

И. В. САВЕЛЬЕВ

# УМУМИЙ ФИЗИКА КУРСИ

И Т О М

ЭЛЕКТР

РУСЧА БЕШИНЧИ НАШРИДАН ТАРЖИМА

*СССР Олий ва махсус ўрта таълим министрлиги  
томонидан олий техника ўқув юртларининг  
студентлари учун қўлланма  
сифатида рухсат этилган*

„ЎҚИТУВЧИ“ НАШРИЁТИ  
Тошкент—1975

Ушбу китобнинг мақсади студентларни физиканинг асосий идеялари ва методлари билан таништиришдан иборат. Асосий эътибор физикавий қонунларнинг маъносини тушунтиришга ва улардан онгли равишда фойдаланишга қаратилди. Китобнинг ҳажми унчалик катта бўлмаса ҳам, у келгусида назарий физика ва бошқа физика фанларини ўрганишда зарур бўлган электр ҳақидаги барча масалалар баёнини ўз ичига олган. Ҳамма параграфлар Халқаро бирликлар системаси (СИ) да баён қилинган, бироқ назарий физикада ҳозирги вақтгача Гаусс бирликлари системаси қўлланилаётганлиги сабабли ўқувчи бу система билан ҳам танишиш имконига эга.

Китоб ва унинг таржимаси ҳақидаги ўз фикр ва мулоҳазаларингизни қуйидаги адресга юборишингизни сўраймиз: Тошкент — 129, Навоий кўчаси, 30. „Ўқитувчи“ нашриёти, Физика-математика адабиёти редакцияси.

## РУСЧА ТЎРТИНЧИ НАШРИГА СЎЗ БОШИ

Китобнинг ушбу нашрини тайёрлаш вақтида анчагина ўзгартишлар киритилиб, жиддий қайта ишлаб чиқилди. Моддадаги электр ва магнит майдониغا бағишланган II ва VII боблар ҳамда индукция электр юритувчи кучи баён этилган 56- § тамоман ўзгартирилди. Вакуумдаги майдонлар кўрилаётганда фақат E ва B катталиклардан фойдаланилди. Векторлар анализидан элементар маълумот берувчи янги параграф (107- §) қўшилди. 18, 30, 40, 47, 112- параграфларга муҳим қўшимчалар киритилди. Бошқа баъзи параграфларга ўзгартиш ва қўшимчалар киритилди.

Автор Н. И. Гольдфарбга фойдали маслаҳат ва изоҳлари учун миннатдорчилик билдиради, улар иккинчи томни қайта ишлашда ҳисобга олинди.

Апрель, 1970 й.

*И. Савельев*

Ушбу курснинг иккинчи томи ҳам биринчи томи каби асосан олий техника ўқув юртлирининг инженер-физик ихтисосига ўқийдиган студентлар учун мўлжалланган. Китобхонларга таклиф қилинаётган ушбу қўлланманинг ҳажми унча катта бўлмаса ҳам, унда келажакда назарий физика ва бошқа физика фанларини ўрганишда билиш зарур бўлган барча маълумотлар мавжуд.

Китоб ҳажмини қисқартириш (биринчи томдагига ўхшаш) лекцияда кўрсатиладиган демонстрацияларнинг, эскирган асбоблар ва ўтган асрда қўлланилган экспериментал техниканинг баёнидан воз кечиш ҳисобига эришилди. Тарихий материаллар ҳам қисқартирилган ҳолда берилди. Лекин юқорида айтилганлар баён қилиш экспериментга таянмайди деган маънони билдирмайди. Электромагнетизм ҳақидаги ҳозирги замон таълимоти асосида ётган фундаментал тажрибаларнинг барчаси етарли даражада тўлиқ баён этилган. Мисол учун металллардаги электр ўтказувчилар табиатини аниқлашга бағишланган тажрибалар тўплами (Рикке, Мандельштам ва Папалекси, Толмен ва Стюарт тажрибалари), магнетизм табиатини аниқлашга бағишланган тажрибалар тўплами (Эйнштейн ва де Хаас, Барнетт, Штерн ва Герлах тажрибалари), электрон ва мусбат ионларнинг заряди ҳамда солиштирма зарядини аниқлаш учун қилинган тажрибалар (Милликен, Томсон, Астон тажрибалари), Герцнинг электромагнит тўлқинлар билан ўтказган тажрибалари ва бошқаларни кўрсатиш мумкин. Шунингдек, зарядланган зарралар тезлатгичлари, ионлаш камералари ва сўтчиклар, масс-спектрограф-

лар каби бошқа бир қатор замонавий экспериментал методикалар ва қурилмалар баён қилинади.

Қўлланмада диа-ва парамагнетизм, металлларнинг ва ярим ўтказгичларнинг зонали назарияси, газда разряд ва электромагнит тўлқинлар каби мавзулар олий ўқув юртларида фойдаланилаётган физика дарсликларидагига нисбатан тўлароқ тушунтирилган. Автор баъзи дарсликларда учраб турадиган ҳамда ҳодисаларнинг моҳиятини бузиб, китобхоннинг фикрини чалкаштирадиган соддалаштиришлардан воз кечди. Масалан, Ферми сатҳи электронларнинг абсолют ноль температурадаги максимал энергияси сифатида аниқланиши контакт термо-э. ю. к. пайдо бўлишини бутунлай тушунарсиз қилади (чунки бундай усулда температуранинг функцияси бўлган Ферми сатҳи берилган металл учун характерли бўлган константага айланиб қолади). Ферми сатҳини бу усулда аниқлаш ярим ўтказгичларда ҳам қўлланилиши мумкин эмас, чунки ярим ўтказгичларда Ферми сатҳи таъқиқланган зонада жойлашган бўлади. Иккинчи мисол сифатида диполнинг электромагнит тўлқинлар нурлашини куч чизиқларининг „ечилиб кетиши“ деб аталадиган усул ёрдамида тушунтиришни кўрсатиш мумкин. Биринчидан, бундай „ечилиб кетишини“ тушунтиришни фақат кўргазмали қилади, лекин асл маъносини тушунтира олмайди. Бундан ташқари бу усул принцип жиҳатдан нотўғридир, чунки электромагнит тўлқинларнинг пайдо бўлиш ва тарқалиш ҳодисаси асосида ётган электр ва магнит майдонларнинг бирлиги ва ўзаро боғланишини бутунлай ҳисобга олмайди. Ечилиб кетиш тўғрисидаги мулоҳазаларда электр ва магнит майдонларининг пайдо бўлиши бир-бирига боғланмаган ҳолда тушунтирилади, бу эса ҳодисаларнинг ҳақиқий физикавий моҳиятига зиддир.

Китоб Халқаро бирликлар системаси (СИ) да баён қилинади. Ҳозирги вақтгача Совет Иттифоқида нашр қилинган физикага доир адабиётда (хусусан, назарий физикага доир дарсликларнинг барчасида бирликларнинг Гаусс системаси қўлланилган. Шунинг учун биз китобхонни бу система билан таништиришни зарур деб ҳисобдик. Гаусс системаси қўллаб ёзилган текстлар петитда (майда ҳарф билан) герилган бўлиб, агар китобхон бу системага қизиқмаса, шу текстни ўқимасдан кетиши мумкин. Китобнинг охиридаги иловаларда электр ва магнит катталикларнинг СИ ва Гаусс системасидаги ўлчов бирликлари берилган, электромагнетизмга тааллуқли асосий формулаларнинг

иккала системадаги ифодаларининг солиштирма жадвали берилган.

Москва энергетика институти физика кафедрасининг мудир профессор В. А. Фабрикантга ва шу кафедра ўқитувчилари И. П. Федорова ҳамда Ю. Б. Горбатовга бир қатор жуда фойдали маслаҳат ва изоҳлари учун ташаккур билдираман. Шунингдек, китоб текстини тузатиш ва яхшилашда кўп меҳнат қилган редактор Е. Б. Кузнецовага ҳам миннатдорчилик билдиришни ўз бурчим деб биламан.

*И Савельев*

## ВАКУУМДА ЭЛЕКТР МАЙДОНИ

## 1- §. Кириш

Табиатдаги жисмларнинг маълум шароитда электр зарядга эга бўлиши (электрланиши) мактаб физика курсидан маълум. Жисмда электр зарядининг борлиги унинг бошқа зарядланган жисмлар билан ўзаро таъсирлашишида намоён бўлади.

Электр зарядлари икки турда бўлиб, шартли равишда мусбат ва манфий деб аталади. Бир хил ишорали зарядлар бир-бирини итареди, ҳар хил ишоралилари эса ўзаро тортишади.

Электр заряди элементар зарралар деб аталадиган баъзи зарраларнинг асосий хусусиятларидан биридир. Барча элементар зарраларнинг заряди (агар унинг заряди нолга тенг бўлма-са) абсолют қиймати жиҳатидан бирдай бўлади. Бундай зарядни элементар заряд деб айтиш мумкин. Бу зарядни  $e$  ҳарфи билан белгилаймиз.

Элементар зарралар қаторига электрон (манфий зарядга эга), протон (мусбат зарядга эга) ва нейтронлар (унинг заряди нолга тенг) киради. Модда атомлари ана шундай зарралардан ташкил топгани учун электр зарядлари барча жисмлар таркибига органик равишда кирган бўлади. Одатда жисмлар таркибидаги турли ишорали зарядларга эга бўлган зарралар миқдори тенг бўлади ва жисм ҳажми бўйлаб бирдай зичликда тақсимланади. Бу ҳолда жисмнинг исталган кичик (элементар) ҳажмидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг бўлади ва бундай жисмларнинг (шу жумладан барча жисмларнинг) ҳар бири электр нуқтаи назардан нейтрал бўлади. Агар бирор усул билан (масалан, бошқа жисмга ишқалаш орқали) жисмда маълум ишорали зарралар миқдорини кўпайтирсак (аксинча, қарама-қарши ишорали зарралар миқдорини камайтирсак), биз бу жисмни зарядлаган бўламиз. Худди шунингдек, зарядлашни жисмдаги мусбат ва манфий зарядларнинг умумий миқдорини ўзгартирмай бажариш мумкин. Зарраларни жисм ҳажмида қайта тақсимлаш орқали жисмнинг бир қисмида бир ишорали, бошқа қисмида эса иккинчи ишорали зарядлар миқдорини кўпайтириш мумкин. Буни ме-

талл жисмга зарядланган бошқа жисмни яқинлаштириш йўли билан амалга ошириш мумкин.

