шунча оз ажралади. Солиштира қаршилиқ ўлчаб бўлмайдиган даража- да кичик бўладиган *ўта ўтказувчан* ҳолатда ўтказгичдан ток ўтганда сезиларли миқдорда иссиқлик ажралмайди. Бу ҳолда токнинг энергияси ҳеч қаерга сарфланмайди, шунинг учун берк ўта ўтказгичда бир марта уйғотилган ток ташқаридан энергия сарфланмагани ҳолда жуда узоқ вақт оқиб туради.

Ўтказгичларда иссиқлик ажралиб чиқишининг техникадаги роли катта. Завод электр печларининг ва бошқа турли-туман иситгич асбобларнинг ишлаши Ленц — Жоуль ҳодисасига асос- ланган. Ток ўтганда ўтказгичларнинг исишидан электр лам- почка толаларини чўғлантиришда ҳам фойдаланилади. Ўтказ- гичларни ток ўтказиб қиздириш ҳисобига ёруғлик ҳосил қилишга доир дастлабки тажрибаларни Ленцнинг ўзи ўтказган. Бироқ ёритиш мақсадларида фойдаланиш учун техник нуқтаи назардан етарлича мукамал бўлган лампаларни рус инженери А. Н. Лодигин 1874 йилдагина яратди. 1875 йили Петербургда Нева орқали Литейний кўприги қурилишидаги иш жойлари А. Н. Лодигин лампалари билан ёритилди; бу — электр чўғ- ланма лампаларининг биринчи марта амалда қўлланиши эди.

Бир қатор техник масалаларда ўтказгичда иссиқлик ажра- лиши зарар келтиради. Электр энергияни унинг манбаидан истеъмолчига узатувчи симларда бўладиган исрофлар энергия- нинг иссиқлик ажратишга кетган зарарли исрофлари қаторига киради.

Қаршиликлари ва ўтказгичларда ажраладиган иссиқлик миқдорини ҳи- соблашга доир бир нечта мисол кўриб чиқайлик.

1- м и с о л. Қаршиликлари мос равишда R_1 ва R_2 га тенг бўлган кетма- кет уланган иккита ўтказгичнинг (87- расм) тўла қаршилигини ва бундай улашда ўтказгичларнинг ҳар бирида ажраладиган иссиқликлар нисбати Q_1/Q_2 ни аниқлайлик.

Ечилиши. Ўтказгичларни кетма-кет улаганда ҳар иккала ўтказгичда I ток кучи бирдай бўлади. Ом қонунини ҳар бир ўтказгичга айрим-айрим татбиқ қиламиз:

$$IR_1 = V_1 - V', \quad IR_2 = V' - V_2.$$

Бу тенгликларни қўшамиз:

$$I(R_1 + R_2) = V_1 - V_2,$$

бундан

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R_1 + R_2} = \frac{V_1 - V_2}{R}, \quad (5)$$

87- расм. Ўтказгичларни кетма-кет улаш.

бунда $R = R_1 + R_2$ иккала ўтказгичнинг тўла қаршилигидир. Демак, ўтказгичларни кетма-кет улаганда тўла қаршилик алоҳида қаршиликлар йиғиндисига тенг бўлади.

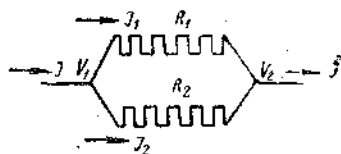
Ўтказгичларнинг ҳар бирида ажралиб чиқаётган Q_1 ва Q_2 иссиқлик миқдори қуйидагичадир:

$$Q_1 = 0,24 I^2 R_1 t; \quad Q_2 = 0,24 I^2 R_2 t, \quad \text{булардан } \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_1}{R_2}, \text{ яъни кетма-кет}$$

улаганда ўтказгичларда ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдорларининг нисбати уланган ўтказгичлар қаршиликларининг нисбати каби бўлади. Кетма-кет улашда қаршилиги катта бўлган ўтказгичда кўпроқ иссиқлик ажралиб чиқади.

2- мисол. Параллел уланган R_1 ва R_2 ўтказгичлар қаршилигини ҳамда бу ўтказгичларнинг ҳар бирида ажралиб чиқаётган иссиқликлар нисбати Q_1/Q_2 ни аниқлайлик (88- расм).

Параллел уланган ўтказгичларнинг учларидаги потенциаллар айирмаси бирдандир. Ўтказгичлардаги ток кучларини I_1 ва I_2 билан белгилаб, бу ўтказгичларнинг ҳар бирига Ом қонунини айрим-айрим татбиқ қиламиз:



88- расм. Ўтказгичларни параллел улаш.

$$I_1 = \frac{V_1 - V_2}{R_1}; \quad I_2 = \frac{V_1 - V_2}{R_2}, \quad \text{булардан } \frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1},$$

яъни параллел уланган ўтказгичлардаги ток кучлари ўтказгичларнинг қаршиликларига тескари пропорционалдир. Ҳар иккала ўтказгичдан ўтувчи токнинг тўла кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = I_1 + I_2 = (V_1 - V_2) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \frac{V_1 - V_2}{R},$$

бунда R — иккала ўтказгичнинг натижавий қаршилигини билдиради. Бундан

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}, \quad (6)$$

яъни ўтказгичларни параллел улаганда натижавий қаршилиқнинг тескари катталиги уланган ўтказгичлар қаршиликлари тескари катталикларининг йиғиндисига тенг бўлади.

Ҳар иккала ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси бирдай бўлади, шунинг учун бу ўтказгичларда ажралиб чиқаётган иссиқлик миқдорини

ҳисоблашда Ленц—Жоуль қонунининг (26) формуласидан фойдаланиш керак:

$$Q_1 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_1} t; \quad Q_2 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_2} t,$$

булардан

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_2}{R_1},$$

яъни ўтказгичларни параллел улаганда ўтказгичларда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори ўтказгичларнинг қаршиликларига тескари пропорционал бўлади: қаршилиги кичик бўлган ўтказгичда кўпроқ иссиқлик ажралиб чиқади.

Ҳар иккала ўтказгичда ажралиб чиққан иссиқлик миқдорларининг йиғиндисига тенг бўлган тўла иссиқлик миқдорини (26) формулага кўра ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун (6) формулага кўра аниқланган натижавий қаршиликни (26) формулага қўйиш керак; ҳақиқатан ҳам:

$$\begin{aligned} Q &= Q_1 + Q_2 = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_1} t + 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R_2} t = \\ &= 0,24 (V_1 - V_2)^2 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) t. \end{aligned}$$

Бу ифодадан (6) формулага кўра:

$$Q = 0,24 \frac{(V_1 - V_2)^2}{R} t.$$

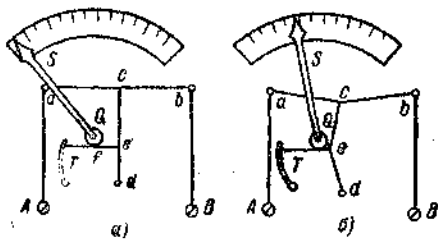
158- §. Ток кучини ва потенциаллар айирмасини ўлчаш. *I* ток кучини ўтказгичдан оқиб ўтган ΔQ заряд миқдори ва бу заряднинг оқиш вақти Δt орқали аниқлаш мумкин, чунки 153- § даги (2) формулага кўра қуйидаги муносабат бор эди:

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}.$$

Лекин амалда бундай ўлчаш қийин. Шунинг учун ток кучи бошқа принципларда ясалган махсус асбоблар ёрдамида ўлчанади. Кейинроқ (213- § га қаранг) энг кўп тарқалган электромагнит асбобларни баён қиламиз, ҳозир эса токнинг иссиқлик таъсирига асосланган асбобни кўриб чиқайлик.

„Иссиқлик“ ўлчов асбобининг схемаси 89- расмда кўрсатилган.

Ўлчанадиган ток *A* ва *B* клеммаларга берилиб, ингичка *ab* симдан ўтказилади. Ленц—Жоуль қонунига мувофиқ, ажраладиган иссиқлик таъсирида *ab* сим қизийди ва бу қизиш



89- расм. Иссиқлик ўлчов асбобининг схемаси.

туфайли узаяди. ab симнинг ўртасидан ип тортилган бўлиб, бу ип иккинчи fe ипга уланган. fe ип блокка ўралган ва T пружина билан тортилиб туради. Q блокнинг ўқиға S стрелка ўрнатилган. ab сим узайганда S стрелка бурилади (89-б расм), ab симдан ўтувчи токнинг кучи қанча катта бўлса, сим шунча кўпроқ узаяди ва S стрелка шунча кўпроқ оғади. Шундай қилиб, шкалани тегишлича даражалаб олгач, асбобдан ўтаётган I ток кучини ўлчаш мумкин.

Бироқ бундай асбобни занжирдан ўтаётган токни ўлчаш учун занжирга бевосита улаш мумкин эмас, чунки ab сим жуда ингичка қилиб олингани учун унинг қаршилиги анча катта бўлади. Шунинг учун бундай асбобни занжирга улаганда одатда занжирнинг умумий қаршилиги анчагина ўзгаради, ва демак, ток кучи ўзгаради. Ўлчанган ток кучи занжирга ўлчов асбобини улагунча оққан ток кучига тенг бўлмайди. Бундан ташқари, бу асбоб билан катта ток кучларини ўлчаш ярамайди, чунки бу ҳолларда ab сим куйиб қолади. Шунинг учун бу асбобга параллел қилиб шундай қаршиликли ўтказгич уланадики, бунда асбобдан ўтадиган ток занжирдаги тармоқланмаган токнинг маълум улушини ташкил қилади.

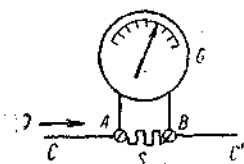
Айтайлик, CC' ўтказгичдан ўтаётган I ток кучини ўлчаш керак бўлсин. Бу ҳолда G ўлчов асбоби CC' ўтказгичга кетма-кет уланади. Ўлчов асбобининг AB клеммаларига параллел равишда шунт деб аталувчи маълум S қаршилик уланади (90- расм). Асбобнинг ўз қаршилиги R_g , шунтнинг қаршилиги эса R_s бўлсин. Асбобдан ўтувчи ток кучи I_g , шунтдан ўтувчи ток кучи I_s бўлсин. У ҳолда, биринчидан I_g ва I_s токларнинг йиғиндиси CC' ўтказгичдан ўтаётган I ток кучига тенг бўлиши керак; иккинчидан, I_g ва I_s ток кучлари R_g ва R_s қаршиликларга тескари пропорционал бўлишлари керак (139- бетга қаранг), яъни:

$$I_g + I_s = I, \quad \frac{I_g}{I_s} = \frac{R_s}{R_g}.$$

Бу икки тенгликдан

$$I_g = I \frac{R_s}{R_s + R_g}. \quad (1)$$

(1) формуладан, R_s шунт қаршилиги қанча кичик бўлса, ўлчаш асбобидан умумий токнинг шунча кичик улуши ўтишини



90- расм. S шунтни улаш.

кўрамыз. (1) тенгликдан келиб чиқишича, G асбобдаги I_g ток кучи I ток кучининг $1/n$ улушига тенг бўлиши учун

$$R_s = \frac{R_g}{n-1} \quad (2)$$

қилиб олиш керак. Масалан, қаршилиги ўлчов асбоби қаршилигининг $1/9$ қисмига тенг бўлган шунт олсак, ўлчов асбобидан занжирдаги токнинг $1/10$ улушига тенг ток ўтади. Иссиқлик ўлчов асбобига шунт улаб, асбобни амперларда даражаласак *амперметр*, яъни ток кучини амперларда ўлчовчи асбоб ҳосил бўлади. Шунтнинг қаршилиги кичик бўлгани сабабли амперметрнинг умумий қаршилиги ҳам кичик бўлади. Шунинг учун амперметрни занжирга улаганда ток кучи сезиларли ўзгармайди. Амперметр шкаласи одатда амперметрдан ўтадиган тўла ток кучини (яъни шунтдан ва ўлчов асбобининг ўзидан ўтадиган ток кучларининг йиғиндисини) амперларда кўрсатадиган қилиб даражаланади. Шунт кўпинча асбоб қутисининг ичига жойлаштирилади. Баъзида амперметрга шунтлар тўплами уланади, бу тўпламдаги шунтлардан фойдаланиб, асбобнинг сезгирлигини ўзгартириш мумкин.

Худди шу иссиқлик ўлчов асбобидан потенциаллар айирмасини ўлчаш учун ҳам фойдаланиш мумкин. Айталик, I ток оқаётган CC' ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмасини ўлчаш керак бўлсин. Бунинг учун G ўлчов асбобини CC' ўтказгичга *параллел* улаймиз (91-расм). G ўлчов асбобидан ўтадиган I_g ток қуйидагига тенг бўлади:

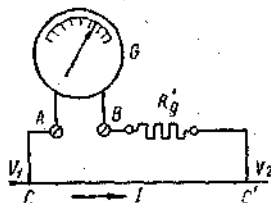
$$I_g = \frac{V_1 - V_2}{R_g},$$

бунда $V_1 - V_2$ ўтказгич (CC') учларидаги потенциаллар айирмаси, R_g эса G ўлчов асбобининг қаршилиги.

Бундан

$$V_1 - V_2 = I_g R_g.$$

Ўлчов асбобининг R_g қаршилиги маълум катталик бўлганлиги учун I_g ток кучи бевосита $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини характерлайди. Бироқ, ўлчов асбоби уланганда $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси сезиларли ўзгармаслиги учун унинг ўз қаршилиги CC' ўтказгич қаршилигига нисбатан катта бўлиши керак. ab симнинг ўз қаршилиги бунинг учун етарли эмас, шунинг учун унга R'_g катта қаршилик кетма-кет уланади (91-расм). Одатда бу қаршилик асбоб қутисининг ичига жойлаштирилади, асбобнинг



91-расм. Потенциаллар айирмасини ўлчаш учун G ўлчов асбобига R'_g қаршиликни кетма-кет улаш.

шкаласи эса вольтларда даражаланади. Бундай кўринишда асбобни *вольтметр* дейилади.

Хулоса қилиб, шуни айтиш мумкинки, битта иссиқлик ўлчов асбобидан ҳам амперметр сифатида, ҳам вольтметр сифатида фойдаланиш мумкин; амперметр бўлганда қизийдиган ингичка симга параллел равишда шунт уланади, вольтметр бўлганда эса қизийдиган ингичка симга кетма-кет катта қаршилиқ уланади. Амперметр занжирнинг ток ўлчанаётган қисмига кетма-кет уланади; вольтметр занжирнинг учларидаги потенциаллар айирмаси ўлчанаётган қисмига параллел уланади.

1-мисол. Иссиқлик ўлчов асбобидаги *ab* қиздириладиган ингичка симнинг қаршилиги $R_g = 1 \text{ ом}$. Асбоб шкаласининг 50 бўлими бўлиб, бир бўлим 0,01 амперга мос келади. Асбобни 15 ампергача ток кучларини ўлчай оладиган амперметр сифатида ишлата олиш учун қандай шунт танлаш керак?

Ечилиши. Ўлчов асбобининг бутун шкаласи шартга кўра 0,5 амперга мос келади. Демак, шунт *ab* ингичка симдан ўтаётган ток кучини қуйидагича марта камайтириш керак:

$$n = \frac{I}{I_g} = \frac{15}{0,5} = 30.$$

Бундан шунтнинг изланаётган қаршилигини (2) формулага кўра топамиз:

$$R_s = \frac{R_g}{n-1} = \frac{1}{29} \text{ ом} = 0,0345 \text{ ом}.$$

Амперметрнинг R_A умумий қаршилиги қуйидаги муносабатдан топилади (139-бетга қаранг):

$$\frac{1}{R_A} = \frac{1}{R_s} + \frac{1}{R_g},$$

бундан

$$R_A = \frac{R_g R_s}{R_g + R_s} = \frac{1 \cdot 0,0345}{1 + 0,0345} \text{ ом} \cong 0,0334 \text{ ом}.$$

Бу амперметр билан қаршилиги 40 ом бўлган ўтказгичдан 110 в потенциаллар айирмаси таъсирида оқаётган ток ўлчанади, деб фараз қилайлик.

Бу ҳолда амперметрни занжирга улаганда занжирдаги ток кучини сезиларли ўзгармаслигига осон тушуниш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, Ом қонунига кўра занжирдаги ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{110}{40} \text{ а} = 2,750 \text{ а}.$$

Амперметрни занжирга улаганда умумий қаршилиқ 0,0334 ом га ортади, яъни $R_1 = 40,0334 \text{ ом}$ га тенг бўлади, ва демак, ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R_1} = \frac{110}{40,0334} \text{ а} \cong 2,748 \text{ а}.$$

Амперметр мана шу ток кучини кўрсатади; кўриниб турибдики, амалда у дастлабки ток кучи 2,75 а дан кам фарқ қилади.

2-мисол. 1-мисолда берилган маълумотларга эга бўлган иссиқлик ўлчов асбобидан бутун шкаласи 500 вольтга мос келадиган вольтметр сифатида фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. Бунинг учун қиздириладиган *ab* интичка симга қандай R_g қаршиликни кетма-кет улаш керак?

Ечилиши. Шартга кўра, ўлчов асбобининг бутун шкаласи 0,5 амперга мос келади. Бунда асбоб клеммаларида потенциаллар айирмаси 500 в бўлиши учун асбобнинг $R_g + R'_g$ тўла қаршилиги қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$R_g + R'_g = \frac{V_1 - V_2}{I} = \frac{500}{0,5} \text{ ом} = 1000 \text{ ом}.$$

$R_g = 1 \text{ ом}$ бўлгани учун изланаётган қўшимча қаршилик $R'_g = 999 \text{ ом}$ бўлади.

Айтайлик, шу асбоб ёрдамида қаршилиги $R = 4 \text{ ом}$ бўлган ва $I = 50 \text{ а}$ ток ўтаётган CC' ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси ўлчанаётган бўлсин (91-расмга қаранг). Бу ҳолда вольтметрни улаганда CC' ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси сезиларли ўзгармаслигига ишонч ҳосил қилиш осон. Ҳақиқатан ҳам, Ом қонунига кўра CC' ўтказгич учларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси:

$$V_1 - V_2 = IR = 4 \cdot 50 = 200 \text{ в}.$$

CC' ўтказгичга қаршилиги 1000 ом бўлган вольтметрни параллел улаганда тармоқланган занжирнинг CC' учлари орасидаги умумий қаршилиги:

$$R_1 = \frac{4 \cdot 1000}{4 + 1000} \text{ ом} \cong 3,984 \text{ ом}.$$

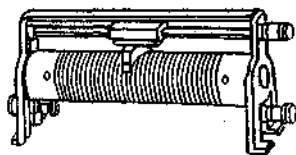
Қаршиликнинг бу камайиши ток кучининг бир қадар ўсишига сабаб бўлади, бироқ вольтметрнинг ўлашиши билан вужудга келадиган мумкин бўлган максимал хатоликни баҳолашда ток кучи 50 амперлигича қолади, дейиш мумкин. У ҳолда CC' ўтказгич учларидаги потенциаллар айирмаси қуйидагига тенг бўлади:

$$V'_1 - V'_2 = I \cdot R_1 = 50 \cdot 3,984 \text{ в} = 199,2 \text{ в}.$$

Вольтметр мана шу потенциаллар айирмасини кўрсатади. Кўришиб турибдики, бу қиймат дастлабки қийматдан жуда оз фарқ қилади.

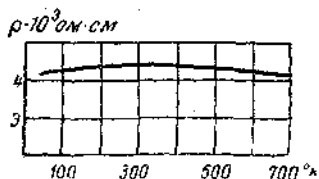
159-§. Қаршиликлар ва уларни ўлчаш. Занжир қаршилигини ўзгартириш учун *реостатлар* деб юритиладиган асбоблардан фойдаланилади.

Лаборатория ишларида унча катта бўлмаган тоқлар учун сирпангичли реостатлар ишлатилади (92-расм). Бундай реостат чинни цилиндрга ўралган симдан иборат. Сирпангични суриш билан занжирга киритилаётган сим ўрамлари сонини ва, демек, занжирга киритилаётган қаршилик катталигини ўзгартириш мумкин. Сим материали учун солиштирма қаршилиги етарлича юқори ва температура коэффициентини кичик бўлган, яъни қаршилиги температурага кам боғлиқ бўлган қотишмалар (константан, манга-



92-расм. Сирпангичли реостат.

нин, нихром ва бошқалар) танланади, 93- расмда манганин қаршилиги ρ нинг T га боғланиши кўрсатилган. Ўтаётган ток таъсирида реостат исиган сари унинг қаршилиги сезиларли ўзгармаслиги учун қаршиликнинг температурага боғлиқлиги

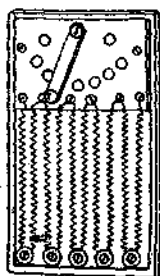


93- расм. Манганин солиштирма қаршилиги ρ нинг T абсолют температурага қараб ўзгариши.

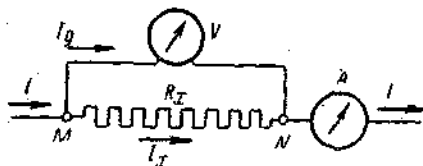
жуда заиф бўлиши керак. Бундай хил реостатлар фойдаланиш учун жуда қулай, бироқ уларнинг конструкцияси иссиқликнинг етарлича сочилишини таъминламайди, натижада реостат ғоят қизиб кетади ва тоқлар катта бўлганда улардан фойдаланиб бўлмайди.

Катта тоқлар учун рамага тортиб қўйилган спираль қилиб ўралган йўғон симлардан ёки ленталардан иборат бўлган реостатлардан фойдаланилади (94- расм). Сирпанувчи контакт ёрдамида занжирга реостатнинг маълум сондаги алоҳида звеноларини киритиш мумкин.

Бирор ўтказгичнинг қаршилигини амперметр ҳамда вольтметр ёрдамида осон ўлчаш мумкин. Ўлчанаётган MN ўтказгичга A амперметрни (95- расм) кетма-кет, V вольтметрни параллел уланади. MN ўтказгичнинг изланаётган қаршилигини R_x билан, вольтметрнинг ўз қаршилигини R_g



94- расм. Сирпанувчи контактли реостат.



95- расм. R_x қаршиликини ўлчаш учун A амперметрни ва V вольтметрни улаш.

билан белгилаймиз. Амперметр I ток кучини, вольтметр $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини кўрсатаётган бўлсин. Амперметр ўлчайдиган ток M нуқтада тармоқланади: унинг I_x қисми MN ўтказгичдан, I_g қисми V вольтметрдан ўтади. Агар вольтметрни занжирга уловчи симлар қаршилигини назарга олмасак,

$$I_g = \frac{V_1 - V_2}{R_g}$$

бўлади, MN ўтказгичдан ўтувчи I_x ток қуйидагига тенг бўлади:

$$I_x = I - I_g = I - \frac{V_1 - V_2}{R_g}.$$

Агар вольтметрнинг R_g қаршилиги ўлчанаётган R_x қаршилиқдан анча катта бўлса, вольтметрдан ўтувчи I_g ток I токка нисбатан кичик бўлади, бу ҳолда тақрибан

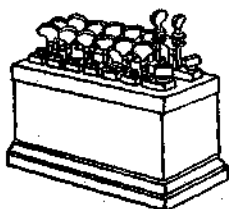
$$I_x = I,$$

бундан Ом қонунига кўра:

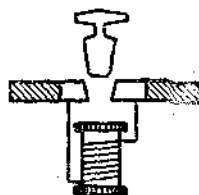
$$R_x = \frac{V_1 - V_2}{I},$$

яъни R_x қаршилиқни вольтметр ва амперметр билан ўлчаб бевосита аниқлаш мумкин. Равшанки, қаршилиқни бу усулда аниқлаш учун танланадиган вольтметрнинг R_g қаршилиги ўлчанадиган қаршилиқка нисбатан катта бўлиши керак. Жуда аниқ ўлчашларда бошқа усуллардан фойдаланилади, бунда ўлчанаётган қаршилиқ стандарт қаршилиқ билан таққосланади. Бундай усуллардан бири қуйида баён қилинган (167-§ га қаранг).

Стандарт қаршилиқлар одатда *қаршилиқлар магазинлари* кўринишида тайёрланади; қаршилиқлар магазинининг ташқи кўриниши 96- расмда келтирилган. Магазин бир қанча ғалтаклардан тузилган. Ҳар бир ғалтакка қаршилиги аниқ маълум бўлган сим бўлаги



96-расм. Қаршилиқлар магазини.



97-расм. Қаршилиқлар магазинининг туанлиш деталі.

ўралган; симнинг учлари магазин қутисининг изоляция қопқоғида жойлашган қалин пластинкага кавшарлаб қўйилади (97- расм). Пластинкалар орасида оралиқ (очик жой) қолдирилган бўлиб, уни конуссимон мис штепсель билан туташтириш мумкин. Штепсель қўйилмаганда ток ғалтак орқали ўтади, штепсель қўйилган ҳолда эса магазиннинг шу қисми қаршилиги амалда нолга тенг бўлиб қолади. Турлича қаршилиқли ғалтаклар тўплами худди тарози тошлари каби танланади, бунда киритилган ғалтаклар комбинацияси ёрдамида берилган оралиқда, масалан, ҳар 0,1 ом ёки ҳар оmdан кейин турли қаршилиқларни ҳосил қилиш мумкин бўлади.

160- §. Ўтказгичлардаги эркин электронлар. Классик тасаввурлар. Металллардан ток ўтганда ўтказгич таркибида бирор

химиявий ўзгариш рўй бермаслигини айтиб ўтган эдик. Бундан келиб чиқадики, металлнинг электр ўтказувчанлиги металл атомларининг кўчишига боғлиқ бўлмай, электронларнинг ҳаракати билан аниқланади. Металлларнинг ўтказувчанлиги электрон характерда эканлигини изоҳлаш учун металлдаги атомлар, ҳеч бўлмаганда қисман, электронлар ва мусбат ионларга диссоциацияланади ва бунинг натижасида металлда кўп миқдорда эркин электронлар бўлади, дейишга тўғри келади. Бу электронлар металл ионлари ҳосил қилган кристалл панжарада эркин кўчиб юра оладилар (I том, 87- § га қаранг). Эркин электронлар металлда тартибсиз иссиқлик ҳаракатда бўладилар. Ташқи электр майдон бўлганда бу майдон электронларни маълум йўналишда ҳаракатлантиради. Электронларнинг бундай кўчиши металлдаги электр токи вужудга келтиради.

Электронларнинг металлда эркин кўча олиши ҳақидаги гипотезани электронлар билан металл кристалл панжарасининг туғунларида жойлашган мусбат ионларнинг боғланиш энергиясини текшириш ҳам тасдиқлайди. Дастлаб бир-биридан бирор ўзгармас масофада жойлашган A_1^+ ва A_2^+ иккита қўшни мусбат ионни кўрайлик. Ионларнинг ҳар бирини нуқтавий заряд деб ҳисоблаймиз. Ионлардан ҳар бирининг электрон билан ўзаро таъсирига мос келадиган E_p потенциал энергия (I том, 61- § да айtilганлар билан таққосланг):

$$E_p = - \frac{C}{r},$$

бунда C —константа, r —электрон билан ион орасидаги масофа. Ионларнинг ҳар бирига мос келадиган E_p потенциал энергия қиймати 98- расмда пунктир чизиқлар билан кўр-

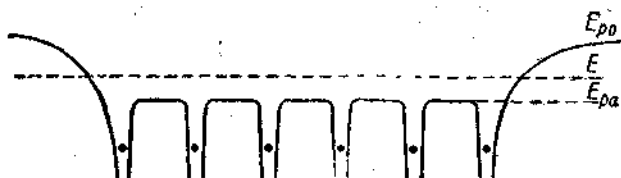


98- расм. Мусбат зарядлар яқинидаги потенциал эгри чизиқлар.

сатилган. Ҳар иккала A_1^+ ва A_2^+ ионнинг йиғинди потенциал энергиясининг ўзгариши ионлар орасидаги соҳада туташ эгри чизиқ билан тасвирланган.

A_1^+ ионлар кристалл панжарада тўғри жойлашганида барча ионларнинг тўла потенциал энергияси 99- расмда тасвирланган кўринишда бўлади. Ионлар орасидаги фазода потенциал энергия эгри чизиғи ясси ўтади ва ионлар яқинидагина тор ва чуқур потенциал чуқурлари ҳосил қилади. Шундай қилиб, бу чуқурлар соҳаси потенциал энергия чизиғи ясси ўтадиган соҳага нисбатан кичикдир; шунинг учун потенциал энергиянинг металл ичидаги қиймати E_{pa} доимий бўлади, дейиш мумкин.

Металлдан ташқарида потенциал энергия E_{pa} дан катта E_{p0} доимий қийматга эга бўлади. Демак, потенциал энергия металл ичида металл ташқарисидигидан кичикдир, яъни электрон металл ичида потенциал чуқурда бўлади. Агар $E_{p0} = 0$ десак, $E_{pa} < 0$ бўлади. Электроннинг E тўла энергияси қиймати $E_{p0} > E > E_{pa}$ тенгсизликни қаноатлантиради деяйлик. Бундай электрон металл ичида эркин ҳаракат қила олади, бироқ металлдан чиқиб кета олмайди, чунки электрон металлдан чиқиб кетиши учун $A = E_{p0} - E > 0$ иш бажариши керак.



99- расм. Кристаллдаги потенциал эгри чизиқлар.

Металлдаги ток эркин электронларнинг ҳаракати туфайли вужудга келишини бевосита тажрибаларда тасдиқлаш мумкин.

Бу тажрибалар қуйидаги ғояга асосланади. Бирор тезлик билан ҳаракатланаётган ўтказгични кўз олдимизга келтирайлик. Ўтказгич таркибига кирувчи электронлар ўзларининг тартибсиз ҳаракатлари давомида металл панжарасининг ўзаги билан узлуксиз тўқнашиб туради, натижада бу электронларнинг ҳаммаси ўтказгичнинг ҳаракат тезлиги йўналишида тезлик ташкил этувчиси олади ва, демак, ўтказгич билан бирликда ҳаракат қилади. Агар ўтказгич тўсатдан тормозланса, электронлар металл кристалл панжараси ичида ҳаракатланиб, инерция туфайли бирор вақт давомида ўтказгичнинг дастлабки ҳаракати йўналишидаги тезликларини сақлаб қолади. Натижада ўтказгич ичида электронлар кўчади, ўтказгичда I ток ҳосил бўлади ва бирмунча Q электр миқдори ўтказгич бўйлаб кўчирилади. Бу Q электр миқдорини қуйидагича ҳисоблаш мумкин. Айтайлик, ўтказгичнинг бошланғич тезлиги v_0 бўлсин. Сўнгра ўтказгич тормозланади, яъни унга $-w$ тезланиш берилади. Бунда ўтказгичдаги эркин электронлар бошланғич пайтда v_0 тезликларини сақлайди, яъни улар *ўтказгичга нисбатан* $+w$ тезланиш олади. Электронларнинг ўтказгичга нисбатан бундай ҳаракати худди кучланганлиги E бўлган майдонда ҳар бир электронга w тезланиш берувчи $f = eE$ куч таъсир этгандагидек бўлади.

Шундай қилиб, бу кучнинг катталиги $f = m\omega$ га тенг бўлиши, бунда m — электрон массаси, ва, демак, майдон кучланганлиги E нинг катталиги қуйидагига тенг бўлиши керак:

$$E = \frac{f}{e} = \frac{m}{e} \omega. \quad (1)$$

Агар ўтказгичнинг узунлиги l бўлса, у ҳолда E кучланганликнинг бўлиши ўтказгич учларида $V_1 - V_2 = El$ га тенг потенциаллар айирмаси бўлишига эквивалентдир; бу ерга E нинг (1) формулага кўра қийматини қўйиб қуйидагини келтириб чиқарамиз:

$$V_1 - V_2 = \frac{m}{e} \omega l.$$

Электронларнинг ўтказгич кристалл панжараси ўзагига нисбатан кўчишидан ҳосил бўлган I ток ўтказгич учларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси таъсирида шу ўтказгичда вужудга келадиган токка эквивалент бўлади; агар ўтказгичнинг қаршилиги R бўлса, бу I токнинг катталиги қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = \frac{m}{e} \cdot \frac{\omega}{R} l. \quad (2)$$

Айтайлик, t — ўтказгични тўла тормозлаш учун керак бўлган вақт бўлсин, у ҳолда ўртача тезланиш $\omega = \frac{v_0}{t}$ бўлади ва (2) ифода шундай кўринишга келади:

$$I = \frac{m}{e} \frac{v_0}{Rt} l,$$

бундан ўтказгични тормозлаганда ундан оқиб ўтган тўла электр миқдори Q учун қуйидагини топамиз:

$$Q = It = \frac{m}{e} \cdot \frac{v_0 l}{R}. \quad (3)$$

Тез ҳаракатланаётган ўтказгични тормозлаб, ҳосил бўлган потенциаллар айирмасининг ишорасига кўра токни ҳосил қилувчи зарядларнинг ишорасини аниқлаш, ўтказгичдан оқиб ўтган тўла электр миқдорини ўлчаб эса (3) формулага кўра e электрон заряди катталигининг электр массаси m га нисбатини аниқлаш мумкин, бу нисбат шундай бўлади:

$$\frac{e}{m} = \frac{v_0 l}{QR}. \quad (4)$$

Тезлаштирилган ўтказгичда электр токи вужудга келишини биринчи марта рус физиклари Л. И. Мандельштам ва Н. Д. Палекси 1913—1914 йилларда кузатган эдилар. Улар узун сим

ўралган ғалтакни унинг симметрия ўқи атрофида тез буралма тебраниришди. Симнинг учларига телефон уланган бўлиб, унда ғалтакда вужудга келган тоқлар ҳисобига товуш эшитиларди.

(3) формуладан кўринишича, оқиб ўтган электр миқдори ўтказгич узунлигига ва ўтказгичнинг v_0 бошланғич тезлигига пропорционалдир, ўлчаб бўладиган Q электр миқдори ҳосил қилиш учун тезлик мумкин қадар катта ва ўтказгич мумкин қадар узун бўлиши керак. Стюарт ва Толмен 1916 йили узун сим ўралган ғалтакни тез тормозлаш билан миқдорий тажрибалар ўтказдилар. Ғалтак Q зарядни ўлчовчи баллистик гальванометрга (230- § га қаранг) уланди. Бу тажрибалар ўтказгичлардаги токни манфий зарядлар вужудга келтиришини кўрсатди; $\frac{e}{m}$ нисбат учун $4,8 \cdot 10^{17} \frac{CGSE \text{ заряд бирлиги}}{z}$ қиймат келиб чиқди. $\frac{e}{m}$ нинг бу қиймати электронлар учун бошқа методлар билан олинган (218- § га қаранг) қийматга яқин.

Ҳозирги вақтда электрон зарядининг унинг массасига нисбати учун қуйндаги қиймат қабул қилинади:

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{CGSE \text{ заряд бирлиги}}{z}$$

$\frac{e}{m}$ ни ва e электрон зарядининг қийматини билган ҳолда [Милликэн тажрибаларидан (151- §), $e = 4,803 \cdot 10^{-10} CGSE$] электроннинг массасини топамиз:

$$m = 9,109 \cdot 10^{-28} z,$$

бу водород атоми массасининг $\frac{1}{1838}$ улушини ташкил этади.

Биз I томнинг 31- параграфида электроннинг массаси ҳар қандай масса каби тезликка боғлиқ эканини, бу массанинг v ҳаракат тезлиги s ёруғлик тезлигига интилганда масса чексизликкача ўсишини айтиб ўтган эдик. Бу ерда келтирилган m электрон массасининг ва $\frac{e}{m}$ нисбатнинг қийматлари „тинч ҳолатдаги“ массага, яъни массанинг v тезлиги s ёруғлик тезлигига нисбатан гоят кичик бўлган қийматига тегишлидир.

161- §. Классик электрон назария нуқтаи назаридан Ом ва Ленц—Жоуль қонунлари. Металлардаги эркин электронлар ҳақида тасаввурни биринчи бўлиб Лоренц ривожлантирган эди; бу тасаввур металлар электр ўтказувчанлиги классик назариясига асос қилиб олинди. Лоренц металлардаги эркин электронлар узлуксиз равишда тартибсиз ҳаракатда бўлади ва бу маънода металлдаги электронлар тўпламини „электрон

газ“ дейиш мумкин деб ҳисоблади. Электронлар кристалл панжара ўзаклари билан тўқнашадилар ва, демак, улар ўртача эркин югуриш узунлиги билан характерланадилар. Биз уни — $\bar{\lambda}$ билан белгилаймиз. Металлнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сони n_0 ни ҳажм бирлигидаги атомлар сонига, яъни $\frac{N}{\mu} \delta$ катталиқка тенг дейиш мумкин, бунда N — Авогадро сони, μ — металлнинг молекуляр оғирлиги, δ — унинг зичлиги. Бундан

$$n_0 \cong \frac{\delta}{\mu} N. \quad (1)$$

Лоренц, статистика принципларига таяниб, электронлар ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси атомлар энергияси илгариланма ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясига тенг деб ҳисоблади. Маълумки, атомлар ҳаракатининг ўртача кинетик энергияси $\frac{3}{2} kT$ га тенгдир, бунда k — Больцман доимийси, T — абсолют шкаладаги температура. Бундан, электрон тартибсиз ҳаракатининг ўртача квадратик тезлигини $\bar{u}$ билан, унинг массасини m билан белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (2)$$

ёки

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (2a)$$

Ўтган параграфда кўрсатилганидек, электроннинг массаси водород атомининг массасидан тақрибан 1840 марта кичик бўлгани учун электронлар тартибсиз иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги атомлар иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлигидан анча катта бўлади. Атомнинг массасини $M = AM_H$ кўринишида кўрсатиш мумкин; бунда A — шу атомнинг атом оғирлиги, M_H эса водород атоми массаси¹; бундан атом иссиқлик ҳаракатининг тезлиги (ўртача квадратик тезлик):

$$\bar{u}_A = \sqrt{\frac{3kT}{AM_H}}$$

ва, демак,

$$\frac{\bar{u}}{u_A} = \sqrt{\frac{A \cdot M_H}{m}} = \sqrt{1838 A} \cong 43\sqrt{A}.$$

¹ Атом оғирликларнинг химиявий таърифига кўра, M_H ўрнига кислород атомининг $1/16$ массаси олинади. Бироқ бундай алмаштириш ҳисоблашларга амалда таъсир қилмайди.

Уй температурасида газ молекулаларининг (атомларининг) ўртача квадратик тезликлари секундига бир неча юз метр, яъни 10^5 см/сек тартибидаги катталиклардан иборат бўлади. Демак, электронлар иссиқлик ҳаракатининг тезликлари уй температурасида 10^7 см/сек тартибидаги катталикларда бўлади.

Электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати бирор йўналишда электр зарядларнинг кўчишига сабаб бўлмайди ва, демак, электр токи вужудга келтирмайди. Агар бирор ташқи манба ёрдамида металл ичида бирор йўналишли электр майдон ҳосил қилинса, бу майдон таъсирида электронлар v қўшимча йўналган ҳаракат тезлиги оладилар. Электронларнинг бу йўналган ҳаракати заряднинг кўчишига ва, демак, электр тоқнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Бундай жуда кичик тезликли кўчма ҳаракат ҳам ғоят катта зичликдаги тоқларни вужудга келтириши мумкин эканлигини кўрсатиш осон.

Электронлар йўналган ҳаракатининг ўртача тезлигини $\bar{v}$ билан белгилаймиз. У ҳолда тезлик йўналишига тик бўлган бирлик сиртдан вақт бирлигида ўтувчи электронлар сони $n_0 \bar{v}$ га тенг бўлади. Ҳар бир электрон e зарядни олиб ўтгани туфайли, бирлик сиртдан вақт бирлигида олиб ўтиладиган зарядга тенг бўлган i ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$i = en_0 \bar{v}. \quad (3)$$

$\bar{v}$ йўналган ҳаракат тезлиги катталиги тартибини қуйидаги конкрет маълумотлардан фойдаланиб аниқлаймиз: ўтказгичдан

$$i = 100 \frac{a}{\text{см}^2} = 3 \cdot 10^{11} \frac{\text{CGSE ток кучи бирлиги}}{\text{см}^2}$$

зичликдаги ток ўтаётган бўлсин. Электроннинг $\bar{v}$ йўналган ҳаракат тезлиги ток зичлиги билан (3) ифодага кўра

$$\bar{v} = \frac{i}{ne}$$

муносабат билан боғланган. Электрон заряди $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ CGSE, металлнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сони n_0 (1) ифодага кўра $\frac{N}{\mu} \delta$ га тенгдир. Одатдаги металл ўтказгичларнинг молекуляр оғирлиги бир неча ўн тартибидаги катталик бўлади, масалан, миснинг молекуляр оғирлиги $\mu = 64$ г/моль, металлларнинг δ зичлиги кўпинча 10 дан ошмайди. Бундан $\bar{v}$ учун қуйидаги тартибдаги катталикни ҳосил қиламиз:

$$\bar{v} = \frac{i\mu}{N\delta e} \approx \frac{3 \cdot 10^{11} \cdot 60}{6 \cdot 10^{23} \cdot 10 \cdot 4.8 \cdot 10^{-10}} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \approx 6 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Шундай қилиб, электронларнинг ток ўтаётган металлдаги кўчма ҳаракат тезлиги v ғоят кичик эканлигини ва уй температурасида бу тезлик электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати тезлиги u дан анча кичик бўлишини кўрамыз.

Энди i ток зичлигини электронларнинг кўчиш ҳаракатини вужудга келтираётган электр майдоннинг E кучланганлиги билан боғлаймиз.

E кучланганликли электр майдон бўлганда ҳар бир электронга $f = eE$ куч таъсир этади. Электроннинг заряди манфий бўлгани сабабли бу куч E га қарама-қарши томонга йўналган бўлади. Шу куч таъсирида ҳар бир электрон ўзининг эркин югуриши давомида

$$w = \frac{f}{m} = \frac{eE}{m} \quad (4)$$

тезланиш олади. Майдон кучланганлиги доимий бўлса, электроннинг тезланиши ҳам доимий бўлади ва у текис тезланувчан ҳаракат қилади. Бироқ (4) ҳаракат тенгламаси электроннинг *фақат иккита кетма-кет тўқнашиши оралигидагина тўғри бўлади.*

Тўқнашиш пайтида электронга одатда $f = eE$ кучга нисбатан анча катта бўлган зарб кучи таъсир этиб, бунинг натижасида электрон ҳаракатининг йўналганлиги бузилади. Шундай қилиб, тўқнашишдан бевосита кейин кўп сондаги электронлар учун йўналган ҳаракат тезлиги ўртача нолга тенг бўлади. Эркин югуриш йўлининг охирида электрон v_1 йўналган ҳаракат тезлиги олади, унинг бу тезлиги w тезланиш билан икки тўқнашиш орасидаги τ вақтнинг кўпайтмасига тенг бўлади:

$$v_1 = w\tau = \frac{eE}{m} \tau. \quad (5)$$

Ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda}$ ни электронларнинг ўртача тезлигига бўлиб, барча электронлар учун ўртача югуриш вақти τ ни топамиз. Токнинг одатдаги зичликларида ва одатдаги температураларда кўчиш ҳаракатининг тезлиги электронларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати тезлиги u га нисбатан жуда кичик бўлгани учун биз биринчи хил тезликни назарга олмаслигимиз ҳамда

$$\tau = \frac{\bar{\lambda}}{u}$$

деб ёзишимиз мумкин. τ нинг бу қийматини (5) ифодага қўй-

сак, электронларнинг эркин югуриш *охирисидаги* йўналган ҳаракатининг ўртача тезлиги

$$\bar{v}_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u} \quad (6)$$

эканини топамиз. Йўналган ҳаракат тезлиги $\bar{v}$ нийг эркин югуриш вақти давомидаги ўртача қиймати (тўқнашишлар орасидаги ҳаракатни текис тезланувчан деб ҳисоблаганимиз сабабли) югуриш охиридаги $\bar{v}_1$ тезликининг ярмига тенг бўлади:

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \bar{v}_1 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u}.$$

Шундай қилиб, электр майдон таъсирида электронларнинг тартибсиз ҳаракатига ўртача тезлиги электр майдоннинг E кучланганлигига пропорционал булган йўналган ҳаракат қўшилади. Кўчма ҳаракатнинг ана шу ўртача тезлиги туфайли металлда ток вужудга келади.

Бу токнинг зичлигини $\bar{v}$ учун ҳосил қилинган (3) формулага қўйиб топамиз:

$$i = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot u} \cdot E. \quad (7)$$

Равшанки, муайян температурада ҳар бир ўтказгич учун $\frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot u}$ кўпайтувчи доимий бўлади, шунинг учун (7) ифода ток зичлиги учун $i = \sigma E$ Ом қонунини ифодалайди, яъни ток зичлиги электр майдон кучланганлигига пропорционалдир (155-§ га қаранг).

Шундай қилиб, Ом қонуни бевосита металллар ўтказувчанлигининг электрон назариясидан келиб чиқади.

(7) формулани Ом қонунининг $i = \sigma E$ ифодаси билан таққосласак,

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m \cdot u} = \sigma \quad (8)$$

катталиқ металлнинг солиштира ўтказувчанлигидан иборат эканлигини кўрамиз. Бундан, металлнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сони қанча кўп ва электронлар эркин югуриш йўлининг ўртача узунлиги $\bar{\lambda}$ қанча катта бўлса, металлнинг солиштира ўтказувчанлиги шунча катта бўлиши келиб чиқади.

Ленц — Жоуль қонунини металллар электрон назарияси нуқтаи назаридан муҳокама қилайлик. Электронлар ташқи электр майдон таъсирида ҳаракат қилиб, $\bar{\lambda}$ эркин йўл узунлигида v

йўналган тезлик билан боғлиқ бўлган кинетик энергия оладилар ва тўқнашишда металл панжарасининг ўзагига бу энергияни берадилар. Берилган майдон таъсирида электронларнинг бу кинетик энергияси ҳар бир тўқнашишдан кейин қайтадан вужудга келади ва қайтадан металлга узатилади. Шундай қилиб, электр майдон кучларининг иши ҳисобига металл қизийди. Вақт бирлиги ичида ўтказгичнинг ҳажм бирлигида ажраладиган иссиқлик миқдорини ҳисоблайлик.

Эркин югуриш охирида электроннинг тезлиги

$$\bar{v}_1 = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{u}$$

катталиқка тенг бўлишини кўрсатиб ўтган эдик [(6) формула]. Демак, электроннинг панжара ўзаги билан тўқнашишда берадиган кинетик энергияси қуйидагига тенгдир:

$$E_k = \frac{m\bar{v}_1^2}{2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2 E^2 \bar{\lambda}^2}{m u^2}.$$

Вақт бирлиги ичида ҳар бир электрон ўртача $\bar{z}$ марта тўқнашади. I томнинг 53- параграфида кўрсатилганидек, тўқнашишлар сони $\bar{z}$ ўртача эркин югуриш узунлиги $\bar{\lambda}$ ва иссиқлик ҳаракатининг тезлиги u билан қуйидаги муносабатда боғлангандир:

$$\bar{z} = \frac{\bar{\lambda}}{u}.$$

Вақт бирлиги ичида ўтказгичнинг ҳажм бирлигига берилган тўла энергия миқдорини топиш учун E_k энергияни бир электроннинг вақт бирлигидаги тўқнашишлари сони $\bar{z}$ га ва ҳажм бирлигидаги электронлар сони n_0 га кўпайтирамиз:

$$w = E_k \bar{z} \cdot n_0 = \frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m u} E^2.$$

$\frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}}{m u}$ кўпайтувчи (8) формулага мувофиқ, металлнинг солиштирма ўтказувчанлигига тенгдир, бундан:

$$w = \sigma E^2.$$

Бу ифода Ленц — Жоуль қонунининг 157- параграфида келтирилган кўриниши [(4) формула] билан бир хил.

Шундай қилиб, металллардаги эркин электронлар ҳақидаги тасаввур Ом ва Ленц — Жоуль қонунларини изоҳлаб беради. Бироқ бу назарияни янада ривожлантиришда жиддий қийинчиликларга дуч келинади, уларни фақат квант механикаси ёр-

дамидагина бартараф қилиш мумкин. Буни биз келгуси параграфларда кўрамиз.

162- §. Металларнинг электр ўтказувчанлиги билан иссиқлик ўтказувчанлиги орасидаги боғланиш. Олдинги параграфда олинган натижаларнинг муҳим хулосаси Видеман — Франц қонунидир. Бу қонун электр ўтказувчанлик ҳодисасини иссиқлик ўтказувчанлик ҳодисаси билан боғлайди. Металлар иссиқликни яхши ўтказувчилардир, диэлектриклар эса иссиқликни ёмон ўтказувчилардир, шунинг учун металларнинг иссиқлик ўтказувчанлигига сабаб уларда эркин электронларнинг бўлишидир, деб олиш табиий. Шундай деб олинса, металларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти учун газларнинг иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти ифодасини қабул қилиш мумкин. Чунки электронларнинг ва молекулаларнинг иссиқликни узатиш механизми асосан бирдай. Шу сабабли металнинг κ иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти учун 1 томининг 56- параграфида чиқарилган (6) формуладан бевосита фойдаланамиз, унда эркинлик даражалари сони $i = 3$ деб олсак,

$$\kappa = \frac{1}{2} n_0 k \bar{u} \bar{\lambda},$$

бунда k — Больцман доимийси, n_0 — ҳажм бирлигидаги электронлар сони, $\bar{\lambda}$ — электронларнинг металл кристалл панжарасидаги эркин йўлининг ўртача узунлиги, $\bar{u}$ — иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги.

Иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти κ нинг 161- параграфдаги (8) формула билан ифодаланган электр ўтказувчанлик коэффиценти σ га нисбатини олсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{m \bar{u}^2}{e^2} k.$$

$\frac{m \bar{u}^2}{2}$ катталик электронлар иссиқлик ҳаракатининг ўртача кинетик энергиясидир; агар бу энергияни молекулаларнинг (атомларнинг) ўша температурадаги ўртача кинетик энергиясига, яъни $\frac{3}{2} kT$ катталикка тенг деб ҳисобласак, у ҳолда $\frac{\kappa}{\sigma}$ нисбат қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{3k^2}{e^2} T,$$

бунда k ва e — доимий катталиклар (Больцман доимийси ва электрон заряди), бундан қуйидаги келиб чиқади: иссиқлик ўтказувчанлик коэффиценти κ нинг электр ўтказувчанлик

коэффициенти σ га нисбати металлнинг T абсолют температурасига пропорционал ва металлнинг хилига боғлиқ эмас.

Бу қонуниятни Видеман ва Франц экспериментал равишда топдилар. Агар иссиқлик ўтказувчанлик коэффициенти κ ни $\frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}}$ ларда, электр ўтказувчанлик коэффициенти σ ни $\frac{\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}}{\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}}$ ларда ўлчанса, у ҳолда экспериментал маълумотларга кўра T олдидаги кўпайтувчининг қиймати турли металллар учун $4,6 - 5,6 \cdot 10^{-9}$ га тенг. $\frac{3k^2}{e^2}$ кўпайтувчининг бу ерда

топилган назарий қиймати ўша бирликларда $5,3 \cdot 10^{-9}$ га тенг. Бироқ κ ва σ ни ифодаловчи формулаларни тезликларнинг максвелл тақсимоти ифодасидан фойдаланиб аниқлаштирак, у ҳолда бу формула билан тажриба натижалари орасидаги миқдорий мослик ёмонлашади. Бундан мослик тасодифий характерда эканлиги ва назарияни янада ривожлантириш зарурлиги келиб чиқади. Биз айтиб ўтганимиздек, металлдаги эркин электронлар ҳақидаги тасаввур электр ўтказувчанлик ҳодисаси ва у билан боғланган қатор бошқа ҳодисаларни умумий равишда тушунтиради ҳам, ҳар ҳолда бу тасаввурдан фойдаланганда кўп ҳолларда назария билан тажриба орасида муҳим тафовутлар келиб чиқади. Электр ўтказувчанлик коэффициенти

$\sigma = \frac{1}{2} \frac{n_0 e^2 \bar{\lambda}^2}{m u}$ ифодасида иккита доимий бор: булардан бири

n_0 — металлнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сони ва иккинчиси $\bar{\lambda}$ — электронларнинг эркин югуриш йўлининг ўртача узунлигидир. Бу доимийларни тажрибада бевосита ўлчаб бўлмайди. Лоренц назарияси n_0 катталикининг тартиби ҳажм бирлигидаги атомлар сони билан бир хил ва $\bar{\lambda}$ катталики ўтказгич кристалл панжарасида жойлашган ионлар орасидаги масофага тенг, деб ҳисоблайди. Бундай деб олиш табиий ва электр ўтказувчанлик коэффициентининг тажрибада топилган қийматларига зид келмайди. Бироқ σ нинг ифодаси электр ўтказувчанлик температура билан тўғри боғланишда эмаслигини кўрсатади, чунки σ ифодасидаги температурага шубҳасиз боғлиқ бўлган бирдан-бир ҳад электронларнинг $\bar{v}$ иссиқлик ҳаракат тезлигидир. Бу тезлик эса кинетик назарияга кўра T абсолют температура квадрат илдизига пропорционалдир. Бироқ тажриба (154- параграфга қаранг) ρ солиштира қаршилиқнинг абсолют температурага тўғри пропорционал эканлигини кўрсатади, демак, σ электр ўтказувчанлик температура-нинг биринчи даражасига тескари пропорционал бўлади; бундан эса, тажрибага мувофиқлаш учун $n_0 \bar{\lambda}$ кўпайтма абсолют температуранинг квадрат илдизига тескари пропорционал ўзгара-

ди, деб фараз қилишга тўғри келади; бу фаразни асослаш жуда қийин.

Назарий тасаввурлар билан тажриба натижалари орасида яна бир кескинроқ келишмовчилик бор. Ўтказгичда ҳаракатланувчи ва энергияси бўлган кўп сонли эркин электронларнинг бўлиши ҳақидаги тасаввур қуйидаги хулосага олиб келади: ўтказгичларнинг иссиқлик сиғими ўтказгичмас қаттиқ жисмларнинг иссиқлик сиғимига нисбатан анча катта бўлиши керак. Электронлар сони атомлар сони тартибида бўлади деб фараз қилсак, модда грамм-молекуласининг $\frac{3}{2} kNT = \frac{3}{2} RT$ (R — газ доимийси) га тенг қўшимча ички энергияси бўлишини топамиз, бу энергия тартибсиз ҳаракат қилаётган электронлар энергияси бўлади.

Бу қўшимча энергия туфайли моляр иссиқлик сиғими $\frac{3}{2} R \cong 3 \frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{моль}}$ катталиқка ортади. Бироқ тажриба шунни кўрсатадики, ўтказгичлар Дюлонг ва Пти қонунини (I том, 93-параграфга қаранг) ўтказмайдиган қаттиқ жисмларга нисбатан ёмон қаноатлантирмайди, яъни уларнинг моляр иссиқлик сиғими бизнинг мулоҳазамиз тақозо қилганидек $9 \frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{моль}}$ га эмас, балки тақрибан $6 \frac{\text{кал}}{\text{град} \cdot \text{моль}}$ га тенг.

Демак, электр ўтказувчанликда ва иссиқлик ўтказувчанликда иштирок этувчи электронлар қандайдир сабабларга кўра ўтказгичнинг иссиқлик сиғимига таъсир қилмас экан. Буни Лоренц назарияси нуқтаи назаридан изоҳлаб бўлмайди ва фақат квант механикаси ёрдамида тушунтириш мумкин.

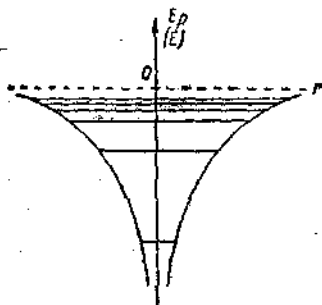
163-§. Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси. Электр ўтказувчанлик назариясини фақат квант механикаси ёрдамидагина тўғри ривожлантириш мумкинлигини олдинги параграфда айтиб ўтдик. Квант механикасининг классик механикадан асосий фарқи қуйидагича: квант механикаси нуқтаи назарига кўра зарралар системаси, умуман айтганда, фақат бир қатор муайян, бир-биридан фарқли (узлуқли, „дискрет“) энергетик ҳолатларда бўла олади; классик назарияга кўра эса, система энергиянинг бирор интервали чегарасидаги ҳар қандай қийматига тегишли ҳолатларда бўла олади. Квант нуқтаи назардан система бир мумкин бўлган ҳолатдан бошқасига „сакраб“ ўтади, бунда энергиянинг чекли ΔE ўзгариши содир бўлади. Бу хулосани атом ва молекуляр физикага тегишли кўп фактлар исботлайди (III томга қаранг).

Айтилганларни конкрет мисолда тушунтирамиз. Координата бошида жойлашган кўзгалмас нуқтавий мусбат заряднинг

кулон майдонида битта электрон турган бўлсин. Бунда электроннинг E_p потенциал энергияси

$$E_p = -\frac{C}{r}$$

бўлади, бунда C — мусбат константа, r — координата бошидан узоқлиги электронгача бўлган масофа (100- расм). Бу ҳолда квант назариясига (III томга қаранг) кўра манфий энергиялар ($E < 0$) соҳасида электроннинг тўла энергияси



100- расм. Электроннинг кулон майдонидаги энергетик сатҳлари.

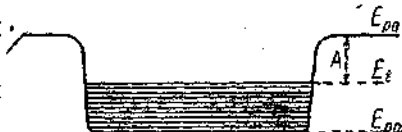
$$E = -\frac{B}{n^2} \quad (1)$$

қийматлардан фақат биттасини олиши мумкин, бунда B — константа, n бутун сон қийматлар олади: $n = 1, 2, 3, \dots$ (1) формулага мос келадиган энергиялар 100- расмда горизонтал чизиқлар („сатҳлар“) билан тасвирланган.

Энергия қийматларининг узлукли эканлиги ҳақида юқорида келтирилган хулоса атом системалар учун исботланади. Хусусан, водо-

род атоми ва унга ўхшаш ионларнинг (атом ядросининг кулон майдонида битта электрон бўлади) мумкин бўлган энергия қийматлари (1) формула билан аниқланади. Шунингдек, кристалларда ҳам электронлар фақат муайян энергетик сатҳлардагина бўла оладилар.

160- параграфда кўрсатиб ўтилганидек, металлдаги электронларнинг бир қисми муайян атомлар билан боғланишда бўлмайди ва потенциал чуқур ичида эркин ҳаракатланади. Бироқ квант механикасига кўра бу ҳаракат классик назарияда кўриладиган ҳаракатдан шу билан фарқ қиладики, бунда электронлар энергияси фақат қатор узлукли қийматлар олиши мумкин. Кристаллдаги электронлар энергияларининг бу қийматлари сатҳлар тўплами сифатида кўрсатилиши мумкин, одатдаги ўлчамли кристалларда бу сатҳлар сони ғоят кўп ва шу сабабли қўшни сатҳлар бир-бирига жуда яқин жойлашган бўлади (101- расм).

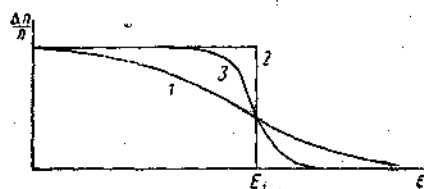


101- расм. Электроннинг кристаллдаги энергетик сатҳлари.

Квант механикасининг классик назариядан яна бошқа бир фарқи электр ўтказувчанликни тушуниш учун муҳимдир. Бу

фарқ электронларнинг энергетик сатҳларига кўра тақсимланиш қонунига тегишлидир. Классик нуқтаи назардан электронлар энергия сатҳларига Больцман қонунига мувофиқ тақсимланган, бундай тақсимланишга 102- расмдаги 1 чизиқ мос келади. Квант механикасида электронларнинг тақсимланиши бошқача бўлади. Бунга сабаб электронларнинг *Паули принципи* деб аталган принцинга бўйсунishiдир. Бу принципга кўра, битта энергетик сатҳда (агар у „айнимаган“ бўлса) иккитадан ортиқ электрон бўла олмайди. Бу иккита электрон бир-биридан хусусий магнит моментлари йўналиши билан фарқ қилишлари керак (III томга қаранг).

Паули принциpidан дарҳол электронларнинг абсолют ноль температурада ($T=0$) энергетик сатҳлар бўйича классик ва квант тақсимланишлари орасидаги фарқ келиб чиқади. Ҳақиқатан ҳам, классик нуқтаи назардан $T=0$ да барча электронларнинг энергияси нолга тенг бўлиши керак. Паули принципига кўра эса $T=0$ да ҳам бир энергетик сатҳдаги электронлар сони иккитадан ортиқ бўла олмайди. Кристаллдаги эркин электронларнинг умумий сони n га тенг бўлса, $T=0$ да бу электронлар энг пастки $\frac{n}{2}$ та энергетик сатҳда жойлашади. Бу ҳолда



102- расм. Электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимланиши:

- 1 чизиқ $T \neq 0$ да Больцман бўйича;
- 2 синиқ чизиқ $T = 0$ да Ферми бўйича;
- 3 эгри чизиқ $T \neq 0$ да Ферми бўйича.

электронларнинг сатҳлар бўйича тақсимот қонуни 102- расмдаги 2 синиқ чизиқ билан кўрсатилади. Айталик, электронлар тўлдирган охири сатҳнинг энергияси E_i бўлсин (101- расм), 2 эгри чизиқ $T=0$ да $E \leq E_i$ энергияли барча сатҳлар бирдай (ҳар бир сатҳда иккитадан электрон) электронлар билан тўлдирилганини билдиради; $E > E_i$ энергияли сатҳлар бўшдир. $T \neq 0$ да электронларнинг сатҳлар бўйича тақсимланиши Ферми қонуни билан аниқланади. Ферми қонуни 102- расмда 3 чизиқ билан тасвирланган. Жуда юқори температураларда Ферми эгри чизиғи Больцман классик қонунига мувофиқ келувчи эгри чизиққа яқинлашади.

Шуни назарда тутиш керакки, металллар учун E_i энергиянинг қиймати нисбатан катта бўлиб, атомларнинг ўн мингларча градус температурадаги ўртача иссиқлик ҳаракат энергияларига мувофиқ келади.

Квант механикасининг айтиб ўтилган хулосалари электр ўтказувчанлик ҳодисасини асосан изоҳлаб беради. Ташқи

электр майдон бўлмаганда электронлар тезликлар йўналишларига нисбатан симметрик тақсимланган бўлади. Бу тақсимланган классик назариядаги сингари электронларнинг тартибсиз ҳаракатига ва, бинобарин, кристаллда йўналган электр токнинг бўлмаслигига мос келади.

Температура жуда юқори бўлмаган, яъни қисман сатҳлар электронлар билан тўлдирилган ҳолни кўрайлик. Бунда сатҳлар бир-бирига жуда яқин жойлашган, шу сабабли ҳатто жуда заиф ташқи майдон ҳам электронларни юқорироқ бўш сатҳларга кўчира олади. Бошқача қилиб айтганда, электронлар энергияси ташқи майдон таъсирида ўзгариши, яъни электронлар қўшимча тезлик олишлари мумкин. Ташқи майдон таъсирида электронлар уларга таъсир қилаётган куч йўналишида жўчадилар — кристаллда ток оқади. Бу ҳол электр ўтказувчанлиги юқори бўлган металлларнинг кристалларига тегишлидир. σ электр ўтказувчанлик чекли қийматга эга бўлган ҳолни тушунтириш учун квант механикасига кўра эркин электронлар ҳаракатининг тўлқин характерда бўлишини назарга олиш зарурдир (III томга қаранг). Электрон тўлқинлар кристалл панжарада ҳамма вақт бўладиган бир жинслимасликлар туфайли сочиладилар. Тўлқинларнинг сочилиши эса кристаллдаги электронлар эркин йўли узунлигининг чекли бўлишига мос келади. Идеал панжара бўлган ҳолда тўлқинларни сочувчи бир жинслимасликлар панжаранинг иссиқлик ҳаракати (тебранишлари) гагина боғлиқ бўлади, шу сабабли σ электр ўтказувчанлик $1/T$ катталиқка пропорционал бўлади, бунда T — кристаллнинг абсолют температураси; ҳақиқатан ҳам σ нинг T га шундай боғланган эканини айтиб ўтган эдик (154- §), лекин уни классик нуқтаи назардан изоҳлаш мумкин эмас эди. Ёт аралашмалар бўлганда кристалл панжарада температурага боғлиқ бўлмаган бир жинслимасликлар бўлади, шунинг учун σ электр ўтказувчанликнинг температурага боғланиши қуйидаги кўринишда бўлади: $\sigma = a \frac{1}{T} + b$, бунда a ва b — константалар. Агар бирор соф металлга бошқа металлдан озгина аралаштирилса, паст температураларда σ нинг T га шундай боғланишини кузатиш мумкин.

Металлларнинг қаршилиги иссиқлик ҳаракат туфайли панжарада вужудга келган бир жинслимасликларда электрон тўлқинларнинг сочилиши билан боғлиқ деган фикрни биринчи бўлиб совет физиги Я. И. Френкель ўзининг металллар назариясига оид ишида айтган эди.

Квант назарияси классик назариянинг металлларнинг иссиқлик сифмига эркин электронларнинг таъсири йўқлиги каби иккинчи қийинчилигини ҳам бартараф қилади (162- §). Тем-

пература кўтарилганда электронларнинг бир қисми юқориқ энергетик сатҳларга ўтади. Бироқ учта эркинлик даражасига тўғри келувчи $\bar{E} = \frac{3}{2} kT$ ўртача иссиқлик ҳаракат энергияси E_i энергияга нисбатан кичик бўлса, у ҳолда электронларнинг мос равишда, $T = 0$ даги тақсимланиш эгри чизигидан оз фарқ қилади (102- расмдаги 3 ва 2 эгри чизиклар бир-биридан оз фарқ қилади). Бундан шу нарса келиб чиқадики, электронларнинг умумий энергияси температурага (унча юқори бўлмаган температураларда) заиф боғланган, шу сабабли ўз навбатида, металлдаги эркин электронлар амалда металлнинг иссиқлик сигимига таъсир қилмайди.

Эркин электронлар амалда металлнинг иссиқлик сигимига таъсир қилмаслигини янада аниқроқ кўрсатиш учун электронларнинг тезликларига кўра тақсимланишининг миқдорий қонунидан фойдаланиш керак.

102- расмда электронларнинг энергетик сатҳлар бўйича тақсимланиш графиклари келтирилган. Агар тўла энергияси E , $E + dE$ энергия интервалида бўлган электронларнинг $\frac{dn}{n}$ нисбий сонини топиш керак бўлса, у ҳолда бошқача кўринишдаги график ҳосил бўлади, чунки энергиянинг турли қийматларида сатҳлар зичлиги бирдай эмас ва, демак, бирдай dE интервалга бу интервал энергиянинг қайси соҳасида олинганига қараб турли сондаги сатҳлар тўғри келади. Фермининг тақсимот қонунига кўра

$$\frac{dn}{n} = \gamma \frac{E^{\frac{3}{2}}}{1 + e^{\frac{E - E_i}{kT}}} dE, \quad (2)$$

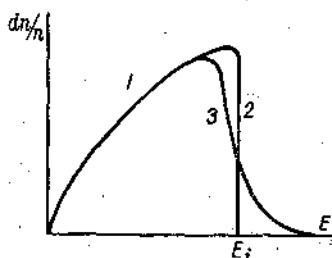
бунда γ — константа¹, E_i — юқорида айтганимизга мувофиқ, электронларнинг $T = 0$ даги энг катта энергияси. У ҳолда 102- расмдаги 2 ва 3 графиклар ўрнига 103- расмда тасвирланган графикларни ҳосил қиламиз, бунда 2 эгри чизик яна $T = 0$ ҳолга, 3 эгри чизик эса, $T \neq 0$ ҳолга тегишлидир.

Кристаллдаги электронларнинг бирор T температурадаги ўртача энергияси

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \int E dn,$$

бунда интегрални E энергиянинг мумкин бўлган барча қийматлари бўйича олинади. (2) тақсимотдан фойдаланиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\bar{E} = \gamma \int_0^{\infty} \frac{E^{\frac{3}{2}}}{1 + e^{\frac{E - E_i}{kT}}} dE.$$



103- расм. 2 эгри чизик $T = 0$ да; 3 эгри чизик $T \neq 0$ да электронларнинг энергия бўйича тақсимланиши.

¹ γ кристалл ҳажмига боғлиқдир.

Интеграллаш қуйидаги тақрибий натижани беради:

$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_i \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_i} \right)^2 \right].$$

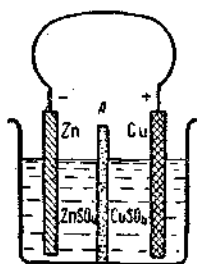
Ўзгармас ҳажмдаги C_V моляр иссиқлик сифими энергиядан (бир молга тўғри келган энергиядан) температура бўйича олинган ҳосилга тенг бўлади:

$$C_V = N \frac{d\bar{E}}{dT} = \frac{\pi^2}{2} Nk \left(\frac{kT}{E_i} \right), \quad (3)$$

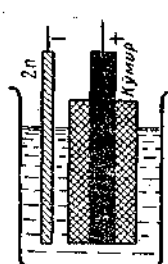
бунда N — Авогадро сони.

Классик назарияга кўра, электрон газнинг моляр иссиқлик сифими $C_V = \frac{3}{2} Nk$. Айтилганларга кўра, металллар учун E_i қиймат зарраларнинг ўн мингларча градус температурадаги иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергиясига мос келади. Шундай қилиб, $\left(\frac{kT}{E_i} \right)$ кўпайтувчи 0,01 га яқин бўлади ва бундан ўртача температураларда электрон газнинг (3) формулага кўра иссиқлик сифими классик назария берадиган қийматга нисбатан ғоят кичик бўлади.

164-§. Ўзгармас токнинг берк занжири. Ўтказгичда ўзгармас ток тўхтовсиз ўтиб туриши учун унинг учларида доимий потенциаллар айирмаси сақланиши керак. Бундай доимий потенциаллар айирмасининг манбалари турли-туман бўлиши мумкин. *Гальваник элементлар* шундай манбаларга мисол бўла олади.



104-рasm. Даниэль элементи.



105-рasm. Лекланше элементи.

Гальваник элемент муайян эритмалар (электролитлар) га ботирилган иккита металлдан ясалган пластинкадан иборат бўлади. Масалан, *Даниэль элементи* (104-рasm) рух купороси эритмасига туширилган рух пластинка ва мис купороси эритмасига туширилган мис пластинкадан ташкил топган. Эритмалар А ғовак тўсиқ билан ажратиб қўйилган. Узук ҳолдаги Даниэль элементининг пластинкаларида 1,1

вольт потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади. *Лекланше элементи* (105-рasm) нашатир эритмасига ботирилган рух пластинка ва марганец пероксиди қатлами билан ўралган кўмир пластинкадан иборат бўлиб, электродларида 1,5 вольтга яқин потенциаллар айирмаси беради.

Гальваник элемент клеммаларида потенциаллар айирмасини вужудга келтирувчи сабабларни текширмасдан аввал дои-

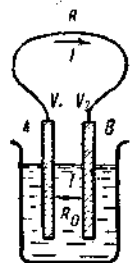
мий потенциаллар айирмаси манбаини берк занжирга улаганда қандай ҳодиса рўй беришини кўрайлик.

Элементни туташтирувчи занжирнинг қаршилиги R га тенг бўлсин (106- расм); бу қаршилиқни *ташқи қаршилиқ* дейлик. Ўз навбатида элементнинг ўзининг R_0 қаршилиги ҳам бўлади, уни *ички қаршилиқ* деймиз. Ташқи қаршилиқнинг учларидаги потенциаллар V_1 ва V_2 бўлади, бу потенциаллар электродларнинг худди шу қаршилиқли ташқи ўтказгичга уланган ҳолатидаги потенциалларидир. Айтайлик, V_1 потенциал V_2 потенциалдан катта бўлсин; у ҳолда ташқи занжирда ток V_1 потенциалли электроддан V_2 потенциалли электродга оқади. Ташқи занжирда *потенциал тушиши* юзага келади.

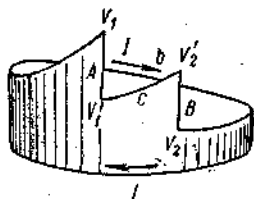
Занжирнинг R ташқи қаршилиқдан иборат қисмига Ом қонунини татбиқ қилсак, ташқи занжирдаги $V_1 - V_2$ потенциал тушиши қуйидагига тенг бўлади:

$$V_1 - V_2 = IR. \quad (1)$$

Зарядларнинг оқишидан иборат бўлган стационар ток берк бўлиши (156- § га қаранг) ва, демак, занжирнинг ички қисмида ташқи қисмидагига нисбатан бошқа йўналишда оқиши керак. Агар занжирнинг ташқи қисмида ток A электроддан B электродга оқса (106- расм), ички қисмида B



106- расм. Гальваник элемент ва ташқи қаршилиқ занжири.



107- расм. Гальваник элемент билан ташқи қаршилиқдан иборат занжирдаги потенциал тушишлар ва сакрашларнинг тасвири.

ва сакрашларини график тасвирлаш қулай бўлиши учун V потенциалларни цилиндрик сирт ясовчилари бўйлаб ётқизамиз. 107- расмда A ва B нуқталар электродларнинг вазиятига: AbB қисм занжирнинг ташқи қисмига ва BcA қисм занжирнинг ички қисмига мос келади. Электродит ичида ток V_2 потен-

электроддан A электродга оқади. Электродлар билан электролит чегараларида потенциаллар сакраши бўлгандагина шундай бўлиши мумкин. Бундай сакрашларни вужудга келтирувчи сабабларни биз кейинроқ кўриб чиқамиз. Ҳозир эса, B электрод ва электролит чегарасида потенциал V_2 катталиқкача кўтарилади (сакрайди) деб фараз қилайлик. Электролит билан A электрод чегарасидаги потенциални V_1 билан белгилаймиз. Бутун берк занжирда потенциал тушишлари:

циалдан V_1 потенциалгача оқади. Занжирнинг ички қисмида потенциал тушиши Ом қонунига кўра:

$$V_2 - V_1 = IR_0, \quad (2)$$

бунда R_0 — занжир ички қисмининг қаршилиги. Фикран $AbBcA$ берк занжирни айланиб, V_1 потенциалли бошланғич A электродга қайтиб келайлик; контурни айланишдаги потенциал тушишлари йиғиндиси потенциал кўтарилишлари йиғиндисига тенг бўлиши керак.

Потенциаллар сакрашларини ε билан белгилаймиз:

$$V_1 - V' = \varepsilon_1; \quad V_2 - V_2' = \varepsilon_2.$$

Занжирни айланиш йўналишида сакрашлар потенциални оширса, бу сакрашларни мусбат деб, шу йўналишда потенциални пасайтирса, манфий деб ҳисоблашга келишиб оламиз. Контурни айланишда потенциал тушишлари йиғиндисининг кўтарилишлари йиғиндисига тенглик шарти қуйидагича ёзилади:

$$IR + IR_0 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2. \quad (3)$$

Занжирни айланганда ҳосил бўладиган потенциал сакрашларнинг алгебраик йиғиндиси

$$\mathcal{E} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2,$$

занжирга уланган *электр юритувчи куч* дейлади; биз кўраётган ҳолда сакрашлар йиғиндиси элементнинг э.ю.к. ни ифодалайди. $\mathcal{E}$ э. ю. к. ни киритиш билан (3) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$IR + IR_0 = \mathcal{E}. \quad (3a)$$

Бу тенглик *берк занжир учун Ом қонунидан иборатдир*. Уни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}, \quad (4)$$

бундан берк занжирдаги I ток кучи $\mathcal{E}$ э.ю.к. га тўғри пропорционал ва занжирнинг $R + R_0$ тўла қаршилигига тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади.

$IR = V_1 - V_2$ эканлигини назарга олсак, (3a) тенгликдан:

$$V_1 - V_2 = \mathcal{E} - IR_0, \quad (5)$$

яъни *элемент клеммаларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси элементнинг э.ю.к. дан занжирнинг ички қисмида потенциал тушишини айрилганига тенг*. Занжирнинг ички қисмида потенциал тушиши қанча катта бўлса, элемент клеммаларидаги потенциаллар айирмаси унинг э.ю.к. дан шунча кўпроқ фарқ қилади.

Очиқ (туташтирилмаган) элемент учун $I = 0$ ва, демак, занжирнинг ички қисмида потенциаллар тушиши ҳам нолга тенгдир; бу ҳолда (5) ифодадан $\mathcal{E} = V_1 - V_2$, яъни $\mathcal{E}$ э.ю.к. *очиқ элемент клеммаларидаги потенциаллар айирмасига тенг*.

Ташқи қаршилиқ билан туташтирилган элемент клеммаларидаги потенциаллар айирмаси ҳамма вақт элементнинг э.ю.к. дан кичик бўлади.

Элементдан ўтувчи I ток бирор ташқи потенциаллар айирмаси манбаи билан компенсацияланган ҳолда ҳам элемент клеммаларидаги потенциаллар айирмаси элементнинг $\mathcal{E}$ э.ю.к. га тенгдир (компенсация усули билан э.ю.к. ни аниқлашга қаранг; 167- §).

156- параграфда биз стационар ток бўлганда ток чизиқлари берк бўлишини кўрсатдик. Бундан, ўз кўчишлари билан ток ҳосил қилаётган зарядлар берк чизиқлар бўйлаб ҳаракатланиши келиб чиқади. Шундай қилиб, гальваник элемент занжирида зарядлар (бу зарядларни шартли равишда мусбат деб олинади) фақат потенциал тушишлари соҳаларидагина, яъни занжирнинг AbV ташқи қисми ва BcA ички қисмидагина эмас, балки потенциал сакрашлари соҳасида ҳам ҳаракатланади. AbV ва BcA қисмларда зарядлар *потенциалнинг ўсиш йўналишларида*, яъни электростатик кучларнинг таъсир йўналишига қарши ҳаракат қилади. Равшанки, бу ҳаракат электростатик кучлар таъсирида эмас, балки табиати бошқача бўлган кучлар таъсирида рўй беради. Бу кучларни *ташқи кучлар* дейилади. Гальваник элементда ташқи кучлар электрод материалининг электролитларда эриши натижасида бўладиган химиявий процесслар ҳисобига пайдо бўлади. Электр юритувчи куч тушунчасини занжирнинг исталган жойида ташқи кучлар таъсир қилаётган ҳол учун умумлаштирайлик. Ток зичлиги учун Ом қонуни қуйидаги кўринишда бўлади:

$$i = \sigma E.$$

Бу ифодави топишда биз токни ҳосил қилаётган зарядларга электр кучлар таъсир қилади деб фараз қилган эдик. Умумий ҳолда зарядларга электр кучлар ҳам, табиати бошқача бўлган ташқи куч деб аталувчи кучлар ҳам таъсир этиши мумкин. Зарядга таъсир этувчи ташқи кучларни f_0 билан ифодалаймиз.

У ҳолда 161- параграфдаги (4) ифодада заряднинг W тезланишини қуйидаги кўринишда ёзиш керак:

$$W = \frac{f + f_0}{m} = \frac{eE + f_0}{m} = \frac{e(E + f_0/e)}{m}.$$

f_0/e ни E_0 билан белгилаб, уни ташқи кучларнинг кучланганлиги деб атаймиз. У ҳолда заряднинг W тезланиши E электр

майдон кучланганлиги ва E_0 ташқи кучлар кучланганлиги йиғиндиси билан аниқланади:

$$W = \frac{e(E + E_0)}{m}.$$

Энди 161- параграфдаги мулоҳазаларни такрорлаб Ом қонуни ифодасини келтириб чиқарамиз; бу ҳолда у қуйидаги кўринишда бўлади:

$$i = \sigma(E + E_0). \quad (6)$$

Бу ифодада ташқи кучларнинг зарядларни ҳаракатлантиришдаги роли кўриниб турибди. Равшанки, ташқи кучлар бўлмаган жойларда $E_0 = 0$ бўлади ва Ом қонунининг кўриниши аввалгидек бўлади.

Ток найини, яъни ток чизиқлари билан чегараланган фазони кўрайлик (кўрилатган ўтказгичнинг ҳаммаси ҳам ток найи бўлиши мумкин). Найининг ΔS кесимидан ўтувчи ток кучи доимий бўлиб, уни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$I = i_n \Delta S = \sigma(E_n + E_{on}) \Delta S.$$

ΔS кесим ток чизиқларига перпендикуляр жойлашган деб фарз қилайлик. У ҳолда шу кесимга ўтказилган n нормалнинг йўналиши I ток чизиғи йўналиши билан мос тушади ва биз қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$I = \sigma(E_l + E_{ol}) \Delta S$$

ёки

$$E_l + E_{ol} = \frac{I}{\sigma \Delta S}.$$

Бу тенгликнинг иккала қисмини ток найи узунлигининг Δl элементиغا кўпайтириб ва берк ток найининг барча элементлари бўйича йиғиб, қуйидагини топамиз:

$$\sum (E_l + E_{ol}) \Delta l = \sum \frac{I}{\sigma \Delta S} \Delta l.$$

Найининг исталган кесимидан ўтган I ток кучи доимий бўлгани учун уни йиғинди белгисидан ташқарига чиқариш мумкин; бу ҳолда қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\sum E_l \Delta l + \sum E_{ol} \Delta l = I \sum \frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}.$$

$\sum \frac{\Delta l}{\sigma \Delta S}$ катталиқ найининг тўла қаршилиги бўлиб, уни $R + R_0$ билан белгилаймиз, бунда R_0 ни ташқи кучлар таъсир қиладиган қисм қаршилиги (ички қаршилик), R ни эса ташқи куч-

лар таъсир қилмаётган қисм қаршилиги (ташқи қаршилик) деб назарда тутамиз. Кейинчалик биз $\sum E_i \Delta l$ йиғинди берк контур учун нолга тенг бўлишини кўрамиз, чўнки бу йиғинди бирлик заряд найнинг берк контури бўйлаб айланиб чиққанида электростатик кучлар бажарадиган ишни (электростатик кучларнинг потенциаллигини) билдиради.

Берк контур учун $\sum E_{oi} \Delta l$ ифода *ташқи кучлар кучланганлиги векторининг циркуляцияси* дейилади. Бу катталиқ ташқи кучлар кучланганлиги векторининг контур элементлари йўналишига проекцияси E_{oi} билан шу элементлар Δl узунлиги кўпайтмасининг берк контурнинг барча элементлари бўйича олинган йиғиндисидан иборатдир. Бу йиғиндини $\mathcal{E}$ билан белгилаймиз:

$$\mathcal{E} = \sum E_{oi} \Delta l, \quad (7)$$

у ҳолда (6) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$\mathcal{E} = I(R + R_0),$$

бундан $\mathcal{E}$ катталиқ контурдаги э.ю.к. эканлиги кўриниб турибди. Шундай қилиб, берк занжир учун Ом қонунини топдик. Бунда э.ю.к. *ташқи кучлар кучланганлиги векторининг циркуляцияси* сифатида олинади. Ташқи кучлар занжирнинг исталган жойида таъсир қилиши мумкин. Ташқи кучлар занжирнинг айрим жойларида фақат потенциал сакрашларни вужудга келтирадиган бўлса, циркуляция токнинг берк контуридаги потенциал сакрашларнинг алгебраик йиғиндисини ифодалашини осон кўриш мумкин. Демак, э.ю.к. нинг потенциал сакрашларнинг йиғиндиси сифатида юқорида келтирилган таърифи (7) муносабатнинг хусусий ҳолидан иборатдир. Ўзгармас токни гальваник элемент ёки элементлар батареяси бераётган бўлса ташқи кучлар химиявий процесслар содир бўлаётган соҳаларда (занжирнинг ички қисмларида) таъсир қилади.

(7) ифодада контур элементларини чексиз кичик қилиб олиб, йиғиндини бутун берк контурга ёйилган интеграл билан алмаштирамиз. Шунда $\mathcal{E}$ э.ю.к. нинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\mathcal{E} = \oint E_{oi} dl.$$

Ўнг томонда турган интеграл ташқи кучлар кучланганлиги векторининг циркуляциясидан иборатдир.

Мисол. Элементнинг э.ю.к. $\mathcal{E}$, унинг R_0 ички қаршилиги элементни туташтириб турган R ташқи қаршилиқдан k марта кичик. Элемент клеммаларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси элементнинг $\mathcal{E}$ э.ю.к. дан неча марта фарқ қилади?

Е ч и л и ш и. (4) дан I ток кучининг қийматини (5) ифодага қўйиб, элемент клеммаларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасини топамиз:

$$V_1 - V_2 = \xi \frac{R}{R + R_0}$$

ёки

$$V_1 - V_2 = \frac{\xi}{1 + \frac{R_0}{R}}$$

Шартга кўра $\frac{R_0}{R} = \frac{1}{k}$, бундан кейинги формула шундай кўринишга келади:

$$V_1 - V_2 = \frac{\xi}{1 + \frac{1}{k}} = \frac{k}{k+1} \xi.$$

яъни элемент клеммаларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси элементнинг э.ю.к. дан $\frac{1}{1 + \frac{1}{k}}$ марта кичик.

R ташқи қаршилиқ R_0 ички қаршилиққа нисбатан катта бўлганда $\frac{1}{k}$ нисбат бирга нисбатан кичик бўлади ва $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси э.ю.к. қийматига яқинлашади.

Аксинча, R қаршилиқ R_0 га нисбатан кичик бўлса, $\frac{1}{k}$ нисбат катталашади ва $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасининг қиймати ξ дан анча кичик бўлади.

165- §. Ўзгармас ток занжирида ажраладиган энергия. Ўзгармас ток берк занжиридаги энергетик муносабатни қараб чиқайлик. 106- расмда э.ю.к. ξ ва ички қаршилиги R_0 бўлган элемент билан таъминланаётган берк ўзгармас ток занжири кўрсатилган эди; занжирнинг ташқи қаршилигини R билан белгилаймиз. Занжирда ажраладиган тўла қувват занжирнинг ташқи ва ички қисмларида ажраладиган қувватлар йиғиндисига тенг бўлади:

$$W = I^2 R + I^2 R_0 = I^2 (R + R_0)$$

ёки 164- параграфдаги (3а) формулага кўра $I(R + R_0) = \xi$ бўлади, бундан

$$W = I \cdot \xi. \quad (1)$$

Шундай қилиб, занжирда ажраладиган тўла қувват ток кучи билан элемент э.ю.к. нинг кўпайтмасига тенгдир. Бу қувват бирор ташқи энергия манбалари ҳисобига ажралиб чиқади; масалан, элементда содир бўладиган химиявий реакциялар шундай энергия манбалари бўла олади.

Демак, ташқи кучлар ўзгармас ток занжирида $+I\mathcal{E}$ мусбат қувват ҳосил қилади.

Энди, занжирда ажраладиган қувват элементга уланган R ташқи қаршиликка қандай боғланишини кўрайлик. Айтайлик, э.ю.к. $\mathcal{E}$ ва ички қаршилиги R_0 бўлган бирор элемент R ташқи қаршилик билан туташтирилган; қуйидаги катталиклар: занжирда ажраладиган W тўла қувват, занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган W_a қувват ва η ф.и.к. нинг (у сон қиймати жиҳатдан занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган қувватнинг тўла қувватга нисбатига тенг) R га боғланишини аниқлаймиз.

Занжирдаги I ток кучи Ом қонунига кўра қуйидаги муносабат билан ифодаланади:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}.$$

Бу ток $R = 0$ бўлганда энг катта қийматга эришади; $R = 0$ бўлгандаги ток қисқа туташув токи дейилади. Қисқа туташув токининг кучи:

$$I_{к.т.} = \frac{\mathcal{E}}{R_0}.$$

Ташқи қаршилик катталашганда ток кучи камаёди, ташқи қаршилик чексиз катталашган сари ток кучи асимптотик равишда нолга интилади (108-расмга қаранг).

Занжирда ажраладиган тўла қувват қуйидагига тенг бўлади:

$$W = I\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}^2}{R + R_0}.$$

Қисқа туташув токида ($R = 0$) қувват энг катта қийматга эришади:

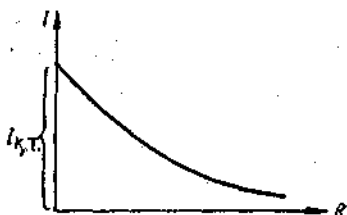
$$W_{\max} \equiv \frac{\mathcal{E}^2}{R_0}.$$

R катталашганда қувват камая боради ва R чексиз катталашганда асимптотик равишда нолга интилади.

Занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган қувват:

$$W_a = I^2 R = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_0)^2} R.$$

Қисқа туташув токида $R = 0$ бўлади, шунинг учун занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган қувват бу ҳолда нолга тенг бўлади. $R = R_0$ бўлганда, яъни ташқи қаршилик ички



108-расм. Ток кучи билан ташқи қаршилик орасидаги боғланиш.

қаршиликка тенг бўлганда W_a нинг қиймати энг катта бўлади. Бу ҳолда

$$W_{a\max} = \frac{\mathcal{E}^2}{4R_0},$$

яъни энг катта қувват қисқа туташувдаги қувватнинг чорагига тенг бўлади.

$R = R_0$ бўлганда W_a қувват максимум бўлишига ишонч ҳосил қилиш учун W_a дан ташқи қаршилик бўйича ҳосила оламиз:

$$\frac{dW_a}{dR} = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_0)^3} [(R + R_0)^2 - 2(R + R_0) \cdot R],$$

бундан:

$$\frac{dW_a}{dR} = \frac{\mathcal{E}^2}{(R + R_0)^3} \cdot (R_0^2 - R^2).$$

Максимумлик шартига кўра биринчи ҳосила нолга тенг бўлиши керак:

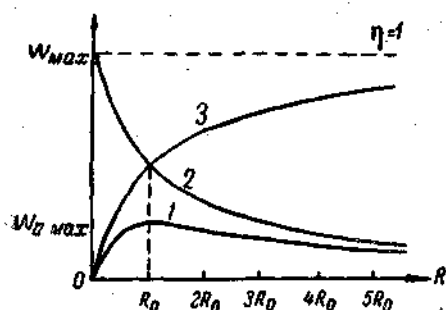
$$\frac{dW_a}{dR} = 0, \text{ бундан } R = R_0.$$

Иккинчи ҳосила $\frac{d^2W}{dR^2}$ нинг ишорасини аниқлаб, $R = R_0$ бўлганда W_a нинг минимумга эмас, балки максимумга эришишига ишонч ҳосил қилиш мумкин.

Ташқи қаршилик чексиз катталашганда ташқи занжирда ажраладиган қувват нолга интилади.

Ташқи занжирда ажраладиган W_a қувватни W тўла қувватга нисбати фойдали иш коэффициентини билдиради:

$$\eta = \frac{W_a}{W} = \frac{R}{R + R_0}.$$



109-расм. 1—занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган W_a қувватнинг, 2—тўла қувватнинг, 3— η фойдали иш коэффициенти нинг занжирнинг ташқи қисми қаршилиги R га боғланиши.

$R = 0$ да $\eta = 0$ бўлади; R катталашishi билан η ф. и.к. ўса боради ва R чексиз катталашганда $\eta = 1$ қийматга интилади; бироқ бу ҳолда ташқи занжирда ажраладиган қувват нолга интилади, шунинг учун ф. и.к. нинг максимумлик шарт амалий нуқтан назардан аҳамиятсиздир.

109-расмдаги 1 эгри чизиқ занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган қувват билан занжир ташқи қисмининг R қаршилиги орасида-

ги боғланишни кўрсатади; 2 эгри чизиқ W тўла қувватнинг R га боғланишини ва, ниҳоят, 3 эгри чизиқ η ф.и.к. нинг ўша R ташқи қаршиликка боғланишини кўрсатади. Расмдан кўринишича, R нинг ортиши билан η ортади.

Амалий нуқтаи назардан энг аҳамиятлиси шуки, занжирнинг ташқи қисмида ажраладиган W_a қувват дастлаб ўса бориб, $R = R_0$ бўлганда максимумга эришади, сўнггра камаё бошлайди.

$R = R_0$ бўлиб, W максимум бўлганда $\eta = \frac{1}{2}$ бўлади.

166- §. Бир жинслимас занжир учун Ом қонуни. Кирхгоф қонунлари. Ом қонунининг 153- § да келтирилган кўриниши бир жинсли, яъни ҳеч қандай э.ю.к. ва потенциал сакрашлар бўлмаган занжир учун ўринлидир. Бироқ биз занжирда э.ю.к. мавжуд бўлгандагина ўзгармас ток вужудга келиши мумкинлигини айтиб ўтган эдик; гальваник элементларда э.ю.к. лар электродлар билан улар ботирилган эритмалар чегарасида потенциал сакрашлар бўлиши туфайли пайдо бўлади (164- §). Кейинчалик биз (168- §) потенциал сакрашлар иккита турли металлларнинг контактида ҳам, температура бир жинсли бўлмаганда ҳам вужудга келишини кўрамиз. Шундай қилиб, умумий ҳолда $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$ потенциал сакрашлар бўлган занжирни текшириш керак бўлади. Занжирни берилган йўналишда айланишда сакрашлар турлича ишорали бўлиши мумкин. Занжирнинг бирор қисмидаги потенциал сакрашларнинг $\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 + \dots$ алгебраик йиғиндиси шу қисмнинг $\mathcal{E}$ э.ю.к. ига тенг бўлади¹.



110- расм. Бир жинсли бўлмаган занжирнинг контакт жойларидаги потенциал сакрашлар.

Соддалик учун кетма-кет уланган A, B, C ўтказгичлардан ташкил топган бир жинслимас занжирни текширайлик (110- расм). Ўтказгичлар орасидаги контактларни 1 ва 2 рақамлар билан белгилаймиз. Занжирнинг чап чеккаси потенциалини V_1 билан, ўнг чеккаси потенциалини V_2 билан белгилаймиз. A ўтказгичнинг биринчи контакт жойидаги потенциалини $V_A^{(1)}$ би-

¹ Бир жинслимас занжирда фақат потенциал сакрашларгина эмас, умуман айтганда, потенциалнинг узлукли ўсиши ҳам бўлиши мумкин. Масалан, ионлар концентрацияси ҳар жойда ўзгариб турувчи электролитларда потенциаллар шундай ўзгаради.

лан, B ўтказгичнинг худди шу контактдаги потенциалини V_B билан, шунингдек, B ва C ўтказгичларнинг иккинчи контакт жойидаги потенциалларини мос равишда $V_B^{(2)}$ ва $V_C^{(2)}$ билан белгилаймиз. A , B , C ўтказгичларнинг қаршиликлари мос равишда R_A , R_B ва R_C га тенг бўлсин. Ўтказгичлар кетма-кет уланган бўлгани учун улардан биргина I токнинг ўзи ўтади. Ўтказгичларнинг ҳар бирига Ом қонунини айрим-айрим татбиқ қиламиз:

$$\begin{aligned} IR_A &= V_1 - V_A^{(1)}, \\ IR_B &= V_B^{(1)} - V_B^{(2)}, \\ IR_C &= V_C^{(2)} - V_2. \end{aligned}$$

Бу учта тенгликни ҳадма-ҳад қўшиб, қуйидагини топамиз:

$$I(R_A + R_B + R_C) = V_1 + (V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) - V_2. \quad (1)$$

Лекин $V_B^{(1)} - V_A^{(1)}$ ва $V_C^{(2)} - V_B^{(2)}$ айирмалар 1 ва 2 ўтказгичлар чегарасидаги ϵ_1 ва ϵ_2 потенциал сакрашлардир. ϵ_1 ва ϵ_2 потенциал сакрашларнинг йиғиндиси занжирнинг шу қисмида таъсир қилаётган $\mathcal{E}$ э.ю.к. бўлади; демак:

$$(V_B^{(1)} - V_A^{(1)}) + (V_C^{(2)} - V_B^{(2)}) = \epsilon_1 + \epsilon_2 = \mathcal{E}.$$

Шунингдек, R_A , R_B ва R_C қаршиликларнинг йиғиндиси шу қисмнинг R тўла қаршилигидан иборатдир:

$$R_A + R_B + R_C = R.$$

Бундан (1) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$IR = V_1 - V_2 + \mathcal{E}$$

ёки

$$I = \frac{V_1 - V_2 + \mathcal{E}}{R}. \quad (2)$$

(2) муносабат Ом қонунининг бир жинслимас занжирга татбиқини ифодалайди: *ток кучи сон қиймат жиҳатдан занжир учларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси билан занжирдаги $\mathcal{E}$ э.ю.к. йиғиндисининг занжирнинг R тўла қаршилигига нисбатига тенг*. Бунда ток йўналишида потенциал ошишини вужудга келтирувчи э.ю.к. мусбат ҳисобланади.

Агар занжирнинг шу қисмида таъсир қилувчи э.ю.к. нолга тенг, яъни $\mathcal{E} = 0$ бўлса, (2) формула одатдаги Ом қонунига айланади:

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

Берк занжир учун $V_1 = V_2$, шунингдек, тўла қаршилиқ занжир ташқи қисмининг R қаршилиғи билан занжир ички қисмининг R_0 қаршилиғи йиғиндисидан иборат бўлади, бундан

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}.$$

бу ифода 164- параграфда келтирилган (4) формулага мос келади.

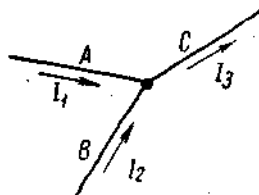
(2) формула билан ифодаланган умумлашган Ом қонуни ҳар қандай мураккаб занжирни ҳисоблашга имкон беради. Бироқ тармоқланган занжирларни бевосита ҳисоблаш мураккаб ишдир. Бу қийинчиликни Кирхгоф кўрсатиб берган иккита тенгламалар системасидан фойдаланиб, бирмунча бартараф қилиш мумкин. Тармоқланган занжир ўзининг қисмлари бўйлаб оқувчи ток кучлари, қисмларнинг қаршилиқлари ва шу қисмларга қўшилган э.ю.к. лар билан характерланади. Бу катталиклар ўзаро бир-бирлари билан боғланган ва улардан бирига кўра қолганларини топиш мумкин. Масалан, берилган қаршилиқлар ва э.ю.к. ларга кўра занжир тармоқларининг ҳар биридан оқувчи тоқлар кучини ва йўналишини топиш мумкин.

Кирхгоф тенгламаларини айрим-айрим кўриб чиқамиз.

Кирхгоф тенгламаларининг биринчи системаси. Тармоқланган занжирда камида учта ўтказгич туташидиган ҳар қандай нуқтани тугун деб атаймиз (111-расм). Кирхгоф тенгламаларининг биринчи системаси тугунларга тегишлидир. Биз ўзгармас тоқлар бўлган ҳолни кўряпмиз, шунинг учун занжирнинг ҳар қандай нуқтасида, жумладан ҳар қандай тугунда бўлган заряд ўзгармай қолиши керак. Демак, қанча заряд келтирилса, шунча заряд олиб кетилиши керак (156- параграфга қаранг). Агар тугунга келаётган тоқларни мусбат деб, тугундан чиқаётганларини манфий деб ҳисоблашга шартлашсак: *тугунда учрашувчи ток кучларининг алгебраик йиғиндиси нолга тенг дейишимиз мумкин*. Аналитик кўринишда бу қуйидагича ёзилади:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0, \quad (3)$$

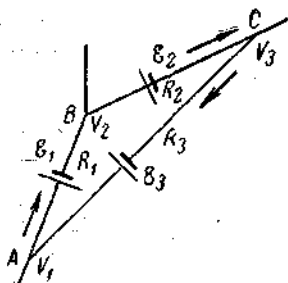
бунда n —мазкур тугунда учрашувчи тоқлар сонини билдиради; бундай тенглама занжирнинг ҳар бир тугуни учун тўғридир.



111-расм. А, В, С учта ўтказгич ҳосил қилган тугун.

Занжирнинг турли тугунлари учун ёзилган (3) тенгламалар тўплами Кирхгофнинг биринчи тенгламалар системаси бўлади.

Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системаси бирор тармоқланган занжирда ажратиб олиш мумкин бўлган ихтиёрий берк контурларга тегишлидир. AB , BC ва CA бир жинслимас қисмлардан иборат бўлган $ABCA$ ихтиёрий берк



112-расм. $ABCA$ берк контур.

контурни кўриб чиқайлик (112-расм). Контурни маълум йўналишда, масалан, *соат стрелкаси* ҳаракати йўналишида айлانганда, йўналиши айланиш йўналиши билан бир хил бўлган тоқларни мусбат, айланиш йўналишига қарама-қарши йўналган тоқларни манфий деб ҳисоблашга шартлашиб оламиз. Худди шунингдек, айланиш йўналишида потенциални оширувчи э.ю.к. ларни мусбат, айланиш йўналишида потенциални камайтирувчи э.ю.к. ларни манфий деб оламиз. Контурнинг ҳар бир AB , BC ва CA бир жинслимас участкасига (2) формула кўринишида ифодаланган Ом қонунини татбиқ қиламиз. AB , BC ва CA қисмлар қаршилигини мос равишда R_1 , R_2 , R_3 билан, улардан оқувчи ток кучларини I_1 , I_2 , I_3 билан ва бу қисмлардаги э.ю.к. ларни $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ ва $\mathcal{E}_3$ билан белгилаймиз. A , B , C нуқталарнинг потенциалларини V_1 , V_2 ва V_3 билан белгилаймиз.

У ҳолда AB , BC ва CA қисмларнинг ҳар бири учун алоҳида ёзилган Ом қонунидан қуйидагиларни топамиз:

$$I_1 R_1 = V_1 - V_2 + \mathcal{E}_1,$$

$$I_2 R_2 = V_2 - V_3 + \mathcal{E}_2,$$

$$I_3 R_3 = V_3 - V_1 + \mathcal{E}_3.$$

Бу учта тенгликни ҳадма-ҳад қўшсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

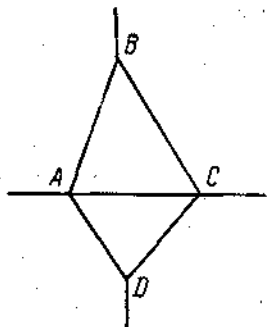
$$I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3.$$

Бундан кўринишича, қўшиш натижасида A , B , C нуқталарнинг V_1 , V_2 ва V_3 потенциаллари тушиб қолди. Бундай мулоҳазани исталган берк контурга татбиқ қилиш мумкин, шунинг учун умумий кўринишда *ҳар қандай берк контур* учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\sum_{k=1}^m I_k R_k = \sum_{k=1}^m \mathcal{E}_k; \quad (4)$$

бунда m — берк контурдаги қисмлар сонини билдиради, k эса қисмни характерловчи номер. Шундай қилиб, *ўтказгичлар-*

нинг тармоқланган занжирдаги ихтиёрый танланган ҳар қандай берк контурда ток кучларининг занжирнинг тегишли қисмлари қаршиликларига кўпайтмалари йиғиндиси шу контурда учрайдиган э.ю.к. лар йиғиндисига тенгдир. Мазкур тармоқланган занжирда ажратилган турли берк контурлар учун ёзилган (4) тенгламалар тўплами Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системасини ташкил этади. Тугунлар ва контурлар учун тузилган (3) ва (4) Кирхгоф тенгламалари тармоқланган тоқлар занжирини ҳисоблашга имкон беради. Тузиладиган (3) ва (4) тенгламаларнинг сони изланаётган катталиклар сонига тенг бўлиши керак. Бунда бир тенглама бошқа тенгламанинг натижаси бўлиб қолмаслигига эътибор бериш зарур. Агар ток тармоғида r та тугун бўлса, Кирхгоф тенгламалари системасида фақат $r - 1$ та тугун учунгина мустақил тенгламалар тузиш мумкин. Охириги тугун учун ёзиладиган тенглама олдинги тенгламалардан келиб чиқади. Агар тармоқда бир нечта берк контур, масалан, $ABCA$, $ACDA$ ва $ABCD$ (113- расм) берк контурларни ажратиш мумкин бўлса, Кирхгоф тенгламалари иккинчи системасининг мустақил тенгламалари тузиладиган контурлар аввал кўриб чиқилган контурларнинг қўшилишидан ҳосил бўлмаган контурлар бўлиши керак.



113- расм. $ABCA$, $ACDA$ ва $ABCD$ берк контурлар.

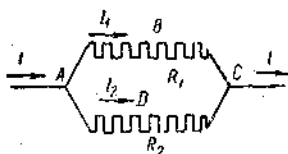
Масалан, 113- расмда тасвирланган мураккаб занжирда $ABCA$ ва $ACDA$ контурлар учунгина тенгламалар тузиш мумкин: бу контурлар мустақил бўлади. $ABCD$ контур учун тузилган тенглама олдинги иккитасидан келиб чиқади. Бошқа иккита, масалан, $ABCA$ ва $ABCD$ контурлар учун мустақил тенгламалар тузиш мумкин: у ҳолда $ACDA$ контур тенгламаси олдинги иккитасидан келиб чиқади.

Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системасини тузишда тоқлар ва э.ю.к. ларнинг ишоралари учун юқорида кўрсатилган қондага тўла амал қилиш зарур.

167- §. Кирхгоф тенгламаларининг айрим масалаларни ечишга татбиқи. 1. Ўтказгичларни параллел улаш. Дастлаб Кирхгоф тенгламалари системасидан иккита параллел уланган ўтказгич ҳақидаги оддий масалани ечишда фойдаланамиз. Қаршилиги R_1 ва R_2 бўлган иккита ўтказгич параллел уланган бўлсин. Ўтказгичлар бўйлаб оқувчи умумий ток кучи

I га тенг ва 114- расмда кўрсатилгандек йўналган. Берилга R_1 , R_2 ва I га кўра ҳар бир ўтказгичдаги I_1 ва I_2 ток кучларини топиш талаб қилинади.

Бу масалада номаълумлар иккита — булар I_1 ва I_2 ток кучларидир. Демак, иккита тенглама тузиш зарур. Биринчи тенгламани тугунлардан бири учун, масалан, A тугун учун тузамиз. I токни тугунга келаётган деб ҳисоблаймиз бу ҳолда I_1 ва I_2 токларни тугундан чиқаётган деб ҳисоблаш ва уларни манфий ишорали деб олиш керак.



114- расм. B ва D ўтказгичларни параллел улаш.

Шундай қилиб, Кирхгофнинг A тугун учун ёзилган биринчи тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$I - I_1 - I_2 = 0,$$

бундан

$$I = I_1 + I_2. \quad (1)$$

Кирхгофнинг иккинчи тенгламасини $ABCD A$ берк контур учун ёзамиз. Бу контурни соат стрелкаси ҳаракати йўналишида, яъни A тугундан B ўтказгич орқали C тугунга ва кейин D ўтказгич орқали қайтадан A тугунга томон айланганда I токни мусбат ва I_2 токни манфий деб ҳисоблашимиз керак бўлади. Кўрсатилган контурда э. ю. к. йўқлиги сабабли Кирхгофнинг иккинчи тенгламаси қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = 0,$$

бундан

$$I_1 = \frac{R_2}{R_1} I_2. \quad (2)$$

(1) ва (2) тенгламаларни биргаликда I_1 ва I_2 га нисбатан ечис қуйидагиларни топамиз:

$$I_1 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} I, \quad I_2 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} I,$$

булар изланаётган ечимни беради. Шунингдек, (2) муносабатда

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{R_2}{R_1},$$

яъни иккита параллел уланган ўтказгичлардаги ток кучлар ўтказгичларнинг қаршиликларига тескари пропорционал деган маълум қонунни келтириб чиқарамиз.

2. Уитстон кўприги. Уитстон кўприги бирор R_x номаълум қаршиликни R_0 маълум қаршилик билан таққослаш учун

ишлатиладиган схемадир. Уитстон кўприги схемаси қуйдагича: E гальваник элементга уланган занжир (115- расм) A тугундан бошлаб тармоқланади. Бу занжирнинг бир қисмини кетма-кет уланган R_x ва R_0 иккита қаршилик ташкил қилади. Иккинчи қисми эса одатда тортилган бир жинсли A_C симдан иборат бўлади. R_x ва R_0 қаршиликлар ўзаро уланадиган B нуқтага G ўлчов асбоби (гальванометр) нинг бир қисқичи бириктириб қўйилган; унинг иккинчи қисқичи D сирпанувчи контактга бириктирилган. Бу контакт AC сим бўйлаб силжий олади ва шу тарзда AD ва DC қисмларнинг R_1 ва R_2 қаршиликлари нисбатини ўзгартира олади.

Ушбу

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2} \quad (3)$$

муносабат бажарилганда занжирнинг BGD қисмида ток бўлмаслигини қуйида кўрсатамиз. (3) ни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$R_x = \frac{R_1}{R_2} R_0. \quad (3a)$$

Бир жинсли ўтказгичда ўтказгич айрим қисмлари қаршиликларининг нисбати шу қисмлар узунликларининг нисбати каби бўлади. Шундай қилиб, симнинг AD қисми узунлигини l_1 билан, DC қисмини l_2 билан белгиласак,

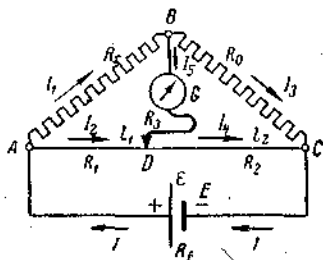
$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{l_1}{l_2}$$

муносабатни ҳосил қиламиз, шундан кейин (3a) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$R_x = \frac{l_1}{l_2} R_0.$$

Ўлчанадиган R_x қаршиликни маълум қаршилик билан таққослашда шу муносабатдан фойдаланилади. Бунинг учун қўзғалувчан D контактни шундай суриладики, бунда G — гальванометрдан ток ўтмайдиган бўлсин; ток ўтмаётганлигини гальванометр стрелкасининг оғмаганлигидан бевосита аниқланади. $\frac{l_1}{l_2}$ узунликлар нисбатини AC сим бўйлаб жойлаштирилган ҳисоб линейкаси ёрдамида топилади.

(3) муносабатни чиқариш учун Кирхгоф тенгламаларидан фойдаланамиз. Дастлаб, бизга барча тўртта қаршилик $R_x, R_0,$



115- расм. Уитстон кўпригининг схемаси.

R_1 ва R_2 , шунингдек E гальваник элементнинг R_E ички қаршилиги, унинг § э. ю. к. ҳамда занжирнинг G гальванометр уланган BGD қисмларининг R_3 қаршилиги берилган деб фараз қиламиз. Элементдан схемамизнинг A ва C тугунларига ток келтирувчи симларнинг қаршилигини назарга олмаймиз. Элементдан келувчи ток кучини I билан, занжирнинг AB , AD , BC , DC ва BGD қисмларидаги ток кучларини мос равишда I_1 , I_2 , I_3 , I_4 ва I_5 билан белгилаймиз.

Бизнинг системамизда *тўртта* — A , B , C , D тугун бор. 166-параграфда айтилганларга кўра уларнинг *учтаси* учун Кирхгоф тенгламаларини тузамиз. Булар учта A , B ва D тугунлар бўлсин.

Тугунга келувчи токларни мусбат, ундан чиқувчи токларни манфий деб ҳисоблашга келишган эдик. Бироқ мураккаб схемада биз токларининг айнан қандай йўналганлигини олдиндан билмаслигимиз мумкин. Бу ҳолда токларнинг йўналишини ихтиёрий равишда олишимиз мумкин. Кирхгоф тенгламаларини ечиш натижасида I_k нинг баъзи қийматлари мусбат катталиклар кўринишида чиқади; булар биз йўналишларини тўғри кўрсатган токлардир. I_k нинг бошқа қийматлари эса манфий катталиклар кўринишида чиқади; бу токларнинг ҳақиқий йўналишлари биз олганимизга қарама-қаршидир. Кўраётган схемамизда токлар учун 115-расмда стрелкалар билан кўрсатилган йўналишларни танлаймиз. У ҳолда Кирхгоф тенгламалари биринчи системаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\left. \begin{aligned} A \text{ тугун учун: } I - I_1 - I_2 &= 0, \\ B \text{ тугун учун: } I_1 - I_3 - I_5 &= 0, \\ D \text{ тугун учун: } I_5 - I_2 - I_4 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Схемамизда $ABDA$, $BCDB$ ва $ACEA$ берк контурларни олиб, бу контурлар учун Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системасини тузамиз. Бу контурларнинг ҳар бирини соат стрелкаси ҳаракати йўналишида айланиб чиқсак, қуйидагилар ҳосил бўлади:

$$\left. \begin{aligned} ABDA \text{ контур учун: } I_1 R_1 + I_5 R_3 - I_2 R_1 &= 0, \\ BCDB \text{ контур учун: } I_3 R_3 - I_4 R_2 - I_5 R_3 &= 0, \\ ACEA \text{ контур учун: } I_2 R_1 + I_4 R_2 + I R_E &= \mathcal{E}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Шундай қилиб, биз олтига тенглама ҳосил қиламиз, бу тенгламалар берилган § э. ю. к. ҳамда R_1 , R_2 , R_3 ва R_E қаршиликларга кўра олтига I , I_1 , I_2 , I_3 , I_4 ва I_5 токларнинг барчасини топиш мумкин. Бироқ биз (3) муносабат келиб чиқадиган анча содда масала билан чекланамиз. Чунончи G гальванометр орқали оқувчи I_5 ток нолга тенг бўладиган шартни

аниқлаймиз. $I_5 = 0$ да (4) системанинг иккинчи ва учинчи тенгламаларидан қуйидагилар келиб чиқади:

$$I_1 = I_3; I_2 = I_4, \quad (6)$$

(5) системанинг биринчи ва иккинчи тенгламаларидан эса қуйидагилар келиб чиқади:

$$I_1 R_x = I_2 R_1; I_3 R_0 = I_4 R_2. \quad (7)$$

(6) ва (7) тенгликлардан исбот қилишимиз керак бўлган

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2}$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

$\frac{R_1}{R_2} = \frac{I_1}{I_2}$ муносабат бирдан унча кўп фарқ қилмаганда R_x ва

R_0 қаршиликларни таққослаш аниқлиги катта бўлади. Шунинг учун, Уитстон кўприги ёрдамида номаълум қаршилиқни ўлчашда R_0 стандарт қаршилик R_x дан унча кўп фарқ қилмагани маъқул. Бунинг учун Уитстон кўпригининг ВС шохобчасини ташкил этувчи стандарт қаршилик сифатида одатда қаршиликлар магазини олинади (159- параграфга қаранг); магазиндан бирор ёки бир неча штепселни чиқариш билан R_0 нинг R_x га яқин бўлишига эришиш мумкин.

3. Элементларни батарея қилиб улаш. Дастлаб икки ҳолни: элементларни кетма-кет улаш билан ва элементларни параллел улаш билан батарея тузишни кўрайлик. Соддалик учун барча уланаётган элементларнинг $\mathcal{E}$ э. ю. к. лари ва R_0 ички қаршиликлари бир хил деб ҳисоблаймиз.

Айтайлик, батарея n та кетма-кет уланган элементдан тузилган бўлсин (116- расм). Батарея R ташқи қаршиликка уланган. Занжирдаги ток кучини аниқлаш керак. Элементларни бир-бирига уловчи симларнинг қаршилигини назарга олмаймиз.

Биз текшираётган занжирни ташкил этувчи бутун берк контур учун Кирхгофнинг иккинчи тенгламасини ёзамиз; бу ҳол учун унинг қуйидаги кўринишда бўлиши равшандир:

$$I_n R_0 + IR = n \mathcal{E},$$

бундан

$$I = \frac{n \mathcal{E}}{R + n R_0}. \quad (8)$$



116- расм. Элементларни кетма-кет улаб батарея ҳосил қилиш.

Агар бу ифодани э.ю.к. $\mathcal{E}$ ва ички қаршилиги R_0 бўлган битта элементга эга бўлган берк занжирдаги ток кучини ифодаловчи

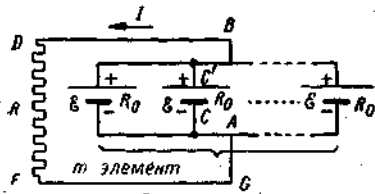
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + R_0}$$

ифода билан таққосласак шу нарса кўринадики, n та бирдай элементни кетма-кет улаб батарея тузилганда э.ю.к. n марта ортади ва ички қаршилиқ ҳам n марта ортади. Бундан, R ташқи қаршилиқ R_0 ички қаршилиқка нисбатан жуда катта бўлганда элементларни кетма-кет улаш қулай эканлиги равшан бўлиб қолади. Ҳақиқатан ҳам, R шунчалик катта бўлсаки, $R \gg nR_0$ бўлиб қолса, (8) формуланинг махражидagi R га нисбатан nR_0 ни назарга олмаса бўлади ва бунда тақрибан:

$$I = n \frac{\mathcal{E}}{R},$$

яъни n та элементни кетма-кет уланганда занжирдаги ток бир элемент бўлгандагидан деярли n марта кўп бўлади. Агар R ташқи қаршилиқ батареянинг nR_0 умумий ички қаршилигига қараганда кичик бўлса, у ҳолда nR_0 га нисбатан R ни назарга олмаса бўлади, бундан тақрибан:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_0},$$



117- расм. Элементларни параллел улаб батарея ҳосил қилиш.

яъни ток битта элемент бўлгандагидек бўлади.

Энди ҳар бирининг э.ю.к. $\mathcal{E}$ ва ички қаршилиги R_0 бўлган m та бирдай элементни параллел улаб тузилган батареяни кўрайлик (117- расм).

Батарея R ташқи қаршилиқка уланган бўлсин; уловчи симларнинг қаршилигини назарга олмаймиз. A тугунда занжир m та бирдай қисмларга тармоқлангани сабабли, Кирхгофнинг биринчи тенгласига кўра тармоқларнинг ҳар биридаги ток кучи бутун занжирдаги I ток кучига нисбатан m марта кичик эканлиги келиб чиқади; бошқача айтганда, элементларнинг ҳар биридан I/m ток оқади. Шундан кейин занжирнинг берк қисмларидан бири, масалан, $ACC'BDFGA$ контур учун Кирхгофнинг қуйидаги иккинчи тенгласини тузамиз; бу тенглама қуйидагича бўлади:

$$\frac{I}{m} R_0 + IR = \mathcal{E},$$

бундан

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + \frac{R_0}{m}} \quad (9)$$

(9) формуланинг кўрсатишича, m та бир хил элементни параллел улаб батарея тузилганда э.ю.к. ўзгармайди, ички қаршилик эса m марта камаяди.

Ташқи қаршилик кичик бўлганда элементларни параллел улаб батарея тузиш қулай эканлиги равшан; ҳақиқатан ҳам R қаршилик R_0/m га нисбатан назарга олмаслик даражада кичик бўлса, у ҳолда (9) формула тақрибан қуйидагича бўлади:

$$I = m \frac{\mathcal{E}}{R_0}$$

яъни ток шу занжирнинг ўзидаги битта элемент бераётган токка нисбатан m марта ортади. Ташқи қаршилик катта бўлганда $R \gg R_0/m$ ва (9) формуланинг кўрсатишича, элементларни параллел улаб, батарея тузилганда ток кучи ортмайди.

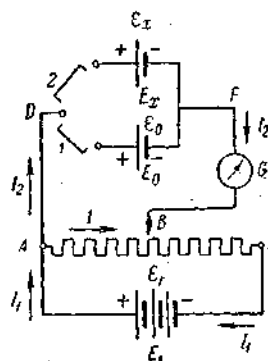
Ҳар бирида параллел уланган m та бир хил элемент бўлган, кетма-кет уланган n та группа тузилганда, ток кучи

$$I = \frac{n \mathcal{E}}{R + \frac{n}{m} R_0}$$

бўлишини Кирхгоф тенгламалари ёрдамида осонлик билан кўрсатиш мумкин.

4. Элементнинг электр юритувчи кучини аниқлашнинг компенсация усули. Элементнинг э.ю.к. ни одатда электр юритувчи кучи яхши маълум бўлган, „нормал“ элементнинг электр юритувчи кучига таққослаш йўли билан аниқланади. Бундай таққослаш 118- расмда кўрсатилган компенсацион схема ёрдамида бажарилади. $\mathcal{E}_1$ э.ю.к. E_0 нормал элементнинг $\mathcal{E}$ э.ю.к. дан ва

ўлчанадиган E_x элементнинг $\mathcal{E}_1$ э.ю.к. идан катта бўлган E_1 батарея AC ташқи қаршиликка уланади. E_0 нормал элемент I калит ёрдамида AC занжирга шундай уланадики, унинг мусбат қутби A қаршиликнинг юқори потенциалли A нуқтасига, манфий қутби эса AC қаршилик бўйлаб сирпанувчи B контактга бирлаштирилади. E_0 нормал элементдан ўтувчи ток кучи G гальванометр ёрдамида ўлчанади. Ўлчанадиган E_x элементни



118- расм. Элемент электр юритувчи кучини компенсация усулида аниқлаш схемаси.

дастлаб 2 калит ёрдамида занжирдан узиб қўйилган деб фараз қиламиз.

Айтайлик, занжирнинг AB , BCE_1A ва ADE_0FB қисмларидан мос равишда I , I_1 ва I_2 тоқлар оқаётган бўлсин.

У ҳолда A тугунга Кирхгофнинг биринчи тенгамасини татиқ қилсак, қўйидагини ҳосил қиламиз:

$$I_1 - I_2 = I.$$

Занжирнинг ADE_0FB қисми қаршилигини R_0 билан, AB қисми қаршилигини R_1 билан белгиласак, ADE_0FBA берк контур учун Кирхгофнинг иккинчи тенгламаси қўйидагича бўлади:

$$R_0 I_2 - R_1 I = - \mathcal{E}_0$$

ёки $I = I_1 - I_2$ бўлганидан

$$R_0 I_2 - R_1 (I_1 - I_2) = - \mathcal{E}_0. \quad (10)$$

B контактни суриш билан I_2 ток кучининг нолга тенг бўлишига эришиш мумкин; бу G гальванометр стрелкасининг оғмаётганлигидан бевосита аниқланади. У ҳолда (10) муносабат шундай кўринишга келади:

$$I_1 R_1 = \mathcal{E}_0. \quad (11)$$

Шундай қилиб, занжирнинг AB қисмида $I_1 R_1$ потенциал тушиши нормал элементнинг $\mathcal{E}_0$ э.ю.к. га тенг бўлганда, бу э.ю.к. компенсацияланган бўлади, демак, нормал элементдан оқувчи ток нолга тенг бўлади. Бу ҳолда $ABCE_1A$ контур учун Кирхгофнинг иккинчи тенгламасини ёзиб, I_1 ток кучи фақат $\mathcal{E}_1$ э.ю.к. нинг қиймати ва бутун контурнинг R_2 қаршилиги билан аниқланишини топамиз:

$$I_1 = \frac{\mathcal{E}_1}{R_2}.$$

Нормал элемент компенсациялангандан кейин уни 1 калит ёрдамида схемадан узиб қўйилади ва 2 калит ёрдамида унинг ўрнига ўлчанадиган $\mathcal{E}_x$ элемент қўшилади. G гальванометрдан ўтувчи ток яна нолга тенг бўлгунча B сирланувчи контакт сурилади. Бунда B контакт вазияти нормал элементда бўлганидан бошқача бўлади, шунингдек, занжирнинг AB қисми қаршилиги ҳам бирор бошқа R_2 қийматга эга бўлади. Бироқ яна (11) шартга ўхшаш шарт бажарилиши керак:

$$I_1 R_2 = \mathcal{E}_x. \quad (12)$$

I_1 ток кучи яна $\mathcal{E}_1/R_2$ га тенгдир; у ҳолда (11) ва (12) тенгликлардан э.ю.к. ларнинг нисбатини топамиз:

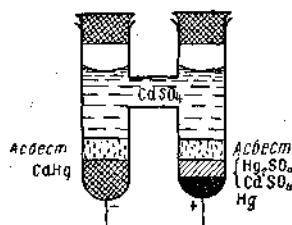
$$\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_0} = \frac{R_2}{R_1} \text{ ёки } \mathcal{E}_x = \frac{R_2}{R_1} \mathcal{E}_0.$$

Шундай қилиб, нормал элементнинг $\mathcal{E}_0$ э. ю. к. ни ва қаршиликларнинг $\frac{R_2}{R_1}$ нисбатини билган ҳолда ўлчанаётган $\mathcal{E}_x$ э. ю. к. ни топамиз.

Кўриниб турибдики, бу усулда R_1 ва R_2 қаршиликларнинг ўзини эмас балки уларнинг R_2/R_1 нисбатини билиш керак бўлади; бу нисбатни B сирлунувчи контактнинг вазиятларига кўра аниқлаш мумкин.

Одатда нормал элемент сифатида симоб-кадмий элементи ишлатилади, бу элементнинг э. ю. к. вақт ўтиши билан жуда оз ўзгаради (электродларнинг қутбланиши оз бўлади; 179-§ га қаранг). Бу элемент (119-расм) симоб электроддан (мусбат қутб) ва кадмий амальгамасидан (манфий қутб) иборат. Уларнинг орасига CdSO_4 кристаллари бўлган симоб сульфат (Hg_2SO_4) ва кадмий сульфат (CdSO_4) эритмаси солинади. 20°C температурада нормал элементнинг электр юритувчи кучи $\mathcal{E}_{0,20} = 1,0183$ в бўлади; температура ўзгарганда э.ю.к. жуда оз ўзгаради; $t^\circ\text{C}$ температурадаги $\mathcal{E}_{0,t}$ э.ю.к. қуйидаги эмпирик формула билан ифодаланади:

$$\mathcal{E}_{0,t} = \mathcal{E}_{0,20} - 4,075 \cdot 10^{-5}(t^\circ - 20^\circ) - 9,444 \cdot 10^{-7}(t^\circ - 20^\circ)^2 + 9,8 \cdot 10^{-9}(t^\circ - 20^\circ)^3$$



119-расм. Нормал элемент.

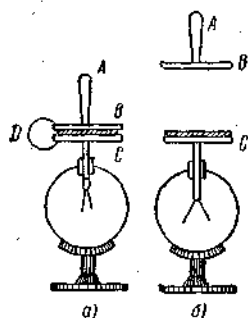
168-§. Контакт потенциаллар айирмаси. Э.ю.к. ни вужудга келтирувчи сабабларни тушуниш учун дастлаб икки металл чегарасида ва металл—вакуум чегарада бўладиган шароит билан танишиб чиқайлик. 1797 йили Вольта иккита турлича металлни бир-бирига тегизганда потенциаллар айирмаси ҳосил бўлишини топди. Вольта металлларнинг шундай қаторини туздики, бу қаторда ҳар бир олдинги металл ўзидан кейингиларидан бирига тегизилганда мусбат электрланади. Бу қатор қуйидагичадир: Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd.



120-расм. Металлларнинг кетма-кет қатори.

Шундан кейин Вольта, турли бир нечта A, B, C, D металлни (120-расм) бир-бирига кетма-кет улаганда бу қатор ўтказгичларнинг учларида потенциаллар фарқи вужудга келишини, бу фарқ орадаги B ва C ўтказгичларнинг қандай бўлишига боғлиқ бўлмай фақат чеккадаги A ва D ўтказгичларнинг табиатига боғлиқ бўлишини аниқлади. Турли жинсли металлларни бир-бирига теккизганда вужудга келадиган бу потенциаллар

айирмаси *контакт потенциаллар айирмаси* дейилади. Контакт потенциаллар айирмасининг қиймати турлича жуфт металллар учун вольтнинг бир неча ўндан биридан бир неча вольтгача бўлади; бу айирма металлларнинг тозаллигига, айниқса, улар сиртининг ютилган газлардан тоза бўлишига боғлиқдир.

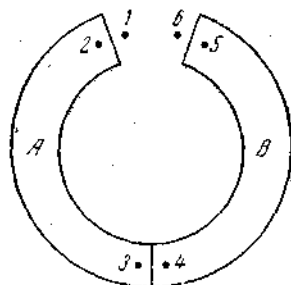


121-рasm. Контакт потенциаллар айирмасининг намоён бўлиши.

Контакт потенциаллар айирмасининг мавжудлигини қуйидаги тажриба ёрдамида жуда осон билиш мумкин. Электроскоп стержинига синалаётган металлдан қилинган *C* пластинкани бураб ўрнатилади (121-а рasm). *C* пластинканинг усти изоляцияловчи материалнинг юпқа қатлами билан қопланган. Иккинчи синалаётган металлдан қилинган изоляцияловчи *A* дастали *B* пластинка *C* пластинка устига қўйилади. Ҳар иккала пластинка *D* сим билан уланади. У ҳолда, юқорида айтилганларга кўра, *C* ва *B* пластинкалар орасида улар ясалган металлларнинг табиатига мувофиқ бўлган, лекин *D* симнинг қандай металлдан ясал-

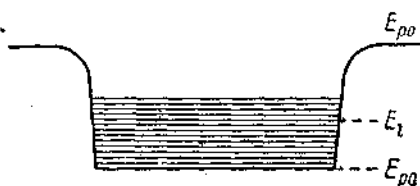
ганига боғлиқ бўлмаган потенциаллар айирмаси вужудга келади. Бунинг натижасида, *C* ва *B* иккита пластинкалардан иборат бўлган ясси конденсатор зарядланади. Юқоридаги *B* пластинкани ерга улаймиз ва *D* симни олиб ташлаймиз. Пастки *C* пластинка синалаётган металллар орасидаги контакт потенциаллар айирмасига тенг бўлган потенциалгача зарядланиб қолади. Бироқ одатдаги япроқчали электроскопнинг сезгирлиги кам бўлгани учун биз ҳали уни пайқamayмиз. *C* ва *B* пластинкалар орасида потенциаллар айирмаси мавжудлигини билиш учун *B* пластинкани *A* дастасидан кўтарамиз (121-рasm), бу ҳолда пластинкалар орасидаги масофа катталашади ва, демак, улар ҳосил қилган конденсаторнинг сифими камаёди (148-§). Пластинкалардаги зарядлар ўзгармагани сабабли, сифим неча марта камайган бўлса, пластинкалар орасидаги потенциаллар айирмаси шунча ортади. Пластинкаларни етарлича узоқлаштирганда *B* пластинканинг потенциали шу қадар кўпаядики, буида электроскоп япроқчалари очилиб кетади. Агар электроскоп вольтларда даражаланган ва унинг сифими (пластинка бўлмагандаги сифими ва ер билан уланган юқorigи пластинка қўйилгандан кейинги сифими) ўлчанган бўлса, изланаётган контакт потенциаллар айирмасини ҳисоблаб топиш мумкин. Бироқ бу усул етарлича аниқ эмас. Қуйида контакт потенциаллар айирмасини ўлчашнинг бошқа усуллари баён қиламиз.

Контакт потенциаллар айирмасининг вужудга келиши билан батафсилроқ танишайлик. A ва B иккита металлдан тузилган очик занжир олайлик (122- расм) ва контурни кетма-кет 1, 2, 3, 4, 5, 6 нуқталар орқали айланиб чиққан вақтда потенциал ўзгаришларини кузатайлик. Металлдаги электронлар потенциал ўрада бўлгани туфайли 1 ва 2 нуқта орасида потенциаллар айирмаси мавжуд бўлади. 2 ва 3 нуқталар битта металлга тегишли, шунинг учун уларнинг потенциали бирдай бўлади. A ва B металлларнинг контакт бўлган жойида потенциаллар айирмаси вужудга келади, натижада 3 нуқтадан (A металлдан) 4 нуқтага (B металлга) ўтишда потенциал ўзгаради. 4 ва 5 нуқталарнинг потенциаллари бирдай бўлади. B металлда электронлар потенциал ўрада бўлгани туфайли 5 ва 6 нуқталар (B металл ва вакуум) орасида яна потенциал сакраши юз беради. Шундай қилиб, турли иккита катталикни: иккита металл тегиб турган жойдаги потенциаллар айирмаси



122- расм. Контакт потенциаллар айирмасини тушунтиришга доир.

(ички контакт потенциаллар айирмаси) ва вакуумда ҳар иккала металл сирти яқинида жойлашган 1 ва 6 нуқталар орасидаги потенциаллар айирмасини кўриш мумкин. Бу кейингисини ташқи контакт потенциаллар айирмаси дейилади ва одатда ҳамма вақт шу айирма ўлчанади, шу сабабли, уни кўпинча V_{AB} контакт потенциаллар айирмаси деб қўя қолинади.



123- расм. Кристаллда энергетик даражаларнинг чала тўлдирилиши.

163- параграфда айтилгандек, металлдаги электронлар потенциал ўраларда жойлашган бўлиб, бу ўраларда энергетик сатҳлар бўлади. Абсолют ноль температурада қуйи сатҳлардан $n/2$ таси электронлар билан тўлган бўлиб, қолганлари бўшдир. $T \neq 0$ да электронларнинг бир қисми анча юқори сатҳларда бўлади. Бироқ унча юқори бўлмаган температураларда бундай электронлар сони унча кўп бўлмайди ва соддалик учун, фақат $n/2$ қуйи сатҳлар

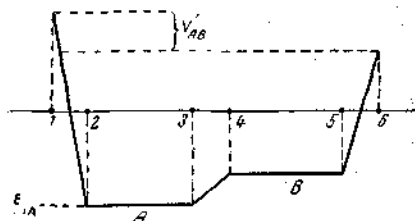
иборат. Чиқиш иши одатда, қабул қилинишича, электрон заряди e нинг потенциаллар айирмаси V га кўпайтмаси билан ифодаланади (бунда V ни кўпайтма eV чиқиш иши A га тенг бўладиган қилиб танланади):

$$eV = A.$$

Электроннинг заряди ўзгармас катталиқ бўлганлиги учун чиқиш иши потенциаллар айирмаси $V = \frac{A}{e}$ билан бир қийматли белгиланади. Бироқ чиқиш иши одатда потенциал бирликларида эмас, балки *электрон-вольт* (қисқача *эв*) деб аталувчи иш бирликларида ўлчанади. Ишнинг бу бирлиги битта электрон зарядига тенг e зарядни потенциаллар фарқи 1 вольтга тенг бўлган нуқталар орасида кўчирганда бажариладиган ишга тенг. Маълумки, $e = 4,803 \cdot 10^{-10}$, демак

$$1 \text{ эв} = \frac{4,803 \cdot 10^{-10}}{300} \text{ эрг} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Электроннинг металлдаги энергияси ҳақидаги тасаввурга таяниб, иккита металл бир-бирига тегиб турганда электронлар энер-



124-расм. Бир-бирига тегиб турган икки металнинг потенциал ўраси.

гияси қандай бўлишини аниқлайлик. 124-расмда бир-бирига тегиб турган иккита металлдаги электронларнинг энергияси график равишда тасвирланган; шу билан бирга 1, 2, 3, 4, 5, 6 нуқталар 122-расмдаги худди шу рақамлар билан белгиланган нуқталарга мос келади. E_{1A}

катталиқ A металлдаги эгалланган сатҳларнинг охиригисида бўлган электроннинг энергиясидир. E_{1B} эса B металлдаги эгалланган сатҳларнинг охиригисида бўлган электроннинг энергиясидир. Агар бу энергиялар бир-бирига тенг бўлмаса, у ҳолда металлларнинг контакт юз берган жойида 3 нуқтадан 4 нуқтага кўчишга мос келувчи потенциал сакраши юзага келади. Бу потенциаллар сакраши ички контакт потенциаллар айирмаси V_{AB} дан иборатдир.

2 ва 1 нуқталар орасида потенциаллар айирмасининг юзага келишига сабаб электронни металлдан (2 нуқтадан) вакуумга (1 нуқтага) узиб чиқариш учун қандайдир A_A иш (чиқиш

яқинида I нуқтада жойлашган электроннинг $V_A = \frac{A_A}{e}$ потенциаллини билдиради (бу ерда e электроннинг заряди). Худди шунингдек, B металл ёнидаги 6 нуқтада электроннинг потенциалли $V_B = \frac{A_B}{e}$ га тенг бўлади. Шундай қилиб, металллар орасидаги тирқишда V'_{AB} потенциаллар айирмаси (I ва 6 нуқталар орасидаги потенциаллар айирмаси) вужудга келади, бу айирма

$$V_{AB} = V_B - V_A = \frac{A_B - A_A}{e} \quad (1)$$

бўлади. V'_{AB} катталиқ бир-бирига тегиб турган металлларнинг ташқи контакт потенциаллари айирмасидир. Потенциалларнинг бу айирмаси, юқорида айтилганидек, икки металлдан чиқиш нishлари ҳар хил бўлганлиги учун юзага келди.

1 ва 2 нуқталар орасидаги тўла потенциаллар айирмаси V'_{AI} ташқи ва ички потенциаллар айирмаларининг йиғиндисидан ташкил топади:

$$V_{AB} = V'_{AB} + V''_{AB}. \quad (2)$$

Ички потенциаллар айирмаси $V''_{AB} = E_{iB} - E_{iA}$ (124-расмга қаранг). Ички контакт потенциаллар айирмасининг тўла назарияси фақат квант механикасига асосан яратилиши мумкин. Классик электрон назарияси нуқтан назаридан ички потенциаллар айирмасининг юзага чиқишини қуйидагича тушунтириш мумкин: бу айирма аслида ҳажм бирлигига тўғри келувчи эркин электронлар сони n_0 A ва B металлларда турлича бўлганлиги сабабли юзага келади. A металлнинг ҳажм электронлар сонини n_{0A} билан, B металлникини эса n_{0B} билан белгилайлик. Агар $n_{0A} < n_{0B}$ деб фараз қилсак, у ҳолда бу икки металл бир-бирига тегиб турган сирт орқали B металлга қараб, B металлдан A металлга қараб тескари йўналган электронларга нисбатан камроқ электронлар диффузияланади. Натижада A ва B металллар орасида V''_{AB} потенциаллар айирмаси юзага келади. Тегишли назарий ҳисоблашларни (майда шрифтни қаранг) бажаргандан кейин қуйидаги ҳосил бўлади:

$$V''_{AB} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}}, \quad (3)$$

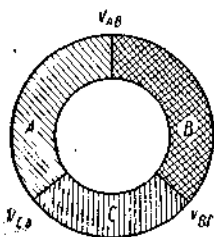
бунда k — Больцман доимийси, e — электрон заряди, T — металлларнинг абсолют температураси. Бироқ барча ҳақиқий ме-

таллар жуфтлари учун n_{0A} ва n_{0B} электронлар сони бир-биридан оз фарқ қилади. Шунинг учун ҳам V'_{AB} потенциаллар айирмаси одатда V'_{AB} потенциаллар айирмасига қараганда кичик бўлади ва амалда контакт потенциаллар айирмаси V'_{AB} га яқин бўлади, яъни чиқиш иши орқали тақрибан (1) тенглик билан ифодаланади.

Кетма-кет уланган металллар қаторининг учларидаги потенциаллар айирмаси фақат чеккадаги металллар табиатигагина боғлиқ бўлиб, оралиқ металллар табиатига боғлиқ эмас. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун кетма-кет уланган A , B , C металллар қаторини кўрайлик. Бундай очиқ занжир учларидаги потенциаллар айирмаси алоҳида жуфтларнинг контакт потенциаллар айирмаси йиғиндисига тенгдир:

$$V_{AC} = V_{AB} + V_{BC} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) = V_C - V_A.$$

Кўриниб турибдики, V_{AC} фақат V_A ва V_C қийматлар билан аниқланади, яъни V_{AC} катталики A ва C металлларни B



125- расм. Учта металл ҳосил қилган берк занжир.

оралиқ металлсиз бевосита теккизганда вужудга келадиган контакт потенциаллари айирмасига тенг бўлади. Шундай қилиб, кетма-кет уланган турли металллардан берк занжир тузилганда (125- расм) бу металлларнинг контакт потенциаллар айирмасининг йиғиндиси занжирда натижавий э. ю. к. ҳосил қилмайди, деган хулосага келамиз. Ҳақиқатан ҳам § э. ю. к. берк занжирни айланганда учрайдиган барча потенциал сакрашларнинг алгебраик йиғиндисидан иборатдир. Бундан, масалан, турли учта A , B , C металлдан тузилган берк занжирни айланганда:

$$\mathcal{E} = V_{AB} + V_{BC} + V_{CA} = (V_B - V_A) + (V_C - V_B) + (V_A - V_C) = 0$$

эканлиги келиб чиқади. Бу натижа занжирнинг барча контактларидаги температура бир хил бўлгандагина тўғридир.

Умумий термодинамик мулоҳазалар ёрдамида ҳам шу натижага келиш мумкин. Металлар биринчи жинс ўтказгичлар деб аталади, яъни улар орқали электр ток ўтганда ҳеч қандай химиявий ўзгаришлар юз бермайди. Шунинг учун ҳам, агар биринчи жинс ўтказгичлардан тузилган берк занжирда нолдан фарқли э. ю. к. пайдо бўлганда ҳам, бу э. ю. к. вужудга келтирган ўзгармас ток ўтказгичларнинг ўзида ҳеч

қандай ўзгариш юзага чиқармаган бўларди. Шу билан бирга бу ток муайян қувватга эга бўлиб, бу қувват фақат атроф жисмлар берадиган иссиқлик ҳисобигагина вужудга келиши мумкин бўларди. Лекин бундай процесс иккинчи тур перпетуум мобиласдан иборат бўлиб, уни амалга ошириш мумкин эмас.

Ниҳоят биз, биргина контакт потенциаллар айирмасининг ўзи э. ю. к. ни вужудга келтира олмайди, деган узи-кесил хулосага келамиз. Берк занжирда биринчи жинс ўтказгичлардан ташқари иккинчи жинс ўтказгичлар, яъни ток ўтганда химиявий реакциялар юз берадиган ўтказгичлар ҳам бўлгандигина занжирда (унинг барча қисмларида температура бирдай бўлганда) электр юритувчи куч вужудга келиши мумкин.

Классик электрон назария усулларида фойдаланиб, контакт потенциаллар айирмасининг турли металллардаги эркин электронлар сонининг бир-биридан фарқ қилишига боғлиқ бўлган иккинчи қисмини кўриб чиқайлик. Металлда электронлар энергетик сатҳлари бир-бирига яқин жойлашганлиги ва бу сатҳлар батамом тўла бўлмагани учун масалага шундай нуқтаи назардан қараш мумкиндир.

Фараз қилайлик, металллар орасида кескин чегара йўқ, лекин ҳажм бирлигига тўғри келадиган электронлар сони n_{0A} қийматдан n_{0B} қийматгача узлуксиз ўзгарувчи ўтиш қатлами бор бўлсин. Ўтиш қатламида шундай цилиндр оламинки, бу цилиндрининг ясовчилари бир-бирига тегиб турган металлларнинг оралиқ чегарасига тик, асослари эса шу чегарага параллел бўлсин (126- расм). Цилиндрнинг узунлиги dx ва асосининг юзи dS бўлсин. Лоренц гипотезасига мувофиқ (161- параграфда айтилганлар билан таққосланг), металлдаги эркин электронлар газлар кинетик назариясига бўйсунувчи электрон газ ҳосил қилади.

Айтайлик, цилиндрининг 1 асоси жойлашган соҳада ҳажм бирлигидаги электронлар сони $n_0 + dn_0$, цилиндрининг 2 асоси жойлашган соҳада эса n_0 бўлсин. У ҳолда электрон газнинг 2 асосига босими

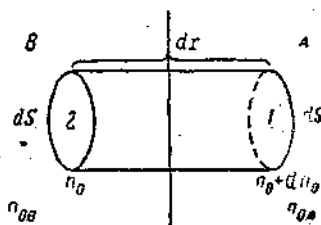
$$p = \frac{2}{3} n_0 \bar{w},$$

бунда $\bar{w}$ — электронларнинг бирор температурадаги ўртача кинетик энергияси.

Электронларнинг бирор температурадаги $\bar{w}$ ўртача энергиясининг классик ва квант назариялар берган қийматлари турлича эканини, шу билан бирга, металлларнинг классик назарияга кўра ҳисобланган иссиқлик сифими нотўғри эканлигини кўрган эдик (163- §). Шундай бўлса-да, оддийроқ бўлган $\frac{3}{2} kT$ классик қийматдан фойдаланамиз; биз процесснинг асосий хусусиятларини аниқлаш билангина чеklangанимиз учун шундай қилиш мумкин.

Шундай қилиб, электрон газнинг цилиндр 2 асосига бўлган p босими ифодасига $\bar{w} = \frac{3}{2} kT$ ни қўйсак:

$$p = n_0 kT,$$



126- расм. Электрон газнинг босимини ҳисоблашга доир.

Худди шундай йўл билан электрон газнинг цилиндр 1 асосига бераётган босимини топамиз:

$$p + dp = (n_0 + dn_0) kT.$$

Бундан цилиндрга бериладиган босимлар фарқи қуйидагига тенгдир:

$$dp = kTdn_0. \quad (4)$$

Босимларнинг бундай фарқи таъсирида электронлар 1 асосдан 2 асос томонга (агар dn_0 ни мусбат деб олсак) кўча бошлайди. Электронларнинг бу кўчиши зарядларнинг кўчишига ва, демак, 2 ҳамда 1 асослар орасида электронларнинг кейинги кўчишларига тўқинлик қилувчи dV потенциаллар айирмасининг вужудга келишига сабаб бўлади. Электр майдоннинг тормозловчи кучи dF босимлар фарқи туфайли вужудга келган кучга тенг бўлиб қолганда динамик мувозанат юз беради.

Кўрилатган цилиндрик ҳажмдаги электронлар сони $n_0 dxdS$ га тенг, бундан, майдоннинг шу барча электронларга таъсир этувчи кучи

$$dF = Ee n_0 dxdS,$$

бунда E — майдон кучланганлиги, e — электрон заряди, 131-параграфдаги (2а) формулага кўра, E майдон кучланганлик сон қиймати жиҳатидан қуйидагига тенгдир:

$$|E| = \frac{dV}{dx}, \text{ бундан } |dF| = en_0 \frac{dV}{dx} dxdS,$$

демак, динамик мувозанат шартига кўра $|dF| = dp dS$ бўлади, бундан қуйидаги тенглик келиб чиқади:

$$en_0 dV = dp$$

ёки (4) формуладан фойдалансак,

$$en_0 dV = kTdn_0.$$

Кейинги тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dV = \frac{kT}{e} \frac{dn_0}{n_0}.$$

V_{AB}'' тўла потенциаллар айирмасини топиш учун бу муносабатни ҳажм бирлигидаги электронлар сони n_{OB} бўлган B металл соҳасида ётувчи қатламдан ҳажм бирлигидаги электронлар сони n_{OA} бўлган A металл соҳасидаги қатламгача интеграллаш керак.

Шундай қилиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$V_{AB}'' = \int_{n_{OB}}^{n_{OA}} \frac{kT}{e} \cdot \frac{dn_0}{n_0} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{OA}}{n_{OB}},$$

бу 168- параграфдаги (3) формула билан бир хилдир.

Биз айтиб ўтганимиздек, V_{AB}'' потенциаллар айирмаси кичикдир. Бунга сабаб турли металлларнинг ҳажм бирлигига тўғри келувчи эркин электронлар сонининг бир-биридан кам фарқ қилишидир; ҳар ҳолда $\frac{n_{OA}}{n_{OB}}$ нисбат

(3) дан катта эмас, дейиш мумкин. Бундан $\ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \cong 1$ эканлиги келиб чиқади ва, демак, $T = 300^\circ\text{K}$ да:

$$V_{AB}'' \cong \frac{kT}{e} = \frac{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{4,8 \cdot 10^{-10}} \text{ CGSE} \cong 0,03 \text{ в.}$$

Контакт потенциаллар айирмаси иккинчи қисмини, юқорида келтирилгандек классик нуқтан назардан текшириш кўп даражада кўрғазмали аҳамиятга эга бўлиб, жиддий назарияда уни квант механикаси нуқтан назаридан текшириш керак. Классик текширишда натижалар миқдорий жиҳатдан аниқ бўлмасада, процесснинг физик томони жуда равшан аниқланади.

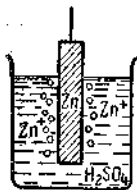
169- §. Гальваник элементлар. Электр ток ўтганда ҳеч қандай химиявий ўзгаришлар бўй бермайдиган биринчи жинс ўтказгичлар (металлар, кўмир) билан бир қаторда *иккинчи жинс ўтказгичлар* деб аталувчи ўтказгичлар ҳам мавжуд. Иккинчи жинс ўтказгичлардан ток ўтганда уларда химиявий ўзгаришлар бўй беради. Туз, кислота ва ишқор эритмалари иккинчи жинс ўтказгичларга киради. Металлардаги электр ток эркин электронларнинг кўчишидан иборат эканини кўрган эдик. Иккинчи жинс ўтказгичларда заряд ташувчилар ионлардир. Тузлар эриганда туз молекулалари ионларга, яъни қарама-қарши ишорадаги зарядли қисмларга ажаралади. Масалан, ош тузи сувда эриганда NaCl молекулалари Na^+ мусбат ионларга ва Cl^- манфий ионларга парчаланади. Бу ионларнинг ташқи электр майдон таъсирида кўчиши иккинчи жинс ўтказгичда ток вужудга келтиради. Эритмада молекулаларнинг ионларга парчаланиш процесси *электролитик диссоциация* деб аталади. Электролитик диссоциация процесси ҳамда иккинчи жинс ўтказгичларда токнинг ўтиш механизми билан электролизга бағишланган параграфларда батафсил танишамиз. Ҳозир эса э. ю. к. нинг вужудга келишида иккинчи жинс ўтказгичларнинг ролини аниқлайлик.

Турли биринчи жинс ўтказгичлардан берк занжир тузилганда унда э. ю. к. вужудга келмаслигини кўрган эдик. Агар биринчи ва иккинчи жинс ўтказгичлардан берк занжир тузилса, унда нолдан фарқли э. ю. к. вужудга келади. Биринчи ва иккинчи жинс ўтказгичларнинг бундай комбинацияси *гальваник элемент* ҳосил қилади.

Металл (биринчи жинс ўтказгич) билан эритма (иккинчи жинс ўтказгич) чегарасида потенциал сакраши ҳосил бўлади, бу потенциал сакраши химиявий кучларнинг ҳисобига узлуксиз тикланиб туради.

Масалан, сульфат кислотанинг сувдаги эритмасига туширилган рух пластинкасини кўрайлик (127-расм). Эритмага туширилган рух эрий бошлайди; бироқ бунда рух атомлари

эритмага нейтрал атомлар ҳолида эмас, балки Zn^{+} мусбат ионлар ҳолида ўтади. Натижада эритма мусбат, рух эса манфий зарядланиб қолади. Рух билан H_2SO_4 эритмаси чегарасида иккиланма электр қатлам ҳосил бўлади. Иккиланма электр қатлам соҳасида электр майдон ҳосил бўлади ва рух ионлари қисман қайтадан рухга кела бошлайди. Натижада динамик мувозанат вужудга келади.

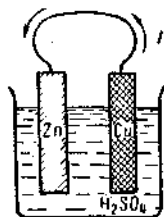


127- расм. Рух ионларининг сульфат кислота эритмасига ўтиши.

Эритма билан металл орасида потенциаллар айирмасининг муайян қийматида (тоза рух ҳолида $+0,51$ в) электр кучлар химиявий кучларни мувозанатлайди ва рухнинг бундан кейинги эриши тўхтайди.

Лекин H_2SO_4 эритмасига бошқа бирор металлдан ясалган иккинчи металл пластинкани тушириб, уни биринчи пластинкага сим билан туташтирилса, ток вужудга келади, чунки иккинчи пластинка олдида аввалгига ўхшаш ионларнинг эритмага ўтиши рўй беради, бироқ умуман айтганда, иккинчи пластинканинг потенциали биринчиникидан фарқи бўлади (128- расм).

Химиявий кучларнинг бажарган иши ҳисобига иккала металл яқинидаги потенциал сакрашлари узлуксиз тикланиб туради. Химиявий кучларнинг иши ҳисобига узлуксиз тикланиб турувчи бир-бирига тенг бўлмаган потенциал сакрашлари гальваник элементнинг э. ю. к. ни вужудга келтиради. Шундай металл — эритма жуфтини ҳам танлаш мумкинки, бунда эритмадан металлга мусбат ионлар келади; бу ҳолда металл мусбат, эритма эса манфий зарядланади.



128- расм. Сульфат кислота эритмасига тушириб қўйилган рух ва мис пластинкалардан иборат гальваник элемент.

Юқорида айtilган нуқтани назардан Даниэль элементининг ишлаш принципи билан танишайлик. 104- расмда Даниэль элементи схема равишда келтирилган. Бу элемент олдин кўрсатиб ўтганимиздек, рух купороси ($ZnSO_4$) эритмасига ботирилган рух пластинкадан ва мис купороси ($CuSO_4$) эритмасига туширилган мис пластинкадан иборат; эритмалар А ғовак тўсиқ билан ажратиб қўйилган. Zn^{+} мусбат ионларнинг эритмага ажралиб чиқиши натижасида рух пластинка мусбат зарядланади; рух билан эритма чегарасида $+0,51$ в потенциал сакраш вужудга келади. Мис пластинка эса эритмадаги $CuSO_4$ молекулаларининг SO_4^{-} манфий ионларга ва Cu^{+} мусбат ионларга диссоциацияланишидан ҳосил бўлган Cu^{+} ионларнинг келиши ҳисобига мусбат зарядланади. Эритма билан мис чегарасида $+0,60$ в потенциал сакраш вужудга келади.

Нихоят, бутун берк контурни айланишда мис билан рух орасидаги контакт потенциаллар айирмасини ($u + 0,006$ в га тенг) ва ҳар иккала эритманинг бир-бирига тегиб турган чегарасидаги потенциаллар айирмасини назарга олиш зарур. Бу чегарадаги потенциаллар айирмаси эритмаларнинг концентрациясига боғлиқ бўлиб, вольтнинг мингдан бир улушлари билан ифодаланади.

Шундай қилиб, Даниэль элементининг электр юритувчи кучи асосан металл пластинкаларнинг тегишли эритмаларга тегиб турган чегараларида вужудга келувчи иккита потенциаллар сакраши йнғиндисига тенг бўлади.

Бу потенциал сакрашлари $+0,5$ ва $0,6$ в га тенг бўлгани учун Даниэль элементининг электр юритувчи кучи $\mathcal{E} = 1,1$ в бўлади.

Бу э. ю. к. ни элементда бўлаётган химиявий реакцияларнинг иссиқлигига кўра ҳисоблаш мумкин.

Термохимиявий ўлчашларнинг кўрсатишича, рухнинг рух купороси $ZnSO_4$ га айланиш процесси вақтида (элементда пировардида шундай процесс бўлади) $1,06 \cdot 10^5$ кал/моль миқдорда энергия ажаралади.

Мис купоросида миснинг ажаралиб чиқишида $0,56 \cdot 10^5$ кал/моль энергия ютилади.

Шундай қилиб, элементда ҳар бир моль модда реакцияга киришганда ажараладиган энергия қуйидагига тенг бўлади:

$$U = (1,06 - 0,56) \cdot 10^5 \frac{\text{кал}}{\text{моль}} = 5,0 \cdot 10^4 \frac{\text{кал}}{\text{моль}} \approx 2 \cdot 10^{12} \frac{\text{эрг}}{\text{моль}}$$

Бу энергия токнинг $A = Q \mathcal{E}$ ишини тиклаб туришга сарфланади, бунда $\mathcal{E}$ — элементнинг электр юритувчи кучи, Q — ташиб ўтилган электр миқдори. Бундан

$$Q \mathcal{E} = U \text{ ёки } \mathcal{E} = \frac{U}{Q}. \quad (1)$$

Ташиб ўтилган электр миқдорини ҳисоблаш осон. Эритмадаги ҳар бир мусбат рух иони иккиланган мусбат зарядни, яъни сон жиҳатдан электроннинг $+2e$ иккиланган зарядига тенг бўлган зарядни ташиб ўтишини кейинчалик кўрамиз. Бундан, бир моль рух эриганда электроддан эритмага $Q = 2eN$ электр миқдори ташиб ўтилиши келиб чиқади, бунда N — Авогадро сонн. У ҳолда (1) га кўра:

$$\mathcal{E} = \frac{U}{Q} = \frac{U}{2eN}$$

U , e ва N ларнинг ўрнига уларнинг сон қийматларини қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$\mathcal{E} = \frac{2 \cdot 10^{12}}{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 6 \cdot 10^{23}} \text{ CGSE} \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ CGSE},$$

ёки CGSE бирликларда ҳосил қилинган бу сон қийматни вольтларга айлантирсак,

$$\mathcal{E} = 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot 300\text{в} = 1,05\text{в},$$

бу қиймат Даниэль элементининг юқорида кўрсатилган э. ю. к. ига яқин.

Бошқа элементларнинг кўпчилигида химиявий процессларнинг мураккаброқ табиати бўлгани учун, бу ҳолларда э. ю. к. ни юқоридагидек осон ҳисоблаб бўлмайди.

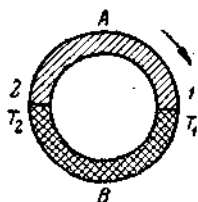
170-§. Термoeлектр ҳодисалар. 168-параграфда биз биринчи жинс ўтказгичлардан тузилган берк занжирда э. ю. к. вужудга келмаслигини кўрсатган эдик. Бироқ турли ўтказ-

гичлар орасидаги контактларнинг температуралари бирдай бўлгандагина шундай бўлади. Контактлар температуралари турлича бўлганда занжирда нолдан фарқли э. ю. к. (*термоэлектр юритувчи куч*) юзага келади. Агар иккита металлдан берк занжир тузиб пайвандланган учларидан бирини совуқ қолдирган ҳолда иккинчиси қиздирилса, занжирда ток оқа бошлайди.

Бу эффект *термоэлектр ҳодиса* деб ном олган.

Термоэлектр юритувчи кучнинг вужудга келишини 168-параграфда айтилганлар асосида осон изоҳлаш мумкин. Контакт потенциаллар айирмасининг юзага келишига: биринчидан, турли металллардаги чиқиш ишларининг турлича эканлиги ва иккинчидан, турли металлларнинг ҳажм бирлигига тўғри келувчи эркин электронлар сони турлича бўлиши сабаб эканлигини кўрган эдик. Агар бу икки сабабни назарга олсак, у ҳолда 168-параграфдаги (2) ва (3) формулаларга кўра A ва B металллар орасидаги V_{AB} контакт потенциаллар айирмаси қуйидагига тенг бўлади:

$$V_{AB} = V_B - V_A + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (1)$$



129- расм. Агар контактларнинг T_1 ва T_2 температуралари турлича бўлса, иккита металлдан тузилган берк занжирда э. ю. к. ҳосил бўлади.

Энди, A ва B иккита металлдан тузилган берк занжирда (129-расм) 1 контакт T_1 температурада, 2 контакт эса T_2 температурада туради, деб фараз қилайлик. V_A ва V_B чиқиш ишлари ҳамда n_{0A} ва n_{0B} эркин электронлар сонлари температурага боғлиқ эмас деб оламиз. Э тўла э. ю. к. берк занжирни муайян йўналишда (масалан, 129-расмда стрелка билан кўрсатилган йўналишда) айландириб учрайдиган барча потенциал сакрашларнинг йиғиндисига тенг бўлади. У ҳолда, (1) га кўра:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = V_{AB} + V_{BA} = V_B - V_A + \frac{kT_1}{e} \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} + V_A - V_B + \\ + \frac{kT_2}{e} \ln \frac{n_{0B}}{n_{0A}}, \end{aligned}$$

бундан

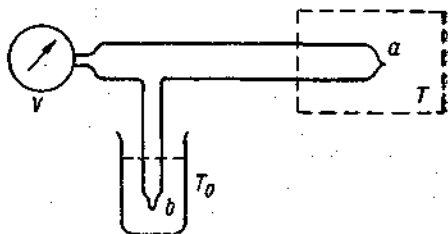
$$\mathcal{E} = \frac{k}{e} (T_1 - T_2) \ln \frac{n_{0A}}{n_{0B}} \quad (2)$$

(2) формула пайвандланган учларнинг температуралари ҳар хил бўлганда бу температураларнинг $T_1 - T_2$ айирмасига пропорционал бўлган термоэлектр юритувчи куч вужудга кели-

шини кўрсатади. (2) формула электронларнинг n_{0A} ва n_{0B} концентрацияларининг температурага боғланишини (бундай боғланиш бўлиши мумкин) ҳисобга олмайди.

Термоэлектр юритувчи кучнинг катталиги, назарияга мувофиқ равишда, ҳар бир градусга вольтнинг бир неча юз мингдан бир улушларини ташкил этади. Масалан, константан ва темирдан занжир тузилганда пайвандланган учлар температураларининг айирмаси 1°C бўлганда $5,2 \cdot 10^{-5}$ в э. ю. к. вужудга келади. Бу э. ю. к. пайвандланган учлар температураларининг айирмасига етарли даражада аниқлик билан тўғри пропорционал равишда ўсиб боради. Бироқ, термоэлектр юритувчи кучнинг температуралар айирмасига боғланиши анча мураккаб даражада бўлган ҳоллар ҳам учрайди. Масалан, рух—кумуш жуфти температуралар айирмаси 0° дан 100°C гача бўлганда $+0,5 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$, температуралар айирмаси 300° дан 400° гача бўлганда $+4,6 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$ беради. Ҳатто э. ю. к. нинг ишораси ҳам ўзгариши мумкин: вольфрам—молибден жуфтида кичик температура айирмаларида ток пайвандланган иссиқ уч орқали молибдендан вольфрамга қараб, катта температуралар айирмаларида эса вольфрамдан молибденга қараб оқади. Термоэлектр юритувчи кучнинг температуралар айирмасига бундай характерда боғланишига сабаб электронлар сони нисбатининг температурага боғлиқ равишда ўзгаришидир. Бироқ термоэлектр ҳодисаларининг тўла назариясини фақат квант механикасига асосланиб яратиш мумкин.

Термоэлектр ҳодисалар ҳозирги вақтда юқори температураларни ўлчаш ҳамда жуда заиф иссиқликни аниқлашда кенг қўлланилади. Юқори температураларни ўлчаш учун муайян иккита металл симдан ясалган термопаралардан ёки термоэлементлардан фойдаланилади. Бу термопара ва термоэлементларнинг электр юритувчи кучлари аввалдан маълум ва яхшилаб ўлчанган бўлади. Симлар контакт ҳосил қилинган жойларда кавшарланади ёки пайвандланади. Бир контактни (130-расмнинг *б* қисми) муайян T_0 температурали муҳитга, масалан, эриётган музли идишга, иккинчисини (130-расмнинг *а* қисми) T температура ўлчанаётган соҳага жойлаштирилади.



130- расм. Температурани термopаpa ёрдамида ўлчаш схемаси.

Занжирда вужудга келган э. ю. к. вольтметр ёрдамида ўлчанади. Ўлчанган э. ю. к. га кўра $T - T_0$ температуралар айирмаси топилади. T_0 температура аввалдан маълум бўлганидан бу айирма бизга бевосита T температурани беради. Маълум металлдан тузилган термопара учун вольтметрни тўғридан-тўғри градусларда даражалаш мумкин. Унча юқори бўлмаган температураларни ўлчаш учун константан—мис ва константан—темир термопаралардан фойдаланилади; завод ва лаборатория печларида юқори температураларни (1700°C гача) ўлчаш учун бир сими тоза платинадан, иккинчиси платина ва 10% радий қотишмасидан ясалган термопара ишлатилади. Кўрсатилган

V жадвал

Пайвандланган совуқ уч температураси 0°C бўлганда термоэлектр юритувчи кучлар

Температура айирмаси $T - T_0$, $^\circ\text{C}$ ларда	Термоэлектр юритувчи куч (милливольтларда)		
	Pt—Pt+10% Rh	константан—темир	константан—мис
1	0,00	0,00	0,00
100	0,64	5,2	4,3
200	1,42	10,5	9,3
300	2,29	15,8	14,9
500	4,17	26,6	—
800	7,31	43,4	—
1000	9,56	—	—
1500	15,45	—	—
1700	17,81	—	—

тилган учта термопарада контактлар температуралари айирмаси турлича бўлганда вужудга келувчи термоэлектр юритувчи кучлар V жадвалда милливольтларда берилган.

Термоэлектр эффектдан жуда заиф исишларни, масалан, ёруғлик оқимининг ютилиши туфайли вужудга келадиган исишларни аниқлашда ҳам фойдаланиш мумкин. Термоэлектр эффектни кучайтириш учун кетма-кет уланган, шу билан бирга, масалан, барча пайвандланган жуфт учлари иситиладиган, тоқлари эса

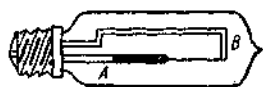
совитиладиган бир неча термопаралардан фойдаланиш мумкин. Бундай хил термопаралар системаси *термоустунча дейилади*.

131-расмда тасвирланган термоустунча бир қатор жуда юпқа (қалинлиги 0,005 мм тартибда бўлган) константан ва манганин тунукаси тасмачаларидан иборатдир. Ўртадаги қорага бўялган пайванд учларига нур таъсир эттирилади, четдагилари эса оғир мис гардишга жойланган, шунинг учун уларнинг температуралари доимий қолади. Бундай термоустунчада 20 эрг/сек ютилган нурланиш қувватига бир микровольт э. ю. к. мос келади. Сизгирликни янада ошириш ва кўрсатишларни янада турғунлаштириш учун вакуум термоэлементлар ишлатилади. Одат-



131-расм. Термоустун.

да вакуум термоэлемент жуда юпқа константан ва манганин тасмаларидан ясалган ҳамда A ва B оғир мис стерженлар орасига бириктирилган битта термопарадан иборат бўлади (132-расм). Бундай система ҳавоси сўриб олинган идиш ичига жойлаштирилади. Термопарани вакуумга жойлаштириш иссиқлик исрофини камайтиради, шу ёруғлик оқимининг аввалгидек ютилишида пайвандланган учни анча кучли қизитади; бунинг натижасида термопаранинг сезгирлиги 100 мартагача ортади. Вакуум термопараларнинг яхши хилларида $0,5$ эрг/сек нурланиш қувватига бир микровольт э. ю. к. мос келади.



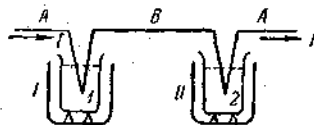
132-расм. Вакуум термоэлемент.

Жуда кўп сонли термопараларни улаб потенциаллар айирмаси бир неча вольт ва ток кучи бир неча ампер бўлган батарея ҳосил қилиш мумкин. Бироқ бундай *термобатарея*нинг ф. и. к. кичикдир. Термобатарея ютаётган иссиқлиги ҳисобига электр ток беришда термодинамиканинг иккинчи қонунини қаноатлантириши керак. Демак, унинг η ф. и. к. идеал иссиқлик машинасининг η ф. и. к. дан катта бўлиши мумкин эмас:

$$\eta = \frac{T - T_0}{T},$$

бунда T — пайвандланган иссиқ учнинг температураси, T_0 совуқ учнинг температураси.

Шундай қилиб, термобатареянинг ишлаши фойдали бўлиши учун пайвандланган учлардан бирини кучли қиздирган ҳолда бошқасини совуқ қолдириш керак. Лекин бу ҳолда зарарли катта исрофлар муқаррар бўлиб, амалда эришиладиган η ф. и. к. назарий қийматдан анча кичик бўлади.



133-расм. Пельтье ҳодисасини кузатиш тажрибасининг схемаси.

Пельтье ҳодисаси маълум маънода термоэлектрик ҳодисага тескари ҳодисадир. Бу ҳодиса иккита металлнинг пайвандланган уч орали ток ўтганда бу пайванд учларда одатдаги Ленц—Жоуль иссиқлигига нисбатан қўшимча равишда иссиқлик ажралиши ёки ютилишдан иборат. Агар токнинг бирор йўналишида пайванд учда иссиқлик ажралса, токнинг тескари йўналишида ўша пайванд учда иссиқлик ютилади. Бу ҳодисани кузатиш учун қуйидаги схемадан фойдаланиш мумкин: кетма-кет уланган учта ўтказгич — A ўтказгич, B ўтказгич ва яна A ўтказгичнинг 1 ва 2 пайвандланган учлари иккита калориметрга тушириб қўйилади (133-расм). Стрелка билан кўрсатилган йўналишда ток ўтказилганда 1 пайвандда ток A металлдан B металл томонга, 2 пайвандда эса B металлдан A металл томонга ўтади. Бунда агар 1 пайвандда иссиқлик ажралса, иккинчи пайвандда иссиқлик ютилади. Агар I ва II калориметрларга занжирнинг бирдай қисмлари

тушириб қўйилган бўлса, бу қисмларда ажраладиган Q Ленц—Жоуль иссиқлиги бирдай бўлади, Пельтье иссиқлиги эса турли нисорали бўлади.

Шундай қилиб, бирор вақт ичида I калориметрда

$$Q_1 = Q + q$$

иссиқлик миқдори, II калориметрда эса ўша вақт ичида

$$Q_2 = Q - q$$

иссиқлик миқдори ажралади. Бунидан

$$Q_1 - Q_2 = 2q \text{ ёки } q = \frac{Q_1 - Q_2}{2},$$

яъни калориметрик ўлчашлар q иссиқликни бевосита аниқлашга имкон беради. q иссиқлик пайванд орқали ўтувчи ток кучига, унинг ўтиш вақтига пропорционал бўлади.

Пельтье ҳодисаси сифат жиҳатдан контакт потенциаллар айирмаси билан тушунтирилади. Агар контакт потенциаллар айирмасининг пайвандда ҳосил қилган электр майдони электронларни тезлаштира, у ҳолда пайвандда қўшимча иссиқлик миқдори ажралади, майдон электронларни тормозласа, иссиқлик ютилади.

Томсон томонидан назарий равишда олдиндан айтиб берилган яна бир термоэлектр ҳодиса мавжуд, бу ҳодиса *бир жинсли ўтказгичда* температура фарқи бўлганда э. ю. к. вужудга келишидан иборатдир. Бу э. ю. к. натижасида Пельтье ҳодисасига ўхшаш эффект кузатилади: бир текисда қиздирилмаган шундай ўтказгичдан ток ўтказилганда бу ўтказгичда одатдаги Ленц—Жоуль иссиқлигидан ташқари қўшимча иссиқлик миқдори ажралади ёки ютилади. Электрон токнинг йўналиши иссиқлик оқимининг йўналиши билан бир хил бўлган қисмда иссиқлик миқдори ажралади. Электрон токнинг ва иссиқлик оқимининг йўналишлари қарама-қарши бўлган қисмда иссиқлик ютилади.

Томсон ҳодисасини қуйидагича кузатиш мумкин: иккита бирдай AB ва CD стержень 134-расмда кўрсатилгандек, сим билан туташтирилган. A ва C учлар юқори T_1 температурада, B ва D учлар пастроқ T_2 температурада тутиб турилади. Агар стерженьлар E батарея занжирига 134-расмда кўрсатилгандек уланса, электрон ток AB стерженда температура пасайиши йўналишида, CD стерженда эса температура кўтарилиши йўналишида оқади.

134-расм. Томсон ҳодисасини намоён қилиш усули.

Токнинг йўналиши расмда стрелкалар билан кўрсатилган. Ток улангунча ҳар иккала стержендаги симметрик жойлашган a ва b нуқталарнинг температураси бирдай бўлади. Ток улангандан кейин Томсон ҳодисаси туфайли, a нуқта b нуқтадан иссиқроқ бўлиб қолади, чунки AB стерженда электрон йўналиши иссиқлик оқим йўналиши билан бир хил, CD стерженда эса оқим йўналишига қарама-қаршн бўлади.

Шу нарсани айтиб ўтиш керакки, термоэлектр ҳодисаларнинг иссиқлик ҳаракатда иштирок этувчи электронлар „гази“ ҳақидаги тасаввурга асосланган юқоридаги барча изоҳлари фақат сифат характерга эгадир. Миқдорий томондан назарий натижалари тажриба маълумотларига яхши мос келмайдн. Бу тафовут металллардаги электронлар ҳолатини баён қилиш учун классик тасаввурларнинг яроқсизлигидан бўлади. Квант механикаси асосидagina тўғри тасаввур баёни мумкин (163-8 га қараңг).

171- §. Ярим ўтказгичлар. Юқорида кўриб чиқилган ҳодисалар металл ўтказгичларга, яъни электр ўтказувчанлиги эркин электронларнинг мавжудлигига боғлиқ бўлган ўтказгичларга тааллуқлидир. Ҳозирги вақтда физикада ярим ўтказгичлар катта роль ўйнай бошлади. Юқорида айтилганидек (154-§ га қаранг) ярим ўтказгичлар металллардан электр ўтказувчанликлари кичиклиги билан фарқ қилади, шу билан бирга ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги металллар электр ўтказувчанлигидан фарқли равишда температура ортиши билан қуйидаги қонунга мувофиқ ортиб боради:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{T}},$$

бунда T — абсолют температура, b — турли ярим ўтказгичлар учун турлича бўлган доимий.

Одатда температура кўтарилиши билан ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги тезда ортади, уларнинг солиштирма қаршилиги ρ эса мос равишда камаяди. Масалан, соф кремний Si типик ярим ўтказгичдир; 20°C да унинг солиштирма қаршилиги $\rho = 6 \cdot 10^4 \text{ ом} \cdot \text{см}$ бўлса, 700°C да эса $\rho = 0,1 \text{ ом} \cdot \text{см}$, яъни бир неча юз минг марта кичикроқ.

Жуда паст температураларда ярим ўтказгичлар изолятор бўлиб қолади.

Температура кўтарилганда ўтказувчанликнинг ортишига сабаб шуки, иссиқлик ҳаракат ярим ўтказгичларда ток ташувчиларни вужудга келтиради. Ёритиш ёки энергия бериш билан боғлиқ бўлган бирор бошқа таъсир воситасида ҳам ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлигини ошириш мумкин. Ярим ўтказгичларнинг бир қатор бошқа хусусиятлари уларнинг аҳамиятини яна ҳам оширади. Иккита турли ярим ўтказгичдан тузилган занжирда иккита ўтказгичдан тузилган термоэлементдагидан анча катта термоэлектр юритувчи куч ҳосил қилиш мумкин. Иккала контакт температурасини мос равишда T_1 ва T_2 билан белгилаб, иккита ярим ўтказгичдан тузилган занжирда контактлар температураларининг айирмасига пропорционал бўлган э. ю. к. юзага келишини топамиз:

$$\mathcal{E} = \alpha(T_1 - T_2).$$

Шу билан бирга, $\mathcal{E}$ нинг катталиги $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ в/град}$ атрофидаги қийматларга эришади, металлларда бу катталик 10^{-5} в/град атрофида бўлади.

Иккита ярим ўтказгич орасидаги ёки ярим ўтказгич билан металл орасидаги контактда алоҳида шарт-шароитлар вужудга келади. Контактдаги қаршилиқ токнинг йўналишига жуда кескин боғланган бўлиши мумкин: бу қаршилиқ токнинг бир

йўналишида кичик, тескари йўналишида эса катта бўлиши мумкин. Ярим ўтказгичларнинг бу хусусиятидан *қаттиқ тўғрилилагичларда* фойдаланилади (237-§ га қаранг).

Юқорида айтилганидек, ёруғлик таъсирида ярим ўтказгичларнинг электр ўтказувчанлиги ортади. Бу боғланишдан ёруғлик оқими кучини ўлчашда фойдаланилади (III т га қаранг).

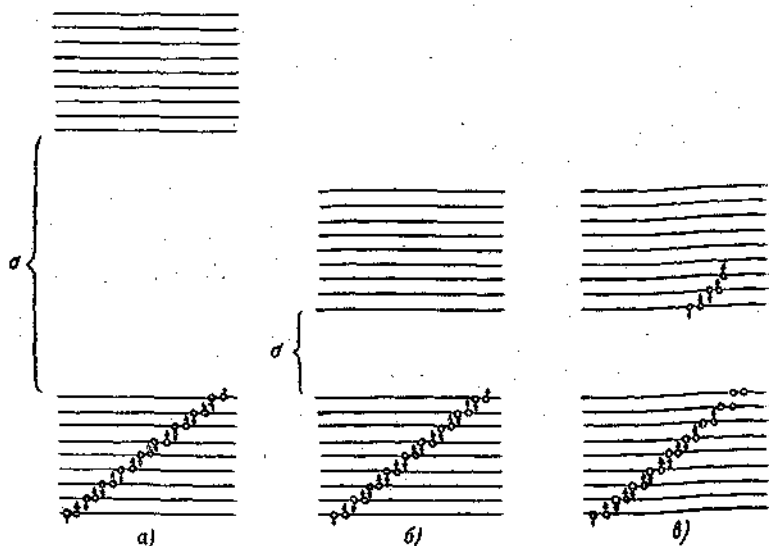
Ярим ўтказгичларнинг хоссалари фақат қаттиқ жисмларнинг квант назариясига асосангина тушунирилиши мумкин. 163-§ да металл ўтказгичларда электронлар бир-бирига жуда яқин жойлашган жуда кўп энергетик сатҳлар бўйлаб тақсимланган деб айтилган эди. Ҳар бир энергетик сатҳда иккитадан электрон бўлади. Ўтказгичда электронлар пастки сатҳларни тўлдиради, юқориги сатҳлар эса бўш қолади. Бу шуни англатадики, ташқи электр майдони таъсирида электронлар юқорироқ бўш сатҳларга ўтиши, яъни ўз энергияси, шу билан бирга ўзининг кинетик энергиясини ҳам ўзгартириши мумкин. Бошқача айтганда, электронлар ташқи майдон таъсирида тезлигини ўзгартириши мумкин. Энергетик сатҳлар бир-бирига жуда яқин жойлашганлиги учун энергия амалда узлуксиз ўзгаради; шунинг учун ҳам классик электрон назария металлларнинг электр ўтказувчанлигига тегишли анчагина фактларни тўғри талқин қила олган эди.

Кристалл қаттиқ жисмларнинг муфассалроқ назарияси кристалларда рухсат этилган энергетик сатҳларнинг группалари ёки, одатда айтилишинча, *зоналари* ҳосил бўлишини ва уларни бир-биридан „манъ“ қилинган энергетик сатҳлар соҳалари ажратиб туришини кўрсатади.

Диэлектриклар, ўтказгичлар ва ярим ўтказгичларнинг хоссалари турлича эканлиги рухсат этилган энергетик ҳолатларнинг бир-бирларига нисбатан турлича жойланиши билан тушунирилади. Айтайлик, кристалларда етарли даражада кенг оралиқ билан ажратилган иккита зона бўлиб, бунда пастки зонадаги сатҳлар сови эркин электронлар сонининг қоқ ярмига тенг бўлсин. У ҳолда бутун пастки зона электронлар билан тўлган бўлиб юқориги зонада электронлар бўлмайди. Бу ҳол 135-а расмда тасвирланган, бунда электронлар стрелкали нуқталар билан белгиланган. Ташқи электр майдон (агар у жуда кучли бўлмаса) электронларни пастки зонадан юқорисига кўчирилмайди, чунки зоналар кенг оралиқ билан ажралгандир. Шунинг учун ташқи электр майдон электронларнинг ҳаракат ҳолатини ҳеч бир ўзгартирилмайди, яъни электронларга қўшимча тезлик беролмайди. Ташқи майдон таъсирида кристаллда электр ток вужудга келмайди — бундай кристалл диэлектрик (изолятор) бўлади. Пастки зона электр

тронларга чала тўлдирилган ҳолда эса жуда кучсиз ташқи майдон ҳам электронларни яқиндаги бўш энергетик сатҳларга кўчира олади, яъни уларни ҳаракатга келтира олади. Бундай кристалл (металл) ўтказгич бўлади.

Айтилганлардан кўриниб турибдики, диэлектриклар ва металллар орасидаги фарқни квант ва классик назария тамомилан



135- расм. Электронларнинг кристаллдаги мумкин бўлган ҳолатлари зоналари: а) диэлектрик кристаллида; б) металл кристаллида.

турлича тушунтирар экан. Классик нуқтан назарга кўра диэлектрикда барча электронлар ўз атомлари яқинида мустақкам ушланиб туради, металлларда эса эркин электронлар бўлиб, бу электронларнинг ташқи майдон таъсиридаги кўчма ҳаракати электр ток ҳосил қилади. Квант нуқтан назарга кўра диэлектрикларда ҳам, металлларда ҳам „эркин“, яъни муайян атомлар билан боғланмаган электронлар бўлади¹. Диэлектриклар ва металллар бир-биридан электронларнинг рухсат этилган энергетик ҳолатлари зоналарининг тўлалиги ва нисбий жойлашиши билан фарқ қилади.

¹ Бироқ кристаллдаги эркин электронлар билан ҳеч қандай куч таъсир қилмайдиган ҳақиқий эркин электронлар орасида фарқ бор. Назария кўрсатишича, бу фарқ шундан иборатки, кристаллда электроннинг массаси ҳақиқий эркин электрон массасидан фарқан бўлиб қолади. Бу масса „эффектив“ масса дейилади.

Зона назарияси металлларнинг электр ўтказувчанлигини изоҳлашда классик назария дуч келган қийинчиликларни бартараф қилиш билан бирга, ярим ўтказгичларнинг хоссаларини ҳам тушунтириб беради. Ярим ўтказгич ундаги қуйи зона диэлектрикдаги каби электронлар билан батамом тўлганлиги (135-б расм), бироқ зоналар орасидаги масофа d диэлектрикдагига нисбатан кичиклиги билан характерланади. Етарли даражада юқори температурада электронларнинг бир қисми юқоридаги зонага ўтади (пастки зонада бўшган жойлар—коваклар доирачалар билан белгиланган, 135-в расмга қаранг). Юқоридаги зонада яна кўп эгалланмаган жойлар қолганлиги учун электронлар ўз ҳаракат ҳолатини ўзгартириши, яъни ташқи майдон таъсирида тезлик олиши ва, демак, электр ўтказувчанлик юзага чиқариши мумкин. Шунинг учун ярим ўтказгичларда энергетик ҳолатларнинг юқориги зонаси *ўтказувчанлик зонаси* деб аталади. Ўтказувчанлик зонасига ўтган электронлар сони

$$n' = a e^{-\frac{b}{2kT}}$$

бунда a ва b — доимий катталиклар. Ана шунга мос равишда электр ўтказувчанликнинг температурага қараб ўзгариши қуйидагича бўлади:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{b}{2kT}}$$

Ярим ўтказгичлар электр ўтказувчанлигининг яна бир хусусияти бор. Электронларнинг пастки тўлган зонадан юқори зонага ўтиши пастки зонада бўш жойлар—ковакларни вужудга келтиради. Бу ҳол пастки зонадаги электронларнинг ҳам электр ўтказувчанликда иштирок этишига имкон беради. Электронларнинг ташқи майдон таъсирида кўчиши натижасида „ковак“ ҳам электронларнинг ҳаракат йўналишига тескари йўналишда силжийди. Равшанки, бундай „ковак“нинг кўчиши мусбат заряднинг кўчишига эквивалент бўлади.

Энергетик зоналарнинг ана шундай схемаси жуда соф моддаларга тааллуқлидир. Моддада аралашмалар бўлса, у ҳолда локал характерли қўшимча энергетик сатҳлар содир бўлиши мумкин. Ана шундай сатҳларда турган электронлар электр ўтказувчанликда иштирок этмайди, лекин бу сатҳлар электронларнинг тутиб қолиши ёки бошқа зоналарга электронлар берилиши ё қўшимча ўтказувчанлик, ё „коваклар“ юзага чиқишига олиб келади. Ўтказувчанлик электронларини юзага чиқарувчи аралашма *донор* аралашма (масалан, кремнийда фосфор), „ковакларни“ юзага чиқарувчи аралашма эса — *ак-*

центр аралашма (масалан, кремнийда бор) деб аталади. Берилган ярим ўтказгичда кўпроқ бўлган ток ташувчилар асосий, камроқ бўлганлари эса асосиймас ток ташувчилар дейилади. Агар асосий ток ташувчилар электронлар бўлса, у ҳолда ярим ўтказгич электронли, агар асосий ток ташувчилар „ковак“лар бўлса, у ҳолда ярим ўтказгич, „ковак“ли ярим ўтказгич дейилади. Электронлар билан „ковак“лар сони бир-бирига яқин бўлса, у ҳолда ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги аралаш ўтказувчанлик дейилади.

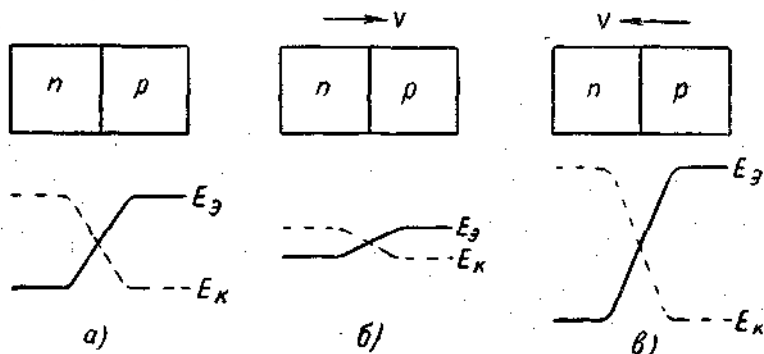
Ярим ўтказгичнинг электр ўтказиш механизми электронлими ёки „ковак“лими деган масала Холл эффектнинг ишорасига қараб аниқланиши мумкин (217- § га қаранг).

Шуни эсда сақлаш керакки, ярим ўтказгичнинг электр ўтказувчанлиги „ковак“ларнинг кўчиши билан боғлиқ бўлган ҳолларда ҳам аслида электронлар ҳаракатланади. Гап шундаки, электронлар зонани деярли тўла тўлдирган шароитда, уларнинг бир томонга қараб ҳаракатланиши бўш жойнинг — „ковак“нинг тескари томонга қараб кўчишига эквивалент бўлади. Шунга қарамадан электронларнинг бўш жойлар кўп зонада ва деярли тўла банд зонада ҳаракатининг натижаси қатор ҳолларда турлича, масалан, бу икки ҳолда Холл эффектнинг ишораси турлича бўлади. Шунинг учун ярим ўтказгичларда электронли ва „ковак“ли ўтказувчанликни бир-биридан фарқ қилишнинг маъноси бор. Иккита ярим ўтказгич чегарасида „беркитувчи қатламнинг“ юзага келиши (бу иккита ярим ўтказгич, ёки ярим ўтказгич билан металл орасидаги контактда токнинг тўғриланишига олиб келади) ана шундай икки хил ўтказувчанлик мавжудлиги билан тушунтирилади.

Бир-бирига тегиб турган ярим ўтказгичларда иккала ток ташувчиларнинг (электрон ва „ковак“ларнинг) потенциал энергияси турлича бўлганлиги сабабли улар орасидаги чегарада потенциал сакраши юзага келади (136- расмга қаранг). Электронлар ва „ковак“лар иккала ярим ўтказгич чегараси орқали диффузияланади (иккита бир-бирига тегиб турган металллар чегараси орқали электронларнинг диффузияланиши ҳақида 168- § да айтилганлар билан солиштиринг).

Ташқи майдон бўлмаганда (136- а расм) иккала йўналишда ўтган зарядлар сони тенг ва йиғинди ток нолга тенг. Майдон бўлганда эса электронларнинг энергияси иккала ярим ўтказгичда ҳам ўзгаради. Агар потенциал n -ярим ўтказгичдан p -ярим ўтказгичга қараб ортса, у ҳолда электроннинг энергияси n -ярим ўтказгичда ортади, p -ярим ўтказгичда эса камаяди. Натижада иккала ярим ўтказгич чегарасида потенциал сакраши камайдиган (136-б расм) ва электронлар бир ярим ўтказгичдан иккинчисига осонгина ўтиши мумкин бўлиб қолади ва контакт

орқали ток оқа бошлайди, бу токнинг кучи потенциаллар айирмаси ортиши билан тез орта боради. Аксинча, агар потенциал p -ярим ўтказгичдан n -ярим ўтказгичга ортса, у ҳолда иккала ярим ўтказгич чегарасида потенциал сакраши ортади (136-в расм) — „беркитувчи қатлам“ вужудга келади. Энди, агар фақат потенциаллар айирмаси жуда катта бўлмаса, электронлар контакт орқали ўта олмайди—бир ярим ўтказгичдан иккинчисига ўтувчи ток кучи жуда кичик бўлади.



136- расм. Ташқи майдон бўлганда ярим ўтказгичларнинг электрон (n) ва ковак (p) чегарасида потенциал энергиянинг ўзгариши.

Равшанки, асосий ток ташувчиларга қараганда асосиймас ток ташувчилар учун ярим ўтказгичлар чегарасидан ўтиш шартлари аксинча бўлади. Бироқ асосиймас ток ташувчилар сони жуда оз бўлганлиги туфайли улар юзага чиқарадиган ток жуда кичик ва контакт орқали ўтувчи умумий токка сезиларли хисса қўшмайди.

Худди шунга ўхшаш „беркитувчи қатлам“ ярим ўтказгич билан металл орасидаги чегарада ҳам юзага келиши мумкин.

Совет Иттифоқида ярим ўтказгичларнинг хоссаларини экспериментал текшириш ишларини А. Ф. Иоффе ва унинг ходимлари кенг миқёсда амалга оширган эдилар. Иккита ярим ўтказгич чегарасида токнинг тўғрилиниш ҳодисасини бир вақтда бир-биридан мустақил ҳолда Б. И. Давидов ва Шотки билан Мотт тушунтириб берганлар.

172-§. Қизиган ўтказгичларнинг электронлар чиқариши. Электронларни металлдан ташқарига чиқариш муайян $A = eV_A$ чиқиш ишини бажариш билан боғлиқ эканлиги олдинги параграфларда айтиб ўтилган эди. Уй температураларида металл ичидаги электронларнинг жуда оз қисмининг A чиқиш ишини бажариб, металлдан ташқарига чиқиш учун етарли кинетик энергия запасига эга бўлади. Температура кўтарилган сари

тез электронлар сони кўпая боради ва шу туфайли металлдан ажралиб чикувчи электронлар сони ҳам ўса бориши керак. Бу процесс худди иситилаётган суюқликдан молекулаларнинг буғланиш процессига батамом ўхшайди. Етарлича юқори температурада металл сезиларлича электронлар чиқара бошлайди. Бу ҳодиса *термоэлектрон эмиссия* дейилади.

Бу ҳодисани классик электрон назария нуқтан назаридан муҳокама қилайлик. Бирор металлдан электроннинг чиқиш иши eV_A га тенг бўлсин. У ҳолда $\frac{3}{2}mv^2$ кинетик энергияси eV_A чиқиш ишидан кичик бўлмаган электронларгина металлни ташлаб чиқа олади, яъни бу электронларнинг кинетик энергияси

$$\frac{1}{2}mv_k^2 = eV_A \quad (1)$$

шартни қаноатлантирувчи $\frac{mv_k^2}{2}$ катталиқдан кичик бўлмаслиги

керак. $\frac{mv_k^2}{2}$ энергияни баҳолаш учун уни атомларнинг (ёки молекулаларнинг) классик назарияга кўра $\frac{3}{2}kT$ га тенг бўлган иссиқлик ҳаракат ўртача энергияси билан таққослаб кўрамиз, бунда k — Больцман доимийси. Бу энергияни eV_A чиқиш ишига тенглаб, қандай T_k температурада зарраларнинг ўртача энергияси чиқиш ишига тенг бўлишини топамиз:

$$\frac{3}{2}kT_k = eV_A, \text{ бундан } T_k = \frac{2eV_A}{3k}. \quad (2)$$

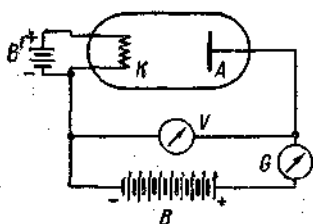
Турли металллар учун чиқиш иши 1 дан 4,5 эВ гача ортиқда бўлади. Агар $V_A = 2\text{эВ}$, яъни $\frac{2}{300} \text{ CGSE}$ потенциал бирлигига тенг десак, у ҳолда $T_k = \frac{2 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 2}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300} \cong 15000^\circ\text{K}$, яъни электронларнинг металлдан учиб чиқишлари учун зарур бўлган энергия нисбатан жуда катта ҳамда атомларнинг ўн мингларча градус температуралардаги иссиқлик ҳаракат ўртача энергияларига мос келиши керак. Ҳақиқатда эса электронлар $1000 - 3000^\circ\text{K}$ тартибдаги температураларда, яъни нисбатан анча паст температураларда сезиларли миқдорда учиб чиқа бошлайди.

Бунга сабаб шуки, электронлар энергиялар бўйича муайян тақсимоатга эгадир. Шу туфайли электронларнинг бир қисми *ўртача энергиядан анча катта энергияга* эга бўлади. Худди шу электронлар ҳисобига эмиссия бошланади.

Агар чўғлантирилган металл чиқарган электронларни ташқи электр майдон таъсирида тезлаштирилса, бу электронлар ток вужудга келтиради. Бундай электрон токи фақат

вакуумда ҳосил қилиш мумкин, чунки вакуумда молекула ёки атомлар билан тўқнашиш электронларнинг ҳаракатига тўсқинлик қилмайди. Электрон ток кучига қараб чўлланган металл чиқараётган электронлар сони ҳақида хулоса чиқариш мумкин.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини *катод лампа* ёрдамида ўрганиш қулай. Катод лампа иккита электрод — сым кўринишидаги *K* электрод ва диск ёки пластинка кўринишидаги

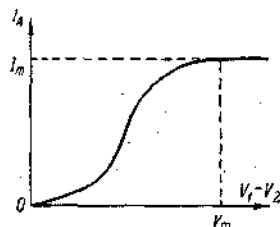


137-расм. Катод лампа ёрдамида термоэлектрон эмиссияни кузатиш.

A электрод кавшарланган ва ичидан ҳавоси сўриб олинган найдан иборатдир (137-расм). Катод деб аталадиган *K* электрод *B* батареянинг манфий қутбига, анод деб аталадиган *A* электрод ўша батареянинг мусбат қутбига уланган. *K* катодни қўшимча *B'* батарея ёрдамида қиздириш мумкин. *K* катод билан *A* анод орасида ҳосил бўлган электростатик майдон *K* катодни қиздирганда ундан чиқувчи электронларни тезлатади: натижада *K* ва *A* орасидаги вакуум орқали ўтувчи

электронлар оқими *KAGBK* занжирни туташтиради. Занжирда ҳосил бўлган ток кучи *G* асбоб билан ўлчанади. *V* вольтметр *K* катод билан *A* анод орасидаги потенциаллар айирмасини ўлчашга имкон беради.

Тажрибанинг кўрсатишича, лампа орқали ўтувчи ток кучи (бу ток *анод токи* деб аталади) катод температурасига ҳамда катод билан анод орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига боғлиқ. Катод температураси доимий бўлганда электродлар орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасининг ортиши билан I_A анод токи кучи ортади. Бироқ I_A ток кучи билан $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси орасидаги боғланиш I ток кучи потенциаллар айирмасига пропорционал бўладиган Ом қонунига ўхшаш қонун билан ифодаланмайди; бу боғланиш 138-расмда график равишда кўрсатилганидек, анча мураккаб характерда бўлади. Дастлаб ток кучи $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасининг ўсиши билан секин, кейин тезроқ, сўнггра яна секинроқ ўсади; бироқ муайян $V_1 - V_2 = V_m$ қийматдан бошлаб эса ток кучининг ўсиши тамомила тўхтади — ток *тўйиниш қиймати*.



138-расм. I_A анод токининг катод билан анод орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига қараб ўзгариши.

га эришади. I_A анод токининг $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига бундай характерда боғланиши сифат томондан қуйидагича тушунтирилади. $V_1 - V_2 = 0$ бўлиб электродлар оралиғи етарлича катта бўлганда анод токи кучи ҳам нолга тенг бўлади¹. Бунинг сабаби шуки, катоддан учиб чиққан электронлар катод яқинида янгидан чиқувчи электронларни тормозловчи электрон булути ҳосил қилади; натижада электронларнинг бундан кейинги эмиссияси тўхтайди: металлдан қанча электрон учиб чиқса, электрон булутнинг қарама-қарши йўналган майдони гаъсирида худди шунча электрон металлга қайтади. Электродлар орасида электронларни тезлатувчи майдон ҳосил қилинганда электрон булут тарқаб кетади ва катод билан анод орасида ток пайдо бўлади. Бу I_A ток кучи $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасининг ўсиши билан ўса боради. Назарий ҳисоблашнинг (186- параграфга қаранг) кўрсатишича I_A ток кучи $(V_1 - V_2)^{3/2}$ га пропорционалдир:

$$I_A = \alpha (V_1 - V_2)^{3/2}. \quad (3)$$

(3) формула Богуславский — Ленгмюр формуласи дейилади. Бунда α — электродларнинг шаклига ва уларнинг ўзаро жойлашишига боғлиқ бўлган коэффициент. Шундай қилиб, I_A ток кучи $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига тўғри пропорционалликдан кўра *тезроқ* ўсади. Бироқ $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси янада ошиб борганда, токнинг ўсиши тўхтай бошлайди, чунки K катод мазкур температурада чиқараётган электронларининг умумий сони чекли бўлади. $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси катод чиқараётган барча электронларни тортиб олиш учун етарли бўлган V_T қийматга эришганда, токнинг кейинги ўсиши тамомила тўхтайди. Бунда ток I_T *тўйиниш токи* қийматига эришади, бу қийматга 138- расмдаги графикнинг горизонтал қисми мос келади.

Айтилганларга асосан, I_T тўйиниш токи кучи катталик жиҳатдан шу катоддан маълум температурада вақт бирлиги ичида чиқаяётган барча электронлар зарядига тенгдир, дейиш мумкин.

Демак, катоддан вақт бирлигида чиқаяётган электронлар сонини n билан белгиласак, у ҳолда

$$I_T = ne,$$

бунда e — электрон заряди. Бундан

$$n = \frac{I_T}{e}. \quad (4)$$

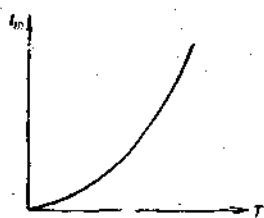
¹ Электродлар жуда яқин жойлашганда $V_1 - V_2 = 0$ да ҳам кучсиз ток оқади.

Тажрибаларнинг кўрсатишича, тўйиниш токи кучи катод температурасининг ортиши билан ғоят тез ўса боради. Тўйиниш токи кучининг электрон чиқарувчи металл температурасига боғланиш характери 139-расмда график равишда келтирилган.

(4) формулага кўра I_T тўйиниш токи чўлганган металлдан учиб чиқувчи электронлар сонини ўлчайди. Агар I_T тўла ток ўрнига i_T ток зичлигини, яъни эмиссияловчи металлнинг сирт бирлигидан ҳосил бўлаётган токни кўрсатувчи катталикини киритсак, у ҳолда i_T катталик берилган T температурада шу металлнинг сирт бирлиги чиқараётган n электронлар сонини ўлчайди.

Квант назария i_T тўйиниш токи зичлиги қийматини ҳисоблаш имконини беради. Бу ҳисоблашлардан (майда шрифтга қаранг) қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$i_T = BT^2 e^{-\frac{eV_A}{kT}}, \quad (5)$$



139- расм. I_T тўйиниш токнинг катод T температурасига боғланиши.

бунда T — металлнинг абсолют температураси, eV_A — чиқиш иши, k — Больцман доимийси, B — умуман айтганда, турли металллар учун турлича бўлган муайян доимий.

(5) формула температура ортганда i_T тўйиниш токи зичлигининг ғоят тез ўсишини кўрсатади; бу ўсиш қонуни асо-

сан $e^{-\frac{eV_A}{kT}}$ экспоненциал кўпайтувчи билан белгиланади. Етарли даражада тоза металл сирти учун B доимийнинг назарий қиймати $120 \frac{a}{\text{см}^2 \cdot \text{град}}$ га тенг. Ҳақиқатда B нинг қиймати турли металллар учун турлича бўлиб, бу қиймат металл сиртининг ҳолатига ва, айниқса, унинг тозалик даражасига жуда боғлиқдир. Аввал кўрсатиб ўтганимиздек, бу айтганларимиз eV_A чиқиш иши учун ҳам тааллуқлидир. Cs, Ba, Th, барий оксидлари ва бошқаларнинг адсорбцияланган юпқа қатлами чиқиш ишини анча кучли камайтира олади. Катоднинг температураси нисбатан паст бўлганда катта электрон токлари ҳосил қилиш учун ана шу ҳодисадан фойдаланилади.

VI жадвалда турли тоза металллар учун, шунингдек, бошқа бирор модданинг юпқа пардаси қопланган вольфрам учун B доимий ва eV_A чиқиш ишининг қийматлари келтирилган.

(5) формулада eV_A чиқиш иши даражанинг кўрсаткичида, B катталик эса кўпайтувчи бўлиб киради, шунинг учун катта

тўйиниш токлари ҳосил қилишда eV_A чиқиш иши асосий роль ўйнайди. Шунинг учун ҳам, вольфрам сиртини Cs, Ва ва ҳоказолар билан қоплаш, B эмиссион доимийнинг қийматлари кичик бўлишига қарамай ғоят фойдалидир.

(5) формуладаги алоҳида факторларнинг ролини конкретроқ тасаввур қилиш учун қуйидаги сонли мисолларни келтирамиз.

VI жадвал маълумотларига кўра, вольфрамнинг тоза сирти

VI жадвал

Эмиссион доимий B ва чиқиш иши eV_A

Эмиссияловчи сирт	$B, \frac{a}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2}$	$eV_A, \text{эв}$
Pt	32	5,3
W	60	4,5
Mo	55	4,2
Th	70	3,4
W+Cs	3,2	1,36
W+Ba	1,5	1,56
W+Th	3,0	2,63
Барий оксиди	1,18	1,84

учун чиқиш иши $eV = 4,5$ эв ва эмиссион доимий $B = 60 \frac{a}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2}$. Бундан $T = 1000^\circ\text{K}$ да i_T тўйиниш токи зичлиги қуйидагича бўлади:

$$i_T = 60 \cdot 1000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 1000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \approx 1,3 \cdot 10^{-15} \text{ а/см}^2.$$

Вольфрамнинг ўша сирти учун $T = 3000^\circ\text{K}$ да i_T қуйидагича бўлади:

$$i_T = 60 \cdot 3000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4,5}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 3000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \approx 11 \text{ а/см}^2.$$

T температуранинг 1000° дан 3000°K гача кўтарилиши тўйиниш токи зичлигини деярли 10^{16} марта ортиради.

Цезий билан қопланган вольфрам сирти учун $eV_A = 1,36$ эв ва

$B = 3,2 \frac{a}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2}$. Бу ҳол учун 1000°K да тўйиниш токи зичлиги

$$i_T = 3,2 \cdot 1000^2 \cdot e^{-\frac{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 1,36}{1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 1000 \cdot 300}} \text{ а/см}^2 \approx 0,46 \text{ а/см}^2.$$

Демак, вольфрам сиртини цезий билан қоплаганда қиздириш температураси $T = 1000^\circ\text{K}$ бўлганидаги тўйиниш токи шу температурадаги тоза вольфрамниқидан тахминан $3 \cdot 10^{14}$ марта ортиқ бўлар экан.

i_T тўйиниш токини ўлчаш eV_A чиқиш ишини топишга имкон беради. Ҳақиқатан ҳам (5) формулани логарифмлаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\ln i_T = \ln B + 2 \ln T - \frac{eV_A}{kT}.$$

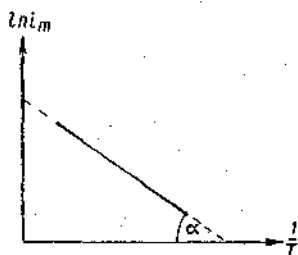
Температура ўзгарганда $\ln T$ нинг қиймати $1/T$ га нисбатан анча суст ўзгаради, шу сабабли дастлабки икки ҳад йиғиндиси

$\ln B + 2 \ln T$ ни тақрибан доимий дейиш мумкин. Шунинг учун тақрибан қуйидаги келиб чиқади:

$$\ln i_T = \text{const} - \frac{eV_A}{k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (6)$$

Агар ординаталар ўқи бўйича $\ln i_T$ ни, абсциссалар ўқи бўйича $1/T$ ни қўйсак (140-расм), (6) формулага мувофиқ $\ln i_T$ нинг $1/T$ га боғланиши тўғри чизиқ билан ифодаланади. i_T нинг T га боғланиши шундай характерда эканлиги тажрибада яхши тасдиқланади. Тўғри чизиқнинг абсциссалар ўқида оғиш бурчаги α нинг тангенси (6) га кўра $1/T$ ўлдидаги коэффициент билан аниқланади, яъни қуйидаги муносабат келиб чиқади:

$$\text{tg} \alpha = \frac{eV_A}{k}. \quad (7)$$



140- расм. Тўйиниш токи логарифмининг $1/T$ га чизиқли боғланиши.

Экспериментал маълумотларга кўра $\ln i_T$ нинг $1/T$ га боғланишини аниқлаб, α оғиш бурчагини, ва (7) га кўра, чиқиш ишининг қийматини топишимиз мумкин. eV_A чиқиш ишининг VI жадвалда келтирилган қийматлари шундай усул билан топилган.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси ҳозирги замон электротехникаси ва радиотехникасида фоят катта роль ўйнайди. Кенотронлар, кучайтиргич лампалар ва бошқаларнинг тузилиши шу ҳодисага асосланган.

Қизиган сиртларнинг зарядланган зарралар чиқариши фақат металллардагина эмас, балки бошқа қаттиқ jismlарда ҳам кузатилади. Электрон ярим ўтказгичлар асосан электронлар чиқаради. Ион кристаллар мусбат ёки манфий ионлар, баъзи ҳолларда эса айни бир вақтда ҳам мусбат, ҳам манфий ионлар эмиссиялайди.

CdJ_2 , ZnJ_2 , CaF_2 , TiJ , CuJ_2 ва жуда кўп бошқа тузлар $600 - 700^\circ \text{K}$ температураларда фақат мусбат ионлар чиқаради. Ишқорий галоген тузлар (NaCl , KCl ва бошқалар) $700 - 800^\circ \text{K}$ температураларда фақат мусбат ионлар, $900 - 1000^\circ \text{K}$ дан юқори температураларда эса манфий ионлар чиқаради.

Ишқорий металл буғларида қиздирилган баъзи металллар ҳам мусбат ионлар чиқаради.

Электронларнинг термик эмиссиясидан ташқари ташқи электр майдон таъсирида, шунингдек, электронлар ёки ионларнинг зарби таъсирида ҳам юз бериши мумкин; бундай эмиссия *иккиламчи электрон эмиссия* дейилади.

Металллардан электронларни узиб олиш учун етарли бўлган ташқи электр майдон катталигини ҳисоблаш учун сирт қатламнинг структурасини аниқ билиш керак бўлади. Микроскопик гадир-будурликлар сиртдаги электронга таъсир этувчи кучлар катталигини анча ўзгартириши мумкин. Тақрибий ҳисоблашларга кўра, уй температурасида электронни узиб олиш учун сирт яқинида 10^8 в/см тартибда майдон градиенти ҳосил қилиш зарур. Ўтказгич сирти яқинида бундай катта майдон ҳосил қилиш учун цилиндрик конденсатор майдони характеридан фойдаланиш мумкин. 149- параграфда айтилганларга кўра, конденсаторни ҳосил қилган цилиндрлар орасидаги фазода

$$E = \frac{2Q}{\epsilon r l}$$

майдон кучланганлиги бўлади, бунда Q —заряд, l —цилиндрларнинг узунлиги, ϵ —цилиндрлар орасидаги муҳитнинг диэлектрик доимийси, r —ички цилиндр ўқигача бўлган масофа. Бундай конденсаторнинг сифими:

$$C = \frac{\epsilon l}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

бунда R_1 ва R_2 мос равишда ташқи ва ички цилиндрларнинг радиуслари,

$C = \frac{Q}{V_1 - V_2}$ (бунда $V_1 - V_2$ —цилиндрлар орасидаги потенциаллар айирмаси) муносибатдан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{Q}{l} = \frac{\epsilon(V_1 - V_2)}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

$\frac{Q}{l}$ нинг бу қийматини E нинг ифодасига қўйсак:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{r \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

Бу ифодага кўра ички цилиндр сиртида, яъни $r = R_1$ да майдон кучланганлик қуйидагига тенг бўлади:

$$E = \frac{V_1 - V_2}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1}}$$

R_1 жуда кичик бўлганда E ҳаят катта бўлиши мумкин. Тажрибалар вақтида ички цилиндр сифатида диаметри бир неча микрон бўлган ингичка сим олинди; бунда нисбатан унча катта бўлмаган $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасида симнинг сиртида $10^8 \frac{e}{cm}$ гача майдон кучланганлик ҳосил қилиш мумкин.

Тажрибаларни вакуумда ўтказиш ва сиртларни қунт билан газсизлантириш зарур. Акс ҳолда ип билан цилиндр орасида разряд юзага келади. Сиртларнинг ҳолати ҳам аҳамиятли бўлиб уларни жуда силлиқ қилиб ясаш зарур. Юз бериши мумкин бўлган қўшимча ҳодисаларга қарамай, барча зарурий эҳтиёт чораларни кўриш натижасида экспериментал равишда электронларнинг ташқи майдон тасирда узиб чиқарилишини аниқлаш мумкин бўлди ва электронларнинг бундай чиқиши сиртдаги майдон кучланганлиги $10^7 - 10^8$ в/см тартибда бўлганда бошланиши аниқланди.

Иккиламчи электрон эмиссия турли моддалар сиртини электрон ёки ионлар билан бомбардимон қилганда кузатилади. Электронлар билан бомбардимон қилинганда сирт чиқарадиган электронлар қисман қайтган бирламчи электронлардан, қисман жисмдан узиб чиқарилган иккиламчи электронлардан иборат бўлади. Сирт чиқарган электронларнинг умумий сони унга тушган электронлар сонидан ортиқ бўлиши мумкин. Масалан, алюминийда тушаётган электронларнинг энергияси 350 эв бўлганда, сирт чиқарадиган электронлар сони тушаётган электронлар сонидан 1,75 марта кўп бўлади. Мураккаб сиртларда масалан, қумушга суркалган ва сирти юпқа оксид парда билан қопланган цезий қатламида электронларнинг иккиламчи эмиссияси айниқса катта бўлади. Бундай пардаларда иккиламчи электронлар сони бирламчи электронлар сонидан ўнларча марта ортиқ бўлиши мумкин.

Ҳозирги вақтда иккиламчи электрон эмиссиядан электровакуум асбоблар ичида тоқларни кучайтиришда фойдаланилади (фотокўпайтиргичлар ёки *Кубецкий трубкалари*).

173-§. Термоэлектрон эмиссиянинг назарияси. Чўғланган металллардан электронларнинг чиқиши электронларнинг иссиқлик ҳаракати туфайли юз беради. Электрон металлдан чиқа олиши учун унинг тезлиги етарли даражада катта бўлишидан ташқари, мос йўналишга ҳам эга бўлиши зарур. Шунинг учун тезлигининг металлнинг электронлар учиб чиқаётган сиртига перпендикуляр ташкил этувчиси муайян қийматга эга бўлган электронлар сонини топамиз. ОХ ўқин металл сиртига тик йўналтирган ҳолда ХҲҲ тўғри бурчакли координаталар системаси ўтказайлик, у ҳолда тезликларининг v_x ташкил этувчиси маълум v_x , $v_x + dv_x$ интервалда ётувчи, қолган иккита ташкил этувчиси эса $-\infty$ дан $+\infty$ гача ихтиёрий қийматларга эга бўлган электронлар группасини топишимиз керак бўлади.

Металлда электронларнинг энергиялари бўйича тақсимланиши Ферми қонунига бўйсунганини 163- параграфда айтиб ўтган эдик. Бу қонунга кўра тезликларининг v_x , v_y , v_z ташкил этувчилари v_x , $v_x + dv_x$, v_y , $v_y + dv_y$, v_z , $v_z + dv_z$ интервалларда ётувчи dn_0 электронлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$dn_0 = \alpha \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_l}{kT}}} dv_x dv_y dv_z, \quad (1)$$

бунда α — константа, $E'_l = |E_{pa} - E_l|$, E_l — электронларнинг $T = 0$ даги максимал энергияси, E_{pa} — потенциал энергия, E_k эса $\frac{1}{2}m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ га тенг бўлган кинетик энергия.

Тезликларининг v_x ташкил этувчиси ОХ ўқ бўйлаб v_x , $v_x + dv_x$ интервалда ётувчи, қолган иккита ташкил этувчиси эса ихтиёрий қийматга эга бўлган электронларнинг ҳамж бирлигидаги dn_{0x} сонини топиш учун (1) формуланинг ўнг қисмини v_y ва v_z бўйича $-\infty$ дан $+\infty$ гача оралиқда интеграллаймиз:

$$dn_{0x} = \alpha dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E'_l}{kT}}} dv_y dv_z. \quad (2)$$

Эмиссия ҳодисаси кузатиладиган температураларда металлдан чиқа оладиган электронлар учун $E_k - E'_l \gg kT$ тенгсизлик бажарилади, демак,

$e^{\frac{E_k - E_l}{kT}}$ катталик бирдан анча катта бўлади ва тақрибан

$$\frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E_l}{kT}}} \cong e^{-\frac{E_k - E_l}{kT}} = e^{\frac{E_l}{kT}} \cdot e^{-\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)},$$

шундан сўнг (2) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dn_{0x} = \alpha \cdot e^{\frac{E_l}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z.$$

Маълумки, қуйидаги аниқ интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}; \text{ бундан } dn_{0x} = \alpha \cdot \frac{2\pi kT}{m} \cdot e^{\frac{E_l}{kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \quad (3)$$

тенглик келиб чиқади.

Энди металлнинг сирт бирлигидан вақт бирлиги ичида учиб чиқувчи электронлар сонини ҳисоблаймиз. v_x ташкил этувчиси маълум $v_x, v_x + dv_x$ интервалда ётувчи dn_{0x} электронлар группасини кўрайлик. Вақт бирлиги ичида сирт бирлигидан бу группанинг кўндаланг кесими сирт бирлигига тенг ва узунлиги сон жиҳатдан v_x тезликка тенг бўлган устунчадаги барча электронлари учиб чиқишга улгуради (141-рasm, 161-параграфдаги мулоҳаза қилиш усули билан таққосланг). Бу электронларнинг dn_x сони

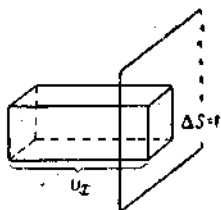
$$dn_x = dn_{0x} \cdot v_x.$$

Металлнинг сирт бирлигидан вақт бирлигида учиб чиқувчи n электронлар сонини топиш учун dn_x ни v_{xa} дан $+\infty$ гача оралиқда интеграллаймиз, бунда v_{xa} тезлик v_x тезлигининг электрон металлдан чиқа олиши учун етарли бўлган минимал ташкил этувчиси. Бинобарин,

$$n = \int_{v_{xa}}^{+\infty} v_x dn_{0x}. \quad (4)$$

v_{xa} катталикни қуйидаги мулоҳазалардан тонамиз. Металл ичида потенциал энергия ўзгармас ва ҳамма жойда E_{pa} га тенг (101- ва 123-расмлар).¹ Демак, электрон металлдан учиб чиқа олиши учун унинг тезлигининг v_x ташкил этувчиси ушбу

$$\frac{1}{2} mv_{xa}^2 = |E_{pa}|$$



141-рasm. Сирт бирлигидан вақт бирлигида учиб чиқувчи электронлар сонини ҳисоблашга доир.

¹ 101- ва 123-расмларда энергетик сатҳларни тасвирловчи горизонтал чизиқлар *тўла энергияга* тааллуқли эканини назарда тутиш зарур.

тенгсизлиكنи қаноатлантирувчи v_{xa} катталиқдан кичик бўлмаслиги керак. Демак,

$$v_{xa} = \sqrt{\frac{2|E_{pa}|}{m}}$$

v_{xa} нинг бу қийматини (4) га қўйиб ҳамда (3) тенгликдан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$n = \alpha \frac{2\pi kT}{m} \cdot e^{\frac{E'_t}{kT}} \int_{\sqrt{\frac{2|E_{pa}|}{m}}}^{\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} v_x dv_x.$$

Интеграллашдан сўнг қуйидаги ҳосил бўлади:

$$n = \alpha \frac{2\pi k^3 T^2}{m^2} e^{-\frac{|E_{pa}| - E'_t}{kT}}.$$

Учиб чиқувчи электронлар сони n ни электрон заряди e га кўпайтирсак, i_T тўйиниш токи зичлигини топамиз.

$$i_T = \alpha e \frac{2\pi k^3}{m^2} T^2 e^{-\frac{|E_{pa}| - E'_t}{kT}}.$$

Нихоят, $|E_{pa}| - E'_t = eV_a$, бу ерда eV_a чиқиш иши бўлишини назарда тутиб кейинги формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$i_T = BT^2 e^{-\frac{eV_a}{kT}},$$

бунда B — доимий. Шундай қилиб, Фермининг тақсирот қонунидан фойдаланган ҳолда биз тўйиниш токнинг 172-параграфда берилган ифодасини ҳосил қилдик, бу ифода экспериментал равишда тасдиқланади. α доимийнинг назарий қиймати $\frac{2m^3}{h^3}$ га тенг, бунда m — электрон массаси, h — Планк доимийси, бу доимий $6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек га тенг.

Бундан B учун қуйидаги қийматни ҳосил қиламиз:

$$B = \frac{4\pi m e k^3}{h^3} = 120 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2.$$

Экспериментларга кўра бир қатор тоза металллар учун $B \cong 60 \frac{\text{а}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2}$ яъни икки марта кичик. Бунга сабаб шуки, металлдан $v_x \gg v_{xa}$ бўлган электронларнинг ҳаммаси учиб чиқмасдан, уларнинг бир қисми металл сиртидан ичкарига қараб қайтади.

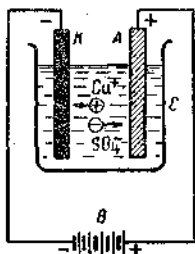
ЭЛЕКТРОЛИТЛАРДА ВА ҒАЗЛАРДА ТОК

174-§. Электrolитик ўтказувчанлик. Тоза суюқликларнинг кўпчилиги электрни ёмон ўтказида. Масалан, мутлақо тоза сув, керосин, минерал ёғлар ва ҳоказолар жуда ёмон ўтказувчилардир. Бироқ тузлар, кислоталар ҳамда ишқорларнинг сувдаги ва баъзи бошқа суюқликлардаги эритмалари токни яхши ўтказида. Масалан, дистилланган сувга озгина ош тузи (NaCl) солинса ёки бир неча томчи сульфат кислота (H_2SO_4) томизилса, сув яхши ўтказгич бўлиб қолади.

Курснинг турли қисмларида туз ва кислота эритмаларидан электр ток ўтганда электродларда шу моддалар таркибий қисмларининг ажралиб чиқишини айтиб ўтган эдик. Ток ўтганда қисмларга ажраланиган ўтказгичлар юқорида айтганимиздек, иккинчи жинс ўтказгичлар ёки *электrolитлар* дейилади, уларнинг ўтказувчанлиги эса *электrolитик ўтказувчанлик* дейилади. Электrolитик ўтказувчанлик эритмада ионлар, яъни зарядланган атом ва молекулаларнинг бўлиши туфайли вужудга келади. Биринчи жинс ўтказгичлар (металлар) да ток эркин электронларнинг ҳаракатидан вужудга келади, *электrolитда ионларнинг ташқи электр майдон таъсирида ҳаракати ток ҳосил қилади.*

Мутлақо тоза сув токни жуда суст ўтказишини ҳозиргина айтиб ўтган эдик. Бу ҳол сувнинг асосан нейтрал молекулалардан ташкил топганлигини ва унда ташқи электр майдон таъсирида ҳаракат қилиб ток ҳосил қиладиган етарли миқдорда эркин электронлар ёки бирор бошқа зарядли эркин зарраларнинг йўқлигини билдиради. Бир қатор моддаларнинг, масалан, қанд, глисерин ва бошқаларнинг сувдаги эритмаси ҳам ток ўтказмайди. Бу эритмалар, I томнинг 85- параграфида айтиб ўтилганидек, осмотик босим ҳосил қилади, осмотик босимнинг катталиги *Вант-Гофф формуласига* кўра яхши аниқланади. Бу моддаларнинг молекулалари эриганда ҳеч қандай ўзгаришлар юз бермайди — молекулалар нейтраллигича қолади ва диссоциацияланмайди. Туз ва кислоталарнинг эритмалари эса Вант-Гоффнинг одатдаги формуласига кўра ҳисоблаб топиладиган босимдан кўра каттароқ осмотик босим ҳосил қилади. Агар эриган модда молекулаларининг бир қисми диссоциацияланади, яъни қисмларга ажралади деб ҳисобласак, осмотик босимнинг аномал катта қийматини бевосита тушунтириш мумкин эканлигини кўрган эдик. Эритманинг аини вақтда ўтказувчан бўлиб қолиши молекула диссоциацияланган қисмлари зарядли, яъни ионлар эканлигини билдиради. Сувдаги эритмаларда молекулаларнинг диссоциацияланиши жуда катта бўлади, бунга сабаб сув диэлектрик доимийсининг қиймати катта ($\epsilon = 81$) эканлигидир.

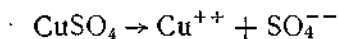
Айтайлик, C идишга (142- расм) $CuSO_4$ мис купоросининг эритмаси қуйилган ва унга иккита — K кўмир ҳамда A мис электрод туширилган бўлсин. B батареянинг манфий қутби K кўмир электродга, мусбат қутби A мис электродга уланган.



142- расм. Мис купороси эритмасининг электролитик ўтказувчанлигида Cu^{++} ва SO_4^{--} ионларнинг ҳаракати.

Бунда электродлар зарядланиб қолади ва улар орасида эритмада электр майдон ҳосил бўлади. Мис купороси молекулаларининг диссоциацияланишидан ҳосил бўлган ионлар бу майдон таъсирида ҳаракат қила бошлайди, эритмадан ток ўтади. Мусбат зарядли ионлар K катодга келади, унга ўз зарядларини бериб, катодда нейтралланган зарра ҳолида ажралади. Манфий ионлар A анодга қараб ҳаракат қила бошлайди ва унда ажралади.

Мис купороси эритмаси орқали бирор вақт давомида ток ўтказиб кўмир катоднинг қора сиртида қизғиш металл мис қоплами ўтираётганини осонгина кузатиш мумкин. Бундан эритмада мис мусбат ионлар кўринишида бўлганига ишониш мумкин. Диссоциацияланган $CuSO_4$ молекуласининг қолган қисми, яъни SO_4 группа манфий ионлар ҳосил қилиши керак. Шундай қилиб, мис купороси молекулалари эриётганда миснинг мусбат ионларига ва SO_4 манфий ионларга диссоциацияланади, деган натижага келамиз ва уни қуйидагича ёзамиз:



$++$ ва $--$ қўш ишоралар мазкур ҳолда ионларнинг икки зарядли эканини, яъни мос равишда иккита электрон йўқотиши ёки иккита ортиқча электрон қўшиб олиши натижасида ҳосил бўлганини билдиради.

Миснинг Cu^{++} мусбат ионлари катодга келади ва у ерда мис атомлари сифатида ажралади. SO_4^{--} манфий ионлар анодга келади. Агар анод мис бўлса (кўрилатган мисолда биз жўрттага мис олдик), SO_4^{--} ионлар анодда нейтралланиб, у билан химиявий реакцияга киришади ва қайтадан мис купороси молекуласини ҳосил қилади:

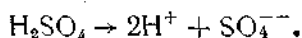


бунда e — анодга ўтган электронни билдиради.

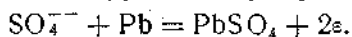
Ҳосил бўлган мис купороси молекулалари яна эритмага ўтади. Натижада мис купоросининг эритмадаги миқдори ўзгармай қолади; катодда мис ажралиб чиқади, аноднинг миси SO_4 иони билан химиявий реакцияга киришиб, эритмага ўтади.

Бу мисол характерлидир: у бир томондан электролитнинг ўтказувчанлиги эриган модда молекулаларининг диссоциацияланган ионлари ҳаракатига боғлиқлигини кўрсатади, иккинчи томондан, эриган модданинг таркибий қисмлари электродларда ҳамма вақт ҳам ажрала бермаслигини кўрсатади. Электролизнинг пировард натижаси ионлар ажраладиган жойларда бўладиган химиявий реакцияларга боғлиқдир. Бу реакциялар *иккиламчи реакциялар* дейилади, уларни ҳисобга олмасдан туриб электролитик диссоциация процессини тўғри ўрганиб бўлмайди. Равшанки, иккиламчи реакцияларнинг характери фақат эритма табиатигагина эмас, электродларнинг материалига ҳам боғлиқ бўлади.

Биргина эритма электролизининг натижалари қандай электрод танланишига қараб турлича бўлиши мумкин. Мисол тариқасида H_2SO_4 сульфат кислотанинг сувдаги эритмаси электролизи билан танишайлик. Сульфат кислота молекулалари H^+ мусбат водород ионларига ва SO_4^{--} манфий ионларга диссоциацияланади, шу билан бирга, H_2SO_4 молекуланинг диссоциацияланишида иккита водород иони ҳамда зарядининг сон қиймати ҳар бир водород ионининг зарядидан икки марта катта бўлган битта SO_4^{--} ион ҳосил бўлади; буни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

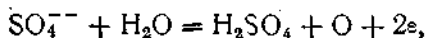


Дастлаб, сульфат кислота эритмасига қўрғошин электродлар туширилган, дейлик. У ҳолда катод вазифасини бажарётган электродда газсимон водород ажралиб чиқади. Анодда эса SO_4^{--} ион ажрала бошлаб, анод материали билан химиявий реакцияга киришади ва қўрғошин сульфат ҳосил қилади:



Эритмадаги сульфат кислотанинг миқдори камая боради, электролиз натижасида сульфат кислотанинг парчаланиши рўй беради.

Энди худди шу сульфат кислота эритмасини платина электродлар билан электролиз қилайлик. Бу ҳолда катодда аввалгидек газсимон водород ажралиб чиқади. Анодда ажралган SO_4^{--} ион эса платина билан реакцияга киришмай, сув билан реакцияга киришади; бу реакция қуйидаги кўринишда боради:

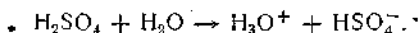


яъни қайтадан сульфат кислота ҳосил бўлади, анодда эса газсимон кислород ажралиб чиқади. Пировардида қуйидагича бўлади: эритмада сульфат кислота миқдори ўзгармайди; электродларда газсимон водород ва кислород ажралади, шу билан бирга, анодда ажралган ҳар бир кислород атомига катодда иккита водород атоми ажралиши тўғри келади, яъни битта сув молекуласи парчаланган бўлади. Шундай қилиб, сульфат кислотанинг электролизи билан бир вақтда бўладиган иккиламчи реакциялар натижасида сув парчаланadi, сульфат кислота эса қайта тикланади.

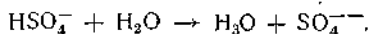
Бу ва бундан бошқа электролиз ҳодисаларнинг анализи кўрсатишича *металлар ва водород ҳамма вақт мусбат ионлар* ҳосил қилади, бу ионларни одатда *катионлар* деб юритилади. Молекулаларнинг қолган қисмлари (радикаллар, галогенлар ва ҳоказолар) манфий ионлар (*анионлар*) ҳосил қилади.

Аслида диссоциация процесси асосий текстда баён қилинганидан кўра мураккаброқ характерда бўлади, чунки ионлар сув молекулалари билан ўзаро таъсир қилишади. Масалан, сув эритмаси ҳолида H^+ мусбат водород иони эркин (эркин протон) ҳолда қолмасдан, сув молекуласи билан бирикib H_3O^+ мусбат молекулалар ион (гидроксоний иони) ҳосил қилади. Металларнинг мусбат ионлари ҳам гидратланади (сув молекулалари билан бирикади), масалан, мис тузлари эриганда $Cu(H_2O)_4^{++}$ группалар ҳосил бўлади ва ҳоказо.

Сувдаги эритмаларда диссоциация процесси диссоциацияланadиган молекула билан сув молекуласининг ўзаро таъсири натижаси деб изоҳлаш керак. Масалан, сульфат кислотанинг диссоциацияланишида H_2SO_4 сульфат кислота молекуласининг H_2O сув молекуласи билан ўзаро таъсири натижасида H_3O^+ ва HSO_4^- ионлар ҳосил бўлади:



Сўнгра HSO_4^- молекуляр ион сув билан реакцияга киришиб, икки зарядли SO_4^{--} ионни ҳосил қилади:



Одатдаги мувозанат шаронтида эритмада SO_4^{--} ионлар ҳам, HSO_4^- ионлар ҳам бўлади, бироқ иккинчи хил ионлар биринчи хилга нисбатан анча кўпроқдир. Шунга қарамай, электролизнинг ва иккиламчи реакцияларнинг пировард натижаси асосий текстдаги каби бўлади.

175- §. Фарадей қонунлари. Электролитик ўтказувчанлик қонунлари Фарадей томонидан экспериментал равишда 1836 йили топилган эди. Бу қонунлар иккита.

Фарадейнинг биринчи қонуни электродда ажралган модда миқдори, ток кучи ва токнинг электролит орқали ўтиш вақти орасидаги боғланишни ифодалайди. Бу қонуннинг маъноси қуйидагича соддадир: электродда ажралиб чиққан модданинг M

массаси I ток кучига ва токнинг t ўтиш вақтига пропорционалдир:

$$M = kIt; \quad (1)$$

бу ерда k — пропорционаллик коэффициенти, бу коэффициент фақат ажралиб чиққан модданинг табиатига ва электролит таркибига боғлиқ бўлади. I ток кучининг t вақтга қўпайтмаси электролитдан ўтган электр миқдоридан иборатдир:

$$It = Q,$$

бундан Фарадейнинг биринчи қонунини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$M = kQ, \quad (1a)$$

яъни ажралиб чиққан модданинг M массаси электролитдан ўтган Q электр миқдorigа пропорционалдир. k коэффициентни ажралаётган модданинг электрохимиявий эквиваленти дейилади.

$Q = 1$ бўлганда сон жиҳатдан

$$M = k$$

бўлади, демак, электрохимиявий эквивалент сон жиҳатдан электролитдан бирлик электр миқдори оқиб ўтганда ажралган модда массасига тенгдир.

Фарадейнинг иккинчи қонуни электрохимиявий эквивалент катталигини аниқлайди.

Фарадейнинг иккинчи қонунини ифодалашдан аввал модданинг баъзи бир химиявий характеристикаларини эслатиб ўтайлик. Элементнинг химиявий эквиваленти деб шундай ўлчамсиз катталиikka айтиладики, бу катталик модданинг химиявий бирикмаларда 1,0078 г водород ўрнини босадиган граммларда олинган массасига тенг бўлади.

Химиявий бирикмада элементнинг битта атоми ўрнини оладиган водород атомлари сони элементнинг валентлиги дейилади. Элементнинг атом оғирлигини A билан, унинг валентлигини n билан белгиласак, химиявий эквивалент A/n га тенг бўлади. Агар биз A/n грамм элемент олсак, бу элементнинг бундай миқдори грамм-эквивалент бўлади.

Фарадейнинг иккинчи қонуни элементларнинг k электрохимиявий эквивалентлари уларнинг химиявий эквивалентларига пропорционал эканлигини ифодалайди:

$$k = C \frac{A}{n}, \quad (2)$$

бунда C — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, барча элементлар учун бир хил.

Одатда C коэффициент ўрнига унга тескари катталиқ кiritилади:

$$\frac{1}{F} = C,$$

бунда Фарадейнинг иккинчи қонуни қуйидаги кўринишга келади:

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n}. \quad (2a)$$

F катталиқ *Фарадей сони* дейилади. (2a) нфодадан k электрохимиявий эквивалентнинг қийматини Фарадейнинг биринчи қонуни (1) нфодасига қўйиб, Фарадейнинг иккала қонунини бирлаштирувчи формулани ҳосил қиламиз:

$$M = \frac{1}{F} \cdot \frac{A}{n} Q. \quad (3)$$

Бундан, модданинг бир грамм-эквиваленти, яъни сон жиҳатдан A/n га тенг бўлган M массаси ажралганда, Q сон жиҳатдан F га тенг бўлади.

Демак, F *Фарадей сони* шундай Q электр миқдorigа тенгки, бу электр миқдори электролит орқали ўтганда электродда бир грамм-эквивалент модда ажратиб чиқаради.

Электрохимиявий эквивалентларни ўлчаш натижасида Фарадей сони учун қуйидаги қиймат олинган:

$$F = 96494 \frac{\text{кулон}}{\text{грамм-эквивалент}}.$$

Электрон назариянинг яратилишида Фарадей қонунлари муҳим роль ўйнади. (3) формуладан шу нарса келиб чиқадики, ҳар қандай модданинг бир грамм-эквиваленти ажралиши учун электролит орқали жуда муайян электр миқдори, яъни сон жиҳатдан F Фарадей сонига тенг бўлган электр миқдори ўтиши керак. Грамм-эквивалентдаги N' атомлар сони элементнинг валентлиги n га боғлиқ ва

$$N' = \frac{N}{n}$$

эканлиги равшан, бунда N — Авогадро сони. Шундай қилиб, ҳар бир атомнинг ажралиши электролит орқали

$$q = \frac{F}{N'} = \frac{F}{N} \cdot n \quad (4)$$

электр миқдори ўтиши билан боғлиқ.

Электролитлар ўтказувчанлигининг ион назариясига кўра, токнинг электролит орқали ўтиши ионларнинг кўчишидан иборатдир, бундан эса (4) формулага кўра *ҳар бир элемент иони*

элементнинг n валентлигига пропорционал бўлган q заряд олиб ўтиши келиб чиқади.

Ионнинг энг кичик e заряди бир валентли ионнинг ($n = 1$) зарядига мос келади, демак,

$$e = \frac{F}{N}. \quad (5)$$

Элементнинг валентлиги n бутун сон билан ифодаланади, шу сабабли ҳар қандай ион ташиб ўтадиган q заряд

$$q = ne,$$

яъни энг кичик e зарядга бутун каррали бўлади. Шундай қилиб, Фарадей қонуни модданинг атом назарияси билан бир-галикда электрнинг атом тузилиши ҳақидаги тасаввурга олиб келади. Гельмгольц ва Стоней 1881 йили бир вақтда ва бир-биридан мустақил равишда шундай хулосага келдилар. Модданинг ҳар бир атоми e элементар зарядга каррали зарядни йўқотиши ёки қабул қилиши мумкин. Бу e элементар заряд электрон заряди эканлиги равшандир. 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. $ZnSO_4$ ва $CuSO_4$ сульфатлар диссоциацияланганда рух ва мис икки валентли мусбат ионлар ҳосил қилади, яъни улар иккитадан электрони етишмайдиган атомлардир.

Cl, Br, I галогенлар бир валентли манфий ионлар ҳосил қилади — уларнинг атомлари биттадан ортиқча электрон қабул қилиб олади.

Битта элементнинг ўзи турлича валентликда учраши мумкин. Шунга мувофиқ равишда турлича зарядли ионлар ҳосил бўлади. Масалан, икки валентли темир тузлари диссоциацияланганда ҳосил бўладиган мусбат темир иони иккита электронини йўқотган темир атомидан иборат, темирнинг уч валентли тузларининг диссоциацияланишида 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 $N = 6,023 \times 10^{23}$ моль $^{-1}$ деб олсак,

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96494}{6,023 \cdot 10^{23}} \kappa = 1,601 \cdot 10^{-19} \kappa = 4,803 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE},$$

бу электрон зарядининг ҳозир қабул қилинган қийматидир. Бироқ N Авогадро сонини экспериментал аниқлаш усуллари-

нинг аниқлиги электрон зарядини бевосита ўлчаш усуллари аниқлигидан кам бўлгани учун (5) тенгликдан одатда N Авогадро сонини F Фарадей сони ва e электрон заряди орқали аниқлашда фойдаланилади.

176- §. Электродитик диссоциация. Электродитик ўтказувчанлик эриётган модда молекулаларининг диссоциацияланиши натижасида эритмада ҳосил бўлган ионларга боғлиқ эканлигини 174- параграфда айтиб ўтган эдик. Эритувчининг молекулалари билан ўзаро таъсирлашиш натижасида эритмада молекулалар диссоциацияланади. Диссоциация даражаси эриган модда табиатига ҳам, эритувчи молекулаларининг табиатига ҳам боғлиқдир. Агар модда эритувчи сифатида фойдаланилаётган бўлса, унинг диэлектрик доимийси диссоциациялаш қобилияти орасида параллеллик бўлади. Эритувчининг диэлектрик доимийси қанча катта бўлса, унинг диссоциациялаш даражаси шунча катта бўлади.

Диссоциациялаш даражасини миқдор жиҳатдан ҳарактерлаш учун α диссоциация коэффиценти киритилади. Айтайлик, эритманинг ҳажм бирлигида эриган модданинг n_0 молекуласи бор ва ундан

$$n'_0 = \alpha n_0$$

қисми ионларга диссоциацияланган,

$$n''_0 = n_0 - \alpha n_0 = (1 - \alpha) n_0$$

қисми ионларга диссоциацияланмаган бўлсин, α диссоциация коэффиценти—молекулаларнинг эритмада диссоциацияланиш даражасини кўрсатади; агар

$$\alpha = 1$$

бўлса, барча молекулалар диссоциацияланган,

$$\alpha = 0$$

бўлса, диссоциация йўқ демакдир.

Эритма диссоциацияланиш даражасининг мазкур қийматида молекулаларнинг ионланиш процесси билан ионларнинг қайтадан нейтрал молекула бўлиб қўшилиш процесси (молизацияси) мувозанатда бўлади. Бирор вақт ораллигида диссоциацияланаётган молекулалар сони эритмада бўлган молекулалар сонига пропорционал бўлади. Демак, вақт бирлиги ичида ҳажм бирлигида вужудга келувчи янги жуфт ионлар сонини қуйидагига тенг дейиш мумкин:

$$\Delta n'_0 = \beta \cdot (1 - \alpha) n_0, \quad (1)$$

бунда β — пропорционаллик коэффициенти. Молекула ҳосил бўлиши учун ҳар иккала ишорали ионлар керак бўлганидан, молекула бўлиб қўшиладиган ионлар сони мусбат ионлар сонига ҳам, манфий ионлар сонига ҳам пропорционал бўлади. Ҳар бир ишорали ионларнинг ҳажм бирлигидаги сони αn_0 га тенг, шунинг учун вақт бирлиги ичида ҳажм бирлигида ўзаро қўшиладиган ион жуфтлари сонини қуйидагига тенг деб ҳисоблаш мумкин:

$$\Delta n_0 = \gamma \alpha n_0 \cdot \alpha n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2, \quad (2)$$

бунда γ — пропорционаллик коэффициенти. Ионланиш процесси билан молекулаларнинг процесси орасидаги мувозанат шартини янгидан ҳосил бўладиган ионлар жуфти сонининг ўзаро қўшиладиган ионлар жуфти сонига тенг бўлишидан иборат эканлиги равшан, яъни

$$\Delta n_0' = \Delta n_0,$$

бундан (1) ва (2) ифодаларга кўра:

$$\beta (1 - \alpha) n_0 = \gamma \alpha^2 n_0^2$$

бу тенгликдан қуйидагини топамиз:

$$\frac{1 - \alpha}{\alpha^2} = \frac{\gamma}{\beta} n_0. \quad (3)$$

Бу формула диссоциация коэффициентини α ни ҳажм бирлигидаги эриган молекулалар сони n_0 билан боғлайди.

γ/β коэффициентлар нисбати n_0 га боғлиқ эмас ва фақат эритманинг табиатига ва эритма турган шароитга (температурага) боғлиқдир.

(3) формула эритмадаги молекулаларнинг диссоциацияланиш даражаси ҳақида баъзи хулосалар чиқаришга имкон беради. Дастлаб, эритма жуда кучсиз, яъни ҳажм бирлигидаги эриган модда молекулалари сони нолга яқин: $n_0 \cong 0$ деб оламиз, у ҳолда

$$\alpha \cong 1,$$

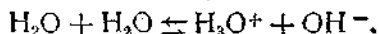
яъни кучсиз эритмаларда α бирга яқин бўлиб, бу амалда барча молекулаларнинг диссоциацияланганини билдиради.

Аксинча, биз диссоциацияланиш даражасини кичик деб фарз қилсак, (3) тенгликнинг суратидаги α коэффициентни бирга нисбатан назарга олмаслик мумкин, у ҳолда қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\beta}{\gamma}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_0}}; \quad (3)$$

бу ҳолда диссоциацияланиш даражаси ҳажм бирлигидаги эриган модда молекулалари сонидан олинган квадрат илдизга пропорционал ёки, бошқача қилиб айтганда, эритма концентрациясидан олинган квадрат илдизга тескари пропорционал бўлади.

Диссоциация коэффициентининг қийматини эритманинг электр ўтказувчанлиги орқали аниқлаш мумкин (178- параграфга қаранг); эритманинг табиати ва концентрациясига боғлиқ равишда α коэффициент бирдан кичик турлича қийматлар олиши мумкин. Масалан, KCl учун концентрация $0,0001 \frac{\text{моль}}{\text{л}}$ бўлганда, $\alpha = 0,993$; концентрация $1 \frac{\text{моль}}{\text{л}}$ бўлганда $\alpha = 0,757$ бўлади. Тоза сув ҳам диссоциацияланган бўлади, бироқ унинг диссоциацияланиш даражаси жуда кучсиз бўлади. Сув H^+ мусбат ионларга ва OH^- гидроксил манфий ионларга диссоциацияланади. H^+ мусбат ионлар сув билан бирикиб, H_3O^+ ионларини ҳосил қилади, умуман сувнинг диссоциацияланиш процесси қуйидаги характерда бўлади:



Жуда тоза сув учун α тақрибан $1,7 \cdot 10^{-9}$ га тенг. Бунда H^+ ионларнинг концентрацияси тақрибан $10^{-7} \frac{\text{моль}}{\text{л}}$ бўлади. Бу ҳолда 1 см^3 сувга тақрибан $6 \cdot 10^{12}$ та H^+ иони ва шунча OH^- гидроксил манфий иони тўғри келишини ҳисоблаб топиш мумкин.

Электрохимияда турли эритмалардаги H^+ ионлар концентрациясини топиш катта роль ўйнайди. 1 л даги моллар орқали ифодаланадиган бу концентрация $[\text{H}^+]$ белги билан белгиланади. $[\text{H}^+]$ дан тескари ишора билан олинган ўнли логарифм pH белги билан белгиланади:

$$\text{pH} = - \lg [\text{H}^+].$$

Сув учун $[\text{H}^+] = 10^{-7}$ ва, демак, $\text{pH} = -\lg 10^{-7} = 7$ бўлади. $\text{pH} < 7$ бўлган муҳитлар нордон, $\text{pH} > 7$ бўлган муҳитлар ишқорли муҳитлар дейилади.

177- §. Эритмадаги ионлар энергияси. Контакт потенциаллар айирмасини ўрганаётганда металл ичидаги электронларнинг потенциал энергияси металлдан ташқаридаги эркин электронларникига қараганда кичикроқ эканлигини кўрган эдик. Металлдан электронни узиб чиқариш учун муайян иш бажариш зарур. Худди шунингдек, эритувчи ичидаги ионнинг ҳам муайян потенциал энергияси бўлади. Эритмадаги ионнинг энергиясини дастлаб биз макроскопик нуқтаи назардан кўриб чиқамиз. q зарядли ва бўшанида жойлашган r радиусли шар берилган бўлсин. Унинг энергияси (138- параграфга қаранг) қуйидагига тенг бўлади:

$$E_p = \frac{q^2}{2r}.$$

Худди шу шарни диэлектрик доимийси ϵ га тенг туташ диэлектрикка жойлаштирилганда унинг энергияси

$$E_p' = \frac{q^2}{2\epsilon r} \quad (1)$$

бўлади.

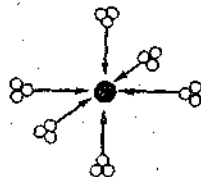
Агар эритмадаги ионни диэлектрик муҳитга жойлаштирилган q зарядли шарча деб қарасак, унинг потенциал энергияси (1) формула билан ифодаланади. Бу ионни эритмадан бўшлиққа кўчириш учун потенциал энергиялар айирмасига тенг иш бажариш зарур:

$$A = E_p - E_p' = \frac{q^2}{2r} \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right). \quad (2)$$

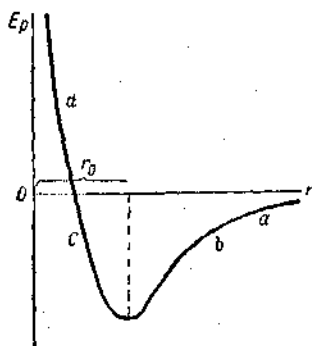
Ионнинг радиусини $2 \cdot 10^{-8}$ см атрофида деб олсак, A ишнинг катталиги 3 эв тартибда эканлигини топамиз.

Ионнинг эритмадаги энергиясини янада аниқроқ топиш учун ион билан уни ўраб турган молекулаларнинг ўзаро таъсирини батафсилроқ кўриб чиқиш керак.

Эритувчи сифатида энг кўп учрайдиган сув уч атомли қутбلى молекулалардан ташкил топган. Дастлаб якка ион олиб унга сувнинг олти молекуласини симметрик равишда яқинлаштирамиз (143-расм). Ионнинг электр майдони таъсирида сувнинг қутбلى молекулалари ион заряди ишораси қандай бўлишдан қатъи назар ионга тортилади, чунки қутбلى молекулалар ҳамма вақт ионга қарама-қарши зарядли учи билан қараб олади. Ион ва сув молекулаларининг ўзаро потенциал энергияси молекулалар ионга яқинлашган сари камай боради, бу энергия 144-расмдаги эгри чизикнинг ab пасажовчи қисми билан тасвирланади. r масофанинг қиймати етарлича кичиклашганда қутбلى молекулалар билан ион орасидаги тортишиш кучи итаришиш кучига ўтади ва потенциал энергия ўса бошлайди (144-расмдаги эгри чизикнинг cd қисми). Ион билан молекулалар орасидаги масофанинг муайян қийматида потенциал энергия минимум қийматига эга бўлади ва молекулалар ион атрофида турғун жойлашадилар.



143-расм. Ионни ўраб турган сув молекулалари.



144-расм. E_p потенциал энергиянинг r масофага боғлиғи.

жойлашган ион ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, ионни эритувчи ичига киритганда ион энергиясининг ўзгариши 144-расмда тасвирлангандагига ўхшаш потенциал эгри чизиги минимумининг чуқурлиги билан кўрсатилади. Эритувчи ичидаги ионнинг потенциал энергияси яна (1) формула билан ифодаланиши мумкин; фақат энди ϵ диэлектрик доимийнинг қиймати, эритувчи диэлектрик доимийсининг одатдаги макроскопик йўл билан топишган қийматидан бир қадар фарқли бўлади.

Жуда кучсиз эритмада ионларнинг ўзаро таъсирини назарга олишнинг зарурати йўқ. Биз ҳам бундай ўзаро таъсирни назарга олмадик. Ҳар бир ион эритувчининг фақат қўшни молекулалари билангина ўзаро таъсирда бўлиб, *сольват* деб аталувчи комплекс ҳосил қилади ва улар билан биргаликда тоза эритувчида ҳаракатланади.

Жуда кучсиз бўлмаган эритмалар учун ионларнинг ўзаро таъсирини назарга олиш керак бўлади. Барча ионлар сон қиймат жиҳатдан бирдай зарядга эга деб фараз қилайлик. Маълум бир ионни олайлик. Бу ионнинг ўзидан r_i масофада бўлган ион билан ўзаро таъсири потенциал энергияси q_i^2/er_i^2 га тенг. Ҳар иккала ион бир хил ишорали бўлганда, бу энергия мусбат бўлади ва ионлар турли ишорали бўлганда манфий бўлади. Мазкур ионнинг барча атрофидаги ионлар билан ўзаро таъсири потенциал энергияси

$q_i \sum \frac{q_l}{er_l}$ га тенг бўлади. q_i зарядлар турли ишорали бўлганидан бу йнғин-

диннинг айрим ҳадлари ҳам турли ишорали бўлади, шунинг учун бутун йнғиндиннинг қиймати унча катта бўлмайди. Мазкур ион яқинидаги мусбат ва манфий ионлар сон бирдай бўлганда ва ионлар ўртача бирдай узоқликда жойлашганларида бу йнғинди нолга тенг бўлади. Бу ҳолда ионнинг потенциал энергияси унинг яқинида бошқа қўшни ионлар бўлмаган ҳолдагидек бўларди. Бироқ аҳвол аслида бошқачароқ бўлади. Ҳар бир ион иссиқлик ҳаракатда бўлиб эритувчининг ўз атрофидаги нейтрал молекулалари билан тўқнашади ва баъзида бошқа ионларга яқинлашади. Бир хил ишорали ионларнинг итаришиши бу ионларнинг яқинлашишига тўсқинлик қилади, турли ишорали ионларнинг ўзаро тортишиши уларнинг яқинлашишига ёрдам беради. Натижада мусбат ион яқинида кўпинча манфий ионлар, манфий ион яқинида эса мусбат ионлар жойлашади. Ҳар бир ион худди қарама-қарши ишорали ионлар бўлути билан қўршалгандай бўлади.

Ион кристаллар панжараларида (масалан, тош туз кристали панжарасида) ҳар бир мусбат ион олтига манфий ион билан, ҳар бир манфий ион олтига мусбат ион билан қўршалган бўлади. Шундай қилиб, ионларнинг эритмада тақсимланиши, суяқликда нейтрал молекулаларнинг ихтиёрий тақсимланиши билан кристалл панжарада ионларнинг тартибли тақсимланиши орасида бўлади. Бундан, эритмадаги ионлар тўпламининг ҳам, ион кристалл панжаранинг энергияси бўлгани каби, бирор энергия запаси бўлиши келиб чиқади. Демак, ионни бошқа ионлар мавжуд бўлган эритмадан чиқариш иши худди шу ионни тоза эритувчидан чиқариш ишидан бир қадар каттароқ бўлади. Бироқ бу қўшимча ишнинг катталиги (2) формула билан ифодаланадиган ишга нисбатан кичикдир.

Ионнинг атроф муҳит билан ўзаро таъсири фақат электростатик характердагина эмас. Шу сабабли иккита турли модда орасидаги, масалан, иккита металл ёки металл ва электролит орасидаги потенциал сакрашларини аниқлаш усулларига эҳтиётлик билан ёндошиш керак бўлади. Агар биз, масалан, металл билан электролит орасидаги потенциал сакрашини бир марта электронни металлдан электролитга кўчириш билан, иккинчи марта ионни кўчириш билан (кўчириш ишига кўра) аниқласак, турли қийматлар ҳосил қилишимиз мумкин. Икки нуқтанинг электростатик потенциаллари айирмасини бирлик зарядни шу нуқталарнинг биридан иккинчисига кўчириш иши орқали аниқлаш фақат идеал нуқтавий электр зарядни кўчириш ҳолидагина тўғри бўлади, чунки бундай заряд атрофдаги модда билан электростатик кучлардан бошқа ҳеч қандай кучлар воситасида ўзаро таъсирлаша олмайдди. Бошқа бирор реал зарядни (электронни, ионни) кўчиришда электростатик ўзаро таъсир кучларидан ташқари, кўчирилаётган зарралар турига ва атрофдаги моддалар турига боғлиқ бўлган аянчагина катта бошқа кучлар, масалан квант механикасида кўриладиган „алмашишиш кучлари“ юзага келади. Бу ҳолда потенциаллар айирмаси топиладиган иккала нуқта битта

муҳитда жойлашган бўлгандагина потенциаллар айирмасини бундай реал зарядланган заррани кўчириш иши орқали топиш мумкин. Агар нуқталар турли муҳитларда ётсалар, у ҳолда айнан қандай зарра кўчирилаётганига қараб, иш турлича бўлиши мумкин.

178- §. Электродитик ўтказувчанлик назарияси. Ташқи электр майдон бўлмаганда электродитда ионлар иссиқлик ҳаракат бажарадилар, демак, натижавий ток нолга тенг бўлади. Майдон бўлганида мусбат ионлар электр майдони йўналишида u_+ қўшимча тезлик, манфий ионлар эса майдонга қарама-қарши йўналишда u_- қўшимча тезлик оладилар. Ионларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракатига уларнинг кўчма ҳаракати қўшилади ва эритмада зарядларнинг маълум йўналишда кўчиши, яъни электр токи вужудга келади.

Металлларнинг электр ўтказувчанлигини ўрганаётганда (161-§) майдоннинг электронга унинг эркин йўли узунлиги давомида таъсирини назарга олган эдик. Сўнгра, электрон металл кристалл панжарасининг ўзагини ташкил этувчи ионлар билан тўқнашганда ташқи майдон таъсирида олган қўшимча тезлигини йўқотади, деб ҳисобладик. Ионларнинг электродитдаги ҳаракатига келганда, уни макроскопик нуқтаи назардан текшираимиз; биз электродитда ионга иккита куч: qE электр кучи (бунда q —ион заряди, E — электр майдон кучланганлиги) ва муҳитнинг қаршилиқ кучи. таъсир қилади, деб ҳисоблаймиз. Ионлар электронларга нисбатан йирикроқ бўлгани ва эритувчининг молекуллари билан зич қўршаб олинганлиги учун шундай мулоҳаза қилиш мумкин. Кўп ҳолларда ионга нейтрал молекуларар ёпишиб олади ва E майдон таъсирида *сольват* деб аталувчи бутун комплекс ҳаракат қилади.

Ионларнинг мавжуд тезликларида ишқаланиш кучи тезликка пропорционал дейиш мумкин ва бу куч ион тезлигига қарама-қарши томонга йўналган эканлиги равшан. Шундай қилиб, мусбат ионга таъсир қилувчи ишқаланиш кучини— $k_+ u_+$ дейиш мумкин, бунда k_+ — ишқаланиш коэффиценти. Мусбат ионнинг массасини m_+ билан, унинг тезланишини w_+ билан белгилаб, мусбат ионнинг йўналган ҳаракати учун қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$m_+ w_+ = qE - k_+ u_+. \quad (1)$$

Бу тенгламанинг кўрсатишича, кичик тезликларда qE электр кучи катта роль ўйнайди, бу куч таъсирида ионнинг u_+ тезлиги ўсади; бироқ u_+ тезлик ўсган сари $k_+ u_+$ ишқаланиш кучи ҳам ўсади ва бирор пайтга келиб шундай катталиқка эриша-

дики, бунда (1) тенгламанинг ўнг томони нолга тенг бўлиб қолади;

$$qE - k_+ u_+ = 0;$$

у ҳолда w_+ тезланиш ҳам нолга тенг ва демак, тезлик

$$u_+ = \frac{qE}{k_+} \quad (2)$$

катталikka тенг доимий қиймат олади. Бундан ионнинг барқарор йўналган ҳаракатининг u_+ тезлиги электр майдон кучланилиги (E) га пропорционаллиги келиб чиқади.

Манфий ионнинг u_- тезлиги учун ҳам шунга ўхшаш муносабат топамиз:

$$u_- = \frac{qE}{k_-} \quad (2a)$$

бунда k_- — манфий ионнинг ишқаланиш коэффициенти.

Электродитдаги ток ҳар иккала ишорали ионларнинг ҳаракати туфайли вужудга келади; электродитнинг ҳажм бирлигидаги ҳар бир ишорали ионлар сони αn_0 ; демак, мусбат ионларнинг майдон бўйлаб ва манфий ионларнинг майдонга қарши ҳаракати туфайли вужудга келадиган ток зичликларининг йиғиндиси билан ифодаланадиган ток зичлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$i = i_+ + i_- = q\alpha n_0 u_+ + q\alpha n_0 u_- = q\alpha n_0 (u_+ + u_-), \quad (3)$$

бунда q — ҳар бир ион ташийдиган заряд.

Эритманинг ҳажм бирлигига тўғри келадиган эриган модданинг грамм-эквивалентлари сонига тенг бўлган η катталикни эквивалент концентрация деб атаймиз. Бунда $\eta = \frac{n_0}{N'}$ бўлади, n_0 — ҳажм бирлигидаги эриган модда молекулалари сони, N' грамм-эквивалентдаги молекулалар сони. qn_0 кўпайтмани N' га кўпайтириб ва бўлиб, қуйидагини топамиз:

$$qn_0 = qN' \frac{n_0}{N'}.$$

Лекин, айтилганларга кўра: $\frac{n_0}{N'} = \eta$ ва $qN' = F$, бунда F —Фарадей сони. Булардан

$$qn_0 = \eta F.$$

qn_0 нинг бу қийматини (3) ифодага қўйиб қуйидагини топамиз:

$$i = F \eta \alpha (u_+ + u_-)$$

ёки ионларнинг u_+ ва u_- тезликлари ўрнига уларнинг (2) ва (2а) ифодаларини қўйсак:

$$i = F \eta \alpha \left(\frac{q}{k_+} + \frac{q}{k_-} \right) E. \quad (4)$$

Сон жиҳатдан ионларнинг майдон кучланганлиги $E = 1$ бўлгандаги тезликларига тенг бўлган q/k_+ ва q/k_- нисбатлар ионларнинг ҳаракатчанлиги дейилади. Уларни u_+^0 ва u_-^0 билан белгилаймиз. У ҳолда (4) тенгликни шундай кўринишда ёзиш мумкин:

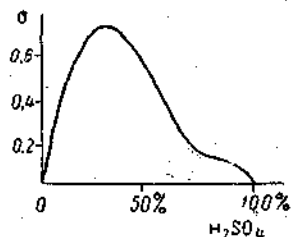
$$i = F \eta \alpha (u_+^0 + u_-^0) E. \quad (4a)$$

$F \eta \alpha (u_+^0 + u_-^0)$ катталиқ берилган эритма учун доимийдир. Ом қонунига кўра ток зичлиги $i = \sigma E$ бўлгани туфайли (4a) тенглик электродитик ўтказувчанлик учун Ом қонунини ифодалайди. Электродит учун σ электр ўтказувчанлик коэффициентини қуйидагига тенг бўлар экан:

$$\sigma = F \eta \alpha (u_+^0 + u_-^0). \quad (5)$$

(5) муносабатнинг кўрсатишича, электродитнинг электр ўтказувчанлиги α диссоциация коэффициентига ва ионлар ҳаракатчанликлари йиғиндиси ($u_+^0 + u_-^0$) га пропорционал экан.

Диссоциация коэффициентини α эритманинг концентрациясига боғлиқ, шу сабабли σ билан η орасидаги (5) формула билан ифодаланган боғланиш мураккаб характерда бўлади. Тоza эритувчи учун электр ўтказувчанлик $\sigma = 0$, чунки η концентрация йолга тенг бўлади. Сўнгга, η ортган сари электр ўтказувчанлик орта бориб, бирор максимумга эришади. Концентрацияланган эритмаларда α диссоциациялаш даражаси камайиши туфайли σ яна камайди, 145- расмда σ нинг сульфат кислотанинг сувдаги эритмаси концентрациясига қараб ўзгариши келтирилган



145- расм. σ электр ўтказувчанлигининг сульфат кислотанинг сувдаги эритмаси концентрациясига боғланиши.

$\frac{\sigma}{\eta}$ катталиқ эквивалент электр ўтказувчанлик дейилади. Уни Λ билан белгилаймиз, у ҳолда (5) га кўра:

$$\Lambda = F \alpha (u_+^0 + u_-^0). \quad (6)$$

Фарадей сони ҳамда берилган электролит учун ионлар ҳаракатчанликларининг йиғиндиси доимий катталиқ бўлгани сабабли (6) га кўра

$$\Lambda = C\alpha, \quad (6a)$$

бунда C — доимий катталиқ. Демак, эквивалент электр ўтказувчанлик α диссоциация коэффициентига пропорционалдир. Жуда кучсиз эритма учун $\alpha = 1$, ва бу ҳолда $\Lambda = C$, яъни жуда кучсиз эритма учун эквивалент электр ўтказувчанлик концентрацияга боғлиқ бўлмай қолади. Эквивалент электр ўтказувчанликнинг бу доимий қийматини Λ_{∞} билан белгилаб, (6a) формуладан қуйидагини келтириб чиқарамиз:

$$\alpha = \frac{\Lambda}{\Lambda_{\infty}},$$

бундан берилган концентрациядаги эквивалент электр ўтказувчанликнинг жуда кучсиз концентрациядаги эквивалент электр ўтказувчанликка нисбати орқали α диссоциация коэффициенти аниқлаш мумкинлиги келиб чиқади.

Λ_{∞} нинг қиймати ионлар ҳаракатчанликлари йиғиндисига бевосита боғлиқдир. Ҳақиқатан ҳам, (6) ифодадан

$$\Lambda_{\infty} = F(u_+^0 + u_-^0).$$

Бундан, жуда кучсиз концентрациядаги эквивалент электр ўтказувчанликни аниқлаш билан ионлар ҳаракатчанликларининг йиғиндисини топиш мумкин.

Ионлар ҳаракатчанликларининг ўзини топиш учун u_+^0 / u_-^0 нисбатни билиш етарли. Бу нисбатни қуйидагича ҳисоблаш асосида топиш мумкин. Ҳажм бирлигидаги ҳар бир ишорали ионларнинг n_0' сони электролитнинг барча қисмларида бирдай бўлади деб олган эдик. Бироқ ионлар ҳаракатчанлиги турлича бўлиши туфайли уларнинг сони катод ва анод яқинида вақт ўтиши билан турлича ўзгаради.

Айтайлик, эритма шунчалик кучсизки, диссоциацияланиш амалга ошган ($\alpha = 1$) ва демак, ҳажм бирлигидаги ионлар жұфтининг n_0' сони эриган модданинг ҳажм бирлигига тўғри келувчи молекулалари n_0 сонига тенг бўлсин. Демак, дастлаб катод яқинида ҳажм бирлигида n_0 мусбат ион (худди шунча манфий ион) бор эди. Ток ўтаётганда мусбат ионлар катодга кела бошлайди, манфийлари ундан кета бошлайди. Катодга янгидан келувчи барча мусбат ионлар катодда ажралади (ўтириб қолади) шу сабабли уларни ҳисобга олишнинг кераги йўқ, энди манфий ионларни кўрайлик: катодга чегарадош турган

ҳажм бирлигидан t вақт ичида $n_0 u_- t$ манфий ион кетади. Бунинг натижасида ўшаңча мусбат ион жуфтсиз қолиб, катодда ажралади.

Шундай қилиб, t вақт ичида катод яқинида ионлар жуфтининг сони $n_0 u_- t$ жуфтга камаяди ва қуйидагига тенг бўлиб қолади:

$$n_{0t}^{(K)} = n_0 - n_0 u_- t = n_0 (1 - u_- t).$$

Демак, t вақт ичида катод яқинида ионлар жуфти сони

$$\frac{n_{0t}^{(K)}}{n_0} = 1 - u_- t \quad (7)$$

нисбатда ўзгаради. Худди шунингдек, t вақт ичида анод яқинида ионлар жуфти сони

$$\frac{n_{0t}^{(A)}}{n_0} = 1 - u_+ t \quad (7a)$$

нисбатда ўзгаришини топамиз. Бизнинг фаразимиъга кўра диссоциация тўла бўлганлигидан ҳажм бирлигидаги жуфт ионлар сони ҳажм бирлигидаги эриган молекулалар сонига тенг бўлади, ҳажм бирлигидаги эриган молекулалар сони эса η эквивалент концентрацияга пропорционалдир.

Бундан, (7) ифодага кўра

$$\frac{\eta_t^{(K)}}{\eta_0} = 1 - u_- t, \quad (8)$$

бунда $\eta_t^{(K)}$ электролиз бошлангандан t вақтдан кейин катод яқинидаги эквивалент концентрация, η_0 эквивалент концентрациянинг бошланғич қиймати.

Шунингдек, (7a) дан

$$\frac{\eta_t^{(A)}}{\eta_0} = 1 - u_+ t, \quad (8a)$$

бунда $\eta_t^{(A)}$ — электролиз бошлангандан t вақтдан кейин анод яқинидаги эквивалент концентрация қиймати.

(8) ва (8a) муносабатлардан

$$\frac{u_+}{u_-} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}}.$$

u_+^0 ва u_-^0 ионлар ҳаракатчанлиқлари уларнинг тезликларига пропорционал, шунинг учун:

$$\frac{u_+^0}{u_-^0} = \frac{\eta_0 - \eta_t^{(A)}}{\eta_0 - \eta_t^{(K)}} \quad (9)$$

(9) тенгликдан кўринишича, электролиз натижасида эритмалар концентрациясининг электродлар яқинида камайиш даражасини текшириш билан ионлар ҳаракатчанликлари нисбатини топиш мумкин экан.

(5) ва (9) формулалардан фойдаланиб, ионлар ҳаракатчанликларининг ўзини ҳам топиш мумкин.

Баъзи ионлар учун u_+^0 ва u_-^0 ҳаракатчанликларнинг қийматлари VII жадвалда келтирилган.

VII ж а д в а л
Ионларнинг ҳаракатчанлиги
($\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{в ларда}$)

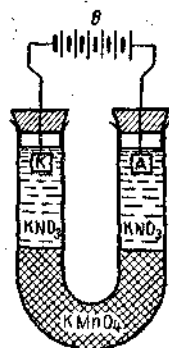
Ионлар	u^0
H	0,003263
K	0,000669
Na	0,000450
OH	0,001802
Cl	0,000677
NO ₃	0,000639

VII жадвал маълумотларидан кўринишича, амалда эришиладиган майдон кучланганликларида (E нинг қиймати 1 см га бир неча вольт бўлганда) ионларнинг тезликлари жуда кичик бўлади ва секундига сантиметрнинг бир неча мингдан бир улушидан ошмайди.

Ионларнинг ҳаракатчанлиги концентрланган эритмаларда суюлтирилган эритмалардагидан кичик бўлади. Концентрланган эритмаларда қолган ионларнинг майдонини ташқи майдонга нисбатан эътиборга олмаслик мумкин эмас.

Ионлар ҳаракатини рангли эритмалар ҳосил қилувчи ионлардан фойдаланиш билан бевосита намойиш қилиш мумкин. Иккита K ва A платина электродли U -симон найга (146-расм) зичликлари бирдай иккита турли эритма: остига — тўқ бинафша рангли калий перманганат (KMnO_4) эритмаси ва устига рангсиз калий нитрат (KNO_3) эритмаси қуйилади. Найдан ток ўтказганда MnO_4 ион рангли эритмасининг чегараси анод томонга сезиларли силжий бошлайди.

179-§. Электродларнинг қутбланиши. Айтайлик, бирор электролитга иккита бирдай металл электрод, масалан, мис купоросининг сувадаги эритмасига иккита платина пластинка ботирилган бўлсин. Бундай комбинация нолдан фарқли э. ю. к. ҳосил қилмаслигини биз кўрсатиб ўтган эдик; иккита турли биринчи жинс ўтказгични электролитга ботиргандагина нолдан фарқли э. ю. к. вужудга келади. Лекин платина электрод ботирилган мис купороси эритмасидан электродларни бирор ташқи э. ю. к. манбаига, масалан, гальваник, элементга улаб сўнгра ток ўтказайлик. У ҳолда катод вазифасини бажар



146-расм. Ионлар ҳаракатчанлигини кузатиш усули.

раётган платина электродда мис, анодда SO_4^{--} ион ажралади; SO_4^{--} ионнинг сув билан химиявий реакцияга киришишидан сульфат кислота (H_2SO_4) ҳосил бўлади ва электродда кислород ажралади.

Натижада электродларнинг симметрияси бузилади: улардан бири мис қатлами билан, иккинчиси кислород пардаси билан қопланади. Энди эритмага ботирилган электродлар бирдай бўлмайди ва маълум ξ' э. ю. к. га эга бўлган гальваник элемент ҳосил қилади, бу элемент *қутбланиш элементи* деб аталади.

Агар бу элементни ташқи э. ю. к. манбаидан узиб қўйиб, бирор қаршилик билан туташтирилса, у ҳолда элемент тескари тартибда боровчи химиявий реакциялар натижасида электродларнинг симметрияси тиклангунча (элемент разрядлангунча) оқадиган ток беради.

Электродларнинг материали бир хиллиги туфайли дастлабки симметриянинг бузилиши эритмалар электролизиди ҳар гал юз бераверади. Электродларнинг эритмалар электролизиди ўзгариши *электродларнинг қутбланиши*, бунда вужудга келувчи э. ю. к. эса *қутбланиш э. ю. к.* дейилади. Аслида қутбланиш ҳамма вақт ҳам кўрсатилгандек қайтувчан бўлавермайди: элемент разрядлангандан кейин бошланғич ҳолат тўла тикланмаслиги мумкин.

Қутбланиш э. ю. к. мавжудлиги қатор муҳим хулосаларга олиб келади.

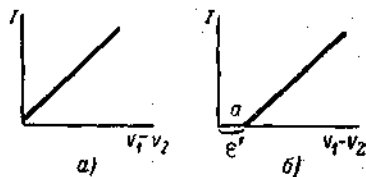
Биринчидан, Ом қонунининг электродлитларга қандай кўринишида татбиқ қилиниши масаласини текшириб кўришимиз мумкин.

Биринчи жинс ўтказгичдан ток ўтганда I ток кучи, ўтказгич учларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси ва ўтказгичнинг R қаршилиги Ом қонунига кўра ўзаро қуйидаги муносабат орқали боғлангандир:

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R}, \quad (1)$$

бунга мувофиқ ток кучи билан потенциаллар айирмаси орасидаги боғланиш график равишда координаталар бошидан ўтувчи тўғри чизиқ билан ифодаланади (147-а расм).

Электролитдан ток ўтганда электродлардаги (уларни бир хил моддадан ясалган деб ҳисоблаймиз) $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси фақат дастлабки пайтдагина IR кўпайтмага тенг бўлади; бирор вақтдан кейин эса. электродларнинг қутбланиши



147- расм. I ток кучининг потенциаллар айирмасига боғланиши: а) — биринчи жинс ўтказгич учун; б) — иккинчи жинс ўтказгич (электролит) учун.

натижасида, дастлабки I токни тиклаб туриш учун қуйидаги потенциаллар айирмаси бериш зарур бўлади:

$$V_1 - V_2 = IR + \mathcal{E}'. \quad (2)$$

Шунга мувофиқ I ток кучининг $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига боғланиши

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} - \frac{\mathcal{E}'}{R} \quad (3)$$

муносабат билан ифодаланади, яъни график равишда бу муносабат одатдаги Ом қонуни (1) ҳолидагидек, координаталар бошидан ўтувчи тўғри чизик эмас, балки абсциссалар ўқини координатаси $\mathcal{E}'$ бўлган a нуқтада (147-б расм) кесиб ўтувчи тўғри чизик билан ифодаланади.

Электродитдан t вақт ичида ўтиб турган токнинг бажарган иши (2) тенгликка кўра қуйидагига тенг бўлади:

$$A = I(V_1 - V_2)t = I^2 R t + \mathcal{E}' I t, \quad (4)$$

Бироқ $I^2 R t$ катталиқ электродитда ажраладиган Q иссиқликдан иборатдир, бундан

$$A = Q + \mathcal{E}' I t, \quad (5)$$

яъни Q иссиқлик ажратишга сарфланадиган ишдан ташқари, *электродиз вақтида яна $A' = \mathcal{E}' I t$ қўшимча иш бажарилади.*

Электр ток электродитни парчаламайди. Эритиладиган модда эриш процессида ионларга диссоциацияланади. Ток ўтаётганда электродларда ионларнинг ажралиши (ўтириб қолиши) гина рўй беради холос.

Бироқ 164- параграфдаёқ биз электродитга ботирилган ўтказгич билан электродит орасида потенциаллар айирмаси вужудга келиши ва бунинг натижасида электрод яқинида ионларга электр кучлари таъсир қилишини кўрган эдик. Ионлар электродда ажралиши учун қандайдир потенциал тўсиқни енгиши зарур. $A' = \mathcal{E}' I t$ иш ана шу потенциал тўсиқни енгишга сарфланади. R қаршилиқни кичрайтириш йўли билан Ленц — Жоуль $Q = I^2 R t$ иссиқлиги ажралишига сарф бўладиган ишни исталганча кичик қилиш мумкин. Қаршилиқни кичрайтириш учун катта электродлар олиш ва уларни бир-бирига яқин жойлаштириш керак. Лекин A' ишни бажармаслик мумкин эмас; унинг қиймати электродитнинг таркиби ва электродларнинг моддаси билан белгиланади. Электродларнинг қутбланиши қайтувчан табиатли бўлган ҳоллардагина $\mathcal{E}'$ катталиқ қутбланиш э. ю. к. га тенг бўлади; бироқ кўп ҳолларда $\mathcal{E}'$ катталиқ қутбланиш э. ю. к. дан каттароқ бўлади. Мазкур ионларнинг электродда ажралиш процесси бошланиши учун „ортиқча куч-

ланиш" керак бўлади. Бу ортиқча кучланиш бир неча ўндан бир вольтлар атрофида бўлиши мумкин. Масалан, электродлар қайтувчан қутбланган ҳолларда сульфат кислотанинг сувдаги эритмаси электролизи бошланиши учун электродлардаги потенциаллар айирмаси 1,22 в бўлиши керак; ҳақиқатда эса, тоза платина электродлар ишлатилганда (айни ҳолда сувнинг парчаланиши рўй беради) электролиз 1,64 вольтдагина бошланади.

Электродлардаги потенциаллар айирмасининг уларда маълум ионлар ажралишига мос қиймати *ажратиш потенциали* дейилади. Турли ионлар учун ажратиш потенциали турлича бўлади, шунга кўра бир хил ишорали бир неча хил ионларга (масалан, Cu^+ ва Zn^+ ионлар) бўлган эритмадан бир нав ионларни ажратиб олиш мумкин. Бу ҳол тоза металллар олиш учун электролиздан техникада фойдаланишда катта роль ўйнайди.

Бу параграфда биз электродлар қутбланиши туфайли келиб чиқадиган иккинчи натижани — гальваник элементлар ишлай бошлаганидан кейин улар э. ю. к. ининг пасайишини ҳам кўриб чиқамиз. Гальваник элементни ташқи қаршиликка улаганда ток ўтиши натижасида электролитнинг парчаланиши рўй беради, натижада электродлар қутбланади ва қутбланиш э. ю. к. вужудга келади, бу э. ю. к. элементнинг бошланғич $\mathcal{E}'$ э. ю. к. ини камайтиради. Бундан ташқари, элементда бўладиган ўзгаришлар унинг ички қаршилигини орттиради. Масалан, электродлардан бирида водород пуфаклари ажралганда элементнинг ички қаршилиги кучли равишда ортади.

Қутбланиш э. ю. к. ининг зарарли таъсирини бартараф қилиш учун гальваник элемент биринчи ва иккинчи жинс ўтказгичларнинг шундай комбинациясидан тузилиши керакки, бунда электродларнинг қутбланиши амалга ошмайдиган бўлсин. *Даниэль элементида* бунга эришиш учун мис ва рух пластинкаларни ўртасидан ғовак тўсиқ билан ажратилган турли эритмаларга ботирилади (104-расм). Бунинг натижасида элемент ишлаганда рух пластинка эрийди ва мис пластинкага мис ўтиради, холос; бу процесс пластинкалар моддаларининг ҳеч қандай ўзгаришига олиб келмайди. Бироқ эритмаларнинг ғовак тўсиқ орқали муқаррар диффузияси Даниэль элементининг ишлаш даврини чеклаб қўйиб, амалда унинг берадиган фойдасини камайтиради.

Лекланше элементида катод яқинида ажраладиган водород марганец пероксиди билан химиявий реакцияга киришади, шу сабабли кўмир электроднинг қутбланишига йўл қўйилмайди.

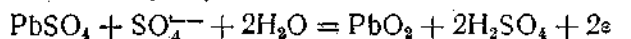
Нормал элементнинг (167-§) нисбатан мураккаб тузилишига сабаб шуки, электродлар ва электролитларнинг ана шундай

комбинацияси туфайли қутбланиш амалда тўла бартараф қилинади. Нормал элемент ишлаганда унинг электр юритувчи кучи вақт ўтиши билан ўзгармайди.

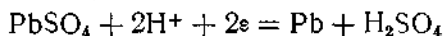
180- §. Электролизнинг техникада қўлланиши. 1. Аккумуляторлар. 179- § да биз электролитга ботирилган иккита бир хил металл электроддан ток ўтганидан кейин бу электродларнинг қутбланишини ва бирор вақт ток манбаи бўла оладиган гальваник элемент ҳосил бўлишини кўрдик. Шундай қилиб, иккита бирдай бирикчи жинс ўтказгич ва иккинчи жинс ўтказгич (электролит) дан иборат система тузиш билан *аккумулятор*, яъни электр энергияни йиғиш қобилиятига эга бўлган асбоб ясашимиз мумкин экан.

Бироқ аккумулятор амалий аҳамиятга эга бўлиши учун икки шартни қаноатлантириши: а) электродларнинг қутбланиши турғун бўлиши ва б) аккумуляторда бўладиган процесслар қайтувчан бўлиши зарур. Биринчи шарт аккумулятордан ток олмаганда унинг ўз-ўзидан разрядланмаслиги учун зарурдир. Иккинчи шарт эса, аккумуляторнинг келгусида ишга яроқсиз қилиб қўядиган ўзгаришлар бўлмаслиги учун зарурдир.

Техникада ишлатилган биринчи аккумулятор (H_2SO_4) сульфат кислотанинг сувдаги эритмасига ботирилган иккита қўрғошин пластинкадан иборат эди. Қўрғошин пластинкалар сульфат кислота билан химиявий реакцияга киришиб, сиртлари PbSO_4 (қўрғошин сульфат) қатлами билан қопланади. Аккумулятор орқали ташқи манбанинг токи ўтказилганда (*аккумуляторни зарядлашда*) SO_4^{--} манфий ионлар анод томонга кўча бошлайди ва ушбу



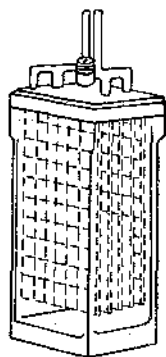
формула бўйича сульфатни қўрғошин пероксидига айлантиради. Мусбат водород ионлар катод томонга кўча бошлайди ва ушбу



формула бўйича сульфатни қайтадан металл қўрғошияга айлантиради. Шундай қилиб, электродларнинг кескин носимметрияси вужудга келади: электродлардан бири қўрғошиндан, иккинчиси қўрғошин пероксидидан иборат бўлиб қолади. Аккумулятор „зарядланган“, у энди ток манбаи сифатида хизмат қила оладиган гальваник элементдан иборатдир.

Ташқи занжирга ток бераётганда *аккумулятор разрядланади*; унда процесслар тескари тартибда боради. Разрядланиш охирида ҳар иккала пластинка қўрғошин пероксидининг бир хил қатлами билан қопланиб қолади, аккумуляторнинг э. ю. к. нолгача камаяди.

Бундай аккумулятор фойдали эмас, чунки унда химиявий процесслар фақат пластинкалар сиртидагина юз беради ва шу туфайли унда йиғиладиган энергия миқдори оз бўлади. Аккумулятор тез разрядланиб қолади. *Аккумуляторнинг сифимини*, яъни у йиғадиган энергия миқдорини ошириш учун турли усуллар қўлланилади. Ҳозирги замон қўрғошинли аккумуляторларида (148- расм) мусбат электрод қобирғали қўрғошин пластинкадан иборат бўлиб, унинг сирти дастлаб кўп марталаб зарядлаш ва разрядлаш йўли билан ғоваклаштирилади (формаланади). Манфий электрод қўрғошининг тўр кўринишида бўлиб, тўрнинг катакларини паста ҳолидаги қўрғошин оксид билан тўлдирилган бўлади. Зарядланишда қўрғошин оксиди қўрғошинга айланади. Бундай аккумуляторнинг электр юритувчи кучи 2,1 вольтгача кўтарилади, кейин узоқ вақт доимийлигича қолади ва зарядлашнинг охирида тезда 2,7 вольтгача кўтарилади. Шундан кейин электродлардаги химиявий реакциялар тўхтайди, уларда кўпилаб газ пуфакчалари ажралиб чиқа бошлайди: одатда айтилишича аккумулятор „қайнайди“. Бу пайтда аккумуляторни зарядлаш тўхтатилади. Разрядланишда процесслар тескари тартибда боради: дастлаб э. ю. к. тезда 2,7 дан 2,1 вольтга тушади, сўнгра узоқ вақт доимий қолади. Разрядлаш охирида э. ю. к. қайтадан пастга бошлайди. Одатда э. ю. к. ни 1,85 в дан пастга туширилмайди; чунки янада кучлироқ разрядланишда қўрғошин сульфат оксиди ҳосил бўлини қайтмас процесси бошланиб, бунинг натижасида аккумулятор бузилади.



148- расм. Қўрғошинли аккумулятор.

Аккумулятор разрядланаётганда э. ю. к. нинг 2,7 дан 1,85 в гача камайиши оралигида оқиб ўтган электр миқдори *аккумуляторнинг сифими* деб аталади. Аккумуляторнинг сифими одатда *ампер-соатларда* ўлчанади (1 ампер-соат = 3600 кулон).

Аккумулятор разрядланаётганда берадиган энергиянинг уни зарядлашда сарфланган энергияга нисбати аккумуляторнинг фойдали иш коэффициентини деб аталади. Ҳозирги замон қўрғошин аккумуляторларининг фойдали иш коэффициентини 80% га етади.

Техник талабларга кўра аккумуляторлар турли ўлчамдаги батареялар шаклида уланади. Катта аккумуляторлар батареяларининг сифими юзларча ва мингларча ампер-соат бўлади, бундай батареялар юзларча вольт э. ю. к. беради. Техникада аккумуляторлардан турли-туман мақсадларда фойдаланилади.

Ҳозирги вақтда қўрғошин аккумуляторлар билан бир қаторда ишқорли *темир-никель аккумуляторлар* ҳам ишлатилади. Бундай аккумуляторларда ғалвирак (тешик-тешик) темирдан ясалган пластинкалар катод вазифасини бажаради. Анод никель оксиди гидрати $[\text{Ni}(\text{OH})_2]$ дан иборат бўлади. Электродит сифатида КОН ишқор эритмаси олинган. Темир-никель аккумуляторларнинг э. ю. к. $\xi = 1,45$ в бўлади; темир-никель аккумуляторларнинг фойдали иш коэффициенти қўрғошин аккумуляторларникига қараганда кичик бўлиб, 60% дан ошмайди, бироқ улар қўрғошин аккумулятордан енгил, ишлатишга қулай ва қисқа муддат кучли тоқларга чидаш бера олади (қўрғошин аккумуляторлар жуда кучли разрядланиш тоқларда бузилади).

2. Электрометаллургия. Металлургияда электролиздан турли мақсадларда фойдаланилади. Электролитик усулда алюминий ва тоза мис олиш энг кўп тарқалган.

Рудаларни эритиб олинadиган миснинг таркибида одатда CuS ва Cu_2S олтингурутли бирикмалар бўлади. Ана шундай мисдан анодлар ясалади; сульфат кислота эритмаси электролит бўлиб хизмат қилади. Бунда катодда етарлича тоза мис ажралиб чиқади (бу мисни „электролитик мис“ дейилади).

Ҳозирги замон техникасида ишлатилаётган алюминийнинг ҳаммаси эритилган алюминий тузларини электролиз қилиш йўли билан олинади. Бунда глинозём билан бирга алюминий ва натрийнинг эритилган фторли қўш тузлари электролит ролини ўйнайди¹. Электродлар сифатида қўмир пластинкалар ишлатилади. Ток ўтаётганда ажралadиган иссиқлик ҳисобига туз эриган ҳолда сақлаб турилади. Алюминий ишлаб чиқарувчи заводлар арзон электр энергия ишлаб чиқарувчи гидроэлектр станциялар яқинига қурилади. Алюминий тузлари электролиз қилинадиган ванналар орқали ўн минглаб ампер ток ўтказилади.

Магний, натрий ва бошқа ишқорий металларни ҳам электролитик усул билан олинади.

3. Гальванопластика. Петербург Фанлар академиясининг академиги Б. С. Якоби 1837 йили биринчи марта мисдан рельеф юпқа қатламли буюмлар ясаш учун электролиздан фойдаланди; Якоби кашф қилган процесс *гальванопластика* номини олди. Дастлаб мум ёки бирор бошқа пластик материалдан мазкур буюмнинг модели ясалади ва бу моделга ўтказувчанлик бериш учун графит қатлам қолланади. Мис купоросини электролиз қилишда бу модель катод бўлиб, мис пластинка

¹ Кўп ҳолларда алюминий олиш учун бирламчи ашё сифатида таркибида 50—60% глинозём (Al_2O_3) бўлган минерал — *бокситдан* фойдаланилади.

эса анод бўлиб хизмат қилади. Бунда моделга мис пардаси ўтириб қолади, бу парданинг қалинлиги электролиз вақтига боғлиқ бўлади. Ҳосил бўлган пардани кейин моделдан ажратиш олиш мумкин.

Электролиздан, шунингдек, бир материалдан ясалган буюм сиртини бошқа бирор материал (металл) қатлами билан қоплашда ҳам фойдаланилади. Масалан, электролитик усулда никеллаш кенг қўлланилади. Китобларни ва бошқа босма асарларни безаш учун клише тайёрлаш техникасида гальванопластиканинг аҳамияти катта.

4. Изоляцияловчи юпқа сиртлар ҳосил қилиш. Ораларида бор ишқори эритмаси бўлган алюминий ва қўрғошин электродларга ток берилса, алюминий электрод катод бўлгандагина ток ўтиши мумкин. Агар алюминий электродни анод қилиб қўйсақ, у ҳолда бу электрод оксидларнинг жуда юпқа изоляцияловчи пардаси билан қопланиб, ўтувчи токнинг кучи нолгача пасаяди. Парда 40 в гача потенциаллар айирмасига чидаш бера олади.

Бундай изоляцияловчи парда ҳосил қилиш имкониятидан амалда икки йўналишда: биринчидан: *ўзгарувчан токни тўғрилашда* (237- параграфга қаранг) ва иккинчидан *катта сифимли конденсаторлар яшашда* фойдаланилади. Конденсаторлар яшашда юпқа алюминий варақлари орасига электролит сингдирилган қоғоз қўйилади. Ток ўтказилганда алюминий варақларидан бири изоляцияловчи парда билан қопланади. Бу варақ электролит билан биргаликда конденсатор ҳосил қилади. Изоляцияловчи парда жуда юпқа бўлгани учун конденсаторнинг сифими жуда катта бўлади. Амалда ана шундай *электролитик конденсаторларнинг* сифимлари уларнинг ўлчамлари унча катта бўлмаган ҳолларда ҳам 10^{-2} ф гача етиб боради.

181- §. Қаттиқ жисмларнинг электролитик ўтказувчанлиги. Туз молекулалари фақат тузларни эритмаларда эритилгандагина эмас, балки тузларнинг ўзлари суюлтирилганда ҳам ионларга диссоциацияланади. Алюминий, магний, натрий ва бошқа металлларнинг эриган тузлари электролиздан саноатда кенг қўламда фойдаланилишини ўтган параграфда кўрган эдик. Бундай суюлтирилган тузларнинг электролитик ўтказувчанлиги моҳияти жиҳатидан эритмаларнинг ўтказувчанлигидан ҳеч фарқ қилмайди. Бироқ қаттиқ ҳолдаги тузларда ҳам электролитик ўтказувчанлик кузатилади. Бундай тузларга тош туз характерли мисол бўла олади.

Тош туз кристаллари ион кристалл панжаранинг намунаси эканлиги маълумдир (1 том, 87- параграфга қаранг). Натрийнинг мусбат ионлари ва хлорнинг манфий ионлари куб панжаранинг тугунларида жойлашган. Одатдаги температураларда

тош туз яхши изолятордир. 600°C дан бошлаб, юқори температураларда у қаттиқ ҳолда бўлишига қарамай (тош тузнинг суюқланиш температураси 780°C), сезиларли даражада ўтказувчан бўлиб қолади. Тош туз кристалларининг қарама-қарши ёқларига ўтказувчан металл пластинкалар теккизиб бу пластинкаларга потенциаллар айирмаси берилса ва кристаллни печкада қиздирилса, кристалл орқали ток ўтишини кузатиш мумкин. Галоген кумуш тузларининг кристаллари, хлорли кўргошин ва бошқа кристаллар ҳам шунга ўхшаш ўтказувчан бўлиб қолдилар.

П. И. Лукирский, С. А. Шчукарёв ва О. Н. Трапезникова тош тузнинг қаттиқ кристаллари орқали ток ўтганда Фарадей қонуни ўринли бўлишини кўрсатдилар, бу ўтказувчанликнинг электролитик характерда эканлигининг бевосита исботидир.

Қаттиқ кристаллнинг электролитик ўтказувчанлиги, одатда, кристаллнинг парчаланишига сабаб бўлади. Масалан, қиздирилган тош тузни электролиз қилганда натрий катодда кристаллнинг ичига кириб борувчи кўзга кўринарли бинафша иплар (дендритлар) кўринишида ажралади.

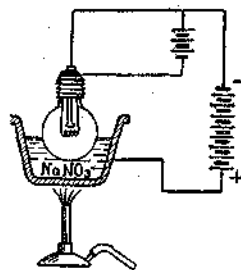
Кристалларнинг электр ўтказувчанлиги температура кўтарилиши билан тез ўсади. Потенциаллар айирмаси катта бўлганда токнинг кучли ўсишига сабаб бўладиган *пробой* рўй беради. Кристаллга кучли (10^6 в/см тартибдаги) электр майдон бевосита таъсир қилганда, шунингдек, кристаллнинг бирор жойининг қизиби кетиши ҳисобига ҳам пробой юз бериши мумкин: кристаллнинг қизиши ҳисобига бўладиган пробой иссиқлик пробойи дейилади. Иссиқлик пробойининг назариясини совет олимлари Н. Н. Семёнов ва В. А. Фок яратганлар.

Ионларнинг ташқи электр майдон таъсирида кристалл панжара орқали ҳаракатланиши механизми тўла аниқланган эмас. Энг содда гипотеза қуйидагидан иборатдир: юқори температурада ионларнинг ўз мувозанат вазияти яқинида тебраниш амплитудалари шунчалик катта бўладики, бунда ташқи майдон вужудга келтирган электр куч таъсирида алоҳида ионлар баъзида ўзларининг қўшнилари билан ўрин алмашинадилар. Бироқ, иккинчи томондан ҳар қандай реал кристаллнинг идеал узлуксиз панжарадан анча фарқ қилишини назарда тутиш керак. Кристалл ичиде кўп сонли микроскопик ёриқлар ва панжаранинг бошқа нуқсонлари бўлади, улар кристаллнинг ўтказувчанлигига муҳим таъсир кўрсатиши мумкин.

Кристалл тузилишида бўлмаган қаттиқ жисмлар (масалан, шишага ўхшаш жисмлар) ўтказувчанлигининг электролитик характери бирмунча равшанроқдир; шишани ҳақиқий қаттиқ жисмларга нисбатан ёпишқоқлиги жуда катта бўлган суюқлик билан таққослаш мумкин. Оддий шиша уй температурасида

токни жуда ёмон ўтказади, бироқ уни қиздирганда нисбатан яхши ўтказгич бўлиб қолади; шу билан бирга, бу ўтказувчанлик электролитик характерда бўлади.

Қиздирилган шиша ўтказувчанлигининг электролитик характерда эканлигини осон намоён қилиш мумкин. Вольфрам чўғланиш толали электр лампочканинг (149- расм) пастки қисмини 300°C га яқин температурадаги суюлтирилган натрий селитраси (NaNO_3) қуйилган темир косага ботирилади. Бу температурада шиша ҳали етарлича қаттиқ бўлиб, атмосфера босими остида пачоқланмайди. Темир косани мусбат қутбга, лампочканинг вольфрам толасини манфий қутбга уланади; айрим ток манбаи воситасида тола чўғлантирилади. Бу ҳолда тола электронлар манбаи вазифасини бажаради. Электр майдон тезлаштираётган бу электронлар тола билан лампочканинг шишаси орасида ток ҳосил қилади. Бу ток қизиган шишанинг электролитик ўтказувчанлиги туфайли эритилган селитрага ўтади ва, ниҳоят, эритилган селитра ва темир орқали ўтиб туташади. Шишада катод томонга натрий ионлари ҳаракат қидади; бир қанча вақтдан кейин лампочка ички томондан ялтироқ металл натрий кўзгу билан қопланади.

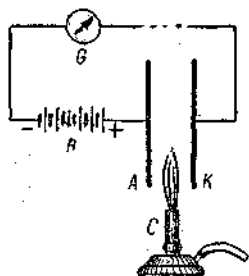


149- расм. Шишанинг электролитик ўтказувчанлигини кузатиш усули.

Кристаллларнинг электролитик ўтказувчанлиги устида қилинган кузатишлар ионлар ҳаракатчанлигини аниқлашга имкон беради. Кумушнинг қаттиқ галоген тузларини (AgCl , AgBr , AgI) электролиз қилишда фақат мусбат кумуш иони ҳаракат қилади, галоген ионлари эса ҳаракатсиз қолади. Тош тузни (NaCl) электролиз қилганда ҳам шунга ўхшаш ҳодиса бўлади, бунда унча юқори бўлмаган температураларда фақат Na^+ ионгина ҳаракат қилади; анча юқори температураларда Cl^- ион ҳам ҳаракат қила бошлайди. Хлорли қўرғошнинг (PbCl_2) электролизида фақат хлор ионларигина ҳаракат қилади, кристалл панжарадаги металл ионлари ҳаракатсиз қолади. 154- параграфда биз Cu_2O каби баъзи қаттиқ бирикмалар (ярим ўтказгичлар) электрон ўтказувчанлик хоссасига эга эканлигини айтиб ўтган эдик. Энди биз қаттиқ тузларнинг (NaCl , AgCl ва ҳокazo) ион ўтказувчанлик хоссасига эга эканлигини кўрдик. Лекин CuI , Ag_2S каби шундай моддалар борки, улар аралаш ўтказувчанлик хоссасига эгадирлар; бундай моддаларда электр токи ҳам ионларнинг, ҳам электронларнинг ҳаракати туфайли вужудга келади.

182-§. Газларда электр токи. Газлар атмосфера босимида яқин бўлган ва ундан катта босимларда яхши изолятордир. Бу ҳол газ молекулаларининг нейтраллигини ва уларда эркин электронлар ёки бошқа бирор заряд ташувчиларнинг йўқлигини билдиради. Бироқ, газ массасида бирор усул билан ионлар ҳосил қилинса (газни ионлаштирилса), у ўтказувчан бўлиб қолади.

Газни иссиқлик таъсирида, яъни унинг молекулаларини алангада диссоциациялаш йўли билан, рентген ё ультрабинафша нурлар ёки радиоактив моддалар нурлари таъсирида ионлаштириш мумкин. Бундай ҳил ўтказувчанлик газнинг *мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги* дейилади. Шу билан бир вақтда, токни ҳосил қилган электр майдон томонидан тезлаштирилган зарраларнинг зарби натижасида ҳосил бўлган ионлар ҳисобига ҳам газларда (айниқса сийракланган газларда) ўтказувчанликни тиклаб туриш мумкин. Бундай ўтказувчанликни *мустақил ўтказувчанлик* дейилади.



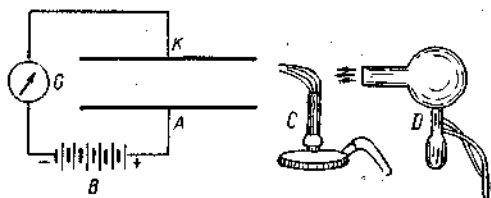
150-расм. Ҳавонинг аланга яқинидаги ўтказувчанлиги.

Газнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлигини жуда содда йўл билан намоиш қилиш мумкин. В батарея ёрдамида А ва К металл пластинкалар орасида (150- расм) Е кучланганликли электр майдони ҳосил қилинади. Ҳавонинг яхши изоляциялаш хусусиятлари туфайли бу ҳолда АВКЕА занжирдан ток ўтмайди ва G гальванометрнинг стрелкаси оғмайди. Агар пластинкалар орасига С горелкани жойлаштирсак, у ҳолда алангада ҳосил бўлувчи ионлар туфайли А ва К пластинкалар орасидаги ҳаво ўтказувчан бўлиб қолади ва G гальванометр занжирда ток борлигини билдиради.

Алангада ҳосил бўлган ионларнинг маълум (жуذا ҳам кичик бўлмаган) яшаш даврига эга эканини кўрсатиш мумкин. Бунинг учун А ва К электродларни горизонтал жойлаштирамиз ва улардан бирор узоқликда С горелкани қўямиз (151- расм). Алангада ҳосил бўлувчи ионлар бу ҳолда электродлар орасидаги соҳага етиб кела олмайди ва электродлар орасидаги ҳаво ўтказмаслигича қолади. Лекин D кичик вентилятор ёрдамида ҳавони аланга орқали пуфлаб электродлар орасидаги соҳага йўналтирилса, электродлар орасида ток вужудга келади. Бу ионларнинг ҳеч бўлмаганда бир қисми ҳаво оқими билан горелкадан электродларга етиб боргунча ўз зарядини сақлаганлигини кўрсатади. Горелка билан электродлар орасидаги ма-софа ва ҳаво оқимининг тезлигига кўра ионларнинг яшаш

даври секунднинг ўндан бир улушларига тенг эканини аниқлаш мумкин.

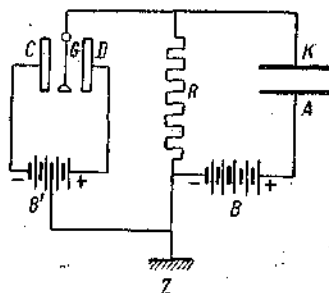
Мустақил бўлмаган разрядда вужудга келувчи тоқлар одатда жуда заиф $10^{-6} - 10^{-12}$ а тартибида бўлади. Бундай заиф тоқларни кўпинча торли ёки квадрант электрометр ёрдамида билвосита усулда ўлчанади. Бунда икки усулдан фойдаланилади. Усуллардан бирини оқиб келиш усули дейилади. Бу



151- расм. Ионларнинг ҳаво оқими билан олиб кетилиши.

усулнинг схемаси 152- расмда кўрсатилган A ва K пластинкалар орасидаги ҳаво бирор усул билан ионлаштирилади ва пластинкалар орасида ток вужудга келади. B — пластинкалар орасида ионларни тезлаштирувчи майдон ҳосил қилувчи батарея; C ва D — торли электрометрнинг пичоқлари; G — электрометрнинг ипи бўлиб, ипнинг оғиши электрометрга берилган потенциални ўлчайди; B' — электрометр пичоқлари орасида потенциаллар айирмаси вужудга келтирувчи батарея. Агар a переключатель 152- расмда пунктир чизиқ билан тасвирланган вазиятда бўлса, электрометрнинг ипи Z ерга уланиб қолади ва ипнинг потенциали нолга тенг бўлади, демак у оғмайди. a переключатель ёрдамида ипни ердан узилса (переключателнинг вазияти 152- расмда туташ чизиқ билан тасвирланган), ипга K пластинкадан заряд оқиб кела бошлайди ва ип оға бошлайди. Айтайлик, t вақтдан кейин (вақт секундомер ёрдамида ўлчанади) ипнинг потенциали V га тенг бўлсин; у ҳолда ипга берилган Q заряд қуйидагига тенг бўлади:

$$Q = CV,$$



152- расм. Доимий оғиш усули билан кичик тоқларни ўлчаш.

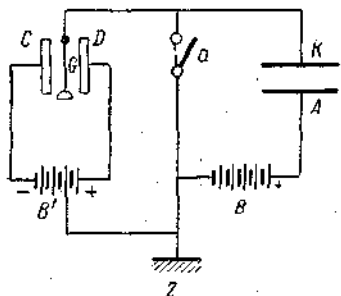
бунда C — электрометр, A ва K пластинкалар ҳамда ток келадиган симлардан иборат бутун системанинг сифими. t вақт ичида A ва K пластинкалар орасида оққан I ўртача ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{CV}{t}.$$

C ни билган ҳолда, V ҳам t ни ўлчаб, шу тарзда I ток кучини топамиз. Масалан, сифим $C = 50 \text{ см} \cong 5,5 \cdot 10^{-11} \text{ ф}$ бўлса ва электрометр 27,5 секундда 0,05 вольтгача зарядланган бўлса, ток кучи

$$I = \frac{5,5 \cdot 10^{-11} \cdot 0,05}{27,5} \text{ а} = 10^{-13} \text{ а}.$$

Кўриниб турибдики, бу усул жуда заиф токларни ўлчашга имкон беради. Лекин унинг камчилиги шуки, бунда t кузатиш вақти ичидаги ўртача ток кучи аниқланади.



153-расм. Оқиб келиш усули билан кичик токларни ўлчаш.

Иккинчи усул доимий оғиш усули деб аталади. Бу усул A ва K пластинкаларни (153-расм) туташтирувчи жуда катта R қаршилик учларидаги потенциаллар айирмасини электрометр ёрдамида ўлчашдан иборат (қолган белгилашлар 152-расмдаги сингари қолади). Ўлчанган $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси ва R қаршиликка кўра Ом қонунидан ток кучи ҳисобланади:

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

Масалан, қаршилик $R = 100 \text{ мом} = 10^8 \text{ ом}$ ва потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2 = 0,01 \text{ в}$ бўлганда ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{0,01}{10^8} \text{ а} = 10^{-10} \text{ а}.$$

Илнинг инерцияси кичик бўлгани туфайли бу усул амалда вақтнинг айна пайтидаги ток кучини ўлчашга имкон беради. Жуда катта қаршиликни аниқ ўлчашнинг қийинлиги бу усулнинг камчилигидир.

Газларнинг атмосфера босимига яқин ва ундан катта босимлардаги мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги ион ўтказувчанликдир.

Агар ионлаштириш процесси натижасида газ молекулаларидан электронлар узиб чиқарилса, бу электронлар кўп ҳоллар-

да тезгина молекулаларга тортилади ва шу тарзда эркинлигича қолмасдан, молекуляр манфий ионлар ҳосил қиладилар.

Бироқ паст босимларда электронлар эркин ҳолда қолади ва бу ҳолда газ электрон ўтказувчанлик характериға эға бўлади.

183- §. Газларнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги назарияси. Газларнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги назарияси электролитларнинг ўтказувчанлиги назариясига ўхшашдир (178- §).

Айтайлик, ионловчи таъсирида газнинг ҳажм бирлигида вақт бирлиги ичида плюс ва минус ишорали Δn_0 донa ион ҳосил бўлаётган бўлсин. Тескари процесс — ионларнинг *молизацияси* (ёки баъзида айтилишича ионлар *рекомбинацияси*) ҳажм бирлигидаги мусбат ионлар сонига ҳам, манфий ионлар сонига ҳам пропорционал бўлади.

Айтайлик, биз кўраётган пайтда газнинг ҳажм бирлигида n_0 мусбат ион ва худди шунча манфий ион бўлсин; бу ҳолда ҳажм бирлигида вақт бирлиги ичида молизацияланувчи ионлар сони қуйидагича бўлади:

$$\Delta n'_0 = \gamma n_0^2.$$

бунда γ — молизация коэффиценти.

Мувозанат шарти янгидан вужудга келаётган Δn_0 ионлар сонининг йўқолаётган $\Delta n'_0$ ионлар сонига тенг бўлишидан иборатдир; бу шарт қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2. \quad (1)$$

Бундан берилган шароитда газнинг ҳажм бирлигидаги ионлар сони (бир хил ишорадагилари) учун қуйидагини топамиз:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}}. \quad (2)$$

Иккита ясси параллел электрод орасида ионлашган газ жойлашган бўлиб, бу электродлар орасида E кучланганликли электр майдони вужудга келтирилади деб фараз қилайлик. У ҳолда ионлар бу майдон таъсирида ҳаракатлана бошлаб ток ҳосил қилади. Электродларга етиб келган зарядлар уларга ўз зарядларини беради. Шундай қилиб, энди ионлар фақат газнинг ҳажми ичидаги молизацияси ҳисобигагина эмас, балки ионларнинг электродларда нейтралланиши ҳисобига ҳам йўқола бошлайди. Ионлар электродларга диффузия туфайли ҳам етиб келади, лекин биз келгусида бу эффектни назарга олмаймиз.

Айтайлик, электродлар орасидаги ток кучи I бўлсин, у ҳолда t вақт ичида $Q = It$ заряд ташиб ўтилади, ва демак, t вақт ичида электродга етиб келган ва унга ўз зарядини бер-

ган бир хил ишорали ионлар сони $\frac{It}{q}$, вақт бирлигида етиб келганлари сони $\frac{I}{q}$ бўлади, бунда q — битта ионнинг заряди. Электродларни ҳосил қилган ҳар бир пластинканинг юзи S , пластинкалар оралиги l бўлсин. У ҳолда пластинкалар оралигидаги газнинг ҳажми Sl бўлади, ва демак, ток ўтиши натижасида вақт бирлигида газнинг ҳажм бирлигидан кетувчи ионлар сони қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta n_0'' = \frac{I}{qSl}.$$

$\frac{I}{S}$ нисбат i ток зичлигига тенг эканлигини назарга олиб, кейинги тенгликни шундай ёзамиз:

$$\Delta n_0'' = \frac{i}{ql}.$$

Ток бўлганда мувозанат шарти (1) тенглик билан эмас, балки янгидан вужудга келувчи Δn_0 ионлар сонининг йўқолаётган ионларнинг $\Delta n_0' + \Delta n_0''$ тўла сонига тенг бўлиш талаби билан ифодаланади, демак:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 + \frac{i}{ql}. \quad (3)$$

Иккита чегаравий ҳолни кўрайлик. Биринчидан, i ток зичлиги шу қадар кичикки,

$$\frac{i}{ql} \ll \gamma n_0^2 \quad (4)$$

тенгсизлик ўринли. дейлик, яъни ток ўтаётганлиги туфайли олиб кетилаётган ионлар сонини молизация натижасида йўқолаётган ионлар сонига нисбатан назарга олмаймиз. У ҳолда биз яна (1) тенгликка ва ундан келиб чиқадиган (2) тенгликка эга бўламиз; газнинг ҳажм бирлигидаги n_0 ионлар сони ўзгармасдир. Айтайлик, мусбат ионларнинг тезлиги u_+ ва манфий ионларнинг тезлиги u_- бўлсин. Демак катодга вақт бирлигида $n_0 u_+ S$ мусбат ион келади. Айни вақтда катоддан $n_0 u_- S$ манфий ион кетади, натижада катод олдида яна $n_0 u_- S$ мусбат ион жуфтсиз қолади. Шу сабабли катодда вақт бирлигида ажралиб чиққан мусбат ионларнинг умумий сони $n_0 (u_+ + u_-) S$ га тенг бўлиб қолади; анодда ҳам вақт бирлигида шунча манфий ион ажралади. Демак, i ток зичлиги учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$i = q n_0 (u_+ + u_-). \quad (5)$$

Ионларнинг электролитдаги ҳаракати билан танишганимиздаги мулоҳазаларимизга (178- §) тамомила ўхшаш мулоҳазалар юритиш билан ионларнинг мувозанатланган ҳаракати теълиги E майдон кучланганлигига пропорционал дея оламиз:

$$u_+ = u_+^0 E, \quad u_- = u_-^0 E;$$

u_+^0 ва u_-^0 катталиклар газ ионларининг ҳаракатчанликлари бўлиб, улар сон жиҳатдан ионларнинг кучланганлик бирга тенг бўлгандаги теъликларига тенгдир; (5) ифодага ионларнинг u_+ ва u_- теъликлари ўрнига теъликларнинг ҳаракатчанлик орқали ифодаларини қўйсақ, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$i = qn_0 (u_+^0 + u_-^0) E. \quad (6)$$

q , u_+^0 ва u_-^0 катталиклар тажриба шароитида доимий бўлади, n_0 ни эса жуда кичик ток зичлиги учун ўзгармас ҳисоблаймиз, шу сабабли бутун $\sigma = qn_0 (u_+^0 + u_-^0)$ катталик ҳам ўзгармас ва, бинобарин, (6) тенглик Ом қонуни ифодасидан иборат бўлади:

$$i = \sigma E,$$

бунда σ — газнинг ўтказувчанлиги. Газнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги учун i ток зичлиги жуда кичик бўлгандагина Ом қонуни ўринли бўлишини яна бир марта қайд қилиб ўта-миз; қандай i ток зичлигини етарлича кичик ҳисоблаш мумкин эканлиги (4) тенгсизлик билан аниқланади. Қуйида биз бу тенгсизликка бошқача таъриф берамиз.

Энди иккинчи чегаравий ҳолни кўрайлик. Бунда i ток зичлиги шу қадар каттаки, ионларнинг камайиши амалда уларнинг электродларда нейтралланиши билан белгиланиб, молизация натижасида камайишини назарга олмаса ҳам бўлади, яъни

$$\gamma n_0^2 \ll \frac{i}{ql}.$$

У ҳолда (3) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

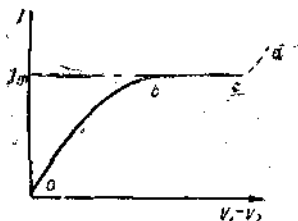
$$\Delta n_0 = \frac{i}{ql}. \quad (7)$$

(7) тенгликни қаноатлантирувчи ток зичлигини i_T билан белгиласак:

$$i_T = \Delta n_0 ql. \quad (8)$$

(8) тенгликдан i_T ток зичлиги E майдон кучланганлигига, ва демак, электродлар орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига боғлиқ эмаслиги келиб чиқади. i_T ток зичлиги берилган

шароитда (берилган Δn_0 , q ва I ларда) мумкин бўлган максимал қиймат бўлиб, уни *тўйиниш токи зичлиги* дейилади. (8) тенгликдан бир қадар кутилмаган бўлиб туйиладиган хулоса келиб чиқади; чунончи I қанча катта бўлса, яъни электродлар бир-бирларидан қанча узоқ қўйилса, I_T тўйиниш токи зичлиги шунча катта бўлар экан. Лекин ионланиш электродлар орасидаги бутун фазода, ва демак, электродлар орасидаги I масофа қанча катта бўлса, шунча катта бўлган соҳада юз берган шартдагина бундай хулоса тўғри бўлади. Шундай қилиб, I катта бўлганда ҳосил бўлаётган ионларнинг умумий сони кўпаяди ва натижада I_T тўйиниш токи ўсади.



154-расм. Мустақил бўлмаган ўтказувчанлик ҳоли учун I ток кучининг $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига боғланиши.

Биз кўриб чиққан чегаравий ҳолларга нисбатан оралик ҳолларда I ток кучи потенциаллар айирмасининг ортиши билан Ом қонуни талаб қилганидан кўра секинроқ ортади. Хулоса қилиб шундай дейиш мумкин: *газларнинг мустақил бўлмаган разрядида I_T тўйиниш токи кучидан анча кичик бўлган I ток кучида Ом қонуни тўғри бўлади: яъни I ток кучи электродлар орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига пропорционал ортади; катта $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасида Ом қонуни бажарилмайди — ток тўйиниш токи қиймати эришади.* I ток кучининг электродларга берилган $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига боғланишининг умумий характери график равишда 154-расмда abc чизик шаклида кўрсатилган. $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси жуда катта бўлганда „пробой“ рўй бериб, ток кучи кескин ортиб кетади (чизикнинг cd пунктир қисми). Газларнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлигида тўйиниш токи мавжудлигини катодни ультрабинафша нурлар билан ёритганда ундан чиқадиган электронлар ҳисобига паст босимли газда бўладиган разрядни кузатиш йўли билан А. Г. Столетов аниқлаган.

Ораларида ионлашган газ бўлганда ясси параллел электродлар орасидаги потенциал тушишининг тақсимланиши масаласини ҳам кўриб чиқайлик.

Ионланиш бўлмаганида 128-параграфда айтилганларга кўра, E майдон қучланганлиги электродлар орасидаги барча нуқталарда доимий бўлади ва V потенциал мусбат электроддан манфий электродга қараб бир текис туша боради. ОХ ўқни электродларга тик ўтказиш ва координаталар бошини мусбат электрод текислигида жойлаштириш билан электродлар орасидаги фазода V потенциал тақсимланиши $V_1 V_2$ тўғри чизик билан тасвирланишини топамиз (155-расм).

Электродлар орасидаги барча соҳада ионланиш бир текис бўлганда, яъни соҳанинг ҳар бир ҳажм бирлигидаги мусбат ва манфий ионлар сони

бирдай бўлганда, молекуляр ўлчамларга нисбатан катта бўлган ҳар қандай ҳажмдаги газ нейтрал бўлади ва потенциалнинг макроскопик тақсимланиши тўғри чизик шаклида қолади. Ток оқаётган бўлса, аҳвол бошқача бўлади. Бу ҳолда анод яқинида ортикча манфий ионлар, катод яқинида эса ортикча мусбат ионлар ҳосил бўлади. Электродлар яқинида ρ ҳажмий зарядлар вужудга келиб, уларнинг тақсимланиши 156-расмдаги 1 чизик билан тасвирланади. Ҳажмий зарядларнинг бўлиши E майдон кучланганлигини ўзгартиради: кучланганлик электродлар орасидаги барча соҳада донмий бўлмайди.

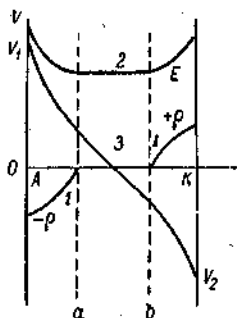
132-параграфда айтилганларга кўра E майдон кучланганлиги ρ заряд зичлиги билан қуйидаги муносабатда боғланган:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 4\pi\rho,$$

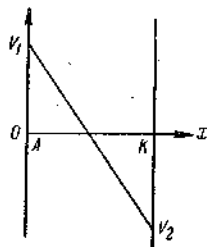
бу муносабат E кучланганлик фақат x координатага боғланган аynи ҳолда қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi\rho. \quad (9)$$

Электродлардан узоқдаги $\rho = 0$ бўлган соҳада (156-расмда ab соҳа) (9) ифодага кўра, E кучланганликдан координата бўйича олинган ҳосила нолга тенг, яъни E кучланганлиkning ўзи донмийдир. ρ нолдан фарқли бўлган электродлар яқинидаги



156-расм. Электродлар орасида: 1—ҳажмий зарядлар ρ нинг; 2—майдон кучланганлиги E нинг; 3—потенциалнинг тақсимланиши.



155-расм. Ионланиш бўлмаганда электродлар орасида V потенциалнинг тақсимланиши.

соҳада $\frac{dE}{dx}$ ҳосила ҳам нолдан фарқли бўлади, бундан x координата ўзгарганда E кучланганлиkning ўзгариши келиб чиқади. Анод яқинида ρ манфий бўлганидан, (9) тенгликка кўра $\frac{dE}{dx}$ ҳам манфий бўлади, яъни аноддан узоқлашилган сари E камая боради. Катод яқинида ρ мусбат бўлганидан бу ерда E ўса боради. Ниҳоят, E кучланганлиkning электродлар орасидаги соҳада тақсимланиши 156-расмдаги 2 чизик билан тасвирланади.

Энди, V потенциалнинг тақсимланишини кўрайлик. V потенциал майдон кучланганлик билан $E = -\frac{dV}{dx}$ муносабат орқали боғланган (131-параграфга қаранг), бундан биз кўраётган ҳолда n нормал OX ўқ билан устма-уст тушганлиги туфайли

$$-\frac{dV}{dx} = E$$

деб ёзиш мумкин. Булардан, ҳажмий зарядлар бўлмаган ва E донмий бўлган ab соҳада $\frac{dV}{dx}$ ҳосила ҳам донмий, яъни потенциал бир текис тушади.

184- §. Молизация коэффициентлари ва газ ионларининг ҳаракатчанлигини экспериментал аниқлаш. Молизация коэффициенти γ ва ионлар ҳаракатчанлиги u° ни экспериментал равишда бир неча йўл билан аниқлаш мумкин.

Булардан энг бевосита аниқлаш усулларини кўриб чиқайлик.

Турли газлар учун γ молизация коэффициентлари дастлаб ионланиш содир бўлаётган соҳадан турли масофада газ оқимидаги ионлар сонини аниқлаш йўли билан ўлчанган эди.

Ионловчининг таъсири тўхтагандан кейин, ионларнинг молизацияси туфайли вақт ўтиши билан ҳажм бирлигидаги n_0 ионлар сони камая боради. Вақтнинг t пайтида ҳажм бирлигидаги ионлар сонини n билан белгилаймиз. Бунда агар молизация туфайли кичик dt вақт оралигида йўқолувчи ионлар сонини — dn билан белгиласак, вақт бирлигида йўқолувчи ионлар сони — $\frac{dn}{dt}$ бўлади; молизация коэффициентининг таърифига кўра, бу ионлар сони γn^2 га тенг бўлиши зарур, бунда γ — молизация коэффициенти:

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma n^2 \text{ ёки } \gamma dt = -\frac{dn}{n^2}. \quad (1)$$

t -вақтни ионловчининг таъсири тўхтаган пайтдан бошлаб ҳисоблаймиз. У ҳолда n ионлар сонининг t вақтга боғланишини ошкор кўринишда топиш учун (1) ифодани $t=0$ дан бирор муайян t пайтгача ораликда интеграллаш зарур:

$$\int_0^t \gamma dt = - \int_{n_0}^n \frac{dn}{n^2},$$

бунда n_0 — ионловчининг таъсири тўхтаган пайтда ҳажм бирлигидаги ионлар сони, n эса t вақт ўтгандан кейин ҳажм бирлигидаги ионлар сони. Интеграллагандан сўнг қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\gamma t = \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}, \quad (2)$$

бундан

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}. \quad (3)$$

(3) ифода ионловчининг таъсири тўхтагандан кейин вақт ўтиши билан ионлар сонининг камайиш қонунини ифодалайди.

Ионланиш рўй бераётган соҳадан турли масофаларда газ оқимидаги ионлар сонини аниқлашга доир экспериментал ўлчашлар (2) муносабатга асосланади. Бирор чекли ҳажмда газ

ионлантирилади. Бу ҳажм орқали газ оқими пуфланади. Ионланиш жойидан d масофада бир электрод жойлаштирилади ва уни батарся қутбларидан бирига уланади; батареянинг иккинчи қутби ерга уланади. У ҳолда, электрод яқинида вужудга келган электр майдони туфайли электродга бир хил ишорали ионлар келади. Майдон етарлича кучли бўлганда вақт бирлигида электродга келувчи ионлар сони электрод олдида вақт бирлигида оқиб ўтувчи газ ҳажмидаги ионлар сонига, яъни nSv га тенг бўлади, бундан S — электроднинг юзи, v — оқим тезлиги. Натижада электродга $Q = nSvq$ заряд берилади, бунда q — битта ион заряди.

Ана шундай ўлчашлар иккита турли d_1 ва d_2 масофалар учун бажарилади; айтийлик, d_1 масофада ўлчанган заряд

$$Q_1 = n_1 S v q,$$

d_2 масофадаги заряд эса

$$Q_2 = n_2 S v q$$

бўлсин.

(2) формулага кўра:

$$\frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_1 \text{ ва } \frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_0} = \gamma t_2,$$

бунда t_1 ва t_2 — газ оқимининг ионланиш соҳасидан электроднинг мос равишда биринчи ва иккинчи ҳолатларигача етиб келиши учун зарур бўлган вақт ораликлари.

Бундан

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma (t_2 - t_1), \quad t_2 - t_1 = \frac{d_2 - d_1}{v},$$

бунда v — оқим тезлиги. Демак,

$$\frac{1}{n_2} - \frac{1}{n_1} = \gamma \frac{d_2 - d_1}{v}.$$

Бу ерда n_2 ва n_1 лар ўрнига уларнинг Q_1 ва Q_2 лар орқали ифодаларини қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$\left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} \right) S v q = \gamma \frac{d_2 - d_1}{v},$$

бундан

$$\gamma = S q \left(\frac{1}{Q_2} - \frac{1}{Q_1} \right) \frac{v^2}{d_2 - d_1}. \quad (4)$$

Q_1 , Q_2 ва v ларни ўлчаб, ҳамда S , q ва $d_2 - d_1$ ларни билган ҳолда (4) формулага кўра γ молизация коэффициентини топамиз.

Молизация коэффициенти $\gamma = \frac{\Delta n_0}{n_0}$ муносабатдан топилади,

бунда Δn_0 — вақт бирлиги ичида ҳажм бирлигида йўқолаётган ионлар сони, n_0 — ҳажм бирлигидаги ионлар сони. Демак γ нинг ўлчамлиги $L^3 T^{-1}$ бўлиб, $см^3 \cdot сек^{-1}$ ларда ўлчанади. Турли

VIII жадвал

Газ	$\gamma \cdot 10^8$
Ҳаво	1,67
Кислород	1,61
Водород	1,44
Углерод оксиди CO . .	0,87

газлар учун γ нинг қийматлари VIII жадвалда келтирилган.

γ босимга кучсиз боғланган бўлиб, жуда кичик босимлардагина сезиларли камаяди. Температура ортганда γ камаяди.

Газларнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлигини кўриб чиқишда учрайдиган катталиклар тартиби билан

танишиш учун бир нечта сонли мисоллар келтирамиз.

1- мисол. Рентген нурлари ёрдамида ионлаштирганда бир-биридан $l = 5$ см узоқликда турган, ҳар бирининг юзаси $S = 100$ см² бўлган ясси электродлар орасида тўйиниш токи $I_T = 10^{-7}$ а бўлади.

Рентген нурлари 1 см³ да 1 секунд давомида ҳосил қилаётган Δn_0 ионлар жуфти сонини ва 1 см³ даги ионлар жуфтнинг мумкин бўлган энг катта n_0 сонини топинг. Ҳосил бўлувчи ионларни бир валентли деб олинг.

Е ч и л и ш и: I_T тўйиниш токи зичлиги

$$i_T = \frac{I_T}{S} = \frac{10^{-7}}{10^2} \text{ а/см}^2 = 10^{-9} \text{ а/см}^2.$$

Битта (бир валентли) ион заряди $1,6 \cdot 10^{-19}$ к, бундан 183- параграфдаги (8) формулага кўра:

$$\Delta n_0 = \frac{i_T}{q_l} = \frac{10^{-9}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1} = 1,25 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

1 см³ даги ион жуфтларининг мумкин бўлган энг катта n_0 сонини 183- параграфдаги (2) формулага кўра топамиз:

$$n_0 = \sqrt{\frac{\Delta n_0}{\gamma}}.$$

VIII жадвалга мувофиқ ҳаво учун $\gamma = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ десак, қуйидаги келиб чиқади:

$$n_0 = \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^9}{1,67 \cdot 10^{-6}}} \text{ см}^{-3} \cong 2,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}.$$

Атмосфера босимида 1 см³ да газнинг $2,7 \cdot 10^{19}$ та молекуласи бўлади, бинобарин, берилган мисолда рентген нурлари барча молекулаларнинг 10^{-12} қисмини ионлаш қобилиятига эга бўлади. Бу ионланиш электродитлардаги ионланиш паражазасига нисбатан жуда кичиклиги. Маълумки, кучсиз эритма-

2- мисол. Ер сиртига яқин атмосфера ҳавосида тупроқнинг радиоактивлиги ва космик нурланиш туфайли 1 секундда 1 см^3 да ўртача 5 жуфт ион ҳосил бўлади. Бир-биридан $l = 5 \text{ см}$ узоқликда жойлашган ҳар бирининг юзи $S = 100 \text{ см}^2$ бўлган ясси электродлар орасидаги ҳавонинг бундай табиий ионланиши натижасида вужудга келадиган тўйиниш токи zichлигини топинг.

Ечилиши. 183- параграфдаги (8) формулага кўра:

$$I_T = i_T S = \Delta n_0 q l S.$$

Ҳосил бўлувчи ионларнинг заряди $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$ бир каррали деб ҳисобласак,

$$I_T = 5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 5 \cdot 10^2 \text{ а} = 4 \cdot 10^{-16} \text{ а}.$$

Демак, атмосфера ҳавоси ҳар ҳолда сезиларли (жуда оз бўлсада) табиий мустақил бўлмаган ўтказувчанликка эгадир.

3- мисол. Рентген нурлари воситасида ионлаштирилган ҳавода нурлар таъсири тўхтагандан кейин қанча вақт ўтгач ион жуфтларининг сони молизация туфайли икки марта камайишини аниқланг.

Ионларнинг бошланғич сони $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ га тенг деб олинг.

Ечилиши. Юқоридаги

$$n = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 t}$$

формулада (184- параграфдаги (3) формула) ионлар сони $n = \frac{1}{2} n_0$ десак, ионлар сони молизация туфайли икки марта камаядиган $t = \tau$ вақт оралигини аниқловчи тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{1}{2} n_0 = \frac{n_0}{1 + \gamma n_0 \tau}, \text{ бундан } \tau = \frac{1}{\gamma n_0}.$$

Бу орға $n_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ва $\gamma = 1,67 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ ларни қўйсак,

$$\tau = \frac{1}{10^6 \cdot 1,67 \cdot 10^{-6}} \text{ сек} = 0,6 \text{ сек}.$$

Шундай қилиб, 0,6 секунддан кейин газда бошланғич ионларнинг ярми қолади.

4- мисол. 1- мисолда келтирилган шартларга асосан ионларнинг эффектив диаметрини топинг.

Ечилиши. Эффектив диаметр деб, заррачаларнинг эркин йўли узунлигини ёки вақт бирлигида бир-бирлари билан тўқнашишлари сонини белгиловчи диаметрини айтади. Бунда тўқнашишлар сони тўқнашувчи заррачалар худди қаттиқ шарчалар бўлгандагидек ҳисобланади.

1- мисолдаги шартга кўра 1 см^3 газда 1 секундда $\Delta n_0 = 1,25 \cdot 10^9$ жуфт ион вужудга келади. Мувозанат ҳолида 1 см^3 да 1 секундда молизация туфайли ўшанча жуфт ион йўқолади. Ионлар ўзаро тўқнашишда нейтраллашади деб фараз қилайлик.

1- томнинг 53- параграфиди айтилганларга кўра, молекулаларнинг вақт бирлигидаги ўртача тўқнашишлари сони

$$\bar{z} = \sqrt{2} \pi \bar{\sigma} \bar{n}_0$$

катталикига тенг бўлади, бунда σ — молекуланинг эффектив диаметри, $\bar{n}_0$ — молекула иссиқлик ҳаракатининг ўртача тезлиги, $\bar{n}_0$ — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. Бу формулани ионларнинг ўзаро тўқнашиш сонини аниқ-

лашга татбиқ қилишда n_0 ўрнида ҳажм бирлигидаги ион жуфтлари сонини назарда тутишимиз зарур. Ҳажм бирлигидаги барча ионлар тўқнашишларининг умумий сони қуйидагича бўлади:

$$Z = \bar{z} n_0 = \sqrt{2} \cdot \pi \sigma^2 \bar{v} n_0^2$$

Қилинган фаразга кўра Z сон молизацияланувчи ион жуфтлари сони $\Delta n'_0$ га тенг бўлиши керак:

$$\Delta n'_0 = \sqrt{2} \pi \sigma^2 \bar{v} n_0^2$$

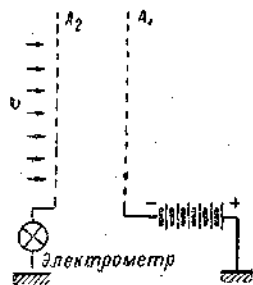
бундан

$$\sigma = \sqrt{\frac{\Delta n'_0}{\sqrt{2} \cdot \pi \bar{v} n_0^2}} \quad (5)$$

Ионлар иссиқлик ҳаракатининг тезлиги молекулалар иссиқлик ҳаракатининг тезлигига тенг, яъни ҳаво учун уй температурасида $\bar{v} \cong 5 \cdot 10^4$ см/сек бўлади. $\bar{v}$ нинг бу қийматини (5) га қўйсак ҳамда 1- мисолда берилганига мувофиқ $\Delta n'_0 = 1,25 \cdot 10^9$ см⁻³·сек⁻¹ ва $n_0 = 2,7 \cdot 10^7$ см⁻³ деб олсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1,25 \cdot 10^9}{1,41 \cdot 3,14 \cdot 5 \cdot 10^4 \cdot (2,7 \cdot 10^7)^2}} \text{ см} \cong 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ см.}$$

Нейтрал молекулаларнинг эффектив диаметрлари $2,5 \cdot 10^{-8}$ см тартибда бўлади; демак, ионларнинг эффектив диаметри тақрибан 100 марта катта бўлар экан. Бунни изоҳлаш осон: ионлар турли ишорали зарядларга эга бўлгани туфайли улар бир-бирига электростатик кучлар билан тортилади, натижада ўзаро тўқнашишлар сони ортади, ва демак, уларнинг эффектив диаметрлари катталашади.



157- расм. Ионлар ҳаракатчанлигини аниқлашнинг энг оддий усули.

Ионларни газ оқими ёрдамида тутиб қолиш йўли билан ионлар ҳаракатчанлигини аниқлашнинг оддий усулини кўрайлик. Айтайлик, A_1 ва A_2 (157- расм) газда жойлаштирилган иккита тўр бўлсин. A_1 ва A_2 тўрлар орасидаги соҳада жойлашган газ бирор ташқи ионловчи ёрдамида ионланади. Агар A_1 тўр манфий, A_2 тўр мусбат зарядланган бўлса,

у ҳолда манфий ионлар A_2 тўр томонга $u_- = u_-^0 E$ тезлик билан ҳаракат қилади, бунда u_-^0 — ионлар ҳаракатчанлиги, E — тўрлар орасидаги майдоннинг кучланганлиги. Ионларнинг A_2 тўрга қанча заряд олиб келгани электрометр ёрдамида аниқланади. Агар газни A_2 тўр орқали A_1 тўр томонга v тезлик билан (157- расмда стрелкалар билан кўрсатилган) пуфланса, у ҳолда ионларнинг A_2 тўр томонга ҳаракатининг тезлиги $u_-^0 E - v$

бўлиб қолади. Пуфлаш тезлиги v оширилган сари A_2 тўр томонга ионларнинг ҳаракат тезлиги тобора камайиб боради. $u^0 E = v$ нолга тенг бўлиб қолганда, A_2 тўрга ионлар келмайди ва электрометр зарядланишдан тўхтайди. Шундай йўл билан, $u^0 E = v$ муносабат бажариладиган пайтни аниқлаш мумкин. Бундан v ва E га кўра, манфий ионларнинг u^0 ҳаракатчанлиги топилади.

A_1 ва A_2 тўрлардаги зарядларнинг ишорасини ўзгартириш билан худди юқоридаги усулда мусбат ионлар u^0_+ ҳаракатчанлигини топиш мумкин.

Газнинг босими бир атмосфера бўлганда турли ионлар ҳаракатчанликларини ўлчаш натижалари IX жадвалда келтирилган.

Ионлар ҳаракатчанлиги кенг чегараларда p босимга тескари пропорционалдир. Мусбат ионлар ҳаракатчанлиги E майдон кучланганлигига сезиларли боғлиқ эмас; манфий ионлар ҳаракатчанлиги ҳам E унча катта бўлмаганда унга боғлиқ бўлмайди, E катта бўлганда унинг янада ўсиши билан ҳаракатчанлик ўса бошлайди. Шундай қилиб, E унча катта бўлмаганда ионлар тезлиги майдон кучланганлигига пропорционал бўлиши ҳақида 183-параграфда қилинган фараз тўғри бўлади.

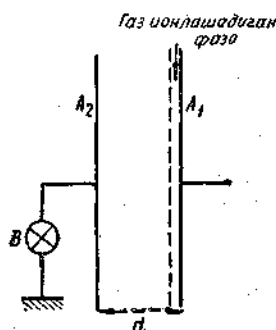
Ионларнинг, айниқса манфий ионларнинг ҳаракатчанликлари газнинг ифлосланганлигига жуда боғлиқ эканини айтиб ўтиш зарур. Масалан, бирор газга озгина кислород аралашганда ҳам манфий ионлар ҳаракатчанлиги ўнларча ва ҳатто юзларча марта ўзгариб кетади. Масалан, кислород излари бўлган 1 атм босимдаги гелийда $u^0_+ = 5,09 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ ва $u^0_- = 6,31 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$. Мутлақо тоза гелийда мусбат ионлар u^0_+ ҳаракатчанлиги шундай қолгани ҳолда, манфий ионлар u^0_- — ҳаракатчанлиги гоят улкан катталиқка, яъни $500 \text{ см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ га етади. Бунга сабаб ионланиш вақтида гелийда жуда ўта ҳаракатчан эркин электронларнинг вужудга келишидир. Кислороднинг ҳатто жуда оз излари бўлганида ҳам электронлар кислороднинг нейтрал молекулаларига ёпишиб олиб, ҳаракатчанлиги нисбатан кичик бўлган манфий молекуляр ионлар ҳосил қилади.

IX жадвал

$P = 1 \text{ атм}$ ва 18°C температурада ионлар ҳаракатчанлиги
($\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ ларда)

Газ	u^0_+	u^0_-	$\frac{u^0_-}{u^0_+}$
Водород . .	5,91	8,26	1,4
Кислород . .	1,29	1,79	1,4
Азот	1,27	1,84	1,4
СО	1,10	1,14	1,0
Хлор	0,65	0,51	0,8

Ионлар ҳаракатчанлигини аниқлашнинг бошқа бир усули қуйидагидан иборатдир. Газни A_1 ясси электрод сиртида ионлаштирилади (158- расм). A_1 электрод билан унга параллел бўлган A_2 электрод орасига вақт ўтиши билан кучланганлиги $E = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$ қонунга кўра даврий ўзгарувчи майдон берилadi, бу ифодада t — вақт, T — давр, E_0 — доимий катталиқ. A_2 электрод B электрометрга уланган. Ҳаракатчанлиги катта бўлган манфий ионларни кўрайлик. Ҳар бир берилган пайтда уларнинг тезлиги $u_- = u_-^0 E$ бўлади. E майдон кучланганлиги вақт ўтиши билан ўзгариши туфайли, u_- — тезлик ҳам ўзгаради. Айтайлик, биринчи ярим даврда, яъни



158- расм. Ионлар ҳаракатчанлигини аниқлаш усулининг схемаси.

$t \approx 0$ дан $t = \frac{T}{2}$ гача вақтда E майдон манфий ионларни A_2 электродга томон тезлаштиради, дейлик, бу ҳолда келгуси ярим даврда шу майдон ионларни қарама-қарши томонга, яъни A_1 электрод томонга ҳаракатлантиради. $t = 0$ дан $t = \frac{T}{2}$ гача вақтда ионлар қуйидаги йўлни ўтади:

$$s = \int_0^{T/2} u_-^0 E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t dt = \frac{T}{\pi} u_-^0 E_0.$$

Агар s электродлар орасидаги d масофадан кичик бўлса, A_1 электрод яқинида вужудга келган ионлар A_2 электродга етиб келмайди ва A_2 электродга уланган B электрометр оғмайди. T даврни ўзгартириш йўли билан зарядларнинг A_2 электродга етиб келиши учун зарур бўлган $s = d$ шартнинг бажарилишига эришиш мумкин; бу электрометрнинг оға бошлаганидан билинади. У ҳолда

$$d = \frac{T}{\pi} u_-^0 E_0,$$

бундан T , d ва E_0 маълум катталиқларга кўра изланаётган u_-^0 ҳаракатчанлик топилади.

T давр янада кўпроқ орттирилганда A_2 электродга (иккинчи ярим даврда) бизнинг фаразимизга кўра анча суст ҳаракат қилувчи мусбат ионлар ҳам етиб кела бошлайди. Бу ҳолда электрометр камроқ оғади. Шундай йўл билан бошқа ишорали ионларнинг ҳаракатчанлигини ҳам топиш мумкин.

Ионлар ҳаракатчанлигининг ролини кўрсатувчи сонли мисол келтирамиз.

Мисол. Рентген нурлари ёрдамида ионланаётган ҳавонинг 1 см^3 ҳажмида мувозанат шароитида $n_0 = 10^7$ жуфт ион мавжуд. Шу шароитда ҳавонинг σ ўтказувчанлигини топинг. Ионлар зарядини бир каррали деб олинг.

Ечилиши. 183- параграфнинг (6) формуласига кўра

$$\sigma = q n_0 (u_+^0 + u_-^0).$$

Ион заряди q ни кулонларда, n_0 ни см^{-3} ларда ва u_+^0 ҳамда u_-^0 ни $\text{см}^2/\text{сек} \cdot \text{в}$ ларда ифодаласак, σ ни $\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ларда ҳосил қиламиз. Ҳавони

асосан азотдан иборат десак, IX жадвал маълумотларига кўра, ионлар ҳаракатчанликларининг йиғиндиси $u_+^0 + u_-^0$ қуйидагига тенг бўлади:

$$u_+^0 + u_-^0 = 1,27 + 1,84 = 3,11 \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

Бундан, $n_0 = 10^7 \text{ см}^{-3}$ ва $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}$ қийматлардан фойдалансак, қуйидаги ҳосил бўлади

$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7 \cdot 3,11 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cong 5 \cdot 10^{-12} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

Бу натижани металлларнинг ўтказувчанлиги билан таққослаб кўриш диққатга сазовордир. 154- параграфдаги IV жадвал маълумотларига кўра, мис учун $\sigma = 6,4 \cdot 10^9 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, бундан берилган мисол шароитидаги ионлашган ҳавонинг ўтказувчанлигини миснинг ўтказувчанлигидан тақрибан 10^{12} марта кичик эканлиги кўриниб турибди.

Электродитларнинг ўтказувчанлиги уларнинг таркибига ва концентрациясига боғлиқ. Мисол тариқасида 2,92 г ош тузи NaCl нинг 1 л сувда эритганда ҳосил бўладиган электролитнинг ўтказувчанлигини ҳисоблайлик.

I томнинг 85- параграфидида шу шароитда эриган барча NaCl молекулаларининг 0,44 қисми ионларга диссоциацияланганлигини осмотик босимга кўра аниқлаган эдик. Бу ион жуфтлари сони эриган молекулалар сонининг 0,44 қисмини ташкил қилишини билдиради. NaCl нинг молекула оғирлиги 58, шунинг учун ҳам бирлигидаги эриган молекулалар сони

$$n_0 = \frac{2,92 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{58 \cdot 1000} \text{ см}^{-3} \cong 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$$

бўлади, бундан ҳам бирлигидаги ион жуфтларининг n'_0 сони

$$n'_0 = 0,44 \cdot 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} = 1,3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

Электролитнинг σ ўтказувчанлигини 178- параграфнинг (5) формуласидан топамиз:

$$\sigma = F q a (u_+^0 + u_-^0) = n'_0 q (u_+^0 + u_-^0).$$

178- параграфдаги VII жадвалга кўра, N_a^+ ва Cl^- ионларнинг электролитдаги ҳаракатчанликлари йиғиндиси қуйидагига тенгдир:

$$u_+^0 + u_-^0 = 0,000450 + 0,000677 \cong 1,1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{см}^2}{\text{сек} \cdot \text{в}}$$

бундан

$$\sigma = 1,3 \cdot 10^{19} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1} \cong 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

Мисолдан кўриниб турибдики, эслатилаган электролитнинг ўтказувчанлиги ионлашган ҳавонинг ўтказувчанлигидан тақрибан 10^6 марта каттадир. Электролитнинг бундай нисбатан катта ўтказувчанлигига сабаб ҳам бирлигида ионларнинг кўплигидир: электролитнинг 1 см^3 даги ионлар сони рентген нурлари ёрдамида ионлаштирилган ҳавонинг 1 см^3 даги ионлар сонидан тақрибан 10^{12} марта кўп, электролитдаги ионларнинг ҳаракатчанлиги эса газ ионларининг ҳаракатчанлигидан минглаб марта кичикдир.

185- §. Электрон токининг вакуум орқали ўтиши. Мустақил бўлмаган ўтказувчанликнинг чегаравий ҳоли сифатида электрон токининг вакуум орқали ўтишини кўриш мумкин. Вакуумда қолдиқ газ босими шунчалик кам бўладики, электронлар эркин йўлининг ўртача узунлиги электродлар орасидаги масофага нисбатан катта бўлади. 170- параграфда биз металлнинг қиздирилган сиртидек электронлар манбаи ёрдамида вакуум орқали электрон токи ҳосил қилиш мумкинлигини кўрган эдик.

Бунда қизиган катод билан анод орасида ҳосил бўладиган соф электрон токи Ом қонунига бўйсунмайди. I_T — тўйиниш токига нисбатан кичик бўлган I тоқлар учун Богуславский — Ленгмюр формуласи (келтириб чиқаришни 186- параграфдан қаранг)

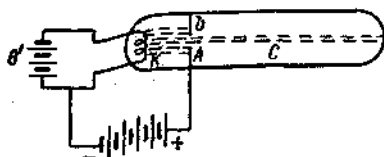
$$I = \alpha (V_1 - V_2)^{3/2} \quad (1)$$

ўринли бўлишини кўрсатиб ўтган эдик (171- параграф); бу формулага кўра, I ток кучи потенциаллар айирмасининг $3/2$ даражасига пропорционал равишда ортади. I нинг $V_1 - V_2$ га бундай боғланишига сабаб электродлар орасида электрон булути вужудга келишидир. Катта потенциаллар айирмаларида

ток тўйиниш қийматига эришиши мумкин.

Тўйиниш токи катоднинг сирт бирлиги чиқараётган n электронлар сони билан аниқланади.

Қиздирилган катоддан фойдаланиб тўғри чизиқ бўйлаб учувчи электронлар оқимини



159- расм. Катод нурини ҳосил қилиш.

ҳосил қилиш мумкин. K катод яқинига кичик b тирқишли анод жойлаштирилса (159- расм) C фазода электронлар шуъласи ҳосил бўлади, бу шуъла *электрон нурлар* ёки *катод нурлари* дейилади. Электрон нурни бир қатор қаттиқ жисмларга, масалан уранли шишага, виллемитга, рух сульфидга ва бошқаларга урилганда ҳосил қиладиган равшан нурланиши (люминесценция) га кўра осон пайқаш мумкин.

Катод нурлар дастлаб XIX асрдаёқ кузатилган, бироқ фақат ҳозирги асрнинг бошларидагина бу нурларнинг шубҳасиз элементар манфий зарралар — электронлар оқимидан иборат эканлиги аниқланди. Электр майдон таъсирида тўқнашмасдан ҳаракат қилганда электронга $f = eE$ куч таъсир қилади, бунда e — электрон заряди, E — майдон кучланганлигидир. Бу ҳолда майдоннинг $A = e(V_1 - V_2)$ тўла иши (бунда $V_1 - V_2$ электрон йўлининг бошланғич ва охириги нуқталарининг потенциал-

лари айирмаси) электрон E_k кинетик энергиясининг ортишига кетади. Электроннинг бошланғич тезлиги нолга тенг бўлганда

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2). \quad (2)$$

168- параграфда биз электрон энергиясини энергиянинг „электрон-вольт“ (қисқача эв) деб аталувчи алоҳида бирликлариди ўлчаб қабул қилинганини айтиб ўтган эдик. Электроннинг учларидаги потенциаллар айирмаси 1 вольтга тенг бўлган йўлни ўтгандаги кинетик энергияси бир электрон-вольтга тенг бўлади.

Юқорида кўрсатиб ўтганимиздек:

$$1 \text{ эв} = 1,601 \cdot 10^{-12} \text{ эрг.}$$

Кўпчилик ҳисоблашларда N марта катта бирликдан фойдаланиш қулайдир, бунда N — Авогадро сони; бу бирлик бир моль моддага тўғри келадиган энергиядан иборат бўлиб, эв/моль деб юритилади. Равшанки,

$$\begin{aligned} 1 \frac{\text{эв}}{\text{моль}} &= 1,601 \cdot 10^{-12} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} \frac{\text{эрг}}{\text{моль}} = \\ &= 9,643 \cdot 10^{11} \frac{\text{эрг}}{\text{моль}} = 23055 \frac{\text{кал}}{\text{моль}}. \end{aligned}$$

(2) тенгликдан учларидаги потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ га тенг бўлган йўлни ўтганда электроннинг қандай v тезлик олганини аниқлаш осон (бошланғич тезлик нолга тенг деб олинади):

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{V_1 - V_2}. \quad (3)$$

Бу ифодадаги электроннинг e заряди ва m массаси ўрнига уларнинг сон қийматларини қўйсак, қуйидагини толамиз:

$$v \text{ (см/сек)} = 5,930 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{V_1 - V_2}. \quad (3a)$$

Шундай қилиб, электроннинг тезлиги унинг босиб ўтган йўли учларидаги потенциаллар айирмасидан олинган квадрат илдизга тўғри пропорционал бўлар экан. Учларидаги потенциаллар айирмаси 1 вольтга тенг бўлган йўлни ўтганда электрон $5,93 \cdot 10^7$ см/сек тезлик олади.

Электроннинг тезлиги ёруғлик тезлигига нисбатан кичик бўлгандагина (3) формула ўринли бўлади. Электроннинг тезлиги ёруғлик тезлиги c га яқинлашганда нисбийлик назариясига мувофиқ электрон массасининг ўсишини назарга олиш зарур (218- параграфга, шунингдек, I том, 31- параграфга қаранг). Х жадвалда учларидаги потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ га тенг бўлган йўлни ўтган электроннинг тезликлари келтирилган, бунда нисбийлик назариясига кўра массанинг тезликка

Х жадвал

Учларидаги потенциаллар айирмаси
 $V_1 - V_2$ бўлган йўлни ўтган электроннинг v тезлиги

$V_1 - V_2, \text{ в}$	$v, \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$\beta = \frac{v}{c}$
10^1	$5,93 \cdot 10^8$	0,0198
10^2	$1,88 \cdot 10^9$	0,0626
10^4	$5,85 \cdot 10^9$	0,195
10^5	$1,64 \cdot 10^{10}$	0,548
$5 \cdot 10^5$	$2,59 \cdot 10^{10}$	0,863
10^6	$2,82 \cdot 10^{10}$	0,9411

боғлиқлиги назарга олинган. Учинчи устунда v электрон тезлигининг c ёруғлик тезлигига нисбати β берилган.

Х жадвалдаги маълумотларга мувофиқ, $V_1 - V_2 = 100$ в бўлганда электроннинг ҳақиқий тезлиги амалда (3а) формула билан ифодаланган тезлик билан бир хил бўлади, потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2 = 10^6$ в бўлганда эса электроннинг ҳақиқий тезлиги $2,82 \cdot 10^{10}$ см/сек га тенг бўлади, бундай потен-

циаллар айирмасида нисбийлик назарияси тузатмасини назарга олмайдиган (3а) формулага кўра $5,93 \cdot 10^{10}$ см/сек, яъни c ёруғлик тезлигидан катта бўлган қиймат келиб чиқади; бундай бўлиши эса мумкин эмас.

Электронлар шуъласи билан қилинган юқоридаги тажрибаларга кўра биз электронлар муайян зарядли ва массали, муайян траекториялар бўйлаб ҳаракатланувчи заррачалардан иборатдир деб тасаввур қилишимиз мумкин. Бироқ I томнинг 31- параграфида классик механиканинг татбиқ қилиниш чегаралари ҳақида гапирганимизда классик механиканинг одатдаги „заррача“ларига яроқли бўлган тасаввурларини элементар заррачалар (айрим электронларга, протонларга ва ҳоказолар)га татбиқ қилиб бўлмаслигини айтиб ўтган эдик. Элементар заррача одатдаги маънодаги „заррача“ эмас ва унга траектория тушунчасини татбиқ қилиб бўлмайди. Элементар заррачалар ноаниқлик муносабатлари деб аталувчи муносабатга бўйсунади, бу муносабатга кўра заррачаларнинг ҳар бири бир вақтда исталганча аниқ белгиланган координаталар ва аниқ белгиланган тезлик вектори билан характерлана олмайди, балки бу катталиклар бирмунча ноаниқлик билангина характерланиши мумкин; чунончи, x координатани ва тезлиkning v_x ташкил этувчисини бир вақтда шундай Δx ва Δv_x ноаниқлик билангина топиш мумкинки, бунда қуйидаги тенгсизлик бажарилади:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m}, \quad (4)$$

бунда m — заррачанинг массаси, $h = 6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек; буни Планк доимийси деб аталади.

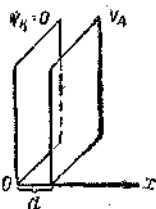
Кейинчалик (III томга қаранг) биз, айнан электрон шуъла-лари билан қилинган жуда аниқ тажрибалар (4) муносабатга олиб келишини кўрсатамиз ва ўша вақтда бу муносабатнинг физик маъносини батафсил аниқлаймиз. Ҳозир фақат шу нарсага тўхталиб ўтамизки, баъзи буржуа физиклари гўёки Δx ва Δv_x орасидаги муносабатдан элементар зарраларни билишнинг чегараси келиб чиқади ҳамда заррачаларнинг вазиятини фазо-вақт жиҳатдан баён қилиш мумкинлигидан воз кечиш зарур деб нотўғри идеалистик хулосалар чиқарадилар. Ҳақиқатда эса бу муносабат *классик механика тасаввурларининг элементар заррачаларга татбиқ қилиниш чегараларининг кўрсатади*. Бу билан қайси ҳолларда электронларни классик механиканинг „заррачалари“ сифатида қараладиган тасаввурлардан тақрибан фойдаланиш мумкинлигини аниқлаш имкони туғилади.

Биз кўрган барча ҳолларда электрон „шуъласи“ ҳақидаги тасаввур (4) муносабатга мувофиқ келишини кўриш осон.

Бунинг учун I томнинг 31- параграфида келтирилган мисолни эслашимиз керак. Агар шуъланинг кенглиги $\Delta x \cong 10^{-2}$ см (баён қилинган тажрибаларда шуълани бундан ортиқ аниқликда ўлчай олмаймиз) бўлса, (4) муносабатга кўра:

$$\Delta v_x \sim \frac{h}{m \cdot \Delta x} \cong \frac{6.6 \cdot 10^{-27}}{9.10^{-28} \cdot 10^{-2}} \text{ см/сек} \cong 7 \cdot 10^2 \text{ см/сек.}$$

Лекин тезлаштирувчи потенциал атиги 1 в бўлганда (электрон дасталар ҳосил қилинадиган найларда амалда тезлаштирувчи потенциаллар бундан анча ортиқ бўлади) электроннинг тезлиги (3а) ифодага кўра, $v \cong 5.9 \cdot 10^7$ см/сек га тенг бўлади ва, демак, Δv_x нинг (4) муносабатни қаноатлантирадиган қиймати тезлик қийматининг тахминан 0,001 процентини ташкил этади, яъни экспериментда эришиш мумкин бўлган аниқликдан анча кичикдир. Бундан келиб чиқадики, баён қилинган тажрибаларда, шунингдек, ушбу томда кўриладиган бошқа барча тажрибаларда ҳам, электронни одатдаги „заррача“ деб олишимиз мумкин.



186- §. Богуславский — Ленгмюр формуласини чиқариш; ток кучининг флуктуациялари. Соддалик учун бир-бирига параллел жойлашган иккита чексиз катта ясси электродлар (160- расм) берилган деб фарз қилайлик. Электродлар орасидаги масофани d билан белгилайлик, чапдаги электродни катод деб ҳисоблаймиз ва унинг потенциалини нолга тенг деймиз: $V_k = 0$. Ўнгдаги электрод (анод) нинг потенциалини V_A билан белгилаймиз. Катод электронлар манбаи бўлади.

160- расм. Богуславский — Ленгмюр формуласини чиқаришга доир.

Майдон томонидан тезлаштирилаётган электронлар бир электроддан иккинчисига томон ҳаракатланиб, ток ҳосил қилади.

ОХ ўқни электродларга тик қилиб ўтказамиз. Электродлар симметрик жойлашгани туфайли электрон булут зарядларининг ρ ҳажмий зичлиги қиймати фақат x координатага боғлиқ бўлади; эквипотенциал сиртлар электродларга параллел равишда ўтади ҳамда E майдон кучланганлиги векторлари ҳамма жойда ОХ ўқ бўйлаб йўналган бўлади.

i ток зичлиги сон жиҳатдан вақт бирлиги ичида бирлик юзачадан ўтувчи зарядга тенгдир.

Стационар режимда i ток зичлиги вақт ўтиши билан ўзгармас ва x координатанинг барча қийматлари учун бир хилдир.

Зарядларнинг ρ ҳажмий зичлиги билан V потенциал орасидаги боғланиш 132- параграфдаги (3) формула билан ифодаланади:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho. \quad (1)$$

Текширилаётган ҳолда V потенциал электродлар текисликларига тик йўналишдагина, яъни ОХ ўқ бўйлабгина ўзгаради; шунинг учун V дан x координата бўйича олинган ҳосилгина нолдан фарқи бўлади, яъни (1) тенглик қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho. \quad (2)$$

Термоэмиссия шароитида электронлар катоддан иссиқлик тезликларида учиб чиқади, бу тезликлар электронларнинг олатдаги ташқи электр майдонлар таъсирида оладиган тезликларига нисбатан кичикдир. Шунинг учун электронларнинг бошланғич тезликларини тақрибан нолга тенг деб оламиз. Бунда электродлар оралигидаги V потенциал билан характерланувчи нуктага етиб келган электронларнинг v тезлиги қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (3)$$

i ток зичлиги ρ ҳажмий заряд зичлиги ва электронларнинг ҳаракат тезлиги орқали қуйидаги тенглик ёрдамида аниқланади:

$$i = -\rho v. \quad (4)$$

i векторнинг йўналиши мусбат зарядларнинг ҳаракат йўналиши билан бир хил қилиб танлангани туфайли (4) ифоданинг ўнг томонига минус ишора қўйилган.

(2), (3) ва (4) формулалардан қуйидагини топамиз:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}}.$$

Бу тенгликнинг ўнг ва чап қисмини $\frac{dV}{dx} dx$ га қўпайтирсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{dV}{dx} dx. \quad (5)$$

(5) тенгликни 0 дан x гача чегарада интеграллаймиз:

$$\int_0^x \frac{d^2 V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = 4\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^x V^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{dV}{dx} dx. \quad (6)$$

Шартга кўра $x = 0$ бўлганда $V = 0$; шунингдек, $x = 0$ бўлганда $\frac{dV}{dx} = 0$ деб олишимиз керак.

Бу кейинги шарт электронларнинг катоддан диффузия ҳисобигагина келиши туфайли катод яқинида электрон булути ҳосил бўлади, деган мулоҳазадан келиб чиқади. Демак, катод яқинида майдон кучланганлиги $E = 0$ бўлади; бундан

$$\frac{dV}{dx} = 0$$

бўлиши кераклиги келиб чиқади. Бу шартларга кўра (6) тенгликни интеграллаш натижасида қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = 16\pi i \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{\frac{1}{2}} \text{ ёки } \frac{dV}{V^{\frac{1}{2}}} = 4\sqrt{\pi i} \sqrt{\frac{m}{2e}} dx.$$

Бу тенгликни x нинг ўзгариш чегарасида, яъни 0 дан d гача интеграллаймиз:

$$\int_0^{V_A} \frac{dV}{V^{\frac{1}{2}}} = 4\sqrt{\pi i} \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot \int_0^d dx.$$

$x = 0$ бўлганда $V = 0$ ва $x = d$ бўлганда $V = V_A$ бўлади, шунинг учун тенгликнинг чап қисмини интеграллашда 0 ва V_A ни чегара деб олдик; интеграллаш натижасида қуйидаги ҳосил бўлади:

$$\frac{4}{3} V_A^{\frac{3}{2}} = 4\sqrt{\pi i} \sqrt{\frac{m}{2e}} d.$$

Бу тенгликни i ток зичлигига нисбатан ечамиз:

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} V_A^{\frac{3}{2}}. \quad (7)$$

i ток зичлигидан I умумий ток кучига ўтиш учун i ни электрон чиқарувчи S сиртининг юзига кўпайтириш керак:

$$I = iS.$$

Бундан ташқари, бизнинг белгилашларимизда V_A катталик электродлар орасидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси билан бир хил бўлишини назарга олсак, (7) ифодадан қуйидагини топамиз:

$$I = \frac{S\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} (V_1 - V_2)^{\frac{3}{2}}.$$

Бу ифодада

$$\frac{S\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} = \alpha$$

деб белгилаб оламиз, бунда α катталик электродларнинг берилган ўлчамлари ва жойлашиш вазияти учун доимий бўлади, у ҳолда

$$I = \alpha (V_1 - V_2)^{\frac{3}{2}},$$

бу эса 172- параграфда келтирилган (3) формула билан бир хил.

Электрон токи жуда заиф, яъни анодга вақт бирлиги ичида етиб келувчи электронларнинг n ўртача сони оз бўлганда I ток кучи флукуацияларининг таъсири билиниши керак. Ток кучининг бу флукуациялари I томида айтиб ўтилган газ босимининг, zichлигининг ва ҳоказоларнинг флукуацияларига тамоман ўхшашдир: бу флукуацияларга электр зарядларининг узлукли „атомистик“ табиати, яъни электронларнинг мавжудлиги бевосита сабабдир.

Кузатиш вақтини бир хил Δt кичик ораликларга бўламиз, у ҳолда анодга Δt вақт ичида етиб келувчи электронларнинг ўртача сони $\bar{n}_{\Delta t}$ бўлади; электронларнинг катоддан учиб чиқиши тартибсиз бўлгани туфайли $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_k$ алоҳида вақт ораликларида анодга етиб келувчи $n_{\Delta t_k}$ электронлар сони бу $\bar{n}_{\Delta t}$ ўртача қийматдан бир қадар фарқли бўлади:

$$n_{\Delta t_1} = \bar{n}_{\Delta t} + \delta_1 n$$

$$n_{\Delta t_2} = \bar{n}_{\Delta t} + \delta_2 n$$

$$\dots \dots \dots$$

$$n_{\Delta t_k} = \bar{n}_{\Delta t} + \delta_k n$$

$$\dots \dots \dots$$

Бунга мувофиқ ток кучининг берилган Δt_k вақт оралигидаги ўртача қиймати сифатида кузатиладиган $I_k = n_{\Delta t_k} \cdot \frac{e}{\Delta t_k}$ ток кучлари (бунда e — электрон заряди) бир-бирларидан бирмунча фарқ қилади:

$$I_1 = \bar{I}_{\Delta t} + \delta_1 I$$

$$I_2 = \bar{I}_{\Delta t} + \delta_2 I$$

$$\dots \dots \dots$$

$$I_k = \bar{I}_{\Delta t} + \delta_k I$$

$$\dots \dots \dots$$

Бунда $\bar{I}_{\Delta t} = \bar{n}_{\Delta t} \cdot \frac{e}{\Delta t}$ — барча вақт ораликларида олинган ток кучининг ўртача қиймати.

Тегишли статистик ҳисоблашнинг кўрсатишича ток кучининг $\overline{\delta_k^2 I^2}$ ўртача квадратик четлашиши қуйидагига тенгдир:

$$\overline{\delta_k^2 I^2} = \frac{\bar{I}_{\Delta t} \cdot e}{\Delta t} \quad (8)$$

Биз қанча катта Δt вақт оралигида кузатсак, бу четланиш шунча кичик бўлади: шундай бўлиши равшандир; чунки катта вақт ораликларида катоддан учиб чиқувчи электронлар сонининг тасодифий ўзгаришлари туфайли вужудга келади ток кучининг тебранишлари яхши текисланади. Иккинчидан, $\overline{\delta_k^2 I^2}$ оғиш e электрон зарядининг катталигига боғлиқ. Назариянинг бу хулосаси ҳам тушунарлидир: агар, масалан, e электрон заряди ўзининг ҳақиқий қийматида катта бўлганда эди, у ҳолда худди шу ток кучида учиб чиқувчи электронлар сони озроқ бўларди ва, демек, ток кучининг ўртача қийматидан тасодифий оғишлар сезиларлироқ бўларди.

Ток кучининг айтилган „титраши“ ни „питра“ эффект дейилади, бу ном электронлар шуъласининг питра оқимига ўхшашлигини кўрсатади.

Флуктуацион тебранишларни гармоник ташкил этувчиларга ёйиш мумкин. Бу тебранишлар тартибсиз бўлганлиги учун уларни ҳар хил ν частотали чексиз кўп гармоник ташкил этувчиларгагина, яъни *туташ спектрга* (I томга қаранг) ажратиш мумкин. Агар флуктуацион тебранишларни микрофон ёрдамида кузатадиган бўлсак, улар микрофонда шовқин ҳосил қилади; шунинг учун ток флуктуацион тебранишларининг *электр шовқинлар* деган номи майдонга келган.

Питра эффектида электронларнинг катод трубкаси орқали учиб ўтиш вақти (10^{-8} сек) билан солиштирса бўладиган даврларгача гармоник ташкил этувчиларнинг амплитудаси барча частоталар учун бир хил бўлади. Агар катод лампани (137-расмга қаранг) R қаршиликли ва T температурали занжир деб қарасак, у ҳолда лампанинг электродларида юзага келадиган потенциаллар флуктуацион айирмаси амплитудасининг ўртача квадрат қиймати қуйидагича бўлади:

$$\overline{\delta V^2} = 4kTR\Delta\nu, \quad (9)$$

бу ерда k — Больцман доимийси, $\Delta\nu$ — частоталарнинг ажратиб олинган кенглиги. Лампадаги анод токи флуктуацион тебранишлари амплитудасининг ўртача квадрат қиймати қуйидагига тенг:

$$\overline{\delta I_a^2} = 4kT \frac{\Delta\nu}{k}. \quad (10)$$

Ҳажмий зарядлар бўлмаган шаронгта ишлаётган лампа учун кейинги формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\overline{\delta I_a^2} = 2eI_a\Delta\nu. \quad (10a)$$

Бу тебранишларга сабаб шуки, иссиқлик ҳаракати тартибсиз бўлганлиги сабабли қизиган катоддан чиқувчи электронлар сони тўхтовсиз флуктуацияга учраб туради. Бундай тебранишларнинг амплитудаси температурага боғлиқ бўлиб, уларни фақат температурани пасайтириш ҳисобигагина камайтириш мумкин. Ток кучининг флуктуацион тебранишлари электр ўлчашларнинг аниқлигини белгилайди. Ўлчанаётган токнинг катталиги унинг флуктуациясидан катта бўлиши керак.

Катод лампада айtilган флуктуацион тебранишлар билан бир қаторда эмиссия токи катод сиртининг баъзи қисмлари активлиги ўзгариши ҳисобига ўзгариб туриши мумкин. Анод токи кучининг нисбатан секинроқ тебранишларини ($\nu \approx 10^{-3}$ сек $^{-1}$) юзага чиқарувчи бундай ўзгаришларни Жонсон кашф қилган бўлиб, „чақнашлар“ деган ном билан юритилади.

Ток кучининг флукуацион тебранишларининг битта гармоник ташкил этувчисини резонанс контур ёрдамида ажратиб олиб унинг амплитудасининг ўртача квадрат-қийматини ўлчаш мумкин. δI_a^2 нинг ўлчаб топилган қийматини (10а) формула ёрдамида ҳисоблаб чиқарилган қиймати билан солиштириб электрон заряди, e ни аниқлаш мумкин. Ана шундай йўл билан топилган e нинг қийматлари кузатиш аниқлиги чегарасида ($\sim 1\%$) бошқа усуллар билан топилган қийматларига мос келади.

Ток кучининг флукуацион тебранишлари ток эркин электронларнинг кўчиши билан боғлиқ бўлган электрон лампалардагина эмас, балки исталган ток ўтказгичларида (металларда, ярим ўтказгичларда, электродитларда) ҳам кузатилади.

187-§. Газда электронлар эркин йўлининг узунлиги. Газ муҳитда электрон ҳаракат қилганда атомлар ва молекулалар билан тўқнашади. Электрон эркин йўлининг ўртача узунлиги худди молекулалар эркин йўлининг узунлигини аниқлаш вақтида юритилган мулоҳазалар методи билан аниқланиши мумкин.

I томнинг 53- параграфиди молекулалар эркин йўлининг ўртача узунлиги учун қуйидаги ифодани топган эдик:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2 n_0}, \quad (1)$$

бунда n_0 — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони, σ — молекулаларнинг эффектив диаметри; аниқроқ айтганда, σ — тўқнашувчи молекулалар r ва r' эффектив радиусларининг йиғиндиси ($\sigma = r + r'$) дан иборатдир. Ниҳоят, маҳраждаги $\sqrt{2}$ барча молекулалар — „урувчи“ молекулалар ҳам, „урилувчи“ молекулалар ҳам ҳаракат қилишини ҳисобга олиш натижасида ҳосил бўлганлигини эслатиб ўтамыз. Электрон эркин йўлининг $\bar{\lambda}$ ўртача узунлигини аниқлаётганда икки ҳолни назарга олишимиз зарур: биринчидан; электроннинг ўлчамлари молекулалар ва атомлар ўлчамларидан анча кичик бўлганидан $\sigma = r + r'$ эффектив диаметр ифодасида r молекула радиусига нисбатан r' электрон радиусини назарга олмасак ҳам бўлади; иккинчидан массаси кичик бўлгани туфайли электроннинг тезлиги, молекулаларнинг тезлигидан анча катта бўлади, шунинг учун (1) формуланинг маҳражида $\sqrt{2}$ ни сақлаб қолишга ҳожат йўқ.

Натижада электронлар эркин йўлининг ўртача узунлиги учун қуйидагини топамиз:

$$\lambda_e = \frac{1}{\pi r^2 n_0}, \quad (2)$$

бунда r — электронлар ҳаракат қилаётган газ молекулаларининг эффектив радиуси. *Электронлар эркин йўлининг $\bar{\lambda}_e$ ўртача узунлиги, молекулалар эркин йўлининг $\bar{\lambda}$ ўртача узунлиги каби, газнинг p босимига тескари пропорционалдир.*

(1) формулада берилган газ молекулалари учун (яъни $r = r'$ да) эффектив диаметр $\sigma = 2r$ бўлади, шунинг учун (1) ва (2) формулаларни таққослашдан қуйидаги келиб чиқади:

$$\bar{\lambda}_e = 4 \cdot \sqrt{2} \bar{\lambda} \cong 5,6 \bar{\lambda},$$

яъни электронлар эркин йўлининг ўртача узунлиги газ молекулаларининг ўша босимдаги эркин йўлининг ўртача узунлигидан 5,6 марта катта бўлади.

Турли газлар учун электронлар эркин йўлининг $\bar{\lambda}_e$ ўртача узунлигининг турлича босимлардаги сон қийматлари XI жадвалда келтирилган.

XI жадвал

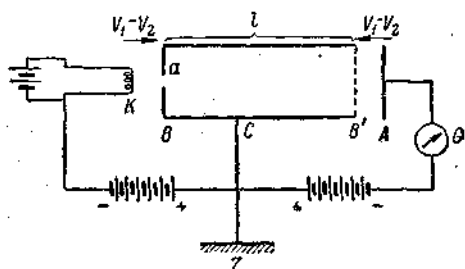
0°C да электронлар эркин йўлининг $\bar{\lambda}_e$ ўртача узунлиги (см ларда)

Газ	Босим		
	1 мм Hg	10^{-2} мм.г	10^{-4} мм.Hg
He	$7,4 \cdot 10^{-2}$	7,4	740
Ne	$6,6 \cdot 10^{-2}$	6,6	660
Ar	$4,4 \cdot 10^{-2}$	4,4	440
H ₂	$7,5 \cdot 10^{-2}$	7,5	750
N ₂	$3,6 \cdot 10^{-2}$	3,6	360
O ₂	$4,1 \cdot 10^{-2}$	4,1	410

XI жадвалдан кўринишича, ҳозирги замон вакуум насослари ёрдамида осон ҳосил қилиш мумкин бўлган 10^{-4} мм Hg босимда электронлар эркин йўлининг ўртача узунлиги бир неча метрларга етади. Чизиқли ўлчамлари бир неча ўн сантиметр бўлган идишларда яхши чекланган ва ёйилиб кетмаган электрон дасталарини осон ҳосил қилиш мумкинлигига сабаб шудир.

Экспериментал равишда электронлар эркин йўлининг ўртача узунлигини идея жиҳатдан газ молекулалари эркин йўлининг ўртача узунлигини молекуляр даста ёрдамида аниқлаш усулига ўхшаш усул билан топиш мумкин (1 т., 54-параграфга қаранг). Бу усулнинг схемаси 161- расмда тасвирланган, бунда K — электронлар манбаи вазифасини ўтовчи қиздирилган катод; B — а тирқишли анод. Асбобнинг барча қисмлари

паст босимли идиш ичига жойлаштирилган. В анод К катоддан электронлар эркин йўлининг ўртача узунлигидан кўра кичикроқ масофада жойлашган. Анод билан катод орасига электронларни тезлаштирувчи $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси берилади, натижада электронлар маълум тезлик олади. Электронлар а тирқишдан ўтиб, В анод потенциалдаги С металл цилиндр ичида ҳаракат қилувчи даста ҳосил қиладилар. С цилиндрининг



161-расм. Электронлар эркин йўли ўртача узунлигини аниқлаш усулининг схемаси.

учига B' тўр урнатилган. Шундай қилиб, С цилиндр ичида майдон бўлмайди ва унда электронлар доимий тезлик билан ҳаракат қиладилар. B' тўр орқали учиб ўтгач, электронлар А электродга етиб келади ва унга ўз зарядини беради. С цилиндрининг узунлиги электронлар эркин йўлининг ўртача узунлигидан катта, А электрод эса B'

тўрдан яна $\bar{\lambda}_e$ га нисбатан анча кичик масофада жойлашган.

Дастанинг баъзи электронлари С цилиндр ичида газ молекулалари билан тўқнашади, бунинг натижасида бу электронлар четга оғади ва С цилиндрининг ички сиртига тушади ёки B' тўрга қия ҳолда етиб, келади. А электрод билан B' тўр орасига электронларни секинлаштирувчи $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси берилади, бу айирма К катод билан А анод орасидаги $V_1 - V_2$ тезлаштирувчи потенциаллар айирмасига тенг қилиб олинади. У ҳолда B' тўрга тик равишда ҳаракат қилаётган, яъни йўлда тўқнашмаган электронларгина А электродга етиб келиб, I ток ҳосил қилади, бу ток G гальванометр ёрдамида ўлчанади. А электрод ва B' тўр ҳаракатчан қилиб ясалади, бу улар билан В анод I масофани ўзгартиришга имкон беради.

I томининг 54- параграфидида келтирилган формулага кўра дастадаги тўқнашишсиз l йўлни ўтган заррачалар сони n қуйидагига тенгдир:

$$n = n_0 e^{-\frac{l}{\bar{\lambda}}},$$

бунда n_0 — дастадаги заррачаларнинг бошланғич сони, $\bar{\lambda}$ — шу заррачалар эркин йўлининг ўртача узунлиги.

Электрон даста учун ҳам шу формуланинг ўзини татбиқ қилиш мумкин: у вақт бирлигида А электродга етиб келувчи n электронлар сонини ифодалайди.

I ток кучи n электронлар сонига пропорционал бўлгани сабабли қуйидагича ёзиш мумкин:

$$I = I_0 e^{-\frac{l}{\lambda_e}}$$

Газнинг босими ва I_0 бошланғич ток кучи бирдай бўлганда (ўзгармаганда) I нинг турли иккита қиймати учун I ток кучини ҳисоблаймиз, у ҳолда

$$I_1 = I_0 e^{-\frac{l_1}{\lambda_e}}, I_2 = I_0 e^{-\frac{l_2}{\lambda_e}}, \text{ бундан } \frac{I_1}{I_2} = e^{-(l_1 - l_2)/\lambda_e}$$

Кейинги формуладан электрон эркин йўлининг $\bar{\lambda}_e$ ўртача узунлиги учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\bar{\lambda}_e = \frac{l_2 - l_1}{\ln I_1/I_2}$$

l_1 ва l_2 масофаларни ҳамда I_1 ва I_2 ток кучларини бевосита ўлчаш мумкин, демак, шундай йўл билан $\bar{\lambda}_e$ топилади.

Экспериментал маълумотлар электронлар эркин йўли узунлигининг назарий қийматининг тўғрилигини тасдиқлайди. Бироқ, электронлар эркин йўлининг ўртача узунлиги электронларнинг тезлигига боғлиқ эканлигини айтиб ўтиш керак; кўпчилик газларда секин ҳаракат қилувчи электронлар эркин йўлининг ўртача узунлиги газлар кинетик назариясидан молекулалар эркин йўлининг ўртача узунлигига кўра топиладиган қийматдан кичикдир. Катта тезликларда у газлар кинетик назариясидан топиладиган қийматга яқинлашади.

Газ молекулаларининг ўзаро таъсири бевосита тўқнашган шарчаларнинг эластик урилиши сингари деб ҳисобловчи тасаввурнинг жуда содда эканлигини биз бир неча бор кўрсатиб ўтган эдик.

Молекулалар шундай зарядланган заррачаларнинг мураккаб системасидан иборатки, бу заррачалар бир-бири билан фақат бевосита тўқнашгандагина эмас, балки узоқдан туриб ҳам ўзаро таъсирла бўлади. Бу ҳол электронларнинг молекулалар ёки атомлар билан тўқнашишига яна ҳам кўпроқ тааллуқлидир. Электрон молекула ёки атомга яқинлашаётганда атом ёки молекуланинг ҳақиқий ўлчамларидан анча катта бўлган масофалардан бошлаб ўзаро таъсирлаша бошлайди ва улар орасидаги масофа камайган сари ўзаро таъсир кучлари ўса боради. Бундан, молекуланинг эффектив диаметри учиб ўтувчи электроннинг тезлигига боғлиқ бўлиши ва молекуланинг электрон билан тўқнашишига кўра топилган эффектив диаметри молекулаларнинг бир-бири билан тўқнашишига кўра топилган эффектив диаметридан фарқли эканлиги равшандир.

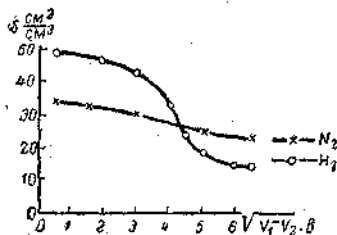
Электронларнинг молекулалар билан тўқнашишлари назариясида кўпинча 0°C да ва 1 мм Н_2 босимда 1 см^3 да жойлашган барча молекулаларнинг тўла қисmini текширилади.

Бу S тўла қесим қуйидагига тенг бўлади:

$$S = \pi r^2 n_0,$$

бунда r — молекулаининг радиуси, p_0 — 0°C да ва 1 мм Hg босимда 1 см^3 даги молекулалар сони.

r ни электронларнинг $\bar{\lambda}_e$ эркин йўлига кўра топсак, масалан, 25 в тезлаштирувчи потенциалда водород (H_2) нинг эффектив кесими $S = 20 \frac{\text{см}^2}{\text{см}^3}$ эканини топамиз. Айтилганларга кўра, S электронларнинг тезлигига боғлиқдир.

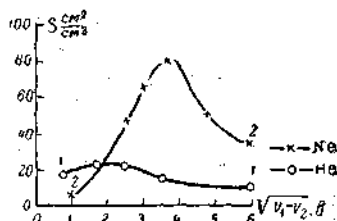


162-расм. 1 см^3 да ва 0°C да, ҳамда 1 мм Hg босимда бўлган H_2 ва N_2 молекулалар S эффектив кесимларининг электронлар тезликларига боғлиқлиги.

162-расмда H_2 ва N_2 учун S нинг экспериментал равишда топилган қийматлари келтирилган. Абсциссалар ўқи бўйлаб тезлаштирувчи потенциалларнинг квадрат илдизлари, яъни электронларнинг σ тезликларига пропорционал бўлган катталар кўйилган. Унг томонга S нинг молекулалар эркин йўли узунлигига кўра газлар кинетик назарияси асосида ҳисоблаб топилган қийматлари кўйилган. Бундан кўринишича, водород учун электронларнинг кичик тезликларида молекулаларнинг эффектив кесимлари газлар кинетик назарияси бўйича ҳисоблаб топилган қийматидан икки мартадан зиёд каттароқдир; катта тезликларда электронларнинг эркин йўли узунлигига кўра ва газлар кинетик назариясининг маълумотларига кўра ҳисоблаб топилган кесимлар амалда бир хил бўлади.

He , Ne , Ar , Kr , Xe каби инерт газлар атомларининг эффектив кесимлари секин электронлар учун жуда кичик бўлиб, тезлик ортиши билан ўса боради ва бир неча вольт тартибдаги тезлаштирувчи потенциалларда максимумга эришади, сўнгра яна пасая бошлайди. Жуда секин электронлар ($V_1 - V_2 \approx 1\text{ в}$) учун эффектив кесимлар газлар кинетик назариясига асосан аниқланган кесимлардан анча кичик бўлади. Атомлар электронлар учун гўё „шаффоф“ бўлиб қолади: электронлар атомлар орқали оғмасдан ўтиб кетади. Рамзауер очган бу эффектни фақат квант механика асосидagina тушунтириш мумкин.

163-расмда He ва Ne атомлари S эффектив кесимларининг тўқнашувчи электронлар тезликларига боғлиқлиги келтирилган. Унг томонга яна газлар кинетик назариясига кўра аниқланган эффектив кесимлар кўйилган.



163-расм. 1 см^3 да 0°C да ҳамда 1 мм Hg босимда He ва Ne атомлар S эффектив кесимларининг электронлар тезлигига боғлиқлиги.

188- §. Электронларнинг атомлар ва молекулалар билан тўқнашиши. Унча катта бўлмаган тезликларда электронларнинг атомларга урилиши *эластик характерда* бўлади. Электроннинг M массаси атом ёки молекулаининг M массасидан анча кичик бўлгани сабабли эластик урилишда электроннинг тезлиги катталик жиҳатдан деярли ўзгармайди, унинг тезлиги фақат йўналиши

жиҳатдангина ўзгаради. Атом ёки молекуладан электрон эластик равишда „сапчийди“. Шунга мувофиқ электроннинг молекулага тўқнашишда берган энергияси бошланғич кинетик энергиясининг жуда кичик ҳиссасини ташкил қилади, холос.

Электроннинг v тезлиги молекулаларнинг тезлигидан анча катта, шу сабабли молекулаларни ҳаракатсиз дейиш мумкин. У ҳолда, электроннинг марказий урилишига I томнинг 28- параграфида шарларнинг эластик тўқнашиши учун чиқарилган формулани татбиқ қилсак, урилишдан кейин молекуланинг тезлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$v' = \frac{2mv}{m+M},$$

бунда v — электроннинг урилишгача бўлган тезлиги.

Маҳраждаги m электрон массасини атом ёки молекуланинг M массасига нисбатан назарга олмасак, тақрибан қуйидагига эга бўламиз:

$$v' = \frac{2mv}{M}.$$

Атом ёки молекула олган кинетик энергия қуйидагига тенгдир:

$$\Delta E_k = \frac{Mv'^2}{2} = \frac{4m}{M} \cdot \frac{mv^2}{2}.$$

Электрон худди шунча миқдор кинетик энергия йўқотади. $\frac{mv^2}{2}$ катталиқ электроннинг бошланғич E_k кинетик энергияси эканлигини назарга олсак, қуйидагини топамиз:

$$\Delta E_k = \frac{4m}{M} E_k.$$

Марказий бўлмаган урилишда энергия йўқолиши камроқ бўлади; электрон атом ёки молекула билан эластик тўқнашганида *ўртача*

$$\Delta \bar{E}_k = x E_k \quad (1)$$

энергия йўқотади дейишимиз мумкин, бунда

$$x = \frac{2m}{M}. \quad (1a)$$

x катталиқ кичик касрдир. Масалан, электронларнинг неон атомлари билан эластик тўқнашиш ҳоли учун $x = 5,45 \cdot 10^{-5}$, аргон атомлари билан тўқнашиш ҳоли учун эса $x = 2,76 \cdot 10^{-5}$ бўлади.

Шундай қилиб, электрон атом ёки молекула билан эластик тўқнашганда ўзининг бошланғич энергиясининг ўртача бир неча юз мингдан бир улушини йўқотади.

Электроннинг тезлиги орта борганда *эластикмас тўқнашишлар* содир бўла бошлайди, бундай тўқнашишда электрон ўзи тўқнашаётган атом ёки молекулага кинетик энергиясини батамом бериши мумкин. Электроннинг берган энергияси *э атомни (молекулани) уйғотишга, ёки уни ионлашга, яъни ундан битта ё бир нечта электронни узиб чиқаришга* сарф бўлади. Энергия атомни уйғотишга сарфланган ҳолда у кейинчалик ё нурланиш энергиясига, ёки иссиқликка айланади.

Ушбу бобда биз фақат ионлашга сабаб бўладиган эластикмас тўқнашишлар билан танишамиз; бунда биз бир каррали ионланиш рўй беради, яъни атом ёки молекула электрон билан эластикмас тўқнашиши таъсирида ўз электронларидан фақат биттасини йўқотади ва, демак, бир валентли мусбат ионга айланади, деб оламиз.

Ионлаш учун зарур бўлган энергияни E_j билан белгилаймиз. У ҳолда электрон атомни ионлай олиши учун унинг кинетик энергияси E_j дан кичик бўлмаслиги керак. Электроннинг кинетик энергияси қуйидагига тенг бўлади:

$$\frac{mv^2}{2} = e(V_1 - V_2),$$

бунда $V_1 - V_2$ — электронни тезлаштирувчи потенциаллар айирмаси. Шу сабабли электронни тезлаштирувчи майдоннинг ионлаш учун зарур бўлган энг кичик потенциаллар айирмаси қуйидаги муносабатдан топилади:

$$e(V_1 - V_2)_j = \frac{mv_j^2}{2} = E_j. \quad (2)$$

$(V_1 - V_2)_j$ потенциаллар айирмаси мазкур атом ёки молекуланинг *ионланиш потенциали* дейилади.

Ионланиш энергияси E_j одатда электрон-вольтларда (*эв*) ифодаланади.

Ионланиш потенциалларини аниқлашнинг жуда кўп экспериментал усуллари бор. Ионланиш потенциалларини аниқлашда уларни атом ёки молекулани уйғотишга сабаб бўладиган потенциаллар айирмасидан фарқ қилиш зарурияти бир қадар қийинчилик туғдиради. Энг оддий усулни кўрайлик. Бу усул қуйидагидан иборат. Катод найда (137-расм) қизиган K катод билан A анод орасида электрон ток ҳосил бўлади. Найда шундай миқдорда газ борки, бунда электронлар эркин йўлининг узунлиги катод билан анод орасидаги l масофадан бирмунча кичикдир.

Ҳали электронлар газ молекулалари билан фақат эластик тўқнашаётганларида ток соф электрон токидан иборат бўлади

ва бу ток кучи Богуславский — Ленгмюр формуласи (186- параграфга қаранг) билан аниқланади:

$$I = \alpha (V_1 - V_2)^{3/2}.$$

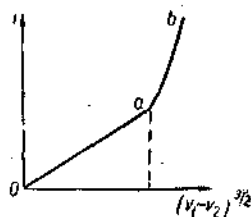
Шунинг учун, агар биз абсциссалар ўқи бўйлаб $(V_1 - V_2)^{3/2}$ катталикини қўйсақ, у ҳолда I ток кучининг $(V_1 - V_2)^{3/2}$ га боғланиши график равишда 164- расмдаги Oa тўғри чизиқ билан тасвирланади. Бироқ электронларнинг тезликлари найдаги газни ионлаш учун етарли булиши биланоқ, найда қўшимча электронлар ва ионлар ҳосил бўлади ҳамда I ток кучи кескин ўсади (164- расмдаги чизиқнинг ab тармоғи). Ток кучи I нинг $(V_1 - V_2)^{3/2}$ га боғланиши кескин синган нуқтадаги потенциаллар айирмаси ионланиш потенциалидан иборат бўлади.

XII жадвалда баъзи атомлар ва молекулаларнинг ионланиш потенциаллари келтирилган.

Агар электроннинг тезлиги ионлаш учун керак бўлган тезликдан катта бўлса, электрон тўқнашганда фақат ионлаш учун зарур бўлган энергиянигина беради, ўзи эса қолган кинетик энергияси билан ҳаракатини давом эттиради. Ҳар қандай тўқнашишда ҳам ионланиш содир бўлавермайди. Катта тезликларда ионланиш эҳтимоллиги кичик бўлиб қолади, электрон атомни ионлаштирмасдан унинг ёнидан ўтиб кетишга „улгуради“.

XII жадвал
Ионланиш потенциаллари
(вольтларда)

Атомлар ёки молекулалар	$(V_1 - V_2)_f$
Водород, H	13,54
Гелий, He	24,47
Неон, Ne	21,47
Аргон, Ar	15,69
Симоб, Hg	10,38
Натрий, Na	5,12
Калий, K	4,32
Цезий, Cs	3,87
Молекуляр водород, H ₂ . .	15,4
Молекуляр азот, N ₂	15,8



164- расм. Ионланиш вужудга келтирган I ток кучининг $(V_1 - V_2)^{3/2}$ га боғланишини ифодаловчи графикдаги синиш.

иш эҳтимоллиги максимумга эришади; катта тезлаштирувчи потенциалларда ионланиш эҳтимоллиги камаюди. 165- расмдан кўринишича, эгри чизиқнинг максимумида электрон 1 см йўл-

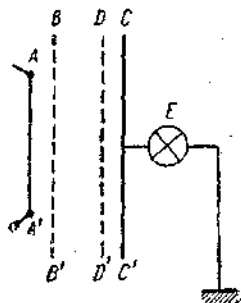
лар айирмаси худди ўша текширилаётган атомларнинг ионланиш потенциялини билиради.

Франк ва Герц усулининг бир жиддий камчилиги бор, яъни атомларни электронлар билан ионланган ҳолдагина эмас, балки атомлар уйғотилган ҳолда ҳам, CC' электродда мусбат заряд ҳосил бўлиши мумкин. Кейинчалик (III томга қаранг) уйғотилган атом ўзининг нормал ҳолатига ўтаётганда ёруғлик нури чиқаришини кўрамиз. Агар бундай нур спектрнинг ультраби-нафша соҳасига тегишли бўлса, у ҳолда CC' электродга тушиб, электрод-дан электронларни узиб чиқариши мумкин (электронларни ёруғлик таъси-рида узиб чиқарилиши *фотоэффект* дейилади; III томга қаранг). Манфий электронларни йўқотиш натижасида CC' электроднинг ўзи мусбат зарядла-нади ва буни E электрометр қайд қилади.

Атомларнинг электрон зарбидан уйғотилишини уларнинг ионланишидан ажратиб олиш учун қуйи-даги усулдан фойдаланилади. Қиздирилган AA' тола билан CC' электрод оралиғига BB' ва DD' иккита тўр жойлаштирилади (167- расм). Тола би-лан BB' тўр орасига яна электронларни тезлашти-рувчи $V_A - V_B$ потенциаллар айирмаси, BB' ва DD' тўрлар орасига эса электронларни тутиб қолувчи $V_B - V_D$ потенциаллар айирмаси берилади. Ниҳоят DD' тўр билан CC' электрод орасида йўналишини ихтиёрый равишда ўзгартириш мумкин бўлган куч-сиз майдон ҳосил қилинади. Агар қиздирилган тола-дан учиб чиққан электронлар BB' ва DD' тўрлар орасидаги соҳада ионланиш юзача чиқарса, у ҳолда ҳосил бўлган мусбат ионлар DD' тўр билан CC' электрод орасидаги кучсиз қўшимча майдоннинг йўналишидан қатъи назар CC' электродга етиб ке-лади ва унга мусбат заряд беради. Ҳақиқатан ҳам, агар қўшимча майдон BB' ва DD' тўрлар орасидаги майдон каби йўналган бўлса, ионларни CC' электрод томонга янада тезлаш-тиради; агар қўшимча майдон тескари йўналишда бўлса, у ҳолда DD' ва CC' орасидаги потенциаллар айирмаси сон қиймати жиҳатдан $V_B - V_D$ айирмадан кичик қилиб олингани сабабли ионларни тутиб қолишга етарли бўлмайди.

Энди электронлар BB' ва DD' тўрлар орасидаги соҳада атомлар билан тўқнашиб, атомларни фақат уйғотган ҳолни кўрайлик. Уйғотилган атомлар нурлаган ёруғлик BB' ва DD' тўрлардан ҳамда CC' электроддан электрон-ларни узиб чиқаради. Агар DD' тўр билан CC' электрод орасидаги қўшим-ча майдоннинг йўналиши BB' ва DD' тўрлар орасидаги майдоннинг йўнали-ши билан бир хил бўлса (майдон бундай йўналганда мусбат ионлар CC' томонга тезлашади), электронлар CC' электроддан итарилади ва электрод мусбат зарядланади. Агар қўшимча майдонни тескари йўналишда олсак, CC' дан узиб чиқарилган электронлар CC' нинг ўзига қайтиб тушади, шунинг-дек, унга DD' тўрдан ҳам электронлар келади ва CC' манфий зарядланади. Шундай қилиб, қўшимча майдоннинг йўналишини ўзгартириш билан ато-мларнинг ионланишини уларнинг уйғотилган ҳолатдан фарқ қилиш мумкин бўлади.

Симоб буғлари билан ўтказилган тажрибалар потенциаллар айирмаси-нинг учта қийматида: 4,9, 6,7 ва 10,4 в ларда эластикмас тўқнашишлар амалга ошишини аниқлашга имкон берди. Бу потенциалларни *критик* по-тенциаллар дейилади. Бу потенциаллардан дастлабки иккитаси симоб ато-мларини уйғотади, учинчиси эса уларни ионлайди.



167- расм. Ионланиш потенциалларини аниқлаш усулининг схемаси.

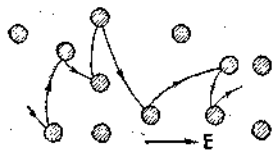
189- §. Паст босимдаги газда электронларнинг ҳаракатчанлиги.

Ионларнинг электродитдаги, шунингдек, унча кичик бўлмаган босимда газлардаги ҳаракатчанлигини текшираётганда биз ионларнинг тезлигига пропорционал бўлган ишқаланиш кучи мавжуд деб ҳисоблаган эдик. Бу ионлар эркин йўлининг кичиклиги туфайли бўлиши мумкин эди. Электронларнинг газ муҳитдаги ҳаракатини батафсилроқ кўриб чиқиш зарур.

Соддалик учун электронларнинг газ атомлари билан фақат эластик тўқнашишларини кўриш билангина чекланамиз. Бу ҳолда 188- параграфдаги (1) формуладан келиб чиқишича, тўқнашиш натижасида электрон тезлигининг сон қиймати деярли ўзгармайди, тезликнинг йўналиши эса исталганча ўзгариши мумкин: электрон бир томонга оғиши, орқага қайтиши ҳам мумкин. Агар майдон кучланганлиги E га тенг бўлса, тўқнашишлар оралигида электрон

$$W = \frac{eE}{m} \quad (1)$$

доимий тезланиш олади ва, демак, парабола кесмаси бўйлаб ҳаракат қилади. Электр майдон мавжудлигида электроннинг газ атомлари орасидаги бутун йўли 168- расмда тасвирланган кўрнишида бўлади.



168- расм. Электроннинг газ атомлари ичидаги йўли.

Электроннинг кетма-кет иккита тўқнашиши орасидаги йўлини батафсилроқ текширайлик. Е кучланганлик векторининг йўналиши 169- расмда стрелка билан кўрсатилган. Айтилик, электроннинг A атом билан тўқнашишидан дарҳол кейинги V тезлиги E билан φ бурчак ҳосил қилсин. Электроннинг иккита тўқнашиш оралигидаги ҳаракати вақтида E майдон кучланганлик таъсирида оладиган қўшимча тезлиги v тезликка нисбатан кичик деб ҳисоблаймиз. Бу ҳолда электроннинг

AB ёй билан тасвирланадиган йўли, унинг электр майдон йўқлигида A ва B атомлар орасида ҳаракатланганда ўтадиган $\lambda = AB$ эркин йўли узунлигидан кўп фарқ қилмайди. AB билан E кучланганлик векторининг йўналиши орасидаги бурчакни φ' билан белгилаймиз.

Иккита тўқнашиш орасидаги τ вақт ичида электр куч қуйидаги ишни бажаради:

$$dA = eE \lambda \cos \varphi'.$$

Кўпчилик тўқнашишлар учун ўртача олганда бу иш қуйидагига тенг бўлади:

$$\overline{dA} = eE \overline{\lambda \cos \varphi'}. \quad (2)$$

Урилишда электрон 188- параграфдаги (1) формулага кўра $\times \frac{mv^2}{2}$ энергия йўқотади.

Электр кучнинг иккита тўқнашиш оралигида бажарадиган $\overline{dA}$ ўртача ишн электроннинг урилишдаги ўртача энергия йўқотишига тенг бўлганда мувозанат амалга ошади.

$$\overline{dA} = \times \frac{mv^2}{2};$$

$\overline{dA}$ ўрнига унинг (2) даги қийматини қўйсак, ҳаракатнинг стационарлик шартини топамиз.

$$eE \overline{\lambda \cos \varphi'} = \times \frac{mv^2}{2}. \quad (3)$$

169- расмдан қуйидаги келиб чиқади:

$$\cos \varphi' = \frac{AC}{AB} = \frac{AD + DC}{AB},$$

лекин $AD = v \tau \cos \varphi$ ва $DC = \frac{1}{2} \omega \tau^2$ бунда $\omega = (1)$ тенглик билан аниқланадиган тезланиш. Демак,

$$\cos \varphi' = \frac{v \tau \cos \varphi + \frac{1}{2} \omega \tau^2}{AB} = \frac{v \tau \cos \varphi + \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau^2}{\lambda},$$

бундан $\overline{\cos \varphi'}$ нинг ўртача қиймати қуйидагича аниқланади:

$$\overline{\cos \varphi'} = \frac{\overline{v \tau \cos \varphi} + \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau^2}{\lambda}.$$

Лекин биз электроннинг тўқнашишдан кейинги ҳаракати ҳар қандай йўналишда бўлиши тенг эҳтимолли деб оламиз: электрон атомдан исталган φ бурчак билан қайтиши мумкин; у ҳолда

$$\overline{\cos \varphi} = 0$$

бўлади ва

$$\overline{\cos \varphi'} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m \lambda} \tau^2.$$

Иккита тўқнашиш орасидаги ўртача τ вақт қуйидагига тенгдир:

$$\tau = \frac{\lambda}{v}, \quad (4)$$

бундан

$$\overline{\cos \varphi'} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \cdot \frac{\lambda}{v^2}.$$

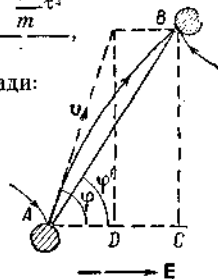
Бу формулада $\overline{v^2}$ — ўртача тезликнинг квадратини билдиради, (3) формулада эса ўртача квадратик тезлик турибди. Бироқ, ҳисоблашларимизнинг тақрибий характерда эканини назарга олиб, биз бу иккита ўртача қийматларни бир-биридан фарқ қилмаймиз. У ҳолда, $\overline{\cos \varphi'}$ нинг қийматини (3) ифодага қўйиб ва ҳосил бўлган тенгламани $\overline{v}$ га нисбатан ечиб ушбуни топамиз:

$$\overline{v} = \sqrt{\frac{e \lambda}{m \sqrt{\kappa}}} \sqrt{E}. \quad (5)$$

Шундай қилиб, электроннинг газ атомлари орасидаги тартибсиз ҳаракатининг ўртача тезлиги $\sqrt{E}$ га пропорционал бўлади.

Энди электроннинг майдон йўналишида кўчиш тезлиги u ни топамиз. 169- расмдан

$$u = \frac{AC}{\tau} = v \cos \varphi + \frac{1}{2} \omega \tau.$$



169- расм. Электроннинг иккита тўқнашиш оралигидаги йўлини аниқлашга доир.

Бу тезликининг ўртача қиймати қуйидагига тенгдир:

$$\bar{u} = \bar{v} \cdot \overline{\cos \varphi} = \frac{1}{2} \bar{v}.$$

Аввалгича $\overline{\cos \varphi} = 0$ эканлигини назарда тутиб, ҳамда $\bar{v}$ ва $\bar{\tau}$ ўрнига уларнинг (1) ва (4) даги қийматларини қўйиб қуйидагини топамиз:

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e \bar{\lambda}}{m \bar{v}} \cdot E.$$

Ниҳоят, бу ерда $\bar{v}$ нинг ўрнига унинг (5) даги ифодасини қўйиб ушбуни ҳосил қиламиз:

$$\bar{u} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e \bar{\lambda} \sqrt{\pi}}{m}} \cdot \sqrt{E}. \quad (6)$$

Бундан электроннинг майдон йўналишида $\bar{u}$ кўчиш тезлиги $\sqrt{E}$ га пропорционал эканлиги келиб чиқади. Электроннинг ҳаракатчанлигини $u^0 = \frac{\bar{u}}{E}$ га тенг катталиқ сифатида топамиз:

$$u^0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e \bar{\lambda} \sqrt{\pi}}{m}} \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}; \quad (7)$$

шундай қилиб, электроннинг газдаги ҳаракатчанлиги майдон кучланганлигига боғлиқ бўлиб, $\sqrt{E}$ га тесқари пропорционал экан. Шунга мувофиқ газларнинг электрон ўтказувчанлиги учун Ом қонуни ўринли бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам, Ом қонуни қатор бошқа сабаблар туфайли ҳам бажарилмайди.

Биз фақат эластик тўқнашишларининг кўрдик, шу сабабли ҳосил қилинган формулалар катта бўлмаган E кучланганликлар учунгина қўлланилиши мумкин. Инерт газлар (Ne, Ar ва Ҳоказо) учун $E = 1$ в/см да $\bar{v}$ ва $\bar{u}$ ларнинг (5) ва (6) формулаларга кўра ҳисобланган қийматлари бу катталиқларнинг бошқа усуллар ёрдамида ҳисобланган қийматларига яхши мувофиқ келади. Босим $p = 1$ мм Hg ва $E = 1$ в/см бўлганда

$$\bar{v} = 1,25 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{сек}}, \quad \bar{u} = 4,63 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$$

Электроннинг $E = 1$ в/см кучланганликли электр майдон таъсирида атомлар орасида тартибсиз ҳаракат қилганда оладиган v тезлиги унинг одатдаги температураларда газларда электр майдон йўқангида қиладиган ҳаракатининг иссиқлик тезлигига нисбатан каттадир.

Электр майдон бўлмаганда электронлар иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергияси молекулалар иссиқлик ҳаракатининг энергияси каби бўлади:

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

бунда k — Больцман доимийси ва T — абсолют температура. Бундан

$$\sqrt{v^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

$T = 300^\circ \text{ K}$ да қуйидагига тенг бўлади:

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 300}{9 \cdot 10^{-27}}} \text{ см/сек} \approx 3,74 \cdot 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}},$$

яъни $\bar{v}$ нинг келтирилган қийматидан тахминан 30 марта кичикдир.

Электроннинг майдон бўйлаб кўчишининг u ўртача тезлиги унинг $\bar{v}$ тўла ўртача тезлигидан анча кичикдир. Шу туфайли электрон ўтадиган йўлнинг умумий l узунлиги ҳам электроннинг майдон йўналишида кўчиши l_E га нисбатан каттадир; равшанки,

$$\frac{l}{l_E} = \frac{\bar{v}}{u}.$$

(5) ва (6) формулалардан фойдаланиб, бу ифодани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{l}{l_E} = \frac{2}{\sqrt{\pi}};$$

неон учун $\frac{l}{l_E} = 271$, аргон учун эса $\frac{l}{l_E} = 381$; демак, электроннинг ўтадиган умумий йўли унинг майдон бўйлаб кўчишидан юзларча марта катта экан.

190- §. Газларнинг мустақил ўтказувчанлиги. Электронларнинг тўқнашишда ионлай оладиган етарлича катта тезликларида (188- §) газда ток кучи жуда ортиб кетади, чунки бунда кўчиб ток ҳосил қилувчи зарядланган заррачалар сони ортади. Бу процесс билан батафсилроқ танишайлик.

Соддалик учун шундай деб олайлик: ток K ва A иккита ясси параллел электродлар орасида вужудга келади, шу билан бирга K катод электронлар манбаи (170- расм). Айтайлик, катоддан вақт бирлигида n_0 электрон учиб чиқаётган бўлсин. Электродларга параллел қилиб, катоддан x узоқликда dx қалинликда қатлам ажратиб оламиз. Бу қатламга етиб келувчи электронлар сонини n билан белгилаймиз.

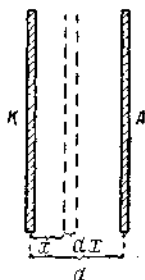
У ҳолда электронларнинг зарбидан ионланиш натижасида қатлам ичида

$$dn = \alpha n dx$$

янги электронлар ҳосил бўлади, бунда α — ионланиш коэффициенти.

Бу тенгликни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx,$$



170- расм.
Мустақил ўтказувчанлик учун ясси электродлар орасидаги ток кучини ҳисоблашга доир.

бу ифоданинг чап ва ўнг қисмларини интеграллаймиз:

$$\ln n = \alpha x + C \quad (1)$$

С доимийни $x = 0$ да, яъни катод сиртида $n = n_0$ бўлиш шартидан толамиз:

$$\ln n_0 = C.$$

С нинг бу қийматидан фойдаланган ҳолда (1) дан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\ln \frac{n}{n_0} = \alpha x \quad (2)$$

ёки

$$n = n_0 e^{\alpha x}.$$

Бу формулани чиқаришда биз рекомбинацияни назарга олмадик. Агар электродлар орасидаги масофа d га тенг бўлса, у ҳолда анодга n_d донга электрон етиб келади:

$$n_d = n_0 e^{\alpha d}. \quad (2a)$$

Газ ҳажмида ионланиш бўлмаганда анодга энг қулай ҳолда n_0 донга электрон етиб келган бўларди ва, демак, I_T тўйиниш токи кучи қуйидагига тенг бўларди,

$$I_T = n_0 q, \quad (3)$$

бунда q — электрон заряди.

Ионланиш бўлганида анодга n_d электрон етиб келади ва (2a) ифодага кура ток кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$I = n_d q = n_0 e^{\alpha d} q. \quad (4)$$

(4) тенгликни (3) билан таққосласак,

$$I = I_T e^{\alpha d}. \quad (4a)$$

Демак, ток $e^{\alpha d}$ марта ортади.

Масалан, $d = 5$ см бўлса ва катод чиқарган электрон 1 см йўлда ўртача иккита янги электрон ҳосил қилади десак, у ҳолда $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$ ва

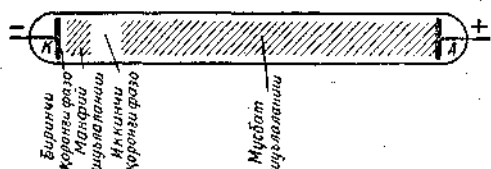
$$I = I_T e^{2 \cdot 5} \sim 2,2 \cdot 10^4 I_T,$$

яъни ток кучи ўн мингларча марта ортди. Бу ҳисоблашнинг кўрсатишича, электрон зарби билан ионлашда ўтказувчанлик асосан разряд соҳасига ташқаридан келаётган электронлар ҳисобига эмас, балки бу соҳанинг ўзида ҳосил бўлаётган электронлар ҳисобига юзага келади. Токни тиклаб туриш учун разрядга ташқаридан нисбатан оз миқдор электронлар ёки

бошқа зарядланган заррачаларнинг келиб туриши кифоядир. Бу бирламчи электронларнинг манбаи манфий электрод (катод) бўлади; разряд соҳасидан келувчи мусбат ионларнинг электродга урилиши таъсирида, ё бутун электроднинг кучли қизиши натижасида, ёки нурлар таъсирида (фотоэффект) ундан электронлар уриб чиқарилади. Бу барча ҳолларда электрод разряднинг ўзида бўладиган процесслар таъсирида электрон чиқаради, ва демак, разряд мустақил равишда тикланиб туради, худди шу ҳодиса газнинг мустақил ўтказувчанлигидир.

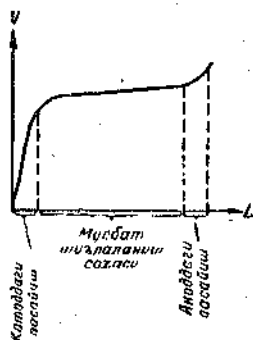
Газлар мустақил ўтказувчанлигининг бир неча типик ҳолларини кўрайлик

1. Биқсима разряд. Бу хил разряд газларда паст (1 мм Hg тартибдаги) босимларда кузатилади; учларида электродлар жойлашган узун шиша найининг (171- расм) электродларига бир неча юз вольт потенциаллар айирмаси берилса, бундай разрядни кузатиш осон.



171- расм. Биқсима разряд.

Най орқали ўтувчи ток таъсирида газ нурланиб, бунда нурланишнинг қуйидаги характерли соҳалари кузатилади, а) катоднинг яқинида — биринчи қоронғу фазо деб аталувчи кучсиз нурланувчи соҳа; б) манфий нурланиш деб аталувчи нурланиш соҳаси; в) иккинчи қоронғу фазо (*Фарадей* соҳаси) деб аталувчи иккинчи кучсиз нурланиш соҳаси; г) интенсив мусбат нурланиш соҳаси. Мусбат нурланиш соҳаси найнинг анча қисмини эгаллаши мумкин.



172- расм. Потенциалнинг разряд найи бўйлаб тушиши.

Бундай разрядда потенциалнинг най бўйлаб тушиши нотекис бўлади. Потенциал тушишининг энг катта қиймати биринчи қоронғу соҳага тўғри келади — бу потенциалнинг катод олди тушишидир (172- расм); кейин деярли бутун най бўйлаб потенциал тушиши жуда оз (1 — 2 в/см) тартибда бўлади, фақат анод яқинидагина янги сакраш — потенциалнинг анод олди тушиши кузатилади.

Потенциалнинг катод олди тушишининг катталиги асосан катод материали ва газнинг табиатига боғлиқдир.

Кичик ток кучларида манфий нурланиш катод сиртининг фақат бир қисмини қоплайди. Бу ҳолда потенциалнинг катод олди тушиши катталиги ток кучига ҳам, газ босимига ҳам (босим ўзгаришининг бирор интервалида) боғлиқ бўлмайди; потенциалнинг катод олди тушишининг бу қиймати *нормал тушиш* дейилади.

Турли материаллардан қилинган катод ва турли газлар учун потенциалнинг катод олди тушишининг қийматлари XIII жадвалда келтирилган.

Ток кучи (ташқи қаршилиқни камайтириш билан) оширилганда катоднинг нурланиш билан қопланган сирти ҳам пропорционал равишда катталашади, натижада катод сиртида ток зичлиги ўзгармай қолади. Бутун катод нурланиш билан қоплангандан сўнг, токнинг бундан кейинги ортиши потенциалнинг катод олди тушишининг ортишига, ва демак, электродлар

XIII жадвал

Потенциалнинг катод олди нормал тушиши
(вольтларда)

Катод материали	Газ					
	N ₂	H ₂	He	Ne	Ar	Hg
Na	178	185	80	75	—	—
Ca	208	214	177	220	131	447
Al	179	171	141	120	100	245
Fe	215	198	153	150	131	389
Ni	197	211	158	140	131	275

орасидаги потенциаллар айирмасига боғлиқ бўлади. Шундай қилиб, биқсима разрядга Ом қонунини татбиқ қилиш мутлақо мумкин эмас.

Катодни қизитиб юборадиган катта тоқларда най ичидан ўтувчи ток кучи ортиши билан электродлардаги потенциаллар айирмаси камайиши мумкин, бу ҳодиса тушувчи характеристика деб аталади.

Разряд бошланиши (найнинг ёқилиши) учун катод олди тушишидан кўра бир қадар каттароқ потенциаллар айирмаси керак бўлади.

Найда бўладиган процессларни схематик равишда қуйидагича тасвирлаш мумкин. Электродларга етарли потенциаллар айирмаси берилганда найда ионлар ва эркин электронларни тезлаштирувчи майдон вужудга келади, бундай ионлар ва эркин электронлар гарчи жуда оз миқдорда бўлса-да, газда ҳамма вақт мавжуд. Электронлар ўз йўлида газ атомларини

ионлайди ва янги ионлар ҳосил қилади, бу эса назарияга кўра, токнинг кескин ортишига сабаб бўлади. Бундан кейин потенциалнинг катод олди тушиши муҳим роль ўйнай бошлайди. Бу тушиш электронларнинг эркин йўли узунлиги тартибдаги соҳада рўй беради. Электронлар бу ерда эластикмас характердаги урилишлар учун етарли бўлган тезлик оладилар. Шу соҳанинг ўзида мусбат ионлар катод йўналишида тезлашади ва катодга урилиб, унинг сиртидан янги электронларни уриб чиқаради, бу электронлар газнинг ўтказувчанлигини янада оширади.

Мусбат нурланиш соҳасида электронлар ва мусбат ионларнинг концентрацияси бир хил бўлади. Лекин электронларнинг ҳаракатчанлиги катта бўлганидан газнинг ўтказувчанлигига деярли нуқул электронлар сабабчи бўлади. Мусбат нурланиш соҳасида ионланиш даражаси жуда юқори бўлиши мумкин; дарҳақиқат, масалан, $0,05 \text{ мм Нг}$ босимли симоб буғларидаги разрядда ҳажм бирлигидаги электронлар сони 10^{13} см^{-3} га етиши мумкин. Бундай шароитда ҳажм бирлигидаги атомлар сони тақрибан $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ га яқин бўлади, демак, бу ҳолда барча симоб атомларининг $\frac{1}{200}$ га яқин қисми ионлашган бўлади.

Юқори даражада ионлашган ҳолатдаги газ ҳажм бирлигидаги электронлар ва мусбат ионлар сони тенг бўлганда *плазма* деб аталувчи квазинейтрал муҳитдан иборат бўлади. Плазмада электронлар жуда секин тарзда анод томонга қўнган ҳолда асосан тартибсиз ҳаракат қиладилар (189- параграфдаги ҳисоблашлар билан таққосланг).

Зонд усули деб аталувчи махсус усул ёрдамида амалга оширилган ўлчашлар электронларнинг бундай тартибсиз ҳаракатининг тезликлари Максвелл тақсимотига бўйсунушини кўрсатди. Бунда ўртача кинетик энергиянинг қиймати нисбатан жуда катта бўлади ва газнинг табиати ҳамда разряд шароитига қараб тақрибан 2 эв дан 10 эв гача боради.

Қуйидаги

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

тенгликдан фойдаланиб, электронларнинг берилган ўртача ҳаракат энергиясига тегишли T температурани аниқлашимиз мумкин. $\frac{m\bar{v}^2}{2} = 1 \text{ эв}$ учун T қуйидагига тенг бўлади.

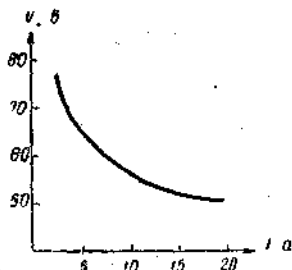
$$T = \frac{2}{3k} \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16}} \text{ } ^\circ\text{K} = 7335^\circ\text{K}.$$

Демак, электронларнинг ўртача энергияси 2—10 эв бўлганда температура 15000 дан 70000°K гача бўлади. Разряд юз бераётган газнинг ўзининг температураси эса бу ҳолда анча паст бўлади ва бир неча юз градусдан ортмайди. Шундай қилиб, плазма гўё, икки газнинг — атом ва электрон газининг аралашмасидан ташкил топган бўлиб, бу газларнинг ҳар бири алоҳида

олганда мувозанат ҳолатда бўлади ва ўзининг хусусий температураси билан характерланади: газлар ўзаро бир-бирларига киришсалар ҳам, ҳар иккала газ орасида энергия алмашиниш шу қадар суст бўладики, уларнинг температуралари тенглашмайди ва кескин фарқлигича қолади.

2. Электр ёйи. Атмосфера босимига яқин ёки ундан катта босимларда газ орқали содир бўладиган мустақил ўтказувчанлик ҳодисаси алоҳида аҳамиятга эгадир. Бу хил разрядни биринчи марта 1803 йили Петербургдаги медицина хирургияси академиясининг профессори В. В. Петров кузатган бўлиб, уни *электр ёйи* ёки *Петров ёйи* дейилади. Шунингдек бир неча йил кейин Деви ҳам ўрганди ва электр ҳодисаларини биринчи текширган вольтнинг шарафига вольт ёйи деб атади.

Электр ёйи иккита электродни, кўпинча, кўмир электродларни бир-бирига тегизиб, сўнгра узоқлаштирганда ҳосил бўлади. Кўмир электродлар орасида потенциаллар айирмаси 30—40 в бўлганда ёнади; ток кучи бир неча ўн амперларга етади. Ҳар иккала электрод (3000°C гача, юқори босимларда эса ҳатто 6000°C гача) кучли чўғланади; атмосфера босимда мусбат электрод кучлироқ қизиб, унда *кратер* дейилувчи чуқурча ҳосил бўлади. Бироқ, ёйнинг ёниб туриши учун катоддаги чўғланган доғнинг бўлишиги



173-расс. Ёй разряднинг тушувчи вольтампер характеристикаси.

на зарурдир, бу доғ электронлар манбаи вазифасини бажаради. Анод совуқ ҳолда қолиши ҳам мумкин. Чўғланган катоднинг разрядни тиклаб турувчи электронлар манбаи сифатидаги ролини 1905 йили В. Ф. Миткевич биринчи марта аниқлаб берди.

Ёй разряд *тушувчи вольтампер характеристикага* эгадир: ток кучининг (ташқи қаршилиқнинг камайиши ҳисобига) ортиши билан электродлар орасидаги потенциаллар айирмаси камайди (173-расс).

Электр ёйи биринчи марта П. Н. Яблочков томонидан кўчаларни ёритишда фойдаланилган; ҳозирги вақтда электр ёйи асосан прожекторлар ва проекцион аппаратлар (кино) да ёруғлик манбаи сифатида ишлатилади. Металл электродлар орасидаги ёйдан металлнинг бирор жойини қиздириш учун фойдаланилади (электр пайванд—биринчи марта инженер Н. Г. Славянов ва Н. Н. Бенардос томонидан амалда татбиқ этилган). Ҳозирги вақтда ёритиш мақсадларида ва лаборатория практикасида паст босимли газлар ёки буғларда ёнувчи электр ёйдан ҳам фойдаланилади. Уларда ҳам бирламчи электронлар манбаи

қизиган катодлар бўлади, бу катодлар ё разряднинг ўзида бўлаётган процесслар ҳисобига, ёки ташқи ток манбаи ҳисобига қизийди („иссиқ катодлар“).

3. Учқун. Учқун разряд совуқ электродлар орасидаги потенциаллар айирмаси катта бўлганда кузатилади. Разряд мураккаб тебранма характерда бўлади. Ток кучи ошиб, электродлар қизиб кетганда учқун разряд ёйга айланади.

Учқун разряднинг бошланишини газнинг тешилиши, газда ионлар сонининг қуюн — (лавина) симон ўсиши натижасида газнинг ўтказувчан бўлиб қолиши деб қараш мумкин. Тешилиш рўй берадиган потенциаллар айирмаси электродларнинг материалига, газнинг табиати ва босимиغا, шунингдек, электродларнинг ўлчамлари ва шаклига, улар орасидаги масофага боғлиқдир. Ўткир учли электродлар учун тешилиш потенциаллар айирмаси кичик бўлади.

Катта ясси электродлар бўлганда электродларнинг муайян материал ва муайян газ учун тешилиш потенциали фақат pd кўпайтмага боғлиқ бўлади, бунда p — газнинг босими, d — электродлар орасидаги масофа.

Масалан, атмосфера босимида ва электродлар орасидаги масофа 5 см бўлганда тешилиш потенциали босим 0,5 атм ва электродлар орасидаги масофа 10 см бўлгандагидек бўлади.

Муайян потенциаллар айирмасида тешилиш рўй бергандаги электродлар орасидаги масофа *учқун оралиғи* дейилади.

XIV жадвалда бир қатор хусусий ҳоллар учун учқун оралиқлари келтирилган.

4. Тож разряд. Мустақил разряднинг алоҳида тури тож разряд деб аталади. Тож разряд нисбатан катта босимларда (атмосфера босимларида) электродлардан бири ёки иккаласи сиртининг эгрилик радиуси кичик бўлиши ҳисобига разряд оралиғида майдон жуда нотекис бўлганда юзага келади. Газнинг ионлашиши ва нурланиши электродлар яқинидаги тор қатламдагина бўлади; газнинг қолган қисмида ўтказувчанлик ҳар иккала ишорали ионларнинг ҳаракати туфайли бўлади. Юқори кучланишли тоқларни симлар орқали узатишда тож разряд жиддий тўсқинлик қилади.

XIV жадвал

Атмосфера босимидаги ҳаво учун учқун оралиқлари (миллиметрларда)

Потенциаллар айирмаси (вольтларда)	Турли шаклдаги электродлар орасидаги масофа		
	Ўткир учлар	5 см диаметри шарлар	Ясси текисликлар
20 000 . . .	15,5	5,8	6,1
40 000 . . .	45,5	13	13,7
10 0000 . . .	220	45	36,7
20 0000 . . .	410	262	75,3
30 0000 . . .	600	530	114

ОЛТИНЧИ ҚИСМ

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ХОДИСАЛАР

XVIII БОБ

ТОКЛАРНИНГ МАГНИТ МАЙДОНИ

191- §. Магнит майдон ва унинг характеристикаси. Электр зарядлар атрофидаги фазода маълум физик хоссаларга эга бўлган электростатик майдон пайдо бўлгани каби элементар



174- расм.
Параллел
жойлашган
иккита ўт-
казгичдан
бир томонга
йўналган
электр токи
ўтганда бу
ўтказгич-
ларнинг ўз-
аро тортиши-
ши.

токларнинг атрофидаги фазода ҳам алоҳида табиатли майдон пайдо бўлади, бу майдон *магнит майдон* деб аталади. Электростатик майдон ўзига киритилган зарядли жисмларга таъсир қилувчи кучлар орқали намоён бўлади. Магнит майдон эса шу майдонга киритилган токли ўтказгичларга таъсир қилувчи кучлар орқали намоён бўлади. Масалан, бир хил йўналишдаги токлар оқаётган параллел иккита ўтказгич ўзаро тортишади (174- расм). Бу фактни биз қуйидагича изоҳлаймиз: токларнинг ҳар бири ўз атрофидаги фазода магнит майдон ҳосил қилади ва бу майдон иккинчи токка таъсир кўрсатади. Магнит майдоннинг токка таъсири шу ток оқаётган ўтказгичнинг шаклига, ўтказгичнинг майдондаги вазиятига ва ундаги токнинг йўналишига қараб турлича бўлади. Шу сабабли, магнит майдонни характерлаш учун унинг муайян бир токка кўрсатадиган таъсирини ўрганиш лозим. Бунда биз ҳозирча токли ўтказгичлар бўшлиқда жойлашган деб ҳисоблаймиз.

Электростатикада биз электростатик майдоннинг хоссаларини нуқтавий заряд, яъни ўлчовлари шу майдонни ҳосил қилаётган зарядларгача бўлган масофаларга нисбатан кичик бўлган жисмларда тўпланган заряд ёрдамида ўргандик (124- параграфга қаранг). Магнит майдоннинг хоссаларини эса шу майдоннинг *токли берк ясси контурга* кўрсатадиган таъсирига қараб ўрганамиз. Бундай контурни рамка деб атаймиз. Бу контурнинг

ўлчовлари магнит майдонни вужудга келтираётган тоқлар оқаётган ўтказгичларгача бўлган масофага нисбатан кичик бўлиши керак. Амалда рамкадан ўзгармас тоқ ўтиб туриши учун унн қандайдир симлар билан тоқ манбаига улаш керак бўлади. Магнит майдон бу симларга ҳам таъсир кўрсатади; бу таъсирдан қутулиш учун симларни бир-бирига яқин қилиб жойлаштириш керак, бунда магнит майдоннинг симларга кўрсатадиган умумий таъсири нолга тенг бўлади (бунга магнит кучлари йўналишининг тоқ йўналишига боғлиқлиги сабаб бўлади; бу ҳақда пастроқда гапирилган). Магнит майдон ҳоссаларини текшириш учун бурилиш деформациясини сеза оладиган, ингичка илга осиб қўйилган худди шундай рамкадан фойдаланамиз (175- расм).



175- расм,
Тоқли рам-
ка.

Тажриба шундай кичик рамка тоқ оқаётган симлар ёнига жойлаштирилса, маълум тарзда бурилишини кўрсатади. *Магнит майдон рамкага ориентирловчи таъсир кўрсатади.*

Масалап, узун тўғри сим орқали I тоқ оқаётган бўлсин (176- расм). Бундай сим яқинига келтирилган C рамка бурилиб, сим орқали ўтувчи $AA'BB'$ текислик бўйлаб жойлашиб олади.



176- расм. Эркин айлана оладиган рамка сим орқали ўтган $AA'BB'$ текисликда жойлашади.

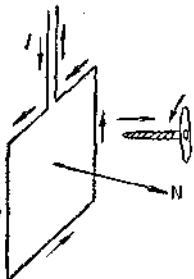
Бунда рамканинг ориентирланиши ундаги токнинг йўналишига ҳам боғлиқ бўлади: рамкадаги токнинг йўналиши ўзгарганда рамка 180° га бурилади¹.

Майдоннинг рамкани ориентирлаш таъсирдан биринчи галда магнит майдон йўналишини характерлаш учун фойдаланиш мумкин. Бунинг учун рамка текислигига нормаль ўтказамиз. *Нормалнинг учидан қараганимизда рамкадаги тоқ соат стрелкаси ҳаракатига тескари йўналган ҳолда кўринса, бу йўналишни нормалнинг мусбат йўналиши деб қабул қиламиз.*

Бошқача айтганда, нормалнинг мусбат йўналиши деб дастаси рамкада оқаётган тоқ йўналиши бўйлаб айланаётган парманинг илгариланма ҳаракати йўналишини қабул қиламиз (177- расм).

¹ Пастроқда биз магнит майдонда рамкага жуфт куч таъсир қилишини ва рамка муайян тарзда ориентирланган вақтда бу куч нолга тенгданишини кўрамиз. Шунинг учун, умуман айтганда, магнит майдонда рамка ўз мувоzanат вазияти яқинида тебраниб туради. Бироқ ишқаланиш кучлари бўлган ҳолларда бу тебранишлар тезда сўнади.

Магнит майдон таъсирида тоқли рамка ҳар бир берилган ҳолда муайян тарзда ориентирланади¹, бинобарин, унга ўтказилган нормаль томонга қараб йўналади. Равшанки, рамканинг магнит майдонда муайян тарзда ориентирланиш ҳодисаси магнит майдоннинг ўзи ҳам йўналишга эга эканлигини билдиради. *Магнит майдоннинг рамка турган жойдаги йўналиши учун рамкага ўтказилган мусбат нормаль жойлашадиган йўналишни қабул қиламиз.* Шундай қилиб, рамканинг ориентирланишига қараб айни вақтда магнит майдоннинг исталган жойдаги йўналишини аниқлашимиз мумкин.



177- расм. Тоқли рамкага ўтказилган нормалнинг мусбат йўналиши.

Келгусида худди шу рамкадан магнит майдонни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун ҳам фойдаланишимиз мумкин.

Майдон таъсирида рамканинг ориентирланиши *магнит майдонда рамкага жуфт куч таъсир қилишини* кўрсатади. Рамка осиб қўйилган ипнинг қанчалик бурилганига қараб, бу жуфт куч катталигини ўлчаш мумкин. Тажриба бу жуфт куч моменти (M) нинг катталиги магнит майдонни вужудга келтираётган тоқлар кучига ва уларнинг вазиятига, шунингдек, рамканинг ўзининг хоссаларига: ўлчовлари, ориентирланиши ва ундан оқаётган тоқ кучига боғлиқ эканлигини кўрсатади.

Аввало рамканинг хоссалари устида тўхтайлик. Бунинг учун магнит майдонни ҳосил қилаётган тоқларнинг вазиятини ва кучини ўзгаришсиз сақлаймиз. Маълум катталиқдаги тоқ оқаётган бирор рамкани олайлик. Рамкага ўтказилган нормаль майдон бўйлаб йўналганда рамкага таъсир қилаётган жуфт куч моменти нолга тенг бўлади. *Рамкага ўтказилган нормаль майдонга перпендикуляр йўналганда жуфт куч моменти максимал қийматига эришади.* Шунинг учун, рамкадан магнит майдонни миқдорий жиҳатдан характерлаш учун фойдаланмоқчи бўлганимизда ҳамма вақт рамкани унга ўтказилган нормаль майдон йўналишига перпендикуляр вазиятда бўлади-ган қилиб жойлаштиришни шартлашиб оламиз. Сўнгра M жуфт куч моменти нинг рамкадаги I тоқ кучига пропорционал эканлигига тажрибада ишонч ҳосил қилиш осон. Ниҳоят, тажриба шунини кўрсатадики, турли ясси рамкалар учун M момент, рамканинг шакли қандай бўлишидан қатъи назар (рамка тўрт-

¹ Рамка бундан ташқари унга ўтказилган нормаль тесқари томонга йўналган вазиятда ҳам ориентирланиши мумкин; бироқ рамканинг бу иккинчи ориентирланишига мос вазияти турғун эмас.

бурчак, доиравий, эллипс ва ҳоказо шаклда бўлиши мумкин), рамканинг S юзига пропорционал бўлар экан:

$$M \sim IS. \quad (1)$$

Рамкадан оқаётган I ток кучи билан рамка юзининг кўпайтмасига пропорционал катталиқ p_m рамканинг магнит моменти деб юритилади:

$$p_m \sim IS. \quad (2)$$

Магнит майдоннинг берилган нуқтасида магнит моментлари p_m бир хил бўлган рамкаларга бир хил M жуфт куч моменти таъсир қилади. Маълум магнит моментига эга бўлган рамкани магнит майдоннинг турли нуқталарига жойлаштириб кўрсак, у ҳолда умуман айтганда, бу рамкага турлича куч моментлари M таъсир қилаётганлигини пайқаймиз. Масалан, майдонни ҳосил қилувчи ток оқаётган симга рамкани қанча яқин жойлаштирсак, унга таъсир қилувчи куч моменти шунча каттароқ бўлади. Магнит майдонни миқдор жиҳатдан характерлашда шу фактдан фойдаланиш, яъни маълум p_m магнит моментига эга бўлган рамкага таъсир этувчи куч моменти шу рамка турган жойдаги H майдон кучланганлигига пропорционал бўлади деб ҳисоблаш мумкин:

$$M \sim H$$

Бу ҳулосани (1) муносабат билан бирлаштирсак қуйидаги келиб чиқади: магнит майдонда токли рамкага таъсир қилувчи жуфт куч моменти рамканинг p_m магнит моментига ва рамка турган жойдаги магнит майдон кучланганлиги (H) га пропорционал бўлади:

$$M \sim p_m H. \quad (3)$$

Магнит майдоннинг H кучланганлигини рамка ёрдамида ўлчганимизда ана шу муносабатдан фойдаланамиз. (3) ва (2) муносабатлардан қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$H \sim \frac{M}{p_m} \sim \frac{M}{IS}. \quad (4)$$

Бу ифодада пропорционаллик белгисининг ўрнига тенглик белгисини ёзиш учун k пропорционаллик коэффиценти киришиш керак; у ҳолда

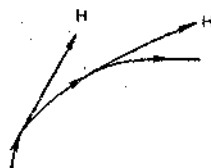
$$H = k \frac{M}{IS} \quad (4a)$$

бўлади. Пропорционаллик коэффиценти (k) нинг қиймати H , M , I ва S ларнинг қандай ўлчов бирликларда ўлчанишига боғлиқ бўлади. Агар аниқ бир p_m магнит моментига эга бўл-

ган рамкага таъсир этувчи кучлар моменти M маълум бўлса, k нинг аниқ қийматини танлаб олиб, (4а) тенгламадан магнит майдон кучланганлиги H ни топиш мумкин. Магнит майдон кучланганлиги H нинг қандай ўлчов бирликларида ўлчаниши ҳақида 195- параграфда гапираммиз.

Магнит майдон кучланганлиги ҳам йўналиши, ҳам сон қиймати билан характерланади, демак, магнит майдон кучланганлиги H вектор катталикидир. У ҳолда юқорида айтилганларни якунлаб шундай дейиш мумкин: магнит майдоннинг ихтиёрий нуқтасидаги H кучланганлик вектори магнит майдонда турғун мувозанат вазиятида турган токли рамкага ўтказилган мусбат нормаль бўйлаб йўналади. Агар рамкага ўтказилган нормаль H векторнинг йўналишига перпендикуляр жойлашган бўлса, (4а) формулага кўра кучланганлик катталиги рамкага таъсир этаётган жуфт кучнинг моменти билан аниқланади.

Энди рамканинг ўлчовлари ҳақидаги масалани ҳам аниқлаб олайлик. Маълумки, майдон бир жинсли бўлмаган ҳолда рамкага таъсир қидаётган кучлар моменти рамка чегараларидаги майдон кучланганлигининг ўртача қийматини характерлайди. Майдоннинг берилган нуқтасидаги кучланганликни ўлчаш (характерлаш) учун рамканинг ўлчовлари шу даражада кичик бўлиши керакки, рамка соҳасида майдонни бир жинсли дейиш мумкин бўлсин.



178- расм. Магнит кучланганлик чизиқлари.

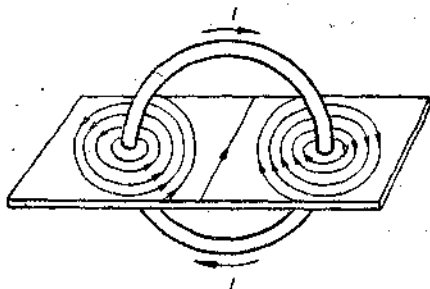
192- §. Магнит майдон кучланганлигини график усулда ифодалаш. Электростатикада электростатик майдонни график усулда кучланганлик чизиқлари ёрдамида характерлаган эдик. Худди шу каби магнит майдонни характерлаш учун ҳам магнит кучланганлик чизиқларини киритамиз. Магнит кучланганлик чизиғи деб ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма шу нуқтадаги кучланганлик векторининг йўналиши билан устма-уст тушадиган чизиқни қабул қиламиз (178- расм). Кучланганлик чизиқларининг йўналиши ҳар бир берилган қисмда H кучланганлик векторининг йўналиши билан устма-уст тушади деб шартлашамиз.

Токли рамкадан фойдаланиб, аввалги параграфда баён этилган усул ёрдамида турли хусусий ҳолларда магнит кучланганлик чизиқларининг манзарасини аниқлашимиз мумкин.

Тўғри ва узун ток ҳосил қилган майдонда, юқорида кўрганимиздек, рамка токнинг йўналиши орқали ўтказилган текисликда жойлашади. Демак, рамкага ўтказилган нормаль токли сим билан рамка турган жойни бирлаштирувчи радиус-векторга перпендикуляр вазиятда ориентирланади. Бундан

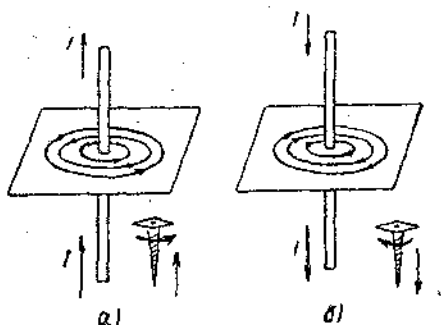
узун ток бўлганда кучланганлик чизиқлари токка перпендикуляр текисликларда ётувчи айланалар кўринишида бўлиб, бу айланаларнинг маркази ток ўтаётган ерда жойлашган бўлади, деган ҳулоса чиқади. Тўғри ток ҳосил қилган магнит майдон кучланганлик чизиқларининг йўналиши 179- а ва б расмларда кўрсатилган; бу йўналиш *парма қондасига* мувофиқ аниқланади: *агар парманинг илгариланма ҳаракатини ток билан бир хил йўналтирсак, у ҳолда парма дастасининг айланиш йўналиши магнит кучланганлик чизиқларининг йўналишини кўрсатади.*

Рамка ёрдамида ихтиёрий шаклдаги тоқларнинг магнит майдонини ўрганиш мумкин. Масалан, айланима токни олайлик; буида ток контури текислигига перпендикуляр равишда ўтказилган текисликдаги магнит кучланганлик чизиқлари 180- расмда кўрсатилган эгри чизиқлардан иборат бўлади. Бу чизиқлар ҳам берк эгри чизиқлар ёки давом эттирганда беркилишга мойил бўлган эгри чизиқлардир.



180- расм. Айланима ток магнит майдони кучланганлик чизиқларининг йўналиши.

Ўқига параллел тўғри чизиқлар системасидан иборат бўлади; соленоиднинг учларига яқинлашган сари тўғри чизиқлар соленоид учларидан чиқиб тарқалувчи эгри чизиқларга айлана боради. Бу эгри чизиқлар фазонинг ташқи қисмида туташади ёки уларни давом эттирганда туташишга мойил бўлади. Со-

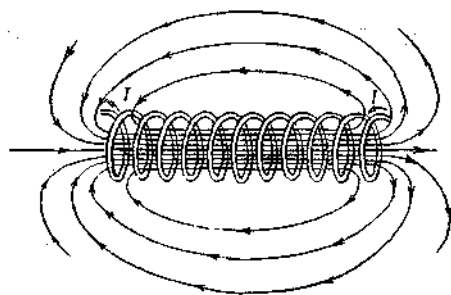


179- расм. Тўғри ток магнит майдони кучланганлик чизиқларининг йўналиши.

Тўғри чизиқли умумий ўққа эга бўлган бир хилдаги айланма тоқлар системаси *соленоид* деб аталади.

Одатда соленоид цилиндрик сиртга ўралган ток оқиб турган ўтказгичдан иборат бўлади. Соленоиднинг магнит майдонини текширсак, 181- расмда кўрсатилган манзара ҳосил бўлади. Соленоид ички бўшлиғининг ўрта қисмида магнит куч чизиқлари соленоиднинг

леноиднинг магнит кучланганлик чизиқлари унинг ташқи қисмида диполнинг электр кучланганлик чизиқларига ўхшаб кетади (17- б расмга қаранг). Бироқ соленоид ичидаги магнит кучланганлик чизиқларининг йўналиши узлуксиз равишда соленоиднинг ташқарисидаги кучланганлик чизиқларининг йўналиши билан туташиб кетади, ҳолбуки, диполнинг электр кучланганлик чизиқлари диполь зарядларининг ёнида ўз йўналишини ўзгартиради. Фазонинг соленоидга нисбатан ташқи қисмида фақат соленоиднинг учларига яқин жойлардагина магнит майдон анча кучли бўлади, соленоиднинг учларидан узоқлашган сари майдон тез заифлашади; соленоиднинг ташқи ўрта қисмида, магнит майдон жуда заиф бўлади. Соленоид қанча узун бўлса, майдоннинг юқорида айтилган хусусиятлари шунча кескинроқ кўзга ташланади. Соленоиднинг ички қисмида майдонни бир жинсли дейиш мумкин; соленоиднинг фақат учларидагина майдоннинг бир жинслилиги сезиларли даражада бузилади.

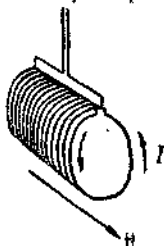


181- расм. Соленоид магнит майдони кучланганлик чизиқларининг йўналиши.

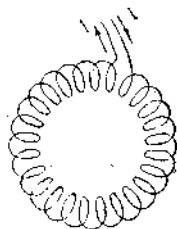
Марказлари айлана бўйлаб жойлашган бир хилдаги айланма тоқлар системаси *тороид* деб аталади (182- расм).

Тороиднинг магнит майдони фақат унинг ички қисмида тўпланган, фазонинг ташқи қисмида тоқли рамкага магнит кучлари таъсир этмайди.

Агар тороиднинг узунлиги кўндаланг кесимига нисбатан катта бўлса, у ҳолда тороид ичидаги майдонни бир жинсли дейиш мумкин.



183- расм. Соленоиднинг ташқи магнит майдонда ориентирланиши.



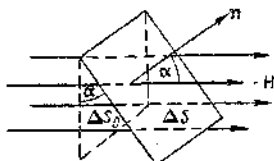
182- расм. Тороид.

Тажриба соленоид ҳам магнит майдонида тоқли рамка сингари ориентирланишини кўрсатади. Бунда кузатувчи соленоидга магнит майдон кучланганлик чизиқларининг қаршисидан қараса, соленоиддаги ток соат стрелкасига тескари оқаётганлигини кўради (183- расм). Ўрамлари сони n бўлган соленоидга таъсир этувчи кучлар моменти M , бир ўрамга таъсир этувчи моментдан n марта кат-

шундай оламизки, бунда $\frac{\Delta N}{\Delta S_0}$ нисбат майдоннинг шу қисмидаги кучланганлигига тенг бўлсин:

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_0} = H.$$

Ихтиёрий ΔS юза орқали ўтувчи кучланганлик чизиқларининг сони шу ΔS юзанинг чизиқларга нормал ΔS_0 проекциясини кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқлари сонига тенгдир (184- расм). Бундан ΔS юзани кесиб ўтувчи кучланганлик чизиқларининг сони



184- расм. Қия жойлашган ΔS сиртдан ўтаётган кучланганлик чизиқлари.

$$\Delta N = H \Delta S \cos \alpha, \quad (3)$$

бу ерда α — кучланганлик чизиқларининг йўналиши билан ΔS га ўтказилган нормаль орасидаги бурчак. $H \cos \alpha = H_n$ бўлганлиги учун бунда H_n кучланганлик вектори $\mathbf{H}$ нинг ΔS сирт элементи га ўтказилган нормалга проекциясини ифода қилади, (3) тенгликни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta N = H_n \Delta S. \quad (3a)$$

(3a) тенглик кучланганликнинг ΔS сирт элементи орқали ўтаётган ΔN элементар оқимини ифода қилади. Равшанки, ΔN нинг ишораси H_n нинг ишорасига боғлиқ. H_n нинг ишораси эса нормаль йўналишини қандай танлашимизга боғлиқ бўлади. Агар ΔS берк сиртга тегишли элемент бўлса, у ҳолда нормалнинг мусбат йўналиши учун шу сирт билан чегараланган ҳажмдан ташқарига чиқаётган нормалнинг йўналиши қабул қилинади (25- бетга қараи).

Чекли сирт орқали ўтаётган N тўла оқим берилган S сиртни ташкил этувчи ΔS элементлар орқали ўтаётган элементар оқимларнинг алгебраик йиғиндисидан иборат бўлади:

$$N = \sum \Delta N = \sum H_n \Delta S. \quad (4)$$

Агар S берк сирт бўлса, у ҳолда сиртга кираётган ва ундан чиқаётган магнит кучланганлик чизиқларининг сони бир хил бўлади, чунки магнит кучланганлик чизиқлари ҳамма вақт берк эгри чизиқлардан иборат. Бунда сиртга кираётган чизиқлар ташқи нормаль йўналиши билан ўтмас бурчак ташкил этиб (185- расм), манфий оқим ҳосил қилади. Сиртдан чиқаётган чизиқлар эса ташқи нормаль билан ўткир бурчак ташкил этиб, мусбат оқим ҳосил қилади. Шундай қилиб, бу икки оқим

ўзаро бир-бирини компенсациялайди; демак, шундай ҳулоса қиламиз: *магнит кучланганлигининг ихтиёрий берк сирт орқали ўтаётган тўла оқими нолга тенг.*

Бундан яна магнит майдон билан электростатик майдон орасидаги муҳим фарқ кўзга ташланади: Остроградский — Гаусс теоремасига биноан, **E** электр кучланганлик чизиқларининг тўла оқими нолдан фарқ қилиши мумкин (126- §).

Интеграл ҳисоби белгиларидан фойдаланиб, (4) ифодадаги йиғиндини интеграл билан алмаштирамиз. У ҳолда S сирт орқали ўтаётган магнит кучланганлик оқими N учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$N = \int_S H_n dS, \quad (4a)$$

бу ерда интеграл бутун S сирт бўйлаб олинади.

Берк сирт орқали ўтаётган магнит кучланганлик оқими, юқорида айтганимиздек, нолга тенг. Демак, (4a) интегрални *берк сиртга* нисбатан қўлласак:

$$\int_S H_n dS = 0. \quad (5)$$

V биз текшираётган сирт билан чегараланган ҳажм бўлсин; у ҳолда (156- §, 135- бетда айтилганлар билан таққосланг) берк сиртни нуқтага интилитирганимизда:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \int_S H_n dS \right) = \operatorname{div} \mathbf{H}.$$

$\int_S H_n dS$ доим нолга тенг бўлгани учун қуйидаги келиб чиқади:

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

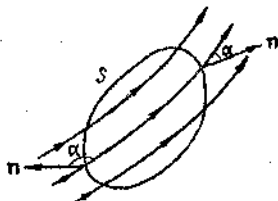
Шундай қилиб, *бўшлиқда фазонинг ихтиёрий нуқтасидаги $\mathbf{H}$ магнит майдон кучланганлигининг дивергенцияси нолга тенг.*

Электростатикада, 132- параграфда кўрсатилганидек,

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho,$$

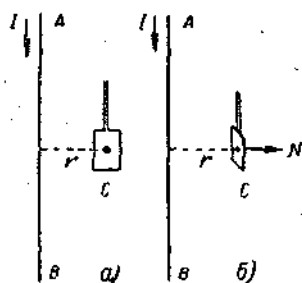
бу ерда ρ — текширилаётган нуқтадаги ҳажмий зарядларнинг зичлиги. Ҳажмий зарядларнинг зичлиги $\rho = 0$ бўлган жойлардагина электростатик майдон кучланганлиги $\mathbf{E}$ нинг дивергенцияси нолга тенг бўлади.

Ҳажмий электр зарядларнинг зичлиги нолга тенг бўлмаган ҳамма жойда эса $\mathbf{E}$ векторнинг дивергенцияси ҳам нолдан фарқ қилади. Юқорида айтилганига асосан бўшлиқда $\mathbf{H}$ векторнинг дивергенцияси ҳамма вақт нолга тенг бўлгани учун магнит ҳодисалари соҳасида электр зарядларга ўхшашлик йўқ.



185- расм. Берк сиртдан ўтаётган кучланганлик чизиқларининг оқими.

193-§. Токлар магнит майдонини аниқлаш усули. Фазонинг бирор нуқтасидаги майдон кучланганлиги H ток оқаётган симларнинг шаклига, токнинг кучига, текшириладиган нуқтанинг шу симларга нисбатан вазиятига боғлиқ эканлигини биз юқорида қайд қилиб ўтган эдик. Тажрибада магнит майдон кучланганлиги H нинг йўналиши ва катталигини p_m магнит моменти маълум, бўлган рамкага таъсир этаётган кучлар моменти M орқали аниқлаш мумкин.



186-расм. Майдон кучланганлигини рамка ёрдамида аниқлаш.

Энг содда мисол сифатида тўғри ва жуда узун симни танлаб олиб, ундан бирор r масофада ётган нуқтадаги майдон кучланганлиги H ни аниқлашимиз мумкин.

Аввало тажрибада, рамка ёрдамида, H майдон кучланганлиги, симдан оқаётган I ток кучи ва симгача бўлган r масофа орасидаги боғланишни топайлик. Тўғри ва узун симда оқаётган ток ҳосил қилган магнит майдон бир жинсли эмас, бироқ рамканинг ўлчовлари r масофага нисбатан кичик бўлса, у ҳолда рамка турган жойдаги майдонни бир жинсли дейиш мумкин.