Исталган  $q$  заряд элементар зарядларнинг йиғиндисидан иборатдир, шунинг учун бу заряд  $e$  га бутун каррали ҳисобланади:

$$q = \pm Ne.$$

Бироқ элементар заряд шундай кичикки (3- § га қаранг), исталган микроскопик зарядлар катталигини узлуксиз ўзгарувчан деб ҳисоблаш мумкин.

Электр зарядлари йўқолиши ва яна пайдо бўлиб туриши мумкин. Лекин доимо қарама-қарши ишорали икки элементар заряд бир вақтда йўқолади ёки пайдо бўлади. Шунинг учун электр жиҳатдан изоляцияланган<sup>1)</sup> системанинг умумий заряди ўзгармайди. Бу электр зарядининг сақланиш қонунидир.

Агар зарядланган зарралар, масалан, электронлар бирор жисм ҳажмида маълум эркинлик билан ҳаракатлана олса, бундай жисм электр токини ўтказиш хусусиятига эга бўлади. Ҳаракати натижасида ток вужудга келадиган заряд ташувчилар вазифасини электронларгина эмас, балки ионлар ҳам бажариши мумкин, яъни бир неча электронларини йўқотган ёки қўшиб олган атом ва молекулалар ҳам заряд ташувчи бўла олади.

Электр токини ўтказиш хусусиятига қараб табиатда учрайдиган барча жисмлар диэлектриклар (ёки изоляторлар), ўтказгичлар ва ярим ўтказгичларга ажралади. Табиатда идеал изоляторлар учрамайди. Барча жисмлар жуда кам бўлса ҳам электр токини ўтказиши мумкин. Лекин диэлектриклар ўтказгичларга нисбатан токи  $10^{15}$ — $10^{20}$  марта ёмон ўтказиши мумкин. Электр ўтказиш хусусияти бўйича ўтказгичлар билан диэлектриклар ўртасида турувчи жисмлар ярим ўтказгичлар деб айтилади. Ярим ўтказгичлар ўтказувчанлик катталигидан ташқари ўтказгичлардан бир қатор бошқа хоссалари билан ҳам фарқ қилади.

## 2- §. Зарядларнинг ўзаро таъсири. Кулон қонуни

Жисмнинг электр зарядига эга эканлиги шу жисмнинг бошқа зарядланган жисмлар билан ўзаро таъсирлашиши орқали намоён бўлиши юқорида айтиб ўтилган эди. Бир хил ишорали зарядларга эга бўлган жисмлар (бундай жисмлар бир исмли зарядланган дейилади) бир-бирларини итаради. Ҳар хил ишорали зарядларга эга бўлган жисмлар бир-бирини тортади. Нуқтавий деб аталувчи зарядларнинг ўзаро таъсир кучи 1785 йилда Кулон аниқлаган қонунга бўйсунди.

<sup>1)</sup> Агар системани чегаралаб турган сирт орқали электр токи ўта олмайдиган бўлса, бундай система электр жиҳатдан изоляцияланган дейилади.

Агар бирор зарядланган жисмнинг ўлчамларини шу жисмдан бошқа жисмларгача бўлган масофага нисбатан чексиз кичик деб ҳисоблаш мумкин бўлса, бундай зарядланган жисм нуқтавий заряд деб айтилади.

Кавендиш томонидан гравитация доимийсини аниқлашда фойдаланилган (I том, 46- § га қаранг) буралма тарозидан (1-расм) фойдаланиб, Кулон иккита зарядланган шарча орасидаги таъсир кучини шарчалардаги зарядларнинг катталигига ҳамда шарчалар ўртасидаги масофага боғлиқ равишда ўлчади. Кулон бу тажрибани ўтказганда зарядланган металл шарчага зарядланмаган металл шарчани тегизганда мавжуд заряд шарчалар ўртасида тенг тақсимланади деб ҳисоблади.

Ўз тажрибалари ёрдамида Кулон қуйидаги хулосага келди: *иккита нуқтавий заряднинг ўзаро таъсир кучи ҳар бир заряд катталигига тўғри ва зарядлар ўртасидаги масофанинг квадратига тескари пропорционалдир*. Кучнинг йўналиши зарядлар орқали ўтган тўғри чизик билан устма-уст тушади.

Кулон қонунини қуйидаги формула орқали ифодалаш мумкин.

$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (2.1)$$

бу ерда  $k$  — пропорционаллик коэффициент,  $q_1$  ва  $q_2$  — таъсирлашаётган зарядларнинг миқдорлари,  $r$  — зарядлар орасидаги масофа.

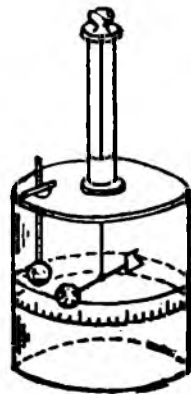
Зарядлар бир хил ишорали бўлса, (2.1) формула ёрдамида ҳисоблаб топилган куч мусбат бўлади (бу зарядларнинг бир-биридан итарилишини билдиради). Агар зарядлар ҳар хил ишорали бўлса, таъсир кучи манфий бўлади (бу зарядларнинг бир-бирига тортилишини билдиради)<sup>1</sup>.

Кулон қонунини вектор кўринишида қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\mathbf{f} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}. \quad (2.2)$$

Бу ифодада  $\mathbf{r}$  орқали бир заряддан иккинчи зарядга ўтказилган ва  $f$  куч таъсир қилаётган зарядга қараб йўналган вектор белгиланган.

Нуқтавий зарядлар ўртасидаги ўзаро таъсир қонунини билган ҳолда чекли ўлчамларга эга бўлган жисмларда йиғилган



1- расм.

<sup>1</sup> Векторлар ўртасидаги таъсир кучининг ишораси ва характери билан таъсирлаши (I том, 117- § га қаранг).

зарядлар ўртасидаги ўзаро таъсир кучини ҳисоблаб чиқиш мумкин. Бунинг учун зарядларнинг ҳар бирини шундай кичик  $dq$  бўлакчаларга ажратиш керакки, бу бўлакчаларни нуқтавий



2-расм.

деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Шундан кейин жуфтлаб олинган  $dq$  зарядлар ўртасидаги ўзаро таъсир кучини ҳисоблаш ва кучларни вектор равишда қўшиш керак. Бундай ҳисоблаш математика нуқтаи назаридан чекли ўл-

чамга эга бўлган жисмлар ўртасидаги гравитацион тортишиш кучини ҳисоблашга тўла мос келади (1 том, 46-§ га қаранг).

### 3-§. Бирликлар системалари

Заряднинг ўлчов бирлигини мослаб танлаш билан ( $f$  ва  $r$  катталикларнинг ўлчов бирликлари механика қисмида келтириб чиқарилган эди) (2.1) формуладаги пропорционаллик коэффициентини бирга тенг қилиб олиш мумкин. Заряднинг шу коэффициентга мос ўлчов бирлиги заряднинг абсолют электростатик бирлиги (қисқача: СГСЭ-заряд бирлиги) деб айтилади ( $f$  ва  $r$  катталиклар бирликларнинг СГС-системасида ўлчанган деб ҳисобланади). Бу бирлик вакуумда миқдор жиҳатдан тенг бўлган ва 1 см масофада турган зарядга 1 дина куч билан таъсир қиладиган заряддан иборат.

Аниқ ўлчовлар ўтказиш натижасида (66-§ га қаранг) элементар заряд қуйидаги қийматга тенг эканлиги топилди:

$$e = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ-заряд бирлиги.}$$

Узунлик, масса, вақт ва заряд бирликларини асосий бирлик деб қабул қилиб, электр ва магнит катталикларнинг ўлчов бирликлари системасини тузиш мумкин. Асосий бирликлар сифатида сантиметр, грамм-масса, секунд ва СГСЭ-заряд бирлиги қабул қилинган бирликлар системасини абсолют электростатик бирликлар системаси (СГСЭ-система) деб айтилади. Бу система Кулон қонуни асосида, яъни зарядланган жисмлар ўртасидаги ўзаро таъсир қонуни асосида тузилган. Кейинроқ биз абсолют электромагнит бирликлар системаси (СГСМ-система) билан танишамиз. Бу система электр токи ўтаётган ўтказгичлар ўртасидаги ўзаро таъсир қонуни асосида тузилган. Электр катталикларининг бирликлари СГСЭ-система бирликларига, магнит катталикларнинг бирликлари эса СГСМ-система бирликларига мос тушадиган Гаусс системаси ҳам абсолют системадир.

СГСЭ системасида Кулон қонунини ифодаловчи формула қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$f = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (8.1)$$

Бу формула бўшлиқда жойлашган зарядлар учунгина татбиқ қилиниши мумкин. Муайян муҳитда жойлашган зарядлар учун формулага гузатишлар киритиш зарур (18- § га қ.).

1963 йилнинг 1 январидан бошлаб СССРда Давлат стандарти ГОСТ 9867—61 қабул қилинган. Бу стандартда СИ символи билан белгиланганлик билан бирликларнинг Халқаро системасини қўллаш мақсадга мувофиқ эканлиги кўрсатилган. Бу системанинг асосий бирликлари: метр, килограмм, секунд, ампер, Кельвин градуси ва шамдир. СИ системада куч бирлиги сифатида ньютон ( $n$ ) қабул қилинган бўлиб, у  $10^5$  дина га тенг.

Электр ва магнит катталикларнинг бирликларини белгилашда СИ система ҳам СГСМ системасидаги каби зарядларнинг ўзаро таъсир кучига эмас, балки токли ўтказгичларнинг ўзаро таъсирига асосланади. Шунинг учун бу системаларда Кулон қонунидаги пропорционаллик коэффициентини 1 дан фарқли бўлган ўлчамли катталиқ бўлади.

СИ системада заряд бирлиги сифатида кулон ( $\kappa$ ) қабул қилинган. Тажиба ёрдамида қуйидаги аниқланган:

$$1 \kappa = 2,998 \cdot 10^9 \text{ (тақрибан } 3 \cdot 10^9) \text{ СГСЭ-заряд бирлиги. (3.2)}$$

1  $\kappa$  заряднинг катталиги ҳақида тасаввур ҳосил қилиш учун заряди 1  $\kappa$  га тенг бўлиб, бир-бирдан 1 м масофада турган иккита нуқтавий зарядларнинг ўзаро таъсир кучини ҳисоблайлик. (3.1) формулага мувофиқ

$$f = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100^2} \text{ СГСЭ} = 9 \cdot 10^{14} \text{ дина} = 9 \cdot 10^9 n \approx 10^9 \kappa \Gamma.$$

Кулон ҳисобида ифодаланган элементар заряд

$$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \kappa$$

га тенг бўлади.

#### 4- §. Формулаларни рационаллаштириб ёзиш

Агар электродинамика формуллари СГС-системасида (хусусан, Гаусс системасида) ёзилса, уларнинг кўпчилигида  $4\pi$  кўпайтувчи ва электродинамика доимийси деб аталиб, қиймати ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигига тенг бўлган доимий сон  $c$  учрайди. Амалиётда кўп қўлланиладиган муҳим формулаларда ана шу кўпайтувчилардан халос бўлиш учун Кулон қонунидаги пропорционаллик коэффициентини  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  га тенг деб олинади. У ҳолда бўшлиқда жойлашган зарядлар учун Кулон қонуни қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$f = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (4.1)$$

Бошқа формулалар ҳам мос равишда ўзгартирилади. Формулаларнинг ана шу тартибла ўзгартириб ёзилишини рационаллаштирилган ёзув дейилади. Рационаллаштирилган

формулалардан фойдаланиб тузилган бирликлар системалари рационаллаштирилган системалар дейилади. СИ-система ҳам ана шундай системалар қаторига киради.

Формулалардаги  $\epsilon_0$  катталикини электр доимийси дейилади. Бу катталикининг ўлчами электр сиғимининг узунликка нисбатидан иборат. Демак, кўрилаётган катталик фарада тақсим метр деган бирликларда ифодаланар экан (25- § га қаранг).

Электр доимийси  $\epsilon_0$  нинг қийматини аниқлаш учун бир-бирдан  $1 \text{ м}$  масофада жойлашган ва миқдори  $1 \text{ к}$  га тенг иккита заряд учун берилган қийматларни (4.1) формулага қўямиз. Олдинги параграфда ўзаро таъсир кучи  $9 \cdot 10^9 \text{ н}$  га тенг эканлигини аниқлаган эдик. Кучнинг ана шу қийматини (4.1) формулага қўйиб,  $q_1 = q_2 = 1 \text{ к}$  ва  $r = 1 \text{ м}$  эканлигини ҳисобга олиб қуйидагини топамиз:

$$9 \cdot 10^9 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 \cdot 1}{1^2},$$

бундан

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ ф/м.} \quad (4.2)$$

Электр доимийси  $\epsilon_0$  магнит доимийси  $\mu_0$  (38- § га қаранг) билан бирга Гаусс системасида учрайдиган электродинамика доимийси  $c$  нинг ўрнини босади.

СССРда олдинги йилларда нашр қилинган физика адабиётларида асосан Гаусс бирликлар системаси қўлланилган. Шунинг учун биз китобхонларни СИ бирликлар системаси ҳамда Гаусс бирликлар системаси билан таништириш зарур деб ҳисоблаймиз. Китобдаги материал СИ системасида баён қилинади ва келтириб чиқарилган формулалар Гаусс системасида қандай ифодаланиши кўрсатиб ўтилади. Китоб охиридаги II иловада электродинамика асосий формулаларининг СИ ва Гаусс системаларидаги ёзувлари таққосланган.

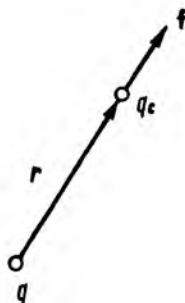
## 5- §. Электр майдони. Майдон кучланганлиги

Зарядлар ўртасидаги ўзаро таъсир электр майдон воситасида амалга ошади. Ҳар қандай заряд ўз атрофидаги фазонинг хоссасини ўзгартиради, бу фазода электр майдонини пайдо қилади. Электр майдонининг борлиги шу майдоннинг бирор нуқтасига жойлаштирилган электр зарядга куч таъсир қилиши орқали маълум бўлади. Агар бирор жойда электр майдони бор-йўқлигини билмоқчи бўлсак, шу жойга зарядланган жисмни (бундан кейин қисқалик учун заряд деймиз) келтириш (яқинлаштириш) ва бу жисмга электр кучи таъсир қилаётган ёки таъсир қилмаётганини аниқлаш керак. Келтирилган зарядга таъсир қилаётган кучнинг катталигига қараб майдоннинг „интенсивлиги“ ҳақида ҳулоса чиқариш мумкин.

Электр майдонини билиш ва ўрганиш учун маълум „синаш“ зарядидан фойдаланиш керак. Синаш зарядига таъсир қилаётган куч майдоннинг „муайян нуқтасидаги“ характеристикасини бериши учун синаш заряди нуқтавий заряд бўлиши керак. Акс ҳолда, зарядга таъсир қилаётган куч майдоннинг синаш зарядига эга бўлган жисм эгаллаган ҳажми бўйича ўртача хусусиятларини характерлайди.

Синаш заряди  $q_{\text{син}}$  ёрдамида нуқтавий заряд  $q$  пайдо қилган майдонни текширайлик. Заряд  $q$  га нисбатан ҳолати радиус-вектор  $r$  билан аниқланган нуқтага синаш зарядини жойлаштирсак (3-расм), бу зарядга қуйидаги куч таъсир қилганини топамиз:

$$f = q_{\text{син}} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \frac{r}{r} \right). \quad (5.1)$$



3-расм.

Юқоридаги (5.1) формуладан синаш зарядига таъсир қилаётган куч майдонни белгиловчи катталиклардан ( $q$  ва  $r$  дан) ташқари синаш зарядининг катталиги  $q_{\text{син}}$  га ҳам боғлиқ эканлиги кўринади. Агар турли катталиклардаги  $q_{\text{син}}$ ,  $q_{\text{син}}$  ва ҳоказо синаш зарядларини танлаб олсак, майдоннинг маълум нуқтасида бу синаш зарядларга таъсир қиладиган кучлар  $f'$ ,  $f''$  ... ҳам ҳар хил бўлади. Лекин ана шу (5.1) формуладан барча синаш зарядлар учун олинган нисбат  $f/q_{\text{син}}$  га тенг эканлиги ва фақат маълум нуқтадаги майдонни белгиловчи  $q$  ва  $r$  катталикларга боғлиқ эканлиги кўринади. Шунинг учун бу нисбатни электр майдонни белгиловчи катталик сифатида қабул қилиш табиийдир:

$$E = \frac{f}{q_{\text{син}}}. \quad (5.2)$$

(5.2) формуладаги вектор катталик муайян нуқтадаги (яъни синаш заряди  $q_{\text{син}}$  га  $f$  куч таъсир этаётган нуқтадаги) электр майдоннинг кучланганлиги деб айтилади.

Электр майдон кучланганлигининг миқдори (5.2) формулага мувофиқ майдоннинг маълум нуқтасида жойлашган бирлик нуқтавий зарядга таъсир қилаётган кучга тенг. Вектор  $E$  нинг йўналиши мусбат зарядга таъсир қилаётган кучнинг йўналишига мос келади.

Биз кучланганлик ҳақидаги тушунчани нуқтавий заряд майдонини ўрганиш орқали келтириб чиқардик. Лекин (5.2) формуланинг таърифини зарядларнинг исталган йиғиндисини пайдо қилган майдон учун ҳам қўллаш мумкин. Кейинги айтилган сўзларга қуйидаги аниқликни киритиш зарур. Ўрганилаётган майдонни пайдо қилган зарядларнинг узаро жойлашиши си

наш зарядининг таъсирида ўзгариб қолиши мумкин. Агар майдонни пайдо қилувчи зарядлар ўтказгичда жойлашган ва ўтказгич бўйлаб эркин ҳаракатлана оладиган бўлса, юқорида айтиб ўтилган ҳол юз бериши мумкин. Шу сабабли ўрганилаётган майдонга ўзгариш киритмаслик учун синаш зарядининг миқдорини етарли даражада кам қилиб олиш зарур.

Биз кўриб ўтган (5.2) ва (5.1) формулалардан нуқтавий заряд майдонининг кучланганлиги заряд миқдори  $q$  га тўғри пропорционал ва заряддан майдоннинг берилган нуқтасигача бўлган масофанинг квадратига тескари пропорционаллиги билинади, яъни:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r}. \quad (5.3)$$

$E$  вектор заряд ва майдоннинг берилган нуқтаси орқали ўтган тўғри чизиқ бўйича йўналган. Агар заряд мусбат бўлса, йўналиш заряддан ташқарига, заряд манфий бўлса, заряд томонга қараган бўлади.