Тўғри узун сим ёнида рамка, 265-бетда қайд қилинганидек бурилади ва рамкага ўтказилган нормаль симнинг энг яқин қисмидан рамкага ўтказилган тўғри чизиққа перпендикуляр вазиятни эгаллайди. I ток (186-а расм) симда юқоридан пастга қараб оқаётган бўлса, рамкага ўтказилган N нормаль мусбат учи билан китобхонга қараган ҳолда расм текислигига перпендикуляр жойлашади. Рамкага ўтказилган нормални r йўналиш бўйлаб ушлаб туриш учун (186-б расм) рамкага M момент билан таъсир этиб туриш зарур. Бу момент юқорида айтилганига биноан майдон кучланганлиги H га пропорционал бўлади. Рамканинг p_m магнит моменти u згартирмасдан кучлар моменти M ни ўлчасак, бу моментнинг AB симдан оқаётган I ток кучига пропорционал эканлигига осонгина ишонамиз. Бундан магнит майдоннинг H кучланганлиги шу майдонни ҳосил қилаётган ток кучига пропорционал деган хулосага келамиз, яъни

$$H \sim I$$

Иккинчидан, рамкани симдан турли r масофаларга жойлаштириб, M момент симгача бўлган r масофага тескари пропорционал эканлигини аниқлашимиз мумкин. Бундан H магнит

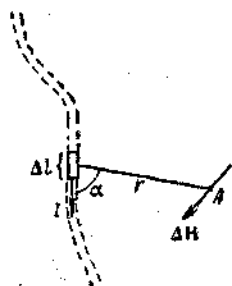
майдон кучланганлиги ҳам r масофага тескари пропорционал эканлиги келиб чиқади.

$$H \sim \frac{1}{r}.$$

Узун тўғри ток магнит майдонининг кучланганлиги ўтказгич билан текшириладиган нуқта орасидаги масофага тескари пропорционал эканлигини 1820 йилда Био ва Савар аниқлаган эдилар. Бироқ бу муносабат фақат узун тўғри ўтказгич бўлган хусусий ҳол учун ўринли ҳолос. Ҳар бир алоҳида ҳол учун магнит майдон кучланганлиги билан ток оқаётган симларнинг умумий вазияти орасидаги боғланиш ҳар хил бўлади. Бирдан бир умумий ҳол бу берилган нуқтадаги H магнит майдон кучланганлигининг майдонни ҳосил қилган I ток кучига пропорционаллигидир.

Симдан оқаётган ток ҳосил қилган магнит майдоннинг H кучланганлиги шу симнинг барча айрим қисмлари таъсиридан ташкил топади. Симнинг алоҳида қисмлари ΔH элементар кучланганликларни ҳосил қилади. Биз кузатаётган H кучланганлик ана шу элементар кучланганликларнинг вектор йиғиндисидан иборат бўлади. Бу албатта, токнинг элементар қисми билан шу қисм ҳосил қилаётган магнит майдон кучланганлиги орасидаги боғланиш қонунини топишга интилишларга сабаб бўлди. Тажрибада токнинг алоҳида қисмини ҳосил қила олмаганлигимиз сабабли, ток элементи ҳосил қилган майдонни бевосита ўлчаш мумкин эмас. Фақат токнинг барча элементлари томонидан фазонинг бирор нуқтасида ҳосил қилинган майдоннинг йиғинди кучланганлигини ўлчаш мумкин. Бироқ Лаплас тажрибадан олинган маълумотларни умумлаштириб, шундай элементар қонунни топдики, бу қонунни ихтиёрий шаклдаги контурнинг элементар қисмларига нисбатан қўллаб, ҳар қандай ҳолларда ҳам майдоннинг йиғинди кучланганлиги қийматини ҳисоблаш мумкин. Бу қонунга асосланиб топишган натижалар тажрибада ўлчанганига мос келади. Ана шу қонун Био — Савар — Лаплас қонуни деб юритилади.

Био — Савар — Лаплас қонунининг маъноси қуйидагича: I ток оқаётган контурнинг Δl элементи ихтиёрий қилинган A нуқтада (187- расм) кучланганлиги



187- расм. Δl ток элементи A нуқтада Δl ва r радиус вектор орқали ўтказилган текисликка перпендикуляр йўналган ΔH магнит майдон ҳосил қилади.

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2} \quad (1)$$

бўлган магнит майдон ҳосил қилади, бунда r — ток элементи Δl дан A нуқтагача бўлган масофа, α — A нуқтага ўтказилган r радиус-вектор билан Δl элемент орасидаги бурчак ва k — пропорционаллик коэффициент. ΔH вектор Δl элемент билан r радиус-вектор орқали ўтказилган текисликка перпендикуляр бўналган; ΔH нинг бўналиши парма қондасига асосан топилади: агар парманинг илгариланма ҳаракати контурнинг Δl элементида оқётган I ток бўналиши билан бирдай бўлса, парма дастасининг айланиш бўналиши ΔH нинг бўналишини кўрсатади.

Айтилганларга кўра, Био — Савар — Лаплас формуласи (1) берилган токнинг A нуқтада ҳосил қилган тўла H кучланганлигини эмас, балки кучланганликнинг контурнинг фақат Δl элементи ҳосил қилган қисмини ифодалайди. *Тўла H кучланганлик ток контурининг фикран ажратилган элементларининг барчаси ҳосил қилган ΔH кучланганликларнинг вектор йиғиндисидан иборат бўлади.* Ҳар хил ток контурлари учун (1) формулага асосан ҳисоблаб топилган натижаларнинг тажрибадан олинган маълумотларга мос келиши бу формуланинг тўғрилигидан далолат беради.

ΔH нинг ҳам катталигини, ҳам бўналишини аниқлаш учун (1) формулани вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Delta H = k' \frac{I [\Delta l \times r]}{r^3}, \quad (1a)$$

бунда $[\Delta l \times r]$ кўпайтма Δl ва Δr векторларнинг вектор кўпайтмаси.

Симнинг Δl узунлик элементи ток билан бир томонга бўналган деб қабул қилинади. r радиус-вектор симнинг Δl элементида майдон ҳисобланаётган A нуқтага ўтказилади. A нуқтадаги майдоннинг тўла кучланганлиги H барча элементар ΔH майдон кучланганликларининг геометрик йиғиндисидан иборат бўлади:

$$H = \sum \Delta H.$$

(1) элементар қонун ифодасидан узун тўғри симда оқётган ток ҳосил қилган H магнит майдон кучланганлиги $\frac{I}{r}$ га пропорционал деган хулоса чиқади. Ҳақиқатан ҳам, узун тўғри симдан r_0 масофада ётган нуқтадаги майдон кучланганлигини топайлик, бу кучланганлик симнинг (188- расм) алоҳида элементлари ҳосил қилаётган элементар кучланганликларнинг йиғиндисидан иборат деб ҳисоблаймиз. Био — Савар — Лаплас (1) формуласига асосан ток контурининг Δl элементи A нуқтада кучланганлиги

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}$$

бўлган майдон ҳосил қилади, бунда r катталиқ Δl элемент билан A нуқта орасидаги масофа; ΔH расм текислигига тик ва агар ток юқоридан пастга оқаётган бўлса, китобхонга қараб йўналади.

Демак, барча Δl элементлар ҳосил қилган ΔH кучланганликларнинг йўналиши бир хил. Шунинг учун йиғинди H кучланганлик қуйидаги алгебраик йиғиндидан иборат бўлади:

$$H = \sum k' \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}.$$

188- расмдан

$$\Delta l = \frac{r \cdot \Delta \alpha}{\sin \alpha}, \text{ бундан } \frac{\Delta l}{r^2} = \frac{\Delta \alpha}{r \sin \alpha},$$

биноқ $r \sin \alpha = r_0$ ва, демак,

$$\frac{\Delta l}{r^2} = \frac{\Delta \alpha}{r_0},$$

шундан кейин H нинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$H = \sum k' \frac{I \sin \alpha \cdot \Delta \alpha}{r_0}. \quad (2)$$

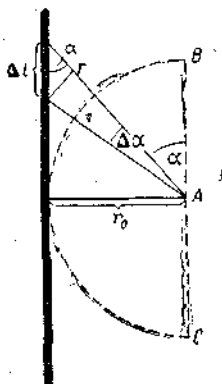
Симни фикран қисмларга бўлишдан ҳосил бўлган Δl элементларни чексиз кичик деб ҳисобласак, у ҳолда $\Delta \alpha$ бурчак ҳам чексиз кичик бўлади, демак, (2) ифодадаги йиғиндини интеграл билан алмаштириш керак:

$$H = \int k' \frac{I \sin \alpha d\alpha}{r_0},$$

бунда ифодада α нинг энг юқоридаги dl элементларга тегишли $\alpha = 0$ қийматидан бошлаб энг пастдаги dl элементларга тегишли $\alpha = \pi$ гача ҳамма қийматлари бўйича интеграллаш лозим. Демак, интеграллаш чегаралари 0 ва π бўлади. Бундан ташқари, I ва r_0 катталиқлар ўзгармас бўлгани учун уларни интеграл остидан ташқарига чиқариш мумкинлигини эътиборга олиб, қуйидаги натижага келамиз:

$$H = k' \frac{I}{r_0} \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = k' \frac{I}{r_0} [-\cos \alpha]_0^\pi = k' \frac{2I}{r_0}. \quad (2)$$

Шундай қилиб, Био — Савар — Лаплас қўрулиши: ΔH_1 кучтан ҳам, чексиз узун тўғри симда оқаётгандикуляр; ΔH_2 кучланган магнит майдоннинг H кучланганлиги; ΔH_1 ва ΔH_2 ифодасига асосан топилади.

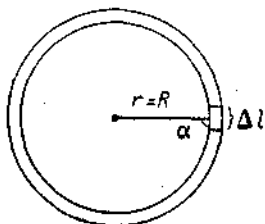


188-расм. Тўғри ток магнит майдонининг кучланганлигини ҳисоблашга доир.

хулоса чиқади, бу ерда r_0 — сим билан майдон ўлчанаётган нуқта орасидаги масофа.

194-§. Айланма ток ва соленоиднинг магнит майдони.
Био — Савар — Лаплас қонунининг қўлланилишига бир қатор мисоллар келтирайлик.

1. Айланма ток марказида магнит майдон кучланганлиги. R радиусли айлана шаклидаги контурда соат



189-расм. Айланма ток марказидаги майдон кучланганлигини ҳисоблашга доир.

стрелкаси бўйлаб йўналган I ток оқаётган бўлсин (189-расм). Айлана контурининг ҳамма Δl элементлари марказдан бир хил $r = R$ масофада жойлашган бўлади. Бундан ташқари, исталган Δl элемент учун R радиус-вектор Δl га перпендикуляр бўлади. Шунинг учун бурчак $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ва, демак, $\sin \alpha = 1$. Бундан

193-параграфдаги (1) формулага биноан Δl элементнинг айлана марказида ҳосил қилган магнит майдоннинг кучланганлиги

$$\Delta H = k' \frac{I \Delta l}{R^2}.$$

ΔH нинг йўналиши парма қондасига асосан топилади: ΔH айлана текислигига тик ва ток соат стрелкаси ҳаракати йўналишида бўлганда, у китобхондан расм текислигига қараб йўналади. Шундай қилиб, ток айлана контурининг барча Δl элементлари контур марказида йўналишлари бир хил бўлган ΔH элементар кучланганликлар ҳосил қилади; йиғинди H кучланганлик шу ΔH элементар кучланганликларнинг *алгебраик* йиғиндисидан иборат бўлади:

$$H = \sum \Delta H = \sum k' \frac{I \Delta l}{R^2}.$$

I ток кучи, R радиус ва k' пропорционаллик коэффициенти ўзгармас катталиклар бўлгани учун уларни йиғинди белгиси остидан чиқариш мумкин, у вақтда

$$H = k' \frac{I}{R^2} \sum \Delta l$$

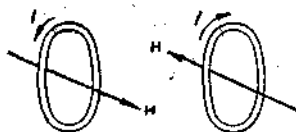
бўлади, лекин $\sum \Delta l$ катталиқ R радиусли айлана контурининг барча элементларининг йиғиндисидан иборат, яъни у R радиусли айлананинг узунлигига тенг, демак, $\sum \Delta l = 2\pi R$ ва

$$H = k' \frac{2\pi I}{R}. \quad (1)$$

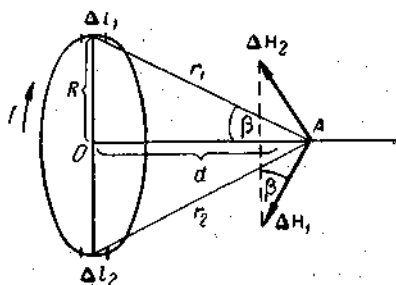
H билан I нинг йўналишлари орасидаги бoғланиш 190-расмда тасвирланган.

2. Айланма токнинг ўқида магнит майдоннинг кучланганлиги. Контур айланаси марказидан чиқарилган перпендикулярни айланма токнинг ўқи деб атаймиз.

Контур текислигидан d масофада ётган A нуқтадаги (191-расм) кучланганликни топайлик; айлана контурнинг радиусини R билан, Δl элементлардан A нуқтагача бўлган масофани r билан белгилаймиз. Контур диаметрининг қарама-қарши уchlарида ётган Δl_1 ва Δl_2 элементлар ҳосил қилаётган ΔH_1 ва ΔH_2



190-расм. Айланма ток марказида H магнит майдон кучланганлигининг йўналиши.



191-расм. Айланма ток ўқидаги магнит майдон кучланганлигини ҳисоблашга доир.

кучланганликларни қарайлик. r билан Δl орасидаги бурчак $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (конуснинг ясовчиси билан асоси айланасининг элементи орасидаги бурчак) бўлганлиги учун 193-параграфдаги (1) формуладан мос равишда

$$\Delta H_1 = k' \frac{I \Delta l_1}{r_1^2}, \quad \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l_2}{r_2^2}$$

бўлади.

Δl_1 ва Δl_2 элементлар узунлигини бир хил ва Δl га тенг деб олсак ҳамда $r_1 = r_2$ эканлигини назарга олсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = k' \frac{I \Delta l}{r^2}, \quad (2)$$

бу ерда $r = r_1 = r_2$. Шундай қилиб, сон жиҳатдан ΔH_1 ва ΔH_2 бир-бирига тенг; уларнинг йўналишлари эса турлича: ΔH_1 кучланганлик r_1 билан Δl_1 элементга перпендикуляр, ΔH_2 кучланганлик r_2 билан Δl_2 элементга перпендикуляр; ΔH_1 ва ΔH_2 ларнинг йўналишлари парма қондасига асосан топилади.

(191-расмга қаранг). ΔH_1 ва ΔH_2 векторларнинг геометрик йиғиндиси ΔH айланма токнинг ўқи бўйлаб йўналган ва сон жиҳатдан ана шу векторларнинг OA ўққа туширилган проекцияларининг йиғиндисига тенг бўлади:

$$\Delta H = \Delta H_1 \sin \beta + \Delta H_2 \sin \beta.$$

191-расмга биноан $\sin \beta = \frac{R}{r}$ эканлигини назарга олиб ҳамда ΔH_1 ва ΔH_2 ларнинг ўрнига уларнинг (2) даги қийматларини қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$\Delta H = k' 2 \frac{\Delta l}{r^2} \cdot \frac{R}{r} = k' \frac{2l \Delta R}{r^3}.$$

Бутун айланма токни кўрсатилган жуфт Δl элементларга бўлиб чиқсак, умумий кучланганлик H ўқ бўйлаб йўналганлигини ва сон жиҳатдан ΔH катталикларнинг алгебраик йиғиндисига тенг эканлигини топамиз:

$$H = \sum k' \frac{2l \Delta R}{r^3} = k' \frac{IR}{r^3} \cdot 2 \sum \Delta l.$$

Барча элементларнинг $2 \sum \Delta l$ йиғиндиси ток айлана контури-нинг узунлиги $2\pi R$ га тенг бўлгани учун

$$H = k' \frac{2\pi R^2 I}{r^3}.$$

191-расмдан $r^2 = R^2 + d^2$, бундан

$$H = k' \frac{2\pi R^2 I}{(R^2 + d^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

H ўқ бўйлаб шундай йўналганки, бунда H нинг йўналиши бўйлаб қараганимизда ток соат стрелкаси ҳаракати бўйлаб оқаётганлигини кўрамиз.

Айланма токнинг марказида $d = 0$ бўлгани учун (3) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$H = k' \frac{2\pi I}{R}.$$

яъни кутилганидек, (1) формулага айланади.

Айланма токнинг R радиусига нисбатан катта бўлган d масофалар учун (3) формуланинг махражидаги R ни ташлаб юбориш мумкин, у ҳолда тақрибан

$$H \cong k' \frac{2\pi R^2 I}{d^3},$$

яъни H кучланганлик d масофанинг кубига тескари пропорционал равишда ўзгаради.

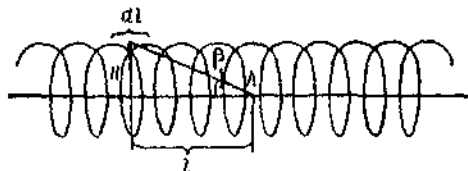
3. Соленоид ўқида магнит майдон кучланганлиги. Соленоид цилинрик сиртга ўралган симдан иборат эканлигини биз юқорида айтган эдик. Соленоиднинг ўрамлари бир-бирига жипс жойлашган бўлса, у ҳолда соленоид радиуслари бирдай бўлган ва умумий ўққа эга бўлган айланма тоқлар системасига эквивалент бўлади. Шунинг учун соленоид ўқидаги магнит майдон кучланганлиги, алоҳида айланма тоқлар ҳосил қиладиган кучланганликларнинг йиғиндисига тенг бўлади.

Тегишли ҳисоблар (майда ҳарфлар билан ёзилган текстга қаранг) қуйидаги натижани беради:

$$H = k'4\pi nI, \quad (4)$$

бу ерда n — соленоиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони ва I — ток кучи.

Соленоиднинг узунлиги dl га тенг бўлган кичик бир қисmini ажратиб олсак, бу қисмда $n dl$ ўрам бўлади; ҳар бир ўрамдаги ток кучини I билан белгилаб, соленоиднинг dl қисmini кучи $I n dl$ га тенг бўлган айланма ток деб қарашимиз мумкин. Шу қисмининг соленоид ўқидаги бирор A нуктада ҳосил қилаётган магнит майдонининг кучланганлиги (3) формулага биноан қуйидагига тенг бўлади



192-расм. Соленоид ичидаги магнит майдон кучланганлигини ҳисоблашга доир.

$$dH = k' \frac{2\pi IR^2 \cdot n}{(R^2 + l^2)^{3/2}} dl, \quad (5)$$

бу ерда l катталики dl қисм билан A нукта орасидаги масофа; бу масофа соленоиднинг ўқи бўйлаб ўлчанган. Қаралаётган нуктадан dl қисмга ўтказилган радиус-вектор билан соленоид ўқи орасида ҳосил бўлган бурчакни β деб олсак,

$$l = R \operatorname{ctg} \beta \text{ бўлади, бундан } dl = -R \frac{d\beta}{\sin^2 \beta};$$

бундан ташқари,

$$R^2 + l^2 = \frac{R^2}{\sin^2 \beta}.$$

$|dl|$ ва $R^2 + l^2$ қийматларни (5) формулага қўйсак [(5) формуладаги dl мусбат катталиқдир], қуйидагини топамиз:

$$dH = k'2\pi nI \cdot \sin \beta d\beta.$$

Ҳамма элементларнинг A нуктада ҳосил қилган кучланганликларининг барчаси тоқларнинг ўқи бўйлаб йўналган, шунинг учун A нуктадаги натижавий H кучланганлик қийматини топиш учун ҳосил қилинган ифодани β нинг барча қийматларида интеграллаш керак. Агар β бурчакнинг соленоид учларидаги қийматларини β_1 ва β_2 билан белгиласак, у ҳолда интеграллашдан қуйидаги келиб чиқади:

$$H = k'2\pi nI \int_{\beta_1}^{\beta_2} \sin \beta d\beta = k'2\pi nI (\cos \beta_1 - \cos \beta_2). \quad (6)$$

Бу натижа A нуқтанинг вазиятига ва соленоиднинг узунлигига боғлиқ бўлади. Чексиз узун соленоид учун $\beta_1 = 0$ ва $\beta_2 = \pi$, шунинг учун

$$H = k' 4\pi n I,$$

бу натижа (4) формула билан бир хилдир.

Ҳар қандай чекли соленоиддаги майдон кучланганлиги чексиз узун соленоиддагидан кичикроқ бўлади; чекли соленоид майдон кучланганлигининг қиймати унинг учларидан тенг масофада ётган нуқтада энг катта бўлади. Соленоиднинг учида ётган нуқтадаги майдон кучланганлик (6) формуладан топилади; агар у формуладаги бурчакларнинг бирортаси, масалан

$\beta_2 = \frac{\pi}{2}$ деб олсак, у ҳолда кучланганлик қуйидагига тенг бўлади:

$$H = k' 2\pi n I \cos \beta_1.$$

Соленоид жуда узун бўлганда $\beta_1 \cong 0$ ва

$$H = k' 2\pi n I,$$

яъни узун соленоиднинг учида майдон унинг ичидагига қараганда яқин марта кичик бўлади. Майдон кучланганлиги соленоид ўқи бўйлаб парма қондасига мувофиқ йўналган, яъни биз кучланганлик бўйлаб қараганимизда, ўрамлардаги ток соат стрелкаси ҳаракати йўналишида оқаётган бўлиб кўринади.

195- §. Магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирликлари. Бирликларнинг абсолют электромагнит системаси. Био — Савар — Лаплас қонунида, [193- параграфдаги (1) формула] коэффициентни бирор маълум сонга тенг деб қабул қилиб, магнит майдон кучланганлиги бирликларини танлашимиз мумкин бўлади. Агар I ток кучи CGSE система бирликларида, Δl ва r — сантиметрларда ўлчанган бўлса, k' коэффициент CGSE системада бирга тенг деб қабул қилинади; CGSE системада кучланганлик бирлиги шундай аниқланади.

k' бирга тенг бўлганда Био — Савар — Лаплас қонуни қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta H = \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2}. \quad (1)$$

Ток ўтаётган симнинг алоҳида Δl элементи ҳосил қилаётган ΔH магнит майдонни тажрибада пайқаш мумкин эмас. Шу сабабли H магнит майдон кучланганлигининг бирлигини аниқлаш учун маълум шакл ва ўлчовлардаги симда оқаётган бирлик токнинг фазонинг муайян бир жойида ҳосил қилган майдонни текшириш лозим. Бунинг учун жуда узун тўғри сим олишимиз мумкин. 193- параграфдаги (3) формулага биноан узун тўғри симдан r масофада ётган нуқтадаги магнит майдон кучланганлиги

$$H = k' \frac{2I}{r}.$$

Агар юқоридаги шартга биноан k' бирга тенг деб олсак, у ҳолда

$$H = \frac{2I}{r}. \quad (2)$$

Ток кучини CGSE система бирликларида ва r ни сантиметрларда ўлчаб, (2) тенгликка асосан магнит майдон кучланганлигининг CGSE бирлигини аниқлаймиз. У ҳолда қуйидаги келиб чиқади: 1 CGSE ток кучи бирлигига тенг ток оқайтган жуда узун тўғри симдан 2 см масофада ҳосил бўлган H магнит майдон кучланганлиги 1 CGSE магнит майдон кучланганлиги бирлигига тенг бўлади.

Шунингдек, $k' = 1$ бўлганда 194- параграфдаги (1) ва (2) формулаларга кўра R радиусли айланма токнинг марказида магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{2\pi I}{R}, \quad (3)$$

узун ва ингичка соленоиднинг ўртасида эса

$$H = 4\pi nI \quad (4)$$

бўлади, бунда n — соленоиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони. (3) формуладан қуйидагини аниқлаймиз: 1 CGSE ток кучи бирлигига тенг ток оқайтган $R = 1$ см радиусли айлана сим марказидаги майдоннинг H кучланганлиги 2π CGSE магнит майдон кучланганлиги бирлигига тенг бўлади.

Худди шунингдек, (4) формуладан қуйидаги келиб чиқади: узун ва ингичка соленоидда 1 CGSE ток кучи бирлигига тенг ток оқанда соленоиднинг ўрта қисмидаги майдоннинг H кучланганлиги 4π CGSE магнит майдон кучланганлиги бирлигига тенг бўлади. Магнит майдоннинг CGSE системадаги ўлчамлигини (2), (3) ёки (4) формулаларнинг истаган бирдан осонгина топишимиз мумкин:

$$[H] = L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}.$$

Магнит майдоннинг биз юқорида таърифлаб ўтган CGSE бирлиги нисбатан кам ишлатилади. Физикада магнит майдон кучланганлиги одатда электромагнит система деб аталадиган система (пастроққа қаранг) бирликларида ўлчанади.

Магнит майдон кучланганлигини токли рамкага таъсир қилаётган кучлар моментига кўра ўлчаш мумкинлигини 191- параграфда айтиб ўтган эдик. 191- параграфдаги (4а) формулага биноан:

$$H = k \frac{M}{IS}, \quad (5)$$

бунда I — рамкадаги ток кучи ва S — рамканинг юзи. k коэффициентга маълум сон қиймат бериб ва M , I ҳамда S ларнинг аввалдан маълум ўлчов бирликларидан фойдаланиб, юқоридаги формуладан H магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирлигини топиш мумкин. Масалан, $k=1$ деб қабул қилиш ва қолган катталикларни CGSE система бирликларида, яъни M ни дина·см ларда, S ни см² ларда ва I ни CGSE ток кучи бирликларида ўлчаш мумкин.

Магнит майдон кучланганлигини CGSE бирликларда ўлчганда эса биз (5) формулада k коэффициентга муайян ўлчамлик ва муайян сон қиймат беришимиз керак бўлади. Ҳақиқатан ҳам, (5) формулага кўра рамкага таъсир қилаётган кучлар моменти

$$M = \frac{1}{k} HIS. \quad (6)$$

Бу формуладаги M , H , I ва S тўртта катталик учун CGSE системада ўлчов бирликлари аввалдан танлаб олинган; демак энди k га ихтиёрий қиймат бериш мумкин эмас. Бинобарин, k коэффициент муайян ўлчамлик ва муайян сон қийматга эга бўлган доимий катталик экан. Буни кўрсатиш учун, масалан, рамка соленоиднинг ўрта қисмига киритилган деб фараз қилайлик. Маълумки, соленоиднинг ўрта қисмида магнит майдон бир жинсли ва унинг кучланганлиги $H = 4\pi nI'$ га тенг бўлади (рамкадаги I токдан фарқ қилиш учун соленоиддаги токни I' билан белгилаймиз). Рамкага ўтказилган нормаль соленоиднинг ўқиға перпендикуляр вазиятда бўлса, у ҳолда рамкага таъсир этадиган кучлар моменти (6) формула билан ифодаланadi. Шу формуладаги H нинг ўрнига унинг қиймати $4\pi nI'$ ни қўйсақ, қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$M = \frac{1}{k} 4\pi nI'IS. \quad (7)$$

Бундан k нинг ўлчамлигини топамиз:

$$[k] = \frac{[n] \cdot [I'] \cdot [S]}{M}. \quad (8)$$

M ва S ларнинг ўлчамликлари учун қуйидаги ифодаларни ҳосил қиламиз:

$[M] = ML^2T^{-2}$ ва $[S] = L^2$. Ток кучининг CGSE системадаги ўлчамлиги $[I] = M^{1/2}L^{3/2}T^{-2}$ n катталик соленоиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сонини ифодалайди, шунинг учун $[n] = L^{-1}$. Ана шу ўлчамликлардан фойдаланиб, (8) муносабатга асосан қуйидагини топамиз:

$$[k] = L^2T^{-2}.$$

Охирги ифодадан k коэффициентнинг ўлчамлиги тезлик квадратининг ўлчамлиги $[v^2] = L^2 T^{-2}$ билан бир хил эканлиги кўриниб турибди. k ўрнига бошқа *электродинамик константа* деб аталадиган $c = \sqrt{k}$ катталики киритилган, бу катталикини олишга доир мулоҳазалар кейинроқ (215- §) ҳаракатдаги зарядларнинг магнит майдонини қараётганда ойдинлашади. Электродинамик константа ўлчамлиги тезликнинг ўлчамлиги билан бир хил бўлади.

c электродинамик константанинг қийматини (7) формуладан топиш мумкин. Бунинг учун соленоиднинг ичига киритилган рамкага таъсир этаётган кучлар моменти (M) ни CGSE бирликларда ўлчаш лозим. Ана шундай ўлчашлар қуйидаги натижани беради:

$$c = \sqrt{k} = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

Юқоридаги фаразимишга кўра (7) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$M = \frac{1}{c^2} 4\pi n I' IS. \quad (7a)$$

Кейинроқ CGS бирликларда ифодаланган c электродинамик доимий миқдор жиҳатдан электромагнит тўлқинларнинг (хусусий ҳолда ёруғлик тўлқинларининг) бўшлиқда тарқалиш тезлигига (см/сек лар билан ифодаланган) тенг эканлигини кўрамыз.

Лекин электромагнит катталикларнинг бошқача бирликлар системасини тузиш мумкин. Бунинг учун, масалан, системани аниқлайдиган асосий формула сифатида соленоид майдонига токли рамкага таъсир этувчи жуфт куч моментини ифодаловчи (7) формулани олиб, ундаги k коэффициентни бирга тенг деб қабул қилиш керак. CGS системада куч моментининг бирлиги ҳамда юза бирлиги аввалдан қабул қилинган, шу сабабли фақат ток кучининг янги ўлчов бирлигини киритиш билангина $k = 1$ деб қабул қилиш мумкин, холос. Ток кучининг бу янги бирлиги *электромагнит бирлик* деб аталади. Бу бирлик электромагнит бирликлар системаси — CGSM системага асос қилиб олинади.

Ток кучининг бу янги бирлиги билан унинг CGSE бирлиги орасидаги муносабатни текширайлик. (7) формуладан қуйидаги тенглик келиб чиқиши равшан:

$$\frac{1}{k} 4\pi n I_{CGSE} I'_{CGSE} = 4\pi n I_{CGSM} I'_{CGSM}.$$

Бу ерда CGSE ва CGSM индекслар ток кучининг қайси бирликларда ўлчанганлигини кўрсатади. $k = c^2$ ни ўрнига қўйсак:

$$\frac{I_{CGSE}}{I_{CGSM}} = c, \quad (9)$$

яъни ток кучи CGSM бирликларда ўлчанганда CGSE бирликларда ўлчангандагига қараганда c марта *кичик* сон билан ифодаланар экан. Демак, ток кучининг CGSM бирлиги CGSE бирлигидан c марта *каттадир*:

$$\frac{\text{ток кучининг CGSM бирлиги}}{\text{ток кучининг CGSE бирлиги}} = c = 2,998 \cdot 10^{10} \approx 3 \cdot 10^{10}.$$

Электродинамик доимийнинг қиймати $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек экспериментал аниқланган ва демак, оз бўлсада, бирор (тахминан 0,002%) хатога эга. Бундан CGSE ва CGSM ток кучи бирликлари орасидаги сон муносабат абсолют аниқ берила олмасдан, балки бирор *тақрибийликдагига* берилади. 2,998 сони 3 га жуда яқинлигидан кўпчилик ҳолларда 1 CGSM ток кучи бирлиги — $3 \cdot 10^{10}$ CGSE ток кучи бирлигига тенг дейиш мумкин (153-§ га қаранг).

Ток кучи электромагнит бирлигининг ўлчамлигини (9) муносабатдан ҳамда электродинамик константа c нинг ўлчамлигидан фойдаланиб топиш мумкин:

$$[I_{CGSM}] = \frac{[I_{CGSE}]}{[c]} = \frac{M^{1/2} L^{3/2} T^{-2}}{L T^{-1}} = M^{1/2} L^{1/2} T^{-1}.$$

Шундай қилиб, ток кучининг CGSM системадаги ўлчамлиги CGSE системадаги ўлчамлигидан фарқ қилади. Битта физик катталиқнинг ўзи турли системаларда турли ўлчамликларга эга бўлиши мумкин эканлигини эслатиб ўтамиз (I том, 30-параграфга қаранг).

Ток кучининг электромагнит бирлигини киритиш билан бирга, электр миқдорининг ҳам янги (электромагнит) бирлигини киритишимиз керак. $Q = It$ бўлгани, t вақт эса иккала системада ҳам секундлар билан ўлчанганлиги учун ток кучининг CGSM бирлиги ток кучининг CGSE бирлигидан неча марта катта бўлса, электр миқдорининг CGSM бирлиги ҳам электр миқдорининг CGSE бирлигидан шунча марта катта бўлади. Шундай қилиб:

$$\frac{\text{электр миқдорининг CGSM бирл.}}{\text{электр миқдорининг CGSE бирл.}} = c \approx 3 \cdot 10^{10}.$$

Электр миқдорининг *CGSM* бирлиги ўлчамлигини $[Q] = [I] \cdot [t]$ муносабатдан топамиз, демак

$$[Q_{CGSM}] = M^{1/2} L^{1/2}.$$

Ниҳоят, магнит майдон H кучланганлигининг *CGSM* бирлигини киритамиз. Бунинг учун 193- параграфдаги (3) муносабатдан фойдаланамиз:

$$H = \frac{2I}{r}, \quad (10)$$

бу формулада I ток кучини *CGSM* бирликларда, k масофани эса юқоридагидек сантиметрларда ўлчаймиз. Магнит майдон кучланганлигининг шу йўл билан топилган бирлиги 1820 йилда токнинг магнит таъсирини кузатган олим Эрстед шарафига *эрстед* (қисқача э) деб аталади.

(10) муносабатдан ток кучининг 1 *CGSM* бирлигига тенг ток оқайтган чексиз узун тўғри симдан 2 см масофада кучланганлиги 1 эрстед бўлган магнит майдон ҳосил бўлади, деган хулоса чиқади. Шунингдек, (4) формулага асосан ҳар бир сантиметрида n ўрам бўлган узун ингичка соленоиддан ток кучининг 1 *CGSM* бирлигига тенг ток оққанда, шу соленоиднинг ўрта қисмидаги магнит майдоннинг кучланганлиги $4\pi n$ эрстедга тенг бўлиши келиб чиқади. Келгусида биз магнит майдон кучланганлигини кўпроқ эрстедларда ўлчаймиз. Эрстед магнит кучланганлигининг *CGSE* бирлигидан c марта каттадир.

CGSM системада Био — Савар — Лаплас қонунининг

$$\Delta H = \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}$$

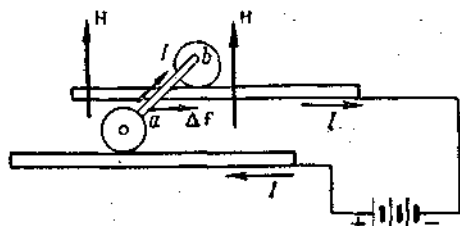
ифодасидаги k' пропорционаллик коэффициенти *CGSE* системадаги сингари бирга тенг. Бунга сабаб шуки, *CGSM* системада I ток кучининг бирлиги ҳам, H магнит майдон кучланганлигининг бирлиги ҳам шу катталикларнинг *CGSE* системадаги бирликларидан бир хил марта (c марта) каттадир. H кучланганлиқнинг *CGSM* системадаги ўлчамлигини (10) муносабатдан келтириб чиқарамиз:

$$H = \frac{[I]}{[r]} = M^{1/2} L^{-1/2} T^{-1}.$$

Бирликларнинг Халқаро системасида ток кучининг ва магнит кучланганлиқнинг бирликлари ҳақида 196- § да айtilган.

196- §. Магнит майдонда токка таъсир этувчи кучлар. Электр бирликларнинг Халқаро системаси. Токли рамканинг

магнит майдонда бурилиши устида ўтказилган тажрибалар магнит майдонга киритилган ҳар қандай токли рамкага ҳам жуфт куч таъсир этишини кўрсатади. Бу жуфт кучни магнит майдондаги ток контурининг ҳар бир элементига таъсир этувчи кучларнинг йиғиндиси ҳосил қилади, деб фараз қилиш табиийдир.



193- расм. H ташқи магнит майдонда токли ўтказгичга таъсир этувчи Δf кучни пайкаш.

Ток контурининг алоҳида қисмига таъсир этувчи кучларни қуйидаги қурилма ёрдамида кузатиш мумкин: бир-бирига параллел жойлашган иккита металл шиналар устида ўзаро Δl узунликдаги ab стержень (193-расм) билан бирлаштирилган иккита ролик думаланиб юра олади. Шина

наларнинг учлари батареянинг қутбларига уланган бўлиб, улар батарея ва ab стержень билан биргаликда токли берк контур ҳосил қилади.

ab стержень орқали 193- расмда стрелка билан кўрсатилган йўналишда I ток оқаётган бўлсин. Шиналар ётган текисликка перпендикуляр йўналишда кучланганлиги H бўлган бир жинсли магнит майдон ҳосил қилайлик. У ҳолда ab стерженьга куч таъсир қила бошлаб, бу куч таъсирида стержень ҳаракатга келади. Бу Δf кучни пружина ёрдамида мувозанатга келтириш усули ёки бошқа бирор механик усул билан осонгина ўлчаш мумкин. Тажриба Δf кучнинг H билан I ётган текисликка перпендикуляр йўналганини кўрсатади.

Ампер Δf куч катталиқ жиҳатдан I ток кучига, магнит майдоннинг H кучланганлигига ва ўтказгич қисмининг Δl узунлигига пропорционал эканлигини топди.

Бундан ташқари, Δf кучнинг катталиги H нинг йўналишига боғлиқ. Бошқа шароитлар бир хил бўлса, H вектор I токнинг йўналишига перпендикуляр бўлганда Δf энг катта қийматга эга бўлади. H вектор I токнинг йўналишига параллел бўлганда, $\Delta f = 0$. Бу факт H магнит майдон кучланганлигининг фақат I ток кучининг йўналишига перпендикуляр йўналган ташкил этувчисигина Δf кучнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади, деб фараз қилишга мажбур этади. Кучланганликнинг бу ташкил этувчиси $H \sin \alpha$ (194- расмга қаранг) бўлгани учун Ампер қонунини узил-кесил қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\Delta f \sim IH \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (1)$$

Бу ифодада тенглик аломатига ўтиш учун пропорционаллик коэффициенти киритиш керак.

Тажриба ва қуйида келтириладиган ҳисоблашлар агар I ва H электростатик бирликларда, Δf эса диналарда ўлчанса, пропорционаллик коэффициенти $\frac{1}{c^2}$ га тенг бўлишини кўрсатади.

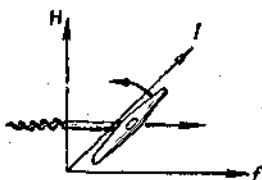
Шунинг учун қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta f = \frac{1}{c^2} IH \sin \alpha \cdot \Delta l. \quad (1a)$$

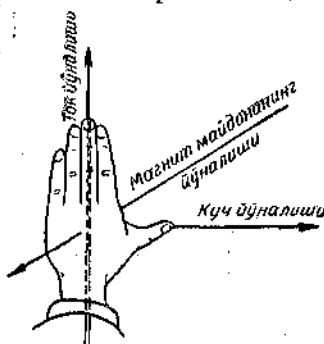
Биз юқорида Δf кучнинг I ва H ётган текисликка перпендикуляр йўналганлигини қайд қилиб ўтган эдик. Агар H магнит майдон кучланганлиги I токнинг йўналишига перпендикуляр бўлса, у ҳолда Δf куч 195- расмда кўрсатилган йўналишда бўлади.

Умумий ҳолда Δf кучнинг йўналишини аниқлаш учун бир нечта қоида бор.

Биринчидан, *парма қондасидан* фойдаланиш мумкин. Бу ерда у қоида қуйидагича қўлланилади: парманинг дастасини I ток кучининг йўналишидан H векторнинг йўналиши томонга айлантирамиз (196- расм); бунда I билан H орасидаги бурчакларнинг қайсиниси π дан кичик бўл-



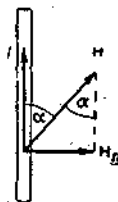
196- расм. Δf кучни парма қондасидан фойдаланиб аниқлаш.



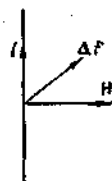
197- расм. Чап қўл қоида.

са, дастани ўша бурчак йўналишида айлантирамиз. Шунда парманинг илгариланма ҳаракати Δf кучнинг йўналишини кўрсатади.

Фойдаланиш мумкин бўлган иккинчи қоида *чап қўл қоида*сидир: агар чап қўлимизни H магнит майдоннинг Δl га пер-



194- расм. Магнит майдоннинг токка таъсири майдон кучланганлиги H нинг нормал ташкил этувчиси билан аниқланади.



195- расм. Магнит майдонда токка таъсир этувчи Δf кучнинг йўналиши.

пендикуляр йўналган ташкил этувчиси кафтга (197- расм) кирадиган, тўртта бармоғимизни эса ток бўйлаб йўналадиган қилиб жойлаштирсак, у вақтда чет томонга қайрилган бош бармоқ Δf кучининг йўналишини кўрсатади.

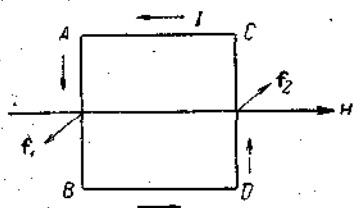
Сим элементига таъсир этаётган Δf кучни бир вақтда ҳам йўналиш, ҳам катталиқ жиҳатдан ифодалаш учун қуйидаги вектор кўпайтмадан фойдаланиш керак:

$$\Delta f = \frac{1}{c^2} I [\Delta l \times H], \quad (16)$$

бу ерда симнинг Δl элементининг йўналиши, токнинг йўналиши билан бир хил бўлади, деб қабул қилинади.

Аввало, Ампер формуласига асосланиб, нормали H майдон йўналишига перпендикуляр йўналган тўғри тўртбурчак шаклидаги ясси рамкага таъсир этадиган кучлар моменти

$$M = \frac{1}{k} I H S \quad (2)$$



198- расм. Магнит кучланганлик чизиқларига параллел жойлашган токли рамкага таъсир этувчи кучлар.

бўлишини кўрсатайлик.

$ABCD$ рамкага ўтказилган нормаль (198-расм), расм текислигига тик йўналган, магнит кучланганлик чизиқлари эса расм текислигида ётган бўлсин. Масалани бир оз соддалаштириш учун рамканинг AC ва BD томонлари магнит кучланганлик чизиқларига параллел, демак, AB ва CD

томонлари эса бу чизиқларга перпендикуляр вазиятда туради деб фараз қиламиз. Рамканинг ичида магнит майдон бир жинсли деб қабул қиламиз. Рамкада I ток 198- расмда стрелкалар билан кўрсатилган йўналишда оқади. Чап қўл қондасидан фойдаланиб, рамканинг AB томонига таъсир қилаётган f_1 куч расм текислигига тик ва китобхонга қараб йўналганлигини аниқлаймиз. Бу кучнинг сон қиймати (1 а) формулага кўра қуйидагига тенг бўлади:

$$f_1 = \frac{1}{c^2} I H l_1, \quad (3)$$

бу ерда l_1 — рамканинг AB томони узунлиги.

Рамканинг CD томонига шу f_1 кучга тенг, лекин китобхондан расм текислигига қараб йўналган f_2 куч таъсир қилади.

Бу кучлар

$$M = f_1 l_2$$

моментли жуфт куч ҳосил қилади, бу ерда I_2 — рамканинг BD томони узунлиги.

Бу формулага f_1 нинг (3) формуладаги қийматини қўйсак ва $I_1 I_2$ кўпайтма рамканинг S юзига тенг эканлигини назарга олсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$M = \frac{1}{c^2} IHS.$$

$k = c^2$ бўлганда бу формула (2) формулага айнан ўхшайди. Лекин 195-параграфда биз k билан c ни ўзаро худди шундай боғлаган эдик. Шундай қилиб, юқорида келтирилган ҳисоблашлар фақат майдонда токли рамкага таъсир этадиган кучлар моментини тўғри ифодалашдан ташқари, I билан H $CGSE$ системада ўлчанган вақтда Ампер қонунига $1/c^2$ коэффициент киритилиши кераклигини ҳам кўрсатиб берди.

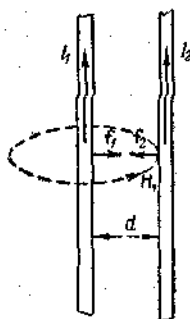
Ампер қонунидан фойдаланиб, ўзаро параллел жойлашган иккита чексиз узун тўғри симда ток оққан вақтда улар орасида пайдо бўлган ўзаро таъсир кучларининг ифодасини топайлик. Симлар орасидаги масофа d ва уларда оқаётган ток кучлари I_1 ва I_2 бўлсин.

I_1 токнинг магнит майдони I_2 токнинг l узунликдаги қисмига қандай куч билан таъсир этишини текширайлик.

Буving учун I_1 токнинг магнит майдони кучланганлик векторининг чизиқлари коңцентрик айланалардан иборат эканлигини ва агар I_1 ток юқорига оқаётган бўлса, иккинчи утказгич устида ётган нуқталарда H_1 кучланганлик, парма қондасига биноан, расмнинг орқасига йўналишсини қайд қилиб ўтамиз (199-расм), бу кучланганлик сон жиҳатдан қуйидагига тенг бўлади:

$$H_1 = \frac{2I_1}{d}. \quad (4)$$

Иккинчи токнинг l қисмига таъсир этаётган f_2 кучнинг йўналишини чап қўл қондасига асосан аниқлаймиз. Чап қўлимизни H_1 кучланганлик вектори кафтимишга кирадиган қилиб қўямиз, узатилган тўрт бармоғимизни эса I_2 ток бўйлаб йўналтирамиз; бунда четга қараб қайрилган бош бармоғимиз I_2 токнинг l қисмига таъсир қилаётган f_2 кучнинг йўналишини кўрсатади. Агар I_2 ток юқорига оқаётган бўлса, бу кучнинг чап томонга йўналган эканлиги, яъни I_2 токнинг l қисми I_1 токка қараб тортилиши равшан. H_1 кучланганлик l га перпендикуляр



199- расм. Иккита параллел чексиз тоқларнинг ўзаро таъсири.

бўлгани учун f_2 тортишиш кучи катталики жиҳатдан (1a) формулага биноан қуйидагига тенг бўлади:

$$f_2 = \frac{1}{c^2} I_2 H_1 l$$

ёки H_1 нинг ўрнига унинг (4) даги қийматини қўйсак

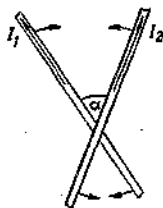
$$f_2 = \frac{1}{c^2} \frac{2I_1 I_2}{d} l. \quad (5)$$

Худди шундай мулоҳазалардан I_2 ток биринчи токнинг l қисми атрофида ҳосил қиладиган H_2 кучланганлик китобхонга қараб йўналган, яъни I_1 токнинг l қисми I_2 токка тортилади деб айтиш мумкин. Бу тортишиш кучининг катталиги

$$f_1 = \frac{1}{c^2} I_1 H_2 l = \frac{1}{c^2} \frac{2I_1 I_2}{d} l,$$

яъни (5) формула билан ифодаланган f_2 кучга тенг.

Шундай қилиб, бир томонга оқаётган икки параллел ток бир-бирига тортишади деган хулосага келамиз. (5) формулага биноан ҳар бир токнинг l узунликдаги қисмига ток кучларининг кўпайтмасига тўғри пропорционал ва улар орасидаги масофага тескари пропорционал бўлган куч таъсир қилар экан. Агар (5) формулада I_1 ва I_2 катталиклари ток кучининг CGSE бирликларида, l ва d сантиметрларда ифодаланган бўлса, f куч диналарда ифодаланади.



200- расм. Бир-бирига нисбатан α бурчак ҳосил қилиб оқаётган иккита тўғри чизикли токнинг ўзаро таъсири.

Худди шунга ўхшаш текширишлар қарама-қарши томонларга йўналган иккита параллел тоқлар бир-биридан итарилишини ва бу итарилиш кучининг сон қиймати (5) формула билан ифодаланишини кўрсатади.

Агар тоқлар бир-бири билан α бурчак остида кесишган икки тўғри симлардан ўтаётган бўлса, у ҳолда симлар орасида ҳосил бўлган кучлар симларни буриб, уларни ўзаро параллел ва тоқлари бир томонга оқадиган вазиятга келтиришга интилади (200- расм).

Бу параграфда келтирилган ҳамма формуларда электр ва магнит катталиклари бирликларнинг электростатик системасида ўлчанган деб фараз қилинади. Агар магнит майдон кучланганлиги билан ток кучи бирликларнинг электромагнит системасида ўлчанса, (1a), (1б), (2), (3) ва (5) формулардаги $1/c^2$ пропорционаллик коэффициенти тушиб қолади.

Масалан, Ампер қонунининг формуласи CGSM системада қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\Delta f = IH \sin \alpha \cdot \Delta l, \quad (6)$$

параллел тоқларнинг ўзаро таъсир кучи қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$f_1 = f_2 = \frac{2I_1 I_2 l}{d}. \quad (5a)$$

Бирликларнинг ҳозирги Халқаро системасида (I томга қаранг) асосий электр бирлик—ток кучи бирлиги *ампер*—(5a) формула асосида белгиланади. Бу бирлик қуйидаги тарзда таърифланади: *ампер шундай ток кучи, у бўшлиқда бири-биридан 1 м масофада ўзаро параллел жойлашган чексиз узун иккита симдан оқаётганда бу симлар орасида уларнинг ҳар бир метр узунлигига $2 \cdot 10^{-7}$ ньютонга тенг ўзаро таъсир кучи ҳосил қилади.* Шундай қилиб, бирликларнинг Халқаро системасида (5a) формулага кирувчи барча катталикларни ўлчашда у қуйидаги кўринишни олади:

$$f (\text{ньютон}) = \frac{2 \cdot 10^{-7} I_1(a) I_2(a) l (\text{м})}{d (\text{м})}.$$

1 ньютон = 10^5 дина бўлганидан, ток кучининг ампер ва CGSM — бирликлари орасида қуйидаги муносабатни топамиз:

$$1a = 0,1 \text{ CGSM ток кучи бирлиги.}$$

Бундан, таърифга кўра, ампер аниқ ўндан бир CGSM ток кучи бирлигига тенглиги кўринади.

Ампер билан CGSM ток кучи бирлиги орасидаги муносабатни, 195- § нинг (9) муносабатига кўра

$$1 \text{ CGSM ток кучи бирл.} = c \cdot \text{CGSE ток кучи бирл.}$$

эканлигидан ҳосил қиламиз.

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек} \quad \text{бўлганидан,} \quad 1a = 2,998 \cdot 10^9 \text{ см/сек} - \text{ток кучи бирл.} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE ток кучи бирл.}$$

Қолган барча электр ва магнит бирликлар бирликларнинг Халқаро системасида ампер орқали ҳосил қилинади. Масалан, электр миқдори бирлиги учун $1a$ ток оқаётган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 секундда ўтадиган электр миқдорига тенг бўлган кулон қабул қилинади. Равшанки, электр миқдорининг кулон ва CGSM ҳамда CGSE бирликлари орасида қуйидаги муносабатлар ўринли бўлади:

$$1 \text{ кулон} = 0,1 \text{ CGSM эл. миқ. бирл.,}$$

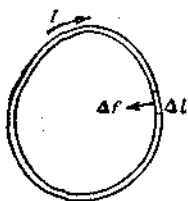
$$1 \text{ кулон} = 2,998 \cdot 10^9 \text{ CGSE эл. миқ. бирл.} = 3 \cdot 10^9 \text{ CGSE эл. миқ. бирл.}$$

Бирликларнинг халқаро системасида магнит майдон кучланганлиги бирлиги учун $1a$ ток оқаётган чексиз узун симдан $\frac{1}{2\pi}$ м масофадаги магнит майдон кучланганлиги қабул қилинади. Бу бирликни „метрда ампер“ (қисқача $\frac{a}{m}$) дейилади.

Бундан буён, алоҳида айтилмаган барча ҳолларда магнит катталикларни *CGSM* бирликларида ўлчанган деб оламиз.

197- §. Магнит майдонга киритилган токли берк контур.
196- параграфда биз Ампер қонунидан фойдаланиб, магнит майдонда тўғри тўртбурчак шаклидаги рамкага таъсир этувчи кучлар моментининг формуласини топдик.

Энди магнит майдоннинг ихтиёрий шаклдаги токли ясси контурларга таъсирини текшираимиз. Бунда биз контурнинг сими жуда қаттиқ бўлиб, у контурнинг барча элементларига қўйилган магнит кучлар таъсирида, қаттиқ жисм каби, деформацияланмайди деб ҳисоблаймиз.



201- расм. Магнит майдон кучланганлигига перпендикуляр жойлашган токли контурнинг Δl -элементи-га таъсир этувчи куч.

1. Бир жинсли магнит майдондаги токли берк контур. Аввало I ток ўтаётган ихтиёрий шаклдаги ясси контур кучланганлиги H бўлган бир жинсли магнит майдонга бу кучланганлик контур текислигига перпендикуляр йўналадиган қилиб жойлаштирилган деб фараз қиламиз (201- расм). Контурнинг ихтиёрий Δl элементини олиб, бу элементга таъсир қилувчи Δf кучни топайлик. H кучланганлик Δl га перпендикуляр бўлгани учун *CGSM* системада 196- параграфдаги (6) формулага асосан

$$\Delta f = IH\Delta l$$

бўлади. Δf кучнинг йўналишини чап қўл қондасидан фойдаланиб аниқлаймиз: агар майдон расм текислигига перпендикуляр ҳолда китобхонга қараб йўналган ва контурдаги ток соат стрелкаси ҳаракати бўйлаб оқаётган бўлса, куч контурнинг марказига йўналади (201- расм). Майдон бир жинсли бўлгани туфайли контурнинг ҳамма элементларига таъсир этувчи кучлар сон жиҳатдан тенг, шу сабабли контур ҳамма томондан бир текис сиқилган ҳолатда туради. Агар магнит майдон йўналишини ёки ток кучи йўналишини тескари томонга ўзгартирсак, Δf кучнинг йўналиши ҳам тескари томонга ўзгаради ва контур текис тортилган ҳолатга келади. Айни бир вақтда ҳам токнинг, ҳам магнит майдоннинг йўналишини ўзгартирсак, кучлар йўналиши ўзгармайди.

Энди контурни магнит чизиқлари контур текислигига параллел вазиятда турадиган қилиб жойлаштирамиз (202- расм). Контурнинг майдоннинг иккита параллел кучланганлик чизиқлари орасидаги Δl_1 ва Δl_2 элементларига қандай Δf_1 ва Δf_2 кучлар таъсир этишини аниқлайлик. Ток ва магнит майдон расмда кўрсатилганideк йўналган вақтда чап қўл қондасига

биноан Δl_1 элементга контур текислигига перпендикуляр равишда китобхонга қараб йўналган куч таъсир қилади; Δl_2 элементга эса контур текислигига перпендикуляр равишда китобхондан расм томонга қараб йўналган куч таъсир қилади. Δf_1 кучнинг катталиги қуйидагига тенг бўлади:

$$\Delta f_1 = |\Delta l_1 \sin \alpha \cdot H;$$

$\Delta l_1 \sin \alpha$ кўпайтма Δl_1 ва Δl_2 элементларни чегаралаб турган тўғри чизиқлар орасидаги Δh масофага тенглигини назарга олиб, Δf_1 куч ифодасини қуйидагича ёзамиз:

$$\Delta f_1 = IH \Delta h.$$

Худди шу йўл билан $\Delta f_2 = IH \Delta h$ ифодани ҳам ҳосил қиламиз; бундан Δf_1 ва Δf_2 кучлар сон жиҳатдан бир-бирига тенг, деган хулоса чиқади. Шундай қилиб, Δl_1 ва Δl_2 элементларга моменти $\Delta M = \Delta f \cdot x = IH \Delta h \cdot x$ га тенг бўлган жуфт куч таъсир қилар экан, x бу ерда Δl_1 ва Δl_2 элементлар орасидаги ўртача масофа, $\Delta h \cdot x$ кўпайтма 202- расмда штрихланган қисмнинг юзини ифодалайди, демак, ΔM моментнинг ифодасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta M = IH \Delta S.$$

Бутун контурни Δl_1 ва Δl_2 элементларга ўхшаш жуфт элементларга бўлиб чиқиш мумкин. Натижада, бутун контурга моментни алоҳида элементларга таъсир этаётган жуфт кучлар моментларининг йиғиндисига тенг бўлган жуфт куч таъсир этишини тонамиз. Равшанки, бу момент қуйидагича ифодаланган:

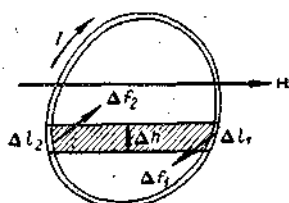
$$M = \sum \Delta M = IH \sum \Delta S.$$

Бундан

$$M = IHS, \quad (1)$$

бу ерда S — бутун контур ўраб турган юза.

Жуфт кучларнинг йўналишига эътибор берар эканмиз қуйидагиларни кўрамиз: жуфт кучлар таъсирида контур текислиги магнит кучланганлик чизиқларига перпендикуляр равишда шундай жойлашишга интиладики, бунда биз магнит майдон йўналиши бўйлаб қарасак, контурдаги ток соат стрелкаси



202- расм. Магнит майдоннинг кучланганлигига параллел жойлашган токли контурга таъсир этаётган кучлар моментини ҳисоблашга доир.

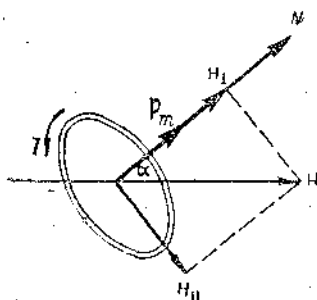
ҳаракати йўналиши бўйлаб оқаётган бўлади. Бу натижани бошқача таърифлаш мумкин: тоқли контур магнит майдонда шундай вазиятни эгаллашга интиладики, бунда контурдаги тоқнинг контур ўқида ҳосил қиладиган магнит майдон кучланганлиги ташқи магнит майдон кучланганлигига параллел йўналган бўлади.

191- параграфда биз IS кўпайтмага пропорционал бўлган p_m катталиқни *рамканинг магнит моменти* деб атаган эдик. CGSM системада $IS = p_m^1$ деб олинади, бунда (1) тенглик қуйидаги кўринишга келади:

$$M = H \cdot p_m. \quad (1a)$$

Контурнинг p_m магнит моменти вектор катталиқдир. p_m нинг йўналиши тоқли контурга ўтказилган мусбат нормалнинг йўналиши билан мос деб қабул қилинади (177- расмга қаранг).

Энди контурнинг текислиги магнит майдон йўналиши билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилган бирмунча умумий ҳолни қарайлик. Худди юқорида қилганимиздек, контурнинг вазиятини контур текислигига ўтказилган N нормалнинг вазияти билан характерлашни шартлашиб оламиз; нормалнинг йўналишини эса аввалгидек, парма қондасидан фойдаланиб топамиз: парма дастасини контурдаги тоқ йўналишида айлантирганимизда, парманинг илгариланма ҳаракати қайси томонга йўналган бўлса, рамканинг нормали ҳам шу томонга йўналган бўлади. Юқорида айтилганига биноан, контурга ўтказилган нормалнинг йўналиши контурнинг p_m магнит моменти векторининг йўналиши билан бир хил бўлади.



203- расм. Майдон кучланганлиги N ни иккита $N_{\perp}$ ва $N_{\parallel}$ ташкил этувчиларга ажратиш.

Айтайлик, нормалнинг магнит майдон йўналиши билан ҳосил қилган бурчаги α бўлсин (203- расм). Магнит майдоннинг N кучланганлик векторини иккита ўзаро перпендикуляр ташкил этувчиларга ажратамиз. Бу ташкил этувчиларнинг биттаси $N_{\perp}$ контур текислигига перпендикуляр бўлиб,

иккинчиси $N_{\parallel}$ контур текислигида ётади, яъни

$$N_{\perp} = N \cos \alpha, \quad N_{\parallel} = N \sin \alpha.$$

¹ CGSE системада $p_m = \frac{1}{c} IS$ деб қабул қилинган, шунинг учун (1a) формуланинг кўриниши иккала (CGSM ва CGSE) системада ҳам бир хил бўлади.

Юқорида айтилганига биноан, кучланганликнинг фақат контур текислигига параллел ташкил этувчисигина айлантирувчи момент ҳосил қилади; кучланганликнинг нормал ташкил этувчиси эса фақат контурни қисиши ёки чўзиши мумкин. Демак, (1) формулада магнит майдоннинг H кучланганлиги ўрнига унинг $H_{\parallel}$ ташкил этувчисини қўйсак, M моментни толамиз:

$$M = IHS \sin \alpha. \quad (2)$$

(2) формуладан $\alpha = \frac{\pi}{2}$ бўлганда, яъни контур текислиги кучланганлик чизикларига параллел бўлганда M айлантирувчи моментнинг қиймати энг катта бўлиши кўриниб турибди; $\alpha = 0$ да, яъни контур текислиги кучланганликка перпендикуляр бўлганда M момент нолга тенг.

IS ўрнига p_m магнит моментни киритиб, (2) формулани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$M = Hp_m \sin \alpha. \quad (2a)$$

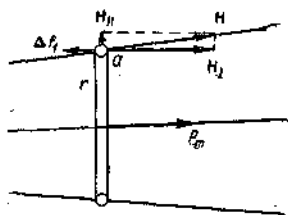
Агар контурларни йиғиб соленоид ҳосил қилсак, у ҳолда бу соленоидга таъсир этаётган жуфт кучларнинг momenti учун ҳам худди шундай ифода ҳосил қиламиз, бироқ бунда соленоиднинг магнит momenti $p_m = NIS$ деб олиш керак, бу ерда N — соленоид ўрамларининг сони.

Жуфт кучлар моментининг M вектори тушунчасидан фойдаланиб (I т., 35- §), (2a) тенгликни вектор кўринишида ёзиш мумкин:

$$M = [p_m \cdot H].$$

2. Бир жинсли бўлмаган магнит майдондаги токли берк контур. Масалани соддалаштириш учун кучланганлик чизиклари радиал тарқалган бир жинсли бўлмаган магнит майдонга жойлаштирилган айлана контур шаклидаги рамкани қараймиз. 204-расмда ана шу рамканинг расм текислиги билан кесишиши натижасида ҳосил бўлган кесими тасвирланган. Рамканинг p_m магнит momenti рамка марказидаги майдон кучланганлиги H билан бир хил йўналган бўлсин.

Чапдан ўнгга қараб йўналишни мусбат йўналиш деб шартлашамиз. Рамканинг Δl элементига майдон томонидан таъсир этаётган Δf кучни қараймиз. Рамканинг a нуқтага яқинроқ жойлашган Δl элементини танлаб оламиз; бу элемент расм текислигига перпендикулярдир. Магнит майдоннинг H кучлан-



204-расм. Бир жинсли бўлмаган магнит майдондаги токли контур.

ганлигини иккита: $H_{\perp}$ — рамка текислигига перпендикуляр ва $H_{\parallel}$ — рамка текислигига параллел ташкил этувчиларга ажратамиз. $H_{\perp}$ ташкил этувчи рамканинг марказидан ташқарига йўналган Δf_2 кучни ҳосил қилади. Рамканинг барча элементларига таъсир этувчи бундай кучлар тўплами рамкани ҳеч қандай айланма ёки илгариланма ҳаракатга келтирмасдан, фақат уни деформациялайди, холос. Шу сабабли бу кучлар бундан буён бизни қизиқтирмайди.

Майдоннинг $H_{\parallel}$ ташкил этувчиси чап қўл қоидасига биноан рамка текислигига перпендикуляр йўналган Δf_1 кучни ҳосил қилади.

Бу куч

$$\Delta f_1 = -IH_{\parallel}\Delta l, \quad (3)$$

бу ерда I — рамкадан ўтаётган токнинг кучи. Минус ишора кучнинг чапга йўналганлигини кўрсатади. H магнит майдон кучланганлигининг a нуқта яқинида рамка текислигига ўтказилган нормаль билан ташкил қилган бурчагини β билан белгилаймиз. У ҳолда $H_{\parallel} = H \sin \beta$. Бурчак β ни кичик деб ҳисоблаб, тақрибан $H_{\parallel} = H\beta$ деб оламиз. $H_{\parallel}$ нинг бу қийматини (3) га қўйсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\Delta f_1 = -IH\beta \cdot \Delta l.$$

Худди шундай Δf_1 кучлар рамканинг қолган барча элементларига ҳам таъсир қилади. Бу кучларнинг ҳаммаси *бир хил йўналган* бўлгани учун бутун рамкага таъсир этаётган натижавий f куч Δf_1 кучларнинг алгебраик йиғиндисидан иборат бўлади:

$$f = \sum \Delta f_1 = -IH\beta \cdot \sum \Delta l. \quad (4)$$

Равшанки, рамка узунлигининг барча элементларининг йиғиндиси бутун рамка контурининг узунлигини ташкил этади, яъни:

$$\sum \Delta l = 2\pi r,$$

бу ерда r — рамканинг радиуси.

$\sum \Delta l$ нинг бу қийматини (4) га қўйсак, бутун рамкага таъсир этувчи f куч учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

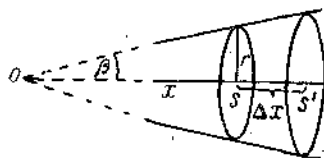
$$f = -2\pi r H I \beta. \quad (5)$$

Демак, бир жинсли бўлмаган магнит майдонда рамкага уни жойидан қўчиришга интилувчи куч таъсир қилар экан.

(5) формулани ўзгартириб, ундаги β бурчакни йўқотайлик. Бунинг учун рамка текислигини кесиб ўтаётган кучланганлик чизиқларининг сони (N) ни (205- расм) қараймиз. Рамка турган жойдаги H магнит майдон кучланганлиги билан N қўйидаги тақрибий муносабат орқали боғланган:

$$H = \frac{N}{S}, \quad (6)$$

бу ерда $S = \pi r^2$ — рамканинг юзи, кучланганлик оқимининг ифодасига кирувчи $\cos \beta$ эса тақрибан бирга тенг деб қабул қилинган. Бу кучланганлик чизиқларининг ҳаммаси рамканинг ўнг томонида ундан Δx масофада ётган S' юзиди кесиб ўтади. Рамканинг ўнг томонида ундан Δx масофада ётган нуқталардаги майдон кучланганлиги



205- расм. Бир жинсли бўлмаган магнит майдонда токли рамкага таъсир этувчи кучни ҳисоблашга доир.

$$H' = \frac{N}{S'},$$

майдон кучланганлигининг Δx кесма узунлигидаги ΔH ўзгариши эса

$$\Delta H = H' - H = \frac{N}{S'} - \frac{N}{S}.$$

Агар Δx кичик бўлса, S' юз S дан кам фарқ қилади, у ҳолда тақрибан

$$\Delta H = \frac{N(S - S')}{S^2}. \quad (7)$$

Фикран кучланганлик чизиқларини O нуқтада кесишгунча чапга давом эттирайлик. O нуқта рамкадан x масофада ётган бўлсин. У ҳолда β бурчакни кичик деб ҳисоблаб, $r \cong x\beta$ тенгликни келтириб чиқарамиз, бундан

$$S = \pi x^2 \beta^2, \quad S' = \pi (x + \Delta x)^2 \beta^2 \cong S \left(1 + 2 \frac{\Delta x}{x} \right),$$

S ва S' нинг бу қийматларини (7) га қўйсак, қўйидагини топамиз:

$$\Delta H = -2 \frac{N}{S} \cdot \frac{\Delta x}{x}$$

ёки (6) га биноан, $\frac{N}{S} = H$ ва $x = \frac{r}{\beta}$ эканлигини назарга олсак,

$$\Delta H = -2H \frac{\Delta x}{r} \beta,$$

бундан

$$\beta = -\frac{1}{2} \frac{r}{H} \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right).$$

β нинг бу қийматини (5) га қўйсак, рамкага таъсир этувчи кучнинг қуйидаги ифодасини ҳосил қиламиз:

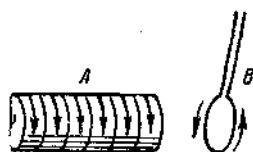
$$f = \pi r^2 I \cdot \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right).$$

$\pi r^2 I = SI$ кўпайтма рамканинг p_m магнит моментининг ўзгинасидир, бундан

$$f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right). \quad (8)$$

$\Delta H / \Delta x$ катталиқ магнит майдоннинг бир жинсли эмаслигини характерлайди, яъни H майдон кучланганлигининг нуқтадан нуқтага нақадар тез ўзгаришини кўрсатади; бу катталиқ магнит майдон кучланганлигининг градиентидир. Демак, (8) формулага биноан, рамкага таъсир этувчи f куч рамканинг p_m магнит моментига ва магнит майдон кучланганлигининг $(\Delta H / \Delta x)$ градиентига пропорционал экан. Бир жинсли майдон учун $\left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) = 0$ ва шунинг учун бир жинсли майдонда рамкага ҳеч қандай йиғинди куч таъсир этмайди.

Биз таҳлил қилаётган ҳолда (p_m магнит момент майдон бўйлаб йўналган) f куч рамкани майдон кучлироқ бўлган томонга қараб силжитати. Агар p_m магнит momenti H магнит майдон кучланганлигига тескари йўналганда эди, рамка майдон заифроқ бўлган томонга қараб силжиган бўлар эди. Аммо рамканинг бу кейинги вазияти тўғрунмас вазият бўлади.



206- расм. Тоқли рамка билан соленоиднинг ўзаро таъсири.

Бир жинсли бўлмаган майдонда рамка ихтиёрий ориентирланган умумий ҳолда рамкага ҳам f куч, ҳам M айлантирувчи момент таъсир этади; шунинг учун бир жинсли бўлмаган магнит майдонда эркин бурилади ва кўча оладиган рамка аввало ўзининг p_m магнит моментини кучланганлик чизиқлари бўйлаб йўналадиган қилиб бурилади, сўнгра майдон кучлироқ бўлган соҳага қараб силжийди. Бу ҳодисани осонгина намоён қилиш мумкин. Силжимайдиган қилиб маҳкамланган узун A соленоиднинг учига яқин жойда (206- расм) иккита ингичка узун симга осилган B рамкани жўйлаштирамиз. Рамка дастлаб қандай ориентирланган бўлишидан қатъи назар у аввало ўзидаги

токнинг йўналиши соленоиддаги токнинг йўналиши билан бир хил бўладиган қилиб бурилади, сўнгра эса соленоидга қараб тортилади.

Рамканинг p_m моменти H майдон кучланганлиги градиентининг йўналиши билан α бурчак ташкил қилган ҳол учун биз юқорида келтириб чиқарган (8) формулани осонгина умумлаштириш мумкин, у ҳолда

$$f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) \cos \alpha. \quad (8a)$$

Шундай қилиб, ташқи магнит майдонга киритилган токли рамка худди ташқи электр майдонга киритилган электр диполга ўхшар экан: рамкага бир жинсли майдонда фақат айлантйрувчи момент, бир жинсли бўлмаган майдонда эса, айлантйрувчи моментдан ташқари, майдон градиентига пропорционал бўлган куч ҳам таъсир қилар экан.

Мисол. Ҳар бир сантиметр узунлигида 10 тадан ўрами бўлган соленоиддан 10 а ток ўтмоқда. Шу соленоиднинг ичига 5 ўрам симдан иборат ва ўраб турган юзи $S = 10 \text{ см}^2$ бўлган рамка ўрнатилган. Рамкадан ток ўтмаган вақтда уни α пружина (207- расм) соленоиднинг ўқиға параллел вазиятда туриб туради. Агар пружинани φ бурчакка буриш учун $M = k\varphi$ жуфт куч моменти керак бўлса (бунда $k = 1 \text{ Г см/рад}$), рамкадан 1 а ток ўтганда, у соленоиднинг ўқиға нисбатан қандай φ бурчакка бурилади?

Ечилиши. Соленоид ичидаги магнит майдон кучланганлиги H 195- параграфдаги (4) формулага асосан

$$H = 4\pi In, \quad (9)$$

бу ерда n — соленоид узунлик бирлигидаги ўрамлар сони ва I — ундан ўтаётган токнинг кучи.

Рамкани контурлар тўпламидан иборат деб олсак, (2) формуладан рамкага таъсир этувчи кучлар моменти қуйидагича бўлишини топамиз:

$$M = n_1 I_1 S_1 H \sin \alpha,$$

бу ерда n_1 — рамкадаги ўрамлар сони, I_1 — рамкадан ўтаётган токнинг кучи, S_1 — рамканинг юзи. Бу формулага H нинг (9) даги қийматини қўйсак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

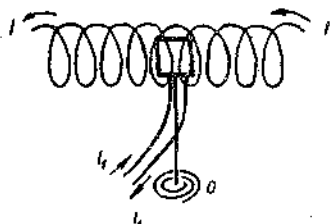
$$M = 4\pi n n_1 I I_1 S_1 \sin \alpha.$$

Бу момент пружинанинг $k\varphi$ буриш моменти билан мувозанатлашиши керак, шунинг учун

$$4\pi n n_1 I I_1 S_1 \sin \alpha = k\varphi.$$

$\alpha = \frac{\pi}{2}$ — φ эканлигини назарга олсак ва $4\pi n n_1 I I_1 S_1$ ни b билан белгиласак,

$$b \cos \varphi = k\varphi, \text{ бундан } \frac{\cos \varphi}{\varphi} = \frac{k}{b}.$$



207- расм. Соленоид ичидаги токли рамка.

Тақрибан $\cos \varphi \cong 1 - \frac{\varphi}{2}$ деб қабул қилиб, φ га нисбатан қуйидаги квадрат тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\varphi^2 + 2 \frac{k}{b} \varphi - 2 = 0, \text{ бундан } \varphi = -\frac{k}{b} \pm \sqrt{\frac{k^2}{b^2} + 2}.$$

I ва I_1 ларни CGSM бирликларда ва k ни дина·см/рад ларда ифодаласак, қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{k}{b} = \frac{k}{4\pi m_1 I_1 S_1} = \frac{980}{4 \cdot 3,14 \cdot 10 \cdot 5 \cdot 1 \cdot 0,1 \cdot 10} \cong 1,56,$$

бундан

$$\varphi = -1,56 \pm 2,11.$$

Бу икки ечимдан $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$ тенгсизликни қаноатлантирадиганини танда олиш лозим, бундан $\varphi = 0,55$ рад ёки $\varphi \cong 31^\circ$.

198-§. Магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси. Магнит майдонни маълум бир умумий муносабат билан ҳарактерлаш мумкин. Бу муносабат магнит майдонларни ҳисоблашда катта амалий аҳамиятга эга.

129-параграфда электр кучланганлик вектори циркуляциясининг ифодасини кўриб ўтган эдик, электр юритувчи куч масаласини таҳлил қилаётганимизда эса ташқи кучларнинг циркуляциясини киритган эдик.

Худди шунга ўхшаш энди **H** магнит кучланганлик вектори циркуляциясининг ифодасини киритамиз.

Ихтиёрий берк L контур оламиз. **H** векторнинг контурнинг Δl элементи йўналишига проекциясини H_l билан белгилаймиз. Берк контурнинг ҳамма элементлари учун $H_l \Delta l$ ифодаларнинг йиғиндисини тузамиз:

$$\sum H_l \Delta l.$$

бу йиғиндини **H** векторнинг L контур бўйича циркуляцияси деб атаймиз.

Био — Савар — Лаплас қонунига кўра, **H** векторнинг ихтиёрий берк контур бўйича циркуляцияси 4π билан циркуляция олинаётган контурнинг юзи орқали ўтаётган тўла ток кучи кўпайтмасига тенг эканлигини кўрсатиш мумкин:

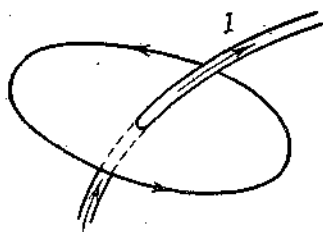
$$\sum H_l \Delta l = 4\pi I. \quad (1)$$

Циркуляциянинг ишораси контурни қайси йўналишда айланиб чиқаётганига қараб аниқланади: агар контурни айланиб чиқишдаги йўналиш билан контурдаги токнинг йўналиши орасидаги боғланиш парма қондасига мувофиқ бўлса, циркуляция мусбат ишора билан олинади ва, аксинча, агар контурни айланиб чи-

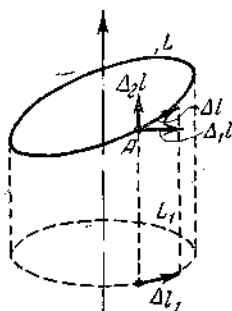
қишдаги йўналиш парма қондасига биноан мусбат ҳисобланадиган йўналишга тескари бўлса, циркуляция манфий ишора билан олинади. 208-расмда контур қайси йўналишда айланиб чиқилганда циркуляция мусбат бўлиши кўрсатилган.

Биз бу ерда (1) муносабатни фақат чексиз узун тўғри ток майдони учунгина исботлаймиз.

Тўғри токни ўраб турган ихтиёрий L контур оламиз (209-расм). Аввало L контур бўйича олинган циркуляция шу L контурнинг токка перпендикуляр текисликдаги проекцияси-



208-расм. Циркуляция мусбат бўлганда токни айланиб чиқиш йўналиши.



209-расм. Магнит кучланганлик вектори H нинг циркуляциясини ҳисоблашга доир.

дан иборат бўлган L_1 контур бўйича олинган циркуляцияга тенг эканлигини кўрсатамиз. Ҳақиқатан ҳам, Δl элементни токка перпендикуляр текисликда ётган $\Delta_1 l$ элемент билан токка параллел бўлган $\Delta_2 l$ элементнинг геометрик йиғиндиси деб қарашимиз мумкин:

$$\Delta l = \Delta_1 l + \Delta_2 l.$$

Тўғри токнинг контурнинг ҳар бир нуқтасида ҳосил қилган магнит майдони кучланганлиги

$$H = \frac{2I}{r}$$

катталиқка тенг ва r га перпендикуляр бўлган ҳолда токка перпендикуляр текисликда ётади (бунда r — ток билан A нуқта орасидаги масофа). Тенг таъсир этувчининг проекцияси ҳақидаги теоремага асосан:

$$H_1 \Delta l = H \Delta_1 l \cos(H, \Delta_1 l) + H \Delta_2 l \cos(H, \Delta_2 l).$$

H вектор $\Delta_1 l$ га перпендикуляр бўлгани учун бу йиғиндининг иккинчи ҳади нолга тенг. Шундай қилиб, қуйидаги келиб чиқади:

$$H_l \Delta l = H \Delta_1 l \cos(H, \Delta_1 l) = H_l \Delta l_1.$$

Бироқ Δl_1 катталиқ L контурнинг элементи бўлган Δl нинг токка перпендикуляр текисликка туширилган проекциясидир, яъни Δl_1 катталиқ L контурнинг токка перпендикуляр текисликка туширилган проекцияси бўлган L_1 контурнинг элементиدير. Шунинг учун қуйидагини топамиз:

$$\sum H_l \Delta l = \sum H_{1l} \Delta l_1.$$

(L контур бўйича) (L_1 контур бўйича)

Демак, (1) муносабатни исботлаётганда, умумиятни чекламасдан, контур токка перпендикуляр текисликда ётади деб фараз қилиш мумкин.

210- расмда контур токка перпендикуляр текисликда тасвирланган. Расмдан

$$H_l \Delta l = H \Delta l \cos(H, \Delta l) = \frac{2l}{r} \Delta l \cos \alpha$$

210- расм. **H** нинг токни ўраб турган берк контур бўйича циркуляциясини ҳисоблашга доир.

эканлиги кўриниб турибди. Лекин $\Delta l \cos \alpha$ катталиқ Δl нинг r га ўтказилган перпендикулярга проекциясидир, бу ерда r — текширилаётган нуқтадан токкача бўлган масофа. Δl кичик бўлгани учун

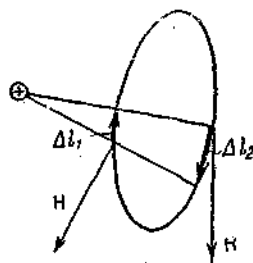
$$\Delta l \cos \alpha = r \Delta \varphi$$

деб олиш мумкин.

Циркуляция учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$\sum H_l \Delta l = 2l \sum \Delta \varphi = 4\pi l.$$

Шундай қилиб, қуйидаги натижа келиб чиқади: магнит кучланганлик векторининг ихтиёрий контур бўйича циркуляцияси 4π билан контур ўраб олган ток кучининг кўпайтмасига тенг. Агар контур токни ўрамаган бўлса (211- расм), у ҳолда контурни жуфт Δl_1 ва Δl_2 элементларга ажратиш мумкин. Бу элементлар учун циркуляция элементлари катталиқ жиҳатдан тенг ва қарама-қарши ишорали эканлигини кўриш қийин эмас:



211- расм. **H** нинг токни ўрамаган контур бўйича циркуляциясини ҳисоблашга доир.

$$H_1 \Delta l_1 = -\frac{2I}{r} r \Delta \varphi = -2I \Delta \varphi,$$

$$H_1 \Delta l_2 = \frac{2I}{r} r \Delta \varphi = 2I \Delta \varphi.$$

Шундай қилиб, циркуляция ифодасидаги йиғиндининг барча ҳадлари жуфт-жуфти билан ўзаро ейтишиб кетди ва биз қўйидаги натижага эга бўламиз: $\mathbf{H}$ векторнинг токни ўрамаган контур бўйича циркуляцияси нолга тенг:

$$\sum H_i \Delta l = 0.$$

Олинган натижаларни ихтиёрый ток ҳосил қилган майдон учун умумлаштириш мумкин, бироқ бундай умумлаштириш учун мураккаброқ математик ҳисобларни қўллаш зарур бўлади.

Векторлар анализи терминларида магнит майдон кучланганлигининг циркуляцияси ҳақидаги теорема қўйидаги кўринишда бўлади:

$$\oint H_i dl = 4\pi I,$$

бу ерда интеграл I токни ўраб турган контур бўйича олинади.

199-§. Магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси ифодасининг қўлланиши. Юқоридаги параграфда ҳосил қилинган натижа ундан келиб чиқадиган оқибатлар билан янада муҳимдир. Масалан, бу натижа кўпчилик хусусий ҳолларда магнит майдон кучланганлигини осонгина топишга имкон беради. Баъзи бир мисолларни кўриб чиқайлик.

1. Тороид ўқидаги магнит майдон кучланганлиги. Бир томонга йўналган, умумий тороидал сиртдаги бир хил айланма тоқлар системасини кўриб чиқамиз (182-расм). Ўрамлардаги ток кучини I билан, тороид ўқиининг узунлигини l билан, ўлчамларнинг умумий сонини N билан белгилаймиз. l узунлиқни ток айланаларининг радиусларига нисбатан катта деб фараз қиламиз. Симметрия мулоҳазаларига асосланиб қўйидаги хулосага келишимиз мумкин: тороиднинг ўқида майдон кучланганлиги ўзгармас ва у тороид ўқи бўйлаб шундай йўналганки, биз шу йўналиш бўйлаб қараганимизда, тороиддаги тоқларнинг соат стрелкаси йўналишида ўтаётганини кўрамиз. H кучланганликнинг сон қийматини ҳисоблаш учун тороиднинг ўрта чизиғидан иборат бўлган контур бўйича $\mathbf{H}$ векторнинг циркуляциясини тузамиз:

$$\sum H_i \Delta l = \sum H \Delta l = Hl = 4\pi I \quad (H_i = H). \quad (1)$$

Бу ерда I деб контур ўраб турган тўла токни тушуниш лозим. Маълумки, бу ток тороиднинг ҳамма ўрамларидан ўтаётган токларнинг йиғиндисига тенг:

$$I = N \mathcal{I}$$

буни (1) га қўйсак:

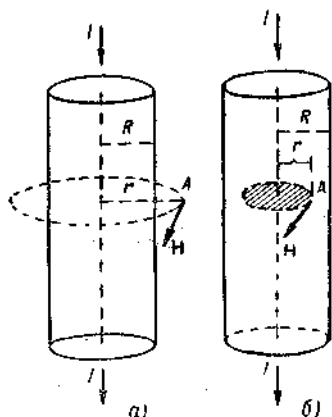
$$Hl = 4\pi N \mathcal{I}.$$

Буни l га қисқартириб, H нинг қийматини топамиз:

$$H = 4\pi \frac{N}{l} \mathcal{I} = 4\pi n \mathcal{I}, \quad (2)$$

бу ерда n — тороиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони.

Шундай қилиб, тороиднинг ўқида магнит майдон кучланганлиги (H) тороиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сонига ва ўрамдаги $\mathcal{I}$ ток кучига пропорционал экан. Агар тороид ўқининг радиуси чексиз катта бўлса, тороидни чексиз соленоидга эквивалент деб ҳисоблаш мумкин. Демак, (2) формула шу билан бирга чексиз узун соленоиднинг ўқидаги магнит майдон кучланганлигини ҳам ифодадалар экан (194- §).



212-расм. Цилиндрик ўтказгичда оқаётган токнинг магнит майдони кучланганлигини аниқлашга доир.

2. Чексиз тўғри цилиндрик ўтказгичдан ўтаётган токнинг магнит майдони. R радиусли цилиндрик ўтказгичдан унинг кўндаланг кесими бўйлаб бир текис тақсимланган I ток ўтмоқда деб фараз қиламиз. Ана шу токнинг ўтказгичнинг ўқидан r масофада ётган нуқтада ҳосил қилаётган магнит майдон кучланганлигини топамиз. Аввало кучланганлик ҳисобладиган A нуқта ўтказгичдан ташқарида ётади, яъни $r > R$ деб фараз қиламиз. Симметрия мулоҳазаларига кўра, ўқдан бирдай r масофада ётган ҳамма нуқталарда H кучланганлик бирдай бўлади, деб хулоса қилиш мумкин. Цилиндрик токни элементар тўғри токларнинг

йиғиндисидан иборат деб қараш мумкин, демак, H кучланганлик ўтказгичнинг ўқида перпендикуляр текисликда ётиши ва r га перпендикуляр йўналган бўлиши керак.

Маркази цилиндр ўқида бўлиб, кучланганлик изланаётган нуқта орқали ўтган (212-расм) айлана бўйлаб H векторнинг

циркуляциясини тузамиз. $\mathbf{H}$ кучланганлик r га перпендикуляр ва айлана элементларига параллел бўлгани учун циркуляция ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\sum H_i \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I \quad (H_i = H). \quad (3)$$

Бу ерда I юқоридагига ўхшаб, циркуляция олинган контур ўраб турган тўла токни ифодалайди. Ўтказгичдан ташқарида ётган нуқта учун (3) формуладаги I бутун цилиндрлик ўтказгич орқали ўтаётган токнинг кучини ифодалайди. Буни назарга олиб қуйидаги ифодани топамиз:

$$H \cdot 2\pi r = 4\pi I,$$

бундан H учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$H = \frac{2I}{r}.$$

Шундай қилиб, цилиндрлик токнинг ташқи нуқталарда ҳосил қиладиган кучланганлиги шу цилиндрининг ўқи бўйлаб ўтаётган ва кучи цилиндрдаги токнинг кучига тенг бўлган тўғри ток магнит майдонининг кучланганлигига тенг.

Цилиндрнинг ичида ётган нуқта учун циркуляция олинган контур токнинг фақат бир қисмини ўрайди. Юқоридагидек, текширилаётган нуқтадан ўққача бўлган масофани r билан белгиласак, контур ўраб турган ток қуйидагига тенг бўлади:

$$I' = \frac{I}{\pi R^2} \pi r^2.$$

Бу ифодани (3) формулага қўйсак:

$$H = \frac{2I' r}{R^2}.$$

Бу формуладан ток ўқидан узоқлашилган сари магнит майдон кучланганлиги орта бориши кўриниб турибди; цилиндрининг ўқида магнит майдон нолга тенг.

213- расмда магнит майдон кучланганлиги билан цилиндр ўқигача бўлган масофа орасидаги боғланиш тасвирланган.

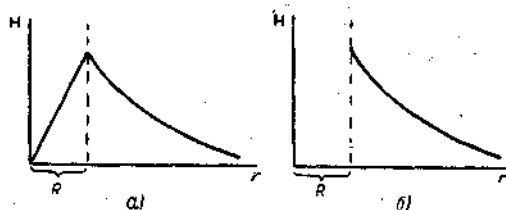
Агар ток ўтказгичнинг юққа сирт қатламининг оқаётган бўлса, у ҳолда ўтказгичнинг ташқарисидagi магнит майдон шундай ток бутун кесим бўйлаб текис оққанда ҳосил бўладиган магнит майдонга тенг бўлади. Лекин бу ҳолда ўтказгичнинг ичида магнит майдон нолга тенг бўлади. Ҳақиқатан ҳам, ўтказгичдан ясалган цилиндрининг ичида $\mathbf{H}$ векторининг циркуляцияси, аввал кўрганимиздек:

$$\sum H_i \Delta l = H \cdot 2\pi r = 4\pi I.$$

Бироқ бу ҳолда циркуляция контури токни тўлиқ ўрамайди, шунинг учун тенгликнинг ўнг томони нолга тенг бўлади. Шунинг учун бевосита ички нуқталарда майдон кучланганлиги:

$$H = 0.$$

Ток цилиндрик ўтказгичнинг сирти бўйлабгина оққанда H нинг r га боғланиши 213-б расмда тасвирланган.



213-расм. Магнит майдон кучланганлиги H нинг цилиндрнинг ўқиғача бўлган масофага қараб ўзгариши: а—ўтказгичнинг кесими бўйлаб текис оқаётган ток учун; б—ўтказгичнинг сирти бўйлаб оқаётган ток учун.

200-§. Магнетиклар. Шу вақтга қадар бўшлиқдаги, яъни сезиларли миқдорда атомлар, электронлар ёки модданинг бошқа элементар зарралари бўлмаган фазодаги магнит майдонни текширдик. Энди биз магнит майдонга моддаларнинг таъсирини текшираемиз. Бунда магнит майдонга таъсир кўрсата оладиган моддани *магнетик* деб атаймиз.

Аввало диэлектрикларнинг электростатик майдонга таъсири ҳақидаги мулоҳазаларимизни эсга олайлик. Электростатик майдон таъсирида диэлектрик ўзига хос бир ҳолатга келади; бу ҳолатни биз қутбланиш деб атаган эдик. Қутбланиш натижасида диэлектрикнинг чегараларида ва унинг бир жинсли бўлмаган соҳаларида тегишли σ' сирт зичлиги ва ρ' ҳажмий зичликка эга бўлган электр зарядлар („боғланган“ зарядлар) ҳосил бўлади. Бу зарядлар ўзининг электростатик майдонини вужудга келтиради ва бу майдон дастлабки майдон („эркин“ зарядлар майдони) билан қўшилади.

Агар дастлабки электростатик майдоннинг кучланганлиги E_0 га, диэлектрикнинг қутбланиши натижасида ҳосил бўлган майдоннинг кучланганлиги эса E' га тенг бўлса, у ҳолда майдоннинг E умумий кучланганлиги уларнинг вектор йигиндисига тенг бўлади:

$$E = E_0 + E'.$$

Худди шу каби, симлардан ўтаётган тоқларнинг магнит майдонида турган ҳар бир магнетик ҳам ўзига хос бир ҳолат-

га келади — *магнитланади*. Магнитланган ҳолатда магнетик қўшимча H' магнит майдон кучланганлиги ҳосил қилади ва бу кучланганлик симлардан ўтаётган тоқлар ҳосил қилган H_0 магнит майдон кучланганлигига қўшилади. Диэлектрикларда электр майдонни белгилашда киритилган номларга қиёс қилиб бу иккала кучланганликнинг $H_0 + H'$ вектор йиғиндисини магнетикдаги магнит майдон кучланганлиги деб аташ лозим эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра

$$B = H_0 + H' \quad (1)$$

вектор *магнит индукция вектори* деб юритилади. Шундай қилиб, *магнит индукция вектори* B *макроскопик* (муҳитга нисбатан ташқи) ва *микроскопик* (муҳит молекулалари ҳосил қилган) тоқлар ҳосил қилган тўла магнит майдоннинг кучланганлигидан иборат.

Тажриба кўрсатадики, майдон нолдан фарқли бўлган фазони тўла эгаллаб турган бир жинсли магнетикларда қўшимча H' майдон кучланганлиги дастлабки H_0 майдон кучланганлиги йўналган томонга ҳам, унга тескари томонга ҳам йўналиши мумкин. H' майдон H_0 майдон билан бир томонга йўналган моддалар *парамагнетиклар* деб, H' майдон H_0 майдонга тескари йўналган моддалар *диамагнетиклар* деб аталади. Шунинг эслатиб ўтамизки, майдон нолдан фарқли бўлган бутун фазони тўла эгаллаган бир жинсли диэлектрикларда қўшимча E' майдон кучланганлиги ҳамма вақт эркин зарядлар майдони кучланганлигига тескари йўналган. Ҳамма диамагнит жисмларда ва кўнчилик парамагнит жисмларда H' майдон кучланганлиги H_0 га қараганда жуда кичик бўлади. Лекин шундай жисмлар группаси ҳам борки, уларда H' кучланганлик H_0 га нисбатан катта бўлиши мумкин. Ундаи ташқари, бундай жисмлар бир қатор бошқа хусусиятлари жиҳатидан ҳам фарқ қилади; улар алоҳида *ферромагнит* жисмлар (темир шундай жисмлар қаторига киради) группасини ташкил қилади. Уларнинг хоссаларини кейинроқ текшираемиз; ҳозирча оддий парамагнит ва диамагнит жисмларни текшириш билан чегараланамиз.

Биринчи марта Ампер илгари сурган гипотезага биноан парамагнит моддаларнинг молекулаларида айланма тоқлар мавжуддир; бу тоқлар одатда *молекуляр тоқлар* деб юритилади. Ташқи магнит майдон бўлмаганда бу тоқларнинг ўқлари тартибсиз жойлашгани сабабли улар ҳосил қилаётган магнит майдон ўртача нолга тенг бўлади. Ташқи магнит майдон таъсирида бу айланма тоқлар ориентирланади, улар ҳосил қилаётган умумий магнит майдон ўртача нолдан фарқли H' кучланганлик ҳосил қилади ва дастлабки H_0 магнит майдон кучланганлигига қўшилади. Парамагнит моддада умумий маг-

нит майдоннинг кучайишига сабаб шу. Парамагнетикнинг магнитланиши парамагнитдаги молекуляр токларнинг маълум вазиятда ориентирланишидан иборатдир.

Ҳозирги вақтда магнетикларнинг магнит хоссаларига молекуляр токларгина эмас, атомлар таркибига кирувчи элементар зарраларнинг (электронлар ва ядроларнинг) магнит хоссалари ҳам сабабчи бўлади, деб айтиш мумкин. Элементар зарраларнинг ҳаракат ҳолатига боғлиқ бўлмаган магнит моменти ҳам бўлишини биз пастроқда тушунтириб ўтамиз. Бу магнит моментни магнит майдоннинг шу заррага кўрсатган таъсири орқали (199- параграфга таққосланг) пайқаш мумкин, бироқ элементар зарраларнинг магнит моментини зарядларнинг бирор ҳаракати билан тушунтирадиган модель йўқ. Шунинг ҳам назарда тутиш керакки, элементар зарраларнинг бундан бошқа бир қатор хоссаларини ҳам классик механика тушунчалари нуқтаи назардан тушунтириб бериш мумкин эмас (III томга қаранг).

Магнетикларнинг асосий хоссаларини Ампернинг молекуляр токлар ҳақидаги тушунчасига асосланиб сифат жиҳатдан тушунтириш мумкин.

Диаманит модда молекулаларида доимий айланма токлар бўлмайди (ёки ҳар бир молекулада бир нечта айланма ток бўлиб, уларнинг магнит моментлари бир-бирини компенсациялаб туради). Уларда айланма токлар фақат ташқи магнит майдон таъсирида пайдо бўлади (индукцияланади). Индукцияланган токлар шундай йўналган бўладики, улар ҳосил қилган магнит майдон ташқи магнит майдонга тескари йўналади. Бунинг биз XVIII бобда кўрамиз. Диаманит муҳитда натижавий магнит майдоннинг камайишига сабаб шу.

Тескари йўналишли токлар олдин айланма токлар мавжуд бўлган молекулаларда ҳам индукцияланади. Бироқ бу ҳолда дастлабки токлар етарли даражада кучли бўлса, индукцияланган ток уларни фақат бир қадар заифлаштиради холос. Шундай қилиб, диаманетик эффект ҳамма моддаларда ҳам бўлади, бироқ парамагнетикларда дастлабки токларнинг ориентирланиш эффекти бу эффектдан устунлик қилади. Молекулаларда тескари йўналган индукцион токларнинг пайдо бўлиши электрон нуқтаи назардан ташқи магнит майдонда Лармор прецессияси деб аталадиган (214- параграфга қаранг) ҳодисанинг вужудга келиши билан изоҳланади.

Электростатикада (143- §) биз диэлектрикдаги $E = E_0 + E'$ майдон кучланганлигини зарядланган макроскопик жисмга таъсир этаётган куч орқали аниқлашда рўй берадиган қийинчиликларни кўрсатиб ўтган эдик. Биз диэлектрикка ботирилган зарядли жисмга заряд турган жойдаги майдон кучланганлиги (бу кучланганлик E га тенг эмас) туфайли вужудга келадиган

кучлардан ташқари қутбланган диэлектрикнинг механик таъсир кучлари ҳам таъсир этишини кўрдик.

Магнетикдаги $\mathbf{B} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$ магнит индукция векторини аниқлашда ҳам худди шундай қийинчиликлар учрайди. Магнит майдон таъсирида магнетикда механик ўзгаришлар (*магнитострикция*; 203- параграфга қаранг) рўй беради, натижада магнетик ичига жойлаштирилган токли симга қўшимча механик кучлар таъсир этади. Бироқ токли симлар *бир жинсли чексиз магнетик ичига* жойлаштирилганда, улар орасида вужудга келган ўзаро магнит таъсир кучлари $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$ умумий майдон таъсиридагина вужудга келган кучларга тенг бўлди.

Ампер формуласига биноан, кучланганлиги H бўлган ташқи магнит майдон Δl узунликдаги ток элементига бўшлиқда

$$\Delta f = I \cdot H \cdot \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (2)$$

куч билан таъсир қилади, бунда I — ток кучи, α — магнит майдон кучланганлигининг йўналиши билан симдаги мусбат зарядлар ҳаракатининг йўналиши орасидаги бурчак.

Юқорида айтганимизга биноан, (2) формуладаги H магнит майдон кучланганлигининг B магнит индукция билан алмаштирсик, бир жинсли чексиз магнетик ичида токка таъсир этадиган Δl кучини топамиз.

$$\Delta f = I B \sin \alpha \cdot \Delta l \quad (2a)$$

Шундай қилиб, бир жинсли чексиз магнетик бўлганда *магнит майдоннинг токка таъсири B магнит индукция вектори орқали аниқланади* деб ҳисоблаймиз.

Юқорида айтилганидек, $\mathbf{B}$ магнит индукция $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$ кучланганликларнинг йиғиндисига тенг бўлгани учун $\mathbf{H}_0$ қайси бирликларда ўлчанса, индукцияни ҳам ўша бирликларда, яъни CGSM системада эрстедларда ўлчаш лозим. Бироқ CGSM системада магнит индукция векторининг бирлиги гаусс деган алоҳида ном билан юритилади. Амалда гаусс билан эрстед бирдайдир.

195- параграфда (2) формула CGSM системада, яъни ток кучи CGSM ток кучи бирликларида, H эрстедларда, Δl сантиметрларда ва Δf диваларда ўлчанганда тўғри натижа бериши қайд қилиб ўтилган эди. Шунингдек, (2a) формула ҳам CGSM системада, яъни I ни CGSM ток кучи бирликларида ва B ни гауссларда ўлчаганда тўғри натижа беради.

Умуман (2a) формула ёрдамида сим элементига таъсир этаётган Δl кучга кўра майдоннинг ҳар бир берилган нуқтасидаги $\mathbf{B}$ магнит индукция векторини топиш мумкин. Равшанки, бундай симнинг яқин атрофида майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин бўлсин учун сим етарли даражада ингичка

бўлиши, яъни у магнетик ичига киритилганда майдонни ҳосил қилаётган токларнинг катталигини ҳам, конфигурациясини ҳам ўзгартирмаслиги, шунингдек магнетикни қўшимча равишда магнитлантирмаслиги керак. Бу талабларнинг барчасини ҳам, айниқса қаттиқ магнетиклар бўлганда амалда қаноатлантириш мумкин эмас. Масалан, қаттиқ магнетикда токли рамкага таъсир этадиган магнит кучларини аниқлаш учун магнетик ичида ковак (рамка учун жой) ҳосил қилиш зарур бўлади.

Худди электростатикадаги каби майдоннинг рамкага таъсири бу ковакнинг шаклига боғлиқ бўлади. В векторни аниқлаш мумкинлиги ҳақида 207-параграфда муфассалроқ гапириб ўтамиз.

201-§. Молекулалар, атомлар ва электронларнинг магнит моментлари. Молекулар токлар мавжудлиги ҳақидаги Ампер гипотезаси атомлар ва молекулаларнинг тузилиши ҳақидаги ҳозирги замон тушунчаларига мос келади. Биз атомнинг мураккаб электрик система эканлигини, электронлар эса унинг таркибий қисми эканлигини бир неча марта таъкидлаб ўтдик. Резерфорд таклиф этган моделга биноан, атом оғир мусбат зарядли ядро ва бу ядро атрофида муайян орбиталар бўйлаб айланиб юрадиган электронлардан ташкил топган. Берк орбита бўйлаб айланаётган электрон ҳар жиҳатдан ҳам берк контурда оқаётган токка ўхшайди. Электрон магнит майдон ҳосил қилади ва ташқи магнит майдон унга ориентирловчи таъсир этади.

Масалани соддалаштириш учун атом ичида радиуси r бўлган доиравий орбита бўйлаб айланаётган электронни қараймиз. Электрон ҳаракат миқдорининг механик моменти

$$P = m v r, \quad (1)$$

бу ерда m — электроннинг массаси ва v — унинг тезлиги. Шу билан бирга, ҳаракатдаги электрон токка ўхшаганлиги учун унинг p_m магнит моменти ҳам бўлади. Шу магнит моментни аниқлайлик. Агар биз фикран орбитанинг кўндаланг кесимини олсак, у ҳолда электроннинг орбита бўйлаб ҳар айланишида бу кесимдан электрон зарядига тенг e заряд оқиб ўтади. Вақт бирлигида бу кесимдан ne заряд оқиб ўтади, n — электроннинг вақт бирлигида орбита бўйлаб айланишлари сони.

И ток кучи сон қиймати жиҳатидан вақт бирлигида оқиб ўтган зарядга тенг бўлгани учун орбита бўйлаб айланаётган электрон

$$I = ne$$

токка эквивалент бўлади. Айланишлар сони $n = \frac{v}{2\pi r}$, бундан

$$I = \frac{v}{2\pi r} e.$$

Юқорида айтилганларга биноан ток кучи I бўлган контурнинг p_m магнит моменти IS га тенг, бу ерда S — контурнинг юзи.

Шунинг учун r радиусли доирaviй контур бўйлаб айланаётган электроннинг магнит моменти

$$p_m = IS = \frac{v}{2\pi r} e \cdot \pi r^2 = \frac{1}{2} v r e. \quad (2)$$

(1) ва (2) ифодаларни солиштирсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$p_m = \frac{1}{2} \frac{e}{m} P, \quad (3)$$

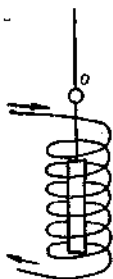
яъни берк орбита бўйлаб айланаётган электроннинг магнит ва механик моментлари p_m ва P бир-бири билан бевосита боғланган экан. (3) формула бирликларнинг электромагнит системасида ифодаланган. Агар бу формулада аралаш системадан фойдалансак, яъни одатда қилинишича, p_m магнит моменти CGSM бирликларда, электрон массасининг зарядига нисбатан (e/m) ни эса CGSE бирликларда ўлчасак, у ҳолда формуланинг ўнг томонига $\frac{1}{c} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ сек/см коэффициент киритишимиз лозим бўлади, у ҳолда

$$p_m = \frac{1}{2c} \frac{e}{m} \cdot P. \quad (3a)$$

Агар атом ёки молекулада турли орбиталар бўйлаб айланаётган бир нечта электрон бўлса, у ҳолда алоҳида электронларнинг P механик моментлари ўзаро вектор қўшилиб натижавий P моментни ташкил қилади; шунингдек, алоҳида электронларнинг p_{mi} магнит моментлари вектор қўшилиб, атом ёки молекуланинг натижавий p_m магнит моментини ташкил қилади.

Парамагнит моддада маълум магнит ва механик моментлар билан боғлиқ бўлган молекуляр токларнинг мавжуд эканлигини 1915 йилда Эйнштейн билан Де-Гааз тажриба йўли билан тасдиқладилар. Парамагнит моддадан ясалган стерженни ташқи магнит майдонга киритиб магнитлаганимизда модда молекулаларининг магнит моментлари бурилиб майдон бўйлаб жойлашади. Натижада уларнинг P механик моментларининг йўналиши ҳам ўзгаради. Бироқ ҳаракат миқдорининг тўла механик моменти ўзгармаганлиги сабабли бутун стержень тескари томонга йўналган ҳаракат миқдори моменти олиши, яъни айлана бошлаши керак. Бу ҳодиса I томда баён этилган соф механик ҳодисага ўхшайди: ҳаракатлана оладиган скамейка устида турган киши қўлидаги айланаётган гилдиракнинг ўқини бурганда скамейка ҳаракатга келади.

Эйнштейн ва Де-Гааз тажрибасида темир стержень вертикал турган соленоиднинг ўқи бўйлаб ингичка илга осиб қўйилган (214- расм). Соленоиддаги токнинг йўналиши ўзгартирилганда стержень қайта магнитланган (қутблари ўзгарган) ва бунда айлантирувчи импульс олган. Стерженьнинг бурилиши илга маҳкамланган a кўзгудан қайтаётган ёруғлик нури ёрдамида кузатишган. Стерженьни каттароқ бурчакка буриш учун резонанс принциpidан фойдаланилган: соленоиддаги ток йўналишининг ўзгариш даври илга осилган стерженьнинг хусусий тебраниш даврига тенг қилиб олинган.



214- расм.
Эйнштейн
ва Де-Гааз
тажрибаси-
нинг схема-
си.

Стерженьнинг бурилиш йўналиши электрон зарядининг манфий ишорасига мос келган. (3) формуладан фойдаланиб ҳамда магнит ва механик моментлар орасидаги нисбатни ўлчаб, электрон зарядининг массасига нисбатини аниқлаш мумкин.

Бироқ e/m нисбатининг бу ўлчашлардан топилган қиймати бошқа усуллар билан топилган қийматидан фарқ қилади. Бу келишмовчиликнинг сабабларини шу параграфнинг охирида кўрсатиб ўтамыз.

Шунингдек, ҳозир таърифланган ҳодисага тескари ҳодиса ҳам мавжуд.

Парамагнетикдан ясалган стерженьни айлантирганда ундаги молекуляр токларнинг ўқи стерженьнинг айланиш ўқига параллел вазиятини олишга интилади. Бу ҳодиса механикадаги гидроскопик эффектга ўхшайди: агар пилдиरोқ айланаётган тагликнинг ўзи ҳам айланаётган бўлса, пилдироқнинг ўқи тагликнинг ўқига параллел вазиятни олишга интилади. Натижада айланаётган стержень магнитланиши керак. Ҳақиқатан ҳам, темир стерженьни тез айлантирганда унинг магнитланганлигини пайқаш мумкин. Шундай қилиб, сифат томондан бу ҳодиса ҳам тасдиқланади; унинг миқдор томонига келганда e/m нинг бу тажрибада топилган қиймати, Эйнштейн ва Де-Гааз тажрибаларидаги каби, бошқа усуллар ёрдамида топилган қийматидан фарқ қилади.

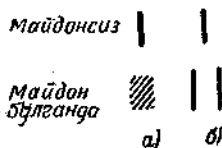
Парамагнит модда ичида магнит ва механик моментлар билан боғлиқ бўлган молекуляр токлар бўлишини 1917 йилда А. Ф. Иоффе билан П. Л. Капица ҳам тасдиқлаган эдилар. Уларнинг тажрибаси Эйнштейн ва Де-Гааз тажрибасидан биоз бошқача эди. Иоффе билан Капица доимий магнитларни қиздирганда улардаги қолдиқ магнетизмнинг йўқолиш ҳодисасидан фойдаландилар (204- §). Магнитланган никель стержень ингичка илга осилади. Стержень қиздирилганда молекулалар магнит моментларининг йўналиш жиҳатдан тартибсиз тақсим-

ланиши рўй беради, уларнинг йиғинди механик моменти нолга тенглашади. Бунда ҳаракат миқдори моментининг сақланиш қонунига биноан стержень айланма ҳаракатга келади.

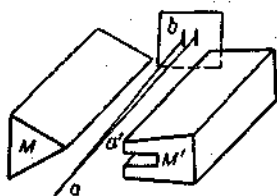
Атом ва молекулаларнинг магнит моментларини Штерн ва Герлах бевосита ўлчаганлар. Магнит моментга эга бўлган заррага бир жинсли бўлмаган ташқи магнит майдонда силжитувчи куч таъсир қилади. Штерн ва Герлах тажрибаларининг идеяси шу ҳодисага (197- параграфга қаранг) асосланган. Юқори вакуумли асбоб ичида ҳосил қилинган aa' атом нури (215- расм) электромагнитнинг MM' қутблари орасидан учиб ўтади. Электромагнитнинг қутблари шундай махсус шаклда ясаладикки, бунда атом нурининг йўналишига перпендикуляр йўналишда кескин бир жинсли бўлмаган магнит майдон ҳосил бўлади. Атом нури b пластинкага тушиб, унда ингичка полоска кўринишида из қолдиради. Магнит моменти p_m бўлган атомга

$$\Delta f = p_m \left(\frac{\Delta H}{\Delta x} \right) \cos \alpha$$

куч таъсир қилади (312- бетга қаранг), бунда $(\Delta H/\Delta x)$ — майдон градиенти. Шундай қилиб, кучнинг катталиги p_m магнит моментга, магнит майдоннинг бир жинсли эмаслик даражасига



216- расм. a — атом нурининг магнит майдонда шундай кенгайиши кутилади; b — кумуш атомларининг нури магнит майдонда шундай иккита нурга ажралиши кузатилган.



215- расм. Штерн ва Герлах тажрибасининг схемаси.

ва p_m момент йўналиши билан майдон градиенти йўналиши орасидаги α бурчакка боғлиқ экан. Сиртдан қараганда, иссиқлик ҳаракат натижасида атомларнинг магнит моментлари ҳар хил йўналишда бўлиши, шу сабабли турли атомлар майдонда турлича оғиши ва шунинг учун ҳам атом нури бир жинсли бўлмаган майдондан ўтганда ёйилиб кетиши керакдек туюлади (216- a расмга қаранг). Аслида эса Штерн ва Герлах тажрибалари бошқача натижага олиб келди: атом нури бир нечта кескин шуълаларга ажралади. Кумуш, шунингдек натрий, калий ва бошқа ишқорий металллар бўлган ҳолда атом нури иккита симметрик шуълага (216- b расмга қаранг) ажралади; ванадий атомларининг нури тўртта алоҳида

шуълага, марганец атомларининг нури эса олтита шуълага, темирники — тўққизта шуълага ажралади. Симоб, магний ва бошқа бир қанча элементлар атомларининг нури ҳеч ажралмай-

ди: бундай ҳодиса бу элементлар атомларининг магнит моментга эга бўлмаслигини кўрсатади.

Атом нурунининг алоҳида шуълаларга ажралиши атомларнинг магнит моментлари ташқи магнит майдонда пала-партиш ориентирланмасдан, балки магнит майдон йўналишига нисбатан маълум бурчаклар остида ориентирланишидан далолат беради. Масалан, натрийнинг атомлари икки хил жойлашиши мумкин: уларнинг магнит моменти ё майдон бўйлаб, ёки майдонга тескари йўналган бўлади; ванадий атомлари майдонга нисбатан тўрт хил ориентирланиши мумкин ва ҳоказо. Бу ҳодисани квант механикаси тўла-тўқис изоҳлаб беради (III томга қаранг).

Атом шуълаларининг оғишини ўлчаш шу нарсани кўрсатадики, ҳамма атомлар магнит моментларининг проекциялари маълум бир p_0 магнит моментнинг рационал касрларига тенг бўлар экан:

XV жадвал

$$p_m = \frac{q}{r} p_0,$$

Атомлар магнит моментларининг
максимал проекциялари

бу ерда q ва r — бутун сонлар; p_0 магнит момент *Бор магнетони* деб аталади; унинг қиймати

$$p_0 = 0,9272 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гаусс}^1.$$

Баъзи атомлар магнит моментлари проекцияларининг максимал қийматлари XV жадвалда берилган.

Атом спектрларининг тuzилиш характери сингари (III томга қаранг), бу тажрибаларнинг анализи ҳам

ҳар бир электрон муайян магнит моментга эга эканлигига ишонч ҳосил қилдиради. Бундан табиий равишда, классик

Атом	Магнит моментлар проекцияларининг максимал қийматлари (Бор магнетони улushiлари ҳособида)
Водород	1
Натрий	1
Ванадий	3/5
Хром	6
Темир	6
Индий	1/3

¹ Магнит моментларини эрг/гаусс бирликларда ўлчаш қуйидагидан келиб чиқади: тоқли контурга таъсир этувчи кучлар моменти $M = p_m \cdot B \sin \alpha$, бу ерда p_m — токнинг магнит моменти, B — майдоннинг магнит индукцияси. Бундан

$$p_m = \frac{M}{B \sin \alpha}$$

M катталик дина·см ларда, B эса гауссларда ўлчангани учун p_m нинг ўлчов бирлиги $\frac{\text{дина} \cdot \text{см}}{\text{гаусс}}$ бўлади, лекин дина·см эргга тенг, шу сабабли p_m нинг ўлчов бирлиги эрг/гаусс бўлади.

электродинамика тушунчалари доирасида электрон ўз марказидан ўтган ўқ атрофида тўхтовсиз айланиб туради, деган гипотеза майдонга чиқди; шу айланиш туфайли электрон ҳаракат миқдорининг доимий P_e механик моментига (бу момент *спин* деб аталади, инглизча spin — урчиқ сўзидан олинган) ҳамда у билан ўзаро боғланган ва бор магнетонига тенг бўлган доимий p_m магнит моментига эга бўлади. Бироқ бу кўргазмали гипотеза жуда ҳам соддалаштирилган бўлгани учун кейинчалик квант механиканинг электроннинг хусусиятлари ҳақидаги умумий тушунчалари билан алмаштирилди. Бунда назария натижаларини тажриба билан боғлаш учун электроннинг магнит ва механик моментлари орасида қуйидаги муносабат бор деб фарз қилишга тўғри келди:

$$p_m = \frac{e}{m} P_e, \quad (4)$$

яъни электроннинг хусусий моментлари учун p_m/P_e нисбат унинг (3) формула билан ифодаланувчи орбитал магнит ва механик моментлари орасидаги нисбатга қараганда икки марта катта.

Атом (ёки молекула)нинг тўла магнит momenti электронларнинг берк орбиталар бўйлаб қиладиган ҳаракатлари натижасида ҳосил бўладиган магнит моментлари билан электронларнинг p_m хусусий магнит моментларидан ташкил топади. Бунда квант механика қонунларига кўра, атомнинг ичида айрим электрон орбиталарининг моментлари ва электронларнинг хусусий моментлари ўзаро муайян бурчаклар ҳосил қилибгина ориентирланади, холос. Натижавий магнит ва механик моментлар орасидаги боғланиш (3) формуладагига қараганда мураккаброқ экан. Эйнштейн ва Де-Гааз тажрибалари билан назария орасида қарама-қаршилиқ бордек туюлишига ҳам сабаб шу.

202- §. Магнитланиш вектори. Муҳитнинг магнитланиш даражаси одатда *магнитланиш вектори* деб аталадиган вектор билан характерланади. Бу вектор муҳитнинг бирлик ҳажмининг магнит моментига тенг бўлади. Магнетикнинг ΔV ҳажмидаги молекулаларнинг магнит моментлари геометрик йиғиндисини $\sum \mathbf{p}_i$ билан белгилаймиз. У ҳолда магнитланган бир жинсли магнетикнинг магнитланиш вектори $\mathbf{P}$ қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$\mathbf{P} = \frac{\sum \mathbf{p}_i}{\Delta V}. \quad (1)$$

Агар магнетик бир жинсли магнитланган бўлмаса, $\mathbf{P}$ магнитланиш векторининг турли ҳажмлардаги қийматлари турлича бўлади; бу ҳолда берилган нуқтадаги магнитланиш деб

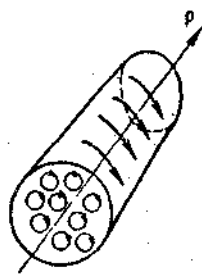
ΔV ҳажми чексиз кичрайтириб борганда¹ (1) ифода интиладиган лимит тушунилади:

$$P = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{\sum p_i}{\Delta V} \right). \quad (2)$$

Бир бўлак магнетикнинг ичидаги магнит майдоннинг кучланганлиги берилган ташқи токлар майдони (магнитловчи майдон) нинг H_0 кучланганлиги билан магнитланган модда молекулалари ҳосил қиладиган H' кучланганликдан иборат эканини юқорида кўрдик. Натижавий кучланганликни *магнит индукция* деб атадик:

$$B = H_0 + H'. \quad (3)$$

Майдон нолдан фарқ қиладиган фазони тўла эгаллаб турган бир жинсли магнетик учун молекулалар ҳосил қилган H' майдон кучланганлиги билан P магнитланиш вектори орасидаги боғланишни осонгина топиш мумкин.



217-расм. Магнитланган муҳитда молекулалар токларнинг кўшилиши.

Биз бу боғланишни оддий хусусий ҳолдан фойдаланиб топамиз. Чексиз узун соленоиднинг ичини бир жинсли магнетикдан ясалган цилиндр тўла эгаллаб турган бўлсин. Соленоиддан ток ўтганда магнетик бир жинсли магнитланади. Магнетикнинг магнитланишига бир хил тартибда йўналган молекуляр токларнинг мавжудлиги сабаб бўлади деб ҳисоблаймиз. Бу молекуляр токларнинг текисликлари цилиндр ўқиға параллел йўналувчи магнитланиш векторига перпендикуляр вазиятда бўлади (217-расм). Цилиндрнинг кўндаланг кесимидаги молекуляр токларни текширсак, цилиндр ичида кўндаланг кесимнинг ҳар бир нуқтаси ёни-

дан иккита бир-бирига қарама-қарши йўналган ток оқиб ўтишини кўрамиз. Бу токларнинг ҳосил қиладиган магнит майдонлари қарама-қарши йўналган бўлиб, бир-бирини компенсациялайди. Фақат цилиндрнинг ён сирти бўйлаб оқадиган токлар ҳосил қилган майдонларгина компенсацияланмай қолади, ҳолос. Бу токлар соленоиддан оқаётган токка ўхшайди; шунинг учун уларнинг цилиндр ичида ҳосил қиладиган H' магнит май-

¹ Бу ерда ва бошқа шунга ўхшаш физик масалаларда ΔV ҳажмининг чексиз кичрайтирилишини шартли тушуниш керак: лимитга ўтишда ΔV ҳажми магнетикнинг берилган физик хоссаси (масалан, магнитланиши) шу ҳажм ичида ўзгармайдиган даражада кичик қилиб олинади; бироқ бунда ҳажм айрим молекуланинг ҳажмига қараганда катталигича қолиши керак.

дон кучланганлигини 195- параграфдаги (4) формула ёрдамида ҳисоблаб топиш мумкин.

Цилиндрнинг узунлик бирлигига тўғри келадиган токни I_0 билан белгиласак, шу I_0 токнинг ўзи ток кучининг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони n га кўпайтмаси ўрнида хизмат қилади, шунинг учун

$$H' = 4\pi I_0. \quad (4)$$

I_0 билан магнитланиш вектори орасидаги муносабатни осонгина аниқлаш мумкин. Магнитланиш вектори сон жиҳатдан ҳажм бирлигининг магнит моментига тенг. Цилиндр кўндаланг кесимининг юзини S билан белгиласак, цилиндрнинг l узунликдаги участкасининг ҳажми Sl бўлади. Демак, цилиндрнинг ана шу участкасининг $I_0 Sl$ магнит моментини Sl ҳажмга бўлсак P магнитланиш векторини толамиз, яъни

$$P = \frac{I_0 Sl}{Sl} = I_0. \quad (5)$$

Шундай қилиб, P магнитланиш векторининг қиймати узунлик бирлигидаги молекуляр токнинг кучига тенг экан. P магнитланиш вектори H' кучланганлик билан бир хил йўналган. Шунинг учун (4) ва (5) формулаларни солиштириб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$H' = 4\pi P. \quad (6)$$

H' нинг бу қийматини магнит индукцияси (B) нинг ифодасига қўйсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$B = H_0 + 4\pi P.$$

Ферромагнит бўлмаган жисмлар учун P магнитланиш вектори берилган ташқи токлар майдонининг (магнитловчи майдоннинг) H_0 кучланганлигига пропорционал деб ҳисоблаш мумкин:

$$P = \chi H_0. \quad (8)$$

Берилган магнетикни характерлайдиган χ катталиқ магнитланиш коэффициентини ёки магнит қабулчанлик деб аталади.

Парамагнетиклар учун P магнитланиш вектори билан H_0 нинг йўналиши бир хил (улар учун $B > H_0$) ва, демак, χ нинг қиймати мусбат бўлади. Диамагнетиклар учун P билан H_0 қарама-қарши томонларга йўналган (улар учун $B < H_0$) ва, демак, χ манфий бўлади.

$\mathbf{P}$ нинг $\mathbf{H}_0$ орқали ифодаланган (8) даги қийматини (7) формулага қўйсак, қуйидагини келтириб чиқарамиз:

$$\mathbf{B} = (1 + 4\pi\kappa) \mathbf{H}_0. \quad (9)$$

$1 + 4\pi\kappa$ доимий кўпайтувчи одатда биргина μ ҳарфи билан белгиланади:

$$1 + 4\pi\kappa = \mu, \quad (10)$$

ва муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги деб аталади. Парамагнит муҳит учун $\mu > 1$, диамагнит муҳит учун $\mu < 1$, бўшлиқ учун $\mu = 1$. (9) формулага $1 + 4\pi\kappa$ ўрнига μ магнит сингдирувчанликни қўямиз:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}_0. \quad (9a)$$

Магнит майдон нолдан фарқли бўлган фазони бутунлай эгаллаб турувчи бир жинсли магнетик бўлган ҳол учунгина (6), (7), (8), (9) ва (9a) формулалар тўғри. Ихтиёрий магнетик учун $\mathbf{H}'$ майдоннинг умумий формуласини бериш мумкин эмас. Ҳар бир конкрет ҳолда $\mathbf{H}'$ ни ҳисоблаш учун ҳамма молекуляр токларни назарга олиш керак бўлади.

Ихтиёрий бир магнетикни (яъни бир жинсли бўлмаган магнетикни ёки бир жинсли магнетикларнинг алоҳида парчаларини) қарайлик.

Бундай муҳитнинг ҳар бир берилган нуқтасида κ магнитланиш коэффициенти ва шу билан бирга, μ магнит сингдирувчанлик [(10) формула] ўз қийматларига эга бўлади. Ҳозирча $\mathbf{B}$ векторни ўлчаш усули устида тўхталиб ўтирмасдан, бу вектор бизга маълум деб оламиз.

Янги $\mathbf{H}$ вектор киритайлик, бу вектор майдоннинг ҳар бир нуқтасида

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (11)$$

тенглик билан ифодаланади, бу ерда μ — муҳитнинг ўша нуқтадаги магнит сингдирувчанлиги. $\mathbf{H}$ векторни *магнит майдоннинг кучланганлик вектори* деб атаймиз.

Агар магнетик бир жинсли бўлиб, майдон нолдан фарқли бўлган фазони бутунлай эгаллаган бўлса, у ҳолда $\mathbf{H}$ векторнинг таърифини берувчи (11) формула билан бир қаторда (9a) формула ҳам ўринли бўлади.

Бу формулаларни бир-бири билан таққослашдан майдон нолдан фарқли бўлган фазони бутунлай эгаллаган бир жинсли магнетикда магнит майдоннинг $\mathbf{H}$ кучланганлиги аввалдан берилган (магнитловчи) токлар ҳосил қилган $\mathbf{H}_0$ кучланганликка тенг бўлади, деган хулоса чиқади.

Ихтиёрий магнетикда магнит майдоннинг $\mathbf{H}$ кучланганлиги $\mathbf{H}_0$ векторга тенг бўлмаслиги ҳам мумкин (203- параграфга қаранг).

Ферромагнит бўлмаган ихтиёрий жисм учун $\mathbf{P}$ магнитланиш вектори магнит майдоннинг $\mathbf{H}$ кучланганлигига пропорционал бўлади, деб ҳисоблаш мумкин:¹

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{H}, \quad (12)$$

бу ерда χ — текширилаётган нуқтадаги магнитланиш коэффициенти.

(10), (11) ва (12) формулалардан

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{P} \quad (13)$$

тенглик келиб чиқади. Хусусий ҳолда майдон нолдан фарқли бўлган фазони бутунлай эгаллаган бир жинсли магнетик учун $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ бўлади ва (11), (12), (13) формулалар мос равишда (9а), (8) ва (7) формулаларга айланади.

200- параграфда айтилганига биноан $\mathbf{B}$ вектор магнетиклар бор бўлганда тоқларнинг ўзаро таъсир кучларини ифодалайди; бу боғланиш тоқлар орасидаги ўзаро таъсир кучларининг ўзгаришига қараб магнит сингдирувчанликни аниқлашга имкон беради. Бироқ, μ бирдан жуда кам фарқ қилган сабабли тоқлар орасидаги таъсир кучи жуда кам ўзгаради, шу сабабли бу усулдан амалда фойдаланиш мумкин эмас. Шунинг учун μ ни муайян шаклга эга бўлган магнетик парчасининг магнит моменти орқали билвосита топилади.

Текширилаётган моддадан ясалган кичкина шарча $\mathbf{H}_0$ кучланганлигининг қиймати ва $\Delta H_0/\Delta x$ градиенти маълум бўлган кучли ва бир жинслимас магнит майдонга киритилади. Майдон таъсирида шарча магнитланади. Агар шарчанинг магнит моменти $\mathbf{P}_m$ бўлса, у ҳолда майдонда шарчага худди тоқли кон-

¹ $\mathbf{P}$ магнитланиш векторини (электростатикадаги каби) магнит майдоннинг натижавий кучланганлиги векторига, яъни $\mathbf{B}$ индукция векторига пропорционал деб олган тўғрироқ бўлар эди. Бироқ тарихий сабабларга кўра одатда (12) тенгликдан фойдаланилади.

Аксини олганда, бу иккита нуқтаи назар орасида принципаал фарқ йўқ, чунки $\mathbf{H}$ билан $\mathbf{B}$ (11) формулага биноан бир-бирларига пропорционал векторлардир. Электростатикадаги мос формулаларнинг кўринишидан бундай тарихий четланиш фақат шунга олиб келадики, бунда ϵ ва μ катталиклар бир-бирларига ўхшаш бўлмасдан [агар (11) ўрнига $\mathbf{H} = \mu \mathbf{B}$ ёзганимизда улар ўхшаш бўларди], ϵ ва $\frac{1}{\mu}$ катталиклар ўхшаш бўлади; χ_e ва χ_m бир-бирига ўхшаш бўлмасдан [агар (12) ўрнига $\mathbf{P} = \chi \mathbf{B}$ ёзганимизда улар ўхшаш бўлар эди] χ_e ва χ_m/μ катталиклар ўхшаш бўлади. (207- параграфга қаранг).

турга таъсир қилгани каби (197- §, 2- пунктига қаранг), майдон градиентига пропорционал бўлган куч таъсир қилади:

$$f = P_m \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (14)$$

Шарчанинг P_m магнит моментини P магнитланиш вектори билан боғлаш мумкин. Шарчанинг ҳажмида H_0 магнитловчи майдонни тақрибан доимий деб ҳисоблаш мумкин. Бунда P магнитланиш вектори ҳам доимий ва ҳажм бирлигининг магнит моментига тенг бўлади (буни шарча ва эллипсоид учун исботлаш мумкин). Демак,

$$P_m = \frac{4}{3} \pi r^3 P, \quad (15)$$

бу ерда r — шарчанинг радиуси. Парамагнит шарча учун P_m магнит момент майдон бўйлаб, диамагнит шарча учун эса майдонга тескари йўналган бўлади. Шу сабабли парамагнит шарча майдон кучлироқ бўлган соҳага қараб тортилади, диамагнит шарча эса майдон заифроқ бўлган соҳага қараб итарилади.

(15) формулани (14) формулага қўйсак ва P магнитланиш векторини шарчадаги магнит майдоннинг H кучланганлиги [(12) формула] орқали ифодаласак, қуйидагини топамиз:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 \chi H \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (16)$$

Тегишли ҳисоблашлар шарча учун

$$H = \frac{3}{2 + \mu} H_0.$$

эканлигини кўрсатади.

Барча диамагнит ҳамда парамагнит жисмлар учун μ нинг қиймати бирдан деярли фарқ қилмаганлиги сабабли етарли даражада аниқлик билан $H = H_0$ бўлади, шунинг учун (16) формула ўрнига қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$f = \frac{4}{3} \pi r^3 \chi H_0 \left(\frac{\Delta H_0}{\Delta x} \right). \quad (17)$$

(17) формула шарчага таъсир қилувчи кучнинг катталиги бўйича χ ни аниқлашга имкон беради.

χ магнитланиш коэффициенти ва μ магнит сингдирувчанликни аниқлаш учун шарча ўрнига чўзилган айланиш эллипсоиди ҳам ишлатилади. Эллипсоиднинг магнит momenti ҳам назарий йўл билан ҳисобланиши мумкин. Бундай эллипсоидга ташқи бир жинсли магнит майдонда M кучлар momenti таъсир қилади, бу момент эллипсоидни майдон кучланганлик чизиқлари бўйлаб буришга интилади.

Бир қатор парамагнит ва диамагнит моддалар учун магнит сингдирувчанликнинг қийматлари XVI жадвалда берилган.

XVI жадвал

Магнит сингдирувчанлик қийматлари

(газлар атмосфера босимида олинган)

Парамагнит моддалар		Диамагнит моддалар	
Модда	$(\mu - 1) \cdot 10^6$	Модда	$(1 - \mu) \cdot 10^6$
Азот	0,013	Водород	0,063
Кислород	1,9	Мис	8,8
Алюминий	23	Тош туз	12,6
Платина	360	Висмут	176

203- §. Ферромагнетизм. 200- параграфда парамагнит моддаларнинг баъзилари жуда катта қўшимча H' майдон ҳосил қилиш хусусиятига эга эканлигини, демак, уларнинг μ магнит сингдирувчанлиги катта эканлигини таъкидлаб ўтган эдик; бундай моддалар *ферромагнит моддалар* деб аталади. Темир, никель, кобальт, гадолийний ва уларнинг қотишмалари (масалан, Fe — Ni, шунингдек, Fe — Ni — Al ва шу кабилар) ва ферромагнит бўлмаган моддаларнинг баъзи қотишмалари, чунончи, 61,5% Cu, 23,5% Mn ва 15% Al дан иборат қотишма, марганец — висмут, хром — теллур қотишмалари ва бошқалар ферромагнит моддалар қаторига киради.

Ферромагнит моддаларнинг жуда катта μ га эга бўлишдан ташқари яна қуйидаги ўзига хос хусусиятлари бор: 1) ферромагнит моддалар магнитловчи майдон таъсири тўхтагандан кейин ҳам магнитланганлигича қолади; 2) уларнинг магнит сингдирувчанлиги μ (шунингдек, магнитланиш коэффициентини κ) доимий бўлмасдан магнитловчи майдоннинг H_0 кучланганлигига боғлиқ бўлади.

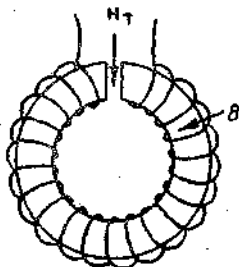
Кристалл ферромагнетиклар, масалан темир монокристаллари магнит хоссаларининг анизотропиясини ошкор қиладилар: кристалл бир йўналишда осонроқ, бошқа йўналишларда қийинроқ магнитланади. Майда кристалл структурали ўша модда магнит жиҳатдан изотропдир.

Темирнинг магнитланиши билан ташқи майдон кучланганлиги орасидаги боғланишни биринчи бўлиб Москва университети-нинг профессори А. Г. Столетов муфассал ўрганди. У 1872 йилда „Юмшоқ темирнинг магнитланиш функциясини текшириш“ номли илмий ишини нашр эттирди. Столетовнинг экспериментал усули индукция ҳодисасига асосланган эди (221- § га қаранг). Бу ерда биз қаттиқ ферромагнетик жисмлардаги

магнит индукция векторини ўлчашнинг бошқача усулини кўриб чиқамиз. Тороид шаклидаги соленоид ичига биз текширмоқчи бўлган магнетикдан ясалган ўзак киритилган бўлсин.

Ўзакнинг ичидаги тўла магнит майдон B индукция вектори билан аниқланади. Бу вектор соленоиддан оқаётган ток ҳосил қилган магнит майдоннинг H_0 кучланганлиги билан молекуляр токлар ҳосил қилган майдоннинг H' кучланганлиги йиғиндисидан иборат:

$$B = H_0 + H'.$$



218- расм. Тирқишдаги магнит майдоннинг H_T кучланганлиги ферромагнит ичидаги магнит индукцияси (B) га тенг.

Соленоиднинг ўзагини кесиб унда торгина кўндаланг тирқиш ҳосил қилайлик (218-расм). Бу тирқиш $\rho = 1$ бўлган муҳит билан тўлгани (одатда у ҳаво билан тўлган бўлади, ҳавонинг эса парамагнетизмнинг ҳисобга олмаймиз) сабабли унда индукция вектори магнит майдоннинг кучланганлик векторига тенг бўлади.

Тирқишга алоқадор бўлган катталикларни „Т“ индекси билан характерлаймиз, у ҳолда тирқишда қуйидаги тенглик ўринли бўлади:

$$B_T = H_T. \quad (1)$$

Ўзакнинг ичида B индукция вектори тороиднинг ўқига параллел бўлади; агар тороиддаги тирқиш тор бўлса, у индукцияни сезиларли даражада ўзгартирмаслигини биз кейинроқ (207-параграфга қаранг) кўрамиз; демек, тирқиш соҳасидаги индукция ўзак ичидаги индукцияга тенг

$$B_T = B,$$

бундан (1) муносабатга биноан,

$$H_T = B = H_0 + H',$$

яъни тирқиш ичидаги H_T кучланганлик ўзак ичидаги индукцияга тенг, бошқача айтганда, тирқиш ичидаги кучланганлик соленоиддан оқаётган ток ва ўзакдаги молекуляр токлар ҳосил қилаётган кучланганликларнинг $H_0 + H'$ йиғиндисига тенг.

Шундай қилиб, ўзак магнитланиши туфайли тирқишдаги майдоннинг кучланганлигини ортирар экан. Тирқишдаги H_T кучланганликни ўлчаш билан (масалан, бу майдоннинг токли контурга таъсирига қараб) биз ўзакдаги B индукциянинг қийматини ўлчаган бўламиз.

Ферромагнит моддалар учун ҳам, парамагнит ва диамагнит моддалар каби B индукция вектори H майдон кучланганлиги

билан 202- параграфдаги (11) формуладагидек боғланган деб ҳисоблаймиз:

$$B = \mu H, \quad (2)$$

бу ерда μ — ферромагнетикнинг магнит сингдирувчанлиги.

Шундай қилиб, μ магнит сингдирувчанликни қуйидаги нисбат билан ифодаalayмиз:

$$\mu = \frac{B}{H}. \quad (2a)$$

202- параграфнинг (10) формуласидаги μ билан магнитланиш коэффициенти κ орасидаги боғланишни ифодаловчи

$$\kappa = \frac{\mu - 1}{4\pi}$$

формуладан фойдаланиб, P магнитланиш вектори катталиги учун қуйидагини топамиз:

$$P = \kappa H = \frac{B - H}{4\pi}. \quad (3)$$

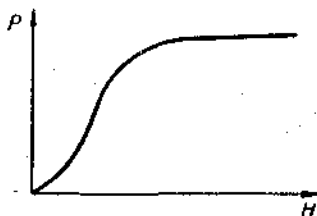
Амалда ўзак майдон эгаллаб турган фазони бутунлай тўлдиргани (ўзакдаги тирқиш жуда кичик) учун тороид ичига жойлаштирилган ўзакдаги H магнит майдоннинг кучланганлиги ўзаксиз тороиддаги H_0 кучланганликка тенг (202- § га қаранг). Шунинг учун худди соленоиддаги сингари бу кучланганлик қуйидагига тенг бўлади:

$$H = H_0 = 4\pi In,$$

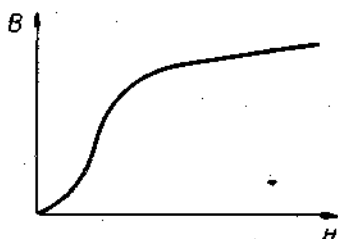
бу ерда n — тороиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони. Шундай қилиб, турли I ток кучлари учун H нинг қийматларини ҳисоблаб ва B нинг бу қийматларга мос келадиган қийматларини тирқишдаги магнит майдоннинг H кучланганлигини ўлчаш йўли билан [(1) формула] топиб, берилган ферромагнетик учун ундаги магнит майдоннинг турли H кучланганликларига ёки магнитловчи майдоннинг турли H_0 кучланганликларига мос келадиган μ ва P ларни аниқлаш мумкин.

Бу катталикларни ўлчашдан олинган натижаларни график усулда ифодалаш мумкин. Аввало магнитланиш билан H майдон кучланганлиги орасидаги боғланиш устида тўхталамиз (219- расм). Расмдан кўриниб турибдики, H ортиши билан P магнитланиш дастлаб тез суръат билан ўсади, сўнгра бу ўсиш сусаяди ва, ниҳоят, H нинг бирор қийматидан бошлаб H кучланганлик қанча ортса ҳам, P ортмайди, буниси графикнинг горизонтал қисмига мос келади. Бу ҳодиса *магнит тўйиниши* деб аталиб, уни А. Г. Столетов кашф этгандир. P билан H орасидаги боғланишнинг бундай характерини қуйидагича изоҳ-

лаш мумкин: дастлаб кучайиб бораётган магнитловчи майдон таъсирида молекуляр магнит моментларнинг майдон бўйлаб ориентирланиш даражаси ўса боради, аммо ориентирланмай қолган моментлар сони тобора камайиб борган сари, бу эффектнинг ўсиш суръати ҳам сусая боради; ниҳоят ҳамма молекуляр моментлар майдон бўйлаб ориентирланиб бўлгандан кейин P нинг ўсиши тўхтайти, тўйиниш ҳодисаси рўй беради.

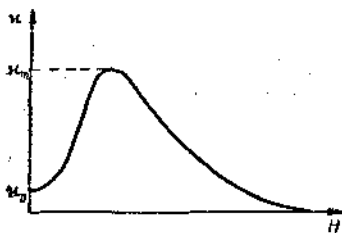


219- расм. Ферромагнетикда P магнитланиш вектора билан H майдон кучланганлик орасидаги боғланиш.



220- расм. Ферромагнетикда B магнит индукция билан майдон кучланганлик орасидаги боғланиш.

B магнит индукция билан $H_0 = H$ магнитловчи майдон орасидаги боғланиш юқоридагига ўхшаш график билан ифодаланади. Бироқ бу графикнинг горизонтал қисми бўлмайди (220- расм), чунки $B = H + H'$ тўйиниш шароитида H' ўзгармайди, лекин H ортиши билан B чизик ўса боради.



221- расм. Ферромагнетикда k магнитланиш коэффициенти билан H майдон кучланганлик орасидаги боғланиш.

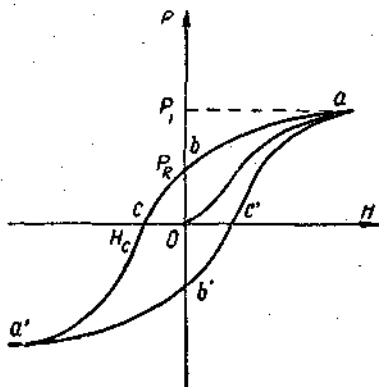
μ магнит сингдирувчанлик (ёки k магнитланиш коэффициенти) билан H орасидаги боғланиш шу билан характерланадики, магнитловчи майдон кучланганлиги ортиши билан μ (ёки k) дастлаб тез суръат билан ўсади, сўнгра максимумга эришгач, камая бошлайди. Магнитловчи майдоннинг катта қийматларида μ нинг қиймати бирга, k эса нолга интилади.

221- расмда темир учун μ нинг H майдон кучланганлигининг функцияси сифатида ўзгариш эгри чизиги кўрсатилган. Бу боғланиш Столетов топган эди. μ катталиқ H магнитловчи майдоннинг шундай катта қийматларидагина бирга интиладики, бу қийматларда

$$B = H + H'$$

ифодада молекуляр майдон кучланганлиги H' ни H га нисбатан назарга олмаса ҳам бўлади.

Гистерезис ҳодисаси ферромагнетикларнинг жуда муҳим ўзига хос хусусиятидир. Гистерезис ҳодисасининг моҳияти шундан иборатки, P магнитланиш (ва, демак, магнит индукция B) магнитловчи майдоннинг айна пайтдаги кучланганлигигагина боғлиқ бўлиб қолмасдан кучланганлиқнинг илгари қандай бўлганига ҳам боғлиқ бўлади. 222- расмда P билан H орасидаги боғланиш графиги келтирилган. Эгри чизиқнинг Oa тармоғи ферромагнетикнинг биринчи магнитланишида P магнитланишнинг H га боғлиқ равишда ўсишини кўрсатади. Бунда a нукта тўйиниш (магнитланиш P_1 максимал қийматга эришган) нуқтаси.

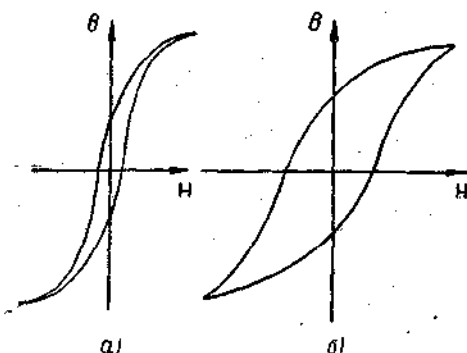


222- расм. Гистерезис сиртмоғи.

Агар тўйиниш рўй бергандан кейин H майдон кучланганлигини камайтира бошласак, P магнитланиш aO эгри чизиқ бўйлаб эмас, балки янги ab эгри чизиқ бўйлаб камаяди; орқага қайтишда H нинг H_c қийматларига P нинг катта қийматлари мос қелади. $H = 0$ бўлганда магнитланиш йўқолмайди, Ob кесма билан ифодаланувчи P_R қолдиқ магнитланиш сақланиб қолади. P ни яна камайтириш учун H магнитловчи майдоннинг йўналишини тескари томонга ўзгартириш керак. Майдоннинг маълум бир $H = H_c$ қийматида P магнитланиш йўқолади. H_c нинг қиймати *критик куч* деб аталади, бу қиймат расмдаги Oc кесма билан ифодаланади. Тескари йўналган H майдон яна орта борганда тескари ишорали магнитланиш ҳосил бўлади. Бунда ҳам магнетик маълум a' нуқтада тўйинади. Энди H магнит майдонни қайтадан орттирсак, у ҳолда P нинг H га боғланиши $a' b' c'$ а симметрик эгри чизиқ билан тасвирланади — одатда айтилишича, гистерезис сиртмоғи бекилади.

Гистерезис ҳодисаси натижасида H магнитловчи майдоннинг бир қийматига P магнитланишнинг бир нечта қийматлари мос келиши мумкин. Чунончи, $H = 0$ қийматга қуйдагилар мос қелади: 1) магнитланиш йўқ (O нуқта); 2) Ob кесма билан ифодаланувчи магнитланиш (бу ҳол ўзак магнитлантирилгандан кейин бўлади); 3) Ob' кесма билан ифодаланадиган магнитланиш (бу ҳол ўзак қайта магнитлантирилгандан кейин бўлади).

Турли ферромагнит моддаларнинг гистерезис эгри чизиқлари турлича бўлади. Техникада ишлатиш учун турли хилдаги гистерезислар керак бўлади. Одатда магнит материаллар „юмшоқ“ — коэрцитив кучи кичик бўлган ва „қаттиқ“ — коэрцитив кучи катта бўлган материалларга ажратилади. Юмшоқ магнит материаллар қаторига юмшоқ темир, кремнийли пўлат, темирнинг никель билан қотишмалари (айниқса, таркибида 78% Ni бўлган „пермаллой“ қотишмаси) киради; бу хил материаллар, масалан, трансформаторларнинг ўзақларини ясашда ишлатилади.



223- расм. Гистерезис сиртмоғи: а — „юмшоқ“ материал учун; б — „қаттиқ“ материал учун.

„Қаттиқ“ магнит моддаларга углеродли пўлат ва махсус пўлатлар (масалан, таркибида Fe, Si, Ni ва Co бўлган „магнито“ қотишмаси) киради. „Қаттиқ“ материаллар доимий магнитлар ясашда ишлатилади. 223- расмда „юмшоқ“ (а) ва „қаттиқ“ (б) материалларга хос гистерезис эгри чизиқлари кўрсатилган.

XVII жадвалда бир неча типик юмшоқ магнит материаллар учун B_{max} максимал магнит сингдирувчанлик, P_i максимал магнит-

ланиш ва H_c коэрцитив кучнинг қийматлари берилган. Бунда максимал магнитланиш P_i нинг 4π га кўпайтирилган қиймати берилган, чунки 202- параграфдаги (7) формулага биноан B магнит индукция (бевосита ўлчанадиган катталиқ) ва P магнитланиш $B = H_0 + 4\pi P$ муносабат билан боғлангандир.

XVII жадвал

Типик „юмшоқ“ магнит материалларнинг хусусиятлари

Модда	B_{max}	$4\pi P_i$ гауссларда	H_c эрстедларда
Темир (соф)	5 000	21 500	1,0
Кремнийли темир	10 000	20 000	0,2
Пермаллой	100 000	16 000	0,05
Супермаллой	900 000	8 000	0,004

XVIII жадвалда баъзи типик қаттиқ магнит материаллар учун $4\pi P_I$ нинг сон қийматлари (бунда P_I — максимал магнитланиш) $4\pi P_R$ нинг (бунда P_R — қолдиқ магнитланиш) ва H_c — коэрцитив кучнинг қийматлари берилган.

XVIII жадвал

Типик „қаттиқ“ магнит материалларнинг хусусиятлари

Модда	$4\pi P_R$ гауссларда	$4\pi P_I$ гауссларда	H_c эрстедларда
Углеродли пўлат . . .	10 000	20 000	42
Вольфрамли пўлат . . .	10 500	16 500	65
Кобальтли пўлат . . .	9 000	16 300	250
„Магнито“	12 500	14 000	575

Ферромагнит жисмлар магнитланган вақтда уларнинг чиқиқли ўлчовлари ва ҳажми ўзгаради. Бу ҳодиса *магнетострикция* деб аталади. Бу эффектнинг катталиги ва ишораси магнит майдоннинг кучланганлигига ва майдон йўналиши билан кристалл ўқи (монокристалл жисмлар учун) орасидаги бурчакка боғлиқдир. Ферромагнетикларда бундай узайиш жуда ҳам оз бўлиб, умуман айтганда, жисм дастлабки узунлигининг юз минглардан бир улушини ташкил қилади.