Гаусс системасида ёзилган (3.1) формулага мувофиқ вакуумдаги нуқтавий заряд майдони кучланганлигининг формуласи қуйидагича ёзилади:

$$E = \frac{q}{r^2} \frac{r}{r}. \quad (5.4)$$

Электр майдон кучланганлигининг бирлиги сифатида бир бирлик зарядга (СИ системасида  $1 \text{ К}$ , Гаусс системасида  $1 \text{ СГСЭ}$ -заряд бирлиги (бир бирлик куч) СИ системасида  $1 \text{ н}$ , Гаусс системасида  $1 \text{ дина}$ ) таъсир қилаётган нуқтанинг кучланганлиги олинади. Гаусс системасида бу бирлик махсус исмга эга эмас, СИ системасида эса электр майдон кучланганлигининг бирлиги вольт тақсим метр деб аталади ва  $v/m$  симболи билан белгиланади [(11.8) формулага қаранг].

(5.3) формулага биноан бўшиқда жойлашган  $1 \text{ К}$  заряднинг  $1 \text{ м}$  масофада пайдо қилган кучланганлиги

$$E = \frac{1}{4\pi \frac{1}{9 \cdot 10^9}} \frac{1}{1^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ в/м}.$$

Худди шу кучланганлик Гаусс системасида

$E = \frac{q}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9}{100^2} = 3 \cdot 10^5 \text{ СГСЭ-бирликка тенг}$ . Иккала натижани таққослаб  $1 \text{ СГСЭ-кучланганлик бирлиги } 3 \cdot 10^4 \text{ в/м}$  га тенг эканлигини аниқлаймиз.

Синаш зарядига таъсир қилаётган куч (5.2) формулага биноан

$$f = q_{\text{син}} \cdot E.$$

Кучланганлиги  $E$  га тенг бўлган майдоннинг бирор нуқта-сида жойлашган нуқтавий заряд  $q$  га<sup>1)</sup> таъсир қиладиган куч қуйидагига тенг:

$$f = q \cdot E. \quad (5.5)$$

<sup>1)</sup> (5.3) формулада  $q$  заряд майдонни пайдо қилади. (5.5) формулада эса  $q$  кучланганлик  $E$  га тенг бўлган нуқтада  $f$  куч таъсир қилаётган зарядни кўрсатади.

Агар  $q$  заряд мусбат бўлса, кучнинг йўналиши  $E$  вектор йўналишига мос келади. Агар  $q$  заряд манфий бўлса,  $f$  ва  $E$  векторларнинг йўналишлари қарама-қарши бўлади.

### 6-§. Майдонлар суперпозицияси. Диполь майдони

Зарядлар системаси томонидан система таркибига кирмаган зарядга таъсир қилаётган куч система таркибидаги зарядларнинг айрим-айрим таъсир кучларининг вектор йиғиндисига тенг бўлиши тажрибадан маълум. Бу ердан *зарядлар системаси майдоннинг кучланганлиги система таркибидаги зарядларнинг ҳар бири пайдо қилиши мумкин бўлган майдонлар кучланганликларининг вектор йиғиндисига тенг* деган хулоса келиб чиқади, яъни:

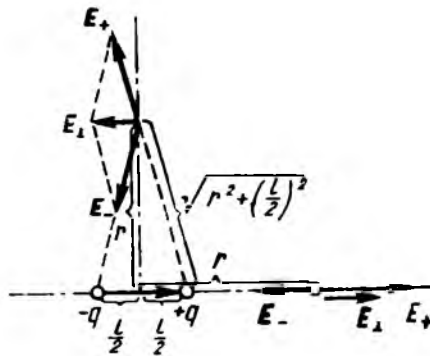
$$E = E_1 + E_2 + \dots = \sum E_i. \quad (6.1)$$

Юқорида айтилган фикр электр майдонларининг суперпозиция (устма-уст тушиб қўшилиши) принципи деб айтилади.

Суперпозиция принципи зарядларнинг ҳар қандай системаси майдонининг кучланганлигини ҳисоблаш имконини беради. Катта ўлчамларга эга бўлган зарядларни жуда кичик  $dq$  бўлакчаларга бўлиш орқали зарядларнинг ҳар қандай системасини нуқтавий зарядлар тўпламига айлантириш мумкин. Бундай зарядлардан ҳар бирининг натижавий майдонга қўшган ҳиссаси (5.3) формула ёрдамида ҳисобланади.

Электр диполининг майдон кучланганлигини топиш учун суперпозиция принциpidан фойдаланамиз.

Электр диполь деб катталиги тенг бўлган иккита ҳар хил ишорали нуқтавий зарядлар  $+q$  ва  $-q$  дан иборат бўлган системага айтилади. Бу зарядларнинг орасидаги масофа  $l$



4-расм.

системанинг майдони аниқланадиган нуқталаргача бўлган масофадан анча кичикдир. Иккала заряд орқали ўтаётган тўғри чизиқ диполь ўқи дейилади. Диполь майдонининг диполь ўқидаги кучланганлигини, ҳамда диполь марказидан ўтиб унинг ўқиغا перпендикуляр бўлган тўғри чизиқдаги кучланганликни аниқлаймиз (4-расм). Тўғри чизиқлардаги нуқталарни уларнинг диполь марказидан бўлган  $r$  масофалари билан белгилаймиз. Диполнинг таърифига мувофиқ  $r \gg l$  бўлиши кераклигини эслатиб ўтамиз.

Ҳар бир нуқтадаги майдон нуқтавий зарядлар  $+q$  ва  $-q$  пайдо қилган майдонлар  $E_+$  ва  $E_-$  нинг суперпозициясидан иборат бўлади. Диполь ўқида  $E_+$  ва  $E_-$  векторлар қарама-қарши йўналишга эга бўлади. Шунинг учун натижавий кучланганлик  $E$ ; модуль бўйича  $E_+$  ва  $E_-$  векторлар модулларининг айирмасига тенг бўлади:

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \frac{q}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{q}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} \right] = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \frac{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 - \left(r - \frac{l}{2}\right)^2}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 \left(r + \frac{l}{2}\right)^2}.$$

Махраждаги  $l/2$  ни  $r$  га нисбатан ҳисобга олмасак, қуйидагига эга бўламиз:

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2ql}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p}{r^3}, \quad (6.2)$$

бу ерда  $p$  орқали диполнинг электр моменти деб айтиладиган  $ql$  кўпайтма белгиланган.

Диполь ўқиға перпендикуляр бўлган тўғри чизиқда  $E_+$  ва  $E_-$  ларнинг модуллари тенг бўлади:

$$E_+ = E_- = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (6.3)$$

Тўғри чизиқ кесмаси  $l$  ва  $E$  векторга таянган тенг ёнли учбурчакларнинг ўхшашлигидан (4-расм) қуйидагини аниқлаймиз:

$$\frac{E_1}{E_+} = \frac{l}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}} \approx \frac{l}{r}.$$

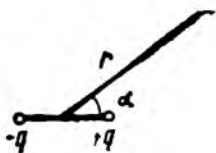
Юқоридаги тенгламада  $E_+$  ўрнига (6.3) дан қийматини олиб қўйсақ, қуйидагига эга бўламиз:

$$E_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ql}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^3}. \quad (6.4)$$

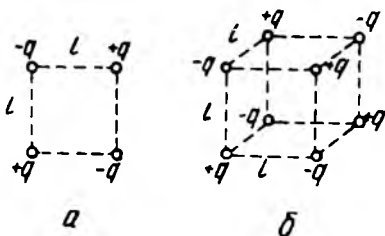
Диполь майдонининг ҳар қандай нуқтасидаги кучланганликни қуйидаги формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин эканлигини кўрсатиш мумкин:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \alpha}, \quad (6.5)$$

бу ерда  $\alpha$  — диполь ўқи билан берилган нуқта йўналиши орасидаги бурчак (5- расм). Агар (6.5) формулада  $\alpha = 0$  (ёки  $\pi$ ) ва  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  деб қабул қилинса, (6.2) ва (6.4) формулалар келиб чиқади.



5- расм.

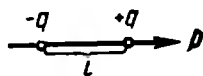


6- расм.

Гаусс системасида (6.2), (6.4) ва (6.5) формулаларда  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  кўпайтувчи бўлмайди.

Диполь майдони кучланганлигини ҳисоблаганда эътиборни жалб қиладиган нарса кучланганликнинг диполни ташкил қилувчи зарядлар миқдорига эмас, балки диполь моменти  $p = ql$  га боғлиқлигидир. Диполдан узоқлашганда кучланганлик  $\frac{1}{r^3}$  га пропорционал равишда камаяди, яъни нуқтавий заряд кучланганлигига (у  $\frac{1}{r^2}$  га пропорционал камаяди) қараганда тезроқ камаяди. 6-а расмда кўрсатилган квадруполь деб аталадиган зарядлар системасининг кучланганлиги янада тезроқ  $1/r^4$  га пропорционал равишда камаяди. Октуполь деб аталадиган системанинг (6-б расм) кучланганлиги  $1/r^5$  га пропорционал камаяди. Диполь, квадруполь ва октуполларни умумлаштирадиган нарса улар таркибидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг эканлигидир.

Диполни тўлиқ ифодалаш учун  $q$  ва  $l$  нинг қиймагларидан ташқари диполь ўқининг фазодаги йўналишини билиш ҳам зарур. Шунинг учун диполь моменти  $p$  вектор деб ҳисобланади. Бу вектор манфий заряддан мусбат зарядга қараб йў-



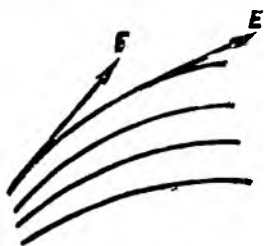
7- расм.

налган (7- расм). Агар  $-q$  ва  $+q$  га ўтказилган радиус-векторни  $l$  деб белгиласак, диполь momenti қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$p = ql. \quad (6.6)$$

### 7- §. Кучланганлик чизиқлари. Кучланганлик векторининг оқими

Электр майдонни ҳар бир нуқта учун  $E$  векторнинг катталиги ва йўналишини кўрсатиш билан белгилаш мумкин. Ана шу векторлар тўплами электр майдон кучланганлиги векторининг майдонини ташкил қилади (тезлик вектори майдони оқим чизиқлари ёрдамида яққол тасаввур қилиш мумкинлигини кўрган эдик. Худди шунга ўхшаш электр майдонини ҳам кучланганлик чизиқлари орқали тасвирлаш мумкин, бу чизиқларни қисқача қилиб  $E$  чизиқлари деб атаймиз. Кучланганлик чизиқлари шундай ўтказилиши керакки, уларнинг ҳар бир нуқтасига уринма  $E$  вектор йўналишига мос келсин. Чизиқлар қалинлигини танлашда чизиқларга перпендикуляр жойлашган бирлик майдонча юзи орқали ўтаётган чизиқлар сони  $E$  векторнинг сон қийматига тенг бўлиши кераклигини эътиборга олиш керак. У ҳолда кучланганлик чизиқлари манзарасига қараб  $E$  вектор учун фазонинг ҳар қандай нуқтасида катталик ва йўналишни зинқлаб олиш мумкин (8- расм).



8- расм.

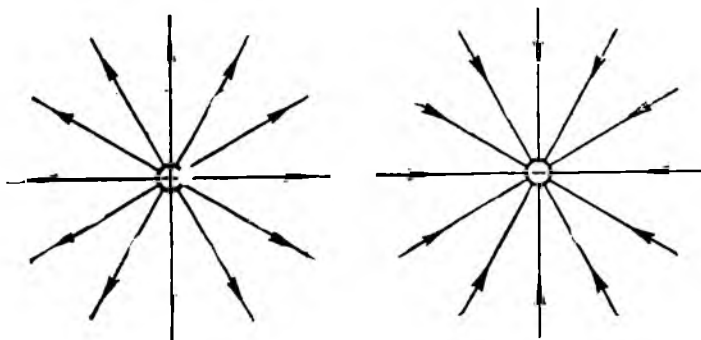
Нуқтавий заряднинг  $E$  чизиқлари радиал тўғри чизиқлардан иборат бўлиб, заряд мусбат бўлса, чизиқлар заряддан ташқарига ва заряд манфий бўлса, зарядга томон йўналган бўлади (9- расм). Чизиқларнинг бир учи зарядга тиралиб, иккинчи учи чексизликка кетади. Ҳақиқатан, ихтиёрий  $r$  радиусга эга бўлган сферанинг сирти орқали ўтаётган чизиқларнинг тўла сони  $N$  чизиқлар қалинлигининг сфера сирти юзи  $4\pi r^2$  га кўпайтмасига тенгдир. Юқорида айтилган шартга мувофиқ чизиқлар қалинлиги сон жиҳатидан  $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$  га тенг. Демак,  $N$  нинг сон қиймати

линигининг сфера сирти юзи  $4\pi r^2$  га кўпайтмасига тенгдир. Юқорида айтилган шартга мувофиқ чизиқлар қалинлиги сон жиҳатидан  $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$  га тенг. Демак,  $N$  нинг сон қиймати

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (7.1)$$

бўлади, яъни заряддан исталган масофадаги чизиқлар сони бир хилдир. Бундан чизиқлар заряддан бошқа ҳеч қаерда бошланмайди ва тугамайди, улар зарядда бошланиб чексизликка кетади (мусбат заряд) ёки чексизликдан келиб зарядда ту-

гайди (манфий заряд) деган хулоса келиб чиқади.  $E$  чизиқларининг бу хусусияти барча электростатик майдонлар учун, яъни қўзғалмас зарядларнинг ҳар қандай системаси пайдо қилган майдонлар учун умумийдир: кучланганлик чизиқлари фа-



9- расм.

қат зарядларда бошланиши ва тугалланиши ёки чексизликка кетиши мумкин. 26- расмда диполь майдони  $E$  чизиқлари манзараси кўрсатилган.

$E$  чизиқлар зичлиги  $E$  нинг сон қийматига тенг қилиб танланиши сабабли  $E$  векторга перпендикуляр жойлашган  $dS$  юз орқали ўтаётган чизиқлар миқдори сон жиҳатдан  $EdS$  га тенг бўлади. Агар  $dS$  юзнинг йўналиши унга ўтказилган нормаль  $E$  вектор билан  $\alpha$  бурчак ташкил қиладиган бўлса, шу юз орқали ўтувчи чизиқларнинг сон қиймати қуйидагига тенг бўлади [I том, (82.12) формулага таққосланг]:

$$EdS' \cos \alpha = E_n dS',$$

бу ерда  $E_n$  —  $E$  векторнинг юзачага ўтказилган нормаль йўналиши билан мос тушадиган ташкил этувчиси. Бундан ихтиёрий сирт орқали ўтаётган чизиқлар миқдори учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$N \text{ нинг сон қиймати } \int_S E_n dS' \text{ га тенг.} \quad (7.3)$$

Агар бирор  $A$  векторнинг майдони мавжуд бўлса, юқоридаги ифодани бундай ёзиш мумкин:

$$\Phi = \int_S A_n dS, \quad (7.4)$$

бу ерда  $A_n$  —  $A$  векторнинг  $dS$  га нормаль бўйича йўналган таркибий қисмидир. Янги ифода  $A$  векторнинг  $dS$  сирт орқали оқими дейилади.

А векторнинг табиатига қараб (7.4) ифода турли физикавий маънога эга бўлади. Масалан, энергия оқими зичлиги векторининг оқими энергиянинг мос сирт орқали оқимига тенг (I том, 82- § га қаранг). Тезлик векторининг оқими

$$\Phi = \int_S v_n dS$$

нинг  $S$  сирт орқали вақт бирлиги давомида оқиб ўтаётган суюқлик ҳажмига тенг эканлигини исбот қилишни китобхоннинг ўзига ҳавола қиламиз.

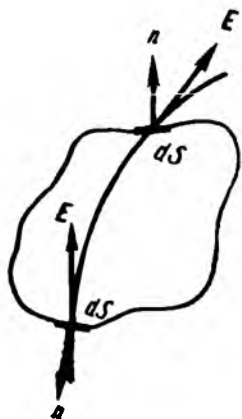
(7.3) формуладан  $E$  векторнинг оқими

$$\Phi = \int_S E_n dS \quad (7.5)$$

сон жиҳатдан  $S$  сирт орқали ўтаётган  $E$  чизиқлар миқдорига тенг эканлиги кўринади.

Кучланганлик вектори оқими тушунчаси электр ва магнетизм ҳақидаги таълимотда катта роль йунашини кейинроқ кўрамыз.

(7.5) формулада берилган оқим алгебраик катталиқ бўлиб, унинг ишораси  $\Phi$  ни ҳисоблаш учун  $S$  сиртни кичик юзачаларга бўлиб, шу юзачаларга нормаллар ўтказсак, ишора шу нормалларнинг йўналишини танлашга боғлиқ бўлади. Нормаль йўналишини тескари томонга айлантирсак  $E_n$  нинг, демак, оқим  $\Phi$  нинг ишораси ўзгаради.



10- расм.

Сиртлар ёпиқ бўлган ҳолда сирт ўраб турган ҳажмдан ташқарига чиқаётган оқим ҳисобланади. Шунинг учун қуйида  $dS$  юзачага нормаль деганда ташқарига қарган, яъни ташқи нормаль тушунялади. Шу сабабли  $E$  вектор ташқарига йўналган (яъни  $E$  вектор сирт ўраб олган ҳажмдан чиқаётган) ҳолда  $E_n$  ва  $d\Phi$  мос равишда мусбат бўлади;  $E$  вектор ичкарига йўналган (яъни  $E$  чизиқ сирт ўраб олган ҳажмга кираётган) жойда  $E_n$  ва  $d\Phi$  манфий бўлади (10- расм).

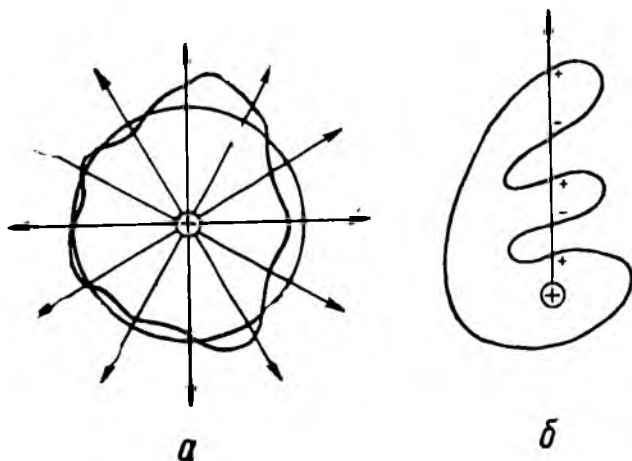
## 8- §. Гаусс теоремаси

Авалги параграфда нуқтавий заряд  $q$  ни ўраб турган  $r$  радиусли сферик сиртни  $q/\epsilon_0$  та  $E$  чизиқлари кесиб ўтиши кўрсатилган эди.<sup>1)</sup> [(7.1) формулага қаранг]. Натижада нуқтавий

<sup>1)</sup> Албатта  $E$  чизиқларининг миқдори сон жиҳатдангина  $q/\epsilon_0$  га тенг. Чизиқлар миқдори ўлчамсиз катталиқдир,  $q/\epsilon_0$  катталиқнинг эса ўлчамлиги бор. Лекин биз баъни қисқартириш учун шартли равишда чизиқлар сони  $q/\epsilon_0$  га тенг деб оламиз.

заряддан  $q/\epsilon_0$  чизик чиқади (ёки зарядга киради) деган хулосага келамиз (Гаусс системасида бу сон  $4\pi q$  га тенг).