204-§. Ферромагнетизмнинг табиати. Ферромагнетизм модданинг қаттиқ фазасига хос ҳодисадир. Ферромагнит элементларнинг эркин атомлари бирор махсус магнит хоссаларга эга эмас. XV жадвалдан темир ва хром атомларининг магнит моментлари бирдай эканлиги кўриниб турибди; ҳолбуки, темир энг типик ферромагнит модда, хром эса оддий парамагнетикдир. Ферромагнит бўлмаган моддалардан иборат ферромагнит қотишмалар ҳам бор.

Парамагнетиклар ҳозирги вақтда ҳосил қилиниши мумкин бўлган магнит майдонларда тўйиниш ҳолатидан анча узоқда бўлади. Бу факт молекулаларнинг ҳатто энг кучли майдонларда ҳам тўла ориентирланмаслигини кўрсатади. Ферромагнетиклар эса, аксинча, нисбатан осон тўйинади.

Ҳар қандай ферромагнетик учун шундай $T = \Theta$ температура мавжудки, бу температурада модданинг ферромагнетик хоссалари бутунлай йўқолади. Бу Θ температура Кюри температураи ёки Кюри нуқтаси деб (шундай нуқтанинг мавжудлигини топган француз физиги П. Кюри номи билан) юритилади. Кюри нуқтасидан юқори температураларда ферромагнетик ўзини

худди оддий парамагнетик жисм сингари тутади. Одатдаги парамагнетикларнинг χ магнитланиш коэффициенти температурага қуйидаги қонун бўйича боғланган:

$$\chi = \frac{C}{T},$$

бунда C — берилган модда учун доимий (*Кюри доимийси*), ферромагнетиклар учун эса Кюри нуқтасидан юқори температурада:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}$$

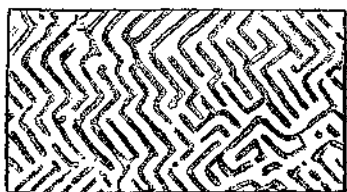
боғланиш ўринлидир. Соф темир ва никель учун Кюри нуқтаси мос равишда 768°C ва 365°C ; бу температуралар ана шу моддаларнинг эриш температурасидан анча пастдир (темирнинг эриш температураси 1530°C). Кюри нуқтасида жисмларнинг магнит хоссалари йўқолади, шу билан бирга, уларнинг бир қатор хоссаларида, масалан, иссиқлик сиғимида, электр ўтказувчанлигида ва ҳоказоларда аномалия кузатилади; магнетострикция бутунлай йўқолади. Ферромагнетикларда Кюри нуқтасининг мавжудлигини изоҳлаб берувчи энг оддий назарияни Вейс ишлаб чиққан.

Жисмларнинг ферромагнит хоссаларини тушунтириш соҳасида биринчи марта 1892 йилда рус физиги Б. Л. Розинг иш олиб борган. У ферромагнетиклар ичида „қўшимча молекуляр магнит майдонлар“ бор деб фараз қилган. Бу қўшимча майдонларни ферромагнетикнинг ўз-ўзидан магнитланган кичик соҳалари ҳосил қилади. Ташқи майдоннинг таъсири бўлмаганда бундай алоҳида соҳаларнинг магнитланиш векторлари ихтиёрий равишда ориентирланган бўлиб, умуман олганда бир-бирларини компенсациялаб туради. Ташқи майдон бўлганда эса алоҳида соҳаларнинг магнитланиш векторлари шундай буриладики, бунда улар бир-бирларини кучайтириб, қўшимча майдон ҳосил қилади.

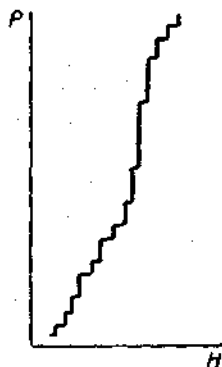
Бу гипотеза кейинчалик (1907 й) Вейс томонидан ривожлантирилди; замонавий қарашларга кўра, ферромагнетикларда ўз-ўзидан („спонтан“ равишда) тўйинишгача магнитланган кичкина соҳалар (доменлар) мавжуддир. Ташқи майдон бўлмаганда бу „ўз-ўзидан магнитланган соҳалар“ тартибсиз ориентирланган бўлади, натижада жисм ўртача олганда магнитланмаган ҳолда бўлади. Ташқи майдон алоҳида молекулаларни эмас, балки ана шу „ўз-ўзидан магнитланган соҳаларни“ ориентирлайди, ва шундай қилиб, ферромагнетикни кучли равишда, ҳатто тўйинишга қадар магнитлаши мумкин. Н. С. Акулов билан М. В. Дехтяр силлиқланган сиртга сепилган магнит кукунни ёрдами билан магнитсизланган ферромагнетикдаги ўз-

ўзидан магнитланган соҳаларнинг чегараларини кўрсатувчи шакллари ҳосил қилдилар (224-расм).

Ўз-ўзидан магнитланган соҳаларнинг мавжудлигини заиф майдонларда магнитланиш эгри чизигининг сакраб-сакраб ўзгариши ҳам тасдиқлайди. Ташқи майдон аста-секин ўса борганда, магнитланиш эгри чизигининг кескин ўсадиган соҳасида ферромагнитнинг магнитланиши сакраб-сакраб ўсади (225-расм). Алоҳида соҳалар магнитланишининг ориентацияси тўсатдан ўзгариши натижасида шундай бўлади. В. К. Аркадьев магнитланишнинг сакраб-сакраб ўзгаришини аниқлашнинг содда акустик усулини ишлаб чиқди.



224-расм. Магнитланиш соҳалари.



225-расм. Ферромагнетик магнитланишнинг сакраб-сакраб ўсиши.

Ўз-ўзидан магнитланиш соҳаларининг мавжудлиги нуқтан назарига кўра гистерезис ҳодисасига сабаб умуман алоҳида соҳалар ориентациясининг ўзгаришига ҳалақит берувчи ўзига хос „ишқаланиш“ борлиги деб изоҳлаш мумкин. Магнитловчи майдон таъсири тўхтагандан кейин бу ишқаланиш туфайли ўз-ўзидан магнитланган соҳалар маълум даражада ориентирланган ҳолида қолади. Ўз-ўзидан магнитланган соҳаларнинг тўла равишда тартибсиз ориентирланишига „коэрцитив куч“ ҳалақит беради. Бу кучни енгил учун моддага тескари йўналган майдон билан таъсир қилиш ва уни шу йўл билан магнитсизлаш керак.

Жисмни силкитганда магнитсизланиши бу нуқтан назарни тасдиқлайди. Қолдиқ магнитланиш, шунингдек жисмни қизитганда ҳам (Кюри нуқтасида) йўқолади, биз буни юқорида айтиб ўтган эдик.

Ўз-ўзидан магнитланган соҳалар ориентациясининг ўзгаришига ҳалақит берувчи „ишқаланиш“ мавжудлиги сабабли ўзгарувчан магнит майдонда ферромагнетикларнинг магнит хоссалари частотага боғлиқ бўлади. Бу боғланишни В. К. Аркадьев

ва унинг бир гуруҳ шогирдлари қисқа электромагнит тўлқинларга хос бўлган частоталарга қадар муфассал ўргандилар. 10^{10} гц ва ундан юқори частоталарда μ частотага боғлиқ бўлмай қолади ва бирга тенглашади.

Ферромагнетизмнинг табиаи асосан атом физикаси ривожлангандан кейингина аниқланди. 1927 йилда Я. Г. Дорфман жуда тез ҳаракатланадиган электронларнинг (β зарраларнинг) ферромагнетикларда оғиши устида тажрибалар ўтказди ва ўз-ўзидан магнитланишни ҳосил қилувчи кучлар атомлар ичидаги электронларнинг ҳаракати натижасида ҳосил бўладиган магнит ўзаро таъсир кучлари бўла олмаслигини исботлади. 1928 йилда Френкель биринчи бўлиб ўз-ўзидан магнитланишга квант механикасида ўрганиладиган „алмашинув кучлари“ сабаб бўлиши мумкинлигини таъкидлаб ўтди. Маълум шароитларда бу кучлар электронларнинг хусусий магнит моментларини бир-бирига параллел жойлаштиришга интилади ва бунинг натижасида ўз-ўзидан магнитланиш соҳалари ҳосил бўлади. Бу идеяни Гейзенберг муфассал равишда ишлаб чиқди.

Шундай қилиб, ферромагнит ҳодисаларни фақат квант механика асосида электронларнинг хусусий магнит моментларини ҳисобга олган ҳолда изоҳлаш мумкинлиги равшан бўлди.

Маълум бўлишича, модданинг ферромагнит хоссалари унинг кристалл тузилиши билан чамбарчас боғланган экан. Реал материалларнинг магнитланиш эгри чизиқлари (гистерезис сиртмоқлари) бу материалларнинг майда кристалл тузилишига боғлиқ бўлади ва ташқи таъсир (чунончи, термик ишлов бериш, чўзиш ва ҳоказо) натижасида ўзгаради. Гистерезис ҳодисаси мураккаб табиатли бўлиб, қисман ўз-ўзидан магнитланиш алоҳида соҳалари орасидаги чегараларнинг силжиши билан боғланган бўлади.

Ҳозирги замон техникасида *ферритлар* деб аталувчи магнит моддалар катта роль ўйнайди. Булар қуйидаги типдаги химиявий бирикмалардир: $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, бунда Me — ушбу Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd металлларнинг биттаси ёки иккитаси, масалан, $\text{CuO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ёки $\text{NiOZnO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ва ҳоказо. Ферритлар — юмшоқ ферромагнетиклар. Шу билан бирга улар электр хусусиятлари жиҳатидан 10^2 — 10^8 ом·см тартибдаги юқори ом қаршиликка эга бўлган ярим ўтказгичлардир. Ферритларнинг кейинги хусусияти улардан электротехникада фойдаланишда муҳимдир, чунки уларда зарарли уюрма тоқлар (Фуко тоқлари — 231-§ га қаранг) ҳосил бўлмайди. Ферритлардан трансформаторларнинг ўзақлари, индукцион ғалтақларнинг стерженлари ва ҳоказолар тайёрланади.

Антиферромагнетиклар магнетикларнинг алоҳида хилидир. Берилган ферромагнетик учун хос бўлган муайян Θ темпера-

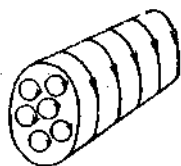
турадан юқорироқ T температурада бўлган антиферромагнетиклар одатдаги парамагнетиклар бўладилар, уларнинг χ магнитланиш коэффициентлари T температура камайиши билан орта боради; бу температурадан пастроқда χ коэффициент температура камайиши билан камая боради ва $T \rightarrow 0$ да χ ҳам йўлга интилади (226-расм). Θ температура паст температуралар соҳасида ($20 - 30^\circ\text{K}$ ва пастроқда) жойлашган. CoCl_2 , CrCl_3 , Cr_2O_3 ва бошқа тузлар антиферромагнетикларга мисол бўлади.

Антиферромагнетикларнинг хоссаларини назарий равишда фақат квант механика қонунарига асосланибгина тушунтириш мумкин.

205-§. Доимий магнитлар.

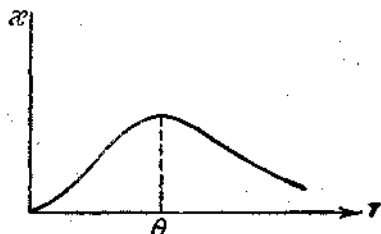
Ферромагнит моддаларда қолдиқ магнитланиш ҳосил қилиш мумкинлиги *доимий магнитларни*, яъни ташқи манбалардан электр ток бериб турмаганда ҳам атрофдаги фазода магнит майдон ҳосил қила оладиган жисмларни яратишга имкон беради.

Доимий магнитлар қолдиқ магнитланиши ва коэрцитив кучи катта бўлган ферромагнетиклардан („қаттиқ“ пўлатлардан) ясалади.



227-расм. Доимий магнитдаги ампер тоқлари.

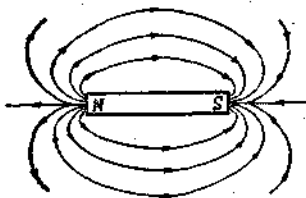
Ферромагнит жисмларда қолдиқ магнитланиш бу жисмларда спонтан магнитланиш соҳалари ориентациясининг сақланиб қолиши туфайли бўлади. Спонтан магнитланиш соҳаларининг мавжудлигини электронларнинг хусусий магнит моментларини ҳисобга олган ҳолдагина тушунтириш мумкин эканини бундан аввалги параграфда кўрсатиб ўтган эдик. Бироқ қолдиқ магнитланиш хоссаларини сифатий шарҳлаб бериш учун фақат электронларнинг ҳаракатини ва бу ҳаракат натижасида ҳосил бўладиган молекуляр тоқларни кўриб чиқиш мумкин. У ҳолда биз қолдиқ магнитланиш молекуляр тоқларнинг сақланиб қолган ориентацияси туфайли ҳосил бўлади деб ҳисоблаймиз. Бунда йиғинди молекуляр ток ўртача олганда нолдан фарқ қилади ва бу ток магнит майдон вужудга келтиради. 227-расмда думалоқ тўғри магнитнинг кесими кўрсатилган. Худди 202-параграфдагидек (328-бет) мулоҳаза юритиб, магнитнинг ичида айланма молекуляр тоқлар бир-бирини компенсациялайди, лекин унинг сиртида эса компенсацияланмаган натижавий ток



226-расм. Антиферромагнетикларда χ магнитланиш коэффициентининг температурага боғлиқ равишда ўзгариши.

(молекуляр ток) қолади деб ҳисоблашимиз мумкин. Бу ток магнитнинг сирти бўйлаб айланиб оқади, шу сабабли *тўғри магнит худди токли соленоидга ўхшаб қолади*.

Тўғри ва узун доимий магнит майдонининг магнит кучланганлик чизиқлари соленоид ташқарисидagi кучланганлик чизиқларига ўхшайди (228- расм). Магнит билан соленоид орасидagi фарқ фақат шундаки, биз кучланганлик чизиқларининг йўналишини соленоиднинг ичида ҳам кузатишимиз ва ундаги ҳар бир чизиқ берк эгри чизиқдан иборат эканлигига ишонч ҳосил қилишимиз мумкин. Доимий магнитда эса магнит ичидаги кучланганлик чизиқларининг йўналишини бевосита аниқлай олмаймиз. Кучланганлик чизиқлари бизга худди магнитнинг шимолий кутб деб



228- расм. Доимий тўғри магнитнинг кучланганлик чизиқлари.

аталадиган учидан чиқиб, унинг иккинчи (жанубий) учига кираётгандек туюлади. Стрелка шаклидаги магнит (*магнит стрелкаси*) тўғри магнитнинг хусусий ҳоли бўла олади.

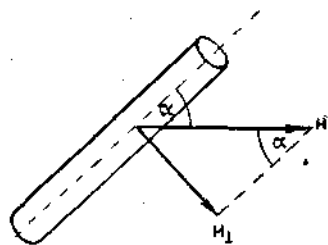
Тўғри магнитга бир жинсли магнит майдонда ориентирловчи куч таъсир этади. Бу куч тўғри магнитни H магнит кучланганлик чизиқлари бўйлаб жойлашадиган қилиб буришга интилади. Тўғри магнит кучланганлик чизиқлари бўйлаб жойлашгач, унга таъсир этувчи кучлар моменти $M = 0$ бўлади — магнит мувозанатга келади; тўғри магнит кучланганлик чизиқларига перпендикуляр турганда, таъсир этувчи кучлар моменти M нинг қиймати максимал бўлади.

Шунга биноан M кучлар моменти H магнит майдон кучланганлигининг фақат магнит ўқиға перпендикуляр йўналган ташкил этувчисиға боғлиқ бўлади

$$M = p \cdot H_{\perp}.$$

деб фараз қилиш мумкин: бу ерда p — фақат магнитнинг хоссаларига боғлиқ бўлган катталиқ. 229- расмдан қуйидагиларни топамиз: $H_1 = H \sin \alpha$, бунда α — магнит ўқи билан майдон йўналиши орасидagi бурчак; бундан

$$M = p H \sin \alpha. \quad (1)$$

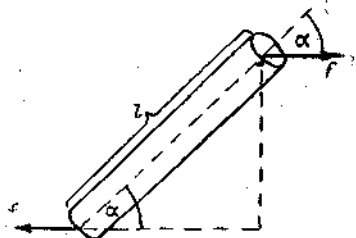


229- расм. H майдон кучланганлигининг магнит ўқиға перпендикуляр бўлган ташкил этувчиси.

Бу ифодани соленоидга таъсир этувчи M моментнинг ифодаси (192-параграфга қаранг) билан солиштирсак, улар батамом бир хил эканини кўрамиз. p катталиқ — магнитнинг *магнит моменти* деб аталади.

Демак, юқорида айтилганларни яқунлаб, ташқи магнит майдонда токли контурга, соленоидга ёки магнит стрелкасига таъсир этувчи жуфт кучлар моменти биргина (1) формула билан ифодаланади, дейишимиз мумкин. Магнит моментлари p бирдай бўлган токли контур, соленоид ва магнит стрелкасига берилган магнит майдонда бирдай ориентирловчи куч таъсир этади. Токли контурнинг магнит моменти контурда оқаётган I ток кучига ва контурнинг S юзига боғлиқ бўлади; магнитнинг p магнит моменти унинг индивидуал хоссаларига — ўлчовларига ва „магнитланиш даражасига“ боғлиқ бўлади.

Ташқи магнит майдондаги магнитга таъсир этувчи кучлар унинг ҳамма элементларига қўйилган бўлади. Агар магнит стрелкасини тенг иккига бўлсак, ташқи магнит майдонда бу бўлакларнинг ҳар бирига ориентирловчи куч таъсир этади. Бироқ бир қатор масалаларни текширишда бу кучлар йиғилиб магнитнинг маълум нуқталаридагина таъсир этади деб қабул қилиш (локализациялаш) қулайроқ бўлади. Қуйидаги мулоҳазаларга асосан кучларни бундай локализациялаш мумкин. Маълумки, жуфт кучнинг моменти шу f кучлардан бирининг катталигини жуфт кучнинг l елкасига кўпайтирилганига тенг, шу билан бирга, M моментлари бирдай бўлган, яъни fl кўпайтмалари тенг бўлган жуфт кучларнинг таъсирлари эквивалент бўлади. Шунинг учун, магнитнинг



230-расм. Магнитга таъсир этувчи кучлар моментини аналитик ҳисоблашга доир.

барча элементларига таъсир этувчи кучлар ўзларининг йиғинди моментларига кўра катталиклари жиҳатидан бир-бирига тенг бўлган ва магнитнинг учларига бири майдон бўйлаб, иккинчиси майдонга тескари йуналишда таъсир этадиган иккита f кучга эквивалент бўлади (230-расм); бунда бу кучлар шундай танланиши керакки, уларнинг моменти магнитга ҳақиқатан таъсир этаётган кучлар моментига тенг бўладиган бўлсин.

Шундай қилиб, биз магнит майдон томонидан магнитга унинг учларига қўйилган иккита f куч таъсир этади деб ҳисоблашимиз мумкин экан. 230-расмдан f жуфт кучнинг елкаси $l \sin \alpha$ га тенглиги кўриниб турибди, шунинг учун ҳам жуфт куч моменти $M = fl \sin \alpha$ га тенг бўлади, бу ерда l — магнитнинг

узунлиги; бу моментни (1) формулага кўра майдон томонидан магнитга таъсир этадиган кучлар моментига тенглаштираш, қуйидагини топамиз:

$$fl \sin \alpha = pH \sin \alpha,$$

бундан

$$fl = pH. \quad (2)$$

Сўнгра биз магнитнинг p магнит momenti билан электр диполининг p_q моментини бир-бирига бир қадар ўхшатишимиз мумкин. Бу ўхшашликка сабаб шуки, тўғри ва узун магнит, худди диполь сингари ўзидан етарли даражада узоқда ётган нуқтада кучланганлик ҳосил қилади, бу кучланганлик магнитнинг магнит моментига тўғри пропорционал ва нуқтагача бўлган масофанинг кубига тескари пропорционал бўлади. Бироқ бу ўхшатиш юзаки ва формал характердадир. Шунга қарамасдан бир қатор ҳолларда бу ўхшашликдан фойдаланилади, чунки у ҳисоблашларни анча соддалаштиради. 124- параграфда биз электр диполининг momenti диполни ташкил этувчи иккала жисмдан бирининг заряди билан улар орасидаги масофанинг кўпайтмасига тенглигини кўрган эдик:

$$p_q = ql.$$

Гарчи реал магнит зарядлари бўлмаса-да, биз расмий жиҳатдан магнитнинг p momenti магнитнинг узунлиги l билан фараз этилган m магнит заряднинг (ёки, одатда айтилишича, *магнит массанинг*) кўпайтмасига тенг, яъни

$$p = ml \quad (3)$$

деб қабул қилишимиз мумкин.

Бундай фаразий магнит массалари ўрнашган жойлар *қутблар* деб аталади. (3) тенгликка биноан қутблар магнитнинг учларида жойлашган. (3) тенгликка асосан қутбда жойлашган магнит масса қуйидагига тенг бўлади:

$$m = \frac{p}{l} = p_0, \quad (4)$$

бу ерда p_0 — магнитнинг узунлик бирлигига тўғри келадиган магнит momenti.

(2) ва (3) муносабатлардан қуйидагиларни ҳосил қиламиз:

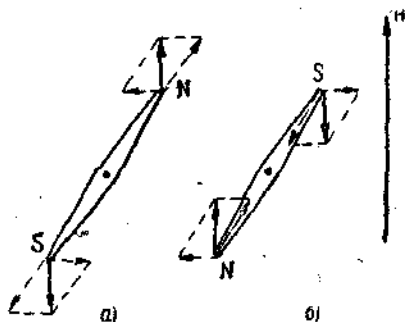
$$fl = mHl, \text{ бундан } f = mH, \quad (5)$$

яъни магнитнинг фараз қилинган магнит қутбига сон жиҳатдан шу қутбда жойлашган m магнит масса билан ташқи магнит майдон H кучланганлигининг кўпайтмасига тенг бўлган куч таъсир этади. Тўғри магнитнинг H кучланганлик

вектор йўналган томонга қараб буриладиган учи „шимолий“ қутб, тескари томонга қараб буриладиган учи эса „жанубий“ қутб деб аталади. Агар магнитнинг „шимолий қутбида“ жойлашган m магнит массани мусбат, „жанубий қутбида“ жойлашган магнит массани эса манфий деб ҳисобласак, у ҳолда (5) тенгликни вектор ҳолида ёзиш мумкин:

$$\mathbf{f} = m\mathbf{H}. \quad (5a)$$

m магнит массаларга таъсир этувчи f кучларнинг киритилиши кўп масалаларни, чунончи, магнит стрелкаларининг ориентирланиши ва тортилиши ҳақидаги масалаларни текширишни осонлаштиради. Шунинг учун ҳам, ҳақиқатда магнит массалар мавжуд эмаслигига қарамасдан магнит ҳақидаги таълимотда магнит массалар тушунчаси маълум даражада сақланиб келмоқда. Бир жинсли магнит майдонда f кучлар стрелкани майдон бўйлаб жойлаштиришга интилади. Агар стрелканинг ўқи магнит куч чизиқлари йўналишида бўлса, у ҳолда стрелкага таъсир этаётган нолга тенг — стрелка мувозанат вазиятда бўлади. Бироқ фақат жанубий қутбдан шимолий қутбга бўлган йўналиш магнит чизиқларининг йўналиши билан бир хил бўлгандагина бу мувозанат турғун бўлади; ҳақиқатан ҳам, бундай шароитда стрелка мувозанат вазиятдан оғса, дарҳол ҳосил бўлган жуфт куч стрелкани



231-расм. Ташқи магнит майдонда магнит стрелкасига таъсир этувчи жуфт кучлар.

дастлабки вазиятига қайтаришга интилади (231-а расм). Аксинча, агар стрелка майдонга параллел жойлашган ва унинг жанубий қутбидан шимолий қутбига йўналиш майдон йўналишига тескари бўлса, стрелка шу вазиятдан оғган вақтда уни янада кўпроқ оғдирадиган кучлар ҳосил бўлади (231-б расм).

Кўриб турибмизки, бир жинсли магнит майдонда магнит стрелкасига (шунингдек, соленоидга ва токли контурга) фақат жуфт куч таъсир қилади. Магнит стрелкаси ўз ўқини майдон бўйлаб йўналтиришга интилиб, фақат бурилади. Бироқ магнит майдон бир жинсли бўлмаса, у ҳолда стрелкага (бир жинсли бўлмаган майдондаги токли рамкага таъсир этгани каби) жуфт кучдан ташқари илгариланма ҳаракат берувчи куч ҳам таъсир этади. Айтайлик, магнит стрелкаси ташқи магнит майдон куч-

ланганлиги йўналишига нисбатан α бурчак ҳосил қилиб жойлашган бўлсин (232- расм). Масалани соддалаштириш учун майдон кучланганлиги майдон йўналишига мос йўналишда ўзгара боради деб фараз қиламиз. Стрелканинг жанубий учи турган жойда майдон кучланганлиги H га тенг бўлсин; у ҳолда стрелканинг шимолий учи турган жойдаги кучланганлик $H' = H + \left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cdot x$ бўлади, бунда $\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right)$ майдон градиенти. Стрелканинг

қутбларига таъсир этувчи кучлар мос равишда қуйидагиларга тенг бўлади:

$$f_s = mH, f_N = mH + m\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cdot x.$$

Айтайлик, $f_N > f_s$ бўлсин. Бунда стрелкага моменти $M = f_s l \cdot \sin \alpha = pH \sin \alpha$ бўлган жуфт куч (бу ерда $p = ml$ — стрелканинг магнит моменти) ва майдон бўйлаб йўналган

$$\Delta f = f_N - f_s = m\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cdot x$$

куч таъсир қилади.

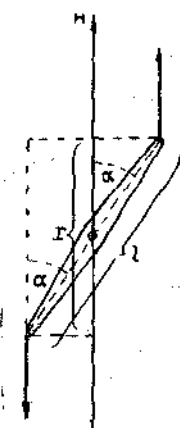
232- расмдан $x = l \cos \alpha$ эканлиги кўриниб турибди, бундан

$$\Delta f = ml\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cos \alpha \text{ ёки } \Delta f = p\left(\frac{\Delta H}{\Delta x}\right) \cos \alpha. \quad (6)$$

Шундай қилиб, бир жинсли бўлмаган магнит майдонда стрелкага унинг p магнит моментига ва $(\Delta H/\Delta x)$ майдон градиентига пропорционал ҳамда α бурчакнинг косинусига боғлиқ куч таъсир қилар экан.

Шуни қайд қилиб, ўтиш муҳимки, ушбу параграфда шу вақтгача олинган ҳамма натижалар бўшлиқда жойлашган доимий магнит учунгина эмас, балки магнетик ичида жойлашган магнитга ҳам яроқлидир. Бунда ҳамма формулалардаги H ни магнетик ичида магнит турган жойдаги магнит майдон кучланганлиги деб тушуниш лозим. Бунга 209- параграфда тушунтирамиз.

Бир жинсли бўлмаган магнит майдонга киритилган магнит ёки соленоидга таъсир этаётган куч магнитларнинг, шунингдек, соленоиднинг ўзаро тортишиш ёки итаришиш ҳодисасини тушунтириб беради. Бир жинсли магнит майдонда магнитга (ёки соленоидга) фақат ориентирловчи куч таъсир этади. Иккита магнитни (ёки иккита соленоидни) бир-бирига яқин қилиб жойлаштирсак, уларнинг ҳар бири иккинчисининг бир жинсли бўлмаган магнит майдонида ётади ва, демак, унга жуфт



232- расм. Бир жинсли бўлмаган магнит майдонда магнит стрелкасига таъсир этувчи кучлар.

кучдан ташқари, майдон қайси томонга ўсиб бораётганига қараб ўзаро тортишиш ёки итаришиш кучи ҳам таъсир этади.

Темир парчаларининг магнитга (ёки соленоидга) тортилиши ҳам худди шундай изоҳланади. Бу парчалар аввал магнитланади, кейин эса магнит (ёки соленоид) яқинидаги магнит майдон бир жинсли бўлмагани сабабли, илгариланма ҳаракатга келади.

206-§. Магнит индукция векторининг чизиқлари. Магнит индукция вектори ва магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси. Чегаравий шартлар. Бўшлиқда магнит майдоннинг кучланганлик чизиқларини киритганимиз каби умумий ҳол учун магнит индукция чизиқларини киритамиз. *Магнит индукция чизиғи* деб шундай чизиқ тушуниладики, унинг ҳар бир нуқтасига ўтказилган уринма ана шу нуқтадаги $\mathbf{B}$ индукция векторининг йўналиши билан мос тушади. Бу чизиқнинг ҳар бир берилган нуқтадаги йўналиши $\mathbf{B}$ векторнинг шу нуқтадаги йўналишига мос тушади.

Индукция векторига нормал бўлган сиртнинг юз бирлиги орқали шу юз чегарасидаги магнит индукциянинг сон қийматига тенг миқдорда индукция чизиқлари ўтказамиз. Индукция чизиқларига нормал бўлган ΔS_0 элементар юз орқали ўтаётган индукция чизиқларининг тўла сони шу юзни кесиб ўтаётган *магнит индукциясининг элементар оқими* $\Delta\Phi$ ни ифодалайди

$$\Delta\Phi = B\Delta S_0. \quad (1)$$

Агар элементар ΔS юз ихтиёрий ориентирланган бўлса, бу юз орқали ўтаётган $\Delta\Phi$ индукция оқими қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\Delta\Phi = B\Delta S \cos \alpha = B_n\Delta S, \quad (2)$$

бу ерда α — индукция вектори $\mathbf{B}$ нинг йўналиши билан ΔS юзга ўтказилган $\mathbf{n}$ нормаль орасидаги бурчак, B_n эса — $\mathbf{B}$ нинг ΔS га нормал йўналган ташқил этувчиси.

(2) муносабатга биноан ΔS юз орқали ўтувчи $\Delta\Phi$ индукция оқими мусбат ёки манфий катталиқ бўлиши мумкин, бу $\mathbf{B}$ индукция чизиқларининг $\mathbf{n}$ нормалнинг танлаб олинган йўналиши билан ўтқир ёки ўтмас α бурчак ҳосил қилишига боғлиқ бўлади. Чекли сиртни кесиб ўтувчи тўла Φ индукция оқими сиртнинг барча элементлари орқали ўтаётган элементар оқимларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\Phi = \sum \Delta\Phi = \sum B_n\Delta S. \quad (3)$$

Агар сирт берк бўлса, сиртга ўтказилган нормалнинг мусбат йўналиши учун шу сирт ўраб олган ҳажмдан чиқаётган ташқи

нормалнинг йўналишини қабул қиламиз; демак, берилган сирт билан ўралган ҳажмдан чиқаётган чизиқлар мусбат оқим, ҳажмга кираётган чизиқлар эса манфий оқим ҳосил қилади.

Таъриба *магнит индукция чизиқлари* ҳамма вақт берк чизиқлар бўлишини кўрсатади; демак, ихтиёрий берк сирт учун унга кирувчи ва ундан чиқувчи индукция чизиқларининг тўла сони нолга тенг, шу сабабли ихтиёрий берк сирт учун тўла магнит индукция оқими ҳам нолга тенг бўлади, яъни:

$$\Phi = 0. \quad (4)$$

Бу теорема электростатикада ичида заряд бўлмаган ҳажм учун таърифланган. Остроградский — Гаусс теоремасига ўхшайди (126-параграфга қаранг) ва ҳеч қандай реал магнит зарядлар йўқлиги фактига мос келади.

192-параграфда бўшлиқдаги магнит майдонда ҳамма вақт $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ шарт бажарилишини кўрсатган эдик. Магнетиклар бўлганда берк сирт орқали ўтаётган $\mathbf{B}$ индукция векторининг оқими нолга тенг

$$\int_S \mathbf{B}_n dS = 0,$$

ундан умумий ҳолда (магнетиклар бўлганда) магнит майдон ҳамма вақт уйдаги шартга бўйсунди деган хулоса чиқади:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (4a)$$

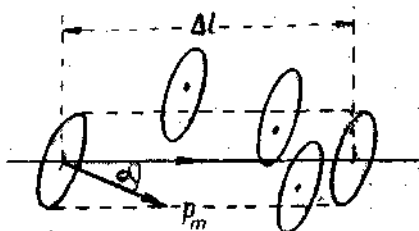
Индукция оқими ўлчанадиган бирликлар индукция ва юз бирликларининг қандай танлаб олинганига боғлиқ бўлади. Агар CGSM системадан фойдаланилса, яъни индукция гауссларда, юзни эса квадрат сантиметрда ўлчасак, у ҳолда оқим *максвелл* деб аталган бирликларда келиб чиқади; шундай қилиб, индукция оқимининг CGSM бирлиги индукцияси 1 гауссга тенг бўлган бир жинсли магнит майдонда индукция чизиқларига нормал бўлган 1 см^2 сирт орқали ўтувчи оқимга тенг экан.

$\mathbf{B}$ векторнинг циркуляциясини қарайлик. 198-параграфда магнит кучланганлигининг ихтиёрий берк контур бўйича олинган циркуляцияси $4\pi I$ га тенг эканлигини кўрсатган эдик, бу ерда I — контур ўраб турган ток кучи. Магнетикда макроскопик токлар ҳам ва микроскопик токлар ҳам ҳосил қилган магнит майдоннинг тўла кучланганлиги $\mathbf{B}$ вектор билан ифодаланади. Демак, $\mathbf{B}$ векторнинг контур бўйича циркуляцияси $4\pi (I + I_M)$ га тенг бўлади, бу ерда I ва I_M катталиклар — контур ўраб турган макроскопик ва молекуляр токларнинг кучлари:

$$\sum B_i \Delta l = 4\pi (I + I_M). \quad (5)$$

I_M молекуляр токини ҳисоблаб топайлик. Равшанки, контур ичида оқаётган компенсацияланмаган токни молекуляр тоқлари контур чизиги томонидан кесилган молекулалар ҳосил қилади. Контурнинг Δl элементи кесиб ўтаётган молекуляр тоқлар қандай компенсацияланмаган ток ҳосил қилишини текширайлик. Молекуляр тоқлар айланма тоқлар бўлиб, уларнинг кучи i га ва улар оқаётган контурнинг юзи S га тенг деб фарз қиламиз; бундай молекуляр тоқка сон қиймати iS га тенг бўлган P_m магнит моменти мос келади; молекуляр тоқларнинг P_m магнит моменти Δl элемент билан α бурчак ҳосил қилсин (233- расм).

Равшанки, Δl элемент марказлари S асосли ва Δl ясовчили цилиндр ичига тўғри келган молекуляр тоқларнигина кесиб ўтади. Агар ҳажм бирлигидаги молекулалар сони n_0 бўлса, у ҳолда бундай цилиндр ичига $n_0 S \Delta l \cos \alpha$ молекуляр тоқлар марказлари тўғри келади. Бу молекуляр тоқлар айланиш контурининг Δl қисмида ўраб олинадиган компенсацияланмаган ток ҳосил қилади. Компенсацияланмаган токнинг Δl қисмидаги кучи қуйидагига тенг:



233- расм. Молекуляр тоқлар сонини ҳисоблашга доир.

$$in_0 S \cos \alpha \Delta l. \quad (6)$$

Бутун айланиш контури ўраб олган I_M молекуляр токнинг кучи (6) ифодани контурнинг бутун узунлиги бўйича йиғиш орқали топилади:

$$I_M = \sum i n_0 S \Delta l \cos \alpha. \quad (7)$$

Бироқ айтилганларга кўра, iS — молекуляр токнинг P_m моменти катталигидир; демак, $in_0 S$ — ҳажм бирлиги моментиدير, яъни P_m . Демак, (7) га кўра,

$$I_M = \sum P_m \Delta l \cdot \cos \alpha = \sum (P_m)_l \Delta l$$

бунда $(P_m)_l$ — магнитланиш векторининг Δl элементга проекциясидир. I_M нинг топилган қийматини B векторнинг циркуляцияси учун ёзилган (5) ифодага қўйсак, ушбу ҳосил бўлади:

$$\sum B_l \Delta l = 4\pi [I + \sum (P_m)_l \Delta l].$$

Қутбланиш векторининг проекцияларини ўз ичига олган ҳадларни тенгликнинг чап томонига ўтказсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$\sum [B_l - 4\pi(P_m)_l] \Delta l = 4\pi I.$$

Юқорида айтилганига биноан $B - 4\pi P_m$ кучланганлик векторига тенг:

$$B - 4\pi P_m = H.$$

Демак, магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$\sum H_l \Delta l = 4\pi I.$$

Шундай қилиб, магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси магнетик мавжуд бўлганда ҳам 4π ни контур ўраб турган *макроскопик* токнинг кучига кўпайтирилганига тенг экан; молекуляр ток катталиги магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси ифодасига кирмас экан.

Магнит сингдирувчанлиги турлича бўлган икки модда чегарасидан индукция чизиқларининг қандай ўтишини текширайлик. Магнит сингдирувчанликлари μ_1 ва μ_2 бўлган икки модда чегарасини текширайлик. Моддаларни бир-биридан ажралиш чегарасидаги кичик бир ΔS участкани кўрайлик. Бу участкани текис деб олишимиз ва унинг иккала томонида яқин атрофдаги майдон бир жинсли деб ҳисоблашимиз мумкин. Магнит сингдирувчанлиги μ_1 бўлган моддадаги индукция векторининг қийматини B_1 билан, магнит сингдирувчанлиги μ_2 бўлган моддадаги қийматини B_2 билан белгилаймиз. Чегаравий нуқталарга яқин жойда B магнит индукция векторини иккита ташкил этувчиларга ажратиш мумкин. Бу ташкил этувчилардан бири B_n — ажралиш чегарасига тик, иккинчиси B_t — бу чегарага параллел бўлади. У вақтда:

$$B_1 = B_{1n} + B_{1t}, \quad B_2 = B_{2n} + B_{2t}.$$

Даставвал чегаранинг икки томонидаги магнит индукция векторларининг нормал ташкил этувчилари орасидаги боғланишни топайлик. Бунинг учун синиқ цилиндр шаклидаги (234-расм) берк сирт орқали ўтаётган магнит индукция оқимини текширамиз. Бу синиқ цилиндрнинг ΔS_1 ва ΔS_2 асослари чегаранинг ΔS участкасига тенг ва параллел, ясовчилари эса цилиндрнинг ҳар бир қисми ётган моддалардаги индукция чизиқларига параллел бўлсин. (4) формулага биноан бу цилиндрнинг сиртидан ўтаётган тўла оқим, ҳар қандай берк

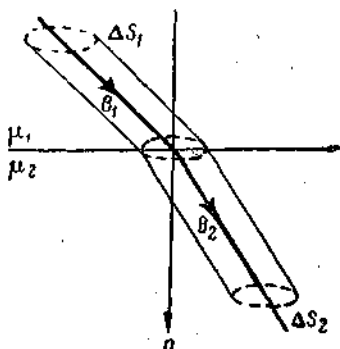
сиртдан ўтаётган тўла оқим каби, нолга тенг бўлади. Бу оқим икки қисмдан — ΔS_1 асосдан ўтаётган $\Delta \Phi_1$ оқимдан ва ΔS_2 асосдан ўтаётган $\Delta \Phi_2$ оқимдан иборат бўлади, чунки ён сиртлар индукция чизиқларига параллел бўлгани учун улардан ўтаётган оқим нолга тенг (уларни индукция чизиқлари кесиб ўтмайди). Демак,

$$\Delta \Phi_1 + \Delta \Phi_2 = 0. \quad (8)$$

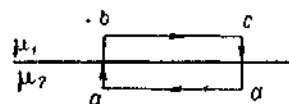
Индукция чизиқлари 234- расмда кўрсатилгандек йўналганда $\Delta \Phi_2$ оқим мусбат, $\Delta \Phi_1$ оқим эса манфий бўлади. Моддалар орасидаги чегаранинг n нормалини биринчи моддадан иккинчи моддага қараб йўналтирамиз, у ҳолда бу йўналиш ΔS_2 асос учун *ташқи* нормаль, ΔS_1 асос учун эса ташқи нормалга тескари йўналиш бўлади. Бундан ΔS_1 ва ΔS_2 асослардан ўтаётган $\Delta \Phi_1$ ва $\Delta \Phi_2$ оқимлар учун қуйидаги ифодаларни толамиз:

$$\Delta \Phi_1 = -B_{1n} \Delta S_1, \quad \Delta \Phi_2 = B_{2n} \Delta S_2.$$

B_{1n} катталиқ B нинг ΔS_1 сирт элементига ўтказилган ташқи нормалнинг тескари йўналишига туширилган проекцияси бўлгани туфайли биринчи тенгликнинг ишораси манфийдир. $\Delta \Phi_1$ ва $\Delta \Phi_2$ ларнинг қийматларини (8) ифодага қўйсақ ва $\Delta S_1 = \Delta S_2$ эканлигини назарга олсак, қуйидагини толамиз:



234- расм. Индукция векторининг ΔS_1 ва ΔS_2 сиртлар орқали ўтаётган оқими.



бундан

$$-B_{1n} + B_{2n} = 0,$$

235- расм. Икки магнетик чегарасидаги айланиш контури.

$$B_{1n} = B_{2n}. \quad (9)$$

Шундай қилиб, магнит индукция векторининг нормал ташкил этувчиси бир моддадан иккинчи моддага ўтишда ўзгармас экан. B_1 ва B_2 векторларнинг уринма ташкил этувчилари орасидаги муносабатни аниқлаш учун H вектор циркуляциясининг ифодасига мурожаат қилайлик. Циркуляция олинadиган контур сифатида ad ва bc томонлари моддаларнинг ажралиш чегарасига параллел, ab ва dc томонлари эса чексиз кичик бўлган $abcd$ берк контурни танлаймиз. (235- расм). Моддалар орасидаги чегарада тоқлар бўлмагани учун H нинг бу контур бўйича циркуляцияси нолга тенгдир. Иккинчи томондан бу циркуляциясини икка-

ла муҳитдаги $\mathbf{H}$ векторлар орқали ифодалаш мумкин: $abcd$ контурни соат стрелкаси ҳаракати бўйлаб айланиб чиқамиз ва моддаларнинг ажралиш чегарасига ўтказилган нормалнинг мусбат йўналиши учун чапдан ўнгга йўналишни танлаб оламиз (235-расм). ab ва dc қисмлар чексиз кичик деб фараз қилингани учун ҳамда циркуляция bc ва da қисмларга тегишли ҳадлар билан ифодаланади. Иккала моддадаги кучланганликларни мос равишда $\mathbf{H}_1$ ва $\mathbf{H}_2$ билан белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$H_1 bc - H_2 da = 0.$$

Пастки муҳитда контур уринманинг мусбат йўналишига тесқари йўналишда айланиб ўтилгани учун тенгламанинг иккинчи ҳади минус ишорали бўлади. Тенгламадаги $bc = da$ ларни қисқартирсак, қуйидаги тенглик ҳосил бўлади:

$$H_{1t} = H_{2t}, \quad (10)$$

яъни кучланганлик векторининг уринма ташкил этувчиси икки модданинг ажралиш чегарасидан ўтганда ўзгармас экан. $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ дан фойдаланиб магнит индукция векторига ўтамиз:

$$H_{1t} = \frac{B_{1t}}{\mu_1}, \quad H_{2t} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}.$$

Бу ерда B_{1t} ва B_{2t} лар $\mathbf{B}_1$ ва $\mathbf{B}_2$ векторларнинг икки модда чегарасига ўтказилган уринмага туширилган проекциялари. H_1 ва H_{2t} ларнинг бу қийматларини (10) га қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$\frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (11)$$

Шундай қилиб, моддалар ажралиш чегарасининг икки томонидаги $\mathbf{B}$ магнит индукция векторининг уринма ташкил этувчиларининг нисбати шу моддалар μ магнит сингдирувчанликларининг нисбати кабилдир.

(9) ва (11) муносабатлар $\mathbf{B}$ магнит индукция векторининг моддалар чегарасидан ўтганда қандай ўзгаришини кўрсатади. Кўриниб турибдики, чегара индукция чизиқларига перпендикуляр бўлмаса, индукция чизиқлари чегарадан ўтишда синар экан. $\mathbf{B}_1$ ва $\mathbf{B}_2$ векторларни чегарага параллел ва чегарага перпендикуляр ташкил этувчиларга ажратсак (236-расм), қуйидагини топамиз:

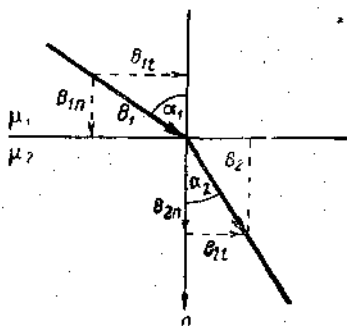
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\frac{B_{1t}}{B_{1n}}}{\frac{B_{2t}}{B_{2n}}}$$

энди (9) ва (11) муносабатлардан фойдалансак:

$$\frac{B_{1t}}{B_{2t}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}, \quad (12)$$

яъни икки моддада индукция векторларининг нормаль билан ҳосил қилган бурчаклари тангенсларининг нисбати шу моддаларнинг магнит сингдирувчанликларининг нисбати каби экан.

μ магнит сингдирувчанлигининг қиймати кичик моддадан магнит сингдирувчанлигининг қиймати каттароқ моддага ўтаётганда индукция чизиқлари перпендикулярдан оғади ва зичланади, яъни чизиқларга нормал бўлган сиртнинг юз бирлигидан ўтаётган чизиқлар сони ортади. Агар икки модданинг ажралиш чегараси моддаларнинг биридаги индукция чизиқларига перпендикуляр бўлса, индукция чизиқлари иккинчи моддага синмасдан ўтади, бунда $B_{1t} = 0$ ва $B_{2t} = 0$ бўлгани учун индукция векторлари ўзларининг нормал ташкил этувчиларига тенг бўлади:



236- расм. Икки магнётёк чегарасида B магнит индукция чизиқларининг синиши.

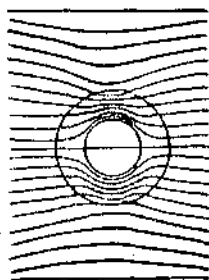
$$B_1 = B_{1n}, \quad B_2 = B_{2n},$$

(9) шартдан қуйидагини топамиз:

$$B_1 = B_2,$$

яъни бу ҳолда индукция вектори икки модда чегарасидан ўтаётганда ўзгармайди. Бу муносабатдан биз 203- параграфда фойдаланган эдик.

Магнит ҳимоя деб аталадиган ҳодиса индукция чизиқларининг синиш қонунига асосланган. Магнит ҳимоя шундан иборатки, индукция чизиқларининг синиши туфайли магнит сингдирувчанлиги катта бўлган модда ичидаги ковакда магнит майдон нолга яқин бўлади. 237- расмда μ магнит сингдирувчанлиги катта бўлган ковакли жисмда индукция чизиқларининг тақсимланишини кўрсатувчи мисол келтирилган. Жисм ичидаги ковакда индукция чизиқларининг сийраклиги у ерда магнит майдоннинг заифлигини кўрсатади. Амалда магнит ҳимоя учун темирдан ясалган катта филофлар ишлатилади.



237- расм. Ичида ковак бўлган жисмда магнит индукция чизиқларининг жойлашиши.

207- §. Электростатик ва магнит майдонлар орасидаги ўхшашлик. Магнетизм ҳақидаги таълимот тарихда дастлаб доимий магнит ҳақидаги таълимот сифатида майдонга чиқди. Ривоятларга қараганда кичик Осиёдаги подачилар Магнезия шаҳри яқинидан топилган темиртош парчаларининг бир-бирига тортишишини пайқаганлар. Магнезия шаҳрининг номидан магнит сўзи келиб чиққан. Магнит темиртошнинг (Fe_3O_4) парчаларида сезиларли даражада қолдиқ магнетизм бўлади. Табиатда учрайдиган доимий магнит ана шу темиртошнинг ўзгичасидир.

XVIII асрнинг охирида Кулон нуқтавий электр зарядларнинг ўзаро таъсир қонунини топгач, магнитларнинг ўзаро таъсири учун ҳам шунга ўхшаш қонунни топишга уринди. У ҳақиқатан ҳам, агар иккита ингичка ва узун магнит олинса, қутблар орасидаги масофа магнитларнинг узунлигидан кичик ва уларнинг кўндаланг кесимидан катта бўлганда, қутбларнинг ўзаро таъсир кучи улар орасидаги масофа квадратига тескари пропорционал бўлишини аниқлади. Кулон „магнетизм миқдори“ ҳақидаги тушунчани киритди. Бу тушунча туфайли магнит майдон ҳақидаги кейинги бутун таълимот электростатик майдон ҳақидаги таълимотга ўхшатиб тузилди. Бу ўхшашлик электростатик ва магнит майдонларни характерловчи катталиклар номларининг ўхшашлигида ўз аксини топди: масалан, электростатик майдон кучланганлиги E ва электростатик индукция (D) га ўхшаш, магнит майдон кучланганлиги H ва магнит индукция B нинг ўхшашлиги ҳақида гапирамиз. Бироқ бу ўхшатишлар ҳамма вақт ҳам тўғри бўлавермас ҳамда электростатик ва магнит майдонларнинг табиатиға мос келавермас экан.

Электростатик ва магнит ҳодисалар орасида чуқур тафовут борлигини кўриб ўтдик. Электростатик зарядлар мавжуд; электростатик майдоннинг кучланганлик чизиқлари бир зарядлардан бошланиб, бошқа бир зарядларда тамом бўлади ёки чексизликка қараб кетади. Магнит майдон эса электр токлар атрофида пайдо бўлади, магнит кучланганлик чизиқлари токни берк эгри чизиқ сингари ўраб олади ёки чексизликка қараб кетади; ҳеч қандай реал магнит зарядлари йўқ. Фақат соленоид ёки тўғри доимий магнитнинг (соленоид ёки магнитга нисбатан ташқи фазо соҳасида) магнит майдони билан электр дивергенция майдонини ўхшатиш мумкин, холос.

Ўзаро таъсир кучининг таъсирлашувчи жисмлар орасидаги масофанинг квадратиға тескари пропорционаллик қонуни (Кулон қонуни) кучланганлик чизиқлари бир текис радиал тақсимланган майдонга тегишлидир. Электр зарядли жисмларнинг ўз ўлчовларига нисбатан катта масофаларда ҳосил қилган майдон кучланганлик чизиқлари худди ана шундай тасимланади

(16-расмга қаранг); шунга мувофиқ, зарядли жисмларнинг ўлчовлари улар орасидаги масофаларга нисбатан анча кичик бўлган ҳоллардагина Кулон қонуни улар орасидаги ўзаро таъсир кучларини жуда аниқ ифодалайди. Токларнинг ёки доимий магнитларнинг ҳеч қандай комбинацияси билан магнит кучланганлик чизиқлари радиал текис тақсимланган магнит майдон ҳосил қилиш мумкин эмас. Узун ва ингичка магнитнинг қутби яқинидаги фақат чекли (238-расмда пунктир чизиқ билан ўралган) соҳадагина кучланганлик чизиқлари радиал тарқалади. Шунга кўра, биз ҳозир таъкидлаб ўтганимиздек, Кулон қонуни магнит қутбларининг ўзаро таъсирига нисбатан қўлланилганда унинг маъноси анча чегараланган бўлади.

Электростатик майдон ҳақидаги таълимотда бушлиқдаги электростатик майдоннинг E кучланганлиги деб q зарядга таъсир этувчи кучни ифодаловчи катталиқни тушунган эдик:

$$f = qE. \quad (1)$$

Диэлектрик мавжудлигида унинг қутбланиши натижасида қўшимча E' майдон ҳосил бўлади, шунинг учун

$$E = E_0 + E'. \quad (2)$$

бўлади, бу ерда E_0 эркин зарядлар ҳосил қилган майдон. D электростатик индукция деб берилган нуқтадаги E майдон кучланганлик вектори билан қуйидагича муносабатда боғланган векторни тушунган эдик:

$$D = \epsilon E. \quad (3)$$

Қутбланган диэлектрикнинг ҳолатини қутбланиш вектори

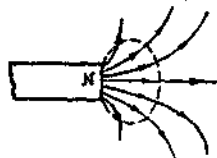
$$P_e = \chi E' \quad (4)$$

билан характерлаган эдик.

χ_e қутбланиш коэффициентини билан диэлектрик константа ўзаро $\epsilon = 1 + 4\pi\chi_e$ муносабат билан боғланган; шу муносабатга биноан (3) ва (4) формулалардан қуйидагини топамиз:

$$D = E + 4\pi P_e. \quad (5)$$

Агар диэлектрик бир жинсли бўлиб, майдон эгаллаган фазони батамом тўлдириб турса, барча диэлектриклар учун қу-



238- расм. Узун тўғри магнит учи яқинида магнит кучланганлик чизиқлари.

¹ Мас электр ва магнит катталиқларни бир-бирларидан фарқ қилиш учун e ва m индекслар ишлатамиз.

шимча майдон кучланганлиги E_0 га тескари йўналади ва қуйидаги тенгликни қаноатлантиради (142-§ га қаранг);

$$E' = -4\pi P_e. \quad (6)$$

Бундай ҳолда (2) ва (5) формулаларни таққослаб, $D = E_0$ тенгликни ҳосил қиламиз, яъни майдон эгаллаган фазони батамом тўлдириб турган бир жинсли диэлектрикда D электростатик индукция вектори эркин зарядларнинг бўшлиқда ҳосил қиладиган E_0 электростатик майдон кучланганлигига тенг экан. Умумий ҳолда улар бир-бирига *тенг бўлмайди* (алоҳида симметрик ҳолларни истисно қилганда; 82-бетдаги изоҳга қаранг).

Магнит ҳодисалари соҳасида юқорида кўрганимиздек (196-параграфда айтилганларга қаранг), бўшлиқда ток элементига

$$d\mathbf{f} = H_0 I d\mathbf{l} \sin \alpha \quad (1a)$$

куч таъсир этади, бу ерда H_0 — бўшлиқдаги магнит майдон кучланганлиги. Магнетик бўлганида тўла кучланганлик (у $\mathbf{B}$ магнит индукция деб аталади) ўтказгичлардан оқаётган тоқлар ҳосил қилган H_0 майдон кучланганлиги билан магнитланган магнетик ҳосил қилган қўшимча $\mathbf{H}$ кучланганликдан иборат бўлади:

$$\mathbf{B} = H_0 + \mathbf{H}'. \quad (2a)$$

Магнетикдаги $\mathbf{H}$ магнит майдон кучланганлиги деб, берилган нуқтадаги $\mathbf{B}$ магнит индукция вектори билан

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \quad (3a)$$

муносабатда боғланган вектор тушунилади.

Магнетикнинг ҳолати магнитланиш вектори билан характерланади:

$$\mathbf{P}_m = \chi_m \mathbf{H} = \frac{\chi_m}{\mu} \mathbf{B}. \quad (4a)$$

χ_m магнитланиш коэффициенти μ магнит сингдирувчанлик билан $\mu = 1 + 4\pi\chi_m$ муносабатда боғланган. Бу муносабатга асосан (3a) ва (4a) формулалардан қуйидаги келиб чиқади:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{P}_m. \quad (5a)$$

Бир жинсли магнетик майдон эгаллаб турган фазони батамом тўлдирган бўлса, қўшимча $\mathbf{H}'$ майдон кучланганлиги H_0 йўналишга *тескари* (диамагнит жисмларда) ҳам, H_0 *йўналиш бўйлаб* (парамагнит жисмларда) ҳам йўналиши мумкин. Иккала ҳолда ҳам

$$\mathbf{H}' = 4\pi\mathbf{P}_m \quad (6a)$$

муносабат ўринли бўлади (202-параграфга қаранг).

Бундай ҳолда (2а) ва (5а) формулаларни таққосласак, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ эканлигини топамиз. Бироқ шуни назарда тутиб керакки, *майдон эгаллаб турган фазони батамом тўлдирган бир жинсли магнетик учунгина магнетикдаги магнит майдоннинг $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$ кучланганлиги ўтказгичларда оқайтган тоқларнинг бўшлиқда ҳосил қилган магнит майдоннинг $\mathbf{H}_0$ кучланганлигига тенг бўлади.*

Бир жинсли бўлмаган магнетик учун умумий ҳолда бундай мослик ўринли бўлмайди. Ҳақиқатан ҳам, бир жинсли бўлмаган магнетикдаги магнит майдоннинг $\mathbf{H}$ кучланганлиги симларда оқайтган тоқлар ҳосил қилган ва Био — Савар — Лаплас формуласи ёрдамида аниқланадиган магнит майдоннинг $\mathbf{H}_0$ кучланганлигига тенг эмаслигига ишонч ҳосил қилиш осон. 206- параграфда биз икки магнетик чегарасида $\mathbf{B}$ магнит индукция векторининг нормал ташкил этувчиси

$$B_{1n} = B_{2n}$$

шартни қаноатлантиришини [(6) формулага қаранг] кўрган эдик.

$\mathbf{B}$ ва $\mathbf{H}$ орасидаги (3а) формула орқали ифодаланадиган боғланишдан фойдаланиб қуйидаги муносабатни топамиз:

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}, \quad \cdot$$

яъни *икки магнетикнинг ажралиш чегарасида магнит кучланганликнинг H_n нормал ташкил этувчиси узилади; $\mathbf{H}$ кучланганлик шу хусусияти билан чизиқлари ҳамма ерда узлуксиз бўлган $\mathbf{H}_0$ кучланганликдан фарқ қилади.* Шунингдек, хоссалари нуқтадан нуқтага узлуксиз ўзгарувчи бир жинсли бўлмаган магнетикда $\mathbf{H}$ ҳам ўзгаради. $\mathbf{H}$ нинг бу ўзгариши магнетикнинг бир жинсли эмаслиги туфайли рўй беради:

(2) ва (2а) формулаларни таққосласак, $\mathbf{B}$ магнит индукция (номи бошқача бўлишидан қатъи назар) $\mathbf{E}$ электростатик майдон кучланганлигига ўхшайди деган хулосага келамиз. Улар орасидаги фарқ шундан иборатки, қўшимча $\mathbf{H}'$ магнит майдон $\mathbf{H}_0$ майдонга тесқари (диамагнит жисмларда) ва $\mathbf{H}_0$ майдон билан бир томонга (парамагнит жисмларда) йўналиши мумкин, шунинг учун $\mathbf{B}$ магнит индукция $\mathbf{H}_0$ дан катта ҳам, кичик ҳам бўлиши мумкин. (3), (5) ва (3а), (5а) формулаларни таққосласак, *магнетикдаги магнит майдоннинг $\mathbf{H}$ кучланганлиги электростатик индукция $\mathbf{D}$ га ўхшайди* деган хулосага келамиз. Худди ана шу формулаларни таққослашдан магнит сингдирувчанликнинг тесқари қиймати $\frac{1}{\mu}$ диэлектрик константа ϵ га ўхшаш эканлигини кўрамиз. (4) ва (4а) фор-

мулаларни таққослаш χ_m/μ нинг χ_e га ўхшаш эканлигини кўрсатади. Шунингдек, майдон эгаллаган фазони батамом тўлдирган бир жинсли диэлектрик учунгина D электростатик индукция вектори эркин зарядлар электростатик майдонининг E_0 кучланганлигига тенг бўлишини, умумий ҳолда эса D нинг E_0 дан фарқ қилишини кўриб ўтган эдик; демак, бу жиҳатдан ҳам D вектор H га ўхшар экан.

Диэлектриклар диамагнит моддаларга ўхшайди. Кўпчилик моддаларда ϵ диэлектрик константа E га боғлиқ эмас, шунга мувофиқ, электростатикада кўпчилик жисмларда гистерезис ва электростатик қутбланиш қолдиғи бўлмайди; бундан гистерезис ва электрланиш қолдиғига эга бўлган ва шу хусусиятлари билан ферромагнит жисмларга ўхшайдиган сегнет тузи ва титаннинг айрим тузлари мустаснодир (146- параграфга қаранг).

208- §. Токли рамкага таъсир қилувчи кучлар бўйича H ва B векторларни аниқлаш. 200- параграфда биз магнетикка киритилган симларга таъсир этувчи кучлар орқали B векторни аниқлашдаги қийинчиликларни кўрсатиб ўтган эдик. Агар магнетик қаттиқ жисм бўлса, унинг ичини тешиб ковак ҳосил қилиш керак; ана шу ковак ичига токли рамка киритиб, ковакда ҳосил бўлган магнит майдон кучланганлигини топишимиз мумкин. Бу кучланганликнинг қиймати бошқа ҳамма шароитлар бир хил бўлганда ковакнинг ўлчовларига ва шаклига боғлиқ бўлади. Маълум шакл ва ўлчовдаги ковак бўлган ҳолда унинг ичида ўлчанган кучланганликнинг қиймати $\hat{H}$, $\hat{B}$ нинг магнетик *ичидаги* қийматларига мос келишини исботлаб кўрсатайлик. Ковак ичида магнетикнинг шу ковакка нисбатан ташқарида ётган қисмлари қўшимча H'' майдон кучланганлиги ҳосил қилади, бунинг натижасида ковак ичида рамкага таъсир кўрсатаётган майдоннинг $H_{\text{ков}}$ кучланганлиги қуйидагига тенг бўлади:

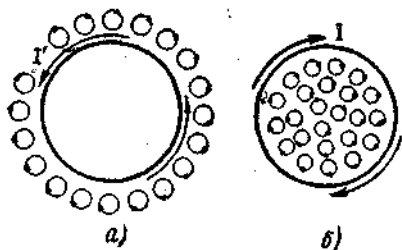
$$H_{\text{ков}} = B + H''. \quad (1)$$

H'' нинг қиймати ковакнинг ўлчовлари ва шаклига боғлиқ. Магнетик ичида ўқи B векторга параллел бўлган узун интичка цилиндр шаклида ковак ажратамиз. Магнетик молекуляр токларнинг бир хил ориентирланиши натижасида магнитланган деб қабул қиламиз. U ҳолда ковакнинг чегараси (239- а расм) компенсацияланмаган I' ток ҳосил бўлади; элементар токлар соат стрелкаси ҳаракати бўйлаб йўналганда, I' ток соат стрелкаси ҳаракатига тескари томонга йўналган бўлади. Равшанки, бу I' ток ўлчовлари ва шакли худди ковакнинг ўлчовлари ва шаклига ўхшаган магнетик парчасининг сиртидаги элементар токларни қўшиш натижасида ҳосил бў-

ладиган I токка (239- б расм) катталик жиҳатдан тенг ва йўналиш жиҳатдан қарама-қарши бўлади. 239- бетда бундай I ток ўзи айланиб оқиб ўтаётган магнетик парчасининг ичида

$$H' = 4\pi I = 4\pi P_m$$

кучланганлик ҳосил қилишини исботлаган эдик, бу ерда P_m — магнитланиш векторининг сон қиймати. (Аниқ айтганда, бу формула фақат чексиз узун цилиндр учун тўғри бўлади. Чекли узунликдаги цилиндр учун унинг ўрта қисмида цилиндрининг радиуси узунлигига нисбатан қанча кичик бўлса, бу формула шунча аниқроқ бўлади.) I' ток I токка тескари йўналган бўлгани учун ковак ичида



$$H'' = -H' = -4\pi P_m$$

239- расм. Ковак сиртидаги молекулалар тоқларнинг ўзаро қўшилиши.

кучланганлик ҳосил қилади.

Бундан, (1) га биноан юқорида таърифланган шаклдаги ковак ичида майдон кучланганлик қуйидагича бўлади:

$$H_{\text{ков}} = B + H'' = B - 4\pi P_m$$

ёки 207- параграфдаги (5а) формулага биноан

$$H_{\text{ков}} = H.$$

Демак, ўқи **B** векторга параллел бўлган узун ингичка цилиндр шаклидаги ковакнинг ўрта қисмидаги майдон кучланганлик магнетик ичидаги **H** кучланганликка тенг бўлади, деган хулосага келамиз. **H** кучланганлик 207- параграфдаги (3а) формуладан топилади.

Агар ана шундай ковак ичига рамка киритсак, шу рамкага таъсир этадиган кучлар моменти орқали **H** ни ўлчамимиз мумкин.

Агар асослари **B** векторнинг йўналишига перпендикуляр бўлган қисқа ва йўғон цилиндр шаклидаги ковак ясасак, бундай ковакнинг ўрта қисмида I' ток йўқ даражада заиф майдон ҳосил қилади, холос: $H'' \cong 0$; демак, бундай ковакнинг ичида

$$H_{\text{ков}} = B$$

бўлади.

Шундай қилиб, ўқи **B** векторга параллел бўлган қисқа ва йўғон цилиндр шаклидаги ковакнинг ўрта қисмида майдон

кучланганлик магнетик ичидаги $\mathbf{B}$ индукция векторига тенг бўлади.

145- параграфда биз диэлектрик ичида ясовчилари кучланганлик чизиқларига параллел бўлган узун ва йўғон цилиндр шаклидаги ковакнинг ўрта қисмидаги электростатик майдон кучланганлиги диэлектрик ичидаги майдоннинг $\mathbf{E}$ кучланганлигига тенг эканлигини кўрган эдик. Агар диэлектрик ичидаги ковакнинг шакли асоси кучланганлик чизиқларига перпендикуляр жойлашган қисқа цилиндр шаклида бўлса, бундай ковакнинг ўрта қисмидаги майдон кучланганлик диэлектрик ичидаги $\mathbf{D}$ электростатик индукция векторига тенг бўлади. Шуларга асосан юқорида келтирилган ўхшашликка ҳилоф равишда, $\mathbf{H}$ вектор $\mathbf{E}$ га ва $\mathbf{B}$ вектор $\mathbf{D}$ га ўхшашдек туюлиши мумкин. Бироқ бундай эмас. Диэлектрик учун узун ингичка цилиндр ичидаги майдон кучланганлик $\mathbf{E}$ га тенг бўлади, чунки ковакнинг сиртларида ҳосил бўладиган қўшимча σ' зарядлар ковак ичида ётган нуқталар учун сезиларли аҳамиятга эга эмас. Магнетикда эса ковакнинг сиртида ҳосил бўладиган қўшимча I' тоқлар қисқа ва йўғон цилиндр шаклидаги ковак учун сезиларли аҳамиятга эга бўлмайди. Бунда ковак ичидаги кучланганлик $\mathbf{B}$ га тенг бўлади. Шундай қилиб, яна $\mathbf{E}$ ва $\mathbf{B}$ нинг бир-бирига ўхшашлиги келиб чиқади. Шунингдек, диэлектрикда қўшимча сиртқи зарядлар қисқа ва йўғон цилиндр шаклидаги ковак учун сезиларли роль ўйнайди, магнетикда эса қўшимча тоқлар ингичка ва узун цилиндр учун сезиларли роль ўйнайди деган хулоса чиқади. Бундан, юқорида айтилганига мос равишда, $\mathbf{D}$ векторни $\mathbf{H}$ векторга таққослаш лозим экан.

Ниҳоят, $\mathbf{B}$ магнит индукция векторининг маъносини бошқача усул билан, яъни модданинг микроскопик тузилишини текшириш билан ҳам аниқлаш мумкинлигини таъкидлаб ўтамиз.

$\mathbf{B}$ векторни унинг бирорта ток ўтаётган макроскопик ўтказгичга кўрсатадиган таъсирига кўра аниқламай, балки бирорта элементар зарядли зарранинг ҳаракатланишидан ҳосил бўладиган элементар токка таъсир этувчи кучга кўра аниқлашимиз мумкин. Масалан, муайян атомда доиравий орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электронни қарашимиз мумкин. Бундай ҳаракатланаётган электрон айланма токка эквивалент бўлиб, унга ташқи магнит майдон таъсир кўрсатади. Бундай элементар ток ёрдамида аниқланган майдон кучланганлиги макроскопик ўтказгичлардан ўтаётган тоқлар ҳосил қилган $\mathbf{H}$, кучланганлик билан қўшни молекулалар ҳосил қилган магнит майдон кучланганлигининг йиғиндисидан иборат бўлади. Ана шу йиғинди майдоннинг кучланганлигини $\mathbf{H}_{\text{микро}}$ билан бел-

гилаймиз. Биз элементар токни бирор молекуладан қандай масофада жойлаштирганимизга қараб $H_{\text{микро}}$ нинг қиймати турлича бўлади. Бироқ тасодифий танланган жуда кўп нуқталар учун *ўртача* $H_{\text{микро}}$ нинг қиймати H_0 билан магнетик зарраларининг тартибли ориентирланишидан ҳосил бўладиган *ўртача* қўшимча H' майдондангина ташкил топади. Шундай қилиб,

$$\bar{H}_{\text{микро}} = H_0 + H',$$

яъни $H_{\text{микро}}$ нинг қиймати B магнит индукция векторининг қийматига тенг экан.

209-§. Соленоид билан магнит орасидаги фарқ. H ва B векторларнинг физик маъносидаги бундан аввалги параграфда кўрсатиб ўтилган фарқлар соленоидлар ва магнитларнинг ўзаро таъсирлашишида яққол намоён бўлади.

Соленоидни бирорта магнетик ичига жойлаштирганимизда бу *магнетик соленоид атрофидаги фазони ҳам соленоид ичидаги фазони ҳам тўла эгаллайди*. Соленоиднинг симлари магнетикка ботирилади. Агар магнетик бир жинсли ва чексиз катта бўлса, у ҳолда симнинг ҳар бир элементига ташқи магнит майдон 200- параграфдаги (2a) формулага биноан

$$\Delta f = IB \sin \alpha \cdot \Delta l$$

куч билан таъсир этади; бутун соленоидга таъсир этувчи кучлар моменти магнит индукция ($B = \mu H$) нинг қийматига боғлиқ бўлади, бу ерда μ — муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги. Агар магнит майдонни ҳосил қилувчи токларни ўзгартирмаган ҳолда фазони бир жинсли чексиз магнетик билан тўлдирсак, соленоидга таъсир этувчи кучлар моменти μ марта ортади.

Соленоид ўрнига магнит олсак, бутунлай бошқача бўлади. Магнит қаттиқ жисмдир ва шунинг учун фазонинг магнит турган қисмини айна вақтда бошқа бир магнетик эгаллай олмайди. Бошқача айтганда, *магнит ҳамма вақт магнетик ичидаги ковакда жойлашган бўлади ва бу ковакнинг таъсирини ҳисобга олиш зарур*.

Магнитга ковак ичида ҳосил бўлган майдон таъсир кўрсади. Узун тўғри магнит қандайдир токлар ҳосил қилган магнит майдонда майдон кучланганлик чизиқлари бўйлаб жойлашган бўлсин. У ҳолда ковак ўқи кучланганлик чизиқларига параллел жойлашган узун ингичка цилиндр шаклида бўлади. 208- параграфда кўрганимиздек, бундай ковакнинг ичидаги майдон кучланганлиги H га тенг бўлади. Шунинг учун узун тўғри магнитга токнинг магнит майдони томонидан таъсир этувчи куч H майдон кучланганлиги билан аниқланади. Демак, магнетикнинг бўлиши магнитга таъсир этувчи кучни

ўзгартирмас экан. 205- параграфда m магнит қутбга таъсир этувчи кучнинг

$$f = mH$$

га тенг эканлигини кўрсатган эдик; энди кўриниб турибдики, узун тўғри магнитга таъсир этувчи куч бўшлиқда ҳам, магнетик бўлганда ҳам бир хил формула билан ифодаланар экан.

Агар узун тўғри магнит билан соленоиднинг магнит моментлари ўзаро тенг бўлса, бўшлиқда улар бир-бирига тўла эквивалент бўлади. Аммо магнетик бўлганда магнит билан соленоид орасидаги фарқ билинади. Ҳақиқатан ҳам, иккита соленоиднинг бўшлиқдаги ўзаро таъсир кучи f га тенг бўлса, фазони магнит сингдирувчанлиги μ бўлган магнетик билан тўлдирилганда соленоидлар орасидаги ўзаро таъсир кучи μf га тенг бўлиб қолади. Агар соленоид билан узун тўғри магнитнинг ўзаро таъсирини текшираётган бўлсак, у вақтда фазони магнетик билан тўлдирилганда ҳам улар орасидаги ўзаро таъсир кучи f га тенглигича қола беради. Шундай қилиб, битта соленоидни магнит билан алмаштириш натижасида куч μ марта камайди. Агар соленоидларнинг иккаласини ҳам магнитлар билан алмаштирадик, у ҳолда магнетикда иккита ковак борлигини ҳисобга олиш зарур бўлади. Маълум бўлишича, бундай қилганда иккита узун тўғри магнитлар орасидаги ўзаро таъсир кучи яна μ марта камаяр экан. Шундай қилиб, *иккита узун тўғри магнит бўшлиқда ўзаро f куч билан таъсирлашаётган бўлса, фазони магнит сингдирувчанлиги μ бўлган магнетик билан тўлдирилганда, улар орасидаги ўзаро таъсир кучи $1/\mu$ f га тенг бўлиб қолар экан.*

Юқорида айтилганларнинг ҳаммасини якунлаб, қуйидагиларни айта оламиз:

- 1) тоқлар орасидаги ўзаро таъсир кучи μ га пропорционал;
- 2) узун тўғри магнит билан тоқ орасидаги ўзаро таъсир кучи μ га боғлиқ эмас;
- 3) икки узун тўғри магнит орасидаги ўзаро таъсир кучи μ га тескари пропорционал.

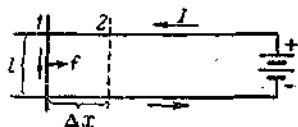
Икки доимий магнитнинг ўзаро таъсир кучи билан μ орасидаги боғланишнинг юқорида берилган таърифи фақат узун тўғри магнитлар учунгина ўринлидир. Ихтиёрий шаклдаги магнитлар учун ўзаро таъсир кучи билан магнит ботирилган магнетикнинг магнит сингдирувчанлиги μ орасида ҳеч қандай оддий боғланишни кўрсатиш мумкин эмас, чунки магнетикнинг роли, юқорида айтилганидек, магнитнинг магнетик ичида ҳосил қилган ковагининг шаклига боғлиқ бўлади.

**210- §. Магнит майдонда тоқли контурни кўчиришда ба-
жарилган иш.** 200- параграфда магнит майдонга киритилган

ток элементига $\Delta f = B I \Delta l \sin \alpha$ куч таъсир этишини ва бу кучнинг йўналиши чап қўл қондасига мувофиқ топилишини кўрсатиб ўтган эдик. Бундан бу куч магнит майдонда токли ўтказгични кўчиришда иш бажаради, деган хулоса келиб чиқади. Бу ишнинг ифодасини топайлик.

Бизда тўғри чизиқли l участкаси қўзғалувчан контур бор бўлсин (240- расм). Бу контур китобхондан расм текислигига томон перпендикуляр йўналган бир жинсли магнит майдонда турибди, деб фараз қиламиз. Демак, B индукция вектори ўзгармас бўлиб, l участкага перпендикуляр йўналган. Чап қўл қондасидан фойдаланиб, контурнинг қўзғалувчан l участкасига ўнг томонга йўналган f куч таъсир этишини топамиз. $\sin \alpha = 1$ бўлгани учун бу кучнинг катталиги

$$f = IBl$$



240- расм. Тўғри чизиқли қўзғалувчан l участкаси бўлган токли контур.

бўлади.

Бу куч таъсирида участка ўнг томонга ҳаракатланади. Ток кучи I ни доимо ўзгармас деб ҳисобласак, у ҳолда f куч l участкани 1 вазиятдан 2 вазиятга, яъни Δx масофага кўчирганда

$$\Delta A = f \Delta x = IBl \Delta x$$

иш бажаради. $l \Delta x$ кўпайтма l участка кўчишда босиб ўтган юзга тенг, бундан

$$\Delta A = IB \Delta S. \quad (1)$$

(1) формулага

$$\Delta \Phi = B \cdot \Delta S \quad (2)$$

магнит индукция оқимини киритсак, ишнинг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$\Delta A = I \Delta \Phi. \quad (3)$$

Худди шу ифода l кесма f кучга параллел бўлмай кўчганда ҳам тўғрилигича қолади. Бунда

$$\Delta A = f \Delta x \cos \beta = IBl \Delta x \cos \beta.$$

Бироқ $l \Delta x \cos \beta$ аввалгидек, l участка кўчишда босиб ўтган юзга тенг, бундан

$$\Delta A = IB \Delta S = I \cdot \Delta \Phi.$$

Шундай қилиб, магнит майдонда токли участкани кўчиришда бажарилган механик иш участкадаги ток кучи билан шу участка кесиб ўтган магнит индукция оқимининг кўпайтмасига тенг экан.

Олинган натижани ихтиёрий майдон учун ва контур билан майдон ўзaro ихтиёрий вазиятда ориентирланган ҳол учун умумлаштириш мумкин.

Тоқли контурнинг кичик dl участкасини оламиз ва шу участканинг кўчиб ўтган йўлини майда dx бўлақларга (силжишларга) бўлиб чиқамиз: dl ва dx участкалар шу қадар кичикки, уларнинг ичида индукция вектори ўзгармайди деб ҳисоблаймиз. В вектор dl нинг йўналиши билан ихтиёрий α бурчак ташкил қилсин (241- расм). dl участкага таъсир этувчи куч

$$df = IB \sin \alpha \cdot dl.$$

В ва dl га перпендикуляр бўлган df кучнинг йўналиши чап қўл қоида-сига мувофиқ аниқланади. dl кесма dx масофага силжиганда қандайдир ясси сиртнинг dS юзини қосиб ўтади. Ана шу силжишда куч

$$dA = df_1 \cdot \cos \beta \cdot dx$$

иш бажаради, бу ерда df_1 куч df кучнинг силжиш сиртига (dx қайси сирт бўйлаб силжиган бўлса, ўша сиртга) проекциясидир, β эса df_1 билан dx орасидаги бурчак. Магнит майдонда ток элементига таъсир этувчи куч доимо магнит индукция векторига перпендикуляр бўлади. Шунинг учун, кучнинг кўчиш текислигида ётган df_1 проекциясини индукция векторининг кўчиш текислигига перпендикуляр ташкил этувчиси вужудга келтиради, бундан қуйидаги келиб чиқади:

$$df = IB_{\perp} dl,$$

бу ерда $B_{\perp}$ — индукция векторининг кўчиш сиртига ўтказилган

перпендикулярга туширилган проекцияси. Бундан

$$dA = IB_{\perp} \cos \beta' dl \cdot dx.$$

Бирок $\cos \beta' dl dx = dS$ бўлгани учун

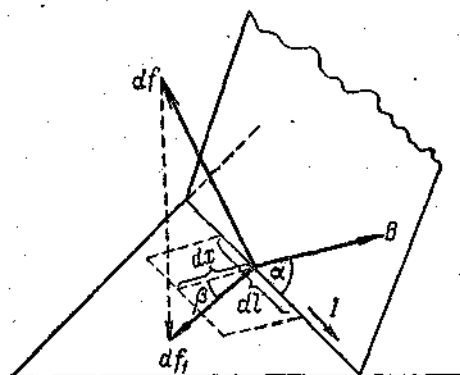
$$dA = IB_{\perp} dS.$$

Элемент кесиб ўтган сирт юзи dS билан магнит индукция векторининг шу сиртга ўтказилган перпендикулярга туширилган $B_{\perp}$ проекциясининг кўпайтмаси dl элемент кесиб ўтган $d\Phi$ магнит индукция оқимига тенг бўлади, шунинг учун

$$dA = Id\Phi,$$

бу ифода маъно жиҳатдан (3) формула билан бир хилдир.

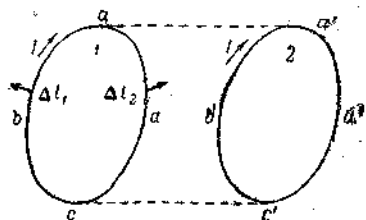
Олинган натижани магнит майдонда тоқли берк контурни кўчиришда бажарилган ишни ҳисоблашга тадбиқ қилиш мумкин. Бунда қуйидаги шарт бажарилиши, яъни контурнинг кўчиш вақти мобайнида ундаги токнинг кучи ўзгармай қолиши керак. Бу ишни ҳисоблаш учун, равшанки, контурни фикран алоҳида участкаларга ажратиш ва шу участкаларга қўйилган



241- расм. Тоқли dl участкани магнит майдонда силжитишда бажарилган ишни ҳисоблашга доир.

кучлар бажарган ишларнинг йиғиндисини олиш керак. 242-расмда 1 вазиятдан 2 вазиятга кўчган токли контур тасвирланган. Контур расм текислиги бўйлаб кўчаётган бўлсин, магнит майдон эса китобхондан расм текислигига перпендикуляр йўналган бўлсин; контурда ток соат стрелкаси бўйлаб оқади. Бундай ҳолда контурнинг abc ярим бўлагининг ҳар бир Δl_1 элементига таъсир этувчи кучлар кўчиш йўналиши билан ўтмас бурчак ташкил қилади, демак, манфий иш бажаради. abc участкага таъсир этаётган кучлар бажарган тўла ишни топиш учун алоҳида элементларга таъсир этаётган элементар кучлар бажарган ишларнинг йиғиндисини олиш керак. Ҳар бир элементни кўчиришда бажарилган иш ток кучи билан элемент ҳаракатланганда кесиб ўтган индукция оқимининг кўпайтмасига тенг, демак, ишлар йиғиндиси I ток кучи билан abc участка $a'b'c'$ вазиятга кўчишида кесиб ўтган индукция оқими кўпайтмасига тенг:

$$A_1 = -I\Phi_1.$$



242- расм. Токли берк контурни магнит майдонда силжитишда бажарилган ишни ҳисоблашга доир.

242- расмдан Φ_1 катталиқ $abcc'b'a'$ шаклнинг юзидан ўтаётган магнит индукция оқимига тенг эканлиги кўриниб турибди. abc участкани $a'b'c'$ вазиятга кўчиришда мусбат иш бажарилади, чунки чап қўл қондасига биноан бу участканинг Δl_2 элементларига таъсир этувчи кучлар шу участканинг кўчиш йўналиши билан ўткир бурчак ташкил қилади. Бу ишнинг сон қиймати I ток кучи билан abc участка кесиб ўтган магнит индукция оқимининг кўпайтмасига тенг; равшанки, бу Φ_2 оқим $adcc'd'a'$ шаклнинг юзидан ўтаётган оқимга тенг.

Шундай қилиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$A_2 = I\Phi_2.$$

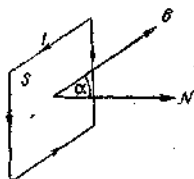
Контурни кўчиришда бажарилган натижавий A иш юқорида кўрилган A_1 ва A_2 ишларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$A = A_1 + A_2 = I(\Phi_2 - \Phi_1). \quad (4)$$

$\Phi_2 - \Phi_1$ айирма токли контур билан чегараланган юздан ўтаётган магнит индукция оқимининг ўзгаришига тенг эканлигини кўриш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам $adcc'b'a'$ сиртдан ўтаётган оқим Φ_1 оқимнинг ҳам, Φ_2 оқимнинг ҳам таркибий қисмидир ва, демак, $\Phi_2 - \Phi_1$ айирмада ана шу сиртдан ўтаётган оқим иштирок этмайди. $a'b'c'd'$ ва $abcd$ сиртлардан

ўтаётган оқимларнинг айирмаси қолади, холос. Узил-кесил қуйидаги ҳулосани чиқарамиз: *оқаётган токнинг кучи ўзгармас бўлган берк контурни бир вазиятдан иккинчи вазиятга кўчиришда бажарилган механик иш контурдаги ток кучи билан контурнинг дастлабки ва охириги вазиятларида ўраб турган юздан ўтган магнит индукция оқимлари айирмасининг кўпайтмасига тенг*. Демак, контур ўраб турган юздан ўтаётган магнит индукция оқими ўзгармаса, контурни кўчиришда бажарилган иш нолга тенг бўлади. Масалан, токли контур бир жинсли магнит майдонда илгариланма ҳаракатланаётган бўлса, у вақтда контур ўраб турган юздан ўтаётган индукция оқими ўзгармайди ва умумий иш нолга тенг бўлади.

(3) ва (4) формулаларни чиқаришда биз I ток кучи контурнинг бутун кўчиши вақтида ўзгармайди деб фараз қилган эдик. Кейинроқ (XX бобда), биз *электромагнит индукция* ҳодисаси маълум шароитларда контурнинг кўчиш вақтида ундаги ток кучини ўзгартириши мумкинлигини кўрамиз. Шу сабабли бундай ҳолларда контурдаги токнинг ўзгаришига қарши тадбирлар (масалан, зарур бўлган пайтларда уланадиган батареялар ва реостатлар ёрдами билан) кўрилмаган бўлса, (3) ва (4) формулалар контурнинг *фақат ток кучи I сезиларли ўзгармайдиган вақт ичидаги чексиз кичик кўчишлари учунгина тўғри* бўлади, холос. У ҳолда контурни бирор чекли масофага кўчиришда бажарилган ишни топиш учун ана шу элементар ишларни интегралланади.



243- расм. Рамка юздан ўтаётган магнит индукция оқимини ҳисоблашга доир.

(4) ифода бажарилган ишнинг фақат катталигини эмас, ишорасини ҳам ифодалайди. Бунинг учун қандай индукция оқимини мусбат деб ҳисоблаш кераклигини аниқлаб олиш лозим. Контур сиртига ўтказилган N нормаль билан ўткир бурчак ташкил қилувчи магнит индукция чизиқлари мусбат оқим ҳосил қилади деб ҳисоблаймиз; N нормалнинг мусбат йўналиши контурдаги токнинг йўналиши билан парма қондасига мувофиқ боғлангандир (243- расм).

У ҳолда, агар контур юздан ўтаётган индукция оқими ортса, контур элементига таъсир этувчи кучлар мусбат натижавий иш бажаради; агар контур ўраб турган юздан ўтаётган оқим камайса, контурга қўйилган кучларнинг натижавий иши манфий бўлади.

Энди баъзи хусусий ҳолларни кўриб чиқамиз:

1. Бир жинсли магнит майдонда рамкани буришда бажариладиган иш. Юзи S бўлган ясси контурни қарайлик. Бу контурда ўзгармас I ток оқаётган бўлсин.

Рамка текислигига N нормаль ўтказамиз. Бу нормалнинг мусбат йўналиши контурдаги токнинг йўналиши билан парма қондасига мувофиқ боғланган бўлсин. N нормаль магнит майдоннинг B индукция чизиқлари йўналиши билан α бурчак ташкил қилсин, у вақтда рамканинг юзи орқали ўтаётган Φ индукция оқими

$$\Phi = BS \cos \alpha$$

бўлади.

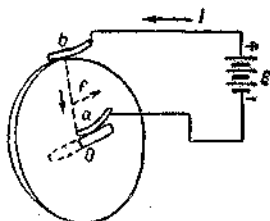
Рамкани бурганда (4) формулага биноан қуйидаги иш бажарилади:

$$A = IBS (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1), \quad (5)$$

бу ерда α_1 ва α_2 — нормалнинг мос равишда рамка бурилгунча ва бурилгандан кейин индукция чизиқлари билан ташкил қилган бурчаклари. $IS = p_m$ рамканинг магнит моменти эканлигини эсга олсак, (5) ифодани қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$A = p_m B (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (6)$$

2. Сирпанувчи контактли дискни айлантиришда бажариладиган иш. Металл диск магнит майдоннинг куч чизиқларига нормал ҳолатда жойлаштирилган бўлсин. Диск ўзининг марказидан ўтган ва куч чизиқларига параллел бўлган O ўқ (244- расм) атрофида айлана олади. Диска сирпанувчи a ва b контактлар ёрдамида берилган ток ушнинг радиуси бўйлаб йўналади¹. Агар магнит майдон расмнинг орқасига қараб йўналган ва ток дискнинг радиуси бўйлаб юқоридан пастга оқаётган бўлса, у вақтда майдон токка ўнг томонга йўналган куч билан таъсир қилади ва натижада диск айлана бошлайди. Бунда $EbaE$ ток контури орқали ўтаётган индукция оқими ўзгармайди, лекин шунга қарамасдан иш бажарилади. Иш бажарилишига сабаб шуки, бу ерда ток муайян симлар бўйлаб эмас, балки узлуксиз айланётган дискнинг турли радиуслари бўйлаб оқади. Диск чексиз кичик $\Delta\varphi$ бурчакка бурилганда, ток оқаётган радиус ҳам $\Delta\varphi$ га бурилиб



244- расм. Сирпанувчи контактли дискнинг айланиши.

$$\Delta S = \frac{1}{2} R^2 \Delta\varphi$$

¹ Аслида ток фақат бир радиус бўйлабгина оқмайди, бироқ ҳисобларни осонлаштириш учун юқоридагидек фараз қилиш мумкин.

юзни чизади деб олиш мумкин, бу ерда R — дискнинг радиуси. Бу юздан ўтган индукция оқими $\Delta\Phi = BAS$ бўлади. Диск узлуксиз айланганда янги-янги радиуслар контактларга келиб тега беради ва улар босиб ўтган умумий юз қуйидаги йиғинди билан ифодаланади:

$$S = \sum \frac{1}{2} R^2 \Delta\varphi = \frac{1}{2} R^2 \sum \Delta\varphi.$$

Диск бир айланиб чиққанда $\sum \Delta\varphi = 2\pi$, бундан $S = \pi R^2$ бўлади ва индукция оқимининг ўзгариши $\Phi_2 - \Phi_1 = BS = \pi R^2 B$. (4) формулага асосан бунда бажарилган иш

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = \pi R^2 IB$$

бўлади.

Бу мисол ток сирпанувчи контактлари булган ҳаракатчан яхлит ўтказгичлар бўйлаб оққанда (4) формуладан эҳтиётлик билан фойдаланиш лозимлигини кўрсатади.

211- §. Магнит занжирининг қонунлари. Магнит индукция оқими ўтаётган магнетиклар тўплами *магнит занжири* деб аталади. Агар оқим бир муҳитдан иккинчи муҳитга тўлиқ ўтса, биринчи ва иккинчи муҳитдаги магнит индукция оқимлари *кетма-кет уланган* дейилади; агар оқим алоҳида қисмларга тармоқланса ва қисмлар яна қайтиб бир-бирларига қўшилса, оқимнинг ана шу тармоқлари *параллел уланган* бўлади.

Тармоқланмаган магнит занжирига тороид ўрамларини кесиб ўтаётган Φ индукция оқими мисол бўла олади. Ўрамлар сони N , ўқининг узунлиги l , кўндаланг кесими S бўлган тороидни қарайлик. Ўрамлар ўралган узак материалынинг магнит сингдирувчанлиги μ бўлсин. Ўрамда оқаётган токнинг кучи I бўлсин. Тороиднинг кўндаланг кесимини кесиб ўтаётган Φ оқимнинг ифодасини ёзайлик. Майдонни бир жинсли ва тороиднинг ўқига параллел йўналган деб қабул қилиб, қуйидагини топамиз:

$$\Phi = SB = \mu HS.$$

199- параграфдаги (1) формулага биноан тороиднинг ичидаги майдоннинг кучланганлиги $H = 4\pi nI$, бу ерда n — тороиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони, бундан

$$\Phi = 4\pi nIS.$$

$n = \frac{N}{l}$ эканлигини назарга олиб, қуйидагини топамиз:

$$\Phi = 4\pi \frac{N}{l} IS.$$

Равшанки, бу ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\Phi = \frac{4\pi NI}{l\mu S}. \quad (1)$$

Бу формула формал жиҳатдан тармоқланмаган ток занжири учун Ом қонунига ўхшайди.

Ҳақиқатан ҳам, (1) формуланинг суратидаги $4\pi NI$ ифодани *магнит юритувчи куч* $\mathcal{E}_m$ деб, махраждаги $l/\mu S$ ифодани эса *магнит қаршилиқ* r_m деб атасак, яъни

$$\mathcal{E}_m = 4\pi NI; \quad (2)$$

$$r_m = \frac{l}{\mu S} \quad (3)$$

деб қабул қилсак, (1) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m}, \quad (1a)$$

(1a) формуладан қуйидаги маъно чиқади: *магнит индукция оқими сон жиҳатдан* $\mathcal{E}_m$ *магнит юритувчи кучнинг занжирнинг* r_m *магнит қаршилиқига нисбатига тенг*. Магнит қаршилиқ занжирнинг узунлигига тўғри пропорционал ва занжирнинг кўндаланг кесими ҳамда магнит сингдирувчанлигига тескари пропорционал эканлигини қайд қилиб ўтамиз. Магнит юритувчи куч NI кўпайтмага пропорционал; бу кўпайтма магнит занжири ўраб олган тўла ток кучидан иборатдир.

Агар (1) формулада I ток кучини абсолют электромагнит бирликларда, l ва S ни мос равишда сантиметрларда ва квадрат сантиметрларда ифодаласак, у ҳолда Φ индукция оқими максвелларда келиб чиқади.

Агар (1) формулада ток кучини амперларда, Φ оқимни, аввалдагидек, максвелларда ўлчасак, унга 0,1 га тенг бўлган сон коэффициент киритиш лозим; у ҳолда:

$$\Phi(\text{мкс}) = 0,1 \frac{4\pi NI(a)}{l\mu S},$$

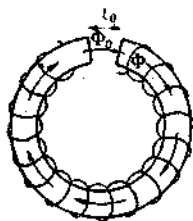
бунда l ва S аввалдагидек, сантиметрларда ва квадрат сантиметрларда ифодаланган. $\mathcal{E}_m$ магнит юритувчи куч ва Φ магнит оқим учун бирликларнинг Халқаро системасидаги бирликлар ҳақида қуйроқда (223-§ да) гапирилади.

Магнит юритувчи куч ва магнит қаршилиқ каби катталикларнинг киритилиши электр ва магнит занжирлар орасидаги расмий ўхшашликлар аслида бундан ҳам чуқурроқ эканлиги билан оқланади. Буни кўрсатиш учун магнит занжирнинг кетма-кет уланган қисмларини қараб чиқамиз. Оқимларнинг кетма-кет уланишига юқорида кўрилган тороид мисол бўла олади. Бунинг учун биз ана шу тороиднинг узунлиги l_1 ва маг-

нит сингдирувчанлиги μ бўлган ўзагида узунлиги l_0 ва магнит сингдирувчанлиги μ_0 бўлган ҳаво тирқиши (245-расм) бор деб фараз қиламиз. Қуйида бу тирқиш оқим катталигини анча ўзгартиришини кўрамиз.

Бу мисолда оқимни аниқлаш учун тороиднинг ўрта чизигидан иборат контур бўйича $\mathbf{H}$ векторнинг циркуляцияси ифодасидан фойдаланамиз. Бу контур ўраб турган тўла ток IN га (тороиднинг барча ўрамларидаги токка) тенг, шундай қилиб, қуйидагини топамиз:

$$\sum H_i \Delta l = 4\pi IN.$$



245-расм. l_0 тирқишдан ўтаётган магнит оқими.

Тороид ичида магнит майдоннинг йўналиши тороид ўрта чизигининг йўналиши билан бир хил бўлгани учун ўзакдаги ва тирқишдаги кучланганликларни мос равишда $\mathbf{H}$ ва $\mathbf{H}_0$ билан белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$4\pi NI = Hl_1 + H_0 l_0$$

ёки H ва H_0 кучланганликлар ўрнига $B = \mu H$ ва $B_0 = \mu_0 H_0$ магнит индукцияларини киритсак:

$$4\pi NI = \frac{B}{\mu} l_1 + \frac{B_0}{\mu_0} l_0. \quad (4)$$

Бу муносабатга Φ оқимни киритамиз. Φ оқим ўзак ичида ҳам, тирқишда ҳам бир хил бўлади.

S — тороид ўрамларининг кўндаланг кесими, S_0 эса тирқишнинг оқим (тирқишида оқимнинг кўндаланг кесими ўзгармас деб фараз қиламиз) ўтаётган қисмининг кўндаланг кесими бўлсин, у ҳолда

$$B = \frac{\Phi}{S}, \quad B_0 = \frac{\Phi}{S_0}.$$

Буларни (4) формулага қўйсак, у қуйидаги кўринишга келади:

$$4\pi NI = \Phi \left(\frac{l_1}{S\mu} + \frac{l_0}{S_0\mu_0} \right). \quad (5)$$

Бироқ $4\pi NI$ магнит юритувчи куч ($\mathcal{E}_m$) дан иборатдир, $l_1/S\mu$ ва $l_0/S_0\mu_0$ ни эса мос равишда ўзак билан тирқишнинг r_m ва r_{m0} магнит қаршиликлари деб аташимиз мумкин, бунга биноан

$$\mathcal{E}_m = \Phi (r_m + r_{m0}) \quad \text{ёки} \quad \Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{r_m + r_{m0}}.$$

Қаршиликлар йиғиндиси ($r_m + r_{m0}$) ни R_m билан белгиласак,

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}. \quad (5a)$$

Оқим Φ яна $\mathcal{E}_m$ магнит юритувчи кучнинг R_m магнит қаршилиikka нисбати билан ифодаланаётир, бунда занжирнинг R_m магнит қаршилиги унинг кетма-кет уланган қисмларининг магнит қаршиликлари йиғиндисига тенг.

Энди магнит занжири параллел тармоқланган ҳолни қарайлик. Бундай тармоқланиш схемаси 246- расмда тасвирланган.

Занжирнинг ўрта қисмида $\mathcal{E}_m = 4\pi NI$ магнит юритувчи кучни вужудга келтирувчи ўрам бўлсин. Занжирнинг ўрта қисмидаги Φ индукция оқими занжирнинг бошқа иккита қисмидаги Φ_1 ва Φ_2 оқимларга ажралади, демак,

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2.$$

Параллел уланган қисмларнинг ҳар бири учун қуйидаги муносабатлар ўринлидир:

$$\Phi_1 = \frac{\mathcal{E}_m}{r_{m1}}, \quad \Phi_2 = \frac{m}{r_{m2}},$$

бу ерда r_{m1} ва r_{m2} оқимлар ўтаётган участкаларнинг магнит қаршиликлари, $\mathcal{E}_m$ — умумий магнит юритувчи куч. $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ бўлгани учун

$$\Phi = \mathcal{E}_m \left(\frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \right) = \frac{\mathcal{E}_m}{R_m}.$$

Бундан параллел уланган участкаларнинг R_m тўла магнит қаршилиги параллел уланган ўтказгичларнинг тўла қаршилиги сингари,

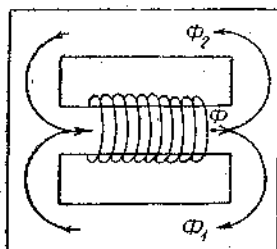
$$\frac{1}{R_m} = \frac{1}{r_{m1}} + \frac{1}{r_{m2}} \quad (6)$$

муносабатдан аниқланади, деган хулосага келамиз.

Магнит занжирининг юқорида қайд қилинган қонуллариға асосланиб электромагнитлар, яъни кучли магнит майдонлар ҳосил қилишға имкон берадиган асбоблар қурилади. Электромагнитларда магнит майдонни соленоиддан оқаётган ток вужудга келтиради; майдонни кучайтириш учун соленоидларнинг ичига темир ўзақлар киритилади. Темир ўзакнинг қандай роль ўйнашини тушуниб олиш учун қуйидаги бир ҳолни текшира-миз. Ўқи бўйлаб ўлчанган узунлиги l , кўндаланг кесим юзи S ва ўрамларининг умумий сони N бўлган тороид берилган бўлсин. Бу тороиддан I ток кучи оққанда тороиднинг ичида кучланганлиги

$$H = 4\pi \frac{N}{l} I \quad (7)$$

бўлган майдон ҳосил бўлади.



246- расм. Магнит занжирининг параллел тармоқланиши

Энди тороиднинг ичига темир ўзак киритамиз: бу ўзак тороиднинг деярли бутун ичини тўлдирсин. Ана шу тороидда қолдирилган тирқиш (245- расм) ичидаги майдон кучланганлигини аниқлаймиз. Бунинг учун аввал (5) формуладан тороиднинг ичидаги индукция оқимини топамиз:

$$\Phi = \frac{4\pi NI}{\frac{l_1}{S_\mu} + \frac{l_0}{S_0}}, \quad (8)$$

бу ерда l_1 — темир ўзакнинг узунлиги, μ — унинг магнит сингдирувчанлиги, l_0 — тирқишнинг кенглиги, S_0 — тирқишдаги оқимнинг кесим юзи (тирқиш ичидаги ҳавонинг магнит сингдирувчанлиги $\mu_0 = 1$ деб ҳисоблаймиз). Агар тирқиш $l_0 \ll \frac{l_1}{\mu}$ даражада тор бўлса, у ҳолда (8) формуланинг махражидаги $\frac{l_0}{S_0}$ ҳадни $\frac{l_1}{S_\mu}$ ҳадга нисбатан назарга олмаса ҳам бўлади; у ҳолда

$$\Phi = 4\pi \frac{N}{l_1} IS_\mu.$$

Ўзакдаги индукция $B = \frac{\Phi}{S}$ қуйидагига тенг бўлади:

$$B = 4\pi \frac{N}{l_1} I\mu.$$

Тирқиш тор бўлганда индукция чизиқлари ўзакни тирқишдан ажратувчи чегарага ўтказилган нормаль бўйлаб йуналади, шунинг учун тирқиш ичидаги B_0 индукция ўзак ичидаги B индукцияга тенг (206- § га қаранг) бўлади.

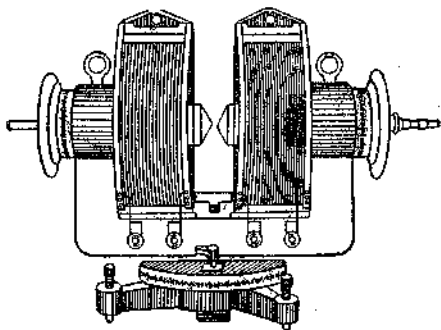
Тирқиш соҳасида магнит сингдирувчанлик $\mu_0 = 1$ бўлгани учун магнит майдон кучланганлиги $H_0 = B_0$; бундан, тақрибан $l_1 = l$ десак, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$H_0 = 4\pi \frac{N}{l} I\mu.$$

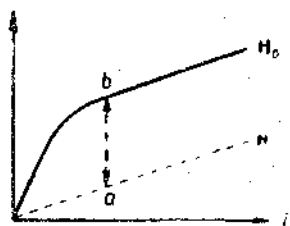
Бу ифодани (7) билан таққосласак, етарли даражада тор тирқишдаги майдон кучланганлиги ўзаксиз тороидда ҳосил бўлган кучланганликдан μ марта катта эканини кўрамиз.

Ана шундай ўзакли тороид ҳалқасимон электромагнит бўлади. Одатда лабораторияларда ишлатиладиган электромагнитлар бир оз бошқача кўринишда бўлади, бироқ темир ўзакнинг ишлатилиши эффектив фойда бериши учун магнит занжири деярли берк ва ҳаво тирқиши юқоридагидек тор бўлиши керак. 247- расмда лабораторияларда ишлатиладиган электромагнитларнинг бир тури тасвирланган. Электромагнитларда ўзакнинг ролига тўғри баҳо бериш учун одатда ўзак ясаладиган

темирнинг μ магнит сингдирувчанлиги майдон кучланганлигига боғлиқ бўлишини ва, шу сабабли, майдон кучланганлиги ўзгариши билан ўзакнинг роли ҳам ўзгаришини эсда сақлаш лозим. Электромагнитнинг магнит занжиридаги тирқиш тор бўлса ундаги магнит майдоннинг H_0 кучланганлиги сон жиҳатдан ўзакдаги B индукцияга тенг бўлади. B билан ўзак ичидаги майдон кучланганлиги H орасидаги боғланишнинг характери 220- расмда тасвирланган. Ўзак ичидаги майдоннинг H кучланганлиги электромагнит ўраидан оқаётган I ток кучига пропорционалдир. Шунга кўра, B билан, демак, тирқишдаги майдон кучланганлиги H_0 билан ўрамда оқаётган I ток кучи орасидаги боғланиш 220- расмдагига ўхшаш эгри чизиқ билан характерланади. Ўзаги маълум сортли темирдан ясалган бирор электромагнит учун H_0 билан I орасидаги боғланиш 248- расмда тасвирланган. Худди шу расмда H нинг I ток кучига боғлиқ равишда ўсишини кўрсатувчи тўғри чизиқ ҳам тасвирланган. Агар электромагнитда ўзак бўлмаганда эди, унинг ҳосил қилган майдон кучланганлиги H га тенг бўларди. Расмдан кўринишича, ток кучи ўсиши билан H_0 аввал H га қараганда тезроқ ўсади; ҳали тўйиниш юз бермаганда ва темирнинг магнит сингдирувчанлиги μ катта бўлганда ўсиш шу йўсинда боради. Тўйиниш юз бергандан кейин H_0 чизиқли ўса бошлайди; майдон кучланганлиги H_0 ҳамма вақт H дан бир хил ab билан аниқланувчи кесмача катта бўлиб қола беради.



247- расм. Электромагнит.



248- расм. Электромагнит кутблари орасидаги H_0 магнит майдон кучланганлиги билан чулғамдан оқаётган I ток кучи орасидаги боғланиш.

Қуйидаги конкрет мисолни кўриб чиқайлик. Торонд (245- расм) темир ўзагининг узунлиги $l_1 = 60$ см, тирқишнинг кенглиги $l_0 = 0,1$ см, торонд кўндаланг кесимининг юзи $S = 12$ см², тўла ўрамлар сони $N = 1000$ ва ўрамларда оқаётган ток кучи 1 а бўлсин. Ўзакнинг магнит сингдирувчанлиги μ фақат темирнинг сортигагина эмас, юқорида биз қайд қилганимиздек, I ток кучи билан аниқланувчи H майдон кучланганлигига ҳам боғлиқ бўлади. Ушбу мисол учун $\mu = 600$ деб фараз қиламиз.

Тирқишдаги магнит майдоннинг H_0 кучланганлигини аниқлайлик. Тороидаги индукция оқими

$$\Phi = \frac{0,4\pi N I_a}{\frac{l_1}{S_\mu} + \frac{l_0}{S_0}},$$

бу ерда I_a — амперларда ифодаланган ток кучи. Тирқиш тор бўлганда ундаги индукция ўзакдаги индукцияга тенг ва S_0 ни S га тенг деб олиш мумкин. Тирқишдаги майдон кучланганлиги H_0 сон жиҳатдан магнит индукцияга тенг бўлгани учун бу кучланганлик Φ оқим орқали қуйидагича ифодаланади:

$$H_0 = \frac{\Phi}{S} = \frac{0,4\pi N I_a}{\frac{l_1}{\mu} + l_0}.$$

Бу формулага берилган қийматларни қўйиб, қуйидагини толамиз:

$$H_0 = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 1000 \cdot 1}{\frac{60}{600} + 0,1} \text{ э} \cong 6280 \text{ э}.$$

Тороида темир ўзак бўлмаганда майдон кучланганлиги қуйидагига тенг бўлар эди:

$$H = 0,4\pi \frac{N}{l} I_a = 0,4 \cdot 3,14 \cdot \frac{1000}{60} \cdot 1 \text{ э} \cong 21 \text{ э}.$$

Шундай қилиб, ўзак бўлганда тирқишдаги майдон кучланганлиги 300 марта ортар экан. Тирқиш кенгроқ бўлганда ундаги майдон кучланганлигининг ортиши юқоридагидан камроқ бўлади.

212-§. Магнит занжири учун Кирхгоф тенгламалари. Мураккаб магнит занжирини ҳисоблаш учун электр занжири учун ёзилган Кирхгоф тенгламаларига ўхшаш тенгламалардан фойдаланилади.

246-расмда параллел уланган участкалари бўлган занжир тасвирланган. Оқим тармоқланаётган ҳар бир жойда келаётган оқим катталиги шу ердан кетаётган оқимларнинг йиғиндисига тенг; агар келаётган оқимларни мусбат оқимлар, кетаётган оқимларни эса манфий оқимлар дейишга шартлашсак, ҳар бир тармоқланиш жойи („туғун“) учун қуйидаги шарт бажарилади: „туғундаги“ оқимларнинг алгебраик йиғиндисини нолга тенг, яъни

$$\sum \Phi = 0. \quad (1)$$

(1) тенглик билан ифодаланувчи тенгламалар Кирхгофнинг тармоқланган токлар занжири учун ёзилган биринчи тенгламаларига ўхшайди.

Агар магнит занжирида бирорта берк контур ажратиб, унга $\mathbf{H}$ векторнинг циркуляциясини татиб қилсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$\sum Hl = 4\pi \sum NI. \quad (2)$$

Бу ерда йиғинди берк контурнинг барча участкаларига тегишли: $\sum NI$ йиғинди контур ўраб олган ўрамлар сони билан шу ўрамлардаги ток кучи қўпайтмасининг йиғиндисини билдиради; агар контурни I ток ҳосил қилаёт-

ган майдон бўйлаб айланилса NI ни мусбат деб, тескари айланилса, манфий деб ҳисоблаш лозим. Майдон кучланганлигини оқим орқали ифодалайлик:

$$H = \frac{\Phi}{S\mu},$$

бу ерда S — оқимнинг кўндаланг кесими, μ — муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги. (2) ифодани қуйидаги кўринишда ёзамиз;

$$\sum \frac{\Phi l^*}{S\mu} = 4\pi \sum NI$$

ёки

$$\sum \Phi r_m = \sum \mathcal{E}_m. \quad (3)$$

Бу муносабат Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системасига ўхшайди; берк занжир учун магнит оқимлари билан магнит қаршиликлар кўпайтмаларининг йиғиндиси занжирдаги магнит юритувчи кучларнинг йиғиндисига тенг.

Магнит занжири қонунлари билан электр занжири қонунлари орасидаги ўхшашлик соф расмий характерда эканлигини, бу қонунлардаги физик ҳодисалар орасида ҳеч қандай умумий йўқ эканлигини қайд қилиб ўтиш жуда муҳимдир.

Юқорида кўрилган муносабатлардан фойдаланишнинг қулайликларини тасвирлаб бериш учун магнит занжирини ҳисоблашга доир мисоллар кўриб чиқамиз.

1-мисол. Ўзати 249-расмда тасвирланган шаклда бўлган электромагнит берилган. Агар электромагнит ампер-ўрамлари сони $NI_a = 1800$, тирқишнинг кенлиги $l_0 = 2$ см ва тирқишнинг магнит қаршилиги занжирнинг a, b, c участкаларининг ҳар бирининг магнит қаршиидигидан 30 марта катта бўлса, электромагнитнинг ҳаво тирқишидаги магнит майдон кучланганлиги топилсин; a, b, c участкаларнинг қаршиликлари ўзаро тенг.

Ечилиши. a, b, c участкалардаги магнит индукция оқимларини Φ_a, Φ_b, Φ_c билан, ҳаво тирқишидаги оқимни Φ_0 билан белгилаймиз. Тирқишнинг магнит сингдирувчанлиги бирга тенг бўлгани учун ундаги изланаётган магнит майдон кучланганлиги

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{S}, \quad (4)$$

бу ерда S — тирқишнинг кўндаланг кесими.

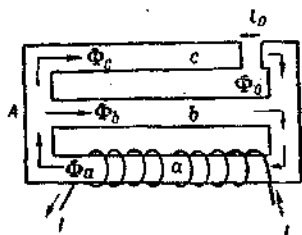
a, c участкалар ва ҳаво тирқишидан ўтган берк контур учун ҳамда a ва b участкалардан ўтган контур учун Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системасини тузамиз:

$$\Phi_a r_m + \Phi_c r_m + \Phi_0 30 r_m = 0,4 \pi N I_a; \quad (5)$$

$$\Phi_a r_m + \Phi_b r_m = 0,4 \pi N I_a. \quad (6)$$

Магнит юритувчи куч иккала контурда ҳам бирдай ва иккала ҳолда ҳам унинг ифодасида I_a ток амперларда берилган деб фараз қилинган. Магнит индукция оқими узлуксиз бўлгани ва барча оқим c участкадан ҳаво тирқишига ўтгани учун

$$\Phi_0 = \Phi_c \quad (7)$$



249-расм. Магнит занжири тармоқланган электромагнит.

А „туғундаги“ тармоқланишни текшириб, Кирхгофнинг биринчи жинс тенгламасини ҳосил қиламиз:

$$\Phi_a = \Phi_0 + \Phi_b. \quad (8)$$

(7) ва (8) дан фойдаланиб, (5) ва (6) тенгламаларни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\Phi_a r_m + 31 \Phi_0 r_m = 0,4 \pi N I_a; \quad (5a)$$

$$2\Phi_a r_m - \Phi_0 r_m = 0,4 \pi N I_a. \quad (6a)$$

(5a) ни 2 га кўпайтириб ва ундан (6a) ни ҳадма-ҳад айириб қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$63 \Phi_0 r_m = 0,4 \pi N I_a. \quad (9)$$

Ҳаво тирқишининг магнит қаршилиги l_0/S га тенг, участкаларнинг қаршилиги эса шартга биноан 30 марта кам, шунинг учун

$$r_m = \frac{l_0}{S \cdot 30}.$$

r_m ни бу қийматини (9) га қўйсак, индукция оқимининг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$\Phi_0 = \frac{0,4 \pi N I_a}{63 r_m} = \frac{0,4 \pi N I_a}{63 \cdot \frac{l_0}{S \cdot 30}},$$

бундан тирқишдаги изланаётган магнит майдон кучланганлиги, (4) га биноан,

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{S} = \frac{0,4 \pi N I_a}{63 \cdot \frac{l_0}{30}} = \frac{0,4 \cdot 3,14 \cdot 1800}{63 \cdot \frac{2}{30}} \text{ э} \approx 540 \text{ э}.$$

2- мисол. 390- бетдаги мисолда кўрилган ҳалқасимон электромагнитдаги тирқишни 0,7 см га қадар кенгайтирилганда шу тирқишдаги H_0 майдон кучланганлиги топилсан. Ўзак темири учун B магнит индукцияси билан H майдон кучланганлиги орасидаги боғланиш 250- расмда тасвирланган ОС эгри чизик билан характерланади.

Е ч и л и ш и. Ўзакдаги оқимни Φ билан, тирқишдаги оқимни Φ_0 билан, ўзакнинг ва тирқишнинг магнит қаршиликларини мос равишда r_m ва r_{m0} билан белгилаб, электромагнит занжири учун Кирхгоф тенгламаларининг иккинчи системасини ёзамиз:

$$\Phi r_m + \Phi r_{m0} = 0,4 \pi N I_a. \quad (10)$$

Аввалгидек ўзакдаги ва тирқишдаги оқимларнинг қўндаланг кесимлари бир хил ва S га тенг деб ҳисоблаб, қуйидагини топиамиз.

$$\Phi = BS = \mu HS; \quad \Phi_0 = B_0 S;$$

$$r_m = \frac{l_1}{\mu S}; \quad r_{m0} = \frac{l_0}{S}.$$

Φ , Φ_0 , r_m ва r_{m0} ларнинг бу қийматларини (10) га қўйсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$H l_1 + B_0 l_0 = 0,4 \pi N I_a$$

ёки бундаги l_1 , l_0 , N ва I_a ларнинг ўрнига уларнинг қийматларини қўйсак:

$$60 H + 0,2 B_0 = 1256.$$

Тирқишдаги B_0 магнит индукция ўзакдаги B магнит индукцияга тенг, шунинг учун бу муносабатни

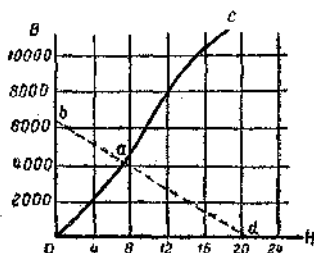
$$60 H + 0,2 B = 1256 \quad (11)$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Бу тенгламага иккита номаълум катталиқ — ўзакдаги H майдон кучланганлиги ва B индукция киради. Бу ерда H билан B орасидаги боғланиш (бу боғланиш 250- расмдаги эгри чизиқ билан характерланади) иккинчи тенглама бўлади. Бу тенгламаларни биргаликда ечиш учун график усулдан фойдаланамиз, яъни (11) тенгламага тегишли bd тўғри чизиқ билан график эгри чизини кесишган a нуқтани қидирамиз (250- расм). Бу кесишиш нуқтасига $B=4000$ га қиймат мос келади. $B = B_0$, B_0 эса ўз навбатида сон жиҳатдан тирқишдаги H_0 майдон кучланганлигига тенг бўлгани учун изланаётган кучланганлик

$$H_0 = 4000 \text{ э.}$$

Тирқишнинг кенглиги 0,1 см бўлганда, кучланганлик $H_0 = 6280$ э эди (394- бет). Кўриниб турибдики, тирқиш кенглиги ортганда майдон кучланганлиги анча камаяр экан.



250- расм. Электромагнитдаги B индукцияни график усул билан топиш.

213- §. Ўлчов асбоблари. Токли

ўтказгичлар орасидаги ёки токли

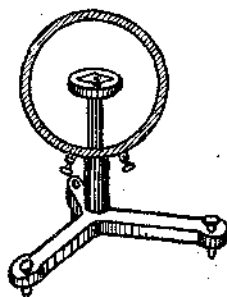
ўтказгич билан доимий магнит орасидаги ўзаро таъсирга асосланиб ток кучларини ўлчаш мумкин. Кўп ўлчов асбобларининг тузилиши ана шундай ўзаро таъсирларга асосланган, бу ўлчов асбобларини уч синфга ажратиш мумкин:

- 1) доимий магнитлар билан токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирига асосланган (магнитоэлектрик) асбоблар;
- 2) юмшоқ темирдан ясалган қисмлари токли ғалтакларнинг ичига тортилувчи (электромагнит) асбоблар;
- 3) иккита токли ғалтакнинг ўзаро таъсирига асосланган (электродинамик) асбоблар.

Биринчи синфга кирадиган энг содда асбоб *тангенс-гальванометр*дир; тангенс-гальванометр бир неча ўрам айлана ўтказгичдан иборат бўлиб, айлана марказига вертикал ўқ атрофида айлана оладиган магнит стрелкаси ўрнатилган (251- расм). Стрелка жойлашган соҳада ўрамлардаги ток ҳосил қилаётган

майдон кучланганлигини ўзгармас ва бу кучланганлик ўрамларнинг марказидаги кучланганликка тенг деб ҳисоблаш мумкин бўлиши учун стрелка етарли даражада кичик бўлиши зарур. У вақтда 194- параграфда айтилганларга биноан:

$$H = \frac{2\pi n I}{R}, \quad (1)$$



251- расм. Тангенс-гальванометр.

бу ерда I — ўрамларда оқаётган токнинг кучи, n — айланма ўтказгичнинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони, R — ўрамларнинг радиуси. Ўрамларда ток бўлмаганда стрелка Ер магнит меридиани бўйлаб жойлашади; агар бунда ўрамлар текислиги ҳам меридиан текислигида жойлашган бўлса, стрелка ўрамлар текислигида жойлашади. Ток берилганда ўрамларнинг магнит майдони H ўрамлар текислигига тик йўналади ва магнит-

стрелкаси ўрамлар ҳосил қилган магнит майдон билан Ер магнит майдонининг горизонтал ташкил этувчиси томонидан таъсир этаётган кучлар тенг таъсир этувчисининг йўналиши бўйлаб жойлашади. Бунда 252-расмда кўринишича, стрелка билан ўрамлар текислиги орасидаги φ бурчак қўйидаги муносабатдан топилади:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{H}{H_{\text{ер}}},$$

бу ерда $H_{\text{ер}}$ — Ер магнит майдонининг горизонтал ташкил этувчиси. Бу формулага H нинг (1) ифодадаги қийматини қўйсак, қўйидагини топамиз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\pi n I}{RH_{\text{ер}}},$$

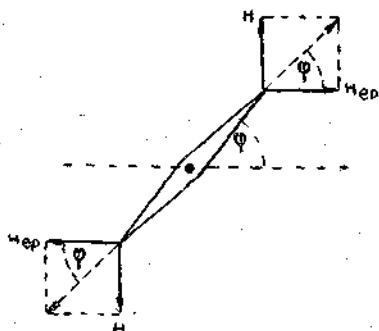
бундан

$$I = \frac{RH_{\text{ер}}}{2\pi n} \cdot \operatorname{tg} \varphi. \quad (2)$$

Бу муносабатда Ер магнит майдонининг $H_{\text{ер}}$ горизонтал ташкил этувчиси эрстедларда, R эса сантиметрларда ўлчанса, у вақтда ток кучи ток кучининг электромагнит бирликларида ўлчанган бўлади. $RH_{\text{ер}}/2\pi n$ катталиқ Ер шарининг муайян бир нуқтасида турган муайян асбоб учун ўзгармас катталиқдир, шу сабабли

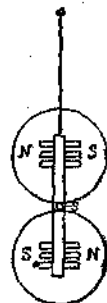
$$I = C \cdot \operatorname{tg} \varphi, \quad (2a)$$

яъни I ток кучи φ оғиш бурчагининг тангенсига пропорционалдир. Гальванометр доимийси C ни ё R ва $H_{\text{ер}}$ ларнинг берилган қийматидан фойдаланиб ҳисоблаб чиқариш, ёки гальванометрдан маълум ток ўтказиб уни даражалаш йўли билан аниқлаш мумкин.

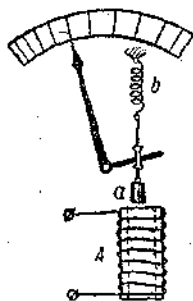


252-расм. Тангенс-гальванометр стрелкасининг мувозанат вазиятини топишга доир.

Қўзғалувчан магнитлар системаси билан жиҳозланган бош-қачароқ кўринишдаги ўлчов асбоби 253- расмда тасвирланган. Бу асбобда ишлатилган магнитлар системаси *астатик* система деб аталади. Бу система икки группа магнитлардан иборат бўлиб, бир группадаги ҳамма магнитларнинг шимолий қутблари бир томонга, иккинчи группадаги ҳамма магнитларнинг шимолий қутблари қарама-қарши томонга йўналган. Магнитларнинг шундай жойлашиши туфайли Ер магнит майдонининг уларга кўрсатадиган таъсири ўзаро компенсацияланади. Магнитларнинг ҳар бир группаси иккита ғалтак ичига биттадан жойлаштирилган. Бу ғалтакларнинг ўрамларидан ўлчанаётган ток оқади. Ғалтакларда ток қарама-қарши томонларга қараб оққани сабабли ғалтакларнинг магнитларга кўрсатадиган таъсирлари ўзаро қўшилади. Ғалтакларда ток бўлмаганда магнитлар системаси осиб қўйилган ипнинг эластик кучлари системани ғалтаклар текислигида ушлаб туради. Ғалтаклардан ток ўтганда магнитлар системаси бурилишига қараб ток кучини ўлчаш мумкин. Ингичка кварц ипга осилган жуда енгил магнитлар системасини ясаш ва системанинг ипига маҳкамланган кўзгучадан қайтган нурнинг силжишидан система оғишини аниқлаш йўли билан жуда заиф 10^{-12} а тартибдаги тоқларни ўлчаш мумкин.



253- расм. Астатик магнитлар системаси билан жиҳозланган гальванометрнинг схемаси.

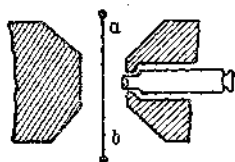


254- расм. Доливо-Добровольский амперметри.

Иккинчи синфга сезгирлиги камроқ, лекин жуда кенг тарқалган асбоблар киради; бу асбобларнинг ишлаш принципи темир парчасининг ғалтак ичига тортилишига асосланган. Бундай асбобни биринчи бўлиб рус электро-техники М. О. Доливо-Добровольский таклиф этган ва ясаган эди. Асбобнинг схемаси 254- расмда тасвирланган, бу ерда *A* — ўлчанаётган ток ўтаётган ғалтак; *a* — пружина (*b*) га осилган кичик темир стержень. Ғалтакда оқаётган ток магнит майдон ҳосил қилади, бу майдон таъсирида *a* стерженча магнитланади ва магнит майдон кучлироқ бўлган томонга, яъни ғалтакнинг ичига тортилади. Стерженча стрелка билан бирлаштирилган бўлиб, стерженча ғалтак ичига тортилганда стрелка бурилади.

Ҳозирги замон техник амперметрлари худди шу принципга асосланиб ясалади. 255- расмда ўзгармас ток техник амперметрнинг кесими тасвирланган. Унда: 1 — ғалтак, 2 — магнит-

Ваттметрлар, яъни занжирнинг маълум участкасида истеъмол қилинаётган қувватни ўлчайдиган асбобларнинг тузилиши ҳам иккита токли ғалтакнинг ўзаро таъсирига асосланган. Занжирнинг муайян участкасида истеъмол қилинадиган қувват шу участкадаги токнинг кучига ва унинг учларидаги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига пропорционал эканини эслатиб ўтамиз. Ваттметр иккита ўзаро таъсирлашувчи ғалтакдан



258- расм. Торли гальванометр.

иборат. Ғалтаклардан бирининг қаршилиги кичик бўлиб, бу ғалтак занжирнинг участкасига кетма-кет уланади, иккинчисининг қаршилиги катта бўлиб, буниси занжирнинг участкасига параллел уланади. Бунда биринчи ғалтакдаги ток занжирдаги I ток кучига тенг, иккинчи ғалтакдаги I' ток эса $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасига пропорционал бўлади. Ғалтакларнинг ҳар бирига катталиги H га, яъни $I (V_1 - V_2)$ га ёки, бошқача қилиб айтганда, занжирнинг участкасида истеъмол қилинаётган W қувватга пропорционал бўлган айлантирувчи момент таъсир қилади.

t вақт нчйда истеъмол қилинган электр энергияни ўлчайдиган *счётчикнинг* тузилиши ҳам юқоридаги сингари иккита ғалтакдан фойдаланиш принципига асосланган.

ЗАРЯДЛИ ЗАРРАЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНЛАРДА ОҒИШИ

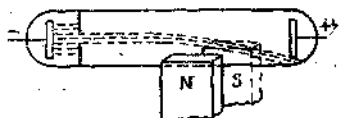
XIX БОБ

214- §. Магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи куч. 196- параграфда I ток оқаётган Δl узунликдаги ўтказгичга Ампер қонунига биноан кучланганлиги H бўлган ташқи магнит майдон

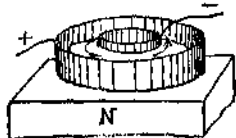
$$f = I \Delta l H \sin \alpha. \quad (1)$$

куч билан таъсир этиши кўрсатилган эди, бу ерда α — токнинг йўналиши билан магнит майдон кучланганлиги йўналиши орасидаги бурчак. Бу формулага кирувчи ҳамма катталиклар *СИ* системада ўлчаниши лозим. I кучнинг йўналиши чап қўл қондасига 196- параграфга қаранг кўра топилади. Лекин ҳар қандай ток ҳам зарядли зарралар — электронлар ёки йонларнинг кўчишидан ҳосил бўлади. Бундан ташқари магнит майдонда токли ўтказгичга таъсир этувчи куч магнит майдон-

нинг ҳаракатланаётган алоҳида зарядларга таъсир этувчи кучларидан иборатдир, деб хулоса чиқариш табиийдир. Бу хулосани бевосита кузатиш йўли билан текшириш мумкин: агар ичида электрон шуъла ҳосил бўлаётган найни, масалан, доимий магнит ёрдамида ҳосил қилинган ташқи магнит майдонга киритсак, электронлар шуъласи четга оғади (259- расм). Бундай оғишни электронлар шуъласининг флуоресценцияланадиган экранда ҳосил қиладиган ёруғ доғининг силжишидан осонгина кўриш мумкин. Ҳавоси сўриб олинган найнинг ичида электронлар эркин ҳаракатланади ва магнит майдон кучлари таъсирида унинг траекториялари эгриланади, холос. Агар электронлар ёки бошқа зарядли зарралар яхлит (қаттиқ ёки суюқ) жисм ичида ҳаракатланаётган бўлса, бу зарралар жисм атомлари билан узлуксиз тўқнашишлари натижасида ўзларига таъсир этувчи кучни жисмга узатиб туради. Кучларнинг бундай узатилишини 244- расмда тасвирланган айланувчи диск ёрдамида намоён қилиш мумкин. Бу диск ичида электронлар унинг радиусларидан бири бўйлаб ҳаракатланади. Диск текислигига перпендикуляр йўналган магнит майдон зарраларни четга оғдиради. Электронларнинг атомлар билан узлуксиз тўқнашиб туриши сабабли электронларга таъсир этувчи куч дискка узатилади ва диск айлана бошлайди. Электродлитик ўтказувчанлик бўлганда ҳам шунга ўхшаш тажриба ўтказиш мумкин. Бунинг учун ён деворлари металлдан ва туби изоляцияловчи материалдан ясалган ҳалқасимон идиш олинади. Идишнинг деворлари электродлар ўрнини ўтайди. Деворлар орасидаги электролит орқали ток ра-



259- расм. Электрон шуъланинг магнит майдонда оғиши.



244- расм. Электролит ионларнинг магнит майдонда оғиши.

диал ўтади. Электролитда ток қарама-қарши томонларга йўналувчи иккала ишорали ионларнинг ҳаракати натижасида ҳосил бўлади. Айтайлик, идиш унинг тубига перпендикуляр йўналган магнит майдонга киритилган бўлсин. Бунинг учун идишни вертикал турган тўғри магнитнинг учига ўрнатиш мумкин (260- расм). Бунда ҳаракатланаётган ионларга магнит майдон томонидан ионларнинг ҳаракат йўналишига перпендикуляр ва суюқликнинг сиртига параллел йўналган кучлар таъсир қиладди. Турли ишорали ионлар қарама-қарши томонларга ҳаракатлангани сабабли иккала ишорали ионларга ҳам бир томонга йўналган кучлар таъсир этади. Бу кучлар таъсирида ионлар

ўз йўлидан оғиб, суюқликни ўз кетидан эргаштиради ва суюқликда айланма оқим ҳосил бўлади.

Энди ҳаракатланаётган зарядга магнит майдон томонидан таъсир қилувчи кучнинг ифодасини топайлик. Бунинг учун ток оқаётган, яъни зарядлар ҳаракат қилаётган ўтказгичнинг участкасига таъсир этувчи кучнинг (1) ифодасидан фойдаланамиз. I ток кучи сон жиҳатдан ўтказгичнинг кўндаланг кесимида вақт бирлигида ўтган заряд миқдорига тенгдир. Агар айрим заряднинг катталиги e , ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан вақт бирлигида ўтган зарядлар сони n бўлса, у ҳолда $I = en$ бўлади. Равшанки, $n = n_0 v S$, бу ерда n_0 — ҳажм бирлигида ҳаракатланаётган зарядлар сони, v — уларнинг тезлиги ва S — ўтказгич кўндаланг кесимининг юзи. Демак, I нинг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$I = en_0 v S.$$

I нинг бу қийматини (1) га қўйиб қуйидагини топамиз:

$$f = en_0 v \Delta l H \sin \alpha. \quad (2)$$

Бу куч ўтказгичнинг Δl узунликдаги участкасига таъсир қилади, шўнинг учун у ўтказгичнинг текширилаётган участкасида ҳаракатланаётган ҳамма зарядларга таъсир этувчи кучларнинг йиғиндисига тенг бўлади: бу зарядларнинг сони $n' = n_0 \Delta l$. Бундан битта зарядга таъсир этувчи куч

$$\Delta f = \frac{f}{n'} = \frac{f}{n_0 \Delta l}.$$

Бу формуладаги f кучнинг ўрнига унинг (2) ифодадаги қийматини қўямиз:

$$\Delta f = evH \sin \alpha. \quad (3)$$

Бу формула кучланганлиги H га тенг бўлган магнит майдонда v тезлик билан ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи кучни ифодалайди. Бу формула *Лоренц формуласи* деб юритилади. $v = 0$ бўлганда Лоренц формуласига биноан $\Delta f = 0$, бу тинч турган зарядга (электростатикада учрайдиган ҳол) магнит майдон ҳеч қандай таъсир кўрсатмаслигини билдиради. Лоренц формуласига кирувчи v тезлик деб зарранинг Δl куч ва H майдон кучланганлиги ўлчанадиган координаталар системасига нисбатан ҳаракат тезлигини тушуниш керак. Бу куч заряднинг v ҳаракат тезлигига ҳам, H магнит майдонга ҳам перпендикуляр, яъни v ва H векторлар ётган текисликка перпендикуляр йўналган бўлади. Ҳаракатланаётган заряд мусбат ишорали бўлса, унга таъсир этувчи кучнинг йўналиши чап қўл қондасига мувофиқ топилади: агар тўрт бармоғимизни

магнит майдоннинг куч чизиқлари кафтмизга тик кирадиган қилиб заряд ҳаракатланаётган томонга йўналтирсак, у ҳолда Δf куч 90° га қайрилган бош бармоғимиз бўйлаб йўналади. Ҳаракатланаётган заряд манфий бўлса, бу куч қарама-қарши томонга йўналади (261- расм).

Лоренц кучининг катталиги v тезлик билан H магнит майдон кучланганлигидан ташқари $\sin \alpha$ га ҳам, яъни уларнинг бир-бирига нисбатан қандай йўналганига ҳам боғлиқ бўлади. Заряд H магнит майдон кучланганлиги йўналишига перпендикуляр йўналишда ҳаракатланганда таъсир этувчи куч максимал, майдон кучланганлиги бўйлаб ҳаракатланганда эса нолга тенг бўлади.

(3) формулага ҳеч қандай пропорционаллик коэффициенти киритилмаган, бу формуладаги барча катталиклар CGSE системасида ўлчаниши лозим. Одатда аралаш бирликлар системаси ишлатилади: e CGSE бирликларда, майдон кучланганлиги эса эрстедларда ўлчанади, у ҳолда (3) формулага пропорционаллик коэффициенти киритилиши керак:

$$\Delta f = \frac{1}{c} evH \sin \alpha, \quad (3a)$$

бу ерда

$$\frac{1}{c} \cong \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \frac{\text{сек}}{\text{см}}.$$

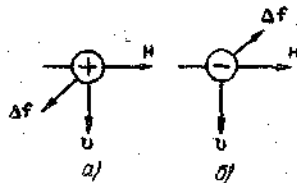
Δf куч $[\mathbf{v} \times \mathbf{H}]$ вектор қўпайтма билан бир томонга йўналганлигини аътиборга олсак, (3a) формулани вектор кўринишида ёзишимиз мумкин:

$$\Delta \mathbf{f} = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \quad (3b)$$

Агар магнит майдонидан ташқари, кучланганлиги E га тенг бўлган электр майдон ҳам бўлса, у ҳолда v тезлик билан ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи куч eE электр кучдан ҳамда (3b) формула билан ифодаланувчи Лоренц кучидан иборат бўлади:

$$\Delta \mathbf{f} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right). \quad (3в)$$

Лоренц кучи фақат ҳаракатланаётган элементар зарядгагина (электрон ёки протон) эмас, балки магнит майдонда ҳаракатланаётган ҳар қандай макроскопик зарядга ҳам таъсир этади. Масалан, бирор шарчани зарядлаб, магнит майдонда ҳаракатлантурсак, бунда шарчага унинг ҳаракат йўналишига ҳам, майдон йўналишига ҳам перпендикуляр йўналган куч таъсир қила бошлайди. Бу кучнинг катталиги (3) ёки (3a) формула билан ифодаланади. Бироқ



261- расм. Кучланганлиги H га тенг магнит майдонда v тезлик билан ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи Δf Лоренц кучининг йўналиши.

одагда эришиш мумкин бўлган зарядлар, майдонлар ва тезликлар учун бу куч жуда кичик бўлади. Масалан, 1 см радиусли шарчани 300 в потенциал-
гача зарядласак, шарча $e = V \cdot C = \frac{3000}{300} \cdot 1 \text{ CGSE} = 10 \text{ CGSE}$ га тенг заряд
олади. Бу шарча кучланганлиги $H = 1000$ э бўлган майдонга перпендикуляр
йўналишда $v = 10^8 \text{ см/сек}$ тезлик (милтиқ ўқининг тезлиги) билан ҳаракат-
ланганда, унга

$$\Delta f = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} 10 \cdot 10^8 \cdot 1000 \text{ дина} = \frac{1}{30} \text{ дина},$$

яъни жуда кичик куч таъсир этади. Дастлаб қараганда, бу натижа ток
оқаётган симларга анча каттагина кучлар таъсир қилади, деган фактга эид
келгандек туюлади. Бироқ гап шундаки, ўтказгичдан одатдаги ток ўтганда
жуда кўп зарядлар кўчиб ўтади; ток кучи 1 а бўлганда ўтказгичнинг кўн-
даланг кесимидан ҳар секундда 1 кулон, яъни $3 \cdot 10^9 \text{ CGSE}$ заряд оқиб ўти-
шини эсга ойсак, масала дарҳол ойдинлашади.

Кўзгалмас мусбат заряд аτροφиди r радиусли доиравий орбита бўйлаб
 ω бурчак тезлиги билан ҳаракатланаётган электронга магнит майдоннинг
таъсирини қараб чиқамиз. Электрон $f = \frac{eE}{r^2}$ кулон кучи таъсирида ҳаракат
қилади, бунда e — электроннинг заряди, E — мусбат заряд катталиги.
Электроннинг марказга интилма тезлаишини w_n билан белгиласак, Нью-
тоннинг иккинчи қонунига биноан

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} \quad (4)$$

бўлади.

Энди электрон орбитасининг текислигига перпендикуляр йўналган H маг-
нит майдон таъсир қилмоқда деб фарз қилайлик. У ҳолда f кулон кучи-
дан ташқари

$$\Delta f = \frac{e}{c} vH$$

Лоренц кучи ҳам таъсир қилади.

Электроннинг ω бурчак тезлигини киритсак, $v = \omega r$ бўлади, энди Ло-
ренц кучининг ифодаси

$$\Delta f = \frac{e}{c} r \omega H$$

кўринишда бўлади. Лоренц кучи радиус бўйлаб йўналган ва демак, магнит
майдон бўлганда (4) ҳаракат тенгламаси қуйидаги тенглама билан алмашади:

$$mw_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r \omega H.$$

Энди электрон орбитаси текислигига перпендикуляр бўлган ўқ атропо-
ди доимий $\Delta\omega$ бурчак тезлик билан айланувчи координаталар системасини
киритамиз. Агар бу айланувчи системага нисбатан тенглама ёзмақчи бўл-
сак, таъсир этаётган $f + \Delta f$ кучга яна марказдан қочма $m\gamma\Delta\omega^2$ инерциал
куч ва $2m\gamma\omega\Delta\omega$ Корриолис кучини (1 том, 24- параграфга қаранг) қўшиши-
миз керак.

Шундай қилиб, айланувчи системага нисбатан ёзилган ҳаракат тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$m\omega_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega + mr\Delta\omega^2.$$

$\Delta\omega$ ни кичик деб ҳисоблаб, $mr\Delta\omega^2$ ҳадни ташлаб юборамиз, у вақтда

$$m\omega_n = \frac{eE}{r^2} + \frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega.$$

Агар $\Delta\omega$ ни

$$\frac{e}{c} r\omega H + 2mr\omega\Delta\omega = 0 \quad (5)$$

тенгликни қаноатлантирадиган қилиб танлаб олсак, у ҳолда айланувчи системага нисбатан ёзилган ҳаракат тенгламаси қуйидаги кўринишга келлади:

$$m\omega_n = \frac{eE}{r^2}.$$

Бу ифодани (4) билан солиштирсак, қуйидаги хулосага келамиз: айланувчи координаталар системаси учун (5) шарт бажарилса, у ҳолда бу системага нисбатан ёзилган ҳаракат тенгламаси, демак, электрон траекторияси аввалги кўринишда сақланиб қолади. Бундан шундай хулосага келамиз: *магнит майдонда электрон қўзғалмас координаталар системасига нисбатан r радиусли доира бўйлаб ҳаракатда давом этади, бироқ унинг бурчак тезлиги $\omega + \Delta\omega$ га ўзгаради.*

(5) шартдан $\Delta\omega$ учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$\Delta\omega = -\frac{eH}{2mc}. \quad (6)$$

Умумий ҳолда, яъни H магнит майдоннинг йўналиши орбита текислиги билан ихтиёрий бурчак ҳосил қилганда H векторга нисбатан ўзгармас ω бурчак тезлик билан айланаётган координаталар системасига нисбатан электроннинг траекторияси дастлабки кўринишдагича қолади. Орбитанинг бундай қўзғалиши *прецессия* деб, $\Delta\omega$ эса *прецессия бурчак тезлиги* деб юритилади.

Ташқи магнит майдонда Лоренц кучи f кулон кучидан кичик бўлгандагина бу хулоса тўғри бўлади, чунки фақат шу ҳолдагина $mr\Delta\omega^2$ ҳадни эътиборга олмаслик мумкин, холос.

Электроннинг заряди манфий ишорали бўлгани туфайли $H > 0$ бўлганда, (6) формулага биноан прецессия бурчак тезлиги $\Delta\omega > 0$ бўлади. Иккинчи томондан, доиравий орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электроннинг бурчак тезлиги $\omega < 0$ бўлганда, унинг магнит моменти мусбат (201- параграфга қаранг) бўлади, бундан қуйидаги хулосага келамиз: агар электрон айланаётган орбитанинг магнит моменти ташқи магнит майдон бўйлаб йўналган бўлса, у ҳолда ташқи майдон электроннинг орбита бўйлаб айланиш тезлигини сон қиймати жиҳатдан камайтиради. Натижада айланаётган электроннинг дастлабки магнит моменти ҳам камаяди. Шундай қилиб, атомлар ва молекулаларнинг ичида айланувчи электронлар мавжуддир деб олиш билан диамагнит эффектни изоҳлаш мумкин.

215- §. Ҳаракатланаётган заряднинг магнит майдони. Ташқи магнит майдон ҳаракатланаётган зарядга таъсир кўрсатар экан, ўз навбатида, ҳаракатланаётган заряд ҳам атрофдаги фазо-

да магнит майдон ҳосил қилади. Ҳаракатланаётган зарядлар оқимидан иборат бўлган электр токининг атрофдаги фазода магнит майдон ҳосил қилиш фактига асосланиб, шундай хулоса чиқариш мумкин. Ҳаракатланаётган заряд ҳосил қилаётган майдон катталигини Био—Савар—Лаплас формуласига (193- параграфга қаранг) кўра топиш мумкин. Бу формулага биноан Δl узунликдаги ток элементи ўзидан r масофада ётган нуқтада кучланганлиги

$$\Delta H = \frac{I \Delta l}{r^2} \sin \alpha$$

бўлган магнит майдон ҳосил қилади, бунда α — ток билан r радиус-вектор йўналишлари орасидаги бурчак.

Яна I ток кучини ҳаракатланаётган зарядлар миқдори e , ҳажм бирлигидаги зарядлар сони n_0 ва заряд тезлиги v орқали ифодалаб, яъни $I = en_0 v S$ деб олиб, қуйидагини топамиз:

$$\Delta H = \frac{en_0 v S \Delta l}{r^2} \sin \alpha,$$

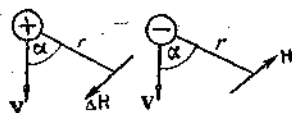
бу ерда S — ўтказгичнинг кўндаланг кесими. Ўтказгичнинг биз текшираётган элементида $n' = n_0 S \Delta l$ та зарядли зарра ҳаракатланади, шунинг учун зарраларнинг ҳар бири

$$\Delta H = \frac{ev}{r^2} \sin \alpha \quad (1)$$

майдон кучланганлиги ҳосил қилади дейиш мумкин.

Бу формулада заряднинг v тезлиги унинг ΔH ўлчанаётган координаталар системасига нисбатан тезлигидир.

Ҳаракатланаётган заряд ҳосил қилаётган магнит майдоннинг кучланганлик чизиқлари зарранинг v тезлик вектори билан r радиус-вектор ётган текисликка перпендикуляр йўналгандир. Ҳаракатланаётган заряд мусбат бўлса,



262- расм. v тезлик билан ҳаракатланаётган заряд ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги ΔH нинг йўналиши.

ΔH кучланганликнинг йўналиши парма қондасига асосан топилади; агар парманинг илгариланма ҳаракати v тезликнинг йўналиши билан бир хил бўлса, парма дастасининг айланиш йўналиши ΔH нинг йўналишини кўрсатади; ҳаракатланаётган заряд манфий бўлганда ΔH юқоридаги йўналишга тескари томонга йўналади (262- расм). (1) формуланинг ушбу параграфда келтирилган кўриниши ундаги ҳамма катталиклар бирликларнинг фақат битта системасида (бунда CGSM системадами, CGSE системадами барибир) ўлчангандагина тўғри бўлади.

Бунга сабаб шуки, Био—Савар—Лаплас формуласи *CGSM* системада ҳам, *CGSE* системада ҳам ҳеч қандай сон коэффициентсиз тўғри бўла беради. Ампер формуласи фақат *CGSM* системада сон коэффициентга эга бўлмайди (195-параграфга қаранг), шунинг учун Лоренц формуласи ҳам (214-§) фақат *CGSM* системадагина тўғри бўлади; *CGSE* системада унинг ўнг томонига $\frac{1}{c^2}$ коэффициент киритилиши керак.

Агар аралаш системадан фойдаланиб, *e* зарядни *CGSE* бирликларда, ΔH ни эрстедларда, *v* ни см/сек ларда, *r* ни сантиметрларда ўлчасак, у ҳолда (1) формуланинг ўнг томонига $\frac{1}{c}$ коэффициент киритишимиз керак:

$$\Delta H = \frac{1}{c} \cdot \frac{ev}{r^2} \sin \alpha. \quad (1a)$$

(1a) формула ҳаракатланаётган заряддан *r* масофада ётган нуқтадаги магнит майдоннинг кучланганлигини ифодалайди. Бироқ ΔH нинг бу формуладан топиладиган қийматлари *r* масофа ва *v* тезлик у қадар катта бўлмаган ҳоллардагина тўғри бўлади; акс ҳолларда электромагнит майдоннинг тарқалиш тезлиги чекли эканлиги ҳисобга оlinиши лозим.

(1a) формула ҳам Лоренц формуласи каби вектор кўринишида ёзилиши мумкин.

262-расмга биноан магнит майдоннинг ΔH кучланганлиги $[\mathbf{v} \times \mathbf{r}]$ вектор кўпайтма билан бир томонга йўналган, шунга кўра:

$$\Delta H = \frac{e}{c^2} \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{r}]}{r^3}. \quad (2)$$

Иккита заряд бир вақтда ҳаракатланганда улар орасида электр ўзаро таъсир кучидан ташқари, магнит ўзаро таъсир кучи ҳам ҳосил бўлади, чунки бунда зарядларнинг ҳар бири иккинчисининг атрофидаги фазода ҳосил қилаётган магнит майдонида ҳаракатланади. Бу кучларни катталики жиҳатдан бир-бири билан таққослайлик. Бунинг учун бир-биридан *r* масофада жойлашган бир хил ишорали иккита *e* ва *e'* зарядларни текширалиш. Улар Кулон қонунига биноан ўзаро

$$f_e = \frac{ee'}{r^2} \quad (3)$$

куч билан таъсирлашади. Кулон қонунининг бу кўринишида бирдан фарқли пропорционаллик коэффициенти йўқ; яъни бу қонун *e* ва *e'* зарядлар *CGSE* системада ўлчанган деган фаразга асосланиб ёзилган.

Энди иккала заряд *ab* ва *a'b'* параллел тўғри чизиқлар (263-расм) бўйлаб бир хил *v* тезлик билан ҳаракатланмоқда деб фараз қилайлик. У вақтда (1a) формулага биноан *e* заряд

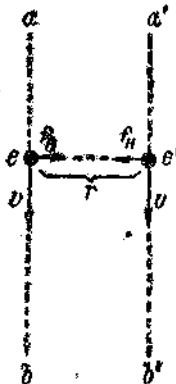
иккинчи заряд турган жойда *CGSM* системада ифодаланган кучланганлиги

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{ev}{r^2}$$

бўлган магнит майдон ҳосил қилади. Бу майдон *v* ва *r* векторлар жойлашган теккисликка перпендикуляр йўналгандир.