(7.3) формулага мувофиқ  $E$  векторнинг бирор сирт орқали ўтаётган оқими сон жиҳатдан шу сиртни кесиб ўтаётган  $E$  чизиклар миқдорига тенг. Демак, зарядни ўраб олган сферик сирт орқали ўтаётган оқим  $q/\epsilon_0$ <sup>1)</sup> га тенг. Оқимнинг ишораси заряд ишорасига мос келади. Ўз ичига нуқтавий заряд  $q$  ни ўраб олган исталган шаклли ёпиқ сирт учун  $E$  векторнинг оқими  $q/\epsilon_0$  га тенг эканлигини исботлаймиз. Эгри-бугри бўлмаган сирт учун юқорида айtilган тенглик бажарилиши ойдиндир (11-а расм). Ҳақиқатан ҳам бундай сирт сферик сирт каби ҳар бир  $E$  чизик томонидан фақат бир марта кесиб ўтилади. Шунинг учун кесиб ўтишлар сони заряддан чиқаётган чизиклар сонига, яъни  $q/\epsilon_0$  га тенг.



11- расм.

Эгри-бугри сирт орқали ўтаётган оқимни ҳисоблаганда (11-б расмга қаранг, бу ерда  $q/\epsilon_0$  та  $E$  чизиклардан биттасигина кўрсатилган) муайян  $E$  чизик сиртни тоқ сон марта кесиб ўтиши мумкин эканлигини, кесиб ўтишлар эса умумий оқимга навбат билан мусбат ёки манфий ҳисса қўшишини ҳисобга олиш керак. Натижада, кўрилаётган чизик сиртни неча марта кесиб ўтишидан қатъи назар оқимга қўшилган натижавий ҳисса плюс бирга (пировардида сиртдан ташқари чиқадиган чизик учун) ёки минус бирга (сирт ичига кирадиган чизик учун) тенг бўлади.

<sup>1)</sup> Бу ерда гап фақат сон жиҳатдан тенглигидагина эмас,  $E$  вектор оқими  $q/\epsilon_0$  нинг ўлчамингига тенг.

Шундай қилиб, нуқтавий зарядни ўраб турган ёпиқ сиртнинг шакли қандай бўлишидан қатъи назар  $\mathbf{E}$  векторнинг ушбу сирт орқали оқими  $q/\epsilon_0$  га тенг бўлар экан.

Бирор ёпиқ сирт ичига қийматлари ихтиёрий бўлган  $q_1, q_2$  ва ҳоказо нуқтавий зарядлар жойлашган бўлсин. Юқорида аниқланганга мувофиқ  $\mathbf{E}$  векторнинг оқими қуйидагига тенг:

$$\Phi = \oint_S E_n dS' \quad (8.1)$$

(интеграл белгисидаги айланача ёпиқ сирт бўйича интеграл олинаётганликни билдиради).

Майдонларнинг суперпозиция принципига мувофиқ

$$E_n = E_{n1} + E_{n2} + \dots = \sum E_{ni} \quad (8.2)$$

(8.2) ни оқим учун чиқарилган ифодага қўйсақ,

$$\oint_S E_n dS = \oint_S (\sum E_{ni}) dS = \sum \oint_S E_{ni} dS$$

га эга бўламиз. Бу ерда  $E_{ni}$  —  $i$ -заряд алоҳида гурганда пайдо қиладиган майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси.

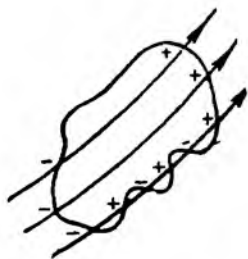
Лекин юқорида

$$\oint_S E_{ni} dS = \frac{q_i}{\epsilon_0}$$

га тенг эканлиги исбот қилинган эди. Демак,

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum q_i \quad (8.3)$$

Биз исбот қилган тенглик Гаусс теоремаси деб айтилади. Бу теоремани қуйидагича таърифлаш мумкин: электр майдони кучланганлиги векторининг ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичига жойлашган зарядлар алгебраик йиғиндисининг  $\epsilon_0$  га бўлган нисбатига тенг.



12- расм.

Хусусан, ёпиқ сирт ичида зарядлар бўлмаса, оқим нолга тенг. Бу ҳолда майдон кучланганлигининг ҳар бир чизиғи (сиртдан ташқарида жойлашган зарядлар пайдо қилган) сиртни жуфт сон марта кесиб ўтиб, сирт ичига неча марта кирса, ташқарига шунча марта чиқади (12-расм). Натижада ҳар бир чизиқнинг қўшган ҳиссаси нолга тенг бўлади.

Агар заряд ёпиқ сирт ичида донмий  $\rho$  ҳажмий зичлик билан узулуксиз тақсимланган бўлса<sup>1)</sup>, Гаусс теоремаси қуйидагича ёзилиши мумкин:

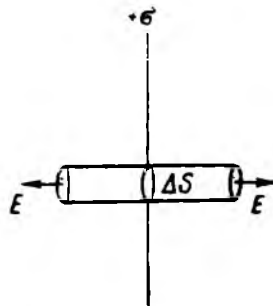
$$\oint E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV, \quad (8.4)$$

бу ерда ўнг томондаги интеграл  $S$  сирт ўраб олган  $V$  ҳажм бўйича олинади.

Гаусс системасида (8.3) ва (8.4) формулаларда  $\epsilon_0$  ўрнига  $4\pi$  ёзилади.

Гаусс теоремаси бир қатор ҳолларда майдон кучланганлигини, нуқтавий заряд майдони кучланганлиги учун топилган (5.3) формуладан ва майдон суперпозицияси принциpidан фойдаланиб топишга қараганда осонроқ йўллар билан ҳисоблаш имкониятини беради. Гаусс теоремасининг имкониятларини келгусида бизга фойдали буладиган бир нечта мисолда кўрсатамиз.

**1. Бир текис зарядланган чексиз текислик майдони.** Сиртий зичлиги  $\sigma$  ўзгармас (бир хил) бўлган зарядланган чексиз текислик ҳосил қилган майдонни кўрайлик. Аниқлик учун текислик мусбат зарядланган деб ҳисоблаймиз. Симметрия нуқтан назаридан қараганда майдоннинг ҳар бир нуқтасида кучланганлик текисликка перпендикуляр йўналган бўлади. Ҳақиқатан, текислик чексиз ва бир хил зарядланган (яъни заряд зичлиги ўзгармас) бўлгани учун синаш зарядига таъсир қилаётган кучнинг текисликка нормал йўналишидан оғишига ҳеч қандай сабаб йўқ. Шунинг учун ҳам текисликка нисбатан симметрик жойлашган



13- расм.

<sup>1)</sup> Заряднинг ҳажмий зичлиги моддаларнинг зичлигига ўхшаш қуйидагича аниқланади:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V},$$

бу ерда  $\Delta q$  — кичик  $\Delta V$  ҳажм ичидаги заряд. Заряднинг ҳажмий зичлигидан ташқари бизга келажакда қуйидаги зичликлар керак бўлади:

$$\text{сиртий зичлик } \sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S},$$

$\Delta q$  — сирт элементи  $\Delta S$  даги заряд,

$$\text{цилиндрсимон зичлик } \lambda = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta l},$$

$\Delta q$  — цилиндрсимон жисмнинг  $\Delta l$  узунликдаги кесмасида жойлашган заряд.

нуқталарда майдон кучланганлигининг катталиги тенг ва йўналиши тексари бўлиши равшан.

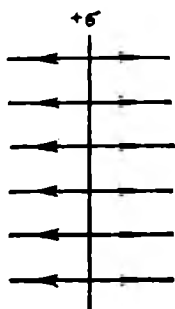
Ясовчилари текисликка перпендикуляр ва катталиги  $\Delta S$  га тенг асослари текисликка нисбатан симметрик бўлган цилиндрсимон сиртни кўз олдимизга келтирайлик (13- расм). Шу сиртга Гаусс теоремасини қўллаймиз. Сиртнинг ён томонидан чиқувчи оқим бўлмайди, чунки бу томоннинг ҳар бир нуқтаси учун  $E_n$  нолга тенг. Цилиндрнинг асосларида  $E_n$  ва  $E$  мос тушади. Демак, сирт орқали ўтаётган умумий оқим  $2E\Delta S$  га тенг бўлади. Сирт ичига  $\sigma\Delta S$  заряд жойлашган. Гаусс теоремасига мувофиқ қуйидаги шарт бажарилиши керак:

$$2E \Delta S = \frac{\sigma \Delta S}{\epsilon_0},$$

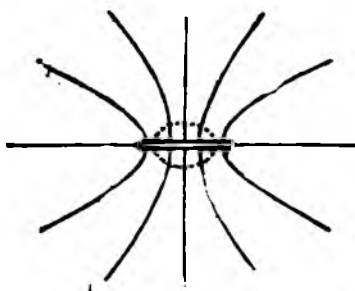
бундан

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (8.5)$$

Олинган натижа цилиндр узунлигига боғлиқ эмас. Шундай қилиб, текисликдан исталган масофадаги майдон кучланганлигининг катталиги би дай бўлади. Кучланганлик чизиқларининг манзараси 14- расмда кўрсатилгандек бўлади. Манфий зарядланган текислик учун ҳам натижа юқоридагидек бўлади, фақат  $E$  векторнинг ва кучланганлик чизиқларининг йўналиши тексарисига ўзгаради.



14- расм.



15- расм.

Агар чекли ўлчамларга эга бўлган текисликни, масалан, зарядланган юқа пластинкани<sup>1)</sup> олсак, юқорида топилган тенглик майдоннинг шундай нуқталари учунгина бажариладики, бу

<sup>1)</sup> Пластинка бўлган ҳолда (8.5) формуладаги  $\sigma$  га юзи  $1 \text{ м}^2$  бўлган пластинканинг бутун қалинлиги бўйича тақсимланган заряд мос келади. Металл жисмларда зарядлар ташқи сирт бўйлаб тақсимланади. Бинобарин, (8.5) формуладаги  $\sigma$  га металл пластинкани ўраган сиртлардаги заряд зичлигидан икки баравар катта зичлик мос келади.

нуқталардан пластинка қирраларигача бўлган масофалар пластинкагача бўлган масофадан катта бўлиши керак. 15-расмда бундай нуқталар жойлашган соҳа пунктир эгри чизиқ билан кўрсатилган. Текисликдан узоқлашганда ёки унинг четларига яқинлашганда майдон зарядланган чексиз текислик майдонидан кўпроқ фарқлана бошлайди. Текисликдан катта масофаларда жойлашган нуқталардаги майдоннинг табиатини билиш учун, пластинканинг ўлчамларидан кўп марта катта бўлган масофалардаги майдонни нуқтавий заряд майдони деб ҳисоблаш мумкин эканлигини назарда тутиш керак.

2. Иккита ҳар хил исмли зарядланган текислик майдони. Ҳар хил исмли зарядлар билан катталиги тенг, сиртий зичлиги  $\sigma$  ўзгармас бўлган зарядланган иккита параллел чексиз текисликнинг майдонини ҳар бир текислик пайдо қилаётган майдонларнинг суперпозицияси сифатида топиш мумкин. Текисликлар орасидаги соҳада қўшилаётган майдонларнинг йўналиши бир хил эканлиги кўриниб турибди (16-расм). Чунки натижавий кучланганлик қуйидагига тенг:

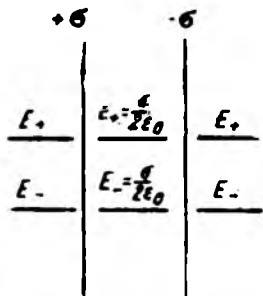
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (8.6)$$

Гаусс системасида бу формула қуйидагича ёзилади:

$$E = 4\pi\sigma. \quad (8.7)$$

Текисликлар билан чегараланган ҳажмдан ташқарида қўшилаётган майдонлар қарама-қарши йўналишга эга бўлгани учун натижавий кучланганлик нолга тенг.

Шундай қилиб, майдон иккита текислик орасига мужассамлашган бўлиб қолди. Шу ораликнинг ҳар бир нуқтасидаги



16- расм.

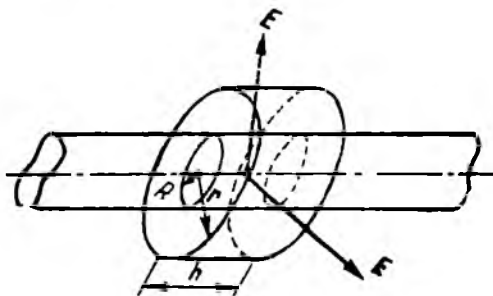


17- расм.

майдон кучланганлиги катталиги ва йўналиши бўйича бир хилдир. Шундай хусусиятларга эга бўлган майдонни бир жинсли майдон дейилади. Бир жинсли майдон кучланганлигининг чиқиқлари бир-биридан тенг масофада жойлашган параллел тўғри чиқиқлар тўпламидан иборат.

Биз келтириб чиқарган натижани текисликлар чекли ўлчамларга эга бўлган ҳолларга ҳам, масалан текисликлар орасидаги масофа уларнинг чиқиқли ўлчамларидан анча кам бўлган (ясси конденсатор) ҳолларга ҳам қўллаш мумкин. Бунда майдоннинг бир жинслиликдан ҳамда кучланганлик катталигининг  $\sigma/\epsilon_0$  дан сезиларли даражада оғиши фақат пластинка четларида кузатилади (17- расм).

3. Зарядланган чексиз цилиндр майдони. Сиртий зичлиги  $\sigma$  ўзгармас бўлган  $R$  радиусли зарядланган чексиз узун цилиндрсимон сирт ҳосил қилган майдонни кўриб чиқайлик. Симметрия нуқтани назаридан қараганда майдоннинг исталган нуқтасидаги кучланганлик цилиндр ўқиға перпендикуляр бўлган радиал тўғри чиқиқ бўйича йўналган бўлиб, кучланганликнинг катталиги эса цилиндро ўқидан кўрилаётган нуқтагача бўлган масофа  $r$  га боғлиқ бўлиши керак. Зарядланган сиртга коаксил бўлган  $r$  радиусли ва баландлиги  $h$  га тенг цилиндрсимон сиртни кўз олдимизга келтирайлик (18- расм).



18- расм:

Бундай цилиндрининг асосида  $E_n = 0$  га тенг, ён сирти учун эса  $E_n = E(r)$  га тенг бўлади (зарядларни мусбат деб ҳисоблаймиз). Демак,  $E$  чиқиқларининг ушбу ёпиқ сирт орқали оқими  $E(r) \cdot 2\pi r h$  га тенг бўлади. Агар  $r > R$  бўлса, сирт ичида  $q =$

$= \lambda h$  заряд жойлашган бўлади, бу ерда  $\lambda$  — заряднинг чиқиғий зичлиги, Гаусс теоремасини қўллаб қуйидагини оламиз:

$$E(r) \cdot 2\pi r h = \frac{\lambda h}{\epsilon_0},$$

бундан

$$E(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\lambda}{r} \quad (r \geq R). \quad (8.8)$$

Агар  $r < R$  бўлса, биз кўраётган ёпиқ сирт ичида зарядлар бўлмайди, натижада  $E(r) = 0$  га тенг бўлади

Шундай қилиб, зарядланган чексиз узун цилиндрсимон сирт ичида майдон бўлмайди. Сиртдан ташқаридаги майдон

кучланганлиги заряднинг чизиғий зичлиги  $\lambda$  га<sup>1)</sup> ва цилиндр ўқидан фазодаги нуқтагача бўлган масофа  $r$  га боғлиқ бўлади. Манфий зарядланган цилиндр майдони мусбат зарядланган цилиндр майдонидан  $E$  векторнинг йўналиши билан фарқланади.

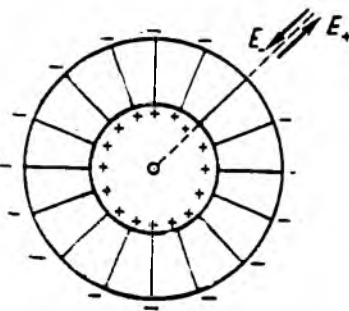
Юқоридаги (8.8) формуладан цилиндр радиуси  $R$  ни камайтириб (заряднинг чизиғий зичлиги  $\lambda$  узгармаган ҳолда) цилиндр сирти яқинида жуда кучли майдон, яъни кучланганлиги жуда катта бўлган майдон ҳосил қилиш мумкин.

$\lambda = 2\pi R\sigma$  эканлигини ҳисобга олиб, сиртга жуда яқин нуқтадаги ( $r = R$ ) кучланганлик учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$E(R) = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (8.9)$$

Катталиги жиҳатдан бирдай, лекин чизиғий зичлиги ишораси билан фарқ қиладиган зарядланган иккита коаксил цилиндрсимон сиртларнинг майдонини суперпозиция принципи ёрдамида топиш мумкин

(19-расм). Кичик цилиндрнинг ичида ва катта цилиндрнинг ташқарисида майдон бўлмайди. Цилиндрлар ўртасидаги майдон кучланганлиги (8.8) формула бўйича аниқланади. Бу формуладан чекли узунликка эга бўлган цилиндрсимон сиртлар учун ҳам фойдаланиш мумкин, фақат сиртлар ўртасидаги масофа уларнинг узунлигидан кўп марта кичик бўлиши керак (цилиндрсимон конденсатор).



19-расм.

Цилиндрлар қирраларидаги майдон чексиз узун сиртлар майдонидан сезиларли фарқланади.

**4. Зарядланган сферик сирт майдони.** Радиуси  $R$  га тенг бўлган ва зичлиги  $\sigma$  узгармас бўлган зарядланган сферик сирт пайдо қилган майдон бошқа майдонлардан марказий симметрияси билан фарқ қилиши керак, албатта. Бундан  $E$  векторнинг исталган нуқтадаги йўналиши сферанинг марказидан ўтади, кучланганликнинг катталиги эса сфера марказидан бўлган масофанинг функцияси бўлади деган хулоса келиб чиқади. Радиуси  $r$  га тенг сферик сиртни кўз олдимиғизга келтирайлик. Бу сиртнинг барча нуқталари учун  $E_n = E(r)$ . Агар  $r > R$  бўлса,

<sup>1)</sup> Заряд цилиндрнинг ўқи ва сирти бўйича бир текис тақсимланган деб ҳисобланади ( $\sigma = \text{const}$ )

биз кўраётган майдонни пайдо қилаётган заряд  $q$  сирт ичида бўлади. Демак,

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0},$$

бу ердан

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (r \geq R). \quad (8.10)$$

Гаусс системасида бу формуладаги  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  кўпайтувчи бўлмайди.

$R$  дан кичик  $r$  радиусли сферик сирт ичида зарядлар бўлмайди, натижада  $r < R$  бўлганда  $E(r) = 0$  га тенг бўлади.

Шундай қилиб, сиртий зичлиги  $\sigma$  ўзгармас бўлган зарядланган сферик сирт ичида майдон бўлмайди. Бундай сиртдан ташқаридаги майдоннинг кўриниши, заряди сферик сирт зарядига тенг бўлиб, сфера марказида жойлашган нуқтавий заряднинг майдонига ўхшайди. (8.10) даги  $q$  нинг ўрнига  $4\pi R^2\sigma$  ёзиб,  $r = R$  деб олсак, зарядланган сферик сирт яқинидаги майдон кучланганлиги учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$E(R) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (8.11)$$

[(8.9) формула билан солиштирамиз].