Лоренц формуласига [214- параграфдаги (3а) формула] кўра бу майдон *e'* зарядга

$$f_H = \frac{1}{c} e' v H = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (4)$$



куч билан таъсир қилади; бу куч *e* заряд томонга йўналган бўлади. *e'* заряд ҳам ўз навбатида худди шу катталиклдаги куч билан *e* зарядга таъсир қилади. Шундай қилиб, доимий тезликда бир-бирига параллел ҳаракатланаётган икки заряд, ўзаро кулон кучидан ташқари, қўшимча магнит кучи билан ҳам таъсирлашар экан.

Магнит ва кулон кучлари (4) ва (3) нинг катталикларини таққосласак қуйидагини топамиз:

$$\frac{f_H}{f_e} = \left(\frac{v}{c} \right)^2. \quad (5)$$

263- расм. Ҳаракатланаётган зарядларнинг ўзаро таъсир кучларини ҳисоблашга доир.

Икки кучнинг нисбати f_H/f_e ўлчамсиз катталиқ бўлгани учун (5) формулада электродинамик константа *c* нинг ўлчамлиги тезлиқнинг ўлчамлиги билан бир хил эканлиги яққол кўриниб турибди.

Биз юқорида (195- параграфга қаранг) электродинамик константа *c* нинг қиймати электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқдаги тарқалиш тезлигига тенг эканини қайд қилиб ўтган эдик. Буни назарга олсак, (4) ва (5) формулалардан қуйидаги хулоса чиқади: зарядларнинг ўзаро магнит таъсир кучининг катталиги зарядлар тезликлари *v* нинг электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги *c* га нисбатининг квадрати билан белгиланади. Кўпинча $v \ll c$ бўлгани учун зарядлар орасидаги ўзаро магнит таъсири кучи ҳам одатда кулон кучидан кичик бўлади.

Зарядлар орасида (4) формула билан ифодаланувчи ўзаро магнит таъсир кучининг мавжудлиги бир томонга йўналган тоқлар ўтаётган икки параллел ўтказгичларнинг бир-бирига тортилишига сабаб бўлади.

216- §. Ҳаракатланаётган зарядларнинг магнит майдонини тажрибада текшириш. Ҳаракатланаётган зарядларнинг магнит майдони борлигини тажрибада аниқлаш тарихан муҳим аҳамиятга эга бўлди, чунки бу нарса ўтказгичлардаги электр ток зарядларнинг кўчишидан иборат эканини тасдиқлади. Бундан ташқари, ҳаракатланаётган зарядлар магнит майдонини ўрганиш натижалари электромагнит майдон назариясининг, хусусан, эфир назариясининг тараққиётига ҳам муҳим таъсир кўрсатди.

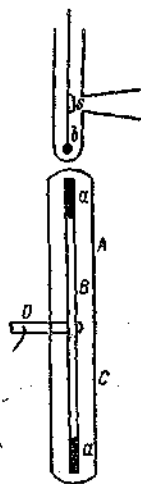
Бирорта зарядланган макроскопик жисм кўчишида ҳосил бўладиган электр ток *конвекцион ток* деб юритилади.

Конвекцион ток магнит майдонини асримизнинг бошларида Москва университетининг профессори А. А. Эйхенвальд батафсил ўрганди.

Эйхенвальд ўтказган тажрибанинг схемаси куйидагича. Изоляцияловчи материалдан қилинган думалоқ *B* пластинкага қирғоғи бўйлаб ҳалқасимон *а* станиол *а* қоплама ёпиштирилган (264-расм). Пластинка сирпанувчи контактди айланивчи *O* ўққа маҳкамланган. Ана шу сирпанувчи контактлар орқали *а* қопламага батареядан маълум ўзгармас потенциалгача заряд берилади. *а* қоплама конденсаторнинг бир пластинкаси бўлиб хизмат қилади; қўзғалмас *АС* металл қутича конденсаторнинг иккинчи пластинкаси бўлади. Бу қутича бир вақтнинг ўзида электростатик ҳимоя вазифасини ўтайди.

B диск *а* ҳалқа билан бирликда жуда тез айлантрилади, бунда *а* ҳалқада тўпланган электр заряд ҳаракатланиб, ўз атрофидаги фазода магнит майдон ҳосил қилган. Бу майдоннинг *H* кучланганлиги ингичка узун илга осилган *b* магнит стрелкаси ёрдамида ўлчанган. Магнит стрелканинг бурилиши ана шу илга маҳкамланган *S* кўзгучадан қайтган ёруғлик нурунинг силжишига қараб аниқланган. Электр майдон таъсиридан сақлаш учун магнит стрелка металл қутича ичига жойлаштирилган. Шу усул билан ўлчаб топилган магнит майдон кучланганлиги 215- параграфдаги (1) формула ёрдамида ҳисоблаб топилган кучланганликка тенг бўлиб чиққан.

Профессор А. А. Эйхенвальд, шунингдек, диэлектрикнинг қутбланиш натижасида ҳосил бўладиган сиртқи зарядларнинг ҳаракатланишидан вужудга келадиган магнит майдонни ҳам экспериментал ўрганган. Ўз тажрибаларининг бирида Эйхенвальд *A* ва *B* иккита думалоқ пластинкалар ҳамда улар ора-



264- расм. Эйхенвальд тажрибасининг схемаси.

сига жойлаштирилган D диэлектрикдан иборат конденсаторни OO' ўқ атрофида айлантирган (265-расм). Бу конденсатор диэлектрик билан бирга ажралмас (яхлит) ҳолда айлантирилган. Магнит стрелка конденсатор қопламаларининг бирига шундай яқин жойлаштирилганки, амалда у фақат шу қопламанинг ва диэлектрик энг яқин сиртининг ҳаракатидан ҳосил бўладиган майдонига ўлчайди. Конденсатор $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасигача зарядланган деб фараз қилайлик. У вақтда конденсатор қопламасида ҳосил бўлган зарядларнинг сирт зичлиги

$$\sigma = C(V_1 - V_2)\epsilon \quad (1)$$

бўлади. Бу ерда ϵ — конденсатор қопламалари орасидаги муҳитнинг диэлектрик доимийси, C эса фақат конденсаторнинг ўлчовларига ва геометрик шаклига боғлиқ бўлган доимий катталиқ. Диэлектрикнинг пластинкага тегиб турган сиртида тескари ишорали сиртқи зарядлар ҳосил бўлади. 139-параграфда айтилганига биноан бу зарядларнинг σ' зичлиги

$$\sigma' = \frac{4\pi\kappa\sigma}{\epsilon},$$

265-расм. Ҳаракатланаётган диэлектрикнинг магнит майдонини аниқлашга доир Эйхенвальд тажрибасининг схемаси.

бу ерда κ — қутбланиш коэффициентини, κ қутбланиш коэффициентини билан ϵ диэлектрик доимий узаро $\epsilon + 1 = 4\pi\kappa$ муносабат билан боғланган, шунга кўра юқоридаги ифодани бундай кўринишда ёзиш мумкин:

$$\sigma' = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \sigma$$

ёки σ нияг ўрнига унинг (1) даги қийматини қўйсак:

$$\sigma' = C(V_1 - V_2)(\epsilon - 1). \quad (2)$$

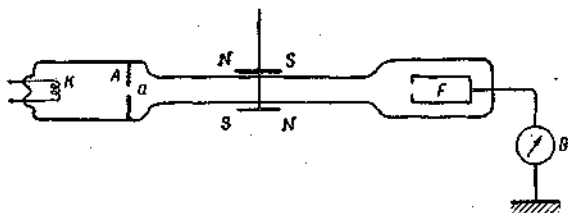
Зарядларнинг σ ва σ' зичликлари қарама-қарши ишоралидир, шу сабабли пластинкалар ва диэлектрик ҳаракатланганда қарама-қарши йўналган магнит майдонлар ҳосил бўлади. Натижавий магнит майдоннинг H кучланганлиги зарядлар зичликларининг $\sigma - \sigma'$ айирмаси билан ифодаланади.

(1) ва (2) га асосан:

$$\sigma - \sigma' = C(V_1 - V_2).$$

Кўрииб турибдики, $\sigma - \sigma'$ зичликлар айирмаси ϵ диэлектрик доимийга боғлиқ эмас экан. Шундай қилиб, маълум ўлчов ва шаклдаги конденсатор учун берилган $V_1 - V_2$ потен-

циаллар айирмасида диэлектрикнинг қутбланиши туфайли магнит майдон ҳосил қилувчи умумий заряд диэлектрикнинг табиатига боғлиқ бўлмас экан. Ҳақиқатан ҳам, Эйхенвальд маълум $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасигача зарядланган A ва B дискларни айлантирганда ҳосил бўлган магнит майдон шу дисклар орасида қандай D диэлектрик қўйилганига боғлиқ бўлмаслигини кузатган. Бу тажриба қутбланган диэлектрикнинг боғланган зарядлари ҳаракатланганда атрофдаги фазода магнит майдон ҳосил қилишини исботлайди.



266-рasm. Электрон шуъла магнит майдонини аниқлашга доир Иоффе тажрибасининг схемаси.

Ниҳоят, ҳаракатланаётган эркин электронларнинг магнит майдонини академик А. Ф. Иоффе ўлчади. Қизитилган K катод (266-рasm) дан чиққан электронлар K катод билан A анод орасидаги фазода тезлатилган. Сўнгра электронлар a тешикдан ўтиб ҳеч қандай тўқнашишсиз текис ҳаракатланган. Йўлнинг охирида электронлар F Фарадей цилиндри ичига тушиб, унга ўз зарядларини беради; электронлар ҳосил қилган ток G гальванометр билан ўлчанади. Найчанинг ўрта қисмида унга яқин қилиб магнитларнинг астатик системаси ўрнатилган бўлиб, электронлар оқими ҳосил қилган магнит майдон таъсирида бу магнитлар ўз вазиятидан четга оғади.

Бу тажрибани электронлар оқимидан фойдаланимай, ингичка сим тортиш ва шу сим орқали электр токи ўтказиш йўли билан ҳам ўтказиш мумкин. Магнит стрелкаларини электронлар оқими билан ўтказилган тажрибадагидек бурчакка оғдириш учун бу симдан юқоридаги тажрибада гальванометр кўрсатган ток кучига тенг ток ўтказиш керак экан. Магнит майдон ҳосил қилишда электронлар оқими ва ўтказгичларда оқадиган электр токнинг бир-бирига эквивалентлиги шу йўл билан исбот этилди.

215- параграфдаги формулаларда заряднинг q тезлиги деб f куч ўлчанаётган координатлар системасига нисбатан ўлчанган тезликни тушуниш лозим. Электромагнит процесслар фазони яхлит муҳит ҳолида тўлдириб турувчи эфир воситасида ташилади деб тасдиқловчи ўтган аср охиридаги фаразияга кўра магнит майдон зарядларнинг эфирга нисбатан ҳаракати натижасида ҳосил бўлиши керакдек туюлар эди. Шу сабабли, зарядларнинг

магнит майдонини кузатиш йўли билан эфирга нисбатан бўлаётган ҳаракатни пайқаса бўлади деб ўйлаш мумкин эди. Эфир киши кузата оладиган бутун фазони тўлдириб турувчи муҳит деб тушунилгани учун эфирга нисбатан бўлган ҳаракат абсолют ҳаракат бўлиши керак эди. Нисбийликнинг механик принципига мувофиқ (1 том, 19- § га қаранг) абсолют илгариланма ҳаракатни механик ҳодисалар воситасида пайқаш мумкин эмас.

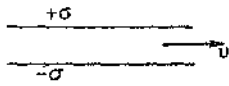
215- параграфда параллел траекториялар бўйлаб бир хил v тезликда ҳаракатланувчи e ва e' зарядларни текширган эдик. Бу зарядлар Кулон кучидан ташқари

$$f_n = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \quad (3)$$

магнит кучи билан ҳам ўзаро таъсирлашишини кўрадик.

Бу ҳолда магнит майдон 1) заряднинг f куч ўлчанадиган координатлар системасига нисбатан нисбий ҳаракати сабабли ҳосил бўладими ёки 2) заряднинг эфирга нисбатан ҳаракати сабабли ҳосил бўладими, деган альтернатива айниқса яққол кўзга ташланади. Ҳақиқатан ҳам, биринчи ҳолда, агар иккала заряд берилган координаталар системасига нисбатан кўзгалмас бўлса, бу зарядлар шу система билан биргаликда умумий кўчма ҳаракатда иштирок этганига қарамай, магнит кучлар ҳосил бўлмаслиги керак. Иккинчи ҳолда, ўзи тўғри чизиқли текис ҳаракат қиляётган координаталар системасига нисбатан зарядлар тинч турганда ҳам магнит кучлар ҳосил бўлиши керак. Ер шарини устида жойлашган бирорта лабораторияда шу лабораторияга нисбатан кўзгалмас зарядлар турган бўлсин. Ер шарини суткалик ва йиллик, шунингдек, бутун Кўёш системаси билан бирга бошқа юлдузларга нисбатан ҳаракат қилади. Бу зарядлар орасида Кулон кучларидан ташқари қўшимча ўзаро магнит таъсир кучлари ҳам борми, деган савол туғилади. Биринчи фаразга биноан бундай қўшимча куч бўлмаслиги, иккинчи фаразга биноан эса бундай қўшимча куч бўлиши керак. Бу кучни бевосита пайқаб бўлмайди: (3) формулага кўра бу

куч Кулон кучидан $\left(\frac{v}{c} \right)^2$ кўпайтма билан фарқ қилади, бу ерда v —зарядларнинг тезлиги, c —электродинамик константа. Бу катталик электромагнит тўлқинларнинг ёки бу деган сўз ёругликнинг бўшлиқдаги тарқалиш тезлигига тенг. Ёруғлик тезлиги жуда катта ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек) бўлгани учун, биз юқорида қайд қилганимиздек, $\left(\frac{v}{c} \right)^2$ нисбат одатда жуда кичик бўлади. Шунга



267- расм. Трутон ва Нобль тажрибасининг схемаси.

қарамасдан, бу қўшимча кучларни пайқашга имкон берадиган тажрибани ўйлаб топish мумкин. Шундай тажрибани 1904 йили Трутон ва Нобль таклиф этдилар ҳамда ўтказдилар. v тезлик билан ўз қопламаларига параллел йўналишда ҳаракатланаётган ясси конденсаторни қарайлик (267- расм). Агар конденсатор зарядланган бўлса, унинг пластинкаларидан ҳам бири атрофдаги фазода магнит майдон ҳосил қилади. 215- параграфдаги (1a) формуладан конденсатор пластинкалари (пластинкалардаги зарядларнинг сирт зичликлари мос равишда $+\sigma$ ва $-\sigma$ ҳамда улар орасидаги муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги $\mu = 1$ бўлганда) орасидаги фазода магнит майдон кучланганлиги

$$H = \frac{4\pi}{c} \sigma v$$

бўлишини ҳисоблаб топish мумкин.

Бундан ташқари, конденсатор қопламалари орасида ҳам кучланганлиги

$$E = 4\pi\sigma$$

бўлган электр майдон бор. (Қолламалар орасидаги муҳитнинг диэлектрик донийси $\epsilon = 1$ деб қабул қилдик.)

Конденсатордан ташқарида иккала майдоннинг кучланганлиги ҳам нолга тенг. 138- параграфда биз электростатик майдоннинг энергияси бўлишини ва бу энергиянинг ҳажмий зичлиги $ED/8\pi$ га тенг эканини кўрган эдик.

Шунга биноан, бутун конденсаторнинг электр энергияси

$$W_e = 2\pi\sigma^2 V.$$

бўлади, бу ерда V — конденсатор пластинкалари орасидаги фазонинг ҳажми.

227- параграфда биз магнит майдоннинг ҳам энергияси бўлишини ва бу энергиянинг ҳажмий зичлиги $HB/8\pi$ га тенг эканини кўрамиз, шунга биноан конденсаторнинг магнит энергияси

$$W_m = 2\pi\sigma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 V.$$

Демак, конденсаторнинг тўла энергияси

$$W = W_e + W_m = 2\pi\sigma^2 V + 2\pi\sigma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 V$$

ёки

$$W = W_e \left[1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \right]. \quad (4)$$

Агар v тезлик конденсатор қопламалари билан α бурчак ташкил қилса, у ҳолда тезликнинг фақат қопламаларга параллел йўналишга туширилган проекциясини олиш керак. Натижада (4) формула қуйидаги кўринишга келади:

$$W = W_e \left[1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 \cos^2 \alpha \right]. \quad (4a)$$

Шундай қилиб, конденсаторнинг энергияси α бурчакка боғлиқ ва $\alpha = \frac{\pi}{2}$ бўлганда, яъни конденсатор ҳаракат йўналишига перпендикуляр вазиятда жойлашганда энергиянинг қиймати минимум бўлар экан. Энергия қиймати минимум бўлгандаги ҳолат энг турғун бўлади, шунинг учун конденсатор $\alpha = \frac{\pi}{2}$ бўлган вазиятни қайта эгаллашга интилади. Конденсаторни ориентирловчи жуфт куч моменти энергиядан α бурчак бўйича олинган ҳосиланинг тескари ишорали қиймати га тенгдир:

$$M = - \frac{\partial W}{\partial \alpha} = W_e \left(\frac{v}{c}\right)^2 \sin 2\alpha.$$

Трутон ва Нобль ана шу кучлар моментини қуйидаги тажрибада пайқомочи бўлдилар. Узун ингичка ипга осиб қўйилган кичик конденсатор 3000 в потенциаллар айирмасигача зарядланди. Трутон ва Нобль конденсаторга маҳкамланган кўзгучадан қайтаётган ёруғлик нури ёрдамида конденсаторнинг буралма тебранишларини кузатдилар ва бундан унинг мувозанат вазиятини аниқладилар. Конденсаторнинг мувозанат вазияти ипнинг эластик хоссаларига ва M моментнинг бор-йўқлигига боғлиқ бўлади. Ернинг эфирга нисбатан қайси йўналишда ва қандай тезлик билан ҳаракатланиши номатлум. Бироқ қандай бўлмасин, Ер ўз ўқи атрофида айланганлиги сабабли,

416

сутка давомида a бурчак ўзгариб туради. Демак, конденсаторнинг мувозанат вазияти ҳам ўзгариб туриши керак. Ўтказилган кузатишларда сутка давомида конденсаторнинг мувозанат вазиятидан систематик огиши пайкалмайди. Суткалик огишлар катталиқ жиҳатидан Ернинг эфирга нисбатан ҳаракат тизлиги 12 км/сек бўлганда ҳосил бўлиши мумкин бўлган огишлардан ортмаган. Ҳақиқатда эса Ернинг Қуёш атрофида орбита бўйлаб ҳаракат тизлиги 30 км/сек га тенг. Тажрибалар йилнинг турли давларида таянчлардан сабабли Ернинг ҳаракат тизлиги билан бутун Қуёш системасининг фазодаги ҳаракат тизлигининг тасодифан ўзаро компенсацияланиши ҳоллари истисно қилинган. Кейинчалик бу тажриба кўп марта такрорланди. Томашек 1926 йили Трутон ва Нобль усулининг сезгирлигини шу даражада оширдикки, ҳатто Ернинг эфирга нисбатан $0,5 \text{ км/сек}$ тезликда қилган ҳаракатини ҳам пайқатиш мумкин эди. Томашек ҳам ўзининг ўтказган ҳамма кузатишларида M моментни пайқамасди.

Шундай қилиб, ўтказилган тажрибалар зарядларнинг магнит майдонини уларни нисбий ҳаракати натижасида ҳосил бўлишини шубҳасиз равишда кўрсатиб берди. Электромагнит ҳодисалар устида ўтказилган тажрибалар ҳам, соф механик тажрибаларга ўхшаб, системанинг фазодаги абсолют илгарилама ҳаракатини пайқашга имкон бермайди. Эфир санок системаси бўла олмайди (152- параграфда айtilганлар билан таққосланг). Келгусида биз (II том) ёруғлик ҳодисаларига доир кузатишлар ёрдамида ҳам абсолют текис ҳаракатни пайқаш мумкин эмаслигини кўрамиз. Бу фактлар Эйнштейннинг нисбийлик назариясида умумлаштирилган. Бу назарияга кўра барча физик ҳодисалар системаларининг бир-бирларига нисбатан фақат нисбий ҳаракат тезликларига боғлиқ бўлади.



рис. 1. Координаталарнинг икки системаси.

Нисбийлик назариясининг мазмунини билан биз III томда муфассалроқ танишамиз. Бу ерда физик ҳодисалар санок системаларининг бир-бирига нисбатан нисбий тезлигига боғлиқ деган фикр бизнинг ҳамма билимларимиз нисбийдир, деб даъво қилувчи тубдан нотўғри бўлган фалсафий релятивизмга ҳеч бир алоқаси йўқ эканлигини қайд қилиб ўтамиз. Ниҳоят, нисбийлик назарияси физика қонунлари уларнинг қайси санок системасига нисбатан таърифланаётганига, боғлиқ эмаслигини очиқ беради (бир санок системадан унга нисбатан тўғри чиқиқли текис ҳаракат қилаётган иккинчи системага ўтишга нисбатан қонунларнинг инвариант ёки одатда айтилишича, "ковариант" кўринишларини топиш усулини беради).

XYZ ва $X'Y'Z'$ санок системасини кўз олдимизга келтирайлик (268-том); $X'Y'Z'$ система XYZ системага нисбатан доимий v тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Электр ва магнит майдонларнинг XYZ системада бўлган қийматларини E ва H билан, $X'Y'Z'$ системада ўлчанган қийматларини E' ва H' билан белгилаймиз. $X'Y'Z'$ системада электр ва магнит майдонлар манба бўлиб бу манба ҳосил қилаётган майдонларнинг шу координаталар системасига нисбатан кучланганликлари E' ва H' дейлик. У ҳолда $X'Y'Z'$ системада XYZ координаталар системасига нисбатан тинч бўлган e зарядга Лоренц формуласига биноан

$$\mathbf{f}' = E'e + \frac{1}{c} e [\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (5)$$

таъсир қилади.

214-параграфдаги (3в) формулага қараганда бу ерда вектор кўпайтмадаги кўпайтувчиларнинг ўринлари алмашган, чунки e заряднинг $X'Y'Z'$ системага нисбатан тезлиги $-\mathbf{v}$ га тенг.

Агар v тезлик ёруғлик тезлиги (c) га нисбатан кичик бўлса, $\mathbf{f}$ куч XYZ системада ўлчанадиган f кучга тенг бўлади. Шундай қилиб, XYZ координаталар системасида унга нисбатан тинч турган e зарядга

$$\mathbf{f} = E'e + \frac{1}{c}e[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (5a)$$

куч таъсир қилади.

Электростатикада электр майдоннинг кучланганлиги зарядга таъсир этаётган f кучнинг заряд катталигига нисбати f/e билан ўлчанади. Шунинг учун (5a) формула билан ифодаланувчи f кучнинг мавжуд бўлиши XYZ системада кучланганлиги

$$\mathbf{E} = E' + \frac{1}{c}[\mathbf{H}' \times \mathbf{v}] \quad (6)$$

бўлган электр майдон мавжудлигига эквивалентдир.

Худди шу XYZ координаталар системасида $\mathbf{H}'$ магнит майдондан ташқари яна қўшимча магнит майдон ҳам бор. Қўшимча майдон $X'Y'Z'$ системада тинч турган ҳар қандай e заряд XYZ системага нисбатан $\mathbf{v}'$ тезлик билан ҳаракатланишидан ҳосил бўлади. Бу қўшимча майдоннинг кучланганлиги

$$\mathbf{H}_1 = \frac{e'}{c} \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{r}]}{r^3} = \frac{1}{c} \left[\mathbf{v} \times \frac{e'\mathbf{r}}{r^3} \right].$$

Бироқ $e'\mathbf{r}/r^3$ катталик $X'Y'Z'$ системада e' заряддан r масофада ётган нуқтада ўлчанаётган $\mathbf{E}'$ электр майдон кучланганлигидир.

Шундай қилиб:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}']$$

ва, демак, XYZ системада магнит майдоннинг тўла $\mathbf{H}$ кучланганлиги

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}' + \frac{1}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}'].$$

(6) ва (7) формулалар электр ва магнит майдонларнинг бир-бирига нисбатан ҳаракатланаётган икки системада ўлчанган кучланганликлари орасидаги боғланишни кўрсатади. Бу формулалар нисбий ҳаракатнинг ҳар қандай ҳолини таҳлил қилишга имкон беради.

Чунончи, $X'Y'Z'$ системада бу системага нисбатан тинч турган фақат e' заряд бор деб фарз қилайлик. Бу системада заряддан r масофада ётган

бирор B нуқтадаги электр майдоннинг кучланганлиги $E' = \frac{e'\mathbf{r}}{r^3}$. $X'Y'Z'$ системада ҳеч қандай магнит майдон йўқ ($\mathbf{H}' = 0$). Демак, B нуқтага $X'Y'Z'$ системага нисбатан қўзғалмас бўлган яна бир e зарядни келтириб қўйсак, у ҳолда $X'Y'Z'$ система XYZ системага нисбатан $\mathbf{v}$ тезлик билан ҳаракатланаётганига қарамасдан бу зарядлар орасида Кулон кучидан ташқари ҳеч қандай ўзаро таъсир кучи бўлмайди. Бу Трутон ва Нобль тажрибасининг шартларига ва ундан салбий натижа келиб чиқишига мос келади.

XYZ системада эса электр майдондан ташқари (7) формулага биноан кучланганлиги

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}'] = \frac{1}{c} \left[\mathbf{v} \times \frac{e' \mathbf{r}}{r^3} \right] \quad (8)$$

бўлган магнит майдон ҳам бўлиши керак.

В нуқтага магнит стрелкаси ўрнатиб, бу майдонни пайқаш мумкин. Бундай схема Эйхенвальд тажрибасига мос келади: координаталар системасига нисбатан ҳаракатланаётган заряд шу системада магнит майдон ҳосил қилади.

Наҳоят, В нуқтага магнит стрелкасининг ўрнига e заряд қўйиш ҳам мумкин. Агар бу заряд XYZ системага нисбатан тинч турса, (6) формулага биноан, бу зарядга кучланганлиги $\mathbf{E} = \mathbf{E}'$ бўлган электр майдонига таъсир қилади. Бу ҳол тинч турган электр зарядларга магнит майдон таъсир этмаслик фактига мос келади. Агар e зарядни XYZ системага нисбатан $\mathbf{v}_1$ тезлик билан ҳаракатлантирсак, у ҳолда бу зарядга Лоренц формуласига биноан яна

$$\mathbf{f} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}] \quad (9)$$

куч ҳам таъсир қилади.

Агар тезлик вектори $\mathbf{v}_1$ ни $\mathbf{v}$ векторга тенг қилиб олсак, у ҳолда e заряд e' зарядга нисбатан қўзғалмас бўлиб қолади, аммо бу зарядларнинг иккаласи ҳам XYZ координаталар системасига нисбатан параллел тўғри чизиқлар бўйлаб бир хил тезликда ҳаракатланади. Агар масалани соддалаштириш учун $\mathbf{v}$ тезлик $\mathbf{r}$ га перпендикуляр деб фараз қилсак, у ҳолда (8) формула

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{e' \mathbf{v}}{r^2}$$

кўринишга, (9) формула эса

$$\mathbf{f} = \frac{ee'}{r^2} \left(\frac{v}{c} \right)^2$$

кўринишга келади. Бу формула (3) формулага ўхшайди ва бир томонга йўналган тоқлар оқаётган иккита параллел симининг тортилиш ҳолига мос келади.

Майдонларни ўзгартириш (6) ва (7) формулалари фақат зарядларнинг v тезлиги с. ёруғлик тезлигига нисбатан кичик бўлган ҳол учун тўғридир. Бир саноқ системасидан бошқа саноқ системасига ўтишнинг ҳар қандай тезликлар учун тўғри бўлган умумий формулалари нисбийлик назариясида ёритилади.

217- §. Холл эффекти. Магнит майдонда ҳаракатланаётган электр-зарядга таъсир этувчи Лоренц кучининг мавжудлиги қуйидаги ҳодисани изоҳлашга имкон беради: H ташқи магнит майдон чизиқларига перпендикуляр жойлаштирилган ўтказгичдан ясалган пластинка бўйлаб I ток ўтганде пластинканинг A ва B ёқлари орасида (269- расм) $V_A - V_B$ потенциаллар айирмаси ҳосил бўлади. Бу ҳодиса *Холл эффекти* деб аталади.

Ҳосил бўлган $V_A - V_B$ потенциаллар айирмаси ток кучи билан магнит кучланганлигининг IH кўпайтмасига тўғри про-

порционал ва пластинканинг d қалинлигига тескари пропорционал бўлади:

$$V_A - V_B = K \frac{IH}{d}, \quad (1)$$

бу ерда K — доимий катталиқ.

Агар ток e зарядларнинг кўчишидан ҳосил бўлса, у ҳолда H магнит майдонда бу зарядларга Лоренц кучи таъсир қилиб, уларни токка перпендикуляр йўналишда оғдиради. Шу сабабли пластинканинг A ёғида зарядлар тўплана бошлайди. Зарядларнинг бундай тўпланиши улар ҳосил қилган электр майдон магнит куч таъсирини мувозанатлагунча давом этади.

Лоренц формуласига [214- параграфдаги (3) формула] кўра (бу ҳолда $\alpha = \frac{\pi}{2}$) зарядга таъсир этувчи куч

$$f_H = e\bar{v}H,$$

бу ерда $\bar{v}$ — зарядларнинг ток йўналиши бўйлаб ўртача ҳаракат тезлиги.

$V_A - V_B$ потенциаллар айирмаси ҳосил бўлиши туфайли кучланганлиги

$$E = \frac{V_A - V_B}{b}$$

бўлган электр майдон вужудга келади, бу ерда b — пластинканинг кенглиги.

Демак, зарядга таъсир этувчи электр кучи қуйидагига тенг бўлади:

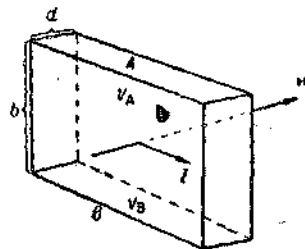
$$f_e = e \frac{V_A - V_B}{b}.$$

Кучлар тенглашганда, яъни $f_H = f_e$ бўлганда стационар ҳолат бўлади, ана шу шартга биноан қуйидаги муносабат ҳосил бўлади:

$$e \frac{V_A - V_B}{b} = e\bar{v}H. \quad (2)$$

Зарядларнинг ўтказгичдаги ўртача ҳаракат тезлиги ($\bar{v}$) ни ток кучи I , ўтказгичнинг ҳажм бирлигидаги зарядлар сони n ва бу зарядларнинг ҳаракат тезлиги (214- § га қаранг) орасидаги муносабатдан фойдаланиб топамиз:

$$I = b d n e \bar{v}, \text{ бундан } \bar{v} = \frac{I}{b d n e}.$$



269- расм. Магнит майдонда $V_A - V_B$ потенциаллар айирмасининг ҳосил бўлишига доир.

$\bar{v}$ нинг бу қийматини (2) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$V_A - V_B \approx \frac{1}{ne} \frac{IH}{d}. \quad (3)$$

Шундай қилиб (1) эмпирик формулага мувофиқ $V_A - V_B$ катталиқ IH кўпайтмага тўғри пропорционал ва пластинканинг d қалинлигига тескари пропорционал экан. Маълум бўлишича, (3) формуладаги доимий катталиқ

$$K = \frac{1}{ne}. \quad (4)$$

экан.

Бундан K доимий катталиқнинг ишораси e заряднинг ишорасига боғлиқ экани кўриниб турибди. K доимийнинг мусбат ишораси A нуқтанинг потенциали (269- расм) B нуқтанинг потенциалидан катта эканини кўрсатади.

Металларда эркин электронлар борлиги сабабли улар электр ўтказувчан бўлишини 161- параграфда айтиб ўтган эдик. Бунда металлнинг ҳар бир атомига тахминан битта эркин электрон тўғри келади. Шундай қилиб, металларда K доимий катталиқ манфий бўлади ва унинг сон қиймати электроннинг e заряди ҳамда металлнинг ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сони n билан аниқланади.

K доимийни ифодалайдиган (4) формула чиқарилган йўл аниқ эмас. Аслини олганда, магнит майдонда зарядга таъсир этувчи f_H кучни заряднинг v ўртача тезлиги орқали ифодалаш мумкин эмас. Агар эркин югуриш йўли узунлигида электроннинг тезлиги ток оқаётган йўналишда текис ўсиб боришини ҳисобга олсак, у ҳолда K нинг ифодасига $2/3$ сон кўпайтувчи ҳам киради; у ҳолда

$$K = \frac{2}{3} \frac{1}{ne}. \quad (4a)$$

Металлнинг ҳажм бирлигидаги атомлар сонини n_0 билан белгилаймиз ва $n = zn_0$ деб қабул қиламиз; бунда z — битта атомга ўртача нечта эркин электрон тўғри келишини кўрсатади. Ҳажм бирлигидаги атомлар сони n_0 ни Авогадро сони N билан боғлаш осон. Ҳақиқатан ҳам, битта атомнинг массаси бир томондан A/N га (бунда A — атом оғирлиги), иккинчи томондан ρ/n_0 га тенг, бу ерда ρ — зичлик. Шунинг учун

$$\frac{\rho}{n_0} = \frac{A}{N} \text{ ёки } n_0 = \frac{N\rho}{A},$$

бундан

$$n = \frac{N\rho}{A} z$$

л нинг бу қийматини (4а) ифодага қўйиб қуйидагини топамиз:

$$K = \frac{2}{3} \frac{A}{Ne\rho z},$$

биноқ $Ne = -F$, бу ерда F — Фарадей сонн; бундан металлар учун K доимий

$$K = -\frac{2}{3} \frac{A}{F\rho z} \quad (5)$$

бўлишини топамиз.

Кўпчилик металларда ҳақиқатан K нинг қиймати манфий ва аввалдан кутилган катталикида бўлади. K доимий катталикининг тажрибада топилган қийматидан фойдаланиб, z катталикини аниқлаш мумкин; бир қатор бир валентли металлар учун z нинг қиймати бирга яқин, масалан, натрий учун $z=0,65$; кумуш учун $z=0,75$; олтин учун $z=0,9$. Валентлиги юқорироқ бўлган металларда z нинг қийматлари анча катта; масалан, алюминий учун $z=2,0$. Бироқ бир қатор металлар (Zn , Cd , Pb , Fe ва бошқалар) борки, уларда K нинг қиймати мусбат бўлади. Бу фактни юқорида таърифланган элементар назария билан изоҳлаб бўлмайди. Уни фақат квант механикага асосланиб изоҳлаш мумкин.

Холл эффекти фақат электрон ўтказувчанликка эга бўлган ўтказгичлардагина учрайди. Электролитлар ион ўтказувчанликка эга бўлади, шу сабабли уларда сезиларли эффект бўлмайди, чунки оғир ионларнинг тезлиги электронларникига қараганда анча кичик бўлади.

Ярим ўтказгичларда (мис I оксиди) температура пасайган сари K доимий катталик тез ўса боради. K нинг ўсиши температура пасайиши билан ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сонининг тездан камайиб кетишига мос келади. Ярим ўтказгичларда Холл эффектидан фойдаланиб, ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги электрон характерда ёки „ковак“ характерда (171- §) эканлиги ҳақида ҳукм қилиш мумкин. „Аралаш“ ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичларда ўтказувчанлик ҳодисасининг табиати анча мураккаброқдир.

218- §. Электронларнинг солиштирма зарядини аниқлаш. Лоренц кучининг ифодаси ҳаракатланаётган заррача e заряд нинг заррача массасига нисбатини аниқлашга имкон беради. Бу e/m нисбат одатда *солиштирма заряд* деб юритилади. Вакуумда H ташқи магнит майдон (270- расм, майдон кучланганлиги расм текислигига перпендикуляр йўналган) йўналишига перпендикуляр текисликда доимий v тезлик билан ҳаракатланаётган зарралар оқимини кўз олдимизга келтирайлик. У вақтда зарранинг v тезлиги билан H кучланганликининг йўналишлари

бирига тенг бўлиши (яъни бир-бирини компенсациялаши) керак:

$$eE = \frac{1}{c} evH, \text{ бундан } v = \frac{cE}{H}.$$

v нинг бу қийматини (2) ифодага қўйсак:

$$\frac{e}{m} = \frac{c^2 E}{RH^2}.$$

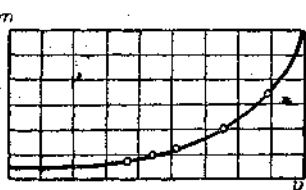
Шундай қилиб, e/m солиштирма заряд E ва H майдонларнинг кучланганликлари ҳамда эгрилик радиуси R орқали аниқланар экан.

e/m ни аниқлашда Томсон усулининг бир қатор бошқача кўринишлари ҳам (майда ҳарфлар билан ёзилган текстга қаранг) бор. Уларда ўлчаш аниқлиги юқорироқдир. Юқорида айтилганидек, электронлар тезлиги кичик бўлганда

$$\frac{e}{m} = 5,273 \cdot 10^{17} \frac{\text{CGSE заряд бирлиги}}{g}.$$

Бундан фойдаланиб, электроннинг маълум бўлган e заряди орқали унинг массаси ҳисобланади.

Электронлар тезлиги катта бўлганда нисбийлик назариясига биноан массанинг тезликка боғланиши ўз таъсирини кўрсата бошлагани туфайли, тезлик ортиши билан e/m нисбат камая боради. Электронларга жуда юқори-тезликлар бериш мумкин



272-расм. Электроннинг массаси билан тезлиги орасидаги боғланиш.

бўлгани учун тезлик ортган сари e/m нинг камайишини тажрибада бемалол пайқаш мумкин; шунинг ўзи массанинг тезликка боғлиқлигини исботлайдиган экспериментал далил бўлиб хизмат қилади. Электронлар учун e/m нисбат билан тезлик орасидаги боғланишни ўрганишга доир диққат билан ўтказилган тажрибалардан олинган натижалар назарий хулосаларга жуда мос бў-

либ чиқди.

272-расмда электроннинг турли тезликларда ўлчанган массасининг қийматлари нуқталар билан кўрсатилган; туташ эгри чизиқ масса билан тезликнинг нисбийлик назарияси формуласи

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

билан ифодаланган боғланишини кўрсатади, бу ерда m —электроннинг маълум v тезликдаги массаси; m_0 —чексиз кичик тезликдаги массаси („тинч ҳолатдаги масса“) ва $\beta = \frac{v}{c}$, бу ерда

с—ёруғлик тезлиги. 155-бетда кўрсатилганидек, электроннинг „тинч ҳолатдаги массаси“

$$m_0 = 9,109 \cdot 10^{-28} \text{г.}$$

Массанинг тезликка боғланиши кашф этилгандан кейин кўп буржуа олимлари бу фактни ўзларининг материя йўқ бўлади, деган сохта даъволарига асос қилиб олишга уриниб кўрдилар. Ленин уларни фош қилиб шундай деб ёзган эди¹: „Материя йўқ бўлаётир“ деган гапнинг маъноси — материянинг биз ҳозирга қадар билган чегараси йўқ бўлаётир ва бизнинг билимимиз чуқурлаша бораётир демакдир; материянинг илгари мутлақ ўзгармас, азалий бўлиб кўринган хоссалари (сингдирмаслик, инерция, масса ва шу қабилар) йўқ бўлмоқда ва энди бу хоссалар материянинг фақат айрим ҳолларигагина хос бўлган нисбий хоссалар эканлиги маълум бўлмоқда.

Энди электронлар шуъласини бўйлама магнит майдон ёрдамида фокуслаш йўли билан e/m нисбатини аниқлаш усулини кўриб чиқамиз. Электрон v доимий тезлик билан H магнит майдонга нисбатан α бурчак ҳосил қилиб ҳаракатланаётган бўлсин. Агар электроннинг ҳаракатини иккита: бири магнит майдон бўйлаб йўналган ва иккинчиси унга перпендикуляр йўналган ташкил этувчиларга ажратсак, электрон траекториясининг кўринишини осонгина аниқлашимиз мумкин. Тезлиكنинг магнит майдон бўйлаб йўналган ташкил этувчиси $v_{\parallel} = v \cos \alpha$, магнит майдонга перпендикуляр йўналган ташкил этувчиси эса $v_{\perp} = v \sin \alpha$ бўлади.

Электрон йўлининг H га перпендикуляр текисликка проекцияси айланадан иборат бўлиб, бу айлананинг радиуси (2) муносабатдан топилади:

$$R = \frac{ev_{\perp} m}{eH} \quad (4)$$

Электрон ҳаракатининг H га параллел йўналишга проекцияси тезлиги $v_{\parallel}$ га тенг текис ҳаракат бўлади, чунки магнит майдонда зарядга майдон бўйлаб куч таъсир этмайди. Шундай қилиб, электрон траекториясининг ўзи винт чизиқдан иборат бўлади.

Электрон винт чизиқ бўйлаб бир айланиб чиқиши учун

$$t = \frac{2\pi R}{v_{\perp}}$$

вақт керак бўлади.

Бунга R нинг (4) даги қийматини қўйсак:

$$t = \frac{2\pi e}{\frac{e}{m} H} \quad (5)$$

Шундай қилиб, t вақт электрон тезлиги v нинг каттадигинга ҳам, йўналишига ҳам боғлиқ бўлмасдан, фақат H магнит майдон кучланганлиги ва электроннинг e/m солиштира заряди билан аниқланади, e/m ни аниқлашнинг қуйида таърифланадиган усули ана шу юқоридаги (5) муносабатга асосланган.

¹ В. И. Ленин. Материализм ва эмпириокритицизм. 14- том, Ўздавнашр, Тошкент, 1951, 289- бет.

Хавоси сўриб олинган най ичига ўрнатилган K катоддан (273- расм) чиқаётган электронлар A диафрагманинг тешигидан ўтади. K катод билан диафрагма орасига потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ га тенг бўлган тезла-
тувчи майдон берилади. Шундай қилиб, тезлиги

$$\frac{1}{2} mv^2 = e(V_1 - V_2) \quad (6)$$

муносабатдан аниқланадиган электронлар шуъласи ҳосил бўлади.

Сўнгра электронлар шуъласи C конденсаторнинг қопламалари орасидан ўтади. Қопламалар орасида кучланганлиги E га тенг бўлган ўзгарувчан электр майдон ҳосил қилинган. Ўзгарувчан майдон таъсирида электронлар вақтнинг турли пайтларида асбобнинг ўқиға нисбатан турли α бурчакларга оғади. C конденсатор билан флуоресценцияланувчи B экран орасида соленоид ёрдамида (най шу соленоид ичига ўрнатилган) бўйлама магнит майдон вужудга келтирилади. Юқорида айтганимиздек, бунда электронлар винт чизиқ бўйлаб ҳаракат қилади. Винт чизигини бир айланиб чиққунча кетган t вақт ичида электронлар илгарига қараб

$$l = v_{\parallel} t$$

масофа ўтади. Бу муносабатда t нинг ўрнига унинг (5) даги қийматини қўйсак, қуйидаги келиб чиқади:

$$l = \frac{2\pi e v \cos \alpha}{\frac{e}{m} H}$$

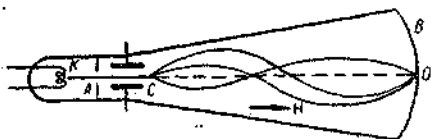
Агар α бурчак кичик бўлса, $\cos \alpha \cong 1$ ва

$$l \cong \frac{2\pi e v}{\frac{e}{m} H} \quad (7)$$

Шундай қилиб, l кесма етарли даражада тақрибийликда электронларнинг C конденсаторда қандай α бурчакка оғганлигига боғлиқ бўлмас экан.

Худди шу t вақт ичида электронлар винт чизиқ бўйлаб бир марта айланиб чиқади, демак, уларнинг ҳаммаси асбоб ўқини C конденсатордан бирдай l масофада ётган нуқтада кесиш ўтади. 273- расмда электронларнинг бир нечта траекториялари тасвирланган. Бу траекторияларнинг барчаси битта O нуқтада кесишгани хўриниб турибди. Бу нуқта оптик нурларнинг кесишган нуқтаси каби электронларнинг фокуси деб

273- расм. Магнит фокуслаш усулида (Буш усулида) электроннинг солиштирма зарядини аниқлаш схемаси.



аталади. Бўйлама магнит майдоннинг H кучланганлиги ўзгарганда фокуснинг вазияти ҳам ўзгаради. Магнит майдоннинг кучланганлигини фокус худди флуоресценцияланувчи B экранга тушадиган қилиб таълаб олиш мумкин, буни электрон шуъласининг экрандаги изининг равшанлигига қараб аниқлаш мумкин. Бундай шароитда l кесма C конденсатор билан B экран орасидаги масофага тенг бўлади, бинобарин, бу масофани ўлчаш мумкин. l ни билган ҳолда, электроннинг солиштирма заряди e/m ни осонгина ҳисоблаб топиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, (7) ифодадан қуйидагини топамиз:

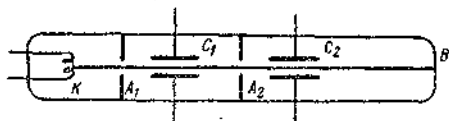
$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi v}{lH}$$

Бу формуладаги тезлик ўрнига унинг (6) даги қийматини қўйсак:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 c^2 (V_1 - V_2)}{R H^2}$$

бўлади. Бу формуланинг ўнг томонидаги катталикларни бевосита ўлчаш мумкин. Шундай қилиб e/m ни топиш мумкин.

Электроннинг солиштирма заряди (e/m) ни аниқлашнинг бошқача усули *тезликлар филтри усули* деб аталади. Ҳавоси сўриб олинган най (274-расм) ичида қизитилган K катод ва A диафрагма ёрдами билан электронлар шуъласи ҳосил қилинади. Сўнгга бу шуъла иккита C_1 ва C_2 конденсаторлар қопламалари орасидан ўтади. Конденсаторлар орасига иккинчи A_2 диафрагма жойлаштирилган бўлиб, бу диафрагма, C_1 конденсаторда четга оғмаган электронларни-



274-расм. Тезликлар филтри усули билан электроннинг солиштирма зарядини аниқлаш схемаси.

гина ўтказди. Иккала конденсаторнинг қопламаларига синхрон равишда ўзгарувчан потенциаллар айирмаси бериб турилади. Бу потенциаллар айирмаси синуслар қонуни бўйича T давр билан ўзгариб туради. Бунда A_2 диафрагма орқали C конденсаторнинг қопламалари орасидан қопламаларда потенциаллар айирмаси нолга тенг бўлган пайтда учиб ўтган электронларгина ўтиб кета олади. Электронлар иккинчи конденсаторга етиб боргунча ўтган t вақт ичида конденсаторларга берилаётган потенциаллар айирмаси ўзгариб қолади ва электронлар четга оғади. t вақт $T/2$ ярим даврга қаррали нисбатда бўлган ҳолдагина электронлар оғмайди, холос. Ана шу ҳолда электронлар шуъласи флуоресценцияланувчи B экраннинг марказида ёруғ доғ ҳосил қилади.

Шундай қилиб, электронлар шуъласини иккала конденсатор ҳам оғдирмаслиги учун қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$t = n \frac{T}{2}, \quad (8)$$

бу ерда n — бутун сон.

Иккинчи томонда, t вақт қуйидагича топилади: I конденсаторлар орасидаги масофа бўлсин, у ҳолда $t = \frac{l}{v}$ бўлади, бу ерда v — электронларнинг тезлиги. Бу тезликни қуйидаги муносабатдан фойдаланиб, катод билан A_2 диафрагма орасига берилаган $V_1 - V_2$ тезлатувчи потенциаллар айирмаси орқали аниқлаш мумкин:

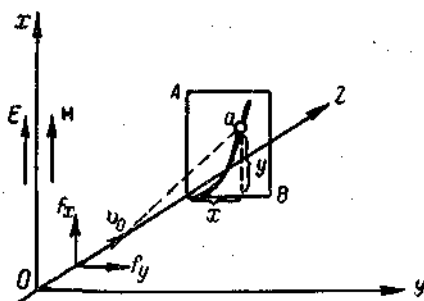
$$\frac{1}{2} m v^2 = e (V_1 - V_2), \quad \text{бундан} \quad t^2 = \frac{l^2}{v^2} = \frac{l^2 m}{2e (V_1 - V_2)}$$

t^2 нинг бу қийматидан ва (8) формуладан фойдаланиб қуйидагини топамиз:

$$\frac{e}{m} = \frac{2l^2}{n^2 T^2 (V_1 - V_2)}. \quad (9)$$

e/m ни ўлчаш учун электронлар шуъласи B экраннинг марказига биринчи марта тушмай қолгунга қадар T давр қамайтирила борилади. Бунга $n = 1$ мос келади, шунга асосан (9) дан фойдаланиб, аввалдан маълум бўлган l ва $V_1 - V_2$ га асосан солиштирма заряд e/m топилади.

219- §. Мусбат ионларнинг солиштирма зарядини аниқлаш. Заррачаларнинг электр ва магнит майдонларда оғишига асосланган юқоридаги усуллар умуман олганда фақат электронларнинггина эмас, балки ихтиёрий ионларнинг $\frac{e}{m}$ солиштирма зарядини аниқлашга ҳам ярай беради. Бироқ, атомар ва молекуляр ионларнинг e/m солиштирма зарядини бу усуллар ёрдамида аниқлашда учрайдиган қийинчилик шундан иборатки, одатда бу тажрибаларда ионлар манбаи бирорта қаттиқ жисмдан ясалган электрод эмас, балки разряд газ бўлади.



275- расм. Параболалар усулининг схемаси.

Бунда ионлар разряднинг турли жойларида, потенциаллари турлича бўлган соҳаларда ҳосил бўлгани сабабли уларнинг олган бошланғич тезликлари ҳам турлича бўлади. Аммо тезликлари ҳар хил бўлган ионлар уларга бир хил майдонлар таъсир этганда ҳам турлича оғади: шу сабабли, бу тажрибаларда e/m ни ўлчаб бўлмайди. Тезликнинг таъсирини истисно қилиш учун Томсон *параболалар усули* деб ном олган усулни қўллади. Бу усул бир томонга йўналган электр ва магнит майдонлардан фойдаланишга асосланган. OZ ўқ бўйлаб бошланғич v_0 тезлик билан ҳаракатланаётган заррачани (275- расм) кўз олдимизга келтирайлик. Электр майдоннинг E кучланганлиги билан магнит майдоннинг H кучланганлиги OX ўқи бўйлаб бир томонга йўналган ва уларнинг нқкаласи ҳам заррача йўлининг бир z участкасида таъсир қилаётган бўлсин. Электростатик майдон томонидан e зарядли заррачага OX ўқ бўйлаб йўналган ўзгармас

$$f_x = eE \quad (1)$$

куч таъсир этади.

Магнит майдон томонидан худди шу заррачага чап қўл қондасига биноан OX ўқ бўйлаб йўналган Лоренц кучи

$$f_y = \frac{1}{c} ev_0 H \quad (2)$$

таъсир этади.

Шундай қилиб, электр ва магнит майдонлар заррачани ўз-аро перпендикуляр йўналишларда оғдиради ва бу заррача

ХОУ текисликка параллел бўлган АВ текисликни координатлари x ва y бўлган бирорта a нуқтада кесиб ўтади.

Заррачанинг массаси m га тенг бўлсин, y ҳолда (1) га биноан заррача тезланишининг w_x ташкил этувчиси қуйидагича ифодаланади:

$$w_x = \frac{f_x}{m} = \left(\frac{e}{m}\right) E.$$

Тезланишнинг бу ташкил этувчиси ўзгармас бўлгани учун заррачанинг ОХ ўқ бўйлаб ҳаракати текис тезланувчан ҳаракат бўлади ва илгарига қараб z қесмави босиб ўтгунча кетган Δt вақт ичида заррача ОХ ўқ бўйлаб

$$x = \frac{1}{2} w_x \cdot \Delta t^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m}\right) E \Delta t^2$$

масофага оғади; лекин $\Delta t = \frac{z}{v_0}$ бўлгани учун

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m}\right) \cdot E z^2 \frac{1}{v_0^2}.$$

Тажрибанинг берилган шароити учун ўзгармас бўлган $\frac{1}{2} E z^2$ катталикини C_1 билан белгиласак:

$$x = C_1 \left(\frac{e}{m}\right) \cdot \frac{1}{v_0^2}. \quad (3)$$

Худди шунингдек, (2) ифодадан заррача тезланишининг w_y ташкил этувчиси

$$w_y = \frac{f_y}{m} = \frac{1}{c} \left(\frac{e}{m}\right) v_0 H$$

бўлишини топамиз.

w_y ҳам ўзгармас бўлгани учун заррачанинг ОУ ўқ бўйлаб силжиши

$$y = \frac{1}{2} w_y \Delta t^2 = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m}\right) v_0 H \Delta t^2$$

ёки яна Δt нинг ўрнига унинг z/v_0 қийматини қўйсак:

$$y = \frac{1}{2c} \left(\frac{e}{m}\right) H z^2 \frac{1}{v_0}.$$

Тажрибанинг берилган шароити учун ўзгармас бўлган $\frac{1}{2c} H z^2$ катталикини C_2 билан белгиласак:

$$y = C_2 \left(\frac{e}{m}\right) \frac{1}{v_0}. \quad (4)$$

(3) ва (4) формулалар заррачанинг электр ва магнит майдонларда силжиш координаталарини кўрсатади. Кўриниб турибдики, тажрибанинг берилган шароитида силжиш координаталари иккита фактор: заррачанинг e/m солиштирма заряди ва заррача тезлиги v_0 билан аниқланар экан. Солиштирма заряди e/m бир хил, лекин v_0 тезликларни турлича бўлган заррачаларнинг траекториялари AB текислик билан турли нуқталарда кесишади. Мана бу кесишиш нуқталарининг ҳаммаси маълум эгри чизиқ бўйлаб жойлашади; агар (3) ва (4) ифодалардан v_0 тезлиكنи йўқотсак, ана шу эгри чизиқнинг тенгламасини топамиз:

$$y^2 = \frac{C_2^2}{C_1} \left(\frac{e}{m} \right) x. \quad (5)$$

Бу тенглама парабола тенгламасидир. Томсон заррачаларнинг йўлига фотопластинка жойлаштирганда пластинкада заррачаларнинг параболик эгри чизиққа ўхшаш излари ҳосил бўлган. Ҳар бир парабола биргина e/m нисбатга, аммо турли тезликларга мос келади. Турли параболалар e/m нисбатлари турлича бўлган заррачаларга мос келади. Тажрибада кузатилган $y^2 = px$

парабола учун унинг $p = \frac{C_2^2}{C_1} \left(\frac{e}{m} \right)$ параметри қийматини топиш ва C_1 билан C_2 ни билган ҳолда ионлар зарядининг уларнинг массасига нисбатини топиш мумкин.

Томсон ўз тажрибаларида бир зарядли ионлардан ташқари кўп зарядли ионларни ҳам кузатган эди. Агар бу ионларнинг табиати бир хил (масалан, O^+ ва O^{++}) бўлса, у ҳолда ионлар e_1/m ва e_2/m солиштирма зарядларининг нисбати бутун сонлар нисбати каби бўлади, чунки e_1 ва e_2 зарядлар e электрон зарядига нисбатан фақат каррали бўлиши мумкин.

Агар ионларнинг зарядлари бир хил, лекин табиати турлича (масалан, H^+ ва O^+) бўлса, у ҳолда ионлар солиштирма зарядлари e/m_1 ва e/m_2 ларнинг нисбати уларнинг m_1 ва m_2 массалари нисбати каби бўлади. Шундай қилиб, параболалар усули атомлар ёки молекулар массаларини ўзаро бевосита таққослашга имкон беради. Томсон неонга тегишли параболаларни кузатиб, неоннинг атом оғирлиги 20 га тегишли равшан парабола билан бир қаторда бир оз бошқачароқ e/m нисбатга тегишли иккинчи заиф параболани ҳам пайқаб қолди; ўлчашлар бу нисбат атом оғирлиги 22 га тенг бўлган атомларга тегишли эканини кўрсатди. Шундай қилиб, неоннинг икки сорт атомлари бўлиб, уларнинг зарядлари бир хил, лекин массалари бир оз турлича эканлиги маълум бўлди.

Ҳозирги вақтда элементларнинг кўплари икки ёки ундан кўпроқ изотопларнинг, яъни физикавий ва химиявий хосса-

лари ўхшаш, лекин атом оғирликлари бир оз фарқ қиладиган моддаларнинг аралашмасидан иборат эканлиги маълум.

Ионларнинг электр ва магнит майдонларда оғишига қараб уларнинг массаларини солиштириш усулини Астон такомиллаштирди. Астон усулида ионлар электр ва магнит майдонлардан кетма-кет ўтказилади. Бу майдонлар ионларни қарама-қарши томонларга оғдиради.

Астон асбобининг схемаси 276- расмда тасвирланган. S_1 ва S_2 диафрагмалар ионларнинг нигичка шуъласини ажратади. Сунгра шуъла параллел C ва C' пластинкалар орасидан ўтади. C ва C' пластинкаларга маълум потенциаллар айирмаси бери-



276- расм. Масс-спектрограф.

лади, бунда пластинкалар орасида кучланганлиги E га тенг электр майдон ҳосил бўлади. Фикран шуълада e/m солиштирма зарядлари бир хил бўлган заррачаларни ажратайлик; бу заррачаларнинг тезликлари турлича бўлгани учун улар турли катталиқка оғади ва натижада шуъла кенгаяди. Шуъланинг b чеккасига энг секин ҳаракатланувчи заррачалар, a чеккасига эса энг тез ҳаракатланувчи заррачалар мос келади. Пунктир доира билан ўралган соҳада заррачаларга расм текислигига перпендикуляр йўналган магнит майдон таъсир кўрсатади. Бу майдонда заррачалар электр майдондагига тескари томонга оғади. Тезликлари ҳар хил бўлган заррачалар бу ерда ҳам турлича: энг секин ҳаракатланувчи b заррачалар кўпроқ, энг тез ҳаракатланувчи a заррачалар эса камроқ оғади. Шу тўғрисида тезликлари турлича бўлган заррачаларнинг траекториялари битта F_1 нуқтада кесишади. Худди шу каби солиштирма заряди e/m бошқа қийматга эга бўлган турли тезликли заррачаларнинг траекториялари қандайдир бошқа бир F_2 нуқтада кесишади: e/m нисбатлари бошқа қийматга эга бўлган заррачаларнинг траекториялари кесишган нуқталар тахминан F_1F_2 тўғри чизиқ бўйлаб жойлашади. Шундай қилиб, агар F_1F_2 тўғри чизиқ бўйлаб фотопластинка жойлаштирадик, бу фотопластинкада равшан чизиқлар — тирқишларнинг „тасвирлари“ ҳосил бўлади. Бу „тасвирларнинг“ ҳар бири маълум e/m солиштирма зарядга эга бўлган заррачаларга тегишли бўлади.

Ионларнинг зарядлари бир хил бўлганда, чизиқларнинг турган ўрни фақат ионларнинг m массалари нисбати билан аниқланади. Бу чизиқларнинг бир-бирларига нисбатан вазиятини ўлчаб m массалар нисбатини топиш мумкин.

Асбоб ёрдамида ҳосил қилинган фотограмманинг (277- расм) кўриниши оптик спектрограф ёрдамида ҳосил қилинадиган чизиқий спектрнинг кўринишини эслатади. Шунинг учун Астон ўз асбобига *масс-спектрограф* деб ном берди.



277- расм. Масс-спектрограмма.

Масс-спектрограф ёрдамида жуда катта аниқлик билан турли изотопларнинг массалари нисбатларини аниқлаш мумкин.

Изотопларнинг ўлчаб топилган массалари ҳақидаги баъзи бир маълумотлар XIX жадвалда берилган.

Изотопларга доир тажрибалардан олинган маълумотлар III томда таҳлил қилинади. Атом тузилиши ҳақидаги назария учун бу маълумотларнинг аҳамияти жуда катта.

Ионларнинг солиштирма зарядини аниқлашнинг яна бир бошқа усулини—муайян тезликдаги заррачаларни кўндаланг магнит майдонда фокуслашга асосланган усулни ҳам кўрсатиб ўтамиз. 278- расмда асбобнинг схемаси тасвирланган (бу схемада соддалик учун асбобдаги ичидан ҳавоси сўриб олинган металл қути кўрсатилмаган; асбобнинг қисмлари шу қутининг ичига ўрнатилган бўлади). Бу асбобда қизитиладиган D ип анод бўлиб хизмат қилади. Унга таркибда текшириладиган элемент бўлган тузнинг юпқа қатлами суртилади; бундай шаронда сим мусбат ионлар манбаи бўлиб хизмат қилади. Ионлар D сим билан S_1 тирқиш орасига берилган ва потенциаллар айирмаси $V_1 - V_2$ бўлган электр майдонда тезлаштирилади. Тирқишдан ўтган ионлар бир жинсли магнит майдонга киради. Бу майдонда электронларга

XIX жадвал

Изотопларнинг массалари

Атом	Химиявий атом оғирлиги	Изотопларнинг O^{16} га нисбатан олинган массалари
H . . .	1,00756	{ 1,00812 2,01471
He . . .	4,00128	4,00391
Li . . .	6,940	{ 6,0167 7,0180
O . . .	16,0000 (таърифга биноан)	{ 16,0000 17,0046 18,0057
Cl . . .	35,457	{ 34,9800 36,9775

расм текислигига перпендикуляр йўналган H қучланганлик таъсир қилади. Ана шу магнит майдон таъсирида ионлар айлана бўйлаб ҳаракат қилади; бу айлананинг r радиуси 218- параграфдаги (2) формула билан аниқланади:

$$r = \frac{cv}{H} \cdot \frac{m}{e}, \quad (6)$$

бу ерда m — ионларнинг массаси, e — уларнинг заряди, v — тезлиги.

D симининг ўлчовлари чекли бўлгани сабабли S_1 тирқишдан ўтган ионларнинг тезликлари бир қадар турлича йўналган бўлади. D ва S_1 орасидаги фазода S_1 тирқиш текислигига перпендикуляр йўналган ионларнинг траекториялари туташ чизик билан тасвирланган. Бу ионлар тирқиш текислигини S_1 дан $2r$ масофада ётган A нуқтада иккинчи марта кесиб ўтади. D билан S_1 орасида юқорида қўрилган траекторияга нисбатан α бурчак остида ҳаракатланаётган ионлар S_1 тирқиш текислигини B нуқтада кесиб ўтади. α бурчак жуда кичик деб фараз қилсак (278- расмга қаранг), қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$AB = AS_1 - BS_1 = 2r - S_1C \cos \alpha$$

ёки, $S_1C = 2r$ бўлгани учун

$$AB = 2r (1 - \cos \alpha) = 4r \sin^2 \frac{\alpha}{2}.$$

α бурчак кичик бўлгани учун тақрибан қуйидагини топамиз:

$$AB = r\alpha^2.$$

α бурчак кичик бўлганда, $r\alpha^2$ катталиги r га қараганда жуда кичик бўлади; демек, ҳамма ионларнинг траекториялари S_1A текисликини кичик AB кесма ичида (чегарасида) кесиб ўтади. Худди шу жойга S_2 тирқиш ва унинг орақсига F Фарадей цилиндри қўйилади. Бу цилиндр электрометрга уланган бўлиб, шу тарзда тушаётган ионларни қайд қилади. Ионларнинг v тезлиги $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси орқали қуйидаги муносабат ёрдамида топилади:

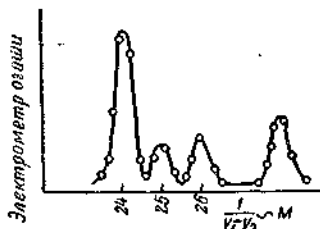
$$\frac{1}{2} mv^2 = e (V_1 - V_2). \quad (7)$$

(6) ва (7) дан v тезликини йўқотсак:

$$\frac{m}{e} = \frac{1}{2} \left(\frac{rH}{e} \right)^2 \frac{1}{V_1 - V_2}.$$

Шундай қилиб, агар S_1 ва S_2 тирқишлар орасидаги масофа $2r$ ва магнит майдон қучланганлиги H нинг маълум бир қийматида Фарадей цилиндрига m/e нисбати $V_1 - V_2$ тезлатувчи потенциаллар айирмасига тескари пропорционал бўлган ионлар

бориб тушар экан. $V_1 - V_2$ ни ўзгартириб ҳар хил ионларни қайд қилиш мумкин. 279- расмда D анодга магний тузи суртилганда қайд қилинган эгри чизик тасвирланган. Абсциссалар ўқи бўйлаб $V_1 - V_2$ тезлатувчи потенциаллар айирмасининг тескари қийматлари, ординаталар ўқи бўйлаб эса электрометр стрелкасининг оғиши қўйилган. Эгри чизикда тўртта чўққи кузатилади. Чўққиларнинг энг ўнг томондагиси азотнинг молекуляр оғирлиги 28 га тенг

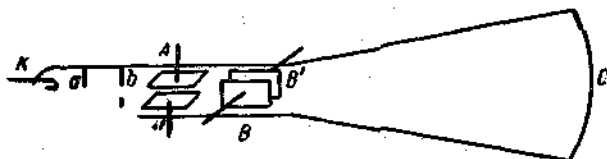


279- расм. Магний изотопларига тегишли эгри чизик.

молекуляр ионлари (N_2^+) га тегишли. Қолган учта чўққи магнийнинг атом оғирликлари 24, 25 ва 26 бўлган изотопларининг бир зарядли ионларига мос келади.

Кейинги вақтларда изотопларнинг массаларини аниқлаш усуллари яна ҳам такомиллаштирилди. Чунончи, электр ва магнит майдонлар ёрдамида қўш фокусловчи масс-спектрограф қўлланилмоқда. Бу асбобнинг ажрата олиш кучи шу қадар юқорики, унинг ёрдамида водороднинг атом оғирлиги 2,01471 бўлган оғир изотопи ионлари билан водороднинг молекуляр оғирлиги 2,01624 бўлган енгил изотопининг молекуляр иони изларини айрим-айрим кузатиш мумкин.

220- §. Электрон шуъланинг техникада ишлатилиши. Ҳозирги вақтда электрон шуъла турли техник мақсадларда ишлатилади. Энг аввал *катод осциллографнинг* тузилишини баён қиламиз. Катод осциллограф вақт давомида тез ўзгариб турувчи электр ҳодисаларни ўрганишга хизмат қиладиган асбобдир. Катод осциллографнинг схематик тузилиши 280- расм-



280- расм. Катод осциллограф.

да тасвирланган. ҲавоСИ сўриб олинган шиша идиш ичига электронлар манбаи бўлган K чўғланма катод ўрнатилган. Электронлар ўзгармас майдон ёрдамида тезлатилади. a ва b диафрагмалар ёрдамида электронлар оқимидан ингичка шуъла ажратиб олинади. Бу шуъла бутун идиш орқали учиб ўтиб, катод рўпарасидаги флуоресценцияланувчи модда билан қопланган C деворда ёруғ доғ ҳосил қилади. Электрон шуъла йўлда ўзаро перпендикуляр текисликларда жойлашган иккита AA' ва BB' жуфт пластинкалар орасидан ўтади. AA' пластинкаларга вақтга қараб ўзгариши ўрганилиши керак бўлган $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси берилади. Одатда вақт давомида даврий равишда ўзгариб турувчи потенциаллар айирмаси текширилади.

AA' пластинкалар орасида ҳосил бўлган E майдон кучланганлиги вақт давомида $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмасининг ўзгариш даврига тенг давр билан ўзгариб туради. Шу майдон таъсирида электрон шуъла оғади, бунда электронларнинг массаси жуда кичик бўлгани сабабли электрон шуъла майдоннинг ўзгаришига аниқ мос равишда оғади. Шуъла оғгани сабабли C экранда электрон шуъла ҳосил қилаётган ёруғ доғ ҳам тебрана бошлайди. Частота етарли даражада юқори бўлганда

(кўпинча шундай частоталар билан иш кўрилади) бу тебранишларни кўз билан бевосита кузатиб бўлмайди — ёруғ доғ туташ чизиққа айланиб кетади. Тебранишларни кузатиш мумкин бўлсин учун иккинчи жуфт BB' пластинкалар орасида вақт давомида маълум қонуният билан ўзгариб турадиган E_0 майдон ҳосил қилинади. Масалан, BB' жуфт пластинкалар орасида вақт давомида аввалдан маълум ω_0 циклик частотали гармоник тебранишлар қонуни билан ўзгариб турувчи майдон ҳосил қилиш мумкин, у ҳолда:

$$E_0 = A_0 \cos \omega_0 t.$$

Агар текширилаётган $V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси ҳам вақт давомида гармоник равишда ўзгариб турса, яъни

$$V_1 - V_2 = A \cos (\omega t + \delta)$$

бўлса, электрон шуъла иккита ўзаро перпендикуляр гармоник тебранма ҳаракатларда (I томга қаранг) иштирок этади ва ёруғ доғ C экранда Лиссажу шаклларида биронтасини чизади. Бу шаклнинг кўринишини аниқлаб ва E_0 нинг вақт давомида ўзгаришини характерловчи частота ҳамда амплитудани билган ҳолда текширилаётган потенциаллар айирмаси ($V_1 - V_2$) нинг вақтга қараб ўзгариш характерини топиш мумкин. Агар ω ва ω_0 частоталар бир хил бўлса, флуоресценцияланувчи экранда эллипс ҳосил бўлади; бу эллипс хусусий ҳолларда доира ёки тўғри чизиққа айланиши мумкин. C экранда кузатиладиган шаклларнинг фоторасмини олиш мумкин, бу фоторасмлар *осциллограммалар* деб аталади.

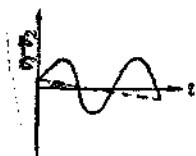
Кейинги вақтларда электрон шуъланинг AA' пластинкалар орасидаги ўзгарувчан майдон таъсирида ҳосил бўлган тебранишларини, „вақт бўйича ёйишнинг“ бошқача, қулайроқ усули қўлланила бошлади. Бунинг учун BB' пластинкалар орасида маълум бир вақт ичида E_0 кучланганлиги вақтга қараб чизиқли, яъни

$$E_0 = At$$

қонун билан ўсиб борувчи майдон ҳосил қилинади.

Бундай майдон ҳосил қилиш учун BB' пластинкаларга параллел равишда конденсатор уланади; бу конденсатор тебранишни „вақт бўйича ёйиш“ давомида узлуксиз зарядланиб туради. Бунда C экрандаги ёруғ доғ эгри чизиқ чизади; агар биз ординаталар ўқи бўйлаб вақтнинг бирор $f(t)$ функцияси бўлган $V_1 - V_2$ нинг қийматларини, абсциссалар ўқи бўйлаб эса t вақтни қўйганимизда худди шундай эгри чизиқ ҳосил қилган бўлар эдик (281- расм). Агар E_0 майдон узлуксиз ўсишда давом этса, электрон шуъла C экрандан четга чиқиб

кетиши мумкин. Бунинг олдини олиш учун E_0 нинг қиймати-ни маълум $t = \tau$ вақтдан кейин тезда нолгача камайишга мажбур этилади, бундан кейин E_0 яна вақтга қараб чизиқли ўса боради. E_0 кучланганликнинг бу хилда дарҳол нолга тушиши конденсаторнинг учларига, масалан, разряд трубкиси уланганда рўй бериши мумкин; конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмаси трубканинг разрядланиш потенциалидан кичик бўлганда трубканинг қаршилиги шу қадар каттаки,



281- расм. Осциллограмма.

у конденсаторнинг зарядланиш процессига ҳеч бир таъсир кўрсатмайди. Потенциаллар айирмаси разрядланиш потенциалига тенглашиши билан трубка ўт олади ва конденсатор трубка орқали разрядланади. Конденсатор разрядланганда ёруғ доғ дарҳол дастлабки нуқтага (281- расмдаги пунктир тўғри чизиқ) қайтади. Бундан кейин ёруғ доғ яна эгри чизиқ чиза бошлайди. Агар текширилаётган

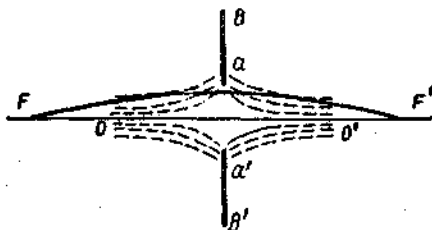
$V_1 - V_2$ потенциаллар айирмаси вақт давомида соф даврий характерда ўзгарса, янгидан ҳосил бўлаётган эгри чизиқнинг дастлабки эгри чизиқ билан устма-уст тушишига эришиш мумкин.

Ҳозирги замон осциллографларида частоталари 10^7 сек^{-1} гача бўлган тебранишларни ўрганиш мумкин. Бу осциллографларда ёруғ доғ 1 вольт сигнал таъсирида 1 мм гача оғади.

Осциллографлар ўзгарувчан тоқларни ўрганишда кенг қўлланилади (232- параграфга қаранг).

Электрон шуъланинг бошқа соҳада қўлланилиши шуъланинг бир жинсли бўлмаган электр ва магнит майдонда оғишига асослангандир. Бундай майдонлар ёрдамида электрон шуълани фокусга туплаш мумкин. Бу ҳодиса электрон шуълаларнинг оғиши билан ёруғлик шуълаларининг линзаларда синиши орасидаги ўхшашликни аниқлаб беради. Шу сабабли электрон шуълаларнинг бир жинсли бўлмаган майдонларда тарқалишини ўрганувчи соҳа *электрон оптика* деб аталади.

„Электрон линза“ га мисол сифатида манфий заряд билан текис зарядланган BB' пластинкадаги aa' тешик яқинида (282- расм) ҳосил бўлган бир жинсли бўлмаган электростатик майдонни кўрсатиш мумкин. Бундай тешик яқинидаги кучлан-



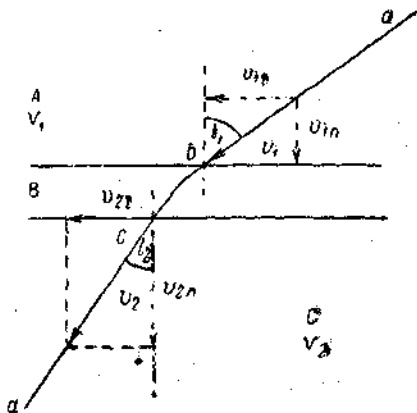
282- расм. Электростатик электрон линза.

ганлик чизиқлари пунктир чизиқлар билан кўрсатилган. Тешикнинг OO' ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган электронлар майдон симметрик бўлгани учун ҳеч қандай оғмайди. OO' ўқи бирорта F нуқтада кесиб ўтадиган йўналиш бўйлаб ҳаракатланаётган ҳар қандай электрон аввалги йўналишдан оғади, Бунда электрон aa' тешикнинг чеккасига қанча яқинроқ учиб ўтса, шунча кучлироқ оғади.

Шундай қилиб, пластинканинг орқасида электроннинг траекторияси OO' ўқни бирорта F' нуқтада яна кесиб ўтади.

Агар F нуқта орқали кичик бир фазовий бурчак ичида ётган траекториялар дастаси ўтган бўлса, бу траекториялар бирдан-бир F' нуқтада яна қайтадан ўзаро кесишади. Шундай қилиб, бу F' нуқта F нуқтанинг „тасвири“ бўлади. Траекториялар дастаси анча кенгроқ бўлса, траекторияларнинг ҳаммаси ҳам F' нуқтада кесишмайди, яъни оптикадаги сферик абберрация ҳодисасига ўхшаш ҳодиса кузатилади.

Электрон оптика усуллари электрон шуълаларнинг бир жинсли бўлмаган электростатик майдонда тарқалиш қонунлари билан синдириш коэффициентини ўзгарувчан тиниқ модалларда ёруғлик нурларининг тарқалиш қонунлари орасидаги расмий ўхшашликка асосланган. Бу ўхшашликни, содда мисолда тушунтирайлик. Электронлар фазонинг потенциал V_1 ўзгармас қийматга эга бўлган A соҳасида (283-расм) доимий v_1 тезлик билан тўғри чизиқли ҳаракатланаётган бўлсин. Сўнгра электронлар фазонинг C соҳасига ўтади, бу ерда ҳам потенциал ўзгармас, лекин бошқа V_2 қийматга эга. Бу соҳада электронлар яна тўғри чизиқли ҳаракат қилади. Чегаравий B соҳада потенциал V_1 дан V_2 га ўзгаринин натижасида бу соҳада полдан фарқ қилувчи E майдон кучланганлиги бўлади, демак, бу ерда ҳар бир электронга соҳаларни бир-биридан ажратиб турган чегарага перпендикуляр йўналган куч таъсир қилади. Бу куч таъсирида электрон тезлигининг v_n нормал ташкил этувчиси ўзгаради, тезлиكنинг v_t тангенс ташкил этувчиси эса ўзгармайди. Иккала соҳада электронларнинг ab ва cd траекторияларининг шу соҳаларнинг ажралиш чегарасига ўтказилган нормаль билан ҳосил қилган бурчакларни i_1 ва i_2 билан белгилаб қуйидагиларни топишимиз:



283- расм. Электрон шуъланинг синиши.

$$\sin i_1 = \frac{v_{1t}}{v_1}; \quad \sin i_2 = \frac{v_{2t}}{v_2}.$$

$v_{1t} = v_{2t}$ бўлгани учун, булардан:

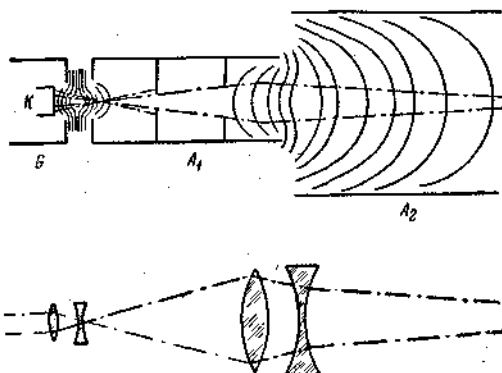
$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1}.$$

Бу оптикадаги синиш қонунини ифодаловчи

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

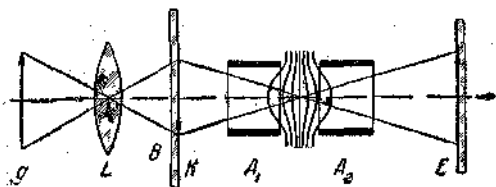
муносабатга ўхшайди, бу ерда n_1 ва n_2 икки тиниқ модданинг синдириш кўрсаткичлари.

Электростатик усулда фокуслаш усули ҳозирги замон техникасида кенг қўлланилади. 284- расмда ҳозирги замон осциллографининг бир қатор цилиндрлар ҳамда диафрагмалардан иборат фокуслаш системаси тасвирланган. Расмнинг пастки қисмида оптик линзаларнинг юқоридаги системага ўхшаш системаси тасвирланган.



284- расм. Осциллографнинг фокусловчи системаси.

285- расмда электрон-оптик ўзгартирувчи деб аталадиган асбобнинг схемаси берилган. Бу асбоб кейинги вақтда кенг қўлланилмоқда. Бу ерда g объектнинг ҳақиқий тасвири L оптик линза ёрдамида B шаффоф пластинкага туширилади. B пластинканинг сиртига юпқа металл қатлами суртилган бўлиб, бу қатлам катод вазифасини бажаради. g объектдан келаётган ёруғлик нурлари таъсирида катоддан электронлар узиб чиқарилади (фотоэффектга қаранг, III т.); бу электронлар оқими A_1 ва A_2 электростатик линзалар ёрдамида флуоресценцияланувчи E экранга



285- расм. Электрон-оптик ўзгартирувчи.

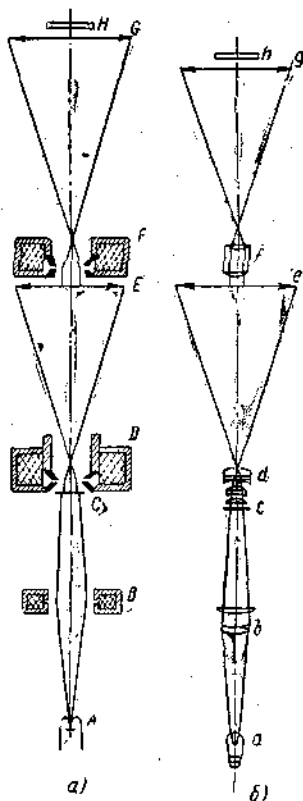
фокусланади. Шундай қилиб, E экранда яна g объектнинг кўзга кўринувчи тасвири ҳосил бўлади. Бундай ўзгартириш қуйидаги мақсадда қилинади: g объект кўзга кўринмайдиган ультрабинафша ёки инфрақизил нурлар чиқариши мумкин; электрон-оптик ўзгартирувчи эса объектнинг тасвирини E флуоресценцияланувчи экран чиқарадиган кўзга кўринувчан нурларда ҳосил қилишга имкон беради. Бундан ташқари, электрон-оптик ўзгартирувчи кучайтиргич вазифасини ҳам ўтайди: объект чиқараётган нурланишнинг интенсив-

диги жуда заиф бўлиши, флуоресценцияланувчи экраннинг нурланиши эса электронларнинг тезлатувчи электростатик майдонда олган энергияси ҳисобига анча равшанроқ бўлиши мумкин.

Магнит майдоннинг фокуслаш хусусияти ҳақида электроннинг солиштира зарядини аниқлаш (218-§) усулини таҳлил қилаётганимизда гапирган эдик. Майдоннинг йўналиши билан α ўткир бурчак ҳосил қилувчи бошланғич тезликка эга бўлган электрон бир жинсли магнит майдонга кирганда винт чизиқ бўйлаб ҳаракат қилади. α бурчак кичик бўлганда бу винт чизиқнинг қадами деярди α бурчакка боғлиқ бўлмайди. Шу сабабли траекториялари унча катта бўлмаган фазовий бурчак конуси ичида ётган электронлар шуъласини конус ўқи бўйлаб йўналган магнит майдон нуқтавий фокусга тўплайди. Шундай қилиб, магнит майдон оптикадаги оддий йиғувчи линзага ўхшаб таъсир кўрсатар экан. Қутблари махсус шаклга эга бўлган ғалтакларда ҳосил қилинадиган бир жинсли бўлмаган магнит майдон ҳам фокуслаш хусусиятига эга бўлади.

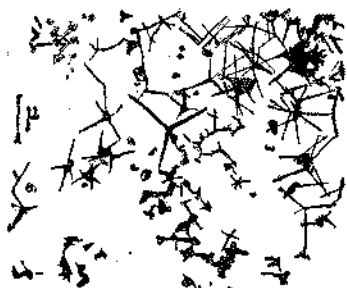
Электрон шуълаларини фокусга тўплаш мумкинлиги электрон микроскопларни қуришга имкон беради. Катоддан чиқаётган электронлар шуъласи текшириладиган объект орқали ўтади. Бу объектнинг турли қисмлари электронларни турлича тўсади, албатта. Электрон линзалар системаси ёрдамида бу объектнинг катталаштирилган тасвири — „сояси“ ҳосил қилинади. Бу тасвир ё флуоресценцияланувчи экран ёрдамида, ёки тез электронлар таъсири

остида қорайиш хусусиятига эга бўлган фотопластинка ёрдамида қайд қилинади. 286-расмда магнит линзали электрон микроскопнинг схемаси билан фотокамерали оптик микроскопнинг схемаси таққосланган. Иккала микроскопнинг ҳам ўхшаш қисмлари бир хил: электрон микроскоп учун босма $A, B, C, \dots$ ҳарфлари билан ва оптик микроскоп учун кичик $a, b, c, \dots$ ҳарф-



286-расм. Электрон (чапда) ва оптик (ўнгда) микроскопларнинг схемаси.

лар билан белгиланган. Электрон микроскопда: *A* — электронлар манбаи; *B* — электронлар шуъласини *C* объектга йўналтириб берадиган йиғувчи магнит линза; *D* — магнит объектив; *E* — оралик тасвир; *F* — проекцияловчи линза, *b* эса *H* фотопластинкага тушаётган охириги тасвир. Электрон микроскопнинг ҳамма қисмлари жипс қилиб бекитиладиган труба ичига ўрнатилади.



287- расм. ZnO заррачаларининг электрон микроскоп ёрдамида олинган фоторасми.

Бу труба ичидаги ҳаво насос ёрдамида шу қадар паст босимгача сўриб олинадики, бунда электронларнинг эркин югуриш йўлининг узунлиги манба билан фотопластинка орасидаги масофадан катта бўлиб қолади. Оптик микроскопда: *a* — ёруғлик манбаи; *b* — конденсор, *c* — объект, *d* — объектив, *e* — оралик тасвир, *f* — проекцияловчи линза, *g* — охириги тасвир, *h* — фотопластинка. Ҳозирги замон электрон микроскоплари буюмларни 40000 ва ундан ҳам кўп марта катта-

лаштиришга имкон беради; бундай катталаштиришлар энг яхши оптик микроскоплар бера оладиган катталаштиришлардан анча (тахминан 200 марта) юқоридир. Шундай қилиб, электрон микроскоплар оддий оптик микроскоплар ёрдами билан текшириб бўлмайдиган объектларни текширишга имкон берад экан. Объектларни электрон микроскопларда оптик микроскоплардагига қараганда кўп марта катталаштиришга имкон берадиган сабаблар ҳақида III томда гапирамиз.

287- расмда майдаланган ZnO заррачаларининг электрон микроскоп ёрдамида олинган фоторасми келтирилган. Заррачалар жуда ҳам майда игнасимон кристаллчалардан иборат. Расмнинг чап томонида 1 микрон узунликка мос келадиган масштаб кўрсатилган. Совет Иттифоқида академик А. А. Лебедев ва В. Н. Верцнер электрон микроскопнинг ажойиб конструкциясини ишлаб чиқдилар.

XX БОБ

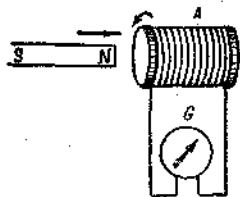
ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

221- §. Электромагнит индукция ҳодисаси. Электромагнит индукция ҳодисасини 1831 йили Фарадей кашф этган. Бу ҳодиса қуйидагидан иборат: ҳар қандай берк ўтказгич контури билан чегараланган юз орқали ўтаётган магнит индук-

ция оқими ўзгарган вақтда шу контурда электр токи пайдо бўлади. Бу ток индукцион ток дейилади.

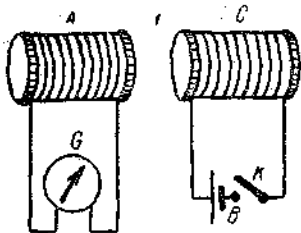
Электромагнит индукция ҳодисасини қуйидаги тажрибаларда кузатиш мумкин:

1) G гальванометрга уланган A соленоиднинг (288-расм) бир учига ўзгармас магнитни яқинлаштирамиз. Бунда соленоидда электр ток пайдо бўлади. Электр ток пайдо бўлганини G гальванометр стрелкасининг оғиши кўрсатади. Магнит ҳаракатдан тўхташи билан ток йўқолади. Агар биз магнитни соленоиддан узоқлаштира борсак, соленоидда бундан аввалги токка тескари йўналган ток пайдо бўлади. Магнитни ҳаракатсиз қолдириб, соленоидни ҳаракатлантирганда ҳам худди шундай ҳодиса юз беради. Ниҳоят, магнит ўрнига ўзгармас ток оқаётган иккинчи соленоидни олиш мумкин; бу соленоид ҳаракатлантирилган вақтда биринчи соленоидда ток пайдо бўлади;



288-расм. Магнит ҳаракатлантирилганда соленоидда индукцион токнинг ҳосил бўлиши.

2) иккита қўзғалмас A ва C соленоид оламиз (289-расм). A соленоид G гальванометрга, C соленоид эса B гальваник элементи ва K калити бор занжирга уланган бўлсин. C соленоидни K калит воситасида B ток манбаига уласак, A соленоидда қисқа муддатли ток пайдо бўлади. Ток пайдо бўлганини G гальванометр стрелкасининг оғиши кўрсатади. C соленоиддан ўзгармас токнинг бундан кейинги ўтиб туришида A соленоидда ток бўлмайди. C соленоиддаги токни узиш пайтида яна A соленоидда аввалги токка тескари йўналган қисқа муддатли ток ҳосил бўлади.



289-расм. Соленоидда ток уланганда ёки узилганда иккинчи (қўшни) соленоидда индукцион ток пайдо бўлиши.

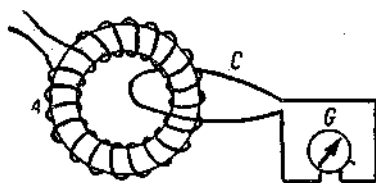
Баён этилган тажрибаларни соленоидлар ўрнига бир ўрам ўтказгичдан иборат контурлар олиб ҳам қилиб кўриш мумкин, лекин бунда ҳодиса

заифроқ бўлади.

Шу тажрибаларнинг натижаларини таҳлил қилиб чиқайлик. Тажрибаларнинг биринчисида шу нарса характерлидирки, A соленоидда ток магнит унга яқинлашаётган ёки ундан узоқлашаётган пайтдагина, яъни соленоид яқинида магнит майдон ўзгарган вақтда ёки соленоиднинг ўзи магнитнинг бир жинсли бўлмаган магнит майдонида кўчган вақтда пайдо бўлади, холос.

Магнитнинг соленоидга нисбатан ҳаракати ёки соленоиднинг магнитга нисбатан ҳаракати тўхташи билан соленоид яқинидаги магнит майдон ўзгармас бўлиб қолади ва соленоиддан ток ўтмай қолади. Иккинчи тажрибадаги ҳодиса ҳам биринчидагига ўхшашдир—бунда ўзгарувчан магнит майдонни C соленоидда пайдо бўлаётган ёки йўқолаётган ток ҳосил қилади. Иккала ҳолда ҳам ўтказгич контури яқинида магнит майдоннинг катталиги ўзгаради, демак, контур билан чегараланган сирт орқали ўтувчи магнит индукция оқими ҳам ўзгаради. Индукцион ток пайдо бўлишининг асосий сабаби магнит индукция оқимининг ўзгариши эканлиги қуйидагидан келиб чиқади: бир жинсли магнит майдонда берк ўтказгич контурини айлантирган вақтда ҳам индукцион ток пайдо бўлади. Бу ҳолда ўтказгич атрофида магнит майдон индукциясининг миқдори ўзгармасдан, фақат унинг контур орқали ўтувчи оқимигина ўзгаради. Берк контурни бир жинсли магнит майдонда илгариланма ҳаракатлантирганда контур орқали ўтувчи индукция оқими ўзгармайди ва индукцион ток ҳосил бўлмайди. Шундай қилиб, шу параграфнинг бошида айтилган фикр тасдиқланди: берк ўтказгич контури билан чегараланган юз орқали ўтадиган индукция оқими ўзгарганда, шу контурда индукцион ток пайдо бўлади.

Бироқ шу нарсани таъкидлаб ўтиш керакки, баён этилган тажрибаларда индукцион ток магнит индукция оқими B ёки кучланганлик H дан қайси бирининг ўзгариши билан белгиланиши кўринмайди. Магнетиклар бўлмаган ҳолда бунинг ҳеч қандай аҳамияти йўқ, чунки бунда магнит индукция B ва магнит майдон кучланганлиги H бир-бирига тенг бўлади. Лекин



290-расм. Тороид ўраб турган ҳалқада индукцион токнинг ҳосил бўлиши.

магнетик бўлган ҳолда B ва H ўртасидаги фарқ ўз таъсирини кўрсатиши керак. Амалда ўтказгич контурлари жойлашган фазони магнит сингдирувчанлиги μ етарли даражада катта бўлган магнетиклар билан батамом тўлдириш қийин масаладир, чунки бу турдаги магнетиклар (темир, никель ва ҳоказолар) қаттиқ jismlардир.

Гарчи магнетик фазонинг фақат бир қисминигина тўлдириб турган бўлса ҳам тажрибани магнит майдон фақат магнетикнинг ичигагина бутунлай тўпланадиган қилиб ўтказиш мумкин. Вунинг учун A тороид олиб, уни C сим контури билан худди занжирнинг иккита қўшни ҳалқаси бир-бирига илинганга ўхшатиб ўраб оламиз (290-расм). A тороиддан ток ўтаётган бўлсин; бу ток ҳосил қилаётган магнит майдон фақат тороид

ичида бўлади ва, демак, бу майдоннинг бутун оқими S контурни кесиб ўтади. Агар биз A тороиддан ўтаётган токни узсак, у ҳолда магнит оқими ўзгаради (йўқолади) ва контурда индукцион ток пайдо бўлади. Энди A тороиднинг ичини темир-га тўлдирамиз. Тороиднинг магнит майдони илгаригидек тороиднинг ичигагина тўпланган бўлади. Бунда майдоннинг H кучланганлиги аввалгича қолади, чунки ток ҳосил қиладиган магнит майдоннинг кучланганлиги (агар магнетик майдон нолдан фарқли бўлган фазони бутунлай тўлдирса) магнетикнинг бор-йўқлигига боғлиқ эмас. Лекин бунда магнит индукция $B = \mu H$ марта ортади. A тороиддан ўтаётган токни қайтадан узсак (тороиддаги токнинг дастлабки катталиги олдинги тажрибадагидек деб ҳисоблаймиз), биз S контурда индукцион токнинг анча кучайганини кўрамиз. Бу ҳодиса индукцион токнинг пайдо бўлиши индукция оқимининг ўзгаришига боғлиқ эканлигини исботлайди.

Энди индукцион токнинг йўналишини аниқлайлик. Петербург университетининг профессори Э. Х. Ленц ўтказилган тажрибаларнинг натижаларини умумлаштириб, 1833 йили қуйидаги қондани топди: *берк контурда ҳосил бўлган ток шундай йўналганки, бу ток контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи ва унинг ўзини ҳосил қилувчи магнит индукция оқими ўзгаришини компенсацияловчи хусусий магнит индукция оқимини яратди.*

Баён этилган тажрибаларни Ленц қондаси нуқтаи назаридан кўриб чиқайлик. Биринчи тажрибада соленоидга магнитнинг шимолий қутбини яқинлаштирганимизда соленоидда (агар соленоидга яқинлаштирилаётган магнит томонидан қаралса) соат стрелкаси ҳаракати йўналишига тескари йўналган ток пайдо бўлади (289- расм). Бу ҳолда магнит ҳосил қиладиган индукция оқими соленоиднинг ичига қараб йўналган бўлиб, магнит яқинлаштирилган сари орта боради. Соленоиддаги индукцион токнинг магнит майдони соленоиднинг ичидан ташқарига қараб йўналган ва, демак, магнит майдоннинг ўсишини компенсациялайди. Магнитнинг шимолий қутби узоқлаштирилганда соленоидда (агар соленоидга илгаригича магнит томонидан қаралса) соат стрелкаси ҳаракати йўналишидаги ток ҳосил бўлади. Магнит ҳосил қиладиган индукция оқими аввалгидек соленоиднинг ичига қараб йўналган, лекин энди у камая боради. Соленоиддаги индукцион токнинг магнит майдони бу ҳолда соленоид ичига қараб йўналган бўлади ва, демак, магнит майдоннинг камайишини компенсациялайди. Шундай қилиб, иккала ҳол ҳам Ленц қондасига мувофиқ келади.

Бу кўриб ўтилган иккала ҳолнинг натижаларини анализ қилиб, яна қуйидаги бошқа бир натижага келиш мумкин: со-

леноидга магнитнинг шимолий қутби яқинлаштириляётганда индукцион ток шундай йўналган бўладики, соленоиднинг магнитга яқин учи магнит чизиқларининг манбаи бўлиб қолади ва, демак, магнит билан соленоид бир-биридан итаришади, яъни уларнинг орасида магнитнинг индукцион ток юзага чиқишига сабабчи бўладиган ҳаракатига *қаршилик кўрсатадиган* куч пайдо бўлади. Магнит узоқлаштириляётганда магнит билан соленоид бир-бирига тортилади, яъни улар орасида яна магнитнинг ҳаракатига қаршилик кўрсатувчи куч пайдо бўлади.

Энди шу параграфнинг бошида кўриб ўтилган тажрибаларнинг иккинчисига нисбатан ҳам Ленц қондаси тўғри эканлигига ишонч ҳосил қилайлик. *С* соленоидга *ток уланган* пайтда *А* соленоидда тескари (*С* соленоиддаги ток йўналишига тескари) йўналган ток пайдо бўлади. *С* соленоиддаги *токни узганда* *А* соленоидда *ўша томонга* (*С* соленоиддаги ток йўналишида) йўналган ток пайдо бўлади. Бу натижалар Ленц қондасига айнаиан мос келади: *С* соленоидга ток уланган вақтда соат стрелкаси йўналишига тескари йўналган ток (унинг *I* учига қараганда) пайдо бўлсин (289- расм). Унда шу ток ҳосил қилаётган магнит индукция оқими *А* соленоиднинг ичига киради ва ток уланганида ортади. *А* соленоиддаги индукцион ток ҳосил қилган магнит индукция оқими ундан (*А* соленоиддан) ташқарига чиқади ва, демак, *С* соленоид ҳосил қилган оқимнинг ўсишини компенсациялайди. Худди шунга ўхшаш, *С* соленоиддаги ток узилганда *А* соленоиддаги индукцион токнинг магнит майдони *С* соленоид оқимининг камайишини компенсациялашига ишонч



291- расм. Индукция электр юритувчи кучи ифодасини топишга доир.

ҳосил қилиш мумкин.

222- §. Индукция электр юритувчи кучини аниқлаш. Берк контурда индукцион токнинг вужудга келишига шу контурда ўзгарувчан магнит индукция оқимининг таъсири остида электр юритувчи куч ҳосил бўлиши сабаб бўлади.

Бу электр юритувчи кучнинг катталиги билан магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлиги орасидаги боғланишни биринчи бўлиб Фарадей топган эди. Фарадей топган бу муносабат энергиянинг сақланиш қонунидан келиб чиқади.

АС қисми қўзғалувчи контурдан фойдаланиб, хусусий ҳол учун энергетик ҳисоблашлар ўтказайлик (291- расм). Бундай контурни магнит майдонда токли контурни кўчириш ишини ҳисоблаган вақтда кўриб чиққан эдик (210- §.)

Контурга электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ га тенг бўлган B гальваник элемент уланган бўлсин. Бу электр юритувчи кучнинг

Δt вақт ичида бажарган тўлиқ иши $\mathcal{E}/\Delta t$ га тенг бўлади; бу ерда I — контурдаги ток кучи. Агар контур магнит майдондан ташқарида турган бўлса, бажарилган бутун иш Ленц — Жоуль иссиқлиги ($I^2 R \Delta t$) ни ажратиб чиқаришга сарф бўлади. Бунда Ом қонунига биноан, ток кучи-қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R}. \quad (1)$$

Энди контурни ҳамиша ўзгармай турадиган магнит майдонда жойлашган деб фараз қилайлик. Масалани соддалаштириш учун бу майдонни бир жинсли ва китобхондан чизмага қараб контур текислигига перпендикуляр йўналган деб фараз қиламиз. $\mathcal{U}$ вақтда контурнинг қўзғалувчи AC қисмига ўнг томонга қараб унга перпендикуляр йўналган f куч таъсир этади. Бу куч таъсирида контурнинг қўзғалувчи AC қисми ҳаракатга келади. Бу қисм Δt вақт ичида расмда AC' пунктир чизиқ билан белгиланган ҳолатга кўчиб ўтсин. 210- § да айтилганига биноан, бунда бажарилган механик иш

$$\Delta A = I \cdot \Delta \Phi$$

бўлади, бу ерда $\Delta \Phi$ — контурнинг штрихланган $ACA'C'$ қисми орқали ўтаётган магнит индукция оқими, I эса контур ҳаракат қилган вақтда шу контурда оқадиган токнинг кучи. Бу ишни B элементнинг электр юритувчи кучи бажаради. Шундай қилиб, энди элементнинг электр юритувчи кучи бажарган тўлиқ иш $\mathcal{E}/\Delta t$ фақат Ленц — Жоуль иссиқлигигагина сарф бўлмасдан, контурнинг AC қисмини кўчириш ишига ҳам сарф бўлар экан:

$$\mathcal{E}/\Delta t = I^2 R \Delta t + I \Delta \Phi.$$

Умуман айтганда, I ток кучи Δt вақт ичида ўзгариб қолиши мумкин: шунинг учун жуда ҳам қисқа dt вақт оралигини олиш керакки, бу вақт оралигида I ток кучи сезиларли даражада ўзгаришга улгура олмасин. $\mathcal{U}$ ҳолда

$$\mathcal{E} I dt = I^2 R dt + I d\Phi \quad (2)$$

бўлади, бу ерда $d\Phi$ — контурнинг чексиз энсиз тасма шаклидаги $ACA'C'$ штрихланган қисми орқали ўтаётган индукция оқими.

(2) тенгликни I токка нисбатан ечамиз:

$$I = \frac{\mathcal{E} - \frac{d\Phi}{dt}}{R}.$$

Бу тенгламани биз берк-занжирга тегишли Ом қонуни (1) билан таққосласак, энди электр юритувчи куч вазифасини икки-

ҳад: гальваник элементнинг электр юритувчи кучи $\mathcal{E}_1$ билан $-\frac{d\Phi}{dt}$ катталикнинг йиғиндиси бажараётганини кўрамиз. $-\frac{d\Phi}{dt}$ ҳад контур билан чегараланган юз орқали ўтувчи индукция оқими (Φ) нинг ўзгариши натижасида пайдо бўладиган қўшимча индукция электр юритувчи кучидан иборатдир. Уни $\mathcal{E}_1$ билан белгилайлик:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (3)$$

(3) муносабат *Фарадей қонуни* деб аталади.

Биз индукция электр юритувчи кучига доир Фарадей қонуни контур орқали ўтаётган индукция оқими шу контурнинг шакли ўзгариши натижасида ўзгарган ҳол учун топдик. Бироқ контур орқали ўтувчи индукция оқимининг қайси сабаб билан ўзгаришига қарамай, бу муносабат тўғри чиқаверишини кўрсатиш мумкин. Индукция оқимининг ўзгаришига контур шаклининг ўзгариши, контурни айлантириш, контурни бир жинсли бўлмаган магнит майдонда кўчириш ёки, ниҳоят, майдон индукциясини вақт ўтиши билан ўзгариши сабаб бўлади.

(3) тенгликнинг ўнг томонида контур орқали ўтувчи индукция оқими (Φ) нинг вақт бўйича олинган ҳосиласи турибди. Бу, тенглик индукция электр юритувчи кучи $\mathcal{E}_1$ миқдор жиҳатдан индукция оқимининг вақт давомида ўзгариш тезлигига пропорционал деган маънони англатади. Энди (3) тенгликнинг ўнг томонидаги манфий ишоранинг маъносини тушунтириш қолди. Бунинг учун контурни айланиб чиқишдаги ихтиёрий йўналишни мусбат йўналиш деб қабул қиламиз. Агар токнинг йўналиши контурни айланиб чиқишдаги мусбат йўналиш билан бир хил бўлса, токнинг бу йўналишини мусбат йўналиш деб ҳисоблаймиз. Шунингдек, агар электр юритувчи куч занжирда контурни айланиб чиқишдаги мусбат йўналиш бўйлаб потенциал тушувини ҳосил қилса, электр юритувчи кучни мусбат деб ҳисоблаймиз. Контур текислигига нормал ўтказамиз. Нормалнинг мусбат йўналишини 384-бетда кўрсатилган қоида асосида контурни айланиб чиқишдаги мусбат йўналиш билан боғлаймиз. Индукциянинг контур юзи орқали ўтувчи мусбат оқими нормалга параллел йўналувчи ёки у билан ўтқир бурчак ташкил қилувчи индукция чизиқларини ҳосил қилади. Индукциянинг контур юзи орқали ўтувчи манфий оқими нормалга қарама-қарши йўналувчи ёки у билан ўтмас бурчак ташкил этувчи индукция чизиқларини ҳосил қилади. У вақтда (3) тенгликнинг ўнг томонидаги манфий ишора қуйидагини кўрсатади: индукция оқимининг ортиши ($\frac{d\Phi}{dt} > 0$) контурни,

айланиб чиқишдаги манфий йўналиш бўйлаб таъсир этувчи электр юритувчи кучни, индукция оқимининг камайиши ($\frac{d\Phi}{dt} < 0$) эса контурни айланиб чиқишдаги мусбат йўналиш бўйлаб таъсир этувчи электр юритувчи кучни ҳосил қилади. Шундай қилиб, (3) ифода бир вақтнинг ўзида индукция электр юритувчи кучининг катталигини ҳам, йўналишини ҳам кўрсатади. Бу йўналиш Ленц қондасига мувофиқ келишини осонгина текшириб кўриш мумкин.

Энди индукция электр юритувчи кучи ўлчанадиган бирликлар ҳақидаги масалани кўриб чиқиш қолди. Агар индукция оқими максвеллда, яъни CGSM бирликларда ва t вақт секундларда ўлчанса, у ҳолда ҳеч қандай пропорционаллик коэффициенти бўлмаган (2) формула электр юритувчи кучнинг CGSM бирлигини ифодалайди. Электр юритувчи кучнинг бу янги бирлиги максвелл/сек билан ифодаланиши мумкин; унинг қиймати берк контурнинг юзи орқали ўтувчи магнит индукция оқими 1 секундда 1 максвеллга ўзгарганида шу контурда ҳосил бўлувчи индукция электр юритувчи кучига тенг бўлади.

Электр юритувчи кучнинг CGSM бирлиги (мкс/сек) билан электр юритувчи кучнинг CGSE бирлиги орасидаги боғланишни қуйидаги мулоҳазаларга асосланиб чиқарамиз. 1% катталик қувватни ифода этади; ток кучи I билан электр юритувчи куч $\mathcal{E}$ икковини CGSE бирликларда ёки икковини CGSM бирликларда ўлчасак, у вақтда иккала ҳолда ҳам қувват эрг/сек ҳисобида чиқади. Шундай қилиб, қуйидаги муносабат ўринли бўлиши керак:

$$I_{CGSE} \cdot \mathcal{E}_{CGSE} = I_{CGSM} \cdot \mathcal{E}_{CGSM}$$

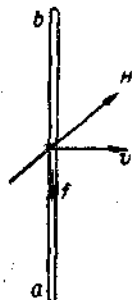
бунда CGSE ва CGSM индекслар мос равишда I ва $\mathcal{E}$ катталиклар қайси бирликларда ўлчанганини кўрсатади. Бундан:

$$\frac{\mathcal{E}_{CGSE}}{\mathcal{E}_{CGSM}} = \frac{I_{CGSM}}{I_{CGSE}} \quad (4)$$

Лекин, 195- параграфда айтилганига биноан, ток кучининг CGSM бирлиги CGSE бирлигидан c марта катта, бундаги c ёруғликнинг тезлиги бўлиб, у деярли $3 \cdot 10^{10} \frac{см}{сек}$ га тенгдир. Демак, (4) муносабатдан қуйидагига эга бўламиз: электр юритувчи кучининг CGSM бирлиги $= \frac{1}{3 \cdot 10^{10}}$ электр юритувчи кучининг CGSE бирлиги.

Индукция қонунини электрон назария тушунчалари асосида кўриб чиқайлик. Ўтказгичнинг ab қисми кучланганлиги H га тенг бўлган ва чизманинг орқасига қараб йўналган магнит майдонга жойлаштирилган бўлсин

(292- расм). Доим бетартиб иссиқлик ҳаракатида бўлган эркин электронларга магнит майдонда Лоренц кучлари таъсир этади. Турли электронларга таъсир этувчи кучларнинг йўналиши бетартиб бўлгани учун бу куч ўрта ҳисобда ҳеч қандай ток ҳосил қилмайди. Энди ўтказгичнинг ab қисмини, масалан, ўнг томонга қараб v тезлик билан ҳаракатлантира бошласак, у вақтда металлнинг ҳамма электронлари v га тенг қўшимча тезлик олади. Бинобарин, электронларга уларнинг ҳаммаси учун бир хил йўналган ва



$$f_d = evH$$

га тенг бўлган қўшимча Лоренц кучи таъсир этади.

Агар майдон чизманинг орқасига қараб йўналган ва ўтказгичнинг ab қисми ўнг томонга силжиётган бўлса, у ҳолда электронга (манфий зарядга) таъсир этувчи куч пастга қараб йўналган бўлади. Электронлар бу куч таъсири остида пастга қараб силжийди, демак, юқорига қараб йўналган ток пайдо бўлади. Электронларни худди шундай ҳаракатга келтириши мумкин бўлган эквивалент электр куч $f = eE$ қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$f = eE = evH.$$

Демак, электр майдоннинг эквивалент кучланганлиги

$$E = vH$$

га тенг ва юқорига қараб йўналган.

Ўтказгич қисмида ҳосил бўладиган электр юритувчи куч шу қисмининг учларида эквивалент электр куч ҳосил қилиши мумкин бўлган потенциаллар айирмаси билан ўлчанади. Кучланганлик қисмининг учларидаги потенциаллар айирмасининг шу қисм узунлигига нисбати билан ифодаланганлиги учун электр юритувчи куч эквивалент электр майдон кучланганлиги (E) нинг қисм узунлиги l га кўпайтмаси билан ўлчанади, яъни:

$$\mathcal{E}_i = IE = vHl. \quad (5)$$

Бироқ $v l$ кўпайтма қисм ҳаракат қилганда вақт бирлиги ичида босиб ўтган юздан иборатдир. Демак, (5) тенгликнинг ўнг томони ўтказгич қисми вақт бирлиги ичида кесиб ўтадиган H кучланганлик оқимини ифодалайди. Магнетиклар бўлмаганда кучланганлик оқими билан индукция оқими бир-биридан фарқ қилмайди, шунинг учун $vHl = \frac{d\Phi}{dt}$ бўлади. Бундан электр юритувчи куч қийматининг ифодасини топамиз:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi}{dt},$$

бу формула (3) формуланинг ўзгинасидир.

Электр юритувчи куч мусбат зарядлар ҳаракатланадиган томонга, яъни 292- расмда кўрсатилган ҳолда юқорига қараб йўналган. Бу йўналишни ўнг қўл қондасидан фойдаланиб тошган қулайроқ: агар ўнг қўлимизни магнит индукция чизиқлари қафга кирадиган қилиб, 90° қайрилган бош бармоғимизни эса ўтказгич ҳаракатланаётган йўналиш бўйлаб тутсак, у вақтда тўғри қилиб узатилган тўртта бармоғимиз индукция электр юритувчи кучининг йўналишини кўрсатади. Бу қоида Ленц қондасига мувофиқ равишда ёпиқ контур учун тўлиқ электр юритувчи кучнинг йўналишини аниқлаб беради.

Шундай қилиб, *ўтказгични* ташқи магнит майдонда *кўчирган* вақтда индукцион токнинг пайдо бўлишига *ўтказгичнинг* электронларига Лоренц кучининг таъсир этиши сабаб бўлар экан. Бироқ биз *ўтказгич* контури ҳаракатсиз қолиб, фақат унинг яқинида магнит индукцияси катталик жиҳатидан ўзгарган ҳолда ҳам индукцион ток пайдо бўлишини кўрган эдик. Бу ҳодисани юқоридаги йўл билан изоҳлаш мумкин эмас. Бу ерда ҳам индукцион токнинг пайдо бўлишини тушунтириш учун *магнит индукциянинг катталиги вақт ўтиши билан ўзгарганда фазонинг ҳар бир нуқтасида электр куч ҳосил бўлади* деб фараз қилиш лозим бўлади. Бу фаразга бундан кейин (243, 244- §§) таҳлил этиладиган Максвелл назариясига асос қилиб олинган.

223- §. Индукцион ток кўчирган электр миқдори. Халқаро системада магнит катталикларнинг бирликлари. Контурда индукцион ток ҳосил бўлганда *ўтказгич* бўйлаб зарядлар кўчади. Агар $\mathcal{E}_i$ индукция электр юритувчи кучи, R текширилаётган контурнинг тўлиқ қаршилиги бўлса, контурда ҳосил бўлган токнинг кучи:

$$I = \frac{|\mathcal{E}_i|}{R}.$$

222- § да айтилганига биноан индукция электр юритувчи кучининг сон қиймати қуйидагига тенг:

$$|\mathcal{E}_i| = \frac{d\Phi}{dt},$$

бундан

$$I = \frac{d\Phi/dt}{R}. \quad (1)$$

dt вақт ичида *ўтказгичнинг* кўндаланг кесими орқали кўчиб ўтган dq электр миқдори Idt га тенг бўлганлиги учун, (1) муносабатга асосан:

$$dq = \frac{1}{R} d\Phi, \quad (2)$$

бу ерда $d\Phi$ — контур орқали ўтаётган магнит индукция оқимининг dt вақт ичида ўзгариши.

Текширилаётган контур орқали ўтган магнит индукция оқими бирор чекли вақт оралигининг бошида Φ_1 га тенг, вақт оралигининг охирида эса Φ_2 га тенг бўлган деб қабул қилайлик. У ҳолда индукцион ток ҳосил бўлиши натижасида *ўтказгичнинг* кўндаланг кесимидан оқиб ўтган тўлиқ электр миқдори қуйидагича ифодаланади:

$$q = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R}. \quad (2a)$$

Бу ифодани биз (2) формуладаги индукция оқимининг чексиз кичик $d\Phi$ ўзгаришини унинг тўлиқ ўзгариши $\Phi_2 - \Phi_1$ билан алмаштириб топдик.

(2а) формула контур юзи орқали ўтаётган магнит индукция оқимининг ўзгаришига қараб ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан ўтган электр миқдорини топишга ёки, аксинча, шу электр миқдори q га қараб контур юзи орқали ўтаётган магнит индукция оқимининг ўзгариши ($\Phi_2 - \Phi_1$) ни топишга имкон беради.

(2а) формула амалий системада магнит оқимининг бирлигини топишда қўлланилади. Магнит оқими (Φ) нинг бирлиги қилиб қаршилиги 1 ом бўлган берк контур орқали ўтадиган шундай магнит оқими қабул қилинадики, магнит оқими нолгача камайган вақтда ҳосил бўлган индукция электр юритувчи кучи таъсири остида контурда 1 кулон электр миқдори оқиб ўтади. Бу оқим бирлиги *вебер* деб аталади. 1 *вебер* = 10^8 максвелл эканлигини ҳисоблаб топиш қийин эмас. Бирликларнинг Халқаро системасида магнит индукция B нинг ўлчов бирлиги

$$B_n = \frac{\Phi}{S}$$

муносабатга асосан топилади. Шунга биноан, магнит индукция бирлиги қилиб *вебер/м²* қабул қилинади. Ўлчов ва тарозилар бўйича 11- Генерал конференция (1960 й.) бу бирликка *тесла* номини берди. Магнит индукциянинг бу бирлиги билан гаусс орасида қуйидаги муносабат ўринлидир:

$$1 \text{ тесла} = 10^4 \text{ гс.}$$

Агар Фарадей қонуни (3) 222- § да Φ магнит индукция оқимини веберларда ва вақт t ни секундларда ўлчанса, $\mathcal{E}_i$ индукция электр юритувчи кучи вольтларда ҳосил бўлишини кўриш қийин эмас. Шундай қилиб, бирликларнинг Халқаро системасида:

$$\mathcal{E}_i, \text{ в} = - \frac{d\Phi}{dt} \left(\frac{\text{вб}}{\text{сек}} \right). \quad (3)$$

Агар $\mathcal{E}$ индукция электр юритувчи кучи вольтларда, $\frac{d\Phi}{dt}$ индукция оқимининг ўзгариши *мкс/сек* ларда ўлчанса, (3) тенглик қуйидаги кўринишни олади:

$$\mathcal{E}_i, \text{ в} = - 10^{-8} \frac{d\Phi}{dt} \left(\frac{\text{мкс}}{\text{сек}} \right). \quad (3а)$$

Сонли бир мисол кўриб чиқайлик: юзи $S = 1000 \text{ см}^2$ ва қаршилиги $R = 0,5 \text{ ом}$ бўлган рамка дастлаб Ер магнит майдонининг индукция чизиқларига параллел ҳолатда турган; сўнгра бу рамка бурилиб, магнит индукция чизиқларига перпендикуляр вазиятни эгаллайди. Агар Ер магнит майдонининг магнит индукцияси $B = 0,5 \text{ гс}$ бўлса, рамкада қанча электр миқдори индукцияланади?

Ечилиши. Бу ҳолда рамка юзи орқали ўтаётган индукция оқимининг ўзгариши рамканинг иккинчи ҳолатида унинг юзи орқали ўтаётган магнит оқимига тенг:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = BS.$$

Шу формулада B гауссларда, S юз — см^2 ларда ҳисобланса, оқим CGSM бирликларда чиқади. Бу оқимни бирликларнинг Халқаро системасида ифодалаш учун уни яна 10^{-8} га кўпайтириш керак:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = 10^{-8} \cdot 0,5 \cdot 10^3 \text{ вб.}$$

Шунинг учун (2а) формулага асосан, индукцияланган электр миқдори кулон ҳисобида:

$$q = \frac{10^{-8} \cdot 0,5 \cdot 10^3}{0,5} \text{ К} = 10^{-8} \text{ К.}$$

бўлади.

Магнит индукция оқими қисқа вақтга ўзгариши натижасида ҳосил бўлган q электр миқдорини *баллистик гальванометр* деб аталадиган асбоб ёрдами билан ўлчаш мумкин. Умуман, баллистик гальванометрнинг тузилиши оддий гальванометрларнинг тузилишига ўхшайди. Унинг ҳаракатчан қисми ўзгармас магнит қутблари орасига жойлаштирилган рамкадан иборат. Рамкага стрелка маҳкамланган; рамкани махсус пружина маълум ҳолатда тутиб туради. Рамкадан I индукцион ток ўтганда бу рамкага кучлар моменти

$$M = HSn$$

таъсир қилади, бу ерда H — магнит майдоннинг кучланганлиги, n — рамкадаги ўрамлар сони, S — рамканинг юзи. S , n ва H катталиклар муайян асбоб учун доим ўзгармас бўлганлиги учун:

$$M = cI,$$

бу ерда c — ўзгармас катталик бўлиб, *гальванометрнинг динамиқ доимийси* деб аталади.

Куч моментларининг Mdt импульси таъсири остида рамка бурила бошлайди ва унинг ҳаракат миқдори моменти $Jd\omega$ миқдорга ўзгаради, бу ерда J — бутун ҳаракатчан системанинг инерция моменти, $d\omega$ — рамка бурчак тезлигининг ўзгариши. Ҳаракат миқдори моментининг ўзгариши сон жиҳатдан кучлар моментининг импульсига тенг (I томга қаранг, бўлгани учун:

$$Jd\omega = Mdt = cI dt. \quad 4)$$

I ток ўтиб турган t вақт гальванометрнинг осма системасининг хусусий тебранишлар даврига қараганда кичик бўлса, кучлар моменти осма системага туртки беради, бу туртки таъсирида система ω_0 бурчак тезлик олади. Шунинг учун 4 ифо-

ка бурилган пайтда ҳосил бўладиган бурилиш моменти жуда ҳам кичик бўлади; рамка N ва S қутблар орасида ҳар қандай вазиятда ҳам фарқсиз мувозанат ҳолатда қола беради. А рамканинг учлари иккинчи S рамкага уланган. Бу S рамка магнит индукция оқимининг қиймати ўлчанадиган фазога киритилади. Агар S рамка дастлаб магнит майдондан ташқарида турган бўлса, у ҳолда магнит индукция оқимининг ўзгариши сўнгги оқимнинг қийматига, яъни $\Phi_2 n_2$ га тенг бўлади, бу ерда Φ_2 — рамканинг юзи орқали ўтган оқим, n_2 — рамкадаги ўрамлар сони. S рамканинг юзи орқали ўтаётган магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида рамкада индукцион I_2 ток ҳосил бўлади; ҳосил бўлган бу ток A рамка орқали ҳам ўтиб, унинг NS магнитнинг магнит майдонида бурилишга мажбур этади. Бу бурилиш натижасида рамка орқали ўтаётган магнит индукция оқими ўзгаради ва, демак, рамкада индукцион I_1 ток ҳосил бўлади. Бу ток, Ленц қондасига биноан, шундай йўналганки, магнит кучлари A рамкани тормозлай бошлайди. Натижада A рамка тўхтаб қолади. Рамкага таъсир этаётган кучлар моменти

$$M = HS_1 n_1 (I_1 + I_2),$$

бу ерда H катталик — N ва S қутблар орасидаги магнит майдоннинг кучланганлиги, n_1 катталик — A рамкадаги ўрамлар сони, S_1 — унинг юзи. Рамка дастлабки ҳолатда ҳам, сўнгги ҳолатда ҳам тинч турганлиги учун куч моментининг тўлиқ импулси нолга тенг бўлиши керак:

$$\int_0^t M dt = \int_0^t HS_1 n_1 (I_1 + I_2) dt = 0,$$

бундан

$$\int_0^t I_2 dt = - \int_0^t I_1 dt, \text{ ёки } |q_2| = |q_1|,$$

яъни I_1 ва I_2 индукцион тоқлар ташиб ўтган заряд миқдорлари бир-бирига тенг. Бироқ (2а) формулага биноан:

$$q_2 = \frac{\Phi_2 n_2}{R}; \quad q_1 = \frac{\Delta \Phi_1 n_1}{R},$$

бу ерда $\Delta \Phi_1$ катталик — A рамка орқали ўтувчи магнит индукция оқимининг ўзгариши, R — бутун занжирнинг тўла қаршилиги. Бундан:

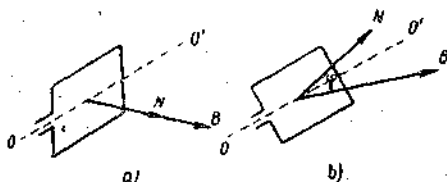
$$|\Phi_2| n_2 = |\Delta \Phi_1| n_1.$$

А рамканинг бурилиш бурчаги α унча катта бўлмаган ҳолларда оқимнинг $\Delta\Phi$, ўзгариши α га пропорционал бўлади, шунинг учун, $|\Phi_2|$ ҳам α га пропорционал бўлади:

$$|\Phi_2| = k\alpha,$$

бу ерда k — берилган асбоб учун ўзгармас катталиқдир. Шундай қилиб, А рамканинг бурилиш бурчагига қараб С рамка орқали ўтган оқимни ўлчаш мумкин экан. Равшанки, шунга асосланиб магнит майдоннинг С рамка киритилган жойдаги магнит индукцияси B , нинг қийматини ҳам топиш мумкин: агар С рамка майдоннинг индукция чизиқларига нормал вазиятда жойлаштирилса, $\Phi_2 = BS_2$ бўлади.

224- §. Хусусий ҳолларда индукция электр юритувчи кучини аниқлаш. Контурдаги электр юритувчи кучни аниқлаш усулидан фойдаланиб, бир қатор хусусий ҳолларни кўриб чиқайлик.



294- расм. Ташқи магнит майдонда айланаётган рамка.

1. Бир жинсли магнит майдонда айланаётган рамкада индукцион токнинг пайдо бўлишини кўриб чиқамиз. Бошланғич пайтда рамка индукция чизиқларига перпендикуляр вазиятда турибди деб фараз қилайлик. Рамканинг вазиятини рамка текислигига ўтказилган N нормалнинг йўналиши билан характерлашга шартлашиб оламиз; рамканинг бошланғич вазиятида нормални индукция чизиқларига параллел йўналтирамиз (294- а расм), рамка айланганда нормалнинг йўналиши ўзгаради. Рамканинг бошланғич вазиятида шу рамка билан чегараланган S юз орқали ўтувчи магнит индукция оқими

$$\Phi_0 = BS$$

бўлади. Рамка OO' ўқ атрофида ω бурчак тезлик билан текис айланаётган бўлсин. У вақтда рамканинг N нормали ўзининг бошланғич йўналиши билан $\phi = \omega t$ бурчак (294- б расм) ташкил этган вазиятида S юз орқали ўтувчи индукция оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$\Phi = BS \cos \omega t = \Phi_0 \cos \omega t.$$

Индукция электр юритувчи куч 222- параграфдаги (3) муносабатдан топилади:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Биз кўриб турибмизки, рамканинг у чегаралаб турган юз орқали ўтадиган оқим нолга тенг бўлган вазиятларида $[\varphi = (2k+1)\frac{\pi}{2}]$, бу ерда k — бутун сон] электр юритувчи куч энг катта қийматга эришар экан. Ана шу вазиятларда оқимнинг ўзгариш тезлиги энг катта бўлади. Оқим энг катта бўлган ($\varphi = k\pi$) ҳолларда электр юритувчи куч нолга тенг бўлади. Рамканинг бундай вазиятларида оқимнинг ўзгариш тезлиги нолга тенг бўлади.

Агар φ

$$0 < \varphi < \pi$$

чегара ичида ўзгарса, электр юритувчи куч мусбат бўлади. Электр юритувчи кучнинг мусбат бўлиши айланишнинг биринчи ярмида рамкадан ўтаётган ток ҳосил қилган магнит майдон N нормалга параллел йўналганлигини англатади. Агар φ

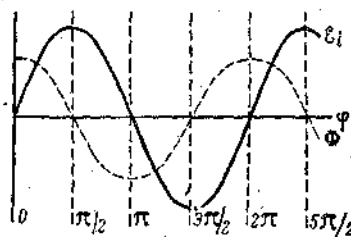
$$\pi < \varphi < 2\pi$$

чегара ичида ўзгарса, индукция электр юритувчи кучи манфий бўлади. Индукция электр юритувчи кучининг манфий бўлиши индукцион ток N нормал йўналишига тескари йўналган магнит майдон ҳосил қилишини англатади. Демак, рамканинг бир айланиб чиқишида электр юритувчи кучнинг ишораси икки марта ўзгарар экан.

295- расмда индукция оқими (пунктир чизиқ) билан электр юритувчи кучнинг (узлуксиз чизиқ) айланиш бурчаги (φ) га қараб ўзгариш графиклари берилган.

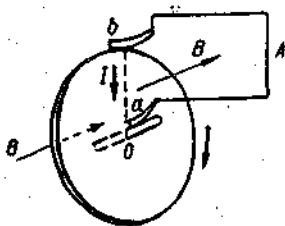
Магнит майдонда айланувчи ўтказгич ўраида электр юритувчи куч ҳосил бўлиш ҳодисаси динамомашиналар тузилишига асос қилиб олинган (235- § га қarang).

2. Сирланувчи контактли айланаётган дискда электр юритувчи куч пайдо бўлишини қараб чиқайлик. Магнит майдоннинг индукция чизиқларига перпендикуляр қилиб ўрнатилган



295- расм. Айланувчи рамкада Φ индукция оқими ва $\mathcal{E}_i$ электр юритувчи кучнинг ўзгариш графиклари.

диск ўз марказидан ўтувчи O ўқ атрофида айлана оладиган бўлсин (296- расм). a ва b сирпанувчи контактлар воситаси билан $AbaA$ берк занжир ҳосил қилинган бўлсин. Агар дискни айлантирсак, шу $AbaA$ занжирда ўзлуксиз ток ҳосил бўлади. Индукцион токнинг йўналиши Ленц қондасига асосан аниқланади: агар магнит индукция чизиқлари китобхонга қараб йўналган ва диск соат стрелкаси йўналишида айланаётган бўлса, индукцион ток диск бўйлаб b контактдан a контактга қараб йўналади.



296- расм. Айланувчи дискда индукцион токнинг ҳосил бўлиши.

Бу тажриба ток ўтаётган дискнинг магнит майдонда айланиши устида ўтказилган тажрибанинг (210- § га қаранг) тўғридан-тўғри аксидир. Худди ўша тажрибадагидек бу ерда ҳам, $AbaA$ ток контуридан ўтувчи индукция оқими доимийлигича қолади. Индукция қонунини юзаки татбиқ этганимизда бу тажрибада индукцион ток пайдо бўлмайди деган хулосага келган бўлар эдик. Аслида эса дискнинг

a ва b нуқталари орасидаги занжирни туташтирадиган радиуснинг ҳар бир пайтда силжиб туришини эътиборга олиш керак. Диск чексиз кичик $d\varphi$ бурчакка бурилганда радиус ҳам $d\varphi$ бурчакка бурилиб, $dS = \frac{1}{2} R^2 d\varphi$ юзни чизади, бу ерда R — дискнинг радиуси. Шу юздан ўтувчи индукция оқими $d\Phi = B dS$ бўлиб, унинг ўзгариш тезлиги эса:

$$\frac{d\Phi}{dt} = B \frac{dS}{dt} = B \cdot \frac{1}{2} R^2 \frac{d\varphi}{dt}.$$

$\frac{d\varphi}{dt} = \omega$ дискнинг бурчак тезлиги эканлигини эътиборга олсак, қуйидаги формулани ёза оламиз:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{2} R^2 \omega B.$$

$\frac{d\Phi}{dt}$ нинг бу қийматини 222- § даги (3) ифодага қўйсак, индукция электр юритувчи кучининг қуйидаги сон қийматини топамиз:

$$| \mathcal{E} | = \frac{1}{2} \omega R^2 B. \quad (2)$$

Кўриб чиқилган бу қурилма энг оддий динамомашинанинг схемасидир.

Яна бир нечта соний мисоллар кўриб чиқайлик.

1- м и с о л. Симдан ўралган (ўзаксиз) тороиднинг ҳар бир сантиметрида $n = 25$ тадан ўрами бор; тороиднинг кўндаланг кесим юзи $S = 20 \text{ см}^2$. Тороидни бир ўрам сим сиртмоқ каби (289- расмдагига ўхшаб) ўраб турибди. Тороиддаги I ток реостат ёрдами билан 1 секунд ичида 20 ампер камайтиради. Сиртмоқда пайдо бўладиган электр. юритувчи куч нимага тенг бўлади?

Е ч и л и ш и. Тороид ичида магнит майдоннинг индукцияси

$$B = 4\pi\mu nI,$$

бунда μ — тороид ичидаги муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги. Майдон фақат тороиднинг ичига йиғилгани учун индукция оқими:

$$\Phi = 4\pi\mu nIS,$$

унинг вақтга қараб ўзгариши эса:

$$\frac{d\Phi}{dt} = 4\pi\mu nS \frac{dI}{dt}$$

бўлади.

I ток кучини CGSM бирликларда, S ни см^2 ларда, n ни см^{-1} ларда ўлчасак, оқимнинг ўзгариши мкс/сек ларда чиқади. Электр юритувчи куч ($\mathcal{E}$) нинг вольтларда ифодаланган

$$|\mathcal{E}| = 10^{-8} \cdot 4\pi\mu nS \frac{dI}{dt}$$

қийматини формуладан [222- § (3а)] топамиз.

Бу формулага $\frac{dI}{dt} = 20 \text{ а/сек} = 2 \text{ CGSM/сек}$, $S = 20 \text{ см}^2$, $n = 25 \text{ см}^{-1}$, $\mu = 1$ қийматларни қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$|\mathcal{E}| = 10^{-8} \cdot 12,56 \cdot 25 \cdot 2 \cdot 20 \text{ в} \approx 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ в}.$$

2- м и с о л. Кесим юзи $S = 100 \text{ см}^2$, ўрамлари сони $n = 50$ бўлган рамка индукцияси $B = 1000$ гауссга тенг бўлган бир жинсли магнит майдонда $50 \frac{\text{айл}}{\text{сек}}$ тезлик билан айланмоқда. Рамканинг айланиш ўқи индукция чизиқларига перпендикуляр йўналган. Рамкада пайдо бўладиган электр юритувчи кучнинг максимал қиймати аниқлансин.

Е ч и л и ш и. Бир ўрам симдан иборат бўлган рамкадаги электр юритувчи кучнинг максимал қиймати (1) формулага мувофиқ қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_{i \max} = \omega BS,$$

бунда ω — рамканинг айланиш бурчак тезлиги. Рамка n ўрам симдан иборат бўлганлиги учун:

$$\mathcal{E}_{i \max} = \omega BSn$$

бўлади. Бу формулага $B = 10^3$ гаусс, $S = 100 \text{ см}^2$, $\omega = 2\pi \cdot 50 \text{ сек}^{-1} = 3,14 \cdot 100 \text{ сек}^{-1}$ қийматларни қўйсак, қуйидагини топамиз.

$$\mathcal{E}_{i \max} = 10^{-8} \cdot 3,14 \cdot 100 \cdot 10^3 \cdot 100 \cdot 50 \text{ в} \approx 15,7 \text{ в}.$$

3- м и с о л. Ер магнит майдонининг индукция чизиқларига перпендикуляр қилиб ўрнатилган мнс диск $50 \frac{\text{айл}}{\text{сек}}$ тезлик билан айланади. Дискнинг радиуси $R = 50 \text{ см}$. Дискнинг маркази билан чети орасидаги потенциаллар

айирмаси аниқлансин. Ер магнит майдонининг магнит индукцияси $B = 0,5$ гс. Ечилиши. Дискнинг маркази билан чети орасида (2) формула билан аниқланган электр юритувчи куч ($\mathcal{E}_1$) га тенг потенциаллар айирмаси юзага чиқади:

$$V_1 - V_2 = \frac{1}{2} R^2 \omega B.$$

Бу формулага $R = 50$ см, $\omega = 2\pi \cdot 50$ сек⁻¹ = $3,14 \cdot 10^3$ сек⁻¹, $B = 0,5$ гс қийматларни қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$V_1 - V_2 = 10^{-8} \cdot \frac{1}{2} \cdot 50^2 \cdot 3,14 \cdot 10^3 \cdot 0,5 \text{ в} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ в}.$$

225- §. Ўзиндукция ҳодисаси. Электромагнит индукция ҳодисаси ўтказгич ўраб турган юз орқали ўтувчи индукция оқими ўзгарган барча ҳолларда юз беради. Бунда оқимнинг қандай сабаб билан ўзгараётганлигининг ҳеч қандай аҳамияти бўлмайди. Агар бирор берк контурда ўзгарувчан ток оқаётган бўлса, у ҳолда шу ток ҳосил қилган магнит майдон ҳам ўзгарувчан бўлади. Демак, шу ток контури ўраб турган юз орқали ўтаётган магнит индукция оқими ўзгариб туради. Магнит индукция оқимининг ўзгариши натижасида контурда электр юритувчи куч пайдо бўлади. Шундай қилиб, контурдаги токнинг ўзгариши натижасида худди шу контурнинг ўзида индукция электр юритувчи кучи ҳосил бўлар экан. Бу ҳодиса *ўзиндукция ҳодисаси* деб юртилади.

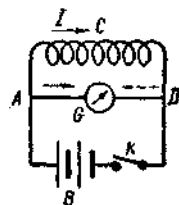
Ўзиндукция ҳодисасига занжирни улаш ва узиш пайтларида экстратокларнинг пайдо бўлиши характерли мисол бўлади. Биз контурнинг учларини бир-бирига уладик ва бунда контурда электр токи ҳосил бўлади деб фараз қилайлик. Бу вақтда токнинг магнит майдони ортади, демак, контур ўраб турган юз орқали ўтаётган индукция оқими ҳам ортади. Ленц қонунига биноан, ҳосил бўлаётган индукцион ток индукция оқимини ҳосил қилади, бу оқим дастлабки магнит оқимининг ортишини компенсациялайди. Бинобарин, дастлабки токнинг магнит майдонига тескари йўналган магнит майдон ҳосил қилувчи ток индукцияланади. Шунга биноан, индукцион ток уланаётган токка тескари йўналган деган хулосага келамиз. Мана шу уланаётган дастлабки токка тескари йўналган индукцион ток *улашиш экстратоки* деб аталади. Улашиш экстратоки контурдаги токни камайтиради.

Занжирни узганимизда ҳам шунга ўхшаш ҳодиса юз беради. Агар контурда ток кучи камаётган бўлса, у ҳолда контур ўраб турган юз орқали ўтаётган магнит индукция оқими ҳам камай боради. У вақтда контурда, Ленц қонунисига биноан, камаётган оқимни кучайтирувчи индукция оқимини ҳосил қилувчи ток индукцияланади, яъни, асосий ток билан бир томонга йўналган ток индукцияланади. Бу индукцион ток *узлишиш*

экстратоки деб аталади. Узилиш экстратоки асосий ток билан бир томонга йўналган бўлади.

Уланиш экстратокининг бўлиши занжирга ток берилганда токнинг экстраток йўқ бўлгандагига қараганда секинроқ ўсишига сабаб бўлади. Масалан, электр лампочкани ўзиндукияси кучлироқ бўлган контурга уласак, лампочка ўзиндукияси кучсизроқ бўлган контурга улангандагига қараганда секинроқ чўғланади.

Узилиш экстратокини 297- расмда кўрсатилган схема ёрдами билан кузатиш мумкин. В батареядан келаётган ток А нуктада икки қисмга тармоқланган занжирдан ўтади. Занжирнинг АСD қисмида анчагина катта ўзиндукия токлари ҳосил бўлади. Занжирнинг иккинчи АQD қисмига G гальванометр уланган. АСD ва АQD қисмларда ток туташ стрелкалар билан кўрсатилганидек чапдан ўнгга ўтаётган бўлсин. Агар К калитни узсак, у ҳолда АСD қисмда дастлабки ток билан бир томонга йўналган узилиш экстратоки пайдо бўлади. Занжирнинг иккинчи қисми узиб қўйилганлиги учун бу токнинг ҳаммаси занжирнинг DGA қисми орқали ўтади. Кўриниб турибдики, бу ток DGA қисмда ўнгдан чапга қараб ўтади (пунктир стрелка); бундай эканини гальванометр стрелкасининг олдингига тескари томонга оғанлигига қараб пайқаймиз.



297- расм. Узилиш экстратокини пайкаш.

Куриб ўтилган тажрибада узилиш экстратоки асосан бир неча ўрам ўтказгичдан иборат бўлган АСD қисмда пайдо бўлади; тўғри чизиқли АQD қисмда пайдо бўлган узилиш экстратоки сезиларли роль ўйнамайди. Бу ҳол шакллари турлича бўлган ўтказгичларнинг ўзиндукия хоссалари турлича бўлишини кўрсатади. Контурнинг кучли ёки кучсизроқ ўзиндукия ҳодисасига эга бўлиш хусусияти ўзиндукия коэффициенти деб аталадиган физик катталиқ билан характерланади. Бу катталиқнинг маъносини аниқлаб олайлик.

И ток оқаётган ихтиёрий берк контур олайлик. Био—Савар—Лаплас қонунига биноан, ток ҳосил қилаётган магнит майдоннинг кучланганлиги, демак, индукция вектори ҳам, ҳар бир нуктада шу ток кучига пропорционал. Бундан ток контури ўраб турган юз орқали ўтаётган индукция оқими (Φ) ток кучи (I) га пропорционал деган хулосага келамиз:

$$\Phi = LI. \quad (1)$$

Пропорционаллик коэффициенти L контурнинг ўзиндукия коэффициенти деб аталади. (1) тенгликда I токни бирга тенг деб олсак, биз ўзиндукия коэффициенти миқдоран бирга тенг

ток кучи оқайтган контур ўраб турган юз орқали ўтувчи магнит индукция оқимига тенг эканлигини кўрамиз.

Ўзиндукция электр юритувчи кучи $\mathcal{E}_{si}$ ни индукциянинг 222-§ даги 3) формула билан ифодаланадиган умумий қонунидан топамиз:

$$\mathcal{E}_{si} = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

бу ерда Φ — текширилаётган контур билан чегараланган юз орқали ўтаётган магнит индукция оқими; бу оқимни шу контурда оқайтган ток ҳосил қилади. Бу формуладаги Φ оқим ўрнига (1) дан унинг ўзиндукция коэффициентини L ва контурдаги ток кучи I орқали ифодаланган қийматини қўйсак, ўзиндукция ўзгармас бўлган ҳол учун қўйидагини топамиз:

$$\mathcal{E}_{si} = - L \frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Бу муносабатдан фойдаланиб ўзиндукция коэффициентининг яна битта (динамик) таърифини бериш мумкин: *контурнинг ўзиндукция коэффициентини контурдаги ток кучи вақт бирлиги ичида бирга ўзгарганда шу контурда ҳосил бўладиган электр юритувчи кучга сон қиймати жиҳатидан тенг.*

Ўзиндукция коэффициентини фақат контурнинг геометрик шакли билан контур турган муҳитга боғлиқдир.

(1) ва (2) муносабатлар ўзиндукция коэффициентининг ўлчов бирлигини топишга имкон беради. Одатда ўзиндукция коэффициентининг турлича бўлган иккита: CGSM абсолют электромагнит ва Халқаро системаси бирликлари қўлланилади. Ўзиндукция коэффициентининг CGSM бирлиги қилиб (1) муносабатга кўра шундай контурнинг ўзиндукция коэффициентини қабул қилинганки, бу контурда бир электромагнит бирликка тенг ток оққан вақтда контур билан чегараланган юз орқали бир максвелл индукция оқими ўтади. Ўзиндукция коэффициентининг Халқаро системадаги бирлиги *генри* деб аталади. Бир генри 1 ампер ток оққанда юзи орқали 1 *вебер* = 10^8 *мкс* индукция оқими ўтадиган контурнинг ўзиндукция коэффициентига тенг.

1 генри ўзиндукциянинг CGSM бирлигидан неча марта катта эканлигини аниқлаш қийин эмас. Бунинг учун (1) муносабатдан фойдаланамиз, унга биноан

$$1 \text{ генри} \times 1 \text{ ампер} = 10^8 \text{ максвелл}. \quad (3)$$

Ўзиндукциянинг 1 CGSM бирлиги $\times$ ток кучининг 1 CGSM бирлиги = 1 максвелл.

Ток кучининг 1 CGSM бирлиги = 10 *а* эканлигини ҳисобга олиб, охириги муносабатни қўйидагича ёзишимиз мумкин:

Ғзіндуқциянинг 1 CGSM. бирлиги $\times 10^{-9} \text{ а} = 1 \text{ мкс.}$ (4)
(3) билан (4) ни таққосласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$1 \text{ генри} = 10^9 \text{ CGSM.}$$

(2) муносабатдан фойдаланиб, генрининг яна қуйидаги таърифини ҳам беришимиз мумкин: *контурдаги ток кучи 1 секундда 1 амперга ўзгарганда 1 вольт ғзіндуқция электр юритувчи кучи ҳосил бўлса, шу контурнинг ғзіндуқция коэффициентини 1 генрига тенг бўлади.*

Ғзіндуқция коэффициентининг таърифидан фойдаланиб, *соленоиднинг ғзіндуқция коэффициентини топайлик.*

Ўрамларининг умумий сони N , ўрамларининг кўндаланг кесим юзи S , узунлиги l бўлган соленоид олайлик; соленоиднинг ичи магнит синдирувчанлиги μ га тенг муҳит билан тўлган бўлсин. Соленоидни шунчалик узун деб қабул қиламизки, бу соленоидга 194- § даги (4) формулани етарли даражада аниқлик билан қўллаш мумкин бўлсин. Юқорида таърифланган соленоиднинг ғзіндуқция коэффициентини ҳисоблаб топайлик; 194- § даги (4) формулага биноан, соленоид ичидаги майдоннинг кучланганлиги

$$H = 4\pi \frac{N}{l} I, \quad (5)$$

бунда I — соленоидда оқаётган токнинг кучи.

Соленоиддаги индукцияни B билан белгиласак, у вақтда соленоиднинг кўндаланг кесими орқали ўтаётган индукция оқими

$$\Phi' = BS = \mu HS.$$

Соленоиднинг барча N ўрами орқали ўтаётган оқим

$$\Phi = N \cdot \Phi' = \mu HSN.$$

Бу ерга H нинг (5) формуладан олинadиган қийматини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\Phi = 4\pi \mu \frac{N^2}{l} SI.$$

Бу формулага соленоиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони $n = \frac{N}{l}$ ни ва соленоиднинг $V = lS$ ҳажминини киритамиз, у ҳолда:

$$\Phi = 4\pi \mu n^2 VI.$$

Бунга асосланиб ва (1) муносабатдан фойдаланиб, соленоиднинг ғзіндуқция коэффициенти

$$L = \frac{\Phi}{I} = 4\pi \mu n^2 V \quad (6)$$

эканлигини топамиз. Шундай қилиб, соленоиднинг ўзиндукция коэффициентини узунлик бирлигидаги ўрамлар сонининг квадратига ҳамда соленоиднинг ҳажмига пропорционал экан. Ўзиндукция коэффициентини, унинг таърифига биноан, чулғамдаги ток кучига боғлиқ эмас; бироқ соленоиднинг ўзаги ферромагнит моддадан ясалган бўлса, μ магнит сингдирувчанлик магнит майдоннинг кучланганлигига ва, демак, ток кучига боғлиқ бўлади; бундай ҳолларда L билан I орасидаги боғланиш анча кучли бўлиши мумкин (203-§ га қаранг). Ўзакли соленоидларнинг ўзиндукция коэффициентларини ҳисоблаётганда бу ҳолни эътиборга олиш лозим.

Параметрлари қуйидагича бўлган соленоиднинг ўзиндукция коэффициентини ҳисоблаб топайлик: соленоиднинг узунлиги $l = 50$ см, кўндаланг кесим юзи $S = 10$ см², $\mu = 1$, ўрамларининг умумий сони $N = 3000$.

(6) формулага биноан,

$$L = 4\pi \left(\frac{3000}{50} \right)^2 \cdot 10 \cdot 50 \cong 2,3 \cdot 10^3 \text{ CGSM}$$

ёки генрида ифодаласак,

$$L \cong 0,023 \text{ гн.}$$

Бироқ бу сон узунлиги ва ўрамлар сони юқоридагидек бўлган соленоиднинг ўзиндукция коэффициентининг ҳақиқий қийматига қараганда каттароқдир. Бунга, биринчидан соленоиднинг узунлиги чекли эканлиги, иккинчидан, соленоиднинг ўрамлари устма-уст ўралганлиги туфайли индукция оқими ҳар бир ўрамнинг кўндаланг кесимидан тўлиқ ўта олмаслиги сабаб бўлади.

Юқорида айтилганлардан кўриниб турибдики, текширилаётган занжирнинг ўзиндукция коэффициентини қанча катта бўлса, улаиш экстратоклари ҳам шу қадар кучлироқ бўлар экан. Соленоидларга ўхшатиб ўралган симларнинг, айниқса, ичлари ферромагнит модда билан тўлдирилган соленоидларнинг ўзиндукция коэффициентини жуда катта бўлади.

Ўзилиш экстратокини кузатиш учун биз 297-расмда тасвирланган тармоқланган занжирдан фойдаландик. Бироқ ўзилиш экстратоклари тармоқланмаган занжирда ҳам ҳосил бўлади. Бундай занжирда рубильникни қўшган пайтда аввалги ток бирдан камайиб кетганлиги сабабли жуда катта ўзилиш электр юритувчи кучи пайдо бўлади. Бу электр юритувчи куч виключатель қутблари орасида ҳаво пробойи бўлиб, улар орасида ёй ҳосил қиладиган даражада катта бўлиши мумкин.

Ўзилиш экстратоки таъсирида виключатель қутблари орасида кучли учқун ёки ёйларнинг ҳосил бўлиши виключательларни ишдан чиқариши мумкин. Бу ҳол анча хавф туғдиради ва шу сабабли ҳам электротехникада уларга қарши курашишга тўғри келади.

226-§. Узилиш ва уланиш экстратоклари. Энди узилиш ва уланиш экстратокларининг хусусиятларини муфассалроқ текширайлик.

Узилиш экстратокининг хусусиятини ўрганиш учун бирорта контурда дастлаб 0 электр юритувчи куч таъсирида I_0 ток ўтмоқда деб фараз қиламиз. Сўнгра бирор пайтда, масалан, $t = 0$ пайтда бу электр юритувчи куч узилади-ю, аммо контур яна берк ҳолатда қола беради деб фараз қиламиз. Контурнинг тўлиқ қаршилиги R га тенг бўлсин. У вақтда контурдаги ток бирданига нолга тушиб қолмасдан ўзиндукция электр юритувчи кучи ҳисобига бир қанча вақт давомида ўтиб туради.

225-§ даги (2) формулага биноан, бу ўзиндукция электр юритувчи кучи

$$\mathcal{E}_i = -L \frac{dI}{dt}$$

бу ерда L — текширилаётган контурнинг ўзиндукция коэффициентини. Ўзиндукция токининг кучи I Ом қонунидан топилади:

$$I = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = -\frac{L}{R} \cdot \frac{dI}{dt}$$

Бу тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt. \quad (1)$$

Бу тенглама ўзиндукция токининг кучи I билан t вақт орасидаги боғланишнинг ифодаладиган дифференциал тенгламадир.

(1) тенгламанинг ўнг ва чап томонларини интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$\ln I = -\frac{R}{L} t + \ln C, \quad (2)$$

бу ерда C — ихтиёрий ўзгармас сон. Бу ихтиёрий ўзгармас соннинг қийматини $t = 0$ да $I = I_0$ бўлиш шартидан топамиз. Шу шартга биноан, (2) дан қуйидагини топамиз:

$$\ln I_0 = \ln C.$$

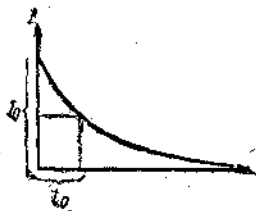
Шундай қилиб, (2) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t \quad (3)$$

ёки

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}. \quad (3a)$$

Бу ифода электр юритувчи куч узиб қўйилгандан кейин ток кучи экспоненциал қонун билан камайишини кўрсатади. Бунда ўзиндукция коэффициенти L қанча катта ва қаршилиқ R қанча кичик бўлса, ток шунча секинроқ камайиши кўриниб турибди. Узилиш экстратоки кучининг вақтга қараб ўзгариши 298-расмда график равишда кўрсатилган.



298- расм. Узилиш экстратоки кучининг вақтга боғлиқ равишда ўзгариши.

Узилиш экстратокиининг кучи ўзининг дастлабки қийматининг ярмига тенглашгунча кетган t_0 вақт (3а) муносабатдан топилади. Бунинг учун $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}$ деб олиш керак:

$$t_0 = \ln 2 \cdot \frac{L}{R}. \quad (4)$$

$\ln 2 \cong 0,7$ бўлганлиги учун, тақрибан

$$t_0 \cong 0,7 \cdot \frac{L}{R}. \quad (4a)$$

Масалан, ўзиндукцияси $L = 0,1$ гн ва қаршилиги $R = 0,7$ ом бўлган контурда электр юритувчи куч узиб қўйилгандан кейин ток кучи камайиб ўзининг дастлабки қийматининг ярмига тенглашгунча кетган вақт (4а) формулага асосан қуйидагига тенг бўлади:

$$t_0 \cong 0,7 \cdot \frac{0,1}{0,7} \text{ сек} = 0,1 \text{ сек}.$$

Энди улаиш экстратокини қарайлик. Қаршилиги R га тенг бўлган контурга ташқаридан электр юритувчи куч $\mathcal{E}_0$ уланади деб фараз қиламиз. У вақтда ўзиндукция ҳодисаси сабабли контурдаги тўлиқ электр юритувчи куч қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{si} = \mathcal{E}_0 - L \frac{dI}{dt}$$

шунинг учун контурдаги ток кучи

$$I = \frac{\mathcal{E}_0 - L \frac{dI}{dt}}{R}$$

бўлади. $\mathcal{E}_0/R$ катталиқ ўзиндукция ҳодисаси бўлмаган шароитда контурда оқадиган I_0 ток кучига тенг эканлигини эътиборга олиб, охириги ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$I_0 - I = \frac{L}{R} \cdot \frac{dI}{dt}$$

I_0 ўзгармас катталиқ бўлганлиги учун dI ни $-d(I_0 - I)$ билан алмаштириш мумкин, у ҳолда:

$$\frac{d(I_0 - I)}{I_0 - I} = -\frac{R}{L} dt.$$

Бу тенгламанинг иккала томонини интеграллаб, қуйидагини топамиз:

$$\ln(I_0 - I) = -\frac{R}{L} t + \ln C_1. \quad (5)$$

Ихтиёрий ўзгармас $\ln C_1$ катталиқни $t = 0$ да $I = 0$ шартдан топамиз, шу шартга биноан, $\ln C_1 = \ln I_0$ бўлади ва (5) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\ln \frac{I_0 - I}{I_0} = -\frac{R}{L} t, \text{ бундан } I_0 - I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}$$

ёки узиш-кесил:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right). \quad (6)$$

Бу ифода электр юритувчи кучни улаган вақтда занжирдаги токнинг қиймати I_0 га бирданига эмас, балки аста-секин эришишни кўрсатади; шу билан бирга, бу ерда контурнинг ўзиндукция коэффициентини L қанча катта ва контурнинг қаршилиги R қанча кичик бўлса, бу процесс шунча секин бориши кўриниб турибди. Занжирни улаш вақтида токнинг вақтга қараб ўзгариши 299-расмда график равишда кўрсатилган. Назарий жиҳатдан олганда, ток ўзининг энг катта I_0 қийматига фақат чексиз кўп вақтдан кейингина эришади. Амалда L ўзиндукция коэффициентининг одатдаги қийматларида ток ўзининг энг катта қийматига жуда тез эришади.

Сонли бир мисол олиб текширайлик: контурнинг ўзиндукция коэффициенти $L = 0,1$ гн ва қаршилиги $R = 1$ ом бўлсин; контурга электр юритувчи куч уланган пайтдан бошлаб 0,01 секунд ва 1 секунд ўтганда ток ўзининг энг катта I_0 қийматининг қандай улушларига тенг бўлишини топайлик.

(6) формулага биноан,

$$I = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right) = I_0 (1 - e^{-10t}),$$

Шунинг учун $t = 0,01$ сек ўтганда:

$$I = I_0 (1 - e^{-0,1}) \approx 0,1 I_0;$$

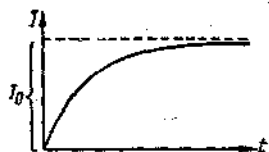
$t = 1$ сек ўтганда:

$$I = I_0 (1 - e^{-10}) \approx 0,99995 I_0.$$

Шундай қилиб, бу ҳолда 0,01 секунддан кейин ток кучи энг катта қийматининг фақат 0,1 улушини ташкил этади, 1 секунддан кейин эса у ўзининг энг катта қийматидан 0,005% гагина фарқ қилади, яъни деярли ўзининг энг катта қийматига эришади.

Узилиш экстратоклари ўта ўтказувчанлик (154-§ га қаранг) ҳодисасини пайқашга имкон беради. Ўта ўтказувчанлик шароитида $R = 0$ бўлганлиги сабабли (3а) формулага биноан, электр юритувчи куч узиб қўйилгандан кейин ҳам ток контурда истаганча узоқ вақт давомида сусаймасдан ўта беради. Каммерлинг-Оннес ўта ўтказувчанлик ҳодисасининг кашф этилишига олиб келган тажрибаларини қуйидагича ўтказган эди: учлари ўзаро туташтирилган соленоид электромагнит қутблари орасига жойлаштирилиб, бу соленоид симининг материали ўта ўтказувчан бўлиб қоладиган температурагача суюқ гелий билан совутилган. Сўнгра электромагнитнинг магнит майдони узилган. Бу вақтда соленоидда индукцион ток ҳосил бўлган.

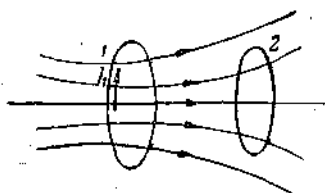
Одатдаги шароитларда бу ток жуда қисқа вақт ичида сўниб қолган бўлар эди, ўта ўтказувчанлик шароитида эса у бир неча соат давомида ҳеч бир сезиларли даражада заифлашмасдан ўтиб турган.



299-расм. Ўзиндукцияга эга бўлган занжирни улаганда ток кучининг вақтга боғлиқ равишда ўзгариши.

227-§. Ҷазоиндукция. Энди Ҷазоиндукция ҳодисасини текширишга ўтамиз. Бу ҳодисанинг асосий томонларини биз электромагнит индукцияга тегишли тажрибаларни кўриб чи-

қишда таҳлил қилган эдик. Ўзароиндукция ҳодисаси шундан иборатки, бирорта контурдаги электр токнинг кучи ўзгарганда бу токнинг ўзгарувчан магнит майдони ҳўшни контурларда электр юритувчи куч индукциялайди. Иккита (1 ва 2) контурлар оламиз (300- расм). Фараз қилайлик, биринчи контурдаги токнинг кучи I_1 бўлсин. Бу ток ҳосил қилаётган магнит индукция оқими Φ ток кучи I_1 га пропорционал бўлади. Φ оқимнинг 2 контурни кесиб ўтаётган қисмини Φ_{21} билан белгилаймиз, у вақтда



$$\Phi_{21} = L_{21} \cdot I_1 \quad (1)$$

300- расм. Икки контурни кесиб ўтаётган индукция оқими.

деб фараз қилишимиз мумкин. 300- расмда Φ_{21} оқим иккала контурни (1 ва 2) кесиб ўтаётган магнит индукция чизиқлари билан кўрсатилган.

Биринчи контурдаги I_1 ток кучи ўзгарса, Φ_{21} оқим ҳам ўзгаради ва натижада иккинчи контурда $\mathcal{E}_2$ индукция электр юритувчи кучи пайдо бўлади. Бу электр юритувчи кучнинг катталиги 222- § даги (3) формуладан топилади:

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{d\Phi_{21}}{dt}.$$

Агар контурларнинг ўлчовлари ва бир-бирига нисбатан вазиятлари ўзгармаса, у вақтда (1) формуладаги L_{21} коэффициент ўзгармас бўлади ва

$$\frac{d\Phi_{21}}{dt} = L_{21} \frac{dI_1}{dt},$$

бундан

$$\mathcal{E}_2 = - L_{21} \frac{dI_1}{dt}. \quad (2)$$

L_{21} коэффициент 2 контур билан 1 контурнинг ўзароиндукция коэффициенти деб аталади.

Равшанки, юқорида айтилганларнинг ҳаммасини 2 контурда токнинг ўзгаришидан, 1 контурда индукцион ток ҳосил бўладиган ҳол учун ҳам такрорлаш мумкин. У вақтда иккинчи контурдаги ток кучини I_2 орқали, биринчи контурда ҳосил бўладиган электр юритувчи кучни $\mathcal{E}_1$ орқали белгилаб, қуйидагини топамиз:

$$\mathcal{E}_1 = - L_{12} \frac{dI_2}{dt}. \quad (2a)$$

L_{12} коэффициент 1 контур билан 2 контурнинг ўзароиндукция коэффициенти деб аталади.

Ҳар қачон ҳам

$$L_{21} = L_{12} \quad (3)$$

бўлади; шундай эканлигини кейинроқ кўрсатамиз. Шундай қилиб, тўғридан-тўғри икки контурнинг ўзароиндукцияси ҳақида гапириш мумкин экан.

(1) муносабатдан фойдаланиб, қуйидаги таърифни беришимиз мумкин: икки контурнинг L_{21} ўзароиндукция коэффициенти контурларнинг бирида ток бирлиги томонидан ҳосил қилинаётган ва иккинчи контурни кесиб ўтаётган магнит индукция оқимининг сон қийматига тенгдир. (2) муносабатдан ўзароиндукция коэффициенти L_{12} (динамик) таърифни топамиз: икки контурнинг L_{12} ўзароиндукция коэффициенти L_{12} сон қиймати контурларнинг биридаги токнинг кучи вақт бирлиги ичида ток кучи бирлигига ўзгарганда иккинчи контурда ҳосил бўлган индукция электр юритувчи кучига тенгдир.

Ўзароиндукция коэффициенти L_{12} қиймати фақат контурларнинг геометрик шакли ва ўлчамлари билан уларнинг бир-бирига нисбатан вазиятига боғлиқ бўлади. Ферромагнит жисмлар бўлган ҳоллардагина (μ магнит майдон кучланганлиги H га боғлиқ бўлганлиги сабабли) ўзароиндукция коэффициенти ток кучига боғлиқ бўлади.

Ўзароиндукция коэффициенти L_{12} бирликлари ҳам ўзиндукция коэффициенти бирликларининг номлари билан юритилади. Ўзароиндукция коэффициенти L_{12} абсолют электромагнит бирлиги қилиб шундай икки контурнинг ўзароиндукцияси қабул қилинганки, шу контурларнинг бирида ток кучининг бир электромагнит бирлигига тенг ток ўтган вақтда бу контур иккинчи контурни кесиб ўтувчи бир масқавелга тенг магнит индукция оқими ҳосил қилади. Ўзароиндукция коэффициенти L_{12} Халқаро система бирлиги қилиб *генри* қабул қилинган. Генри ўзароиндукция коэффициенти L_{12} абсолют электромагнит бирлигига тенг. Ўзароиндукция коэффициенти L_{12} динамик таърифидан қуйидаги хулоса чиқади: генри шундай контурларнинг ўзароиндукция коэффициенти L_{12} тенгки, уларнинг бирида ток бир секундда 1 амперга ўзгарганда иккинчисида 1 в электр юритувчи куч пайдо бўлади.

228-§. Тоқлар магнит майдонининг энергияси. Симларда ўзгармас ток ўтганда электр юритувчи куч манбаи бераётган қувватнинг ҳаммаси Ленц—Жоуль иссиқлигини ҳосил қилишга сарфланади. Ўзгарувчан, ўсиб боровчи ёки камайиб боровчи тоқлар ўтган ҳолларда эса аҳвол бутунлай бошқача бўлади.

Ток ортган вақтда контурда, биз юқорида кўрганимиздек, ана шу токни ҳосил қилаётган электр юритувчи кучга тескари йўналган ўзиндукция электр юритувчи кучи пайдо бўлади. Шунинг натижасида бирламчи ток кучи ўзининг энг катта қийматига эриша олмайди, бунда ташқи электр юритувчи куч томонидан бажарилган ишнинг бир қисмигина Ленц — Жоуль иссиқлигини ҳосил қилишга сарфланади, холос. Аксинча, ток кучи камаётган вақтда контурда ташқи электр юритувчи куч билан бир томонга йўналган ўзиндукция электр юритувчи кучи пайдо бўлади, бирламчи ток кучаяди, занжирда ташқи электр юритувчи кучнинг шу қийматида ажралиб чиқиши лозим бўлган Ленц — Жоуль иссиқлигига қараганда кўпроқ иссиқлик ажралиб чиқади. Равшанки, ток ортаётган вақтда бажариладиган ортиқча иш фақат бирор турдаги энергия ҳосил қилишга сарф бўлиши мумкин. Энергиянинг бу тури ток кучи камаётган вақтда яна қайтиб занжирга берилиши мумкин. Ток кучи ортиши билан шу ток ҳосил қилаётган магнит майдон ҳам кучайганлиги туфайли, бу ҳосил бўлувчи энергия *магнит майдоннинг энергияси* бўлиши равшандир.

Магнит энергияни ҳисоблаш учун ўзиндукцияси L га тенг контур олайлик. Бу контурда ток кучи нолдан бирор чекли I қийматгача ортиб борсин. Ток ортганда контурда ўзиндукция электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$, пайдо бўлади. Ана шу электр юритувчи кучни енгишда бажарилган иш магнит майдон энергиясини ҳосил қилишга сарфланади. Агар маълум бир пайтда занжирдаги ток кучи I бўлса, ўзиндукция электр юритувчи кучи ҳосил қиладиган қувват $I\mathcal{E}$, га тенг, демак, қисқа вақт ичида бажарилган иш

$$dA = I\mathcal{E} \cdot dt.$$

225-§ да айтилганига биноан, ўзиндукция электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$, миқдоран $d\Phi/dt$ га тенг, бу ерда Φ — текширилаётган контурни кесиб ўтаётган индукция оқими. У ҳолда dt вақт ичида бажарилган элементар иш

$$dA = I \frac{d\Phi}{dt} \cdot dt = I d\Phi$$

бўлади.

Ўзиндукция коэффиценти ўзгармас бўлса, $d\Phi = Ldl$ бўлади ва элементар dA ишнинг ифодасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$dA = ILdl. \quad (1)$$

Магнит майдон энергиясининг W_m запаси ток нолдан то бирорта маълум I қийматгача ортганда бажарилган ишга тенг бўлади; магнит майдон энергияси запасини ҳисоблаш учун ҳам-

ма элементар ишларнинг йиғиндисини олиш, яъни (1) ифодани 0 дан I гача оралиқда интеграллаш лозим:

$$W_m = \int_0^I IL dI,$$

ёки интеграллаш амалини бажарсак:

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (2)$$

Бу ерда магнит энергия тоқли контурни характерлайдиган параметрлар—тоқ кучи I ва ўзиндукция коэффициент L орқали ифодаланган. Кейинроқ биз худди ана шу W_m энергияни майдоннинг ўзини характерлайдиган параметрлар, яъни майдон кучланганлиги H , магнит индукция B ҳамда майдон эгаллаб турган фазонинг ҳажми орқали ифодалаш мумкин эканлигини кўрамиз. Бу ҳол электростатик зарядлар энергияси эки электростатик майдон бор бўлган фазога тўплай олганимиз каби, магнит энергияни ҳам фазонинг магнит майдон бор қисмига тўплашимизга (локализация қилишимизга) имкон беради.

I_1 ва I_2 тоқлар ўтаётган иккита контур олиб, юқоридаги мулоҳазаларимизни умумлаштирайлик. Бундай системанинг энергияси ўзиндукция коэффициентларигагина эмас, балки ўзаро индукция коэффициентига ҳам боғлиқ бўлади. Бунни кўрсатиш учун тоқларни ҳосил қилиш вақтида бажарилган ишни ҳисоблаймиз. Дастлаб иккала контур ҳам узилган ҳолда бўлсин. Аввал биринчи контурни улаймиз, бу контурга уланган электр юритувчи кучининг бажарган иши занжирда ажраладиган Ленц — Жоуль иссиқлигини ҳосил қилиш ва ўзиндукция электр юритувчи кучини енгилш учун сарфланади. Ишнинг тоқ магнит майдони энергиясини белгилайдиган кейинги қисми, яъни ўзиндукция электр юритувчи кучини енгилш учун сарф бўладиган қисми, юқорида кўрсатилганига биноан:

$$A_1 = \frac{1}{2} L_1 I_1^2,$$

бу ерда L_1 — биринчи контурнинг ўзиндукция коэффициент. Биринчи контурда тоқ ҳосил бўлгандан кейин иккинчи контурни улаймиз, бунда уланган электр юритувчи куч бажарган иш занжирда ажраладиган Ленц — Жоуль иссиқлигини ҳосил қилиш ва иккинчи контурнинг ўзиндукция электр юритувчи кучини енгилш учун сарф бўлади; ўзиндукция электр юритувчи кучини енгилш учун сарфланган иш, юқоридагига биноан:

$$A_2 = \frac{1}{2} L_2 I_2^2.$$

бу ерда L_2 — иккинчи контурнинг ўзиндукция коэффициенти. Бироқ бажарилган иш шулардангина иборат эмас, чунки иккинчи контурда ток ҳосил қилинган вақтда биринчи контурда ўзароиндукция электр юритувчи кучи ҳосил бўлади. Ана шу ўзароиндукция электр юритувчи кучининг сон қиймати қуйидагича ифодаланади:

$$|\mathcal{E}_1| = \frac{d\Phi_{12}}{dt}, \quad (3)$$

бу ерда Φ_{12} — иккинчи контурдаги I_2 ток томонидан ҳосил қилиниб, биринчи контурни кесиб ўтаётган магнит индукция оқими. I_1 ток ўзгармай қолиши учун биринчи контурга уланган электр юритувчи куч қўшимча иш бажариб, ўзароиндукция электр юритувчи кучини енгизиш керак. Бу A_{12} ишни қуйидаги йўл билан ҳисоблаб топиш мумкин. Қисқа dt вақт ичида бажарилган элементар иш: $dA_{12} = |\mathcal{E}_1| I_1 dt$ ёки $|\mathcal{E}_1|$ ўрнига унинг (3) дан олинган қийматини қўйсак:

$$dA_{12} = I_1 \frac{d\Phi_{12}}{dt} dt = I_1 d\Phi_{12}.$$

I_1 ток кучи ўзгармай қолганлиги сабабли ўзароиндукция электр юритувчи кучини енгизиш учун сарфланган тўлиқ иш

$$A_{12} = I_1 \int_0^{\Phi_{12}} d\Phi_{12} = I_1 \Phi_{12}$$

бўлади, бу ерда Φ_{12} — индукция оқимининг чегаравий қиймати.

$\Phi_{12} = L_{12} I_2$ (бунда L_{12} — биринчи ва иккинчи контурларнинг ўзароиндукция коэффициенти) эканлигини назарга олсак, тўлиқ иш қуйидагича ифодаланади:

$$A_{12} = L_{12} I_1 I_2.$$

A_1 , A_2 ва A_{12} ишларнинг йиғиндиси икки токдан иборат системанинг магнит майдони энергиясига тенг бўлади; шундай қилиб,

$$W_m = A_1 + A_2 + A_{12} = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{12} I_1 I_2; \quad (4)$$

Равшанки, худди шундай тоқлар системасини бошқача тартибда: аввал иккинчи контурда, кейин эса биринчи контурда ток ҳосил қилиш йўли билан олиш ҳам мумкин. Юқоридаги мулоҳазаларни такрорлаб, бундай системанинг энергияси учун қуйидаги ифодани тоған бўлар эдик:

$$W_m = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{21} I_1 I_2. \quad (4a)$$

Токлар системасининг энергияси токларни ҳосил қилиш тартибига боғлиқ бўлмаганлиги учун, (4) ва (4a) ифодаalar бир-биринга айнан тенг бўлиши керак, шунинг учун бундан қуйидагини топамиз:

$$L_{21} = L_{12}.$$

467- бетда келтирилган муносабатни топдик.

(2) формула токларнинг магнит майдони энергиясини ток кучи (I) нинг ва ўзиндукция коэффициентини (L) нинг функцияси кўринишида ифодалайди. Бироқ биз юқорида бу формулани энергияни атроф фазодаги магнит майдонни характерлайдиган катталикларнинг функцияси сифатида ифодалайдиган кўринишга келтириш мумкин эканлигини айтиб ўтган эдик. Бу формулани узун соленоид ичида бир жинсли магнит майдон бўлган хусусий ҳол учун, юқорида айтилганидек ўзгартириб кўрайлик.

Соленоиддан ўтаётган токнинг магнит энергияси (2) формулага биноан қуйидагига тенг:

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

Соленоиднинг ўзиндукция коэффициентини, 225-§ даги (6) формулага биноан,

$$L = 4\pi n^2 V,$$

бу ерда V — соленоиднинг ҳажми; n — соленоиднинг бирлик узунлигидаги ўрамлар сони ва μ — соленоиднинг ички қисмидаги муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги.

Бундан ташқари, I ток кучи билан соленоиднинг ичидаги магнит майдонининг H кучланганлиги орасида қуйидагича боғланиш бор:

$$I = \frac{H}{4\pi n}.$$

L ва I ларнинг бу қийматларини (2) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 V \quad (5)$$

ёки μH кўпайтма магнит индукция (B) га тенг эканлигини ҳисобга олиб, (5) ифодани қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} HBV, \quad (6)$$

Магнит майдон фақат соленоиднинг ичига, яъни V ҳажмга тўпланган деб ҳисоблаш мумкин бўлганлиги учун, магнит энергиянинг зичлиги:

$$w_m = \frac{W_m}{V} \equiv \frac{1}{8\pi} HB \quad (7)$$

бўлади.

Шундай қилиб, магнит энергиянинг зичлиги майдон кучланганлиги (H) ва магнит индукция (B) нинг кўпайтмаси билан белгиланар экан. Агар (7) формулада иккала катталиқ ҳам CGSM системада, яъни мос равишда эрстед ва гауссларда ўлчанган бўлса, w_m нинг ўлчов бирлиги эрг/см³ бўлади.

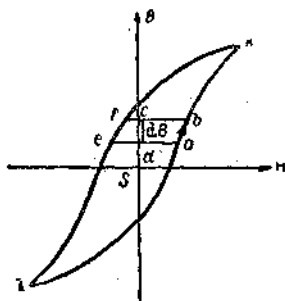
Магнит майдон бир жинсли бўлмаган ҳолларда фазони ичида H ва B векторлар ўзгармас деб ҳисобласа бўладиган кичик участкаларга бўлиб чиқиш мумкин. У вақтда (7) формула шундай участка ичидаги магнит энергиянинг зичлигини кўрсатади. Ҳажми dV га тенг участкага тўғри келадиган энергия

$$dW_m = w_m dV = \frac{1}{8\pi} HB dV. \quad (7a)$$

Чекли V ҳажм ичидаги энергия эса қуйидагича ифодаланади:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int_V HB dV, \quad (8)$$

бу ерда интеграл бутун V ҳажм бўйича олинган.



301- расм. Қайта магнитланиш ишини ҳисоблашга доир.

229- §. Қайта магнитлаш иши. Магнетикнинг магнитланиши магнитловчи майдоннинг бир жинсли функцияси бўла олмайди. 203- § да биз H нинг муайян қийматидаги магнитланиш H нинг бу қийматига қандай йўл билан эришилганлигига боғлиқ эканлигини кўрсатувчи гистерезис ҳодисасини таҳлил қилган эдик.

Гистерезис ҳалқаси 301- расмда тасвирланган магнетикнинг a нуқта билан характерланувчи ҳолатини олиб текширайлик. Биз магнетикни a ҳолатдан бошлаб гистерезис ҳалқасининг $abkfela$ йўналиши бўйлаб қайта магнитлаб, яна a ҳолатга қайтиб келдик деб фараз қилайлик. Бундай қайта магнитлаш процессида иш бажарилишини кўрсатамиз. Бунинг учун бундан аввалги параграфда топилган муносабатдан фойдаланамиз. Бу муносабатга биноан, контур орқали ўтаётган индукция оқими $d\Phi$ га ортганда (ток кучининг ортиши ҳисобига) контур магнит майдонининг энергия-

сини ҳосил қилиш учун сарфланган элементар dA иш қуйидагига тенг бўлади:

$$dA = I d\Phi,$$

бу ерда I — контурдаги токнинг кучи¹.

Текширилаётган магнетик узун соленоиднинг ўзаги бўлсин деб фараз қиламиз. Бу соленоиддаги ўрамлар сони N га ва ўрамларнинг (ва ўзакнинг ҳам) кўндаланг кесимининг юзи S га тенг бўлсин. У ҳолда соленоиднинг N та ўрами орқали ўтаётган тўлиқ оқим

$$\Phi = NBS$$

бўлади, бу ерда B — соленоид ўзагидаги магнит майдонининг индукцияси.

Соленоид ўрамларидаги ток кучи шу ток ҳосил қилаётган магнит майдоннинг H кучланганлиги билан қуйидагича муносабатда бўлади (194- § га қаранг):

$$I = \frac{H}{4\pi N/l},$$

бу ерда B — соленоиднинг узунлиги. Демак, (1) га биноан, индукция оқими ўзгарган вақтда бажарилган элементар иш қуйидагига тенгдир:

$$dA = \frac{H}{4\pi N/l} d(NBS) = \frac{Sl}{4\pi} H dB.$$

Sl кўпайтма магнетикнинг ҳажми бўлгани учун ўзакнинг бирлик узунлигига мос келадиган иш

$$dA' = \frac{1}{4\pi} H dB,$$

яъни индукция векторининг dB орттирмасига пропорционал бўлади.

301-расмга қарар эканмиз, гистерезис эгри чизигининг бирорта ab участкаси учун HdB кўпайтма $abcd$ полосканинг юзига тенг эканлигини кўрамиз, чунки шу қисмда индукция векторининг орттирмаси $dB = cd$ бўлади. Гистерезис эгри чизигининг fe участкасига ҳам орттирманинг худди шундай $dB = cd$ қиймати мос келади, бироқ бу участкада индукция камайганлиги (f нуқтадан e нуқтага ўтилганлиги) учун dB манфий бўлади. fe участкада H вектор ҳам манфийдир; демак,

¹ Шунинг эслатиб ўтамизки, бу ҳолда ферромагнит жисмлар учун аввалги параграфдаги (1) формуладан фойдаланиш нотўғри бўлар эди, чунки ферромагнит жисмлар учун ўзиндукция коэффициентини L доимий катталик эмас ва $d\Phi \neq LdI$.

$H dB$ купайтма мусбат ва $cdef$ полосканинг юзига тенг бўлади. Шундай қилиб, dB нинг текширилаётган қийматига магнетикни магнитлаган вақтда $adcd$ полосканинг юзига пропорционал иш, магнитсизлантирган вақтда эса $cdfe$ полосканинг юзига пропорционал иш мос келар экан. Бу иккала ишни эътиборга олиб туриб, гистерезис эгри чизигининг ab ва ef участкаларига $\frac{1}{4\pi} \times (abfe)$ юзга тенг иш мос келади деб айтишимиз мумкин.

Тўлиқ қайта магнитлаш циклини шундай участкаларнинг йиғиндиси деб қараш мумкин; демак, соленоид ўзагининг бирлик ҳажмини қайта магнитлаш учун сарфланган иш $abfe$ полоскага ўхшаган полоскалар юзларининг йиғиндисига пропорционал, яъни гистерезис ҳалқасининг S_1 юзига пропорционал бўлар экан:

$$A' = \frac{1}{4\pi} S_1.$$

Қайта магнитлаш учун сарфланган иш ё соленоид магнит майдонининг энергиясига қўшилиши, ёки иссиқликка айланиши керак. Бошланғич a нуқтага қайтиб келганда магнит майдонининг ҳолати ўзгармаганлиги сабабли, унинг энергияси ҳам ўзгара олмади. Бундан гистерезис хоссасига эга бўлган ўзакни қайта магнитлаган вақтда ўзак исийди деган хулосага келамиз. Тажрибада ҳам худди шундай бўлади. Бажарилган ишни ҳисоблаш учун тажрибада ишлатилган магнит материалнинг гистерезис ҳалқасининг шаклини билиш керак.

Ферромагнит моддалардан ясалган ўзақларни қайта магнитлаш вақтида энергия исроф бўлишини турли техник масалаларни ҳал этишда ҳисобга олишга тўғри келади. Бундай ҳолларда сарфланган ишни ҳисоблаш учун кўпчилик магнит материаллар учун тўғри бўлган қуйидаги эмпирик формуладан фойдаланилади:

$$A' = \eta B_{\max}^{1.6}$$

бу ерда $B_{\max}$ — магнит индукциянинг муайян қайта магнитлаш цикли ичида эришилган максимал қиймати, η коэффициент материалнинг хоссасига боғлиқ; чунончи, трансформаторларда ишлатиладиган темир учун

$$\eta = 0,0008 \text{ эрг/см}^3 \cdot (\text{гс})^{1.6},$$

қаттиқ пўлат учун

$$\eta = 0,08 \text{ эрг/см}^3 (\text{гс})^{1.6}.$$

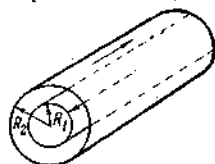
230- §. Кабелнинг ўзиндукция коэффициенти. 227- § да топилган муносабатларнинг татбиқ этилишига мисол сифатида чексиз узун цилиндрик кабелнинг бирорта участкасининг ўзиндукция коэффициентини ҳисоблаймиз. Кабель деб иккита коаксиал цилиндрик симни тушунамиз. Бунда ички цилиндрдан ўтаётган ток ташқи цилиндрда ўтаётган токка тенг ва тескари йўналган бўлади (302- расм).

Ички ва ташқи цилиндрларнинг радиусларини мос равишда R_1 ва R_2 билан белгилаймиз. Кабелнинг узунлиги l га тенг участкасини ажратиб оламиз. Бу участкадан ўтаётган токнинг магнит энергиясини икки усул билан ифодалаш мумкин: биринчидан, 227- § даги (2) формулага биноан, кабелнинг шу участкасининг ўзиндукция коэффиценти L орқали:

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2 \quad (1)$$

ва, иккинчидан, 227- § даги (8) формулага биноан, токларнинг магнит майдонларини характерловчи катталиклар орқали:

$$W_m = \frac{1}{8\pi} \int_V \mu H^2 dV, \quad (2)$$



302- расм. Икки коаксиал цилиндрдан иборат кабель.

бу ерда интеграл ажратиб олинган l участкаси давомида ичидаги магнит майдон нолдан фарқ қиладиган ҳажм бўйлаб олинган. Бу икки ифодани бир-бири билан таққослаб, ўзиндукция коэффицентининг қийматини топишимиз мумкин. Олдин W_m энергияни (2) формуладан ҳисоблаб топайлик. Бунинг учун ичи бўш цилиндрдан ўтаётган токнинг магнит майдони цилиндрнинг ичида нолга тенг эканлигини (199- § га қаранг) эсга оламиз. Демак, R_1 радиусли цилиндрнинг ичида магнит майдонининг кучланганлиги нолга тенг ва, демак, бу соҳа интеграллаш соҳасига кирмайди. Цилиндрлик сиртлар орасидаги кучланганлик фақат ички цилиндрдан ўтаётган токка боғлиқ бўлади, чунки бу соҳада ташқи цилиндр магнит майдонининг кучланганлиги, юқорида айтилганига биноан, нолга тенгдир. 199- § да айтилганига биноан, цилиндрлик ўтказгичдан ўтаётган ток магнит майдонининг цилиндрдан ташқаридаги кучланганлиги унга тенг кучли ва цилиндрнинг ўқи бўйлаб ўтаётган чизиqli ток ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги билан бир хилдир. Демак, цилиндрлар орасидаги соҳада магнит майдоннинг кучланганлиги

$$H = \frac{2I}{r},$$

бу ерда r — цилиндрнинг ўқигача бўлган масофа. Цилиндрларнинг орасидаги соҳадан ташқарида ётган ҳамма нуқталарда майдон кучланганлиги нолга тенг бўлади, чунки у умумий ўққа эга бўлган цилиндрлик ўтказгичлар бўйлаб қарама-қарши томонларга қараб ўтаётган тенг кучли икки ток ҳосил қилган иккита кучланганликнинг йиғиндисига тенг; бу кучланганликлар бир-бирига тенг ва қарама-қарши йўналган. Демак, (2) формуладаги интегрални иккита цилиндр орасидаги цилиндрлик қатламнинг узунлиги l га тенг участкаси бўйлаб олиш керак.

Интегрални ҳисоблаш учун бутун ҳажмни ҳар бирининг ҳажми $dV = 2\pi r dr \cdot l$ бўлган чексиз юпқа қатламларга ажратиб чиқамиз; бундай қатламнинг ичида магнит майдоннинг H кучланганлигини ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Шу қатламга тегишли энергия

$$w_m \cdot dV = \frac{1}{8\pi} \mu H^2 dV = \mu I^2 l \frac{dr}{r}.$$

Тўлиқ W_m энергияни топиш учун бу ифодани r бўйича R_1 дан R_2 гача бўлган оралиқда интеграллаш керак:

$$W_m = \mu I^2 l \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \mu I^2 l \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

W_m энергиянинг бу ифодасини худди шу энергияни ўзиндукция коэффициенти L орқали ифодаловчи (1) формула билан солиштирсак, кабелнинг узунлиги l га тенг бўлган участкаснинг ўзиндукция коэффициенти қуйидагига тенг эканлигини топамиз:

$$L = 2\mu l \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Цилиндрик ўтказгичлар орасидаги муҳитнинг магнит синдирувчанлиги дони бирга яқин бўлганлиги учун, тақрибан

$$L = 2l \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

231- §. Фуко токлари. Сиртий эффект. Индукцион тоklar чизикли контур деб ҳисоблаб бўлмайдиган яхлит ўтказгичларда ҳам ҳосил бўлади. Бундай индукцион тоklar уларни текширган олим шарафига *Фуко токлари* деб аталган. Ўзгарувчан магнит майдонига киритилган яхлит металл парчасида жуда катта индукцион тоklar пайдо бўлади, чунки яхлит металл қаршилиги жуда кичик бўлган ўтказгичдир.

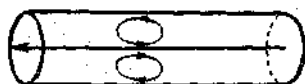
Индукция электр юритувчи кучи магнит индукция оқимининг ўзгариш тезлигига пропорционал бўлганлиги учун, муайян ўтказгич киритилган магнит майдон қанча тез ўзгарса, Фуко токлари ҳам шунча катта бўлади. Шунинг учун яхлит ўтказгични ўрамларида тез ўзгарувчан ток (бундай ток ҳосил қилган магнит майдон ҳам катталиқ жиҳатидан тез ўзгаради) ўтаётган соленоиднинг ичига киритилса, Фуко токларини кузатиш осонроқ бўлади. Бундай шароитда электр тоқини яхши ўтказадиган яхлит жисмларда Фуко токлари шу қадар катта бўлиши мумкинки, бу ток таъсирида ажралиб чиқадиган иссиқлик жисмини қиздириб юбориш учун етарли бўлади. Бу усул вакуум техникасида ичидан ҳавоси сўриб олинаётган асбобнинг металл қисмларини қиздиришда кенг қўлланилади. Бу металл қисмлар ўзига ютган газларни ҳайдаб чиқариш учун қиздирилади. Худди шу усул металлларни вакуумда эритиш учун ҳам қўлланилади.

Бироқ Фуко токлари таъсирида жисмларнинг қизиш ҳодисаси кўп ҳолларда зарар келтиради. Бундай ҳолларга трансформаторлар ўзакларининг (236- § га қаранг) ва, умуман, ўзгарувчан ток ўтадиган турли ўрамларнинг металл ўзакларининг қизишини мисол қилиб кўрсатиш мумкин. Ўзаклар қизиб кетишининг олдини олиш учун ўзаклар бир-бирларидан Фуко тоқларининг йўналишига перпендикуляр қилиб жойлаштириладиган юққа изоляцияловчи қатламлар билан ажратилган пластинкалардан қатлам-қатлам қилиб ясалади.

Фуко тоқларининг ҳосил бўлишини яна қуйидаги асбоб ёрдами билан ҳам кузатиш мумкин. Электромагнит қутблари

орасига ип билан осиб қўйилган металл парчасидан иборат маятник электромагнитда ток йўқлигида мувозанат ҳолатидан четга чиқарилса, заиф сўнувчи тебранма ҳаракат қила бошлайди. Электромагнитга ток берилиши биланоқ тебраниш бир онда сўниб қолади, маятникнинг тўхтаётган пайтдаги ҳаракати худди жисмининг ёпишқоқ муҳитдаги ҳаракатига ўхшайди. Бу ҳодиса қуйидагича изоҳланади: маятник магнит майдонда ҳаракатланган вақтда пайдо бўлган Фуко токлари шундай йўналганки, бу токларга магнит майдон томонидан таъсир этувчи кучлар маятникнинг ҳаракатини тормозлайди.

Фуко токлари ўзгарувчан ток ўтаётган ўтказгичнинг ўзида ҳам ҳосил бўлиши мумкин. Бундай токларнинг ҳосил бўлиши махсус *сиртий эффект*нинг (бу эффект *скин-эффект* деб ҳам юритилади, бу ном инглизча *skin* — тери сўзидан олинган) юзага чиқишига сабабчи бўлади. Агар ўзгарувчан ток цилиндрик ўтказгич бўйлаб оқаётган бўлса, у ҳолда ток кучи ортган пайтларда индукцион тоklar 303- расмда кўрсатилганидек йўналади. Бу тоklar ўтказгичнинг сиртида бирламчи ток йўналишида, ўтказгичнинг ўқида эса бирламчи токка тескари йўналишда оқади. Натижада ўтказгичнинг ичида ток заифлашади, сиртида эса кучаяди. Шундай қилиб, Фуко индукцион токлари ҳосил бўлиши натижасида ток ўтказгичнинг кўндаланг қесимида нотекис тақсимланади. Ўтказгичдан тез ўзгарувчан тоklar ўтганда ўтказгич ўқининг яқинида токнинг зичлиги деярли нолга тенг бўлади ва ҳамма ток ўтказгичнинг сиртида оқади. Шу сабабли ўтказгичнинг ичида магнит майдон ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳодиса натижасида ўтказгичнинг қаршилиги ортади, чунки ўтказгичнинг ички қисмида ток оқмайди. Ўтказгичнинг бу ички қисми кераксиз бўлганлиги учун металлни тежаш мақсадида тез ўзгарувчан тоklar узатиладиган симларнинг ичи ковак қилиб ясалади. Фуко токлари ўтказгичнинг ўзиндукция коэффициентининг камайишига ҳам сабаб бўлади. Бу ҳодисани цилиндрик ўтказгични мисол қилиб олиб тушунтириш мумкин. 227- § даги (2) формулага биноан, ўзиндукция коэффициенти L билан токнинг магнит энергияси орасида қуйидаги боғланиш мавжуд,



303- расм. Сиртий эффектнинг намоён бўлиши.

$$W_m = \frac{1}{2} LI^2. \quad (1)$$

Магнит майдоннинг W_m энергияси магнит майдоннинг кучланганлигига боғлиқ. Скин-эффект таъсирида ўтказгичнинг ичида магнит майдон нолга тенглашади, ўтказгичдан ташқарида эса

муайян ток ҳосил қилган майдон ўтказгичнинг кўндаланг кесими бўйлаб текис тақсимланган ток ҳосил қиладиган майдондан фарқ этмайди, натижада майдоннинг энергияси камаяди, шунинг учун (1) формулага биноан ўзиндукция коэффиценти L камаяди.

Яхлит ўтказгичларда скин-эффект натижасида иссиқлик кўндаланг кесим бўйлаб бир текисда чиқмайди: иссиқлик асосан ўтказгичнинг сиртида ажралиб чиқади. Бу эффектдан фойдаланиб, В.П. Вологдин пўлатнинг сиртини тоблаш усулини яратди.

232- §. Ўзгарувчан ток. Берк контурда ўзгарувчан электр юритувчи куч таъсирида ўзгарувчан ток ҳосил бўлади. Бундай ўзгарувчан токнинг кучи тармоқланмаган ўтказгичнинг турли кесимларида бир хил бўлмаслиги мумкин. Ўғармас ток қаноатлантирадиган ана шу асосий талабдан бундай чекинишга сабаб электромагнит тўлқинларнинг чекли тезлик билан тарқалишидир. Бироқ ток кучи ва зарядларнинг тақсимланиши текшириლაётган электр системанинг бир-биридан энг узоқда ётган қисмлари орасидаги масофани электромагнит тўлқинлар босиб ўтиши учун кетадиган t вақт ичида кам ўзгарса, юқоридагидек чекиниш аҳамиятга эга бўлмайди. Ана шу шартни қаноатлантирадиган тоқлар *квазистационар тоқлар* деб аталади. 232—234- параграфларда биз фақат шундай тоқларни кўриб чиқамиз. Квазистационар тоқлар ҳар бир пайтда Кирхгоф қонунарига бўйсунди.

Биз юқорида кўрдикки (224- § га қаранг), контур бир жинсли майдонда айланганда контур ўраб турган юз орқали ўтаётган магнит индукция оқими даврий равишда ўзгариб туради. Шунинг натижасида контурда даврий равишда ўзгарадиган ток индукцияланади. Бу процесснинг табиати билан муфассалроқ танишайлик.

224- § да рамка магнит майдонда ω бурчак тезлик билан айланган вақтда рамканинг контури ўраб турган юз орқали ўтадиган индукция оқими Φ вақт t га қараб қуйидаги қонун билан ўзгаришини кўрсатган эдик:

$$\Phi = \Phi_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

бу ерда Φ_0 — контур чегаралаб турган юздан ўтувчи оқимнинг энг катта қиймати. Бунда занжирда ҳосил бўладиган электр юритувчи куч қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (2)$$

Бу — ўзгарувчан электр юритувчи кучнинг вақтга қараб синусоидал қонун билан ўзгарадиган энг содда ҳолидир. $\mathcal{E}_0 =$

$= \omega \Phi_0$ катталиқ электр юритувчи кучнинг энг катта қиймати бўлиб, у электр юритувчи кучнинг *амплитудаси* деб аталади.

Контура бирламчи токнинг кучи ўзгариб турганлиги сабабли, унда ташқи электр юритувчи куч ($\mathcal{E}$) дан ташқари ўзиндукция электр юритувчи кучи ҳам пайдо бўлади.

L — биз текшираётган занжирнинг ўзиндукция коэффициентини бўлсин. Маълумки, ўзиндукция электр юритувчи кучи қуйидагига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_{st} = -L \frac{dI}{dt} \quad (3)$$

Электр юритувчи кучларнинг $\mathcal{E} + \mathcal{E}_{st}$ йиғиндиси, Кирхгоф қонунига биноан, контур қаршилиги билан ундаги ток кучининг кўпайтмасига тенг:

$$IR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_{st}. \quad (4)$$

(4) формуладаги $\mathcal{E}$ ва $\mathcal{E}_{st}$ ларнинг ўрнига уларнинг (2) ва (3) дан олинган қийматларини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$RI + L \frac{dI}{dt} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (5)$$

Бу муносабат маълум электр юритувчи куч $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ таъсир этаётган ва маълум ўзиндукция коэффициенти L га ҳамда маълум қаршилиқ R га эга бўлган контурдаги ток кучини белгилаб берадиган дифференциал тенгламадир. Бу тенгламанинг I ток кучига тегишли хусусий ечимини, ток вақтнинг даврий функциясидир ва унинг даври электр юритувчи кучнинг даврига тенг деб фараз қилиб излаймиз, яъни I ток кучининг ифодасини қуйидаги кўринишда излаймиз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (6)$$

бу ерда I_0 ва φ катталиқлар биз топишимиз зарур бўлган ўзгармас катталиқлар. Бу ифодани (5) тенгламага қўйиб ва дифференциаллаш амалини бажариб, қуйидаги тенгликни топамиз:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + L I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (5a)$$

ёки

$$RI_0 (\sin \omega t \cos \varphi - \cos \omega t \sin \varphi) + L I_0 \omega (\cos \omega t \cos \varphi + \sin \omega t \sin \varphi) - \mathcal{E}_0 \sin \omega t = 0.$$

Бу тенглик ҳар бир пайтда ҳам ўринли бўлиши учун $\sin \omega t$ ва $\cos \omega t$ ларнинг олдидаги коэффициентлар алоҳида-алоҳида нолга тенг бўлиши зарур; бу шартдан қуйидаги икки тенглама келиб чиқади:

$$\left. \begin{aligned} LI_0 \omega \cos \varphi - RI_0 \sin \varphi &= 0, \\ LI_0 \omega \sin \varphi + RI_0 \cos \varphi - \mathcal{E}_0 &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

бу тенгламаларнинг кейингисини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$LI_0 \omega \sin \varphi + RI_0 \cos \varphi = \mathcal{E}_0. \quad (8)$$

(7) тенгламалардан биринчисининг иккала ҳадини ҳам $RI_0 \cos \varphi$ га бўлгандан кейин қуйидагини топамиз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}. \quad (9)$$

(7) тенгламаларнинг биринчисини ва (8) тенгликни квадратга кўтариб, бир-бирига қўшсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$I_0^2 (L^2 \omega^2 + R^2) = \mathcal{E}_0^2,$$

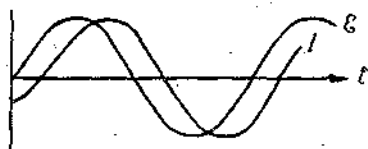
бундан

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}. \quad (10)$$

(9) ва (10) ифодалар номаълум ўзгармас катталиклар (I_0 ва φ) ни аниқлайди. I_0 ва φ ларнинг бу қийматларига асосан, (6) муносабатдан текширилаётган занжирдаги I ток кучининг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}} \cdot \sin \left(\omega t - \arctg \frac{L\omega}{R} \right). \quad (11)$$

Бу формулани индукция электр юритувчи кучининг (2) ифодаси билан таққосласак, ток I ҳам, электр юритувчи куч $\mathcal{E}$



304- расм. Ўзиндукцияга эга бўлган занжирдаги ўзгарувчан ток учун $\mathcal{E}$ электр юритувчи куч билан I ток кучининг ўзгаришини тасвирлайдиган эгри чизиклар.

ҳам синусоида билан характерланишини, бироқ бу синусоидаларнинг фазалари ўзаро φ бурчакка фарқ қилишини кўрамиз. Ток билан электр юритувчи куч ўзларининг энг катта ва энг кичик қийматларига бир вақтда эришмайди ва бир вақтда нолга тенглашмайди. 304- расмда фазалар фарқининг ихтиёрий бир φ қиймати учун электр юритувчи куч $\mathcal{E}$ билан ток кучи I нинг

вақтга қараб ўзгариши график равишда тасвирланган. Маълум бир ω частота учун электр юритувчи куч билан ток кучи орасидаги фазалар фарқи L/R нисбатга боғлиқ бўлиши (9) муносабатдан кўриниб турибди. L/R нисбат қанча катта бўлса, $\operatorname{tg} \varphi$ ҳам, яъни фазалар фарқи φ ҳам шунча катта бўлади; $L \neq 0$ да занжирнинг қаршичилигини нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин бўлган шароитда φ энг катта қийматга эришади, бу вақтда $\operatorname{tg} \varphi = \infty$ бўлади, шунга биноан

$$\varphi = \frac{\pi}{2}.$$

яъни ток электр юритувчи кучдан чорак давр орқада қолади.

Ток кучининг I_0 амплитудаси билан электр юритувчи кучининг $\mathcal{E}_0$ амплитудаси орасидаги боғланишни ифодаловчи (10) формула Ом қонунига ўхшайди, бунда

$$z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2} \quad (12)$$

катталиқ қаршилиқ вазифасини ўтайди. Бу катталиқ тўлиқ қаршилиқ (ёки туюлма қаршилиқ, ёки занжирнинг импеданси) деб аталади. $L\omega$ катталиқ *индуктив қаршилиқ* деб аталади. Индуктив қаршилиқни R_ω билан белгилаймиз:

$$R_\omega = L\omega. \quad (13)$$

Кўриниб турибдики, ток кучининг амплитудаси тўлиқ z қаршилиқка боғлиқ экан. Омик қаршилиқ R нинг муайян қийматида ўзиндукция коэффициентини L ва частота ω қанча катта бўлса, тўлиқ қаршилиқ ҳам шунча катта бўлар экан.

Индуктив қаршилиқнинг ролига баҳо бериш учун биз 225-§ да ўзиндукция коэффициентини ҳисоблаб топган соленоиддан ўтаётган ток кучини аниқлаймиз. Бу соленоиднинг омик қаршилиғи $R = 20$ ом бўлсин; унинг ўзиндукция коэффициентини $L = 0,023$ гн эканлигини биз аниқлаган эдик. Соленоиднинг учларидаги потенциаллар фарқи $V_1 - V_2 = 100$ в ва бир секунддаги даврлар сонини а) 50, б) 250, в) 500 бўлган шaroитларда шу соленоиддан ўтаётган ток кучининг I_0 амплитудасини ҳисоблаб топайлик.

(10) формулага асосан, ток кучининг амплитудаси:

$$I_0 = \frac{V_1 - V_2}{\sqrt{L^2 \omega^2 + R^2}}.$$

Юқорида берилган уч ҳол учун циклик частота мос равишда қуйидаги қийматларга эга бўлади:

$$\text{а) } \omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 50 = 314 \text{ сек}^{-1}$$

$$\text{б) } \omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 250 = 1570 \text{ сек}^{-1}$$

$$\text{в) } \omega = 2\pi\nu = 2\pi \cdot 500 = 3140 \text{ сек}^{-1}.$$

Ток кучларининг амплитудалари қуйидагига тенг:

$$\text{а) } I_0 = \frac{100}{(0,023 \cdot 314)^2 + 20^2} \cong 4,8 \text{ а},$$

$$\text{б) } I_0 = \frac{100}{(0,023 \cdot 1570)^2 + 20^2} \cong 2,4 \text{ а},$$

$$\text{в) } I_0 = \frac{100}{(0,023 \cdot 3140)^2} \cong 1,3 \text{ а}.$$

Агар худди шу соленоиднинг учларига 100 вольт ўзгармас потенциаллар айирмаси берилганда ундан

$$I = \frac{V_1 - V_2}{R} = 5 \text{ а}$$

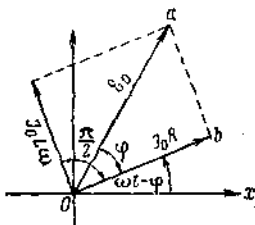
Ўзгармас ток оққан бўлар эди

Юқорида олинган натижалардан ток частотасининг роли яққол кўзга ташланиб турибди: биз қараган ҳол учун секундига 50 давр бўлганда индуктив қаршилиқнинг роли жуда кам, бироқ секундига 500 давр бўлганда эса ток кучи ўзгармас ток кучидан деярли тўрт марта кичикроқ.

Ўзгарувчан токни белгилайдиган катталикларни график усулда характерлаш учун (5а) формуладан фойдаланиш мумкин. Бунинг учун (5а) ни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + LI_0 \omega \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (5б)$$

Тенгликнинг чап томонида турган ҳадлар даврлари бир хил, бироқ фазаларининг фарқи $\pi/2$ га тенг бўлган иккита гармоник тебранишнинг йиғиндисидан иборат. Бу тебранишларнинг амплитудалари RI_0 ва $LI_0\omega$ ларга тенг. Бу тебранишларнинг натижавий қийматини топиш учун, I томнинг 97- параграфиде айтилганидек, амплитудаларни график усулда бир-бирига қўшиш керак. Бунинг учун (305- расм) RI_0



305- расм. Ўзгарувчан токнинг ўзиндукцияга эга бўлган занжири учун векторлар диаграммаси.

амплитуда векторини OX ўққа нисбатан $\omega t - \varphi$ бурчак остида, $LI_0\omega$ амплитуда векторини эса $\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}$ бурчак остида чизамиз, (5б) га биноан, бу амплитудаларнинг геометрик йиғиндиси электр юритувчи куч амплитудаси $\mathcal{E}_0$ нинг вектори бўлади. Чизмада RI_0 амплитуда билан $\mathcal{E}_0$ амплитуда орасидаги бурчак φ га тенг эканлиги кўриниб турибди, чунки:

$$\frac{LI_0\omega}{RI_0} = \frac{L\omega}{R} = \operatorname{tg} \varphi.$$

$\mathcal{E}_0$ амплитуда векторининг OX ўқдаги проекцияси исталган пайтда электр юритувчи кучининг қийматини билдиради. RI_0 ва $L\omega I_0$ векторларнинг худди ўша ўқдаги проекциялари мос равишда омик қаршилиқ натижасида ҳамда ўзиндукция ҳодисаси натижасида контурда ҳосил бўлган потенциаллар айирмаларини билдиради. Oab учбурчакдан φ бурчакнинг тангенсини I_0 нинг қийматига боғлиқ эмаслиги кўриниб турибди, шу сабабли омик ва индуктив қаршилиқлар маълум бўлган ҳолда фазалар фарқи билан тўлиқ қаршилиқни график усулда топиш учун катетлари R ва $L\omega$ ларга тенг бўлган тўғри бурчакли учбурчак чизиш керак; бундан учбурчакнинг AB гипотенузаси (306- расм) тўлиқ қаршилиқ ($z = \sqrt{R^2 + L^2\omega^2}$) га, φ бурчак эса ток билан электр юритувчи куч орасидаги фазалар силжишига тенг бўлади.

Шу вақтга қадар биз (5) тенгламанинг фақат хусусий ечимидан фойдаланиб келдик. (5) тенгламанинг тўлиқ ечимини олиш учун унинг хусусий (11) ечимига (5) га мос бўлган бир жинсли

$$RI + L \frac{dI}{dt} = 0$$

тенгламанинг умумий ечимини қўшиш керак. Бу бир жинсли тенгламанинг ечими

$$I = Ae^{-\frac{R}{L}t}$$

кўринишга эга, бунда A — ўзгармас катталиқ бўлиб, бошланғич шартларга кўра топилади. Бу ечим токнинг вақт ўтиши билан камайиб борадиган ва тезда нолга тенг бўлиб қоладиган қисмини ифодалайди. Шундай қилиб, фақат барқарор токнинг ифодасига аҳамиятга эга бўлади. Бу ифода (11) ечимнинг ўзгинасидир.

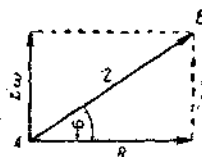
233-§. Ҳзгарувчан ток занжирида ажралиб чиқадиган қувват. Ҳзгарувчан ток занжирида ажралиб чиқадиган қувватни қараб чиқайлик. Ток кучининг оний қиймати билан электр юритувчи кучнинг оний қиймати кўпайтмаси қувватнинг оний қийматига тенг бўлади:

$$W = Ie = \xi_0 \sin \omega t \cdot I_0 \sin (\omega t - \varphi). \quad (1)$$

Турли пайтларда қувватнинг бу оний қиймати турлича бўлади, чунончи, I ёки ξ нолга тенг бўлган пайтларда қувват нолга тенг. Шунинг учун ҳам бизни қувватнинг оний қиймати эмас, балки бир давр ичидаги ўртача қиймати қизиқтиради. Қувватнинг бу ўртача қийматини ҳисоблаб топиш учун W нинг (1) ифодасини қуйидагича ўзгартириб ёзамиз:

$$W = \xi_0 I_0 \sin \omega t \cdot \sin (\omega t - \varphi) = \frac{\xi_0 I_0}{2} [\cos \varphi - \cos (2\omega t - \varphi)]$$

Шундай қилиб, қувватнинг бир давр ичидаги ўртача $\bar{W}$ қиймати $\frac{\xi_0 I_0}{2} \cos \varphi$ ва $-\frac{\xi_0 I_0}{2} \cos (2\omega t - \varphi)$ ҳадларнинг ўртача қийматларининг йиғиндисидан иборат экан. Биринчи ҳад вақтга боғлиқ эмас, демак, унинг ўртача қиймати ўзига тенг; иккинчи ҳад эса $\cos (2\omega t - \varphi)$ ўзгарувчан бўлганлиги сабабли вақтга боғлиқ равишда ўзгариб туради. Равшанки, $\cos (2\omega t - \varphi)$ нинг бир давр ичидаги ўртача қиймати нолга тенг, чунки бир



306- расм. Ҳзгарувчан токнинг ўзиндукцияга эга бўлган занжирининг тўла z қаршилигини R омик қаршилиқ ва $L\omega$ индуктив қаршилиққа асосланиб график усул билан топиш.

давр ичида $\cos(2\omega t - \varphi)$ нинг олган манфий ва мусбат қийматлари (абсолют қийматлари) бир-бирига тенгдир. Шунинг учун занжирда бир давр ичида ажралиб чиқадиган қувватнинг ўртача қиймати қуйидагига тенг бўлади:

$$\overline{W} = \frac{\mathcal{E}_0 I_0}{2} \cos \varphi. \quad (2)$$

Белгилашлар киритайлик:

$$\mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{2}}; \quad I_{\text{эф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

$\mathcal{E}_{\text{эф}}$ ва $I_{\text{эф}}$ катталиклар *эффектив электр юритувчи куч* ҳамда *эффектив ток кучи* деб аталади; буларни (2) га қуйсак, қувватнинг бир давр ичидаги ўртача қиймати учун қуйидагини топамиз:

$$\overline{W} = \mathcal{E}_{\text{эф}} I_{\text{эф}} \cos \varphi. \quad (2a)$$

Агар ток билан электр юритувчи куч орасидаги фазалар силжиши нолга тенг бўлса, у ҳолда қувватнинг ўртача қиймати эффектив ток кучининг эффектив электр юритувчи кучга кўпайтмаси билан ифодаланади. Шундай қилиб, ўзгармас ток учун ток кучи билан электр юритувчи куч қандай роль ўйнаса, ўзгарувчан ток учун ток кучининг эффектив қиймати билан электр юритувчи кучнинг эффектив қиймати шундай роль ўйнар экан.

Қувватнинг ўртача қиймати фазалар силжишига боғлиқ. Фазалар силжиши нолга тенг бўлганда, яъни занжирда ўзиндукция бўлмаганда қувватнинг қиймати энг катта бўлади. Агар фазалар силжиши $\pi/2$ бўлса, қувватнинг ўртача қиймати нолга тенг бўлади. Манбадан чорак давр давомида келган энергия иккинчи чорак давр давомида ўзиндукция электромагнит энергияси ҳисобига манбага қайтариб берилганлиги сабабли ана шундай ҳодиса юз беради. Бу ҳодиса занжирнинг омик қаршилиги нолга тенг бўлган шароитдагина юз бериши мумкин. Амалда эса ҳеч қачон омик қаршилиқ нолга тенг бўлмайди.

Тоқнинг берган қуввати иссиқлик тарзида ажралиб чиқади. Шунинг учун t вақт ичида бутун занжирда ажралиб чиқадиган тўлиқ иссиқлик миқдори қуйидагига тенг бўлади:

$$Q = \mathcal{E}_{\text{эф}} \cdot I_{\text{эф}} \cos \varphi \cdot t. \quad (4)$$

(3) формулага биноан, ток кучи билан электр юритувчи кучнинг $I_{\text{эф}}$ ва $\mathcal{E}_{\text{эф}}$ эффектив қийматлари максимал қийматлари I_0 ва $\mathcal{E}_0$ дан фақат ўзгармас кўпайтувчи билан фарқ қилгани учун, яъни

$$I_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} I_0 \cong 0,707 I_0, \quad \mathcal{E}_{\text{эф}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{E}_0 \cong 0,707 \mathcal{E}_0$$

бўлгани учун $I_{\text{эф}}$ билан $\mathcal{E}_{\text{эф}}$ орасида ҳам худди I_0 билан $\mathcal{E}_0$ орасидагидек муносабат [480- бетдаги (10) формулага қаранг] ўринли бўлиши керак:

$$I_{\text{эф}} = \frac{\mathcal{E}_{\text{эф}}}{\sqrt{L^2\omega^2 + R^2}}.$$

Бу муносабатдан фойдаланиб, занжирда ажралиб чиқадиган иссиқликнинг (4) ифодасини қуйидагича ёзамиз:

$$Q = I_{\text{эф}}^2 \sqrt{L^2\omega^2 + R^2} \cdot \cos\varphi \cdot t$$

ёки

$$Q = I_{\text{эф}}^2 \cdot R \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{R}\right)^2} \cos\varphi \cdot t. \quad (4a)$$

Фазалар фарқи φ қуйидаги тенгликдан [480- бетдаги (9) формулага қаранг] топилади:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R},$$

бундан

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{L\omega}{R}\right)^2}}.$$

$\cos \varphi$ нинг бу қийматини (4a) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$Q = I_{\text{эф}}^2 R t, \quad (5)$$

бундан агар ток кучи деб эффектив ток кучи тушунилса, муайян омик қаршилик (R) га эга бўлган занжирда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори одатдаги Ленц—Жоуль формуласи (157-§ га қаранг) билан ифодаланади деган хулосага келамиз.

Шундай қилиб, ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори фақат эффектив ток кучи ($I_{\text{эф}}$) билан омик қаршилик (R) га боғлиқ. $L\omega$ индуктив қаршилик иссиқлик ажралиб чиқиш процессида иштарок этмайди. Шу сабабли у баъзан ваттсиз қаршилик деб ҳам юритилади. Агар занжирнинг омик қаршилиги R жуда кичик бўлса, унда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори ҳам оз бўлади; агар занжирнинг ўзиндукцияси катта ва занжирдан ўтаётган ўзгарувчан токнинг частотаси анча юксак бўлса, занжирнинг умумий қаршилиги $z = \sqrt{R^2 + L^2\omega^2}$ жуда катта бўлиши мумкин.

Ўзгарувчан токнинг кучини иссиқлик амперметри (158-§) билан ўлчаш мумкин. Ўзгармас ток учун даражаланган ампер-

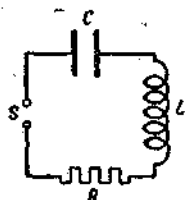
метр билан ўзгарувчан токни ўлчаганда у эффектив ток кучини кўрсатади. Ток кучи максимал қийматининг эффектив ток кучи орқали ифодаси (3) муносабатда кўрсатилган, яъни

$$I_0 = I_{\text{эф}} \sqrt{2} \cong 1,41 I_{\text{эф}}.$$

Ўзгарувчан токларни ўлчашнинг бошқа усуллари 237-§ да баён этилади.

234-§. Ўзиндукция ва сифимга эга бўлган ўзгарувчан ток занжири. Ўзгармас ток занжиридан фарқли равишда ўзгарувчан ток занжирга кетма-кет қилиб конденсатор уласа бўлади.

Агар конденсаторнинг қопламаларини ўзгармас ток манбаига уласак, у ҳолда конденсаторнинг қопламаларида манбанинг электр юритувчи кучини компенсациялай оладиган потенциаллар айирмаси ҳосил бўлгунга қадаргина занжирдан ток ўтади, холос. Агар конденсаторнинг қопламаларини ўзгарувчан электр юритувчи куч манбаига уласак, улар тўхтовсиз қайта зарядланиб турганлиги сабабли занжирдан ўзгарувчан ток ўтаверади.



307-расм. R омик қаршилик, L ўзиндукция ва C сифимди занжир.

S клеммаларга (307-расм) ўзгарувчан электр юритувчи куч $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ уланган бўлсин. Занжир кетма-кет уланган C сифим, L ўзиндукция ва R омик қаршиликдан (қолган симларнинг омик қаршилигини эътиборга олмаймиз) ташкил топган. Контурнинг L ўзиндукцияга эга бўлган қисмида ўзиндукция электр юритувчи кучи $\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt}$ пайдо

бўлади, бунда I — занжирдаги ток кучи. Контурдаги тулиқ электр юритувчи куч $\mathcal{E} - L \frac{dI}{dt}$ га тенг. Тулиқ электр юритувчи куч ҳар бир пайтда занжир бўйлаб ҳосил бўлган потенциаллар тушишларининг йиғиндисига тенг бўлади. Бу потенциаллар тушишлари конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмаси ($V = V_1 - V_2$) билан занжирнинг R омик қаршиликка эга бўлган қисмида пайдо бўлган IR потенциаллар тушишидан иборат бўлади. Шундай қилиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$IR + V = \mathcal{E} - L \frac{dI}{dt},$$

бундаги $\mathcal{E}$ нинг ўрнига унинг $\mathcal{E}_0 \sin \omega t$ қийматини қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$L \frac{dI}{dt} + IR + V = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (1)$$

Конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмаси (V) конденсатор қопламасидаги Q заряд билан қуйидагича боғлангандир:

$$Q = VC, \quad (2)$$

бунда C — конденсаторнинг ситими. dt вақт ичида Q заряд $dQ = Idt$ миқдорга ортади, шунинг учун (2) формулага асосан:

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt}$$

ёки

$$\frac{dV}{dt} = \frac{1}{C} I. \quad (3)$$

(1) тенгликни вақт бўйича дифференциалласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{dV}{dt} = \mathcal{E}_0 \omega \cos \omega t.$$

Бундаги dV/dt нинг ўрнига унинг (3) даги қийматини қўйганимиздан кейин қуйидаги дифференциал тенглама ҳосил бўлади:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega \cos \omega t. \quad (4)$$

Бу тенгламани бир-бирига кетма-кет уланган ситим, ўзиндуқция ва омик қаршилиқка эга бўлган занжирдаги ток қаноатлантириши зарур.

Бу тенгламанинг ечимини даври электр юритувчи кучнинг даврига тенг бўлган даврий функция (вақтнинг даврий функцияси) шаклида излаймиз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi), \quad (5)$$

бу ерда I_0 ва φ — топилиши зарур бўлган ўзгармас катталиклар. I нинг вақт бўйича олинган биринчи ва иккинчи тартибли ҳосилалари:

$$\frac{dI}{dt} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi), \quad \frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi).$$

dI/dt , $d^2 I/dt^2$ ва I ларнинг бу қийматларини (4) га қўйиб, тенгламанинг ўнг ва чап томонини ω га қисқартирсак, қуйидагини топамиз:

$$RI_0 \cos(\omega t - \varphi) - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \sin(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t. \quad (4a)$$

Тенгламадаги $\cos(\omega t - \varphi)$ ва $\sin(\omega t - \varphi)$ ларни ωt ва φ ларнинг синуслари ҳамда косинуслари билан алмаштириб, тенгламани қуйидаги шаклда ёзамиз:

$$RI_0 \cos \omega t \cos \varphi + RI_0 \sin \omega t \sin \varphi - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \sin \omega t \cos \varphi + \\ + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \cos \omega t \sin \varphi - \mathcal{E}_0 \cos \omega t = 0. \quad (5a)$$

Бу тенглик исталган пайтда қаноатлантирилиши лозим бўлганлиги сабабли $\sin \omega t$ ва $\cos \omega t$ лар олдидаги коэффициентлар нолга тенг бўлиши шарт. Шу шартга асосан қуйидаги иккита тенглама ҳосил бўлади:

$$R \sin \varphi - \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \cos \varphi = 0. \quad (6)$$

$$R \cos \varphi + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \sin \varphi = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0}. \quad (7)$$

(6) тенгламадан қуйидагини топамиз:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}. \quad (8)$$

(6) ва (7) тенгликларни ҳадма-ҳад квадратга кўтариб, бири-бирига қўшсак, қуйидагини топамиз:

$$R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 = \frac{\mathcal{E}_0^2}{I_0^2},$$

бундан

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}. \quad (9)$$

(5), (8) ва (9) тенгликлар биз излаётган ечимни беради: занжирдаги токнинг даври унга уланган электр юритувчи кучнинг даврига тенгдир; бу токнинг I_0 амплитудаси (9) тенгликдан топилади. I токнинг фазаси электр юритувчи куч $\mathcal{E}$ нинг фазасига нисбатан φ бурчакка силжиган бўлиб, бу бурчак (8) тенглик билан белгиланади.

$z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$ катталиқ занжирнинг тўлиқ қаршилиги (импеданси) вазифасини ўтайди; бу катталиқ R , L , C ларнинг қийматларига ва токнинг ω частотасига боғлиқдир.

ω нинг

$$L\omega - \frac{1}{C\omega} = 0 \quad (10)$$

муносабатни қаноатлантирадиган қийматида тулиқ қаршилиқ минимумга эришади; частотанинг бу қийматида ток кучининг амплитудаси максимал қийматга эришади:

$$I_{0 \max} = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$$

Ўзгарувчан токнинг сизим ва ўзіндукцияга эга бўлган занжирдан ўтиш ҳодисаси механикадаги резонанс ҳодисасига ўхшаб кетади: ток кучининг амплитудаси частота (ω) га боғлиқ ва частотанинг *резонанс частота* деб аталадиган муайян бир $\omega_{\text{рез}}$ қийматида максимумга эришади; $\omega_{\text{рез}}$ нинг қиймати (10) га асосан қуйидагига тенг:

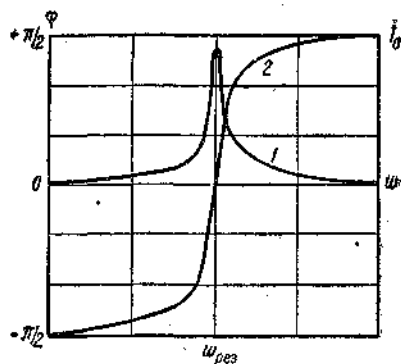
$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad (10a)$$

R омик қаршилиқ қанчалик кичик бўлса, резонанс эгри чизигининг максимуми шунчалик ўткирроқ бўлади.

(8) формулага биноан, резонанс вақтида фазалар фарқи $\varphi = 0$ бўлади.

ω нолга интилса, фазалар фарқи $\varphi \rightarrow -\pi/2$, яъни ток электр юритувчи кучдан илгари юради; ω чексизликка интилса, ($\omega \sim \infty$), фазалар фарқи $\varphi \rightarrow +\pi/2$; бу ҳолда ток электр юритувчи кучдан кейинда қолади. 308-расмдаги 1 эгри чизик электр юритувчи кучнинг, L ва C ўзгармас катталикларнинг муайян қийматларида ток кучининг частотага қараб ўзгаришини кўрсатади; 2 эгри чизик φ нинг частотага қараб ўзгаришини кўрсатади.

Агар конденсатор ўрнига ўтказгич олинса, у ҳолда зан-



308-расм. Ток кучи (1) билан фазалар сизлишининг (2) частотага боғлиқ равишда ўзгариши.

жирда қўшимча потенциаллар айирмаси $V = \frac{Q}{C}$ ҳосил бўлмайди. Демак, конденсаторни ўтказгич билан алмаштириш $C = \infty$ бўлган ҳолга мос келади ва бу вақтда (8) ва (9) формулалар 232- § даги (9) ва (10) формулаларга айланади. 232- § даги (9) ва (10) формулалар ўзіндукция билан қаршилиқка эга бўлган конденсаторсиз занжирга тегишли эди.

ω ўзгарганда ток кучи билан бирга ўзгарувчан ток занжирининг ҳар бир участкасидаги потенциаллар тушиши ҳам ўзгаради, 307-расмда тасвирланган занжирда R омик қаршилиқ,

L ўзиндукция ва C сизим кетма-кет уланган. Занжирнинг бу участкаларининг ҳар бирининг учларидаги потенциаллар айирмасини мос равишда V_R , V_L ва V_C билан белгиласак, занжирдаги тўлиқ потенциал тушишини (тўлиқ потенциал тушиши занжирдаги электр юритувчи кучга тенгдир) қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = V_R + V_L + V_C.$$

466- бетда айтилганига биноан:

$$\left. \begin{aligned} V_R &= IR = RI_0 \sin(\omega t - \varphi); \\ V_L &= L \frac{dI}{dt} = L\omega I_0 \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ёки

$$V_L = L\omega I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (12)$$

Конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмасини топиш учун занжирда омик қаршилиқ ҳам, ўзиндукция ҳам бўлмаган ($R = 0$ ва $L = 0$) ҳолни текширайлик. Бу ҳолда (9) формуладан қуйидагини топамиз:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{1/C\omega}.$$

Бу муносабатдан конденсатор катталиги $1/C\omega$ га тенг бўлган омик қаршилиқка эквивалент эканлиги кўришиб турибди. Бунда (8) га биноан $\operatorname{tg} \varphi = -\infty$ ва, демак, $\varphi = -\frac{\pi}{2}$, яъни ток электр юритувчи куч қийматидан $\pi/2$ илгари юрар экан. Бундан конденсатор қопламаларидаги потенциаллар айирмасининг амплитуда қиймати $\frac{1}{C\omega} I_0$ га тенг деган хулосага келамиз; потенциаллар айирмасининг қиймати ҳар бир пайтда ток кучининг қийматидан $\pi/2$ орқада қолади. Шундай қилиб, V_C ни биз қуйидагича ифодалашимиз мумкин:

$$V_C = \frac{1}{C\omega} I_0 \sin(\omega t - \varphi - \pi/2)$$

ёки

$$V_C = -\frac{1}{C\omega} I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (13)$$

(11), (12) ва (13) ифодаларни бир-бирига қўшсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 \sin(\omega t - \varphi + \pi/2). \quad (14)$$

Ток кучининг амплитудаси максимал қийматга эришадиган резонанс пайтида

$$\omega = \omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}}; \quad \varphi = 0.$$

Ана шу шартлар қаноатлантирилса, (14) формуладан қуйидаги келиб чиқади:

$$\mathcal{E}_0 \sin \omega t = R I_{0\text{max}} \cdot \sin \omega t,$$

яъни занжирдаги тўлиқ потенциаллар тушиши омик қаршилиқ R даги потенциал тушишига тенг. V_L ва V_C потенциал тушишларининг ҳар бирининг амплитудалари бир вақтда *максимал қийматларга* эришади:

$$\mathcal{E}_{0L} = L \omega_{\text{рез}} \cdot I_{0\text{max}} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Ва

$$\mathcal{E}_{0C} = \frac{1}{C \omega_{\text{рез}}} \cdot I_{0\text{max}} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Бироқ иккала потенциаллар тушиши ҳам қарама-қарши фазаларда ўзгарганлиги учун, уларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлади.

Юқорида кўриб ўтилган ҳодиса *кучланишлар резонанси* деб аталади.

Конденсаторнинг ўзгарувчан ток занжиридаги ролини аниқлаш учун сизими 1 мкф бўлган конденсатордан секундида 50 даврли ўзгарувчан ток ўтганда унинг қаршилиги неча омга эквивалент бўлишини ҳисоблаймиз.

Юқорида айтилганларга биноан, C сизимли конденсатордан циклик частотаси ω га тенг ўзгарувчан ток ўтган вақтда бу конденсатор $R = \frac{1}{C\omega}$ қаршилиқка эквивалент бўлади. Бу мисолда сизимни фарадалар билан ифода-лаб ва циклик частотани аниқлаб ($\omega = 2\pi\nu = 314 \text{ сек}^{-1}$), қуйидагини топа-миз:

$$R = \frac{1}{C\omega} = \frac{1}{314 \cdot 10^{-6}} \text{ ом} \approx 3200 \text{ ом}.$$

Ўзгарувчан токнинг частотаси қанчалик катта бўлса, конденсатор шунчалик камроқ омик қаршилиқка эквивалент бўлади.

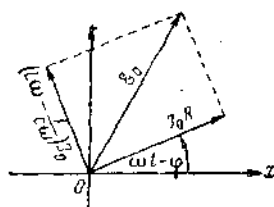
Сизим билан ўзиндукцияга эга бўлган ўзгарувчан ток занжиридаги ҳодисалар, 232-§ да ўзиндукцияли занжир учун қилинганидек, вектор диаграмма билан ҳам тасвирланиши мумкин. Бунинг учун (4а) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\begin{aligned} R I_0 \sin \left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2} \right) - I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \sin (\omega t - \varphi) = \\ = \mathcal{E}_0 \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned}$$

Бошланғич фазалар эмас, балки фақат фазалар фарқи аҳамиятга эга бўлганлиги учун юқоридаги тенгликни қуйидаги тенглик билан алмаштириш мумкин:

$$RI_0 \sin(\omega t - \varphi) + I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \sin \left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2} \right) = \mathcal{E}_0 \sin \omega t. \quad (15)$$

Бу тенглиkning чап томонидаги иккала ҳадни RI_0 ва $I_0 \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)$ амплитудаларнинг OX ўқ билан мос равишда $\omega t - \varphi$ ва $\omega t - \varphi + \pi/2$ бурчаклар ташкил қилувчи



309-расм. Ҳармоник индукция билан сизимга эга бўлган ўзгарувчан ток занжирига доир вектор диаграмма.

ўзаро перпендикуляр векторлар сифатида тасвирлаш мумкин (309-расм). Натижавий амплитуда $\mathcal{E}_0$ вектор билан тасвирланиб, унинг узунлиги қуйидаги тенглик билан белгиланади:

$$\mathcal{E}_0^2 = R^2 I_0^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega} \right)^2 I_0^2,$$

бу тенгликдан (9) формула келиб чиқади. $\mathcal{E}_0$ вектор $I_0 R$ вектор билан φ бурчак ташкил қилганини билиш қийин эмас.

Агар гармоник процессларни комплекс сонлар билан тасвирлаш усулидан (1-томдаги 105-§ га қаранг) фойдалансак, (4) тенгламани осонроқ йўл билан ечишимиз мумкин. (4) тенгламада $\cos \omega t$ ни даража кўрсаткичи комплекс сон бўлган кўрсаткичли функция билан алмаштирсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega e^{i\omega t}. \quad (16)$$

Бу тенгламанинг хусусий ечимини қуйидаги кўринишда излаймиз:

$$I = I_0 e^{i(\omega t + \alpha)}, \quad (17)$$

бу ерда I_0 ва α — аниқланиши керак бўлган ҳақиқий сонлардир. (17) ифодани дифференциаллаймиз

$$\frac{dI}{dt} = i I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)}, \quad \frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \alpha)}.$$

dI/dt ва $d^2 I/dt^2$ ларнинг бу қийматларини (16) га қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$-L I_0 \omega^2 e^{i(\omega t + \alpha)} + i R I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)} + \frac{1}{C} I_0 e^{i(\omega t + \alpha)} = \mathcal{E}_0 \omega e^{i\omega t}. \quad (18)$$

Бу тенгламанинг ўнг ва чап томонларини $I_0 \omega e^{i(\omega t + \alpha)}$ га бўлсак, қуйидагига эга бўламиз.

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} + iR = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} e^{-i\alpha}.$$

e^{-ia} ни $\cos a - i \sin a$ билан алмаштириб, қуйидагини топамиз:

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} + iR = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \cos a - i \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \sin a. \quad (19)$$

Маълумки, иккита комплекс сон бир-бирига тенг бўлиши учун уларнинг ҳақиқий ва мавҳум қисмлари алоҳида-алоҳида бир-бирига тенг бўлиши зарур, шунинг учун (19) дан қуйидаги тенгликлар келиб чиқади:

$$-L\omega + \frac{1}{C\omega} = \frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \cos a, \quad R = -\frac{\mathcal{E}_0}{I_0} \sin a. \quad (20)$$

Бу тенгликларнинг иккинчисини биринчисига ҳадма-ҳад бўлиб, қуйидагини топамиз:

$$\operatorname{tg} a = \frac{R}{L\omega - \frac{1}{C\omega}}. \quad (21)$$

(20) тенгликларни ҳадма-ҳад квадратга кўтариб, бир-бирига қўшсак

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}. \quad (22)$$

(17), (21) ва (22) ифодалар биз излаётган ечимдан иборат. Бу ечим (4) тенгламанинг ушбу параграфнинг асосий текстда топилган ечимига ўхшаш эканлигини кўриш қийин эмас. Ҳақиқатан ҳам, (17) ифоданинг ҳақиқий қисми қуйидагича бўлади;

$$I = I_0 \cos(\omega t + a) \text{ ёки } I = I_0 \sin\left(\omega t + a + \frac{\pi}{2}\right).$$

$a + \frac{\pi}{2} = -\varphi$ деб олсак, қуйидагини топамиз:

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi).$$

Бу формула (5) формулага ўхшаб циклик частотаси ω га ва амплитудаси I_0 га тенг бўлган ва синуслар қонуни билан ўзгариб турадиган токни ифодалайди. Энди фазалар фарқи φ нинг қиймати иккала усулда ҳам бир хил бўлиб чиқишини кўрсатишимиз қолди; ҳақиқатан ҳам, (21) га биноан,

$$\operatorname{tg} \varphi = -\operatorname{tg}\left(a + \frac{\pi}{2}\right) = \operatorname{ctg} a = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R},$$

бу формула (8) формуланing ўзгинасидир.

Ўзгарувчан ток занжирида содир бўладиган процессларни график равишда тасвирлаш учун комплекс катталиклардан ҳақиқий катталикларга ўтиб ўтиришнинг ҳолати йўқ. Бунинг учун комплекс ae^{it} катталикка узунлиги a бўлган векторни мос қўшишга шартлашиш кифоя. Бу вектор берилган ўқ билан a бурчак ташкил қилади. Бирор векторни мавҳум бирлик i га кўпайтириш шу векторни тўғри бурчакка буриш демакдир. Ҳақиқатан ҳам:

$$iae^{ia} = e^{i\frac{\pi}{2}} ae^{ia} = ae^{i\left(a + \frac{\pi}{2}\right)}.$$

Бундан $i^2 = -1$ га кўпайтириш векторни π бурчакка буришдан иборат деган хулоса чиқади. Бу мулоҳазаларни назарда тутиб, (18) тенгликни қуйидаги кўринишда ёзамиз:

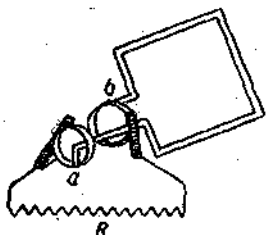
$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 e^{i(\omega t + \alpha + \pi)} + RI_0 e^{i(\omega t + \alpha + \pi/2)} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}$$

ёки α ни $-\varphi - \frac{\pi}{2}$ билан алмаштирсак:

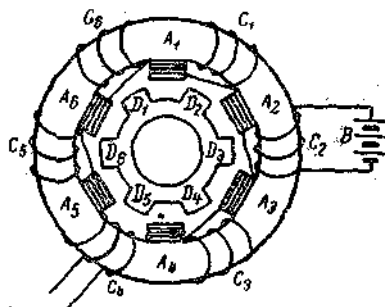
$$\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) I_0 e^{i(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2})} + RI_0 e^{i(\omega t - \varphi)} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}$$

Бу ифода узунликлари ва йўналишлари 309-расмга мос келадиган уч векторни бир-бири билан боғлайди.

235-§. Динамомашиналар ва электромоторлар. Динамомашиналар (ёки генераторлар) электромагнит индукция ҳодисасидан фойдаланиб ток ҳосил қилиш учун хизмат қиладиган машиналардир. Ўзгармас магнит майдонида айланаётган бир ўрам сим (рамка) энг содда ўзгарувчан ток генератори бўлади. Бундай рамкада ўзгарувчан токнинг қандай қилиб ҳосил бўлиши 223-§ да баён қилинган. Айланаётган бундай рамкадан иккита ҳалқа ҳамда a ва b чўткалар ёрдами билан занжирнинг ташқи R қисмига қандай



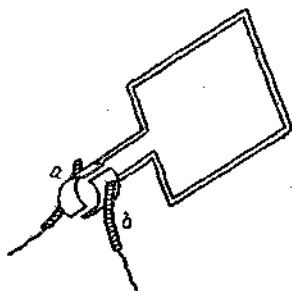
310-расм. Айланаётган рамкадан a ва b ҳалқалар ёрдамида электр токни олиб кетиш.



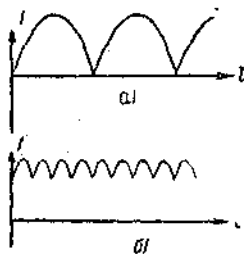
311-расм. Қўзғалмас чулғамли ўзгарувчан ток генераторининг схемаси.

қилиб ток берилиши 310-расмда тасвирланган. Амаалда динамомашиналарда, албатта, битта эмас, балки барабанга (роторга) ўралган жуда кўп ўрамлар ишлатилади. Техникада қўзғалмас чулғамли ҳамда ўзгармас магнитлар ўрнига электромагнитлар билан жиҳозланган машиналар ҳам ишлатилади. Бундай машинанинг схемаси 311-расмда тасвирланган. Ток темир ўзакнинг $A_1, A_2, A_3 \dots$ дўнг жойларига ўралган ғалтақларда индукцияланади. Ўзак $C_1, C_2, C_3 \dots$ чулғамлардан ўтадиган ток билан магнитланади. Бу ток кичкина ташқи ток манбаидан олинади. Машинанинг айланувчи қисми (ротори) тишли ҳалқага ўхшайди. (Роторнинг тишлари $D_1, D_2, D_3 \dots$ ҳарфлар билан кўрсатилган.) Ротор айланганда тишлари $A_1, A_2, A_3 \dots$ дўнгликларга нисбатан ҳаракатланиб, ўзаро қўшни бўлган дўнгликлар орасидаги магнит занжирини гоҳ кўпроқ, гоҳ камроқ бекитади. Натижада $A_1, A_2, A_3 \dots$ дўнг жойлардаги ғалтақлар орқали ўтаётган магнит индукция оқими ўзгаради ва уларда ток индукцияланади.

Юқорида кўрсатилган генераторлар билан бир қаторда ўзгармас ток генераторлари қуриш ҳам мумкин. Агар айланаётган рамканинг учларини (312- расм) бир-бирларидан изоляцияланган ярим ҳалқаларга (коллекторларга) бирлаштирсак, у вақтда a ва b чўткалар ярим ҳалқаларнинг тоҳ бирига, гоҳ иккинчисига навбатма-навбат тегиб туради ва ташқи занжирдан доим бир томонга қараб йўналган, аммо фақат кучи ўзгариб турадиган ток ўта бошлайди. 313- a расмда бундай I ток кучининг вақтга қараб ўзгариши график равишда тасвирланган. Агар битта рамканинг ўрнига ҳар бирининг



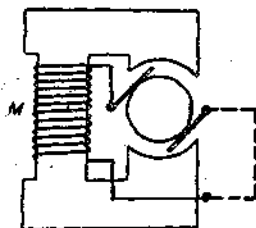
312-расм. Ўзгармас ток генератори коллекторининг схемаси.



313-расм. Ток кучининг вақтга қараб ўзгариши: a — коллектор иккита ярим ҳалқадан иборат бўлган генератор учун; b — мураккаб коллекторли генератор учун.

учлари мураккаб коллекторнинг алоҳида секцияларига уланган ўрамлар системасидан фойдаланилса, кучи вақт давомида салгина пульсацияланиб турадиган ўзгармас ток олиш мумкин (313- b расм). Ўлчовлари бир қадар каттароқ бўлган ўзгармас ток динамомашиналарининг ҳаммасида ҳам магнит майдон электромагнит ёрдами билан ҳосил қилинади. Бунда одатда электромагнитни динамомашинанинг ўзида ҳосил қилинадиган ток билан таъминлашга асосланган ўзи-ўзини уйғотиш принципи қўлланилади. Электромагнитга ток беришнинг асосий иккита усули бор: 1) кетма-кет ва 2) параллел усул.

Кетма-кет уйғотиш принципига асосланган машиналарда электромагнитнинг чулғами ташқи занжирга кетма-кет уланган бўлади (314- расм). Бундай машина электромагнит ўзагининг қолдиқ магнитланиши ҳисобига ишлай бошлайди, сўнгра машинада ҳосил бўлган бутун ток M электромагнитнинг чулғами орқали ўтади ва ротор айланаётган магнит майдонни кучайтиради. Ташқи занжир узилган вақтда бундай машинанинг электр юритувчи кучи қолдиқ магнитланиш таъсирида ҳосил бўладиган электр юритувчи кучга тенглашади.

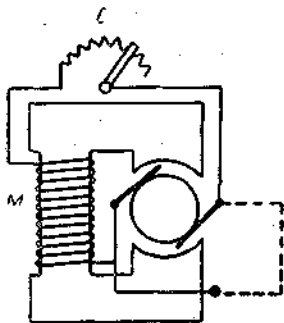


314-расм. Кетма-кет уйғотиш принципига асосланган динамомашинанинг схемаси.

Параллел уйғотиш принципига асосланган (шунтли) машиналарда электромагнитнинг чулғами ташқи занжирга параллел уланган бўлади (315-расм). Чулғамдаги токнинг кучини C реостат ёрдами билан ўзгартириб туриш мумкин. Шунтли машиналар энг кўп тарқалган машиналардир. Шу-

нингдек, аралаш уйғотиш принципига асосланган машиналар ҳам қўлланилади; уларнинг иккитадан чулғами бўлиб, бу чулғамларнинг бири ташқи занжирга кетма-кет, иккинчиси эса параллел уланади.

Хар қандай ўзгармас ток динамомашинасини электродвигателга айлантириш мумкин; бунинг учун унинг роторига чўткалари орқали бошқа бирорта манбадан ток бериш керак. У вақтда роторнинг чулғамлари орқали ўтаётган тоқлар билан магнит майдоннинг ўзаро таъсир кучлари роторни айлантира бошлайди.



315- расм. Параллел уйғотиш принципига асосланган динамомашинанинг схемаси.

Амалда ишлайдиган электр моторни биринчи бўлиб Б. С. Якоби Россияда яратган ва Нева дарёсида қайиқни юргизиш учун ишлатган.

Электр мотор ротори айланганда унинг чулғамиди айлантирувчи токка тескари йўналган ток индукцияланади. Шу сабабли ташқи манбадан роторнинг чулғамига берилаётган токнинг кучи камаёди. Агар ташқи электр юритувчи куч электр мотор айланаётган вақтда унга етарли электр токи бериб тура оладиган бўлса, у ҳолда электр мотор ишга туширилаётган пайтда бошланғич ток жуда катталик қилиб роторнинг чулғамини куйдириб юбориши мумкин. Бунинг олдини олиш учун моторга кетма-кет қилиб ишга тушириш реостати деб аталадиган реостат уланади. Электр моторнинг айланиш сони (тезлиги) орта бориши билан ишга тушириш реостатининг қаршилиги ҳам камайтира борилади.

Ҳозирги замон динамомашиналари ва электр моторлари фойдали иш коэффициентини жуда юқори бўлган машиналардир; катта машиналарнинг фойдали иш коэффициентини 95% гача етади. Ишқаланиш, Ленц — Жоуль иссиқлигининг чиқиши, Фуко тоқларининг ҳосил бўлиши ва гистерезис натижасида юз берадиган муқаррар исрофларни 5% гача камайтириш мумкин.

236- §. Трансформаторлар. Кўп техник ва лаборатория мақсадлари учун динамомашиналар берадиган электр юритувчи кучдан юксакроқ электр юритувчи кучлар зарур бўлади. Техникада электр энергияни бир жойдан иккинчи жойга (айрим ҳолларда истеъмолчи электр станциядан юз километрлаб узоқда жойлашган бўлади) узун симлар орқали узатишда юксак кучланишлар айниқса катта аҳамиятга эга бўлади. Гап шундаки, занжирдаги тўлиқ қувват электр юритувчи куч билан ток кучининг кўпайтмаси ($\mathcal{E}I$) га тенг, бундан қувват бир хил бўлган шароитда электр юритувчи куч $\mathcal{E}$ қанча юксак бўлса, ток кучи I шунча марта кичик бўлади деган ҳулоса чиқади. Узатиш симларида Ленц — Жоуль иссиқлигига сарф бўладиган иссиқлик эса $Q = RI^2$ га тенг, яъни ток кучи ортган сари исрофгарчилик ортиб боради. Шу сабабли зарарли исрофларни камайтириш учун узатиш пайтида юксак электр юритувчи куч ва кичик ток кучи билан иш кўриш қудайроқ

Ўзгарувчан ток билан иш кўрган вақтда электр юритувчи кучни (ёки одатда, техникада айтилишича, „кучланиш“ни) юксалтирувчи трансформаторлар билан осонгина юксалтириш мумкин. Трансформаторларни биринчи бўлиб рус электротехниклари П. Н. Яблочков (1876 й.) ва И. Ф. Усагин (1882 й.) яратган ва амалда ишлатган. Энг содда трансформатор (316-расм) умумий берк темир ўзакка ўралган иккита чулғамдан иборат. Бирламчи чулғам (A_1) йўгон симдан ўралган бўлиб, ундаги ўрамлар сони у қадар кўп эмас, иккиламчи чулғам (A_2) ингичкароқ симдан кўпроқ қилиб ўралган. Бирламчи A_1 чулғамдан ўтаётган ток ҳосил қиладиган ўзгарувчан магнит индукция оқими (Φ) нинг деярли ҳаммаси фақат ўзак ичига тўплан-

ган ва, демак, амалда иккиламчи чулғамнинг ўрамларини тўлиқ кесиб ўтади.

Иккиламчи ғалтак (чулғам) узиб қўйилса, бирламчи чулғам занжирнинг муайян омик ва индуктив қаршиликка эга бўлган бирорта қисмидан иборат бўлиб қолади. Агар омик қаршилик унинг родини эътиборга олмаसा бўладиган даражада кичик деб ҳисобласак, у ҳолда бирламчи чулғамда таъсир этаётган $\mathcal{E}_1$ электр юритувчи куч шу чулғамда ҳосил бўладиган ўзиндукция электр юритувчи кучи ($\mathcal{E}_{si}$) га сон қиймати жиҳатидан тенг ва ишораси қарама-қарши бўлади:

$$\mathcal{E}_1 = - \mathcal{E}_{si}.$$

Бирламчи чулғамнинг ҳар бир ўраида $-\frac{d\Phi}{dt}$ га тенг ўзиндукция электр юритувчи кучи ҳосил бўлади, шунинг учун:

$$\mathcal{E}_{si} = - N_1 \frac{d\Phi}{dt},$$

бу ерда N_1 — бирламчи чулғамдаги ўрамлар сони. Бунга биноан, бирламчи чулғамда таъсир этаётган $\mathcal{E}_1$ электр юритувчи кучнинг қуйидаги ифодасини топамиз:

$$\mathcal{E}_1 = N_1 \frac{d\Phi}{dt}. \quad (1)$$

Худди ўша Φ оқим иккиламчи чулғамни ҳам кесиб ўтганлиги учун унинг ҳар бир ўраида $-\frac{d\Phi}{dt}$ га тенг индукция электр юритувчи кучи, иккиламчи чулғамда эса ҳаммаси бўлиб

$$\mathcal{E}_2 = - N_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

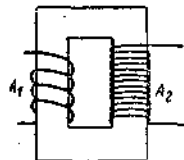
га тенг электр юритувчи куч ҳосил бўлади. бу ерда N_2 — иккиламчи чулғамдаги ўрамлар сони. (1) ва (2) ифодаларни солиштирсак, иккиламчи чулғамда ҳосил бўладиган индукция электр юритувчи кучи қуйидагига тенг бўлишини топамиз:

$$\mathcal{E}_2 = - \frac{N_2}{N_1} \mathcal{E}_1. \quad (3)$$

Шундай қилиб, иккиламчи чулғам ўрамлари сонининг бирламчи чулғам ўрамлари сонига нисбати қанча бўлса, трансформатор электр юритувчи кучини шунча марта юксалтирар экан. Манфий ишора бирламчи чулғамдаги электр юритувчи куч билан иккиламчи чулғамдаги электр юритувчи кучнинг фазалари қарама-қарши эканлигини кўрсатади.

Одатда трансформаторларда иккиламчи чулғам узиб қўйилган шароитда бирламчи чулғамнинг ўзиндукция коэффициенти катта, демак, унинг индуктив қаршилиги ҳам катта бўлади. Шунинг учун иккиламчи чулғам узиб қўйилганда бирламчи чулғам орқали ўтадиган I_1 ток кучи кам бўлади. Бу ток салт ишлаш токи деб аталади. Иккиламчи занжир уланганда унда ток индукцияланиб, бу ток, Лени қондасига биноан, бирламчи чулғамнинг магнит майдонини компенсациялайдиган ўзининг магнит майдонини ҳосил қилади. Бунинг натижасида бирламчи чулғамнинг индуктив қаршилиги камаяди ва I_1 ток ортади. Шундай қилиб, бирламчи чулғамда сарфланадиган қувват иккиламчи чулғамдан олинадиган қувватга боғлиқ экан.

Иккиламчи занжирга нагрузка уланганда (3) муносабат ўз кучини йўқотадди. Бирламчи занжирдаги ток салт ишлаш токидан унча кўп фарқ қилма-



316-расм. Трансформатор.

ган вақтларда бу муносабат тўғрилигича қолаверади. Трансформаторнинг умумий назарияси, айниқса ўзакдаги гистерезис ҳодисасининг ролини ҳисобга оладиган назарияси анча мураккабдир.

Чулғамларда Ленц — Жоуль иссиқлигининг ажралиб чиқиши, магнит индукция чизиқларининг ўзакдан ташқарига сочилиб чиқиб кетиши, ўзакда Фуко тоқларининг ҳосил бўлиши ва ўзак гистерезисга эга бўлганлиги сабабли уни қайта магнитлаш учун иш сарфлаишини натижасида трансформаторда қувват исроф бўлади.

Кейинги икки сабабнинг ролини пасайтириш учун трансформаторларнинг ўзақлари темирнинг энг юмшоқ сортларидан, шу билан бирга бир-бирларидан изоляцияловчи қатламлар билан ажратилган алоҳида пластинкалардан ясаллади. Ҳозирги замон йирик трансформаторларида исрофларни умумий қувватнинг 2% гача камайтириш мумкин. Демак, бундай трансформаторнинг фойдали иш коэффициенти 98% гача боради.

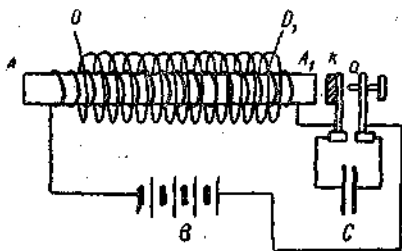
Бундай трансформаторларнинг бирламчи ва иккиламчи чулғамларидаги қувватлар амалда бир-бирига тенг деб ҳисобласак, қуйидагини толамиз:

$$\mathcal{E}_1 I_1 = \mathcal{E}_2 I_2,$$

бундан (3) муносабатга биноан,

$$I_2 = \frac{N_1}{N_2} I_1; \quad (4)$$

шундай қилиб, бирламчи ва иккиламчи занжирлардаги тоқларнинг кучлари бирламчи ва иккиламчи чулғамлардаги ўрамлар сонига тескари пропорционал экан.



317-рasm. Индукцион ғалтак.

Ҳар қандай юксалтирувчи трансформатор пасайтирувчи трансформатор бўлиб ҳам ишлаши мумкин, бунинг учун бирламчи тоқни ўрамлар сони кўпроқ ва сими ингичкароқ бўлган чулғамга бериш керак. Бу вақтда иккинчи чулғамда ҳосил бўлган тоқнинг кучи биринчи чулғамдагидан катта, электр юритувчи куч эса кичик бўлади. Одатда станциядан симлар орқали берилган юксак „кучланишли“ ток истеъмолчига бериладиган жойда пасайтирувчи трансформатор ёрдами билан қайтадан пастроқ „кучланишга“ қадар пасайтирилади.

Трансформаторлар техникадан ташқари лаборатория техникасида (юксалтирувчи сифатида ҳам, пасайтирувчи сифатида ҳам) кенг қўлланилади. Қўйиладиган талабларга қараб лаборатория трансформаторларининг тузилиши турлича бўлади. Кам қувватли юксак электр юритувчи кучлар олиш учун индукцион ғалтак ишлатилади. Индукцион ғалтак беркмас умумий темир ўзакка кийдирилган иккита цилиндрик соленоиддан иборатдир (317-рasm). Бирламчи чулғам вазифасини йўғон симдан ўралган ва ўрамлар сони нисбатан кўп бўлмаган ички AA_1 соленоид бажаради. Иккиламчи чулғам вазифасини эса ингичка симдан кўп қилиб ўралган ташқи DD_1 соленоид бажаради. Одатда бирламчи чулғам ўзгармас ток манбаига масалан, аккумуляторлар батареяси (B) га уланади. Бирламчи чулғам ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилиши учун ундаги ток автоматик узгич ёрдами билан даврий равишда улашиб, узилиб турилади. Учига k темир юкча ўрнатилган пружинадан иборат болғача ана шундай автоматик узгичнинг энг содда туридир (317-рasm). Бирламчи чулғамдан ток ўта бошлаганда ғалтакнинг

ўзаги магнитланиб, пружинани ўзига тортади. Натижада k пружина билан a штифт орасидаги контактда занжир узилади. Контакт узилаган вақтда кучли учқун ҳосил бўлмаслиги учун k билан a орасига B конденсатор уланади. Ана шундай қилинганда занжирни узган вақтда B батареядан келган ток конденсаторни зарядлашга кетади ва натижада учқун ҳосил бўлмайди.

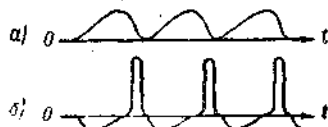
Болгача ёки бошқа бирор механик мослама ёрдами билан узиладиган бирламчи контурдаги ток синусоидал ўзгарувчан ток бўлмайди. Бу ток кучининг вақтга қараб ўзгариши 318-а расмда тасвирланган. Бу ток занжирни улагандан кейин секироқ ўсади (бунга ўзиндукция ҳодисаси сабаб бўлади), занжирни узганда эса тез каялади. Иккиламчи занжирдаги электр юритувчи куч бирламчи занжирдаги ток кучининг ўзгариш тезлиги (dI_1/dt) га боғлиқ бўлганлиги учун (226- § га қараңг), унинг узилиш пайтларидаги қиймати уланш пайтларидаги қийматига қараганда каттароқ бўлади. Иккиламчи занжирдаги электр юритувчи кучнинг вақтга қараб ўзгариши 318-б расмда тасвирланган. Электр юритувчи кучнинг қиймати манфий бўлиши унинг таъсирида иккиламчи чулғамда ҳосил бўлган ток бирламчи чулғамдаги токка тескари йўналганлигини кўрсатади; электр юритувчи кучнинг қиймати мусбат бўлиши эса иккиламчи чулғамдаги ток бирламчи чулғамдаги ток билан бир томонга йўналганлигини кўрсатади.

Агар иккиламчи чулғамни қисқа туташтирсак, унда симметрик шаклга эга бўлмаган ўзгарувчан ток ўта бошлайди, бироқ бу ҳолда иккала йўналишда ҳам кўчирилладиган электр миқдорлари бир-бирига тенг бўлади. Агар иккиламчи занжирни узиб, унда учқун чиқадиган жой ҳосил қилсак, у вақтда занжирни улаганда ҳосил бўладиган электр юритувчи куч разряд юзага чиқариш учун етарли бўлмай қолши мумкин; у ҳолда учқун бирламчи чулғамни узган пайтдагина чиқади, холос, ва иккиламчи занжирда ҳар гал бир томонга йўналган пульсацияланувчи ток оқади.

237- §. Ҳзгарувчан токларни тўғрилаш ва ўлчаш. Ҳосил қилиш ва узатиш қулай бўлганлиги туфайли ўзгарувчан токлар техникада жуда кенг қўлланиладиган бўлиб қолди. Бироқ, кўпчилик ҳолларда истеъмолчиларга ўзгармас ток керак бўлади, шунинг учун ҳозирги замон техникаси ўзгарувчан токни тўғрилашнинг турли хил усулларидан фойдаланади.

Токни тўғрилашнинг турли усуллар билан, масалан, қаттиқ ярим ўтказгич тўғрилагичлар ёки электролитик тўғрилагичлар (178- §) ёрдамида амалга ошириш мумкин. Иккита ярим ўтказгич ёки ярим ўтказгич ва металл орасидаги контакт, 171- § да айтилганидек, токнинг йўналишига қараб жуда турли қаршиликка эга бўлади. Шунинг учун ҳам контакт орқали ток бир йўналишда сезиларли сусаймасдан ўтади, иккинчи йўналишда эса, жуда заиф ток ўтади. Ҳозирги замон техникасида ярим ўтказгичли тўғрилагичлар кенг тарқалган. Мисол тариқасида *германий тўғрилагични* кўрсатиш мумкин. У бир томонига индийдан ясалган, иккинчи томонига кўрошиндан ясалган шарча пайвандланган германий пластинкадан иборат. Индий электрод яқинида „кавак“ ўтказувчанлик юзага келади, ундан нарида эса $p-n$ ўтиш тўғрилаш соҳаси ҳосил бўлади. Бундай тўғрилагич ўз контактининг 1 см^2 юзидан юзлаб ампергача ток ўтказиш қобилиятига эга. Бошқа бир ярим ўтказгичли тўғрилагич сифатида иккита металл диск орасида жойлашган юпқа селен қатламидан иборат бўлган *селен тўғрилагични* кўрсатиш мумкин.

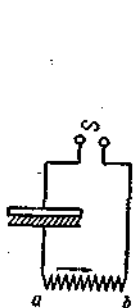
Қаттиқ тўғрилагичлар ўрнига *кенотронлар* ишлатиш мумкин. Кенотронларда ток бир томонга, яъни аноддан қизитилган катодга қараб ўтиш



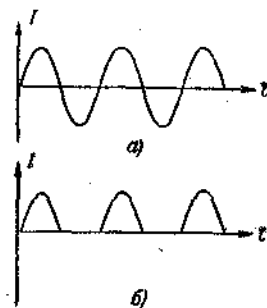
318- расм. Индукцион ғалтақда ток кучининг вақтга қараб ўзгариши: а) бирламчи чулғамда; б) иккиламчи чулғамда.

хусусиятига эга. Ниҳоят, симобли *тўғрилагичлар* ҳам кенг тарқалган тўғрилагичлардандир. Бу тўғрилагичлар разряд найларининг ўзгинаси бўлиб, уларда суюқ симобнинг сирти билан графит электрод орасидаги симоб бўғларида разряд юз беради; бунда симобнинг қизиган сирти кўпроқ катод вазифасини ўтади. Натижада ҳар гал симоб катод, графит эса анод бўлганда разряд ёнади, ток бунга тескари йўналганда эса разряд ўтади.

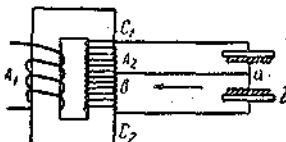
Агар шу хилдаги *электролитик* ёки *қаттиқ* ёки бошқа *тўғрилагични* ўзгарувчан ток занжирига қўшсак (319- расм), у ҳолда занжирнинг *ab* участкасида ток бир томонга қараб ўтади. Бироқ бу токнинг кучи доимий бўлмасдан, балки вақтга қараб ўзгариб туради.



319- расм. Қаттиқ тўғрилагични ўзгарувчан ток занжирига улаш.

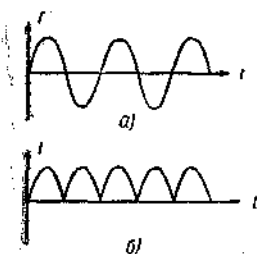


320- расм. Ток кучининг вақтга қараб ўзгариши: а — ўзгарувчан токнинг кучи; б — тўғрилагичдан ўтказилган токнинг кучи.



321- расм. Ўрта нуқтасига эга бўлган трансформаторнинг иккиламчи галтагига иккита тўғрилагични улаш схемаси.

320- а расмда синусоидал ўзгарувчан ток кучининг, 320- б расмда эса тўғрилагич орқали ўтказилган ток кучининг вақтга қараб ўзгариши кўрсатилган. Трансформатор ва иккита тўғрилагич ишлатиб, ўзгарувчан токнинг "иккинчи ярмидан" ҳам фойдаланиш мумкин.



322- расм. Ток кучининг вақтга қараб ўзгариши: а) ўзгарувчан ток кучининг; б) 321- расмдаги схема бўйича тўғрилانган ток кучининг ўзгариши.

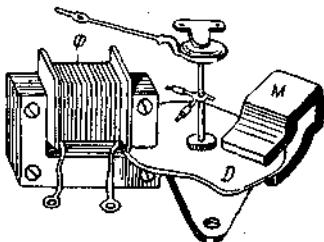
321- расмда A_1 — ўзгарувчан ток занжирига уланган трансформаторнинг бирламчи чулғамини, A_2 эса иккиламчи чулғамини тасвирлайди. 1 ва 2 рақамлар билан кўрсатилган тўғрилагичлар иккиламчи чулғамнинг ўртасида *ab* сим чиқарилган. Бундай шароитда даврнинг биринчи ярмида иккиламчи чулғамнинг C_1b қисми ишлайди ва ток I тўғрилагич орқали ўтади. Даврнинг иккинчи ярмида эса иккиламчи чулғамнинг C_2b қисми ишлайди ва ток 2 тўғрилагич орқали ўтади. Занжирнинг *ab* участкасида ток доим бир томонга қараб оқади. 322- а расмда яна синусоидал ўзгарувчан ток, 322- б расмда эса ҳозир таърифланган схема ёрдами билан тўғрилانган ток чизиб кўрсатилган. Ток кучининг ўзгаришларини яна ўзиндукция ёки снгим ёрдамида ҳам текислаш мумкин.

Ўзгарувчан токларни ўлчаш учун ҳаракатчан рамкали магнитоэлектр асбоблар ярамайди, чунки уларда токнинг йўвалиши ўзгариши билан рам-

канинг йўналиши ҳам ўзгаради. 233- § да биз ўзгарувчан тоқларни иссиқлик асбоблари билан ўлчаш мумкинлигини кўрсатиб ўтган эдик.

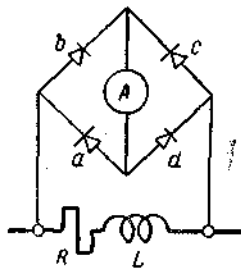
Ўзгарувчан тоқлар икки ғалтакли электродинамик асбоблар билан ва темир парчасининг ғалтак ичига тортилиш принципига асосланган электромагнит асбоблар билан ўлчанади. Электромагнит асбобларда ғалтакка тортиладиган стержень гистерезиси мумкин қадар оз бўлган темир сортидан ясалган бўлиши керак.

Бундан ташқари, ўзгарувчан тоқларни индукцион (электродинамик) асбоблар билан ҳам ўлчаш мумкин. Бу асбобларнинг ишлаш принципи қуйндагичадир (323- расм): ўлчанаётган ўзгарувчан тоқ электромагнитнинг Φ ғалтагидан ўтиб, унинг қутблари орасида ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилади. Асбобнинг ҳаракатланувчи қисми D пластинкадан иборат бўлиб, у ўзгарувчан магнит майдонга қисман кириб туради. Пластинкада индукцион Фуко тоқлари ҳосил бўлиб, бу тоқларга магнит майдоннинг кўрсатган таъсир кучи пластинкани майдондан туртиб чиқаришга интилади. Натижада пластинка ва унга маҳкамланган стрелка бурилади. Ўзгармас M магнит пластинканинг тебранишларини тинчитади.



323- расм. Индукцион амперметрнинг схемаси.

Нижоят, ўзгарувчан тоқларни ҳаракатчан рамкали магнитоэлектр асбоблар ёрдами билан ҳам ўлчаш мумкин, аммо бунинг учун магнитоэлектр асбобларга тўғрилагичлар қўшиш керак. Одатда бундай мақсадлар учун қаттиқ тўғрилагичлар (купрокслар) ишлатилади. 324- расмда амперметрни ўзгарувчан тоқ занжирига тўртта a, b, c, d купрокс ёрдами билан улаш схемаси кўрсатилган. Купрокслар токнинг A амперметр орқали бир томонга қараб ўтишини таъминлайди. R қаршилик билан L ўзиндукция шунт вазифасини ўтайди.



324- расм. Ўзгарувчан тоқ кучини ўлчаш учун тўғрилагичларни улаш.

238- §. Уч фазали ток. Биз юқорида кўриб ўтган оддий синусоидал ўзгарувчан тоқ билан бир қаторда техникада *уч фазали* тоқ ҳам кенг қўлланилади. Уч фазали тоқ деб ўтказгичларнинг тармоқланган занжирда фазаларининг фарқи $\frac{2}{3} \pi$ га

(ёки градуслар билан ўлчаганда 120° га) тенг бўлган учта ўзгарувчан электр юритувчи куч таъсирида пайдо бўладиган тоққа айтилади. Аввал бири бири билан боғланмаган $A_1B_1C D_1$, $A_2B_2C_2D_2$ ва $A_3B_3C_3D_3$ берк занжирларни (325- расм) қараймиз.

Занжирларнинг A_1D_1 , A_2D_2 ва A_3D_3 участкаларида мос равишда

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1 &= \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \\ \mathcal{E}_2 &= \mathcal{E}_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right), \\ \mathcal{E}_3 &= \mathcal{E}_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) \end{aligned}$$

электр юритувчи кучлар индукцияланаётган бўлсин. Бу занжирларда ўзиндукция йўқ ва уларнинг ҳар бирига бир хил $R_1 = R_2 = R_3 = R$ омик қаршиликлар уланган деб фараз қиламиз.

У вақтда, 232- § да айтилганига биноан, бундай занжирларда мос равишда

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 \sin \omega t, \\ I_2 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right), \\ I_3 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) \end{aligned}$$

тоқлар ҳосил бўлади, бу ерда $I_0 = \mathcal{E}_0/R$ — тоқларнинг умумий амплитудаси. Учала занжирнинг D_1 , D_2 ва D_3 нуқталарини бир-бирига бирлаштирамиз. У ҳолда бу D_1 , D_2 ва D_3 нуқталарнинг потенциаллари тенглашиб қолади; мос C_1 , C_2 ва C_3 нуқталарнинг потенциаллари ҳам тенглашиб қолади; шунинг учун бу C_1 , C_2 ва C_3 нуқталарни ҳам бир-бирларига бирлаштирадиган қаршиликлардан ўтаётган I_1 , I_2 ва I_3 тоқлар ўзгармайди.

Бундай улашда D_1C_1 , D_2C_2 ва D_3C_3 симларни битта F сим билан алмаштириш мумкин; ана шундай қилганда 326- расмда тасвирланган занжир тuzилган бўлади.

Равшанки, F симдан тоқларнинг $I_1 + I_2 + I_3$ йиғиндисига тенг ток ўтади. Бу $I_1 + I_2 + I_3$ ток доим нолга тенг эканлигини кўриш қийин эмас.

Ҳақиқатан ҳам:

$$I_1 + I_2 = I_0 \sin \omega t + I_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right) = I_0 \sin \left(\omega t + \frac{1}{3} \pi \right),$$

бундан

$$\begin{aligned} I_1 + I_2 + I_3 &= I_0 \sin \left(\omega t + \frac{1}{3} \pi \right) + I_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) = \\ &= 2 I_0 \sin \left(\omega t + \frac{5}{6} \pi \right) \cdot \cos \frac{\pi}{2} = 0. \end{aligned}$$

Учала амплитудаларнинг I_0 векторларини график усулда қўшганда ҳам худди шу натижани олиш мумкин. Бу векторлар тенг томонли учбурчак шаклидаги ёпиқ синиқ чизиқни ҳосил қилади.

Йиғинди ток кучи $I_1 + I_2 + I_3$ доим нолга тенг бўлгани учун F сим кераксиз бўлиб қолади ва уни олиб ташлаш мумкин. Натижада фазаларининг фарқи 120° га тенг бўлган учта ўзгарувчан I_1 , I_2 ва I_3 тоқларни улар ҳосил қилинган жойдан R_1 , R_2 , R_3 қаршиликларга учта сим орқали узатиш имконияти туғилади. Агар бу занжирларни бир-бирларига юқоридагидек бирлаштираганимизда шу тоқларни узатиш учун уч жуфт сим керак бўлар эди. Уч фазали токнинг биз юқорида кўрган занжири юлдуз схемасида уланган занжир деб аталади.

325-расмда кўрсатилган учта мустақил занжирни *учбурчак схемаси* деб аталадиган бошқа схема билан бирлаштириш ҳам мумкин (327- расм).

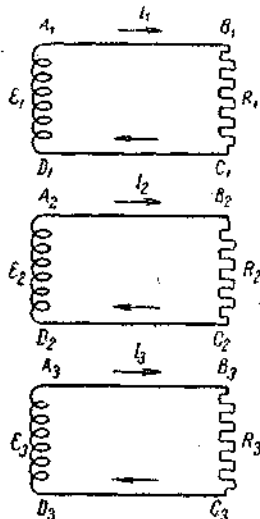
Бу схемада A_1D_3 , A_2D_1 , A_3D_2 ва B_1C_3 , B_2C_1 , B_3C_2 нуқталар бир-бирлари билан уланган. Бундай схема ҳам R_1 , R_2 , R_3 қаршиликлар орқали ўтаётган тоқларни ўзгартирмасдан уч жуфт сим ўрнига учта сим ишлатишга имкон беради.

Бу схемада R_1 , R_2 , R_3 қаршиликлар ўзаро тенг бўлгандагина тоқларнинг йиғиндиси $I_1 + I_2 + I_3$ нолга тенг бўлади. Агар бу қаршиликлар бир-бирига тенг бўлмаса, у ҳолда I_1 , I_2 , I_3 тоқлар орасидаги фазалар фарқи ўзгармаган шароитда тоқлар йиғиндиси $I_1 + I_2 + I_3$ нолдан фарқ қилади. Аслини олганда эса, C_1 , C_2 , C_3 нуқталар ўзаро бирлаштирилганлиги (юлдуз схемаси) учун улар тугун нуқта ҳосил қилади. Кирхгоф қонунига биноан, келаётган ва кетаётган тоқларнинг йиғиндиси тугун нуқтада нолга тенг бўлиши керак. Шундай қилиб, аслида R_1 , R_2 , R_3 қаршиликлар ўзаро тенг бўлмаганда ҳам

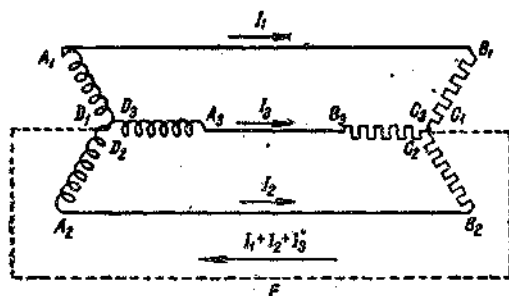
токлар йиғиндиси $I_1 + I_2 + I_3 = 0$ бўлар экан. Бунга B_1, B_2, B_3 нуқталар орасида қўшимча фазалар фарқи ҳосил бўлганлиги сабаб бўлади.

Уч фазали токлардан фойдаланишнинг қулайлик томони шундаки, улар айланувчи магнит майдон ҳосил қилишга имкон беради.

Уч жуфт қутбга эга бўлган ҳалқасимон магнит занжири (328-рasm) текширайлик. Ҳар бир жуфт қутб ўзининг магнит майдонига эга бўлиб, бу майдонларнинг H_1, H_2 ва H_3 кучланганлик векторлари ҳалқанинг мос диаметрлари бўйлаб йўналади. Қутбларнинг ҳар қайси жуфтини чулғамлари мос равишда уч фазали токнинг ташкил этувчиларидан ток олаётган бўлсин. Агар ҳалқа материалидаги гистерезис ҳодисасини эътиборга олмасак, магнит майдонларининг H_1, H_2, H_3 кучланганликлари



325-рasm. Уч фазали ток ҳосил қилиш схемаси.



326-рasm. Юлдуз усулида улаш схемаси.

вақтга қараб қуйидаги қонун бўйича ўзгаради, деган хулосага келамиз:

$$H_1 = H_0 \sin \omega t,$$

$$H_2 = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right),$$

$$H_3 = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right).$$

328-рasmда кўрсатилганидек ОХУ координата ўқларини ўтказиб, H_1, H_2, H_3 кучланганликларнинг ҳар бир ўққа туширилган проекцияларининг йиғиндиларини топамиз:

$$H_x = H_0 \sin \omega t + H_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right) \cos \frac{2}{3} \pi + H_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) \cos \frac{4}{3} \pi;$$

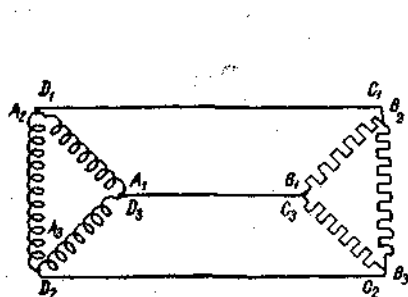
$$H_y = H_0 \sin \left(\omega t + \frac{2}{3} \pi \right) \sin \frac{2}{3} \pi + H_0 \sin \left(\omega t + \frac{4}{3} \pi \right) \sin \frac{4}{3} \pi.$$

Тегиншли шакл алмаштиришлардан кейин қуйидагиларни топамиз:

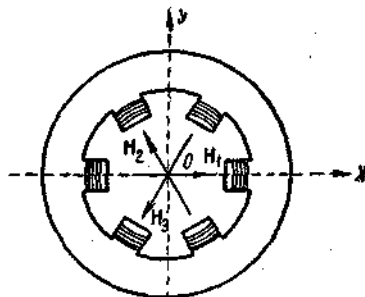
$$H_x = \frac{3}{2} H_0 \sin \omega t; \quad H_y = \frac{3}{2} H_0 \cos \omega t.$$

I томда айтилганига биноан, бу икки ташкил этувчи ўзгармас ω бурчак тезлик билан соат стрелкаси ҳаракати йўналишида айланаётган H векторни характерлайди.

Айланувчи магнит майдон шу майдонда турган ўтказгичга механик куч билан таъсир этади. Чунки бу ўтказгичда индукцион тоқлар ҳосил бўлиб, улар билан магнит майдон ўзаро таъсирлашади. Масалан, айланаётган магнит майдонга чулғами туташтирилган рамкани ўқи майдон йўналишига перпендикуляр вазиятда турадиган қилиб киритсак, рамка магнит майдоннинг



327- расм. Учбурчак усулида улаш схемаси.



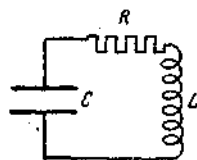
328- расм. Ҳалқасимон магнит занжири.

кучланганлик вектори айланаётган томонга қараб айлана бошлайди. Шу ҳодисага асосланиб, уч фазали ўзгарувчан ток билан ишлайдиган электромоторлар қуриш мумкин. Энергияни уч фазали ток ёрдами билан узатишни ва айланувчи магнит майдон билан ишлайдиган электр мотордан фойдаланишни биринчи бўлиб рус инженери М.О. Доливо-Добровольский 1891 йилда амалга оширган. Ҳозирги вақтда техникада ишлатиладиган электр моторларнинг кўпчилиги айланувчи магнит майдондан фойдаланиш принципига асосланган.

XXI БОБ

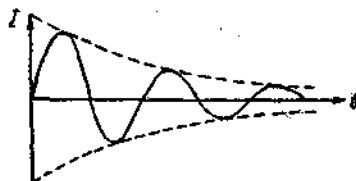
ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТЕБРАНИШЛАР ВА ТУЛҚИНЛАР

239- §. Конденсаторнинг тебранма разряди. Қопламалари L ўзиндукция ва R қаршилик орқали бир-бирига туташтирилган C конденсаторни (329- расм) тасаввур қилайлик. Бирор пайтда конденсаторнинг қопламалари V потенциаллар айирмасигача зарядлантирилиб, сўнгра бу потенциаллар айирмаси майдан узиб қўйилган бўлсин. Ўзиндукция бўлмаганда конденсаторнинг қопламаларини бир-бирига улаб турган сим орқали шу қопламаларнинг потенциаллари тенглашганга қадар ток ўтиб турган булар эди. Ўзиндукция борлигида эса бошқа ҳодиса рўй беради. Қопламаларнинг потенциаллари тенг-



329- расм. C сифим, R омик қаршилик ва L ўзиндукцияга эга бўлган тебраниш контури.

лашган пайтда ўзиндукция электр юритувчи кучи токнинг камайишига йўл қўймайди ва натижада конденсатор қайта зарядланади. Бундан кейин яна ток ҳосил бўлади, бироқ энди бу ток аввалги токка тескари йўналган бўлади, натижада қопламаларнинг ана шундай қайта зарядланиш процесси даврий равишда такрорланиб туради — сиғим билан ўзиндукциядан ташкил топган занжирда тебранишлар ҳосил бўлади. Ток энергиясининг бир қисми R қаршиликда Ленц — Жоуль иссиқлигининг ажралиб чиқишига сарфлангани сабабли тебранишлар аста-секин сўнади. Тебранишларнинг умумий характери 330-расмда тасвирланган. R қаршилик қанчалик кичик бўлса, сўниш ҳам шунчалик сустроқ боради; лимитда, яъни $R = 0$ бўлганда тебранишлар сўнамас тебранишларга айланиши керак.



330-расм. Сўнувчи тебранишлар.

Қуйидаги:

$$L > \frac{CR^2}{4} \quad (1)$$

тенгсизлик бажарилганда разрядланиш тебранма характерга эга бўлишини қуйироқда кўрамиз.

Агар ўзиндукция коэффициентининг қиймати (1) тенгсизликдан топиладиган қийматдан кичик бўлса, у ҳолда ўзиндукция электр юритувчи кучи конденсаторнинг қопламаларини қайта зарядлаш учун кифоя қилмайди: разряд нодаврий разряд бўлади.

R қаршилик кичик бўлганда тебранма разряднинг T даври қуйидаги формула (бу формуланинг чиқарилиш йўлини пастроқдан топасиз) билан ифодаланади:

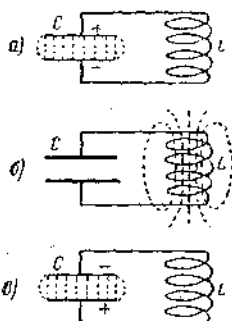
$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (2)$$

Шундай қилиб, ўзиндукция билан сиғим қанчалик кичик бўлса, давр шунчалик кичик, яъни электр тебранишларнинг частотаси шунчалик юксак бўлар экан. Одатда электр тебранишларнинг даври жуда кичик бўлади. Ҳатто биз қиёсан катта сиғим ва ўзиндукция олсак, масалан, $C = 1$ мкф, $L = 1$ гн қилиб олсак ҳам қуйидагига эга бўламиз (бу ерда 1 мкф $= 10^{-6}$ ф эканлигини эътиборга оламиз:

$$T = 2\pi\sqrt{10^{-6} \cdot 1} \text{ сек} \cong 0,0063 \text{ сек}.$$

Биз кўриб ўтган электр тебранишлар механик тебранишларга, масалан, маятникнинг тебранишларига ўхшайди. Бирор

томонга оғдирилган маятник инерция билан мувозанат ҳолатидан ўтиб, қарама-қарши томонга оғади ва, шундай қилиб, тебранма ҳаракатга келади. Бу тебранма ҳаракат ишқаланиш кучларининг таъсирида аста-секин сўниб боради. Бундай таққослашдан кўриниб турибдики, ўзиндукция инерция ролини, омик қаршилиқ эса механик қаршилиқ ролини ўтар экан. Агар энергетик муносабатларга ўтсак, бундай ўхшашлик яна ҳам чуқурлашади. Четга оғдирилган вақтда маятникнинг олган потенциал энергияси маятник тебранган вақтда ҳаракат кинетик энергиясига айланади. Маятник мувозанат ҳолатидан ўтгандан кейин бу кинетик энергия яна қайтиб потенциал энергияга айлана



331-расм. Конденсатор даврий равишда разрядланган вақтда электр ва магнит майдонларнинг навбат билан ҳосил бўлиши.

боради. Сўнгра бу ҳодиса яна бошидан такрорланади. Конденсатор зарядланган вақтда системага электр энергия (потенциал энергия) берилади. 331-а расмда конденсатор қопламаларини бирлаштирувчи чизиқлар қопламалар орасида электр майдон борлигини кўрсатади. Конденсатор разрядланган вақтда электр ток пайдо бўлиб, бу ток соленоидда (ўзиндукцияда) магнит майдон ҳосил қилади. Ҳаракатланаётган маятник кинетик энергия запасига эга бўлгани сингари, бу магнит майдон ҳам энергия запасига эга бўлади. 331-б расмда ўзиндукциянинг ўрамлари ичидаги магнит майдон пунктир чизиқлар билан кўрсатилган. Бундан кейин конденсатор қайта зарядланади (331-в расм) — токнинг „кинетик“ энергияси конденсатор электр майдонининг потенциал энергиясига айланади ва ҳоказо.

Конденсатор тебранма разрядининг табиатини муфассалроқ кўриб чиқайлик.

Конденсаторнинг битта қопламасига берилган зарядни Q билан белгилаймиз.

У ҳолда занжирдаги ток кучининг сонли қиймати шу заряднинг вақт барлиги ичида ўзгаришига тенг бўлади:

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (3)$$

Маълум бир пайтдаги конденсатор қопламаларидаги потенциаллар айирмасини V билан белгилаймиз. У ҳолда биз қараётган занжирдаги тўлиқ потенциал тушуви $IR + V$ бўлади; бу потенциал тушуви занжирдаги электр юритувчи кучга тенг бўлиши керак. Лекин занжирдаги электр юритувчи куч фақат

ўзиндукция электр юритувчи кучи $(-L \frac{dI}{dt})$ дан иборат бўлганлиги учун

$$IR + V = -L \frac{dI}{dt}. \quad (4)$$

Конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмаси конденсатор сигими ва қопламалардаги заряд орқали ифодаланиши мумкин: $V = \frac{Q}{C}$; маълумки, заряд Q ҳам, потенциаллар айирмаси V ҳам ўзгарувчан катталиклар бўлиши керак. V нинг бу ифодасини (4) формулага қўйиб ва (3) муносабатдан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$L \frac{d^2Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0; \quad (5)$$

бу муносабат дифференциал тенгламадир. Агар шу дифференциал тенгламани ечсак, Q нинг вақтга қараб ўзгариш қонунини топишимиз мумкин. Бундай тенгламанинг ечилишини I томда моддий нуқтанинг эластик сўнувчи тебранишларини текширган вақтда келтирган эдик; уни бу ерда яна бир марта такрорлаймиз. (5) муносабатга қуйидагича алмаштиришларни киритамиз:

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{CL} = \omega_0^2. \quad (6)$$

У вақтда тенглама бундай кўринишга келади:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + 2\beta \frac{dQ}{dt} + \omega_0^2 Q = 0. \quad (5a)$$

Қуйидагича алмаштириш:

$$Q = ze^{-\beta t} \quad (7)$$

орқали янги ўзгарувчан катталик киритиб, (5a) тенгламанинг ечимини излаймиз. (7) ни вақт бўйича дифференциалласак, қуйидагиларга эга бўламиз:

$$\begin{aligned} \frac{dQ}{dt} &= \frac{dz}{dt} e^{-\beta t} - \beta z e^{-\beta t}; \\ \frac{d^2Q}{dt^2} &= \frac{d^2z}{dt^2} e^{-\beta t} - 2\beta \frac{dz}{dt} e^{-\beta t} + \beta^2 z e^{-\beta t}; \end{aligned}$$

Q , dQ/dt ва d^2Q/dt^2 ларнинг бу қийматларини (5a) тенгламага қўйиб ва умумий кўпайтувчи $(e^{-\beta t})$ га қисқартириб, қуйидаги тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + (\omega_0^2 - \beta^2) z = 0.$$

$\omega_0^2 - \beta^2 > 0$ бўлган ҳолда юқоридаги тенгламанинг ечими қуйидаги кўринишда бўлади:

$$z = A \cos(\omega t - \varphi),$$

бу ерда

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}; \quad (8)$$

A ва φ ўзгармас катталиқ бўлиб, уларни бошланғич шартлардан топиш мумкин. Юқоридаги ечим тўғри эканлигига уни тенгламага қўйиб кўриб ишониш қийин эмас. Демак, (7) га биноан, Q учун қуйидаги ечим ўринли бўлади:

$$Q = A \cdot e^{-\beta t} \cdot \cos(\omega t - \varphi). \quad (9)$$

Бу ечим сўнувчи тебранишдан иборат. $Ae^{-\beta t}$ катталиқ вақт ўтиши билан экспоненциал қонун бўйича камайиб борувчи амплитудани ифодалайди, β қанчалик катта бўлса, амплитуда шунчалик тез камаяди. (6) га биноан $\beta = \frac{R}{2L}$ бўлгани учун, омик қаршилиқ R қанчалик катта бўлиб, L ўзиндукция қанча кичик бўлса, тебранишлар шунчалик тезроқ сўнади. (8) га биноан, тебранишлар даври T қуйидагига тенг:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}.$$

Бу формуладаги ω_0 ва β ларнинг ўрнига уларнинг (6) даги қийматларини қўйсак, тебранишлар даври T :

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}. \quad (8a)$$

Агар занжирнинг омик қаршилиги R жуда кичик, ўзиндукция коэффиценти L эса катта бўлса, у ҳолда тебранишлар жуда секин сўнувчи тебранишлар бўлади; бу ҳолда (8a) формуланинг махражидаги $\left(\frac{R}{2L}\right)^2$ ни $\frac{1}{LC}$ га қараганда ҳисобга олмасак ҳам бўлади. У ҳолда секин сўнувчи тебранишларнинг даври қуйидагича ифодаланади:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (8б)$$

Бу шу параграфнинг бошида келтирилган (2) формуланинг ўзгинасидир.

(8a) ва (8б) формулаларни бир-бири билан таққосласак, занжирда қаршилиқ бўлиши тебранишлар даври (T) нинг ортишига сабаб бўлишини кўрамиз.

Агар занжирнинг қаршилиги ёки конденсаторнинг сифими

$$\omega_0^2 - \beta^2 = \frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2 < 0, \text{ ёки } L < \frac{CR^2}{4}$$

тенгсизликлар қаноатлантириладиган даражада катта бўлса, (5) тенглама (9) ечимга эга бўлмайди ва занжирда *нодаврий* разряд содир бўлади. Нодаврий разряд вақтида занжирда электр тебранишлар ҳосил бўлмайди; бундай ҳол келгусида бизни қизиқтирмайди.

Тебранма процессни текширган вақтда биз уни ҳар бир пайтда конденсаторнинг қопламаларида бор бўлган Q заряд билан характерладик. (9) формулага биноан, бу заряд даврий равишда ишорасини алмаштириб ва аста-секин камайиб, доим тебраниб турар экан. Дастлаб, конденсаторнинг қопламаларига берилган тенг ва қарама-қарши ишорали $+Q$ ва $-Q$ зарядлар оқибатда ўзаро ёйишиб кетиши натижасида занжирда заряд қолмайди. Афтидан, системани Q заряддан ташқари ё конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмаси V билан, ёки занжирдан ўтаётган ток кучи I билан ҳам характерлаш мумкин.

$V = \frac{Q}{C}$ муносабатга биноан, қуйидагига эга бўламиз:

$$V = \frac{A}{C} e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi). \quad (10)$$

Шундай қилиб, потенциаллар айирмаси ҳам T давр билан тебранар экан. Бу тебраниш ҳам сўнувчи тебраниш эканлиги (10) формуладан кўриниб турибди. Ток кучининг қийматини (3) формулага биноан топамиз:

$$I = \frac{dQ}{dt} = -A\beta e^{-\beta t} \cos(\omega t - \varphi) - A\omega e^{-\beta t} \sin(\omega t - \varphi). \quad (11)$$

Тебраниш сўнмас бўлса, $\beta = 0$ ва

$$I = -A\omega \sin(\omega t - \varphi) \quad (11a)$$

бўлади.

У ҳолда потенциаллар айирмаси қуйидагича ифодаланadi:

$$V = \frac{A}{C} \cos(\omega t - \varphi) \quad (10a)$$

Шундай қилиб, тебранишлар сўнмас бўлганда ток кучи билан потенциаллар айирмасининг тебранишлари фаза жиҳатдан бири-бирига нисбатан $\pi/2$ га силжиган бўлар экан.

240- §. Мажбурий электр тебранишлар. Конденсаторнинг бундан олдинги параграфда кўриб чиқилган тебранма разрядланиши дастлаб мувозанат ҳолатидан чиқарилган, кейин эса

хусусий тебраниш даври билан сўнувчи тебранишлар бажараётган маятникнинг тебранишига ўхшайди. Лекин маятник, ҳар қандай бошқа механик эластик система каби, мажбур этувчи даврий ўзгарувчан ташқи куч таъсири остида мажбурий тебраниши ҳам мумкин. Бундай ҳолларда характерли резонанс (I томнинг 103- § га қаранг) ҳодисаси рўй беради: мажбурий тебранишларнинг амплитудаси мажбур этувчи куч частотасининг бирорта маълум қийматида жуда катта қийматга эришади. *Резонанс частота* деб аталувчи бу частота тебранишлар суст сўнган ҳолларда шу системанинг хусусий тебраниш частотасига тенг бўлади.

Тебранаётган системага ташқи куч билан таъсир этиб туриш орқасида системани узлуксиз равишда ўзгармас амплитуда билан тебранириб туриш, яъни сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш мумкин. Бунга маятникли соатлардаги анкер механизм мисол бўла олади: бу механизм маятникни узлуксиз туртиб туриш билан уни сўнмас тебранишлар бажаришга мажбур этади. Бундай ҳолларда ишқаланиш кучларини енгиш иши ташқи энергия манбаи ҳисобига узлуксиз равишда бажарилиб туради.

Худди шунга ўхшаш, сиғим, қаршилик ва ўзиндукциядан ташкил топган контурга даврий ўзгарувчан ташқи электр юритувчи кучни улаб, контурда мажбурий электр тебранишлар уйғотиш мумкин. С сиғим, L ўзиндукция ва R омик қаршиликдан ташкил топган контур бирорта жойида узилган бўлсин. Контурнинг узилган жойида ҳосил бўлган эркин a ва b учлар (332- расм) ташқи $\mathcal{E}$ электр юритувчи куч манбаига уланган бўлсин. Агар биз мажбур этувчи электр юритувчи куч соф даврий, яъни вақтга қараб

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t \quad (1)$$

қонун билан ўзгаради деб фараз қилсак, у вақтда 234- § да кўриб ўтилган ҳолга келамиз. Энди 234- § да олинган натижаларни бир оз бошқача нуқтан назардан қараб чиқайлик. Текширилаётган занжирда [234- § даги (5) формулага қаранг] мажбур этувчи $\mathcal{E}$ электр юритувчи кучнинг ω частотасига тенг частотали ток I айланиб ўтиб туради:

$$I = I_0 \sin (\omega t - \varphi). \quad (2)$$

(2) ечим ушбу қаралаётган ҳолдаги ток кучи I қаноатлантирадиган дифференциал тенгламанинг хусусий ечимидир. Тўлиқ ечимда $I_0 e^{-\beta t} \sin \omega t$ кўринишдаги ҳад ҳам бўлади; бироқ бу ҳад амалда тезда сўниб қоладиган сўнувчи тебранишларни ифодалайди. Ана шу тебранишлар сўниб бўлгандан кейин ток кучи билан вақт орасидаги боғланиш фақат (2) формула билан ифодаланади. Агар даврий мажбур этувчи куч [(1) фор-

мула] тўхтовсиз таъсир этиб турса, у ҳолда ток кучи (I) нинг (2) формула бўйича тебраниши истаганча узоқ давом этади, яъни система ω частота билан сўнмас мажбурий тебранишларини давом эттираверади. 234- § даги (9) формулага биноан, бу токнинг I_0 амплитудаси.

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}; \quad (3)$$

бу амплитуда

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (4)$$

резонанс частотада максимумга эришади. 239- § даги (8а) формулага биноан, контурнинг хусусий тебранишлар частотаси:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

бундан резонанс хусусий тебранишлар частотаси (ω) дан юқори ($\omega_{\text{рез}}$) частотада юз бериши кўриниб турибди. Омик қаршилиқ чексиз кичик бўлганда резонанс частота хусусий тебранишлар частотасига тенг бўлади.

Резонанс частотада ток кучининг амплитудаси $I_{\text{омах}} = \mathcal{E}_0/R$ қийматга эришади; R омик қаршилиқ қанча кичик бўлса, бу амплитуда шунча катта бўлади.

333- расмда бир нечта резонанс эгри чизиқлари тасвирланган. Улар турли омик қаршилиқларга эга бўлган занжирларга тегишли. R қаршилиқ қанча кичик бўлса, эгри чизиқнинг максимуми шунча ўткирроқ бўлади. Демак, тебранишлар камроқ сўнадиган контурда резонанс ўткирроқ бўлар экан. Бу ҳодиса мажбур этувчи электр юритувчи куч мураккаб табиатга эга бўлган ҳолларда бундай контурни электр юритувчи кучнинг айрим гармоник ташкил этувчиларига „созлашга“ имкон беради.

Ҳақиқатан ҳам, мажбур этувчи электр юритувчи кучни синусоидалар йиғиндиси шаклида ифодалаш мумкин бўлсин:

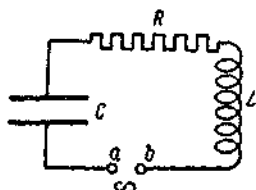
$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t - \varphi_1) + \mathcal{E}_{02} \sin(\omega_2 t - \varphi_2) + \mathcal{E}_{03} \sin(\omega_3 t - \varphi_3) + \dots$$

Контурнинг C сифими ва L ўзиндукциясини

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_1$$

тенглик бажариладиган қилиб танлаб олсак, резонанс шarti $\mathcal{E}_{01} \sin(\omega_1 t - \varphi_1)$ ташкил этувчи учун қаноатлантирилишини топамиз; контурда ана шу ташкил этувчи томонидан уйғотиладиган мажбурий тебранишлар энг катта амплитудага эга бў-

лади. Частоталари $\omega_2, \omega_3, \dots$ ларга тенг бўлган мажбурий тебранишларнинг амплитудалари кичик бўлади, чунки улар учун резонанс шarti бажарилмайди. Контурнинг снгими ёки ўзиндукциясини узлуксиз равишда ўзгартириш орқали контурни кетма-кет барча $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ частоталарга бирма-бир созлаб чиқиш мумкин. Шундай йўл билан мураккаб тебранишни гармоник анализ қилиш мумкин.



332-расм. C снгим, R омик қаршилик ва L ўзиндукциядан ташкил топган занжирда мажбурий тебранишлар ҳосил қилиш.

Сўнмас электр тебранишлар ҳосил қилиш учун 332-расмда тасвирланган схемадан ташқари 334-расмда тасвирланган схемадан ҳам фойдаланиш мумкин. Бу ердаги контур ҳам C снгим ва L ўзиндукциядан ташкил топган. Масалани соддалаштириш учун занжирнинг R омик қаршилигини нолга тенг деб оламиз. $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ ташқи электр юритувчи куч контурнинг a ва b нуқталарига уланган. Шундай қилиб, бу ҳолда a ва b нуқталар орасида занжир тармоқланади: у параллел уланган иккита участкадан иборат бўлади. Бу участкаларнинг бирида снгим (C), иккинчисида эса ўзиндукция (L) бўлади. Бу участкалардаги токнинг кучини яна 234-§ да чиқарилган формулалар ёрдами билан топамиз. Бунинг учун ана шу формулаларда мос равишда $\epsilon = C = \infty$, ёки $L = 0$ деб олиш керак бўлади. 234-§ даги (5) формулага биноан, aCb тармоқдан

$$I_1 = I_{01} \sin(\omega t - \varphi_1) \quad (5)$$

ток ўтади. (9) формулада (488-бетда) $L = 0$ ва $R = 0$ деб қабул қилсак, бу токнинг I_{01} амплитудасини топамиз:

$$I_{01} = \mathcal{E}_0 C \omega. \quad (6)$$

Бу токнинг φ_1 бошланғич фазаси 234-§ даги (8) формулага биноан қуйидаги тенгликдан топилади:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = -\infty,$$

бундан

$$\varphi = \left(2k + \frac{3}{2}\right) \pi, \text{ бу ерда } k = 1, 2, 3, \dots$$

aLb тармоқдан

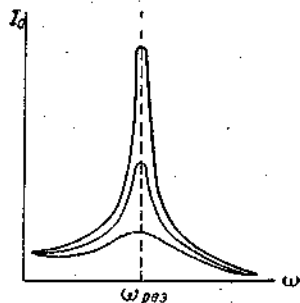
$$I_2 = I_{02} \sin(\omega t - \varphi_2) \quad (7)$$

ток ўтади; 234- § даги (9) формулада $C = \infty$ ва $R = 0$ деб қабул қилсак, I_2 токнинг амплитудасини топамиз:

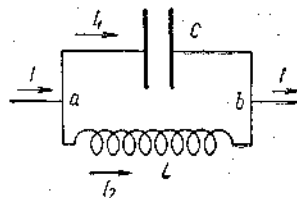
$$I_{02} = \frac{\mathcal{E}_0}{L\omega}. \quad (8)$$

Бошланғич фаза φ_2 қуйидаги тенгликдан топилади:

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = +\infty, \text{ бундан } \varphi_2 = \left(2k + \frac{1}{2}\right)\pi.$$



333- расм. Ток кучининг резонанс эгри чизиклари.



334- расм. Параллел уланган C сифим ва L ўзиндукциядан иборат занжир.

Шундай қилиб, aCb ва aLb тармоқлардаги тоklar фазаларининг айирмаси $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$ га тенг, яъни a ва b нуқталарга келган симлардан амплитудаси

$$I_0 = I_{01} - I_{02}$$

бўлган ток ўтади.

Бу тенгликдаги I_{01} ва I_{02} ларнинг ўрнига уларнинг (6) ва (8) даги қийматларини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$I = \mathcal{E}_0 \left(C\omega - \frac{1}{L\omega} \right). \quad (9)$$

Шундай қилиб, контурни манба билан туташтирувчи симлардаги ток контурнинг алоҳида тармоқларидаги токка қараганда заифроқ экан. Бу ток

$$C\omega - \frac{1}{L\omega} = 0$$

бўлганда ёки мажбур этувчи электр юритувчи кучининг частотаси

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

бўлганда, яъни резонанс вақтида нолга тенг бўлади. Биз контурнинг омик қаршилигини нолга тенг деб олганимиз учун

контурни манба билан туташтирувчи симлардаги ток нолга тенг бўлиб чиқди, чунки бундай шароитда контурдаги тебранишлар давом этиши учун ташқаридан энергия талаб қилинмайди. Контур R омик қаршиликка эга бўлганда $\varphi_1 - \varphi_2$ фазалар фарқи π га тенг бўлмайди, шунинг учун токнинг I_0 амплитудаси резонанс вақтида ҳам нолдан фарқли бўлади. Контурга берилган энергия ундаги тебранишларни сўндирмасдан сақлашга сарфланади. R қаршилиқ қанчалик кичик бўлса, бу энергия ҳам шунчалик кичик бўлади.

Ўтқир резонанс вақтида контурни ток манбаи билан туташтирувчи симлардаги ток контурнинг ўзида оқаётган токдан анча кичик бўлганлиги сабабли юқорида қўрилган ҳодиса *токлар резонанси* деб юритилади.

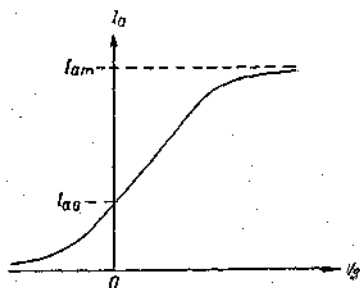


335- расм. Уч электродли лампа (триод).

241- §. Катод лампа ёрдамида сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш.

Контурда сўнмас тебранишларни сақлаб тура оладиган ўзгарувчан электр юритувчи кучларни ҳосил қилиш учун ҳозирги вақтда *катод лампалар* кенг қўлланилади. Биз 172- § да катод лампа ичидан ҳавоси сўриб олиingan ва ичига иккита электрод: чўғланма катод K ва анод A киритилган идиш эканлигини кўрган эдик.

Катод K чиқарган электронлар тезлаштирувчи майдон таъсирида анодга қараб ҳаракатланиб, электрон ток ҳосил қилади. Бундай лампа *икки электродли лампа* ёки *диод* деб аталади. Сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш (генерациялаш) учун одатда *уч электродли лампа* (бошқача номи — *триод*) ишлатилади. Триод K катод, A анод ва уларнинг орасига ўрнатилган S тўрдан иборат (335- расм). Катоддан чиққан электронлар тўрнинг тешикларидан учиб ўтиб, анодга бориб туша олади.

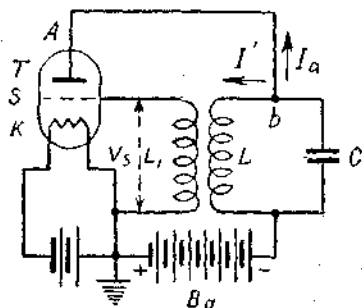


Агар K катод билан A анод орасидаги потенциаллар айирмасини ўзгартирмасдан тўрға катоддан чиқаётган электронларни тўсадиган потенциаллар берсак, у ҳолда анодга бориб тушаётган ток („анод токи“) заифлашади. Аксинча, агар тўрға электронларни тезлаштирадиган потенциал берсак, анод токи кучаяди. Демак, анод токи тўрнинг потенциалига боғлиқ бўлади. 336- расмда анод токи кучининг „тўрнинг кучланиши“

336- расм. I_a анод токининг тўрнинг V_g кучланишига қараб ўзгариши.

(V_s) га, яъни K катод билан S тўр орасидаги потенциаллар айирмасига қараб ўзгариши кўрсатилган. Бунда анод кучланиши V_a (K катод билан A анод орасидаги потенциаллар фарқи) ўзгармайди деб фараз қилинади. Тўрнинг кучланиши нолга тенг бўлган вақтда ҳам лампада берилган V_a анод кучланиши таъсирида маълум I_{a0} анод токи оқади. Анод токини нолгача камайитириш учун тўрга электронларни тўсувчи маълум кучланиш бериш керак. Тўрга электронларни тезлатувчи кучланиш берилса, анод токи орта боради ва, ниҳоят, тўйиниш қиймати I_{at} га эришади. Анод токи характеристикасининг ўрта қисми тўғри чизик шаклида бўлади. Триодда тўрнинг кучланиши жуда кам ўзгарган ҳолларда ҳам анод токи кўп ўзгаради. Бунга сабаб шуки, тўр катодга яқин жойлашганлиги учун тўр кучланиши катод атрофида кучланганлиги етарли даражада катта бўлган майдон ҳосил қилади. Аноддан келаётган кучланганлик чизикларининг кўпчилиги тўрда тамом бўлиб, катодга етиб бора олмайди. Шунинг учун триодда анод кучланиши анод токининг қийматига кам таъсир кўрсатади.

Катоддан чиқаётган электронларнинг бир қисми тўрга бориб тушиб, тўр токини ҳосил қилади. Бироқ тўрдаги тешикларнинг умумий юзи тўрнинг симлари тўсиб турган умумий юзга қараганда катта бўлса, тўр токи анод токидан анча кичик бўлади. Уч электродли лампа сўнмас тебранишлар ҳосил



337-расм. Тескари алоқа схемаси бўйича сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш.

қилиш (генерациялаш) учун ҳам, тебранишларни кучайтириш учун ҳам ишлатилади.

Уч электродли лампа ёрдамида сўнмас тебранишлар уйғотиш схемаси 337-расмда тасвирланган. Бу схеманинг ишлаш принципи механик автотепрангич системаларнинг, масалан, соат маятнигининг ишлаш принципига ўхшайди. Соат маятниги хроповик туртиб туриши ҳисобига сўнмас тебранишлар қилади. Контурга ташқаридан энергия бериб турилмаса, энергия

аста-секин атрофдаги муҳитга сочила борганлиги ва контурнинг омик қаршилигида энергия қисман Ленц — Жоуль иссиқлигига сарф бўлиб турганлиги сабабли контурдаги тебранишлар сўниб қолади. 337-расмдаги схемада LC контурга энергия анод батареяси B_a дан уч электродли T лампа воситасида бериб турилади. Лампанинг S түри L_1 ғалтакка уланган.

Бу L_1 ғалтак LC тебраниш контурининг L ўзиндукцияси билан индуктив боғланган. Бундай боғланишни *тескари боғланиш* дейилиб, худди у сўнмас тебранишларни таъминлайди. Тебраниш контурида I' ток кучининг ўзгариши натижасида L_1 ғалтакда электр юритувчи куч ҳосил бўлади, бу электр юритувчи куч эса ўз навбатида V_s түр кучланишини ўзгартиради. T триод орқали ўтаётган анод токи (бу ток B_a батареядан олинади) түр кучланиши ўзгариши натижасида LC контурдаги тебранишларнинг частотасига тенг частота билан ўзгаради. Түр кучланишининг фазасини тегишлича танлаб олганда анод токининг бу хилда ўзгаришлари LC тебраниш контуридаги тебранишларни сўндирмай туради. Шундай қилиб, B_a батареядан олинadиган энергия ҳисобига тебранишларни сўнмайдиган қилиш мумкин. Триод ўз характеристикасининг тўғри чизиқли ўрта қисмида ишлаган вақтда тебраниш контурида ҳосил қиладиган тебранишлар оддий синусоидал характерга эга бўлишини кўрсатиш мумкин.

337-расмда тасвирланган схеманинг тебранишлар тенгламасини тузайлик. C конденсатор разрядланган вақтда занжирда ҳосил бўладиган I ток b нуқтада иккита: I_a анод токига ва ғалтакдан оқадиган I' токка тармоқланади. Тоқларни квазистационар (232-§ га қаранг) деб ҳисоблаб, b нуқтада Кирхгофнинг биринчи қонунига биноан қуйидагига эга бўламиз:

$$I = I' + I_a. \quad (1)$$

C конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар фарқини V билан ва L ғалтакнинг омик қаршилигини R билан белгилаймиз; занжирнинг қисмларини бирлаштирувчи симларнинг қаршиликларини ҳисобга олмаймиз. Кирхгофнинг иккинчи қонунига биноан, LC контурдаги потенциаллар тушувининг $RI' + V$ га тенг йиғиндиси шу контурда таъсир этувчи электр юритувчи кучларнинг йиғиндиси га тенг. LC контурдаги электр юритувчи куч фақат ўзиндукция электр юритувчи кучи $\left(-L \frac{dI'}{dt}\right)$ дан иборат бўлганлиги учун:

$$RI' + V = -L \frac{dI'}{dt}. \quad (2)$$

Конденсаторнинг қопламаларидаги потенциаллар айирмаси V билан ҳар бир пайтда қопламалардан бирида мавжуд бўлган Q заряд орасида $V = \frac{Q}{C}$ муносабат ўринли, бу ерда C — конденсаторнинг сифими. Шу муносабатга асосланиб, (2) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$L \frac{dI'}{dt} + RI' + \frac{Q}{C} = 0.$$

Бу тенгламанинг чап томонини t бўйича дифференциаллаб, қуйидагини топамиз:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + R \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} \frac{dQ}{dt} = 0.$$

$\frac{dQ}{dt} = I$ эканлигини эслаб ва (1) тенгликдан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + R \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} (I' + I_a) = 0. \quad (3)$$

Анод токининг кучи I_a , юқорида айтилганидек, тўр кучланиши (V_s) га боғлиқ, бу боғланиш 336-расмда келтирилган эгри чизиқ билан тасвирланади. Графикнинг тўғри чизиқли қисмида бу боғланиш чизиқли боғланиш бўлади. Биз I_{a0} ни ташлаб юбориб, I_a билан V_s орасидаги боғланишни энг содда $I_a = k V_s$ кўринишда ёзишимиз мумкин, бу ерда k — доимий катталиқ. L ва L_1 ғалтакларнинг ўзароиндукция коэффициентини L_{12} билан белгилаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$V_s = -L_{12} \frac{dI'}{dt}, \quad \text{бундан} \quad I_a = k V_s = -k L_{12} \frac{dI'}{dt}.$$

I_a нинг бу қийматини (3) тенгламага қўйсак, қуйидагини топамиз:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + \left(R - \frac{k L_{12}}{C} \right) \frac{dI'}{dt} + \frac{1}{C} I' = 0. \quad (4)$$

$\frac{dI'}{dt}$ нинг олдидagi кўпайтувчи $k L_{12}/C$ қадар камайтирилган R омик қаршиликдан иборат. Агар бу катталиқни (L_{12} коэффициентни ўзгартириш йўди билан)

$$R - \frac{k L_{12}}{C} = 0$$

тенглик қаноатлантириладиган қилиб танлаб олсак, у ҳолда (4) тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$L \frac{d^2 I'}{dt^2} + \frac{1}{C} I' = 0. \quad (5)$$

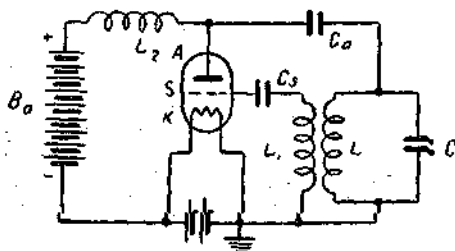
Ушбу

$$I' = A \cos \omega t$$

ифода (5) тенгламанинг ечими эканлигини текшириб кўриш қийин эмас; бу ерда $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC}}$. Шундай қилиб, LC контурда A амплитудали ва ω циклик частотали сўнмас тебранишлар бўлиб туради деган хулосага келамиз. Бу ҳилдаги сўнмас тебранишларни триод ўз характеристикасининг тўғри чизиқли қисмида ишлаган вақтдагина ҳосил қилиш мумкин, чунки фақат шу ҳолдагина (3) тенглама сўнмас тебранишлар тенгламаси (5) га айланади.

Ҳозирги замон радиотехникасида ҳар хил лампали генераторлардан фойдаланилиб, улар бир-бирларидан асосан тескари боғланиш ҳосил қилиш усуллари билангина фарқ қиладилар. Бу боғланиш индуктив (337-расмдагидек), сигимли ёки авто-

трансформаторли боғланиш бўлиши мумкин. Бундан ташқари, генераторлар кетма-кет анод таъминланишли (бу ҳолда лампа ва тебраниш контури анод батареяга кетма-кет уланган) ҳамда параллел таъминланишли (бу ҳолда лампа ва контур бир-бирига параллел уланган) бўладилар. Ниҳоят, схемалар бир-бирларидан битта ёки иккита лампали бўлишлари билан фарқ қиладилар.

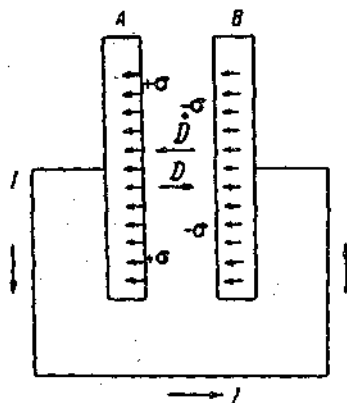


338-расм. Тебраниш контури анодга параллел уланган схемада сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш.

338-расмда индуктив тескари боғланишли ва параллел анод таъминланишли схема келтирилган. Анод батарея L ғалтак орқали туташиб қолмаслиги учун C_0 конденсатор киритилган; у бир вақтда LC тебраниш контурига юқори частотали токни ўтказди. L_2 индуктивликнинг вазифаси шундаки, у юқори частотали тебранишларни B_a анод батареяга ўтказмайди.

242-§. Силжиш токи. Конденсаторли занжирда ўзгарувчан ток оққан вақтда содир бўладиган процессларни муфассалроқ текшириб кўрайлик. Ўзгармас ток ҳолида, юқорида кўрганимиздек, ток чизиқлари доим берк бўлади (156-§). Ўзгарувчан токни олсак аҳвол бутунлай бошқача бўлади. Конденсатор пластинкалари орасидаги диэлектрикда зарядлар ҳаракат қила олмайди, шу сабабли конденсаторнинг пластинкасига кириб келаётган ток чизиқлари пластинканинг сиртига яқин жойда узилади. Натижада конденсаторнинг қопламаларини бирлаштирувчи симда оқаётган ўтказувчанлик токи узилиб қолади.

Бирор пайтда ясси конденсаторнинг чап томондаги A қопламаси (339-расм) сиртида $+\sigma$ зичлик билан жойлашган мусбат зарядга, ўнг томондагиси эса сиртда $-\sigma$ зичлик билан жойлашган манфий зарядга эга бўлсин. Конденсатор разрядланган вақтда унинг қопламаларини туташтирувчи ўтказгич орқали чап томондаги қопламадан ўнг



339-расм. Конденсатор қопламалари орасида силжиш токнинг ҳосил бўлиши.

томондаги қопламага қараб ток ўтади. Бу токнинг қоплама ичидаги зичлиги (i) нинг сон қийматини топиш учун заряд зичлигидан вақт бўйича ҳосила олиш керак (155- § га қаранг):

$$i = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (1)$$

Зичлиги ана шундай бўлган ток A қопламадан оқиб кетиб туради.

Энди конденсатор қопламалари орасидаги фазода қандай ҳодисалар юз беришини қараб чиқайлик. Агар биз частотаси у қадар юксак бўлмаган ўзгарувчан токларни қараш билан чегаралансак, у ҳолда қопламалар орасида электр майдон қандай қонун билан ўзгаришини осонгина аниқлашимиз мумкин. Ҳақиқатан ҳам, бу ҳолда конденсаторнинг ичидаги майдоннинг оний қийматини зарядларнинг сиртий зичликларининг оний қийматлари орқали ҳисоблаб топиш мумкин. 144- § га биноан, конденсаторнинг қопламалари орасидаги электр индукция вектори D нинг қиймати сон жиҳатдан қуйидагига тенг:

$$D = 4\pi\sigma.$$

Бу тенгликнинг ўнг ва чап томонларидан вақт бўйича ҳосила олсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{dD}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}.$$

Эки электр индукциядан вақт бўйича олинган ҳосилани $\dot{D}$ билан белгиласак:

$$\frac{1}{4\pi} \dot{D} = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (2)$$

Текширилаётган ҳолда $\dot{D}$ вектор B қопламадан A қопламага қараб йўналган. Ҳақиқатан ҳам, конденсатор разрядланган вақтда унинг пластинкалари орасидаги майдон камая борганлиги учун вақт бўйича олинган dD/dt ҳосила манфий бўлади, яъни $\dot{D}$ вектор D векторга қарама-қарши йўналган бўлади. Электр индукция вектори D эса пластинкалар орасида чапдан ўнгга қараб йўналган. Шуларга биноан, қуйидаги хулосага келамиз: A пластинка ичида ўтказувчанлик токи зичлик вектори i нинг чизиқлари чап томонга қараб йўналган, пластинкалар орасидаги фазода эса худди ўша томонга қараб $\dot{D}$ векторнинг чизиқлари йўналган бўлади. (1) ва (2) тенгликларга биноан, i ва $\frac{1}{4\pi} \dot{D}$ векторларнинг сон қийматлари бир-бирига тенг. Шундай қилиб, ток зичлиги i нинг чизиқлари билан 4π

га бўлинган $\vec{D}$ векторнинг чизиқлари бир-бирларини алмаштирар экан.

$$\frac{1}{4\pi} \vec{D} = \vec{I}_c \quad (3)$$

деб белгилайлик.

Демак, *ўтказгичдан ясалган пластинка ичидаги ўтказувчанлик токи зичлиги $\vec{I}$ нинг чизиқлари узлуксиз равишда пластинкалар орасидаги $\vec{I}_c$ векторнинг чизиқларига туташиб кетар экан.* $\vec{I}_c$ катталикини биринчи бўлиб Максвелл кiritган; бу катталикини Максвелл *силжиш токининг зичлиги* деб атади. “Силжиш токи” деган ном электростатик кучлар эластик муҳит — эфирнинг механик деформациялари туфайли пайдо бўлади деган тасаввур асосида келиб чиққан. Ҳозирги вақтда бу тасаввур бутунлай ўз кучини йўқотган.

Шундай қилиб, агар ўтказгичлардаги ўтказувчанлик токининг зичлиги $\vec{I}$ га диэлектрикларда вақт давомида ўзгариб турувчи электр майдон билан белгиланадиган силжиш токи зичлиги $\vec{I}_c$ ни таққосласак, ток чизиқларининг узлуксизлиги формал равишда тикланар экан. Лекин ҳақиқатда гап фақат ўтказувчанлик токи билан силжиш токи орасидаги формал ўхшашлик ҳақида бораётгани йўқ. Электромагнит ҳодисалар ҳақидаги таълимотнинг кейинги тараққиёти силжиш токи электромагнит майдоннинг айрим реал хоссаларини ифодалашини кўрсатди. Максвелл *томонидан айтилган гипотезага биноан, силжиш токининг ўзи атрофидаги фазода уйғотган магнит майдони шу токка эквивалент бўлган ўтказувчанлик токи ҳосил қиладиган магнит майдондан фарқ қилмайди.* Ҳозирги вақтда бу гипотезанинг тўғрилиги ундан чиқадиган хулосаларни текшириш соҳасида ўтказилган жуда кўп тажрибаларда тасдиқланган.

Бу ерда шуни назарда тутмоқ керакки, силжиш токи магнит майдон ҳосил қилиш қобилияти жиҳатидангина ўтказувчанлик токига эквивалентдир. Қолган ҳамма хусусиятлари жиҳатидан силжиш токи ўтказувчанлик токига ўхшамайди; чунончи, силжиш токи ўтказгичдан ўтган вақтда Ленц — Жоуль иссиқлиги ҳосил бўлмайди.

Максвелл ўтказувчанлик токи ва силжиш токи билан бир қаторда *тўлиқ ток* тушунчасини ҳам киритди. Тўлиқ токнинг зичлиги $\vec{u}$ деб ўтказувчанлик токи билан силжиш токи зичликларининг геометрик йиғиндиси қабул қилинади:

$$\vec{u} = \vec{I} + \vec{I}_c. \quad (4)$$

Тўлиқ ток доим берк эканлигини кўрсатиш мумкин. Тебранишлар частотаси унча катта эмас деб фараз қилсак, бизнинг

мисолимизда тўлиқ токнинг берклиги қуйидаги содда мулоҳазалардан келиб чиқади: конденсаторнинг қопламаларини бирлаштирувчи ўтказгичда оқаётган тўлиқ токни ўтказувчанлик токига тенг деб ҳисоблаш мумкин; қопламалар орасида тўлиқ ток силжиш токига тенг; (1) ва (2) тенгликларга биноан, қопламаларнинг сиртида силжиш токи билан ўтказувчанлик токининг зичликлари бир хил бўлганлиги ва бир томонга йўналганлиги учун сиртларда тўлиқ ток ўзгармайди.

Аниқроқ айтганда, силжиш токи ўтказгичнинг ичида ҳам нолга тенг эмас. Унинг қийматини қуйидагича баҳолаш мумкин:

$$i_c = \frac{D}{4\pi} = \frac{\varepsilon E}{4\pi}$$

Даврий такрорланиб турувчи разряд учун электр кучланганлик E вақтининг даврий функцияси, яъни $E = E_0 \sin \omega t$ бўлади. Бу кучланганликнинг вақт бўйича олинган ҳосиласи эса $\dot{E} = E_0 \omega \cos \omega t$. Шуларга биноан, силжиш токининг зичлиги i_c қуйидагича тенг бўлади;

$$i_c = \frac{1}{4\pi} \varepsilon \omega E_0 \cos \omega t.$$

Ўтказувчанлик токининг зичлиги кучланганлик (E) орқали Ом қонуни билан ифодаланади:

$$i = \sigma E = \sigma E_0 \sin \omega t,$$

бу ерда σ — ўтказгичнинг ўтказувчанлиги.

Силжиш ва ўтказувчанлик тоқлари зичликлари амплитудаларининг нисбати

$$\frac{i_c}{i} = \frac{\omega \varepsilon}{4\pi \sigma}$$

бўлади.

Металл ўтказгичлар учун $\sigma \sim 10^{17}$ CGSE тартибдаги сондир; билвосита ўлчашлардан металлнинг диэлектрик константаси 10 дан катта эмас эканлиги аниқланган. Шуларга асосан, $\omega \cong 10^7$ сек қийматда $\frac{\omega \varepsilon}{\sigma} = 10^{-3}$, бундан кўриниб турибдики, металл ўтказгичларда силжиш токини ўтказувчанлик токига қараганда ҳисобга олмаса ҳам бўлар экан.

243- §. Электромагнит майдон. Бундан аввалги параграфда келтирилган Максвелл гипотезасига биноан, силжиш токи ҳам ўтказувчанлик токига ўхшаб магнит майдон ҳосил қилади. Лекин электр индукция вектори $\mathbf{D}$ дан вақт бўйича олинган ҳосила нолдан фарқ қиладиган, яъни вақт давомида ўзгариб турувчи электр майдон мавжуд бўлган ҳар бир ҳолда зичлиги

$$i_c = \frac{1}{4\pi} \dot{\mathbf{D}}$$

бўлган силжиш токи ҳосил бўлади. Шундай қилиб, биз қуйидаги хулосага келамиз: *вақт давомида ўзгариб турувчи ҳар қандай электр майдон магнит майдон билан боғлангандир.*

Электростатик майдон, яъни бир-бирига нисбатан кўчмас ва катталиги жиҳатдан ўзгармас электр зарядларнинг майдони фақат электр зарядларга таъсир кўрсатади; бу майдоннинг ҳеч қандай магнит таъсири бўлмайди. Бироқ зарядлар бир-бирларига нисбатан ҳаракатланса ёки катталик жиҳатдан ўзгарса, у ҳолда бу зарядлар ҳосил қилаётган электр майдон ҳам ўзгаради ва шунда электр таъсири билан бир қаторда магнит таъсири ҳам юзага чиқади.

Хусусий ҳолда текис ўсиб (ёки камайиб) боровчи электр майдонни тасаввур қилайлик, бундай шароитда силжиш токи ўзгармас бўлиб, ўзгармас магнит майдон ҳосил қилган бўлар эди. Бироқ амалда ўзгарувчан электр майдон доим вақт бўйича ҳосиллага эга бўлиб, унинг бу ҳосиласи ҳам ўзгарувчан бўлади, яъни ўзгарувчан электр майдон ўзгарувчан силжиш токини ҳосил қилади. Шунинг учун ҳосил бўлган магнит майдон ҳам вақтга нисбатан ўзгарувчан бўлади. Шундай қилиб, умуман айтганда, ўзгарувчан электр майдон билан тўлган фазо айни вақтда ўзгарувчан магнит майдон билан ҳам тўлган бўлади.

Бундан кейинги мулоҳазалар ўзгарувчан магнит майдон ҳам ўз навбатида, электр майдон ҳосил қилишини кўрсатади.

Вақт давомида ўзгарувчи магнит майдон $\mathbf{B}$ индукция вектори ва унинг вақт бўйича олинган $d\mathbf{B}/dt$ ҳосиласи билан характерлансин. $d\mathbf{B}/dt$ ҳосилани $\mathbf{B}$ билан белгилаймиз. Бу майдонда ўтказгичдан ясалган қўзғалмас берк контур жойлашган деб фараз қиламиз. У вақтда магнит индукция вектори $\mathbf{B}$ ўзгарувчан бўлганлиги учун контур ўраб турган юздан ўтаётган магнит индукция оқими Φ ўзгариб туради, демак, контурда индукция электр юритувчи кучи $\mathcal{E}$ ҳосил бўлади. Фарадей қонунига биноан, бу $\mathcal{E}$ электр юритувчи куч миқдоран индукция оқимидан вақт бўйича олинган $d\Phi/dt$ ҳосиллага тенг, яъни текширилатган ҳол (қўзғалмас контур) учун индукция векторининг вақт бўйича олинган $\dot{\mathbf{B}}$ ҳосиласи билан белгиланади. Ўтказгичда электр юритувчи кучнинг ҳосил бўлиши ўтказгичнинг ичида унинг эркин зарядларини маълум йўналиш бўйлаб ҳаракатланишга мажбур этувчи куч пайдо бўлганини кўрсатади. Демак, биз вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон ўтказгич турган соҳада электр кучининг ҳосил бўлишига сабабчи бўлади деган хулосага келамиз. Максвелл бу натижани умумлаштириб, *фазонинг вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон мавжуд бўлган ҳамма нуқталарида электр майдон ҳосил бўлади деган қонунни ўртага ташлади. Бунда ўша нуқталарда ўтказгич бор ёки йўқлиги аҳамиятга эга бўлмайди.* Максвелл фикрича, электр юритувчи куч пайдо

бўладиган ўтказгич фақат электр кучларни пайқашга имкон берадиган объект бўлиб хизмат қилади, холос.

Шундай қилиб, биз вақт давомида ўзгариб турувчи ҳар қандай магнит майдон электр майдон билан боғлангандир деган хулосага келамиз.

Ўзгармас магнит майдон, яъни бир-бирига нисбатан қўзғалмас ўтказгичлардан ўтаётган ўзгармас тоқларнинг майдони ёки бир-бирига нисбатан қўзғалмас ўзгармас магнитларнинг майдони фақат тоқларга ёки магнитларга таъсир кўрсатади; ўзгармас магнит майдон қўзғалмас электр зарядларга ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Лекин магнит майдон вақт давомида ўзгариб турса, у ҳолда магнит таъсирлар билан бир қаторда электр таъсирлар ҳам юзага чиқади.

Амалда биз ҳамма вақт шундай ўзгарувчан магнит майдонлар билан иш кўрамызки, уларда фақат магнит индукция вектори $\mathbf{B}$ гина эмас, балки унинг вақт бўйича ҳосиласи $\dot{\mathbf{B}}$ ҳам ўзгарувчан бўлади. Аммо бундай шароитда ўзгарувчан электр майдон ҳам пайдо бўлади. Шуларга асосан, умуман айтганда, ўзгарувчан магнит майдон билан тўлган фазо айна вақтда ўзгарувчан электр майдон билан ҳам тўлган бўлади, деган хулоса чиқади.

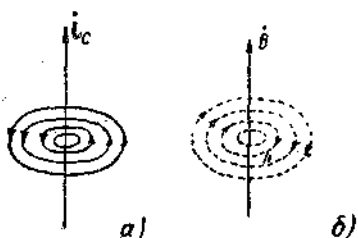
Иккала ўзгарувчан майдон — электр ва магнит майдонлар ҳаммаша бир-бири билан боғланган бўлиб, улар биргаликда *электромагнит майдонни* ташкил қилади.

Электромагнит майдон *уюрмавий* характерга эга. Бирорта $\mathbf{A}$ векторнинг майдонида бир-бирига чексиз яқин ётган шундай икки нуқта топилиб, бу нуқталарда $\mathbf{A}$ вектор қарама-қарши томонга йўналган бўлса, у ҳолда $\mathbf{A}$ векторнинг майдони уюрма майдон дейилади. Масалан, суюқлик ёки газда уюрмалар ҳосил бўлганда уюрма ўқининг икки қарама-қарши томонида ўққа яқин ётган нуқталарда ҳаракат қарама-қарши томонларга қараб йўналган бўлади.

Аввал магнит майдоннинг уюрмавий характерини текшириб кўрайлик. Силжиш токи ҳосил қиладиган магнит майдон ҳам ўтказувчанлик токи ҳосил қиладиган магнит майдонни ҳисоблашда қўлланиладиган формулалар (193-§) ёрдами билан ҳисобланади. Аммо бунинг учун формулалардаги ўтказувчанлик тоқининг зичлигини силжиш тоқининг зичлиги билан алмаштириш керак, холос. Силжиш тоқларининг магнит майдондаги кучланганлик чизиқларининг манзараси худди ана шу тоқларга ўхшаш бўлган ўтказувчанлик тоқларининг атрофидаги кучланганлик чизиқларининг манзарасига ўхшайди, яъни бу кучланганлик чизиқлари ҳар доим берк ҳамда ток чизиқларини ўраб олган бўлади. Бирор нуқтада силжиш токи зичлигининг вектори $\mathbf{i}_c$ стрелка билан тасвирлансин (340-а расм). $\mathbf{i}_c$ атро-

фидаги магнит кучланганлик чизиқлари концентрик айланалардан иборат бўлиб, I_c га яқинлашган сари уларнинг радиуслари кичрая боради. Лимитда, яъни I_c векторга чексиз яқин ётган нуқталарда магнит кучланганлик чизиқларининг эгрилиги чексиз катта бўлади ва, демак, шундай бир-бирига чексиз яқин ётган икки нуқтани топишимиз мумкинки, бу нуқталарда магнит майдоннинг кучланганлиги қарама-қарши йўналишларда бўлади.

Ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилган электр майдон ҳам уярмавий характерга эга бўлади. Бирор нуқтада магнит индукция векторининг вақт давомида ўзгариши $\dot{B}$ стрелка билан тасвирлансин (340-б расм).



340- расм. Силжиш токнинг I_c зичлик вектори атрофида концентрик доиравий магнит чизиқларининг (а) ва $\dot{B}$ векторнинг атрофида концентрик доиравий электр кучланганлик чизиқларининг (б) ҳосил бўлиши.

ланганлиги электр юритувчи куч йўналган томонга йўналган электр майдоннинг борлиги сабабчи бўлади. Демак, E электр кучланганлик чизиқлари $\dot{B}$ вектор атрофида концентрик айланалар ҳосил қилади. $\dot{B}$ векторга чексиз яқин ётган нуқталар учун айланаларнинг эгрилиги чексиз катта бўлади, демак, шундай қўшни жуфт нуқталар мавжудки, уларда электр кучланганлик векторлари қарама-қарши йўналган бўлади. Шундай қилиб, *ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қилган электр майдон уярмавий характерга эга бўлар экан*. Бу электр майдоннинг кучланганлик чизиқлари ҳаминиша берк бўлади ва қўзғалмас зарядларнинг электростатик майдонидан ана шу жиҳатдан фарқ қилади. Маълумки, электростатик майдоннинг кучланганлик чизиқлари, биз бир неча марта қайд қилиб ўтганимиздек, берк эмас: улар бир заряддан бошланиб иккинчи бир зарядда тамом бўлади. Шундай қилиб, электр майдон потенциал майдон (электростатик майдон) ҳолида ҳам, уярмавий майдон (электромагнит майдон) ҳолида ҳам бўлиши мумкин экан. Магнит майдон ҳамма вақт уярмавий характерда бўлади.

Агар биз $\dot{B}$ ни ўз текислиги билан $\dot{B}$ га перпендикуляр жойлашган ўтказгич контури билан урасак, у ҳолда бу контурда ҳосил бўлган индукция электр юритувчи кучи, Ленц қондасига биноан, 340-б расмда тасвирланган пунктир стрелкалар бўйлаб йўналади. Берилган ҳар бир нуқтада электр юритувчи куч шу нуқтадан $\dot{B}$ векторнинг йўналишига туширилган нормалга перпендикуляр йўналган бўлади. Юқориде айтилганига биноан, индукция электр юритувчи кучининг ҳосил бўлишига ҳар бир нуқтада E куч-

129-§ да биз электростатик майдоннинг потенциал характерда бўлишининг математик ифодаси қуйидагича эканлигини кўрсатган эдик:

$$\oint E_i dl = 0, \quad (1)$$

бу ерда интеграл берк контур бўйича олинган.

Магнит майдоннинг уярмавий характери 198-§ даги

$$\oint H_i dl = 4\pi I \quad (2)$$

муносабат билан ифодаланади.

Бу муносабатни бир оз бошқача кўринишга келтириш мумкин. I катталик контур $\left(\oint H_i dl\right)$ интеграл шу контур бўйлаб олинади ўраб олган S юз орқали оқиб ўтаётган токни ифодалайди. Агар биз ток зичлигининг S юзга нормал ташкил этувчисини i_n билан белгиласак, у ҳолда I токни, афтидан қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин бўлади:

$$I = \int_S i_n dS,$$

бу ерда интеграл бутун S юз бўйлаб олинган. Шунга биноан, (2) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint H_i dl = 4\pi \int_S i_n dS. \quad (2a)$$

Максвелл гипотезасига биноан, (2a) муносабатнинг ўнг томонидаги ифода ўтказувчанлик токининг зичлиги i билан силжиш токининг $\frac{1}{4\pi} \vec{D}$ зичлигидан ташкил топувчи тўлиқ ток зичлиги бўлиши керак. Шунинг учун узил-кесил қуйидагига эга бўламиз:

$$\oint H_i dl = \int_S (4\pi i_n + \vec{D}_n) dS. \quad (3)$$

Агар $\oint H_i dl$ интеграл контур бўйлаб олинса ва бу контур ўраб олган юз орқали ўтаётган тўлиқ ток нолга тенг бўлмаса, у ҳолда (3) муносабатнинг ўнг томонида турган интеграл нолдан фарқ қилади, бинобарин:

$$\oint H_i dl \neq 0,$$

яъни магнит майдон уярмавий характерга эга бўлади (агар фазонинг бирор қисмида тўлиқ ток нолга тенг бўлса, у ҳолда фазонинг шу қисмида магнит майдонни потенциал билан характерлаш мумкин).

Уярмавий электр майдон учун ҳам худди шундай муносабат ўринли эканлигини кўрсатайлик. Ҳақиқатан ҳам, агар ўзгарувчан магнит майдонда ўтказгичдан ясалган берк контур ётибди деб фараз қилсак, у вақтда Фарадейнинг индукция қонунига биноан, бу контурда индукция электр юритувчи кучи

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

пайдо бўлади, бу ерда Φ —контур ўраб турган S юздан ўтаётган магнит индукция оқими. Магнит индукция векторининг S юзга нормал ташкил этувчисини B_n билан белгиласак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\Phi = \int_S B_n dS,$$

бундан

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d}{dt} \int_S B_n dS = - \int_S \dot{B}_n dS, \quad (4)$$

бу ерда $\dot{B}_n$ катталик B_n нинг вақт бўйича ҳосиласи, интеграл эса бутун S юз бўйлаб олинган.

Юқорида айтилганига биноан, электр юритувчи кучни кучланганликнинг циркуляцияси сифатида ифодалаш, яъни электр юритувчи куч ($\mathcal{E}_i$) ни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\mathcal{E}_i = \oint E_i dl.$$

бу ерда интеграл бутун текширилаётган контур бўйлаб олинган.

Демак, (4) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\oint E_i dS = - \int_S \dot{B}_n dS. \quad (5)$$

Шу параграфнинг асосий текстида баён этилган Максвелл гипотезасига биноан, (5) муносабат текширилаётган ўзгарувчан магнит майдонда ўтказгич контури бор ёки йўқлигидан қатъи назар ўз кучини сақлайди; контур йўқ бўлган ҳолда (5) муносабатнинг чап томонидаги интеграл тасаввур қилинган ихтиёрий берк контур бўйлаб олинади.

(5) муносабат (3) муносабатга ўхшаш бўлиб, ўзгарувчан магнит майдон таъсирида пайдо бўладиган электр майдоннинг уярмавий характерини ифодалайди. Агар магнит майдон йўқ бўлса ёки у ўзгармас бўлса $\dot{B}_n = 0$ ва (5) ифода (1) ифодага айланади; бундай шаронда электр майдон E қўзғалмас ва миқдор жиҳатдан ўзгармас зарядлар таъсирида пайдо бўлади ва бу майдон потенциал майдон бўлади.

244-§. Максвелл тенгламалари. Электромагнит майдонларни аниқ ҳисоблаш учун Максвелл таклиф этган тенгламалар ишлатилади. Бу тенгламалар электромагнит ҳодисаларнинг табиати ҳақида юқорида баён этилган фикрларга асосланиб топилган. Максвелл тенгламалари дифференциал тенгламалар бўлиб, улар электромагнит майдонни характерлайдиган катталиклардан координаталар ва вақт бўйича олинган ҳосилаларни бир-бирлари билан боғлайди. Биз Максвелл тенгламаларини чиқаришнинг осонроқ йўлини қараймиз.

Максвелл тенгламалари икки системага бўлинади. Биринчи система магнит кучланганлик вектори проекциясининг координаталар бўйича олинган ҳосилаларни силжиш ва ўтказувчанлик тоқлари зичликларининг проекциялари билан боғлайди. Максвелл тенгламаларининг иккинчи системаси электр кучланганлик вектори проекцияларининг координаталар бўйича олинган ҳосилаларини магнит индукция векторининг вақт бўйича ҳосилалари билан боғлайди.

Аввал Максвелл тенгламаларининг биринчи системасини топайлик. Бирор пайтда фазонинг бирор кичик соҳасидаги тўлиқ ток зичлиги j вектор

билан тасвирлансин. Бу зичлик ўтказувчанлик токи зичлиги i билан силжиш токи зичлиги $\left(\frac{1}{4\pi} \vec{D}\right)$ дан ташкил топади:

$$\vec{u} = i + \frac{1}{4\pi} \vec{D}. \quad (1)$$

Максвелл гипотезасига биноан, магнит майдонни ҳосил қилишда иккала ток: ўтказувчанлик токи ҳам, силжиш токи ҳам бир хил роль ўйнайди. Бу тоқлар ҳосил қилган магнит майдонни аниқлаш учун аввал $\vec{u}$ векторнинг OZ ўққа туширилган проекциясини қараймиз (341-расм). Ток магнит майдонининг кучланганлиги доим токнинг йўналишига перпендикуляр (192-§га қаранг) бўлганлиги учун, ток зичлигининг u_z проекцияси магнит майдон кучланганлигининг H_x ва H_y проекциялари билангина боғланган бўлади.

Томонлари dx ва dy га тенг бўлган ва OXY текисликда ётган кичик $a'bcd$ контур оламиз. $\vec{H}$ нинг шу контур бўйича олинган циркуляциясини ҳисоблаймиз. ab участкада;

$$A_{ab} = -H_y dy,$$

бу ерда H_y —магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}$ нинг ab участка ётган жойдаги проекциясининг қиймати; минус ишора манфий OY ўқ бўйлаб ҳаракат қилинаётганлигини кўрсатади. bc участкада:

$$A_{bc} = H_x dx,$$

бу ерда H_x —магнит майдон кучланганлиги $\vec{H}$ нинг bc участка ётган жойдаги проекциясининг қиймати.

Магнит майдон бир жисми бўлмаса $\vec{H}$ кучланганлигининг cd участка ётган жойдаги қиймати ab участка ётган жойдаги қийматидан фарқ қилади; $\vec{H}$ нинг ана шу cd участка ётган жойдаги қийматини H' билан белгилайлик; у вақтда cd участка учун қуйидагини топамиз:

$$A_{cd} = H'_y dy.$$

Равшанки, H_y проекциянинг ab ва cd кесмалар орасидаги орттирмасини $\frac{\partial H_y}{\partial x} dx$ кўринишда ёзиш мумкин, шунинг учун $H'_y = H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx$ ва, демак,

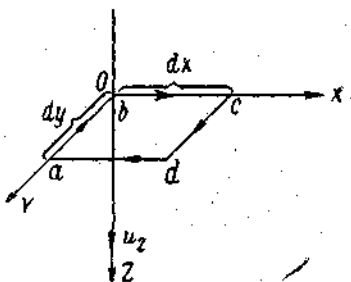
$$A_{cd} = \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy.$$

Худди шунга ўхшаш, da участка учун;

$$A_{da} = - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx.$$

Берк $abcd$ контур бўйича тўлиқ циркуляция қуйидаги йигиндига тенг бўлади

$$A = -H_y dy + H_x dx + \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy - \left(H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx.$$



341-расм. Максвелл тенгламаларининг биринчи системасини аниқлашга доир.

Қавсларни очиб ва ўхшаш ҳадларни қисқартириб, қуйидагини топамиз:

$$A = \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) dx dy. \quad (2)$$

Иккинчи томондан, циркуляциянинг сон қиймати $abcd$ юз орқали OZ ўқ йўналишида ўтаётган ток кучининг 4π га кўпайтмасига (198-§) тенг бўлиши керак, яъни

$$A = 4\pi I_z.$$

Ток зичлигининг u_z проекциясини $abcd$ юз ичида ўзгармас деб ҳисобласак,

$$I_z = u_z dx dy, \text{ бундан } A = 4\pi u_z dx dy.$$

(1) тенгликка биноан, биз u_z ни ўтказувчанлик ва силжиш тоқлари зичликларининг $i_z + \frac{1}{4\pi} \dot{D}_z$ йиғиндиси билан алмаштиришимиз мумкин; шунинг учун A нинг ифодаси қуйидагича бўлади:

$$A = (4\pi i_z + \dot{D}_z) dx dy. \quad (3)$$

(2) ва (3) ифода­ларни бир-бири билан солиштириб, қуйидаги тенг­ламани топамиз:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 4\pi i_z + \dot{D}_z.$$

Тўлиқ ток зичлигининг қолган u_x ва u_z ташкил этувчилари учун ҳам худан шунга ўхшаш тенгламаларни топамиз, шунинг учун, *Максвелл тенгламаларининг биринчи системаси* қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= 4\pi i_x + \dot{D}_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= 4\pi i_y + \dot{D}_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= 4\pi i_z + \dot{D}_z \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Шундай қилиб, Максвелл тенгламаларининг биринчи системаси ўтказувчанлик ток зичлиги i , электр майдон индукцияси D нинг вақт бўйича олинган ҳосиласи ва тоқлар ҳосил қилган магнит майдон кучланганлиги H нинг координаталар бўйича олинган фазовий ҳосилалари орасидаги боғланишни ифода­лар экан.

(4) тенгламалар системасига кирувчи катталикларнинг ҳаммаси битта бирликлар системасида, масалан, ҳаммаси электромагнит системада ўлчанган тақдирдагина (4) тенгламалар системаси тўғри бўлади. Агар магнит майдоннинг H кучланганлигини CGSM бирликларда, i билан D ни эса CGSE бирликларда ўлчасак, у вақтда тенгламаларнинг ўнг томонларига $1/c$ кўпайтма киритиш керак; бу кўпайтма электростатик бирликлардан электромагнит бирликларга ўтишда киритилади. У ҳолда Максвелл тенгламалари қуйидаги кўринишга келади:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \frac{4\pi}{c} i_x + \frac{1}{c} \dot{D}_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{c} i_y + \frac{1}{c} \dot{D}_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{4\pi}{c} i_z + \frac{1}{c} \dot{D}_z \end{aligned} \right\} \quad (4a)$$

Максвелл тенгламаларининг биринчи системасига электр индукция вектори $\mathbf{D}$ ни эркин электр зарядлар зичлиги ρ нинг тақсимооти билан боғлайдиган тенгламани қўшиш керак. 144- § да айтилганига биноан, бу тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 4\pi\rho. \quad (5)$$

Электр индукция вектори $\mathbf{D}$ билан электр майдон кучланганлиги $\mathbf{E}$ орасида $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ муносабат бор эканлигини эсга олайлик. Муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги μ Максвелл тенгламаларининг биринчи системасига кирмайди, чунки тоқлар ҳосил қиладиган магнит майдоннинг кучланганлиги (майдон нолдан фарқ қиладиган фазони батамом эгаллаб турган бир жинсли магнетиклар учун) муҳитнинг магнит сингдирувчанлигига боғлиқ эмас (202- § га қаранг).

Векторлар ҳисобидан маълумки, Максвеллнинг (4) ёки (4а) тенгламаларининг ўнг томонидаги ифодаalar $\mathbf{H}$ вектор „юрмасининг“ ташкил этувчиларидан иборат, шундай қилиб, Максвелл тенгламаларининг биринчи системасининг вектор кўриниши қуйидагича бўлади:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i} + \frac{1}{c} \mathbf{D}. \quad (4б)$$

Бу системага вектор кўринишда ёзилган (5) ифода

$$\text{div } \mathbf{D} = 4\pi\rho \quad (5а)$$

қўшилади.

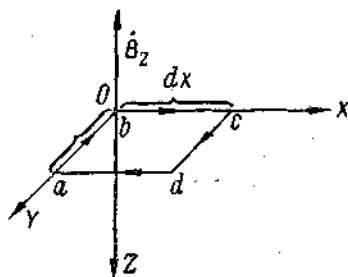
Максвелл тенгламаларининг иккинчи системасини топиш учун Фарадейнинг Максвелл умумлаштирган индукция қонунидан фойдаланамиз. 522-бетда кўрсатилганидек, Максвелл фикрича, магнит индукция вектори $\mathbf{B}$ ўзгарган вақтда, майдон ичида ўтказувчан контур бор-йўқлигидан қатъи назар, электр кучлар пайдо бўлади. $\mathbf{E}$ нинг берк контур бўйича циркуляциясининг сон қиймати контур ўраб олган юз орқали ўтувчи магнит индукция оқимининг вақт давомида ўзгаришига тенг [243- § даги (5) формула]. Ана шу циркуляцияни тўғри тўртбurchак шаклидаги кичик контур учун ҳисоблаб чиқарайлик. Юқорида Максвелл тенгламаларининг биринчи системасини топиётганимизда худди шунга ўхшаш контурни қараган эдик.

Вақтнинг бирор пайтида фазонинг бирор кичик соҳасидаги магнит майдоннинг ўзгариши $\mathbf{B}$ вектор билан характерлансин деб фараз қилайлик. Шу ўзгарувчан магнит майдон ҳосил қиладиган электр майдонни ҳисоблаш учун аввал $\mathbf{B}$ векторнинг OZ ўққа туширилган проекциясини қараймиз (342- расм).

Индукцияланган электр юритувчи кучнинг қиймати магнит индукция векторининг маскру контур юзига нормал йўналган ташкил этувчисининг ўзгариши билан белгиланганлиги сабабли, B_z проекция электр майдон кучланганлигининг E_x ва E_y ташкил этувчиларигагина боғлиқ бўлади.

Томонлари dx ва dy га тенг ва OXY текисликда ётган тўғри тўртбurchак шаклидаги кичкина $abcd$ контурни оламиз. Шу контур бўйича олинган қуйидаги циркуляцияни ҳисоблайлик:

$$A_{ab} = -E_y dy,$$



342- расм. Максвелл тенгламаларининг иккинчи системасини аниқлашга доир.

бу ерда E_y —электр майдон кучланганлиги E нинг ab участка ётган жойдаги проекцияси; манфий ишора манфий OY ўқ бўйлаб ҳаракат қилинаётганлигини кўрсатади.

Худди юқоридагига ўхшаш йўл билан bc участка учун қуйидагини топамиз:

$$A_{bc} = E_x dx.$$

Худди Максвелл тенгламаларининг биринчи системасини чиқарган вақтда магнит кучланганлиги циркуляциясини ҳисоблагандагидек фикр юритиб, cd ва da участкаларда мос равишда қуйидагиларни топамиз:

$$A_{cd} = \left(E_y + \frac{\partial E_y}{\partial x} dx \right) dy; \quad A_{da} = - \left(E_x + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy \right) dx.$$

Шуларга биноан, $abcd$ ёпиқ контур бўйича олинган тўлиқ циркуляция қуйидагига тенг бўлади;

$$A = \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) dx dy. \quad (6)$$

Иккинчи томондан, циркуляция $abcd$ контур юзи орқали ўтаётган магнит индукция оқимидан вақт бўйича олинган манфий ишорали ҳосиллага тенг:

$$A = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Лекин $abcd$ контур юзи орқали ўтаётган оқим $\Phi = B_z dx dy$ бўлганлиги учун,

$$- \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \dot{B}_z dx dy. \quad (7)$$

(6) ва (7) ифодаларни бир-бири билан солиштириб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = - \dot{B}_z.$$

Худди шу йўл билан индукция векторининг вақт бўйича олинган ҳосиласининг қолган икки $\dot{B}_x$ ва $\dot{B}_y$ ташкил этувчиларини ўз ичига олган тенгламаларни топамиз. Максвелл тенгламаларининг иккинчи системаси қуйидаги қўринишга келади:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= - \dot{B}_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= - \dot{B}_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= - \dot{B}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Шундай қилиб, Максвелл тенгламаларининг иккинчи системаси магнит индукция вектори (B) нинг вақт бўйича олинган ҳосилаларини магнит майдоннинг ўзгариши натижасида ҳосил бўлган электр майдон кучланганлиги (E) нинг координаталар бўйича олинган ҳосилалари билан боғлар экан.

Тенгламалар системаси (8) унга кирган барча қатталиклар $CGSM$ системада ўлчанган вақтдагина тўғри бўлади. Агар электр майдоннинг кучланганлиги E ни $CGSE$ бирликларда, магнит индукция B ни эса $CGSM$ бир-

ликларда ўлчасак, у вақтда тенгламаларнинг ўнг томонларига $1/c$ кўпайтма киритишимиз лозим бўлади:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{1}{c} \dot{B}_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{1}{c} \dot{B}_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{1}{c} \dot{B}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8a)$$

Максвелл тенгламаларининг иккинчи системасига индукция векторининг чизиқлари доим берк чизиқлар эканлигини кўрсатувчи тенгламани ҳам қўшиб лозим. 200- § да айтилганига биноан, бу тенглама қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (9)$$

Максвелл тенгламаларининг (8a) иккинчи системаси ва (9) муносабат вектор ҳолда мос равишда қуйидагича ёзилади:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{B}}; \quad (8b)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (9a)$$

Максвелл тенгламаларининг биринчи ва иккинчи системалари биргаликда ечилиши зарур. Биринчи тенгламалар системаси тоқлар ҳосил қилаётган магнит майдонни шу тоқларнинг зичлиги i ва электр зарядларнинг ҳажмий зичлиги ρ орқали аниқлашга имкон беради; иккинчи система вақт давомида ўзгариб турувчи магнит майдон ҳосил қилган уярмавий электр майдонни аниқлашга имкон беради. Бу ерда $\mathbf{H}$ ва $\mathbf{B}$ векторлар орасидаги боғланиш

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

муносабат билан (бу ерда μ — муҳитнинг магнит сингдирувчанлиги), $\mathbf{E}$ ва $\mathbf{D}$ векторлар орасидаги боғланиш эса

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

муносабат билан белгиланишнинг назарда тутмоқ лозим (бу муносабатда ϵ — диэлектрик константа).

Бордию, муҳит бир жинсли бўлмаса, муҳитнинг айрим участкаларининг чегараларида чегаравий шартлар қаноатлантирилиши лозим. Бу шартлар $\mathbf{D}$ вектор учун 144- § да, $\mathbf{B}$ вектор учун эса 206- § да топилган эди. Чегаравий шартлар қуйидагичадир:

$$D_{1n} = D_{2n}, \quad \frac{D_{1t}}{\epsilon_1} = \frac{D_{2t}}{\epsilon_2}, \quad B_{1n} = B_{2n}, \quad \frac{B_{1t}}{\mu_1} = \frac{B_{2t}}{\mu_2};$$

бу ерда n ва t индекслар тегишли векторнинг нормал ёки тангенциал ташкил этувчиси олинганлигини кўрсатади.

Ниҳоят, муҳит электр ўтказувчанликка эга бўлса, ўтказувчанлик токининг i зичлиги Ом қонунига бўйсунди:

$$\mathbf{i} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}'),$$

бу ерда σ — муҳитнинг ўтказувчанлиги, $\mathbf{E}'$ — ташқи манбалар ҳосил қилаётган майдоннинг кучланганлиги.

245- §. Максвелл — Лоренц тенгламалари. Максвелл назариясида модданинг хоссаси учта константа: диэлектрик константа ϵ , магнит сингдирувчанлик μ ва ўтказувчанлик σ билан характерланади. Модда электр ўтказув-

чанликка ўхшайдиган магнит ўтказувчанлик хоссасига эга эмас, чунки табиатда магнит зарядлар йўқ. Электр зарядлар ўзларининг тақсимланиш зичлиги билан характерланади.

Электромагнит майдонни ана шу зарядлар ва уларнинг ҳаракати вужудга келтиради. Шундай қилиб, Максвелл назарияси модданинг атом тузилишини текширмас ва модданинг электромагнит майдонга кўрсатадиган таъсирини ϵ ва σ константалар ёрдами билан формал равишда таърифлаб беради. Модданинг тузилиши Лоренцнинг электрон назариясида ҳисобга олиниши. Лоренц назарияси нуқтани назаридан модда эгаллаб турган фазо ичида алоҳида мусбат ва манфий зарядлар борлиги билан бўш фазодан фарқ қилади. Элементар манфий зарядлар — электронлар, элементар мусбат зарядлар—атомларнинг ядроларидир. Электронлар ядролар билан биргаликда нейтрал атомлар ёки ионлар ҳосил қилади. Атомлар ҳамда ионлар молекулаларнинг таркибига кирган бўлиши мумкин. Электронлар атомлар ёки молекулалар ичида берк орбиталар бўйлаб ҳаракат қилади, улар шунингдек, атомлар ёки молекулаларнинг ичида бирор томонга силжиб атом ёки молекулаларни қутблаши ҳам мумкин. Ўтказгичларда электронларнинг бир қисми эркин ҳолда бўлади ва илгариланма ҳаракат қилиб ўтказувчанлик тоқини юзага чиқаради. Электр ва магнит майдонларни шу зарядлар ва уларнинг ҳаракати ҳосил қилади.

Зарядларнинг ўлчовлари микроскопик бўлгани учун улар ҳосил қилган майдонлар атомларнинг ўлчамларига яқин масофалар ичида нуқтадан-нуқтага сезиларли даражада ўзгаради. Масалан, алоҳида электрон ёки ионнинг яқинида электр майдон жуда катта бўлади, иккита қўшни электрон ўртасида эса бу майдон нолга тенг бўлиши ҳам мумкин. Шундай қилиб, Лоренц назариясида қараладиган электр ва магнит майдонлар микроскопик характерга эга. Шу майдонларнинг кучланганликларини Максвелл назариясидаги макроскопик, ўртача олинган катталиклардан фарқ қилиш учун e ва h билан белгилаймиз. Бу майдонлар алоҳида зарядлар орасидаги фазода ҳосил бўлади, яъни Лоренц назариясида, аслини олганда, фақат бўшлиқдаги майдонлар текширилади. Шунинг учун Лоренц назарияси Максвелл тенгламаларидаги икки жуфт E , B , H ва D векторлар ўрнига фақат бир жуфт векторларни; электр майдоннинг e кучланганлиги билан магнит майдоннинг h кучланганлигини қарайди, холос.

Лоренцнинг электрон назарияси нуқтани назаридан ҳар қандай электр токи элементар зарядларнинг ҳаракатланиши натижасида юзага чиқувчи конвекцион тоқдан иборатдир. Бу тоқнинг зичлиги $\sum \rho v$ га тенг, бу ерда ρv битта элементар заряд ҳосил қилган ток, йиғинди эса ҳамма элементар зарядларга тегишлидир (ρ — битта элементар заряднинг зичлиги бўлиб, шу заряддан ташқарида нолга тенг, v — заряднинг тезлик вектори).

Шундай қилиб, зарядлар орасидаги бўш фазо учун Максвелл тенгламалари қуйидаги кўринишга келади:

$$\operatorname{rot} h = \frac{4\pi}{c} \sum \rho v + \frac{1}{c} \dot{e}, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} e = 4\pi \sum \rho. \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} e = -\frac{1}{c} \dot{h}, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} h = 0. \quad (4)$$

Бу тенгламалар Максвелл—Лоренц тенгламалари деб юритилади.

Максвелл—Лоренц тенгламаларидаги e ва h катталикларни бевосита ўлчаш мумкин эмас, чунки биз атомлар орасидаги, атомлар ва молекулалар

ичидаги майдонларнинг кучланганликларини ўлчай олмаймиз. Шунинг учун, ўлаб бўладиган катталикларга ўтиш мақсадида (1) — (4) тенгламалардаги катталикларнинг ўртача қийматларини олиш керак. e ва h кучланганликларнинг, зарядлар зичлиги $\sum \rho$ нинг ва ток зичлиги $\sum \rho v$ нинг ўртача қийматларини алоҳида атомларга нисбатан каттароқ, лекин ичида барча макроскопик катталиклар сезиларли ўзгаришга улгура олмайдиган даражада кичик бўлган ҳажмлар учун олиш керак; ана шу ўртача қийматларни атомлар ичидаги ҳаракатларнинг даврига нисбатан каттароқ, лекин макроскопик катталиклар ўзгаришга улгура олмайдиган кичик вақт оралликлари учун олиш керак.

Юқорида кўрсатилган e , h , $\sum \rho$ ва $\sum \rho v$ катталикларнинг ана шу йўл билан топилган ўртача қийматларини мос равишда $\bar{e}$, $\bar{h}$, $\bar{\sum \rho}$, $\bar{\sum \rho v}$ билан белгилаймиз, у вақтда Максвелл—Лоренц тенгламалари қуйидаги кўринишни олади:

$$\operatorname{rot} \bar{h} = \frac{4\pi}{c} \bar{\sum \rho v} + \frac{1}{c} \frac{d\bar{e}}{dt}, \quad (1a)$$

$$\operatorname{div} \bar{e} = 4\pi \bar{\sum \rho}, \quad (2a)$$

$$\operatorname{rot} \bar{e} = -\frac{1}{c} \frac{d\bar{h}}{dt}, \quad (3a)$$

$$\operatorname{div} \bar{h} = 0. \quad (4a)$$

Бу тенгламалар Максвелл тенгламалари билан бир хил бўлиши керак. Агар

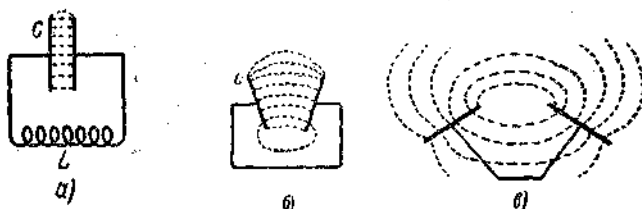
$$E = \bar{e}; \quad B = \bar{h}$$

деб олсак, (3a) ва (4a) тенгламалар Максвелл тенгламаларининг иккинчи системасига [244-§, (86) ва (9a)] айланишини кўриш қийин эмас.

Шунинг учун 145-§ ва 208-§ да айtilганларга мувофиқ равишда қуйидаги хулосани чиқарамиз: *электр майдоннинг макроскопик кучланганлиги E майдоннинг ўртача микроскопик кучланганлиги $\bar{e}$ нинг ва магнит индукция B магнит майдоннинг ўртача микроскопик кучланганлиги $\bar{h}$ нинг ўзгинасидир.* Бу хулоса юқорида қайд қилиб ўтилган ҳолга мос келади: диэлектрик бўлган шароитда магнит майдоннинг E кучланганлиги ҳам диэлектрик муҳит ичига киритилган „ташқи“ зарядларга, ҳам муҳитнинг қутбланишига боғлиқ бўлади; магнетик бўлган шароитда магнит индукция B ҳам тоқларга, ҳам муҳитнинг „магнитланишига“ боғлиқ бўлади. Мана шундан электр майдоннинг кучланганлиги E билан магнит индукция B орасида ўхшашлик бор, деган хулоса яна бир марта келиб чиқади.

Бироқ $\bar{e}$ ва $\bar{h}$ векторларни E ва B векторлар билан юқоридагидек таққослаган вақтда (1a) ва (2a) тенгламалар Максвелл тенгламаларининг биринчи системасига мос келмагандек бўлиб туюлиши мумкин. Лекин чуқурроқ текширсак, бу ерда ҳам ўхшашлик борлигини кўришимиз мумкин. Бунинг учун, биринчидан $\sum \rho v$ вектор фақат ўтказувчанлик токи зичлиги i ни ҳосил қилувчи эркин зарядларнинг кўчишинигина эмас, балки атом ичидаги зарядларнинг ҳаракатини ва атомлар ҳамда молекулаларнинг қутбланишининг вақт давомида ўзгаришини ҳам ҳисобга олишини назарда тутмоқ керак. Иккинчидан, эркин зарядларнинг макроскопик ρ зичлиги элементар зарядларнинг ўртача зичлиги ($\bar{\sum \rho}$) га тенг эмас, чунки унга $\bar{\sum \rho}$ нинг диэлектрикнинг қутбланишига боғлиқ бўлган қисми қирмайди.

246- §. Электромагнит тўлқинлар. Юқорида биз вақт давомида ўзгариб турувчи электр ёки магнит майдон ҳосил қилинган вақтда мос равишда уюрмавий магнит майдон ёки уюрмавий электр майдон пайдо бўлишини кўриб ўтдик. Тажриба шуни кўрсатадики, бундай электромагнит майдон фазонинг бирорта чекли соҳасида ҳосил қилинса, бу майдон фазонинг қолган қисмига чекли тезлик билан тарқалади. Бу тезлик



343- расм. Очиқлик даражаси турлича бўлган тебраниш контурлари.

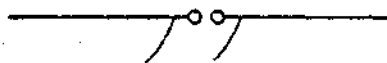
жуда катта бўлиб, бўшлиқда ёруғлик тезлигига ($3 \cdot 10^{10}$ см/сек) тенгдир. Ҳосил қилинаётган электромагнит майдон даврий характерга эга бўлган ҳолларда у тўлқин характерда тарқалади. Электромагнит майдоннинг тўлқин характерда тарқалиши электромагнит ҳодисаларнинг 1863 йилда Максвелл яратган умумий назариясидан келиб чиқади. Электромагнит тўлқинларни биринчи марта 1888 йилда Герц тажрибада урганган.

Электромагнит тўлқинларнинг ҳосил бўлиш процессини аввал бирорта оддий назарий схемани мисол сифатида олиб текшираемиз, кейин эса бу тўлқинларни техникада ҳосил қилиш усулларини кўрсатиб ўтамиз. Бирор контурда бирор йўл билан электр тебранишлар содир бўлиб турибди деб фараз қилайлик. Бу контур C сиғим ва L ўзиндукция коэффицентини билан характерлансин. Агар бу контурдаги тебранишлар контурнинг хусусий тебраниш даврига тенг бўлган T давр билан юз бераётган бўлса, у вақтда бу даврнинг катталиги 239- § даги (2) формула билан белгиланади:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}.$$

Бу тебранишлар контур турган соҳада ўзгарувчан электр ва магнит майдонлар ҳосил қилади. Масалан, агар биз конденсатор қопламалари орасидаги фазони текшираётган бўлсак, унда электр майдоннинг кучланганлиги ва силжиш токининг катталиги T давр билан ўзгариб турганлиги сабабли, вақт даво-

мида ўзгариб турувчи уюрмавий магнит майдон ҳосил бўлади. Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиши сезиларли аҳамиятга эга бўлиши учун ёки, одатда айтилишича, система сезиларли даражада тўлқин тарқатиши учун силжиш токи ҳосил бўладиган ва $\mathbf{B}$ вектор нолдан фарқ қиладиган соҳа атрофдаги фазодан камроқ фарқ қиладиган бўлиши керак. Агар қопламалари бир-бирига яқин турган конденсатор билан ўрамлари зич жойлашган соленоид (343- а расм) олсак, амалда майдон батамом қопламалар орасидаги фазо билан соленоид ичида бўлади. Контурнинг тўлқин тарқатувчанлигини орттириш учун конденсатор қопламаларини бир-биридан узоқлаштириш ва занжирнинг ўзиндукцияга эга бўлган участкасини ғалтак шаклида эмас, балки очикроқ контурга ўхшатиб ясаш керак. Қопламаларни бир-биридан узоқлаштириб ва соленоид ўрнига тўғри ўтказгич олиб, биз 343- б ва в расмларда тасвирланган типдаги контурларни ҳосил қилишимиз мумкин. Равшанки, бундай ўзгартирилган контурнинг сифими билан ўзиндукцияси дастлабки контурнинг сифими билан ўзиндукциясидан анча кичик, демак, бундай системанинг хусусий тебранишлар даври ҳам дастлабки контурникидан кичикроқ бўлиб қолади. Бундай контурлардаги тебранишларни сўндирмай туриш учун конденсаторнинг қопламаларига бирорта ўзгарувчан электр юритувчи куч манбаидан энергия бериб турилади. Конденсатор қопламаларини дастлаб юқорироқ потенциаллар айирмаси ҳосил бўлгунча зарядлаш учун қопламаларни бирлаштириб турувчи ўтказгични узиб қўйиш, яъни учқун оралигини ҳосил қилиш мумкин. Ана шу учқун оралиги туфайли занжирнинг икки қисми узилган ҳолда қола беради. Занжирнинг икки қисми орасидаги потенциаллар фарқи учқун оралигининг разряд потенциалигача кўтарилмагунча занжир узилган ҳолда бўлади. Пробой юз берганда учқун оралигида учқун ҳосил бўлиб, занжирнинг иккала қисмини улаб берк контур ҳосил қилади; ана шу контурда электр тебранишлар пайдо бўлади.



344- расм. Бир-биридан учқун оралиги билан ажратилган икки стержень кўринишидаги тебраниш контури.

Конденсатор қопламаларини бутунлай олиб ташлаб, тебраниш системасини бир-биридан учқун оралиги билан ажратилган иккита металл стержень тарзида ясаш ҳам мумкин (344- расм). Бундай тебраниш системаси *диполь* деб аталади. Қопламалар олиб ташлангандан кейин сизим жуда ҳам камайиб кетади; сизимни орттириш учун тебраниш системасини ҳосил қилувчи стерженларнинг учқун оралиги томонидаги учларини йўғонлаштириб сфера шаклида ясаш мумкин. Герц ўз тажрибаларида

худди ана шундай тебраниш контуридан фойдаланган. 345-расмда Герцнинг *Герц вибратори* деб юритиладиган тебраниш контури тасвирланган. Герц вибраторида тебранишлар ҳосил қилиш учун вибратор индукцион ғалтакнинг иккиламчи чулғамига уланади. Бундай шароитда тебраниш процесси қуйидаги характерда бўлади. Потенциаллар айирмаси анча катта қийматга эришган пайтда учқун оралигида учқун чиқиши билан вибраторда сўнувчи тебранишлар ҳосил бўлади; бу тебранишларнинг даври вибраторнинг сиғими билан ўзиндукция-



345- расм. Герц вибратори.

сига боғлиқ бўлади. Вибраторнинг иккала қисми бир неча марта қайта зарядлангандан кейин тебранишлар сўниб қолади, чунки вибратор зарядланган вақтда олган энергия нурланишга ва Ленц—Жоуль иссиқлигига сарфланади. Бундан кейин индуктор вибраторни янгидан зарядлайди ва процесс такрорланаверади. Вибраторнинг индуктордан зарядланиш даври индуктор ўзгичининг ишлаш даврига боғлиқ бўлади; ўзгичининг ишлаш даври вибраторнинг тебраниш даврига қараганда анча катта бўлади. Диполнинг ўзида тебраниш вақтида ҳосил бўлувчи юксак частотали ток (Герц тажрибаларида частота 10^8 Ғц тартибда бўлган) диполнинг учларида қайтиб, ўз йўналишини тескари томонга ўзгартиради, диполда тарқалаётган тўлқин билан қайтган тўлқинларнинг интерференцияси юз бериб, натижада турғун тўлқинлар ҳосил бўлади. Бу ҳодиса натижасида токнинг амплитудаси диполнинг турли жойларида турли қийматларга эга бўлиб қолади, бунда диполнинг учларига ток кучи графигининг тугуни, ўртасига эса графикнинг дўнг жойи тўғри келади. Шундай қилиб, тебранаётган диполда айни бир вақтда ток кучининг қийматлари ўтказгичнинг турли кесимларида турлича бўлади. Бу мисол „квастационар бўлмаган“ процессга тааллуқлидир. Максвелл назариясига биноан, тўлиқ ток, яъни ўтказувчанлик токи билан силжиш токининг йиғиндиси диполнинг барча кесимларида айни бир хиллигича қолади. Бундан ўтказувчанлик токи нолга тенг бўлган жойларда силжиш токи максимал қийматга эга бўлади деган хулоса чиқади. Даврий процессда электр кучланганлиги амплитудаси энг катта қийматга эга бўлган жойларда силжиш токининг амплитудаси энг катта бўлади.

Шундай қилиб, ўтказувчанлик токининг амплитудаси нолга тенг бўлган нуқталарда кучланганликнинг амплитудаси максимал булар экан. Электр кучланганлигининг дўнгликлари диполнинг учларида, тугуни эса диполнинг ўртасида жойлашар экан.

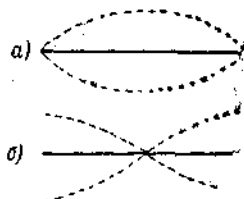
Ток кучи ва электр кучланганлиги амплитудаларининг диполь бўйлаб тақсимланиши 346-расмда кўрсатилган.

Диполнинг атрофидаги фазода пайдо бўлувчи электромагнит майдоннинг хусусиятларини текшириб кўрайлик.

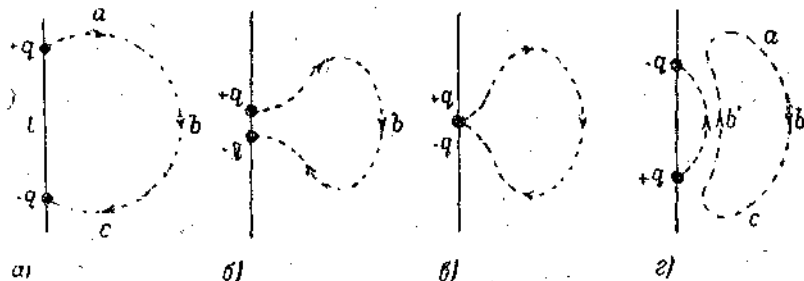
Диполни схематик равишда ораларидаги l масофа даврий равишда ўзгариб турадиган иккита ҳар хил ишорали $+q$ ва $-q$ зарядлардан иборат деб тасаввур қилиш мумкин. Биз ўзгармас диполнинг электр майдони бир заряддан бошланиб, иккинчи зарядда тавом бўладиган кучланганлик чизиқлари билан характерланишини кўриб ўтган эдик (125-§).

Агар диполни ташкил қилувчи зарядлар ҳаракат қилаётган бўлса, аҳвол, умуман айтганда, бошқача бўлади. Бунга сабаб шуки, майдон фазода чекли тезлик билан тарқалади ва демак, диполдан бирор масофада ётган бирорта нуқтадаги маълум E кучланганлиги зарядларнинг худди шу пайтдаги вазиятига эмас, балки ундан бир оз олдинги пайтдаги вазиятига мос келади.

Бу айтилганларни график ёрдами билан тушунтирайлик. Диполни ҳосил қилувчи $+q$ ва $-q$ зарядлар бир-бирдан бирор l масофада турган ҳолатдан бошлаб (347-а расм), би-



346-расм. Диполь бўйлаб ток кучи амплитудасининг (а) ва электр кучланганлик амплитудасининг (б) тақсимланиши.

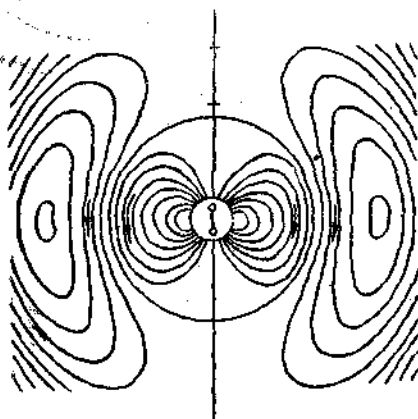


347-расм. Диполнинг ёнида вақтнинг турли пайтларида ҳосил бўлаётган кучланганлик чизиқлари.

рорта кучланганлик чизиғини, масалан, abc кучланганлик чизиғини текшираемиз. Зарядлар бир-бирига яқинлаша борган сари кучланганлик чизиғининг шакли ўзгара боради, чунки, масалан, кучланганликнинг b нуқтадаги қиймати зарядларнинг шу пайтдаги вазиятига эмас, балки бундан бир оз аввалги пайтдаги вазиятига мос келади. Кучланганлик чизиғи 347-б

расмда тасвирланган кўринишда бўлади. Иккала заряд бири-бири билан қўшилган пайтда кучланганлик чизиғи ҳалқа шаклига киради (347-в расм). Зарядларнинг бундан кейинги ҳаракатида майдонда берк $abcb$ кучланганлик чизиғи (347-г расм) ҳосил бўлади. Демак, ҳосил бўлган магнит майдон уюрмавий характерда бўлади.

Ўзгарувчан электр майдоннинг ҳосил бўлган берк чизиқлари, Максвелл гипотезасига асосан, ўзгарувчан магнит майдоннинг берк чизиқларини ҳосил қилади. Ўзгарувчан магнит майдоннинг берк чизиқлари ўз навбатида электр кучланганликнинг берк чизиқларини ҳосил қилади ва ҳоказо. Тебранаётган диполь атрофида электромагнит тўлқин пайдо бўлади.



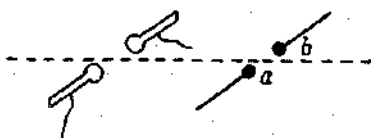
348- расм. Диполнинг яқинидаги кучланганлик чизиқлари.

Маълум бир пайтда Герц диполининг атрофида кучланганлик чизиқларининг тақсимланиши 348- расмда тасвирланган.

Диполнинг атрофида пайдо бўладиган тўлқиндаги электр ва магнит майдонлар кучланганлигининг йўналиши ва нисбий қийматини ҳисоблаб топиш мумкин.

Лекин уларни тажриба йўли билан топса ҳам бўлади.

Электр майдонни унинг турли жойларига электр кучланганлигини сезадиган „электр резонатор“ киритиш йўли билан текшириш мумкин. Бундай резонатор сифатида ab учқун оралиғига эга бўлган тўғри симни ишлатиш мумкин (349- расм); бу расмда резонаторнинг чап томонида тўлқин тарқатувчи вибратор тасвирланган. Бундай диполь электр майдоннинг кучланганлик чизиқларига перпендикуляр вазиятда бўлмаса, диполнинг учлари орасида потенциаллар айирмаси ҳосил бўлиб, бунинг натижасида учқун чиқади. Ана шу учқун электр майдон борлигини кўрсатувчи индикатордир. Тўлқин қабул қилувчи диполнинг учларида ҳосил бўладиган потенциаллар айирмаси кичик бўлганлиги учун диполнинг учқун оралиғи ҳам кичик бўлиши керак.

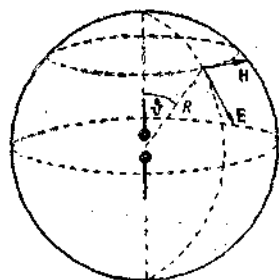


349- расм. ab резонатор.

Магнит майдонни унинг индукцион таъсири орқали ўрганиш мумкин. Бунинг учун майдоннинг турли жойларига контур киритилиб, унда ҳосил бўлувчи тоқлар ўлчанади. Индукцион ток контурнинг майдонда қаерда турганлигига ва ориентациясига (магнит майдон кучланганлигига нисбатан йўналишига) боғлиқ бўлади. Ўзгарувчан майдон магнит индукция вектори контур текислигига нормал йўналган вақтда энг кучли индукцион таъсир кўрсатади, чунки бундай шароитда контур ўраб олган текислик орқали ўтаётган магнит оқими энг тез ўзгаради. Кучланганлик векторининг турли жойлардаги нисбий қиймати контур магнит майдоннинг кучланганлигига нормал вазиятда бўлган шароитда шу контурда ҳосил бўлувчи индукцион токнинг катталигига пропорционал бўлади.

Бундай тажрибалар диполь атропофидаги электромагнит майдоннинг характерини аниқлашга имкон беради. Диполнинг ёнида майдоннинг манзараси мураккаб бўлади, лекин диполнинг ўлчовига нисбатан каттароқ бўлган масофаларда, *тўқин зонаси* деб юритиладиган соҳада майдоннинг манзараси бир оз соддароқ бўлади.

Диполнинг йўналишни сферик сиртнинг ўқи деб қабул қилиб (350-расм), шу ўққа нисбатан сфера



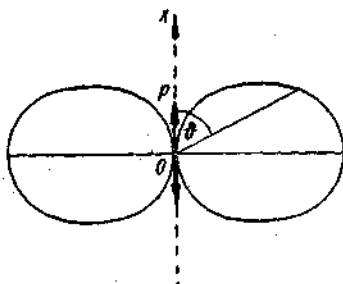
350-расм. Диполнинг тўқин зонасида E ва H векторларнинг йўналиши.

ра устида параллеллар ва меридианлар ўтказамиз. U вақтда истаган нуқтада электр майдоннинг E кучланганлиги меридианга ўтказилган уризма бўйлаб, магнит майдоннинг H кучланганлиги эса параллелга ўтказилган уризма бўйлаб йўналган бўлади. Магнит ва электр майдонлар кучланганликларининг қиймати экватордан қутбга томон борган сари камай боради; диполь ўқининг давомида ётган нуқталарда шқала кучланганлик ҳам нолга тенг бўлади; экваториал соҳада ётган нуқталарда кучланганликларнинг қийматлари энг катта бўлади. Шунга мувофиқ равишда, сочилаётган энергия оқимининг зичлиги ҳам энергия диполнинг ўқига нисбатан қандай θ бурчак остида сочилаётганлигига боғлиқ бўлади. Бу боғланиш 351-расмда вектор диаграмма ҳолида тасвирланган. Диполдан узоқлашган сари (яъни сферанинг радиуси ортган сари) кучланганликлар камай боради. *Электр майдоннинг маълум бир нуқтадаги E кучланганлиги магнит майдоннинг худди шу нуқтадаги H кучланганлигига перпендикуляр эканлигини ва E ҳамда H векторлар сферанинг радиусига, яъни тўқин тарқалаётган*

йўналишга перпендикуляр эканлигини қайд қилиб ўтиш муҳимдир. Агар диполда электр юритувчи куч ξ қўйидаги қонун билан ўзгарса:

$$\xi = \xi_0 \sin \omega t,$$

(бу ерда ω — тебранишларнинг циклик частотаси), у вақтда майдон кучланганлиги E ҳам фазонинг ҳар бир нуқтасида худди ўшандай ω частота билан, лекин фаза бўйича бир оз кечикиб, даврий равишда ўзгариб туради.



351- расм. Нурланиш интенсивлигининг бурчакка боғлиқ равишда тақсимланиши.

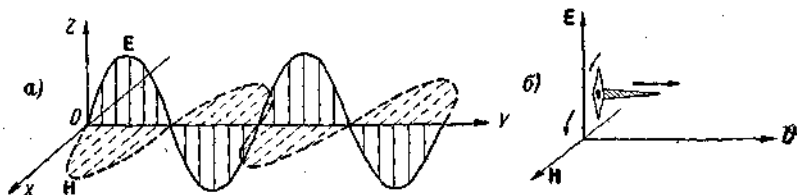
Текшириляётган нуқта диполдан қанча узоқда ётса, кучланганлигининг фаза бўйича кечикиши шунча катта бўлади. Кучланганлик ўзгаришининг бундай кечикишига электромагнит майдоннинг чекли v тезлик билан тарқалиши сабаб бўлади. Шундай қилиб, диполь атрофида сферик электромагнит тўлқин ҳосил бўлади. Диполь билан берилган нуқта орасидаги масофани r орқали белгиласак, E векторнинг тебранишлари қўйидагича ифодаланади:

$$E = \frac{E_0 \sin \theta}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) = \frac{E_0 \sin \theta}{r} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right),$$

бу ерда T — давр, λ — тўлқин узунлиги, θ — қутбий бурчак (350- расм).

Электромагнит тўлқини унинг тарқалиш йўналишида икки-та ўзаро перпендикуляр текисликларда ётган иккита синусоида орқали ифодалаш мумкин. Бу синусоидалардан бири электр кучланганлик вектори E нинг, иккинчиси эса магнит кучланганлик вектори H нинг тебранишларини тасвирлайди. Бўшлиқда иккала векторнинг тебраниш амплитудалари миқдоран бир-бирига тенг бўлади (албатта, агар E электростатик бирликлар системасида, H эса электромагнит бирликлар системасида ўлчанган бўлса); иккала вектор бир хил фазада тебранади (352-а расм). Тўлқин тарқалаётган йўналишни парма қонидасидан фойдаланиб топиш мумкин: агар парманинг дастасини E вектордан H векторга қараб бурасак, у ҳолда парманинг илгариланма ҳаракати йўналиши тўлқин тарқалаётган йўналишни кўрсатади (352-б расм).

Герц ўз тажрибаларида узунлиги тахминан 60 см бўлган электромагнит тўлқинлар ҳосил қилган. Герц бу тўлқинларнинг



352- расм. Электромагнит тўлқин.

металл кўзгулардан қайтишини, парафиндан ясалган призмада синишини, шунингдек, интерференция ҳодисасини кузатган. Бу тажрибаларнинг ҳаммаси ўзгарувчан электромагнит майдон чекли тезликли тўлқин ҳолида тарқала олишини ишонарли қилиб кўрсатиб берди.

247-§. Электромагнит тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги. Электромагнит тўлқинларнинг тезлиги жуда катта бўлганлиги туфайли, уни бевосита тажриба йўли билан аниқлаш анча қийин.

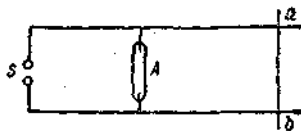
Герц бу тезликни билвосита йўл билан, яъни электромагнит тўлқиннинг λ узунлигини ўлчаш йўли билан аниқлаган; вибраторнинг сигими ва ўзиндукцияси билан белгиланадиган T даври билан ҳолда Герц ν тезликни

$$\nu = \frac{\lambda}{T}. \quad (1)$$

муносабатдан ҳисоблаб топган.

Тўлқин узунлигини ўлчашда Герц бир-бирига қарама-қарши йўналган тўлқинларнинг интерференцияси вақтида пайдо бўлувчи турғун электромагнит тўлқинлардан фойдаланган. Герц тарқалаётган тўлқинни металл кузгудан қайтариш усули билан бир-бирига қарама-қарши йўналувчи тўлқинларни ҳосил қилган.

Турғун тўлқиннинг интенсивлиги сезиладиган даражада бўлиши учун маълум йўналиш бўйлаб тарқалувчи электромагнит тўлқин билан тажриба ўтказиш лозим. Бундай „йўналувчан“ (маълум йўналиш бўйлаб тарқалувчи) электромагнит тўлқин 353-расмда тасвирланган схема ёрдами билан осонгина ҳосил қилинади. Диполнинг учқун оралиги учлари бир-бирига расмда кўрсатилгандек қилиб уланган иккита параллел сим орасида бўлади. Электромагнит майдон асосан симлар орасида бўлиб, симларнинг ўзига эса ўтказувчанлик тоқлари ҳосил бўлади. Симнинг ab участкаси



353- расм. Турғун электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш.

унга бориб етган тўлқинларни қайтарувчи кўзгу ўрнини босади. Натижада бу симлар билан чегараланган соҳада турғун тўлқинлар пайдо бўлади; бу тўлқинларнинг тугун ва дўнгликларининг вазияти тажрибада аниқланади. Симлар орасига ҳаракатчан контактли *A* разряд трубкасини жойлаштириб, сўнгра бу трубкани симлар бўйлаб жилдирган вақтда унинг ўқтин-ўқтин шуълаланишини кузатиш мумкин. Электр кучланганлиги дўнгликка эга бўлган жойларда трубка жуда кучли шуълаланади; электр кучланганлиги тугунларга эга бўлган жойларда эса трубка ҳеч шуълаланмайди. Қўшни тугунлар ёки қўшни дўнгликлар орасидаги масофа тўлқин узунлигининг ярмига тенг бўлади. Магнит кучланганликнинг тугун ва дўнгликларини гальванометрга уланган рамка ёрдами билан пайқаш мумкин. Бунинг учун рамкани, юқорида қилинганидек, симлар бўйлаб кўчириб, ўзгарувчан магнит майдоннинг рамкага кўрсатадиган индукцион таъсирини кузатиш керак. Бу кузатишлар магнит кучланганликнинг дўнгликлари электр кучланганликнинг тугунларига тўғри келишини ва, аксинча, электр кучланганликнинг дўнгликлари магнит кучланганликнинг тугунларига тўғри келишини кўрсатади. Тўлқинни қайтарувчи *ab* кўзгуда электр кучланганликнинг тугуни ва магнит кучланганликнинг дўнглиги кузатилади. Бундан қуйидаги хулоса чиқади: металл сиртдан электр кучланганлик векторининг тебранишлари қайтган вақтда ярим тўлқин йўқотилади, магнит кучланганлик векторининг тебранишлари қайтган вақтда эса ярим тўлқин йўқотилмайди.

Агар тебраниш даври *T* маълум бўлса, тугунлар орасидаги масофадан тўлқин узунлиги (λ) ни аниқлаб, (1) формуладан электромагнит тўлқинларнинг v тезлигини топиш мумкин. Тебранишлар даври (*T*) ни, юқорида айтилганидек, 239-§ даги (2) формуладан ҳисоблаб топиш мумкин. Лекин тебранишлар даврини эмпирик йўл билан ҳам топиш мумкин. Бунинг учун тебраниш контурининг учқун оралигидан чиқувчи учқунни айланувчан кўзгу ёрдамида кузатилади. Кўзгу жуда тез айланганда ҳар бир тебраниш даври ичида учқуннинг чақнаши ва сўнишига мос равишда кўзгуда учқуннинг узик-узик тасвири ҳосил бўлади. Электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ эканлиги шу усул билан аниқланган. Ҳозирги вақтда турғун тўлқинларнинг узунлигини аниқроқ ўлчаш натижасида, шунингдек ёруғлик (ёруғлик қисқа электромагнит тўлқинларнинг ўзгивасидир) тезлигини ўлчаш натижасида c нинг қуйидаги қиймати топилган:

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$$

Ўзи бўйлаб электромагнит тўлқинлар тарқалаётган симлар ди-электрик муҳитга киритилса, турғун тўлқинларнинг тугунлари

орасидаги масофа қисқаради; бу ҳол тўлқинларнинг тарқалиш тезлиги камайганлигини кўрсатади. Максвелл назариясига биноан, тўлқинларнинг модда ичида тарқалиш тезлиги v қуйидагига тенг:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (2)$$

бу ерда ϵ ва μ — модданинг диэлектрик константаси билан магнит сингдирувчанлиги.

Максвелл тенгламаларни системасини текшириб, унинг ечими маълум шароитларда тўлқин харақатига эга бўлишини кўрсатиш мумкин. Бу ерда Максвелл тенгламаларини ечиш усулини келтириш имкониятига эга бўлмаганлигимиз сабабли, биз тўлқин харақатидаги ечим Максвелл тенгламаларини қаноатлантиришини кўрсатиш билангина, тўлқиннинг харақати ва унинг тарқалиш тезлиги ҳақида ҳулосалар чиқариш билангина чегараланамиз.

Электромагнит тебранишлар маълум $T = \frac{2\pi}{\omega}$ даврли тўлқин ҳолида маълум йўналиш бўйлаб, масалан, OY ўқ бўйлаб (352-расм) тарқалади деган фаразга асосланиб иш кўрамиз. Масалани соддалаштириш учун тўлқинни ясси тўлқин деб, яъни тебранишлар тарқалаётган йўналишга перпендикуляр бўлган текисликнинг ҳамма нуқталарида E ва H векторларнинг ҳар қайсиси айни бир вақтда маълум бир қийматга эга бўлади деб фараз қиламиз. Ана шу фаразияларга асосланиб, E ва H векторларга тегишли „тўлқин тенгламаларини“ қўйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right), \quad H = H_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right), \quad (3)$$

бу ерда E_0 ва H_0 — мос равишда электр ва магнит кучланганликларнинг вектор амплитудаларини ифодалайди, v — электромагнит тўлқиннинг тарқалиш тезлиги. Тўлқин тезлиги v билан унинг даври ва узунлиги орасида қуйидаги оддий муносабат ўринли:

$$v = \frac{\lambda}{T}.$$

Биз тўлқинни ясси тўлқин деб фараз қилганимиз учун E ва H векторлар проекцияларининг x ва z координаталар бўйича олинган хусусий ҳосилалари нолга тенг бўлади, чунки муайян пайтда E ва H катталиклар фақат тўлқинлар тарқалаётган йўналиш бўйлаб, яъни фақат OY ўқ бўйлаб ўзгаради.

Шундай қилиб x ва z бўйича олинган ҳосилалар қатнашган барча ҳадлар Максвелл тенгламаларидан тушиб қолади. Шунинг учун Максвелл тенгламаларининг системалари (528 ва 531-бетлар) қуйидаги кўринишга келади:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} &= \frac{e}{c} \dot{E}_x, \\ 0 &= \frac{e}{c} \dot{E}_y, \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{e}{c} \dot{E}_z \end{aligned} \right\} \quad (4) \qquad \left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} &= -\frac{\mu}{c} \dot{H}_x, \\ 0 &= \frac{\mu}{c} \dot{H}_y, \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} &= \frac{\mu}{c} \dot{H}_z \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Максвелл тенгламаларининг иккала системасидаги иккинчи тенгламалар қаноатлантирилиши учун E ва H векторларнинг OY ўқ йўналишига туши-

рилган проекцияларининг вақт бўйича олинган ҳосилалари нолга тенг бўлиши зарур.

(3) ифодада қуйидаги ҳулоса келиб чиқади; E ва H векторларининг бирорта проекциясининг вақт бўйича олинган ҳосиласи донм нолга тенг бўлса, бу проекциянинг ўзи ҳам нолга тенг бўлади. Шунинг учун:

$$E_y = H_y = 0. \quad (6)$$

Бу тенгликдан муҳим натижа келиб чиқади: яъни электромагнит тўлқинда E ва H векторлар тебранишлар тарқалаётган йўналишга перпендикуляр текисликда ётади, электромагнит тўлқин кўндаланг тўлқиндир. Масалани ойдинлаштириш учун, E вектор ўз йўналишини ўзгартирмасдан тебранади деб фараз қиламиз; бу йўналиш OZ йўналиши билан устма-уст тушсин. Вектори ўз йўналишини ўзгартирмайдиган ана шундай тўлқин яъни қутбланган тўлқин деб аталади. Бизнинг фаразиямизга кўра, E векторнинг OX ўқ йўналишига туширилган проекцияси нолга тенг, яъни $E_x = 0$ шунинг учун:

$$E_z = E. \quad (7)$$

Бундай шароитда Максвелл иккинчи системаси (5) нинг учинчи тенгламасидан қуйидагини топамиз;

$$H_z = 0 \text{ ва, демак, } H_x = 0.$$

Шу билан бирга, (4) системанинг биринчи тенгламаси ҳам қаноатлантирилади. Шундай қилиб, магнит кучланганлигининг вектори OX ўққа параллел тебранар экан, шунинг учун

$$H_x = H.$$

Бундан кўриб турибмизки, электр кучланганлиқнинг (бу кучланганлик OZ ўқ бўйлаб йўналган) вектори билан магнит кучланганлиқнинг (бу кучланганлик OX ўқ бўйлаб йўналган) вектори ўзаро перпендикуляр экан.

Энди (4) системанинг учинчи тенгламаси ва (5) системанинг биринчи тенгламаси мос равишда қуйидаги қўринишларга келади:

$$-\frac{\partial H}{\partial y} = \frac{e}{c} \dot{E}; \quad \frac{\partial E}{\partial y} = -\frac{y}{c} \dot{H}.$$

Ана шу тенгламалардан фойдаланайлик.

Бу тенгламалардаги номаълум катталиклардан бирини, масалан, H ни чиқариб ташлаш учун, биринчи тенгламани вақт бўйича дифференциаллаймиз:

$$-\frac{\partial \dot{H}}{\partial y} = \frac{e}{c} \ddot{E};$$

бу тенгламадаги $\dot{H}$ нинг ўрнига унинг иккинчи тенгламадан топиладиган қийматини қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{e}{\mu} \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{e}{c} \ddot{E} \quad \text{ёки} \quad \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{e\mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Кўрииб турибдики, агар юқоридаги тенгламалардан E ни чиқариб юборсак, у ҳолда H учун худди (8) га ўхшаш тенглама ҳосил бўлади. (8) тенглама тўлқин тенгламасидир (I томдаги III-§ билан таққосланг). Бу тенгламани $E = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right)$ қўринишдаги ечим ҳақиқатан ҳам қаноатланти-

ришига ишонч ҳосил қилайлик. Бунинг учун E нинг (t) вақт ва координата бўйича олинган иккинчи тартибли ҳосилаларини топамиз:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= -\omega^2 E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = -\omega^2 E; \\ \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} &= -\frac{\omega^2}{v^2} E_0 \cos \omega \left(t - \frac{y}{v} \right) = -\frac{\omega^2}{v^2} E.\end{aligned}$$

$\frac{d^2 E}{dt^2}$ ва $\frac{d^2 E}{dy^2}$ ларнинг бу қийматларини (6) га қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\epsilon \mu}{c^2}, \quad (9)$$

бу муносабат v қачон ҳам қаноатлантирилаверадди. Шундай қилиб, (8) тенгламанинг ечими тезлиги v ва частотаси ω бўлган ясси тўлқиндан иборат экан; (9) га биноан, бу тўлқиннинг тезлиги

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (10)$$

Бўшлиқда $\epsilon = 1$ ва $\mu = 1$, демак, электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқда тарқалиш тезлиги сон қиймати жиҳатидан ток кучининг электромагнит ($CUSM$) бирлигининг электростатик ($CUSE$) бирлигига нисбатидан иборат бўлган c катталиқка тенг экан.

248-§. Умов—Пойнтинг вектори. Электромагнит тўлқинлар тарқалар экан, албатта, электромагнит майдонни характерловчи катталиқ—энергия ҳам тарқалади. Электр ва магнит майдонларнинг энергияси фазода $\epsilon E^2/8\pi$ ва $\mu H^2/8\pi$ зичликлар билан тақсимланишини юқорида кўрган эдик. *Электромагнит* майдон

$$w = \frac{\epsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi}$$

зичлик билан тақсимланувчи йиғинди энергия билан характерланишини кўрсатиш мумкин. (Бу формула бирликларнинг электростатик системасида ҳам, электромагнит системасида ҳам ўз кучини сақлайди.) Энергия майдон кучланганликларининг функцияси бўлгани учун энергия фазода майдоннинг тарқалиш тезлиги v билан тарқалади. Энергиянинг тарқалишини электромагнит энергия оқими зичлигининг вектори орқали характерлаш мумкин. Энергия оқими зичлигининг векторини биринчи бўлиб умумий ҳолда топган ва уни эластик тўлқинларга татбиқ этган олим Москва университетининг профессори Н. А. Умов эди (I томнинг 112-§ га қаранг) Пойнтинг эса бу векторни хусусий ҳолда электромагнит майдон учун татбиқ этган.

Агар Умов — Пойнтинг векторининг сон қийматини S билан белгиласак, у ҳолда тўлқиннинг тарқалиш йўналишига пер-

пендикуляр жойлашган бирлик юз орқали t вақт ичида ўтувчи энергия қуйидаги формула билан ифодаланади:

$$Sdt = w \cdot v \cdot dt, \quad (1)$$

бу ерда v — тўлқиннинг тарқалиш тезлиги.

Агар E ва H векторлар, бўшлиқда ва изотроп муҳитларда тарқалаётган электромагнит тўлқинлардаги каби, ўзаро перпендикуляр бўлса, у ҳолда Умов — Пойнтинг векторининг сон қиймати қуйидаги тенглик билан белгиланади:

$$S = \frac{c}{4\pi} EH, \quad (2)$$

бу тенглик бирликларнинг аралаш системасида (Гаусс системасида) тўғри бўлади.

Умов — Пойнтинг вектори S нинг катталиги билан йўналиши E ва H векторларнинг вектор кўпайтмаси билан белгиланади:

$$S = \frac{c}{4\pi} (E \times H). \quad (3)$$

(2) ва (3) формулалардан топиладиган Умов — Пойнтинг вектори (1) тенгламани қаноатлантиришини, яъни ҳақиқатда энергия оқими зичлигининг вектори эканлигини кўрсатайлик. Юқорида фарз қилганимиздек, OY ўқ бўйлаб тарқалаётган тўлқиннинг электр ва магнит векторлари мос равишда OZ ва OY ўқлар бўйлаб йўналган бўлсин (352-расм). У вақтда $E = E_z$ ва $H = H_y$ ва S вектор OY ўқ бўйлаб тўлқин тарқалаётган томонга йўналган бўлади.

247-§ даги (3) формулани эътиборга олиб туриб, шу параграфдаги (5) системанинг биринчи тенгласидан қуйидагини топамиз:

$$\frac{\omega}{v} E = \frac{\mu\omega}{c} H;$$

бунга $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ қийматини қўйсак:

$$\sqrt{\epsilon} E = \sqrt{\mu} H.$$

(Бу ерда E электростатик бирликларда, H эса электромагнит бирликларда ифодаланган.) Демак, электромагнит энергиянинг зичлиги қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$w = \frac{\epsilon E^2 + \mu H^2}{8\pi} = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} + \frac{\mu H^2}{8\pi}. \quad (4)$$

Умов — Пойнтинг вектори сон қийматининг вақт элементи (dt) га кўпайтмасини олайлик:

$$S dt = \frac{c}{4\pi} E \cdot H \cdot dt = \frac{c\sqrt{\epsilon} E^2}{4\pi\sqrt{\mu}} = \frac{c\epsilon E^2}{\sqrt{\epsilon\mu} 4\pi} dt$$

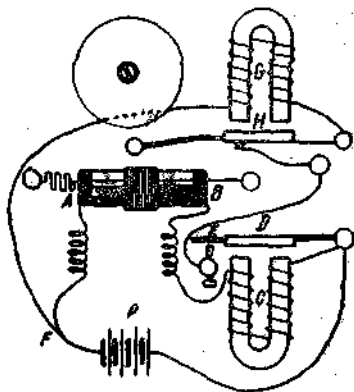
ёки бу ерга W нинг (4) даги қийматини ва $c/\sqrt{\epsilon\mu}$ нинг ўрнига v ни қўйиб, қуйидагини топамиз:

$$Sdt = w \cdot v \cdot dt,$$

бу формула (1) формуланинг худди ўзидир. Умумий ҳолда dt вақт ичида бирор-та ҳажмга оқиб кираётган (ёки ундан оқиб чиқаётган) электромагнит энергиянинг ўлчови $\int S_n dt ds$ эканлигини кўрсатиш мумкин, бу ердаги интеграл текширилаётган ҳажмни ўраб турган сирт бўйича олинган. Демак, S вектор электромагнит энергия оқими зичлигининг вектори экан.

249- §. Р: диотехника. Электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш ва уларни қайд қилишнинг ҳозирги замон усуллари. Герцнинг 345- расмда тасвирланган дастлабки вибратори ёрдами билан узунлиги тахминан 1 метр бўлган электромагнит тўлқинлар уйғотиш мумкин булган. Герц тажрибалари электромагнит тўлқинларнинг муҳим хоссаларини: қайтишини, синишини ва бошқа хоссаларини тажриба йўли билан ўрганишга имкон берди. Бу тажрибалар ёруғлик электромагнит табиатли эканлигини бевосита тасдиқлади. Кейинчалик қисқароқ тўлқинлар ҳосил қилиш соҳасида олимлар кўп уриндилар. 1906 йилда П. Н. Лебедев жуда кичик вибратор ясаб, узунлиги тахминан 3 миллиметр бўлган электромагнит тўлқинлар ҳосил қилишга муваффақ бўлди. Кейинроқ (1924 йилда) М. А. Левитская узунлиги 0,2 миллиметрга тенг тўлқинлар ҳосил қилди. Москва университети-нинг профессорлари В. К. Аркадьев билан А. А. Глаголева-Аркадьева мойда сузиб юрган темир кукунлар орасида чиқадиغان учқунлар ёрдамида қисқа электромагнит тўлқинлар ҳосил қилиш усулини ишлаб чиқдилар. Бу олимлар шу усул билан узунлиги 0,1 миллиметрга яқин тўлқинлар олишга муваффақ бўлдилар. Бу тўлқинлар энг узун инфрақизил тўлқинлардан (III томга қаранг) анча қисқадир. Бу соҳадаги ишлар билан бир қаторда анча узун тўлқинлар ҳосил қилиш усулларини яратиш соҳасида ҳам ишлар олиб борилди.

Электромагнит тўлқинлар устида олиб борилган тажрибалари натижасида атоқли рус физиги А. С. Попов симсиз телеграф усулини кашф қилди. 1895 йили А. С. Попов металл кукунларнинг бир-бирларига ёпишиши ва бунинг натижасида юксак частотали электр тебранишлар таъсирида узларининг электр ўтказувчанлигини орттириш хусусиятидан фойдаланиб, электромагнит тўлқинларни сезадиган биринчи приёмник ясади. А. С. Попов приёмнигининг схемаси 354- расмда чизиб кўр-



354- расм. А. С. Попов приёмнигининг схемаси.

сатилган. Ичига металл кукунлари солинган AB шиша най бу приёмникнинг асосий қисми ҳисобланади, бу қисм *когерер* деб аталади. Когерер гальваник P батарея билан CDE реледан иборат занжирга уланган. Электромагнит тўлқинлар асбобга етиб борганда кукунларнинг электр ўтказувчанлиги ортади ва занжирда ток ҳосил бўлади. Ана шу ток таъсирида D реленинг якори электромагнитга тортилиб E контактни туташтиради. Натижада электр қўнғироқ уланган иккинчи занжир бекилади. Бу занжирга ҳам ток P батареядан берилади. Қўнғироқнинг болғачаси орқага қайтаётиб когерернинг найчасига урилади, бу туртки таъсирида кукунларнинг дастлабки қаршилиги қайтадан тикланади. Шундай қилиб, электромагнит тўлқинларнинг приёмникка таъсири тўхташи билан приёмник автоматик равишда ишламай қолади.

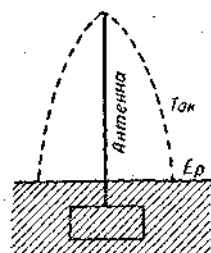
Бир йил ўтгач, 1896 йилнинг мартида А. С. Попов Физика-химия жамиятининг мажлисида дунёда биринчи бўлиб радиограмма узатди. Радиограмма Петербург университетининг территориясида Химия институтининг биносидан Жамиятнинг мажлиси бўлаётган бинога (бу бинолар оралиги 250 м бўлган) узатилган эди. А. С. Поповнинг симсиз телеграфни ихтиро қилиши техникада буюк ўзгариш ясади.

Радиотехниканинг бундан кейинги тараққиёти фақат сўнувчи тебранишлар ҳосил қилишгагина имкон берадиган учқунли генераторларни сўнмас тебранишлар генератори билан алаштиришга қаратилди. Сўнмас тебранишлар берадиган генераторларни ишлатиш сигналлар узатишдан нутқ, музыка, тасвир узатишга ўтишга имкон берди. Шу сабабли радиотехника асримизнинг йигирманчи йилларидан бошлаб тўлқинларни электрон лампалар ёрдамида ҳосил қилишга (генерациялашга) ўтди.

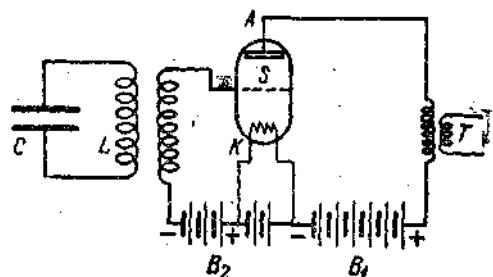
Бундай генераторнинг схемаси 241- § да тавсифланган. Радио эшиттиришлар узатиш учун тебраниш контури антенна билан индуктив боғланади. Энг оддий антенна пастки учи ерга уланган тўғри вертикал симдан иборат бўлади. Симнинг узунлиги унда ток кучининг дўнглиги пастдаги учиди ва тугуни эса юқоридаги учиди жойлашадиган турғун тўлқин пайдо бўладиган қилиб олинади. Бундай антенна Герц вибраторининг ярмига ўхшайди ва тебранишларни ўз атрофида ҳосил бўладиган электромагнит тўлқинлар тарзида тарқатиш имконини беради (355- расм).

Электромагнит тўлқинлар қабул қилувчи антенна ва кучайтирувчи схема ёрдами билан қайд қилинади. Ана шундай системанинг LC тебраниш контури (356- расм) антенна билан индуктив боғланган бўлади (расмда антенна кўрсатилмаган). Электромагнит тўлқин таъсирида контурда мажбурий тебранишлар ҳосил бўлади. Резонанс шароитида бу тебранишлар-

нинг амплитудаси энг катта бўлади, аммо бу амплитуда, уму-ман айтганда, ҳосил бўладиган тоқларни бевосита ўлчаш учун жуда заифлик қилади. Бу тоқларни ўлчаш мумкин бўлиши учун улар *кучайтирувчи махсус схема* ёрдами билан кучайтирилади. Бундай схеманинг энг содда ҳоли 356-расмда тас-

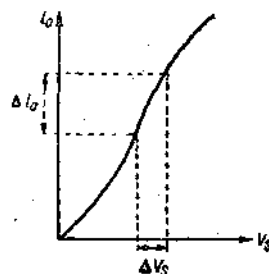


355- расм. Энг содда вертикал антеннада ҳосил бўлувчи эркин тебранишлар.



356- расм. Электромагнит тебранишларни кучайтирувчи схема.

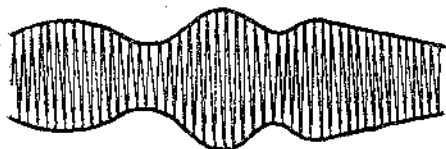
вирланган бўлиб, у битта уч электродли лампадан иборатдир. Тебраниш контури лампанинг S тўри билан индуктив боғланган. LC контурда электр тебранишлар пайдо бўлган вақтда „тўр кучланиши“ (241-§ га қаранг) ўзгаради ва, бинобарин, лампа орқали ўтаётган токнинг (бу ток B_1 батареядан олинади) кучи ўзгаради. Лампанинг иш шароитлари шундай танлаб олиндики, бунда лампа ўз характеристикасининг тўғри чизиқли қисмида (357- расм) ишлайди. Агар характеристиканинг тўғри чизиқли бу қисми юқорига қараб анча тик йўналган бўлса, у ҳолда тўр кучланиши озгина (ΔV_s) ўзгарганда ҳам анод токи анча кўп (ΔI_a) ўзгаради. Шундай қилиб, резонансланаётган LC контурдаги заиф тебранишлар лампа занжиридаги анод токини анча кучли ўзгартиради. Юқорида қаралган кучайтирувчи схемада энергия лампа занжирига B_1 батареядан берилади; LC контурга тушаётган электромагнит тўлқин томонидан шу контурда ҳосил қилинган тебранишлар фақат лампага таъсир кўрсатади ва B_1 батареядан берилаётган токнинг кучини ўзгартиради. Анод токнинг тебранишлари қайдловчи асбобга ёки иккиламчи ку-



357- расм. Уч электродли лампанинг характеристикаси.

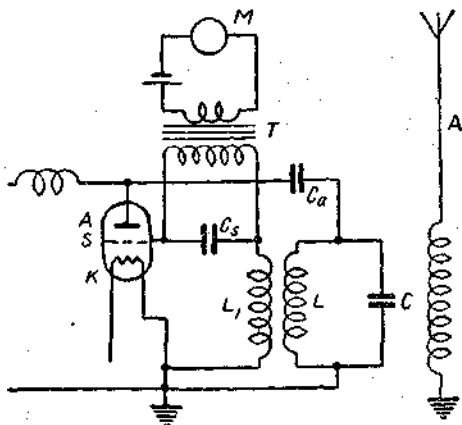
чайтириш учун иккинчи лампанинг тўрига T трансформатор ёрдамида узатилиши мумкин.

Товуш узатиш мақсадида электромагнит тўлқинлар *модуляштирилади*, яъни уларнинг амплитудаси товуш тебранишларига мос равишда ўзгартирилади. У вақтда юксак частотали электромагнит тебранишларнинг ўрамаси частотаси товуш частотасига тенг бўлган тебранишлардан иборат бўлади (358- расм). Амплитуданинг бу ўзгаришлари қабул қилувчи станцияда репродуктор ёрдами билан яна товуш ҳосил қилишга имкон беради.



358- расм. Юксак частотали тебранишларнинг ўрамаси.

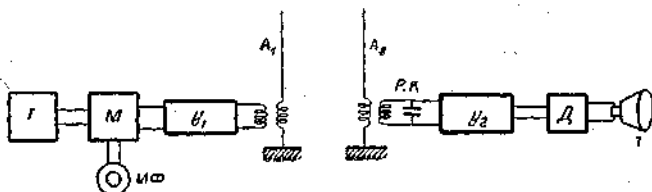
Модуляциялашнинг оддий схемаси 359- расмда келтирилган. Бу ерда 338- расмга мос бўлган генерацияловчи схеманинг бир қисми ва ўнгда генерацияловчи қисм индуктив боғланган A антенна тасвирланган. Расмнинг юқори қисмидаги M микрофони билдиради. Микрофонда юзага келувчи кучланиш тебранишлари T трансформаторда кучайтирилади ва C_s тўр конденсаторининг пластинкаларига берилади. L_1 ғалтакда юзага келувчи юқори частотавий тебранишлар C_s конденсатордан осон ўтади ва лампанинг S тўрига берилади. Шу билан бирга, T трансформаторнинг чулғамлари катта индуктивликка эга бўлганидан бу тебранишлар микрофон занжирига тармоқланмайди. Демак, генерацияловчи система худди унга микрофон уланмаган ҳолдагидек ишлайди. Микрофонда юзага келувчи тебранишлар лампавий генератор уйғотадиган частотадан анча паст бўлган товуш частоталаридан иборатдир. Шунинг учун C_s конденсатор генератордан келувчи тоқларга нисбатан T трансформатордан келувчи тоқларга кўпроқ қаршилиқ кўрсатади. Натижада C_s конденсатор пластинкаларида V_s тўр кучланишини ўзгарти-



359- расм. Юқори частотали кучланишларнинг модуляциялаш схемаси.

рувчи қўшимча потенциаллар айирмасигина ҳосил бўлиб, бу билан тебранишларни модуляциялашга эришилади.

Узатувчи радиостанция билан қабул қилувчи радиостанциянинг умумий схемаси 360- расмда кўрсатилган. Узатувчи станцияда юксак частотали тебранишлар генератори (I) маълум ω частотали сўнмас гармоник тебранишлар ҳосил қилади. Бу тебранишларни M модулятор $M\Phi$ микрофондан келаётган товуш тебранишларига мос равишда модуллаштиради. Сўнгра тебранишлар лампали кучайтирувчи система (Y_1) ёрдамида кучайтирилиб, электромагнит тўлқинлар тарқатувчи A_1 антеннага



360- расм. Юқори частотали тебранишларни модуляциялаш схемаси.

индуктив боғланиш орқали берилади. Бу тўлқинлар қабул қилувчи станциянинг A_2 антеннасига бориб, унда мажбурий тебранишлар ҳосил қилади. A_2 антенна резонанс контури ($P.K$) билан индуктив боғланган. Резонанс контурида ҳосил бўлган мажбурий тебранишлар лампали кучайтирувчи схема (Y_2) ёрдами билан кучайтирилади. Кучайтирилган тебранишлар тўғрилагич (детектор) D ёрдамида тўғриланади; тўғриланган бу I_0 ток ўзининг вақтга қараб ўзгариши билан узатувчи станциянинг микрофонидаги токни такрорлайди. Ана шу тўғриланган ток паст частотали кучайтиргичдан (бу кучайтиргич схемада кўрсатилмаган) ўтгандан кейин T репродукторга берилади.

Радио тўлқинлар бўш фазода эмас, балки улар учун яхши ўтказгич бўлган ер сирти бўйлаб тарқалади. Шунинг учун тўлқин тарқатувчи антеннанинг атрофида биз 246- § да кўрган сферик тўлқинлар ҳосил бўлмайди. Антенна тарқатаётган тўлқинларга Ернинг сирти йўналтирувчи таъсир кўрсатганлиги учун улар Ер сирти бўйлаб тарқала олади, тўлқинларнинг Ер сирти бўйлаб тарқалиш масаласини академик В. А. Фок тўла-тўқис ҳал қилган. Қисқа электромагнит тўлқинларнинг тарқалиши учун атмосферанинг юқори қатламлари ҳам катта роль ўйнайди. Атмосферанинг юқори қатламларида ионлар куп бўлади (улар асосан Қуёшдан келадиган ультрабинафша нурлар таъсирида ҳосил бўлади). Атмосферанинг бу қисми *ионосфера* деб аталади. Қисқа электромагнит тўлқинлар ионосферадан қайтади, бу эса уларнинг Ер шарининг сирти бўйлаб тарқалиш харақтерига кучли таъсир кўрсатади.

Ҳозирги вақтда Совет Иттифоқида радиотелеграф, радиотелефон ва телевидение билан бир қаторда электромагнит тўлқинлардан фойдаланишнинг бошқача усуллари ҳам кенг ишлаб чиқилмоқда. Маълум йўналиш бўйлаб тарқаладиган радиосигналлар ҳосил қилишга имкон берадиган қисқа (тўлқин узунлиги метрлар билан, сантиметрлар билан ўлчанадиган) электромагнит тўлқинлардан фойдаланишга ўтилиши радиотехникани ривожлантириш соҳасида қўлга киритилган муҳим ютуқ бўлди. Бундай тўлқинларни махсус шаклли антенналар тарқатади.

Электромагнит тўлқинлар ўз йўлида турли тўсиқларга учраб, қисман ютилиши, қисман эса бу тўсиқлардан қайтиши ва сочилиши мумкин. А. С. Попов денгизда радиотелеграф алоқа устида текширишлар олиб бораётган вақтда (1897 йил) кема радио тўлқинларни тўсишини ва унинг орқасида „радиосоя“ ҳосил бўлишини пайқаган эди. Узоқ масофалардаги предметларни пайқаш ва уларнинг қаерда турганлигини аниқлаш усули тўлқинларнинг металл жисмлардан қайтиш ҳодисасига асослангандир. *Радиолокация* деб ном олган бу усулни биринчи бўлиб СССРда Д. Н. Рожанский билан Ю. Б. Кобзарев топдилар. Бу усулнинг моҳияти қуйидагидан иборатдир: генератор ва махсус антенналар системаси ёрдами билан маълум йўналиш бўйлаб тарқалувчи радиотўлқинлар дастаси ҳосил қилинади; объектдан (кема, самолёт) қайтган тўлқинлар қабул қилувчи қурилмага келиб тушиб, унда қайд қилинади. Сигналларнинг узатилиши уларни қабул қилишга ҳалақит бермаслиги учун, сигналлар узиб-узиб чиқарилади. Ҳар бир сигналнинг давом этиш вақти секунднинг миллиондан бир неча улушигагина тенг, улар орасидаги танаффуслар эса бу вақтдан бир неча ўн ва юз марта узоқроқ бўлади. Қайтган тўлқинлар сигналлар орасидаги танаффус вақтларида қабул қилинади. Кузатилаётган объектгача бўлган масофа жўнатилган сигнал объектдан қайтиб келгунча кетган вақтга қараб топилади. Объектнинг турган жойини радиосигналлар ёрдамида ана шундай йўл билан аниқлашга имкон берадиган қурилмалар *радарлар* деб аталади.

Совет олимлари Л. И. Мандельштам билан Н. Д. Папалекси масофаларни радиосигналлар ёрдами билан жуда аниқ топиш усулини ишлаб чиқди. Бу усул қайтган тўлқинлар орасидаги фазалар силжишини аниқлашга асосланган.

Радиотехник усулларнинг қўлланиш соҳаси ҳозирги вақтда жуда тез суръатлар билан тараққий этмоқда ва совет олимлари бу ишда етакчи ўринда бормоқдалар.

Қисқа тўлқинлар воситасида йўлдошлар билангина эмас, балки бир неча миллион километр масофаларгача космик ракетаalar билан ҳам алоқа боғланади.

ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ КАТТАЛИКЛАРНИНГ БИРЛИКЛАР СИСТЕМАЛАРИ

Курснинг ҳар хил қисмларида биз электр ва магнит катталикларнинг ҳар хил ўлчов бирликларини киритдик. Юқорида айтилганларнинг ҳаммасини якунлайлик.

Физикада CGS система қабул қилинган бўлиб, у қуйидагича белгиланади (I томдаги 3-§ га қаранг). Асосий бирликлар сифатида узунлик бирлиги — сантиметр, масса бирлиги — грамм ва вақт бирлиги — секунд олинган; қолган ҳамма физик катталикларнинг бирликлари уларнинг узунлик, масса ва вақт билан боғланиш қонунига асосланиб чиқарилади, бунда тегишли формулаларда пропорционаллик коэффициенти бирга тенг деб олинади. Лекин бу усул ягона натижа бермайди. Масалан, биз кучнинг бирлиги икки йўл билан: 1) Ньютоннинг иккинчи қонуни ($f = m\omega$) га (пропорционаллик коэффициенти бирга тенг деб олинади) асосан, 2) бутун олам тортишиш қонуни ($f = \frac{m_1 m_2}{r^2}$) га (бу ерда ҳам пропорционаллик коэффициенти бирга тенг деб олинади) асосан ҳам аниқланиши мумкин эканлигини айтиб ўтган эдик (I том, 23-§). Биринчи ҳолда биз бутун олам тортишиш қонунини қуйидаги кўринишда ёзишга мажбурмиз:

$$f = k \frac{m_1 m_2}{r^2},$$

бу ерда „гравитацион константа“ $k = 6,685 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{г} \cdot \text{сек}^2$. Иккинчи ҳолда эса биз Ньютоннинг иккинчи қонунини қуйидаги кўринишда ёзишга мажбурмиз:

$$f = k' m \omega,$$

бу ерда „динамик константа“ $k' = 1,496 \cdot 10^7 \text{ г} \cdot \text{сек}^2/\text{см}^3$.

Шундай қилиб, механик катталикларни ўлчаш учун иккита: 1) „динамик“ ва 2) „гравитацион“ CGS системалар тузиш

мумкин экан. Маълумки, одатда фақат динамик система иш-латилади.

Худди шунга ўхшаш, электромагнит ҳодисалар ҳақидаги таълимотда ҳам биз иккита CGS система тузамиз: бунда биз зарядларнинг электростатик ўзаро таъсир қонунига (CGSE система) ёки тоқларнинг бир-бирига магнит таъсир кўрсатиш қонунига (CGSM система) асосланамиз.

1. Абсолют электростатик система (CGSE). Бу системада электр миқдори (q) нинг бирлиги Кулон қонунидан чиқарилади. Бу ерда Кулон қонуни бўшлиқ учун олиниб, ундаги пропорционаллик коэффициенти бирга тенг деб қабул қилинади:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (1)$$

(1) формулада f куч диналар билан, r масофа сантиметрлар билан ўлчанади (14-бетда муфассалроқ ёзилган). Диэлектриклар учун:

$$f = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (2)$$

бу ерда ϵ — диэлектрик константа — абстракт сондир [(1) га биноан, бўшлиқ учун $\epsilon = 1$, қолган ҳамма муҳитлар учун $\epsilon > 1$].

Электр миқдорининг CGSE бирлигига асосланиб, майдон кучланганлиги, потенциаллар айирмаси, қаршилик ва ҳоказоларнинг CGSE бирликлари топилади.

Бу системада магнит майдон кучланганлигининг ўлчов бирлигини аниқлаш учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз: чексиз узун тўғри тоқдан r масофада магнит майдонининг H кучланганлиги қуйидагига тенг деб олинади (305-бетга қараңг):

$$H = \frac{2I}{r}, \quad (3)$$

бу ерда I — ток кучи.

I ни ток кучининг CGSE бирликларида ўлчасак, магнит майдон кучланганлигининг CGSE бирлигини топамиз.

Кучланганлиги H бўлган магнит майдонда ясси контурга таъсир этувчи куч моменти M [191-§ да айтилганига биноан] HI, S_1 кўлайтмага пропорционал бўлади (бу контур чегараланган юз S_1 бўлиб, контурдан I_1 ток ўтади):

$$M \sim HI, S_1.$$

CGS системада M дина $\times$ сантиметрларда, S_1 — квадрат сантиметрларда ўлчанади; H билан I_1 эса CGSE бирликларда ўлчанади. Шундай қилиб, биз тўртала M , S_1 , H ва I_1 катталики-

лар учун ўлчов бирликларини танлаб олган бўлиб чиқдик, шу сабабли энди M билан HI_1S_1 кўпайтма орасига тенглик ишорасини қўйган вақтда пропорционаллик коэффициентини бирга тенг деб қабул қила олмаймиз, балки бирор коэффициент киритишга мажбурмиз; ана шу коэффициентни $1/c^2$ га тенг деб олайлик:

$$M = \frac{1}{c^2} HI_1S_1; \quad (4)$$

c коэффициентнинг сон қийматини тажрибада аниқлаш мумкин. $c = 2,998 \cdot 10^{10}$ см/сек эканлиги ўлчаб топилган; c коэффициент *электродинамик константа* деб аталади. c катталик қиймати жиҳатидан ҳам, ўлчамлиги жиҳатидан ҳам электромагнит майдоннинг бўшлиқда тарқалиш тезлигига тенг келар экан. CGSE системада магнит индукция (B) нинг ўлчов бирлиги токли рамкага таъсир этувчи кучлар моменти (M) нинг формуласидан чиқарилади; бунинг учун куч моментининг формуласи қуйидагича ёзилади:

$$M = BI_1S_1. \quad (5)$$

(4) билан (5) ни бир-бирига таққослаб, бўшлиқ учун қуйидагини топамиз:

$$B = \frac{1}{c^2} H. \quad (6)$$

Модда учун

$$B = \mu H \quad (6a)$$

деб оламиз.

μ катталикнинг ўлчамлиги $L^{-2}T^2$ бўлиб, сон қиймати магнит сингдирувчанликнинг одатдаги қийматларидан c^2 марта кичикдир. (6) ва (6a) формулалардан CGSE системада B ва H векторларнинг ўлчамлиги турлича эканлиги кўриниб турибди.

Худди (6a) га ўхшаш ифодани бўшлиқ учун ҳам ёзиш мумкин:

$$B = \mu_0 H. \quad (6b)$$

(6b) ни (6) билан солиштирсак, бу ерда $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ тенглик қаноатлантирилиши зарур эканлигини кўрамиз. μ_0 катталик баъзи ҳолларда „бўшлиқнинг магнит сингдирувчанлиги“ деб ҳам юритилади, лекин бу номнинг ҳеч қандай физик маъноси йўқ. Биз моддаларнинг магнит сингдирувчанлиги μ уларнинг магнитланиш хоссасига боғлиқ эканлигини, бу хосса эса ўз навбатида атом ва молекулаларнинг (доимий ёки индукцияланган) магнит моментлари билан боғлиқ эканлигини кўриб ўтдик (201- §). „Бўшлиқ“ деб биз фазонинг фақат электромагнит

майдон мавжуд бўлган қисмини, яъни материянинг атом ва молекулаларга эга бўлмаган алоҳида тури мавжуд бўлган қисмини (152- § да айтилганлар билан солиштиринг) тушунган эдик. Электромагнит майдон муайян физик хоссаларга, шулар қаторида электромагнит гўлқинларни c тезлик билан узатиш хоссасига эга. Шундай қилиб, c электродинамик константа атом ва молекулалардан ташкил топган модданинг хоссаларини эмас, балки электромагнит майдоннинг муайян объектив хоссаларини ифодалар экан. Шу сабабли $\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ катталиқ билан модданинг магнит сингдирувчанлиги μ орасида ҳеч қандай ўхшашлик йўқ.

Магнит катталиқларнинг CGSE ўлчов бирликлари кам ишлатилади.

2. Абсолют электромагнит система (CGSM). Бу системада I ток кучининг бирлиги бўшлиқда турган яккита тўғри параллел чексиз узун токли симларнинг ўзаро таъсир кучининг қуйидаги ифодасига асосан аниқланади (196- § га қarang):

$$f = \frac{2I_1 I_2}{r} l, \quad (7)$$

бу ерда f — токлардан бирининг l узунликдаги участкасига таъсир этувчи куч; r — токлар орасидаги масофа. Магнит майдон кучланганлиги (H) нинг бирлиги ток кучининг CGSM бирлигига асосланиб (3) муносабатдан чиқарилади. Магнит майдон кучланганлигининг бу бирлиги *эрстед* деб аталади.

Магнит индукция (B) нинг бирлиги қуйидаги

$$B = \mu H$$

муносабат билан белгиланади, бу ерда магнит сингдирувчанлик μ ўлчамсиз катталиқ бўлиб, симлар модда ичига киритилган вақтда шу симларда оқаётган токларнинг ўзаро таъсир кучлари неча марта ортишини кўрсатади. Магнит индукция (B) нинг CGSM бирлиги *гаусс* деб аталади. Гаусс қиймати жиҳатидан ҳам, ўлчамлиги жиҳатидан ҳам эрстедга тенгдир. Магнит индукция оқими (Φ) нинг CGSM бирлиги

$$\Phi = B_n S$$

муносабатдан топилади. Бу бирлик *максвелл* деб аталади.

CGSM системада q электр миқдорининг бирлиги I ток кучи орқали $q = It$ муносабатдан топилади. Демак, электр миқдорининг бирлиги зарядларнинг электростатик ўзаро таъсирига *боғлиқ бўлмаган* ҳолда танлаб олинар экан. Шунинг учун ҳам Кулон қонуни (1) да унга кирувчи учала f , q ва r кат-

таликларнинг ўлчов бирликлари илгари белгиланган бўлиб чиқади. Демак, Кулон қонунига маълум қиймат ва маълум ўлчамликка эга бўлган пропорционаллик коэффициенти киритилиши лозим. Бу коэффициентнинг қийматини ҳисоблаб топиш қийин эмас: q заряднинг $CGSM$ системадаги ўлчов бирлиги $CGSE$ системадаги ўлчов бирлигидан c марта катта, f куч билан r масофанинг ўлчов бирликлари эса иккала системада ҳам бир хил. Шу сабабли f кучининг қиймати $CGSE$ системада ўлчаб топиладиган қийматига тенг бўлиши учун Кулон қонунининг ўнг томонига c^2 кўпайтма киритилиши лозим:

$$f = c^2 \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (8)$$

Кулон қонуни $CGSM$ системада диэлектриклар учун худди $CGSE$ системадаги каби қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$f = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (8a)$$

Бунда ϵ диэлектрик константанинг ўлчамлиги $L^{-2}T^2$ бўлиб, сон қийматлари унинг $CGSE$ системада топилган қийматларидан c^2 марта кичик. Худди (8a) га ўхшаш ифодани $CGSM$ системада бўшлиқ учун ҳам ёзиш мумкин:

$$f = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Бу формулани (8) билан солиштирсак, $\epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ тенглик бажарилиши зарур эканлигини кўрамыз. ϵ_0 катталик баъзан „бўшлиқнинг диэлектрик константаси“ деб юритилади. Бу ном ҳам $CGSE$ системада $\epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ катталикка берилган „бўшлиқнинг магнит сингдирувчанлиги“ деган номга ўхшаб ҳеч қандай физик маънога эга эмас.

Электростатик майдоннинг кучланганлиги $CGSM$ системада қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$E = \frac{f}{q}, \quad (9)$$

бунда асосан E кучланганликнинг ўлчамлигини топамиз:

$[E] = \frac{[f]}{[q]} = L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$. Электростатик кучланганлик (E) нинг $CGSM$ системадаги бирлиги унинг $CGSE$ системадаги бирлигидан c марта кичик.

Электростатик индукция D қуйидаги тенглик билан ифодаланади:

$$D = \epsilon E. \quad (10)$$

CGSM системада ϵ ўлчамлига эга бўлгани учун *CGSE* системада электростатик индукция вектори D нинг ўлчамлиги электростатик кучланганлик векторининг ўлчамлигидан фарқ қилади. Ҳақиқатан ҳам, $[D] = [\epsilon] \cdot [E] = L^{-3/2} M^{1/2}$.

CGSM системада электростатик индукция D нинг бўшлиқдаги қиймати майдон кучланганлиги E нинг қийматидан c^2 марта кичик бўлади.

3. Гаусснинг абсолют системаси. Бу системада барча электр катталикларнинг бирликлари *CGSE* система бирликларига, магнит катталикларнинг бирликлари эса *CGSM* система бирликларига тенг бўлади. Бу системада диэлектрик константа ϵ билан магнит сингдирувчанлик μ ўлчамлига эга эмас, шу билан бирга, бўшлиқда

$$\epsilon = 1 \text{ ва } \mu = 1.$$

Гаусснинг бирликлар системасидан фойдаланган вақтда ҳам электр катталиклар, ҳам магнит катталиклар иштирак этадиган барча формулаларга электродинamik константа c орқали ифодаланувчи сон коэффициентлар киради, масалан, Био — Савар — Лаплас қонуни қуйидаги кўринишга келади:

$$H = \frac{1}{c} \cdot \frac{I \Delta l \sin \alpha}{r^2};$$

магнит майдонда ток элементи ($I \Delta l$) га таъсир этувчи кучнинг ифодаси қуйидаги кўринишга келади:

$$\Delta f = \frac{1}{c} I B \sin \alpha \cdot \Delta l.$$

Фарадейнинг индукция қонуни

$$E = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}$$

кўринишга келади. Максвелл тенгламалари Гаусс системасида 244-§ даги (4а) ва (8а) тенгламалар билан ифодаланади.

XX жадвалда асосий электр ва магнит катталикларнинг *CGSE*, *CGSM* ва Гаусс системаларидаги ўлчамлари, XXI жадвалда эса бу учта системадаги бирликларнинг нисбатлари келтирилган.

4. Бирликларнинг Халқаро системаси. Ўлчов ва тарозилар бўйича Халқаро конференция 1960 йили қабул қилган бирликлар системаси қуйидаги тўртта асосий бирликка асосланган: метр, килограмм, секунд, ампер (1 томга қаранг). Бу системада куч бирлиги қилиб 1 ньютон = 10^5 дина, иш бирлиги қилиб 1 жоуль = 10^7 эрг ва қувват бирлиги қилиб 1 ватт = 10^7 эрг/сек қабул қилинган. Ток кучи бирлиги — ампер чексиз узун параллел ўтказкичлар орасидаги ўзаро таъсир кучига қараб

XX жадвал

Асосий электр ва магнит катталикларнинг бирликларнинг абсолют системаларидаги ўлчамликлари

Катталик	Системалар		
	CGSE	CGSM	Гаусс системаси
Диэлектрик константа ϵ	ўлчамсиз	$L^{-2} T^2$	ўлчамсиз
Электр заряд q	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$
Электр майдоннинг кучланганлиги E	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Электр майдоннинг индукцияси D	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Потенциал V	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-3}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Ток кучи I	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$
Қаршилик R	$L^{-1} T$	$L T^{-1}$	$L^{-1} T$
Сигим C	L	$L^{-1} T^2$	L
Магнит синдирувчанлиги μ	$L^{-2} T^2$	ўлчамсиз	ўлчамсиз
Магнит майдоннинг кучланганлиги H	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Магнит майдоннинг индукцияси B	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Магнит индукция оқими Φ	$L^{1/2} M^{1/2}$	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$
Ўзиндукция коэффициенти L	$L^{-1} T^2$	L	L

аниқланади (196-§ га қаранг). Ампер шундай ток кучи, у бўшлиқда бир-биридан 1 м масофада ўзаро параллел жойлашган чексиз узун иккита симдан оқаётганда улар орасида ҳар бир метр узунликда $2 \cdot 10^7$ ньютонга тенг ўзаро таъсир кучини юзага келтиради. Шу таърифга кўра, $1\alpha=0,1$ CGSM ток кучи бирлигига тенгдир. Қолган электр бирликлар куйидаги муносабатларга асосан киритилади:

- 1 ампер $\times$ 1 сек = 1 кулон,
- 1 ампер $\times$ 1 вольт = 1 ватт,
- 1 ампер $\times$ 1 ом = 1 вольт,
- 1 фарада $\times$ 1 вольт = 1 кулон.

Магнит бирликлар индукция қонунига асосан киритилади, яъни магнит оқими Φ нинг бирлиги қилиб қаршилиги 1 ом бўлган берк контур орқали ўтувчи шундай оқим қабул қилинадики, бу оқим камайиб нолга теяглашганда индукция электр юритувчи кучи таъсири остида контурдан 1 кулон электр миқдори оқиб ўтади. Оқимнинг бу бирлиги *вебер* деб аталади. 1 вебер = 10^8 максвелл эканлигини ҳисоблаб топиш қийин эмас.

XXI жадвал

Абсолют системаларда бирликларнинг нисбати $c = 2,998 \cdot 10^{10} \approx 3 \cdot 10^{10}$

Катталик	1 CGSE бир- лигининг 1 CGSM бир- лигига нисбати	1 Гаусс бирлигининг	
		1 CGSM бир- лигига нисбати	1 CGSE бир- лигига нисбати
Диэлектрик константа ϵ	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Электр заряд q	$1/c$	$1/c$	1
Электр майдоннинг кучлан- ганлиги E	c	c	1
Электр майдоннинг индук- цияси D	$1/c$	$1/c$	1
Потенциал V	c	c	1
Ток кучи I	$1/c$	$1/c$	1
Қаршилик R	c^2	c^2	1
Сығим C	$1/c^2$	$1/c^2$	1
Магнит синдирувчанлик μ	c^2	1	$1/c^2$
Магнит майдоннинг кучлан- ганлиги H	$1/c$	1	c
Магнит майдоннинг индук- цияси B	c	1	$1/c$
Магнит индукция оқими Φ	c	1	$1/c$
Ўзиндукция коэффициенти L	c^2	1	$1/c^2$

Магнит индукция B нинг бирлиги қуйидаги муносабатдан чиқарилади:

$$B_n = \frac{\Phi}{S},$$

буидан магнит индукция бирлиги учун 1 вб бир жинсли маг-
нит оқим ўзига тик 1 м^2 юзни кесиб ўтадиган фазо соҳасидаги
индукция қабул қилинади. Магнит индукциянинг бу бирлиги-
ни *тесла* дейилади. Магнит индукциянинг бу бирлиги гаусс
билан қуйидагича боғланган:

$$1 \text{ вббер/м}^2 = 10^8 \text{ гаусс}.$$

Бирликларнинг Халқаро системасида формулаларни „рацио-
нал“ ёзиш системаси деб аталадиган система қўлланилади. Бу
системада ўлчов бирликлари Максвеллнинг (46) ва (5а) (505-
бет) ҳамда (86) ва (9а) (507- бет) тенгламалари қуйидаги кў-
ринишга келадиган қилиб танлаб олинади.

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{i} + \dot{\mathbf{D}}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}}, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho, \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \end{aligned}$$

D ва **E** ҳамда **B** ва **H** векторлар бир-бири билан мос равишда қуйидагича боғланган:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}.$$

Бунда Кулон ва Био—Савар—Лаплас қонунлари мос равишда қуйидаги кўринишга келади:

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon r^2}, \quad (11)$$

$$\Delta H = \frac{1}{4\pi} \frac{I \Delta' \sin \alpha}{r^2}. \quad (12)$$

Бўшлиқ учун Кулон қонуни (11)ни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

бу ерда ϵ_0 — „бўшлиқнинг диэлектрик константаси“. „Бўшлиқнинг диэлектрик константаси“ ϵ_0 Халқаро системада ўлчамликка эга ва катталик жиҳатдан

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi c^2 \cdot 10^{-7}}$$

га тенг, бу ерда c — электромагнит тўлқинларнинг бўшлиқда тарқалиш тезлигидир:

$$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/сек.}$$

(12) кўринишда ёзилган Био — Савар — Лаплас қонунидан тўғри узун симдан r масофадаги нуқтада магнит майдоннинг **H** кучланганлиги

$$H = \frac{I}{2\pi r}.$$

деган хулоса чиқади.

Шу тенгликдан магнит майдон кучланганлигининг 195- § да эслатиб ўтилган ўлчов бирлиги — „метрда ампер“ чиқарилади, бу бирлик бир ампер ток оқаётган тўғри узун симдан $r = \frac{1}{2\pi}$ м масофада ҳосил бўладиган кучланганликка тенг.

B ва **H** ларнинг бирликларини бир-бири билан солиштирсак, амалий системада „бўшлиқнинг магнит сингдирувчанлиги“ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ га (ўлчамсиз сон) тенг эканлигини толамиз.

Бирликларнинг Халқаро системаси кейинги вақтда СССРда қабул қилинган ҳамда МКСА система деб белгиланувчи „амалий система“га мос келади. Асосий электр ва магнит катталикларнинг ўлчов бирликлари XXII жадвалда келтирилган. Катталикларнинг Халқаро системадаги ўлчамликлари CGSM системадаги ўлчамликларга мос келади, ҳамда Халқаро система-

нинг барча электр ва магнит бирликлари *CGSM* система бирликларига каррала муносабатдадир.

XXII жадвал

Бирликларнинг *MKSA* системаси

Катталик	Номи	Ўлчамлиги	1 <i>MKSA</i> бирликининг 1 <i>CGSM</i> бирликка нисбати
Диэлектрик константа ϵ	—	$L^{-2} T^2$	$4\pi 10^{-7} \cong 1,26 \cdot 10^{-3}$
Электр заряд q	кулон	$L^{1/2} M^{1/2}$	10^{-1}
Электр майдоннинг кучланганлиги E	метрда вольт	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-2}$	10^6
Электр майдоннинг индукцияси D	кв. метрда кулон	$L^{-3/2} M^{1/2}$	$4\pi 10^{-1} \cong 1,26$
Потенциал V	вольт	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}$	10^8
Ток кучи I	ампер	$L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}$	10^{-1}
Қаршилик R	ом	$L T^{-1}$	10^9
Сигим C	фарада	$L^{-1} T^2$	10^{-9}
Магнит сингдирувчанлик μ	—	ўлчамсиз	$\frac{10^7}{4\pi} \cong 7,96 \cdot 10^5$
Магнит майдоннинг кучланганлиги H	метрда ампер	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	$4\pi 10^{-3} \cong 1,26 \cdot 10^{-3}$
Магнит майдоннинг индукцияси B	квадрат метрда ве- бер	$L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$	10^4
Магнит индукция оқими Φ	вебер	$L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}$	10^8
Ўзиндукция коэффициенти L	генри	L	10^9

МУНДАРИЖА

ТўРТИНЧИ ҚИСМ

ЭЛЕКТРОСТАТИКА

XIV боб. Асосий электростатик ҳодисалар

120-§. Кириш	3
121-§. Электр зарядлар	5
122-§. Ўтказгичлар ва изоляторлар	9
123-§. Электростатик майдон. Кудон қонуни.	11
124-§. Электростатик майдон кучланганлиги	16
125-§. Кучлангандик чизиқлари	21
126-§. Кучлангандик оқими. Остроградский— Гаусс теоремаси	23
127-§. Остроградский— Гаусс теоремасининг янада аниқроқ чиқарилиши	27
128-§. Остроградский— Гаусс теоремасининг татбиқлари	29
129-§. Электростатик майдон кучларининг иши. Потенциал	36
130-§. Потенциал сатҳ сиртлари	42
131-§. Электростатик майдон кучланганлиги билан потенциал орасидаги боғланиш	45
132-§. Кучлангандик, потенциал ҳамда ҳажмий зарядлар зичлиги орасидаги боғланиш	48
133-§. Электростатик майдондаги ўтказгичлар	50
134-§. Ўтказгич сирти яқинидаги майдон кучланганлиги	54
135-§. Ташқи электр майдондаги диполь	57
136-§. Ўтказгичларнинг электр сифими	60
137-§. Зарядлар системасининг энергияси	63
138-§. Электростатик майдон энергияси	69

XV боб. Диэлектрикларда юз берадиган электростатик ҳодисалар

139-§. Диэлектриклар. Диэлектрик доимий	73
140-§. Диэлектрикли конденсаторнинг энергияси. Диэлектрикдаги майдон энергияси	76
141-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши. Қутбланиш вектори	78
142-§. Диэлектрикдаги майдон кучланганлиги	82
143-§. Диэлектриклар бўлганда зарядланган жисмларга таъсир этувчи кучлар	85

144-§. Электростатик индукция вектори	92
145-§. E ва D векторларни зарядга таъсир этувчи кучлар орқали аниқлаш	99
146-§. Диполь диэлектриклар. Молекулаларнинг диполь моментларини аниқлаш	103
147-§. Кристалларнинг диэлектрик хоссалари. Пьезоэлектр	107
148-§. Кондесаторлар	109
149-§. Конденсаторларнинг турли хиллари	111
150-§. Потенциаллар айирмаларини ўлчаш	115
151-§. Жуда кичик зарядларни ўлчаш. Электрон заряди	120
152-§. Электростатик майдоннинг табиати	124

БЕШИНЧИ ҚИСМ

ЎЗГАРМАС ТОК

XVI боб. Ўзгармас токнинг асосий қонунлари

153-§. Ўзгармас ток. Ом қонуни	128
154-§. Ўтказгичларнинг қаршилиги	130
155-§. Ток zichлиги вектори	135
156-§. Зарядларнинг сақланиши. Стационар токларнинг берклиги	137
157-§. Ленц—Жоуль қонуни	141
158-§. Ток кучини ва потенциаллар айирмасини ўлчаш	145
159-§. Қаршиликлар ва уларни ўлчаш	149
160-§. Ўтказгичлардаги эркин электронлар. Классик тушунчалар	151
161-§. Классик электрон назария нуқтаи-назаридан Ом ва Ленц—Жоуль қонунлари	155
162-§. Металларнинг электр ўтказувчанлиги билан иссиқлик ўтказувчанлиги орасидаги боғланиш	161
163-§. Металлар электр ўтказувчанлигининг квант назарияси	163
164-§. Ўзгармас токнинг берк занжири	168
165-§. Ўзгармас ток занжирида ажраладиган энергия	174
166-§. Бир жинслимас занжир учун Ом қонуни. Кирхгоф қонунлари	177
167-§. Кирхгоф тенгламаларининг айрим масалаларни ечишга татбиқи	181
168-§. Контакт потенциаллар айирмаси	189
169-§. Гальваник элементлар	197
170-§. Термоэлектр ҳодисалар	199
171-§. Ярим ўтказгичлар	205
172-§. Қизиган ўтказгичларнинг электронлар чиқариши	210
173-§. Термоэлектрон эмиссиянинг назарияси	218

XVII боб. Электродитларда ва газларда ток

174-§. Электродитик ўтказувчанлик	221
175-§. Фарадей қонунлари	224
176-§. Электродитик диссоциация	228
177-§. Эритмадаги ионлар энергияси	230
178-§. Электродитик ўтказувчанлик назарияси	233
179-§. Электродларнинг қўбланиши	238
180-§. Электродитнинг техникада қўлланиши	242
181-§. Қаттиқ jismlarнинг электродитик ўтказувчанлиги	245
182-§. Газларда электр токи	248
183-§. Газларнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги назарияси	251
184-§. Молизация коэффициентлари ва газ ионларининг ҳаракатчанлигини экспериментал аниқлаш	256
185-§. Электрон токининг вакуум орқали ўтиши	263
186-§. Богуславский—Ленгмюр формуласини чиқариш; ток кучининг флюктуациялари	267
187-§. Газда электронлар эркин йўлининг узунлиги	272
188-§. Электронларнинг атомлар ва молекулалар билан тўқнашиши	276
189-§. Паст босимдаги газда электронларнинг ҳаракатчанлиги	282
190-§. Газларнинг мустақил ўтказувчанлиги	285

ОЛТИНЧИ ҚИСМ

ЭЛЕКТРОМАГНИТ ҲОДИСАЛАР

XVIII боб. Тоқларнинг магнит майдони

191-§. Магнит майдон ва унинг характеристикаси	292
192-§. Магнит майдон кучланганлигини график усулда ифодалаш	296
193-§. Тоқлар магнит майдонини аниқлаш усули	302
194-§. Айланма тоқ ва соленонднинг магнит майдони	306
195-§. Магнит майдон кучланганлигини ўлчов бирликлари. Бирликларнинг абсолют электромагнит системаси	310
196-§. Магнит майдонда тоққа таъсир этувчи кучлар. Электр бирликларнинг Халқаро системаси	315
197-§. Магнит майдонга киритилган тоқли берк контур	322
198-§. Магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси	330
199-§. Магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси ифодасининг қўлланиши	333
200-§. Магнетиклар	336
201-§. Молекулалар, атомлар ва электронларнинг магнит моментлари	340
202-§. Магнитланиш вектори	345
203-§. Ферромагнетизм	351
204-§. Ферромагнетизмнинг табиати	357
205-§. Дойимий магнитлар	361

206- §. Магнит индукция векторининг чизиқлари. Магнит индукция вектори ва магнит кучланганлик векторининг циркуляцияси. Чегаравий шартлар	367
207- §. Электростатик ва магнит майдон орасидаги ўхшашлик	374
208- §. Токли рамкага таъсир қилувчи кучлар бўйича H ва B векторларни аниқлаш	378
209- §. Соленонд билан магнит орасидаги фарқ	381
210- §. Магнит майдонда токли контурни кўчиришда бажарилган иш	382
211- §. Магнит занжирининг қонунилари	388
212- §. Магнит занжири учун Кирхгоф тенгламалари	394
213- §. Ўлчов асбоблари	897

XIX б о б. Зарядли заррачаларнинг электр ва магнит майдонларда олиши

214- §. Магнит майдонда ҳаракатланаётган зарядга таъсир этувчи куч	402
215- §. Ҳаракатланаётган заряднинг магнит майдони	407
216- §. Ҳаракатланаётган зарядларнинг магнит майдонини тажрибада текшириш	411
217- §. Холл эффекти	418
218- §. Электроннинг солиштирма зарядини аниқлаш	421
219- §. Мусбат ионларнинг солиштирма зарядини аниқлаш	428
220- §. Электрон шуъланнинг техникада ишлатилиши	434

XX б о б. Электромагнит индукция

221- §. Электромагнит индукция ҳодисаси	440
222- §. Индукция электр юритувчи кучини аниқлаш	444
223- §. Индукцион ток кўчирган электр миқдори. Халқаро системада магнит катталикларини бирликлари	449
224- §. Хусусий ҳолларда индукция электр юритувчи кучини аниқлаш	454
225- §. Ўзиндукция ҳодисаси	458
226- §. Ўзлиш ва уланиш электратоклари	463
227- §. Ўзарониндукция	465
228- §. Токлар магнит майдонининг энергияси	467
229- §. Қайта магнитлаш иши	472
230- §. Кабелнинг ўзиндукция коэффиценти	474
231- §. Фуко токлари. Сиртий эффект	476
232- §. Ўзгарувчан ток	478
233- §. Ўзгарувчан ток занжирида ажралиб чиқадиган қувват	483
234- §. Ўзиндукция ва сизимга эга бўлган ўзгарувчан ток занжири	486

235-§. Динамомашиналар ва электромоторлар	494
236-§. Трансформаторлар	496
237-§. Ҳазарувчан тоқларни тўғрилаш ва ўлчаш	499
238-§. Уч фазали тоқ	501
XXI боб. Электрмагнит тебранишлар ва тўлқинлар	
✓ 239-§. Конденсаторнинг тебранма разряди	504
240-§. Мажбурий электр тебранишлар	509
241-§. Катод лампа ёрдамида сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш	514
242-§. Силжиш тоқи	518
243-§. Электрмагнит майдон	521
244-§. Максвелл тенгламалари	526
245-§. Максвелл—Лоренц тенгламалари	531
246-§. Электрмагнит тўлқинлари	534
247-§. Электрмагнит тўлқинларининг тарқалиш тезлиғи	541
248-§. Умов — Пойтинг вектори	545
249-§. Радиотехника. Электрмагнит тўлқинлар ҳосил қилиш ва уларни қайд қилишнинг ҳозирғи замон усуллари	547
И л о в а. Электр ва магнит катталиқларнинг бирлиқлар системалари	553