Суперпозиция принциpidан фойдаланиб, катталиги жиҳатдан бирдай, лекин ишораси қарама-қарши бўлган  $+q$  ва  $-q$  зарядга эга иккита концентрик сферасимон сиртнинг майдони сиртлар ўртасидаги оралиқда мужассамлашган эканлигини ҳамда бу майдон кучланганлигини (8.10) формула ёрдамида топish мумкинлигини кўрсатиш мумкин.

5. **Ҳажмий зарядланган сфера майдони.** Ўзгармас ҳажмий зичлик  $\rho$  билан зарядланган  $R$  радиусли сферани кўрайлик. Бундай сфера ҳосил қилган майдон марказий симметрияга эга бўлиши равшан. Сфера ташқарисида ҳосил бўлган майдон учун сирти зарядланган сферанинг ташқарисида ҳосил бўладиган майдон учун олинган натижа [демак, (8.10) га ўхшаш формула] чиқини исбот қилиш қийин эмас. Лекин сфера ичидаги нуқталар учун натижа бошқача бўлади. Ҳақиқатан, радиуси  $r$  ( $r < R$ ) га тенг бўлган сферасимон сирт  $\rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3$  га тенг заряд жойлашади. Демак, бундай сирт учун Гаусс геометриси қуйидагича ёзилади:

$$E(r) \cdot 4\pi r^2 = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \frac{4}{3} \pi r^3,$$

бу ерда  $\rho$  ни  $\frac{q}{\frac{4}{3} \pi R^3}$  билан алмаштириб, қуйидагига эга бўламиз:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R^3} r \quad (r < R). \quad (8.12)$$

Шундай қилиб, сфера ичидаги майдон кучланганлиги сфера марказидан муайян нуқтагача бўлган масофа  $r$  нинг ўсиши билан чизикли ортади. Сферадан ташқарида кучланганлик нуқтавий заряд майдон кучланганлиги каби камаяди.

### 9-§. Электростатик майдон кучларининг иши

Бирор қўзғалмас нуқтавий заряд майдонида жойлашган бошқа нуқтавий зарядга таъсир қилувчи кучнинг марказий куч эканлигини англаш қийин эмас. Механика қисмидан маълумки (1 том, 26-§ га қаранг), кучларнинг марказий майдони потенциал майдондир. Электростатик майдоннинг (яъни қўзғалмас нуқтавий зарядлар ҳосил қилаётган майдоннинг) потенциал эканлигини текшириб кўрамиз. Бунинг учун қўзғалмас нуқтавий заряд  $q$  ҳосил қилган майдон кучларининг бу майдонда кўчиб юривчи нуқтавий заряд  $q'$  устида бажарган ишини ҳисоблаймиз. Узунлиги  $dl$  га тенг бўлган элементар йўлда бажарилган иш (20-расм)

$$dA = f dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dl \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r^2} dr$$

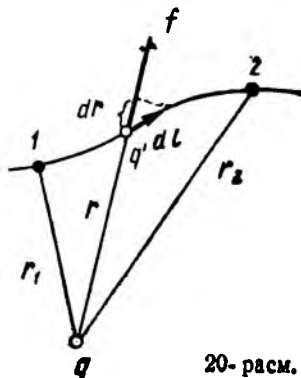
га тенг (бу ерда биз  $dl \cos \alpha = dr$  эканлигини ҳисобга олдик). Бу формуладан фойдаланиб 1—2 нуқталар орасидаги йўлда бажарилган ишни топамиз:

$$A = \frac{qq'}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{qq'}{r_1} - \frac{qq'}{r_2} \right). \quad (9.1)$$

Ушбу формула Гаусс системасида ёзилганда  $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$  кўпайтувчи бўлмайди.

Олинган натижа бажарилган иш  $q'$  заряднинг электр майдонда босиб ўтган йўлига боғлиқ бўлмай, балки бу заряднинг майдондаги бошланғич ва охири ҳолатларига ( $r_1$  ва  $r_2$  га) боғлиқ эканлигидан далолат беради. Демак, қўзғалмас заряд  $q$  нинг майдонида  $q'$  зарядга таъсир қилувчи кучлар потенциал кучлар экан. Бу хулосани қўзғалмас зарядларнинг исталган системасининг майдони учун татбиқ қилиш мумкин. Ҳақиқатан, бундай майдонда  $q'$  зарядга таъсир қилувчи  $f$  кучни суперпозиция принципига мувофиқ қуйидагича ёзиш мумкин:

$$f = \sum f_i,$$



20-расм.

бу ерда  $f_i$  — майдонни ҳосил қилган системадаги  $i$ -заряд томонидан таъсир қилинаётган куч. Маълумки, бундай ҳолда бажарилган умумий иш айрим кучлар томонидан бажарилган ишларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

$$A = \sum A_i.$$

Бу ифоданинг ўнг томонидаги қўшилувчиларнинг ҳар бири йўлга боғлиқ эмас. Демак, умумий иш  $A$  ҳам йўлга боғлиқ бўлмайди.

Механика қисмидан маълумки, потенциал кучларнинг ёпиқ йўлда бажарган иши нолга тенг. Майдон кучларининг ёпиқ контурни айланиб чиқаётган  $q'$  заряд устида бажарган ишини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\oint q' E_l dl,$$

бу ерда  $E_l$  —  $E$  векторнинг элементар кўчиш  $dl$  йўналишига бўлган проекциясидир (интеграл белгисидаги айлана ёпиқ контур бўйича интеграл олинаётганлигини кўрсатади). Ишни ифодаловчи интегрални нолга тенглаштириб, ўзгармас катталиқ  $q'$  ни қисқартирсак, қуйидаги муносабатга эга бўлаемиз:

$$\oint E_l dl = 0, \quad (9.2)$$

бу муносабат исталган ёпиқ контур учун бажарилиши керак. Юқоридаги (9.2) формула фақат электростатик майдонга татбиқ қилинишини назарда тутиш зарур. Кейинроқ ҳаракатланувчи зарядларнинг майдони (яъни, вақт бўйича ўзгарувчи майдон) потенциал майдон эмаслиги исбот қилинади; демак, (9.2) шарт бундай майдонда бажарилмайди.

$\oint A_l dl$  кўринишдаги ифода  $A$  векторнинг муайян контур бўйича циркуляцияси дейилади. Шундай қилиб, электростатик майдон учун кучланганлик векторининг исталган ёпиқ контур бўйича циркуляцияси нолга тенг эканлиги характерлидир.

## 10-§. Потенциал

Механикадан маълумки, кучларнинг потенциал майдонида жойлашган жисм потенциал энергияга эга бўлиб, майдон кучлари шу энергия ҳисобидан иш бажаради. Демак, (9.1) формуладаги ишни  $q'$  заряд  $q$  заряд майдонининг 1 ва 2 нуқталарида эга бўлган потенциал энергиясининг қийматлари фарқи сифатида ифодалаш мумкин:

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_1}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_2} = W_{o1} - W_{o2}.$$

Бундан  $q'$  заряднинг  $q$  заряд майдонидаги потенциал энергияси учун қуйидагини оламиз:

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} + \text{const.}$$

Бу ифодадаги const ни потенциал энергия учун танлаганда, заряд чексиз узоқлашганда ( $r = \infty$  да) потенциал энергия нолга тенг бўлиши кераклиги назарда тутилади. Шу шарт бажарилганда

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} \quad (10.1)$$

га тенглиги келиб чиқади.

Майдонни ўрганиш учун  $q'$  заряддан синаш заряди сифатида фойдаланамиз. Синаш заряди эга бўлган потенциал энергия (10.1) га мувофиқ заряд  $q'$  нинг катталигигагина эмас, балки майдонни белгиловчи  $q$  ва  $r$  катталикларга ҳам боғлиқдир. Демак, синаш зарядига таъсир қилаётган кучдан майдонни аниқлаш учун фойдаланганимиз каби потенциал энергиядан ҳам худди шундай фойдаланиш мумкин экан.

Турли  $q'_{\text{снн}}$ ,  $q''_{\text{снн}}$  ва ҳоказо синаш зарядлари майдоннинг муайян нуқтасида турли  $W'_p$ ,  $W''_p$  ва ҳоказо энергияга эга бўлади. Лекин, барча зарядлар учун  $W_p/q_{\text{снн}}$  нисбат бир хил бўлиши (10.1) ифодадан кўриниб турибди. Қуйидаги катталик

$$\varphi = \frac{W_p}{q_{\text{снн}}} \quad (10.2)$$

муайян нуқтадаги майдон потенциали дейилади ва майдон кучланганлиги  $E$  каби электр майдонларни ифодалашда фойдаланилади.

Юқоридаги (10.2) формуладан потенциал сон жиҳатдан бирлик мусбат заряднинг майдондаги муайян нуқтада эга бўлган потенциал энергиясига тенг эканлиги кўринади.

Потенциал энергиянинг (10.1) даги қийматини (10.2) га қўйсақ, нуқтавий заряд майдони потенциали учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}.$$

Нуқтавий заряд майдонининг потенциали Гаусс системасида қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\varphi = \frac{q}{r}.$$

Нуқтавий зарядлар системаси  $q_1, q_2, q_3, \dots$  ҳосил қилган майдонни кўрайлик. Системадаги ҳар бир заряддан майдоннинг берилган нуқтасигача бўлган масофаларни мос равишда  $r_1, r_2, \dots$  деб белгилаймиз. Ушбу майдон кучлари томонидан  $q'$  заряд

устида бажарилган иш ҳар бир заряд устида бажарилган ишларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади, яъни:

$$A_{12} = \sum A_i.$$

Лекин (9.1) га мувофиқ  $A_i$  ишларнинг ҳар бири ўз навбатида

$$A_i = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q_i q'}{r_{i1}} - \frac{q_i q'}{r_{i2}} \right)$$

га тенг, бу ерда  $r_{i1} - q_i$  заряддан  $q'$  заряднинг бошланғич ҳолатигача бўлган масофа  $r_{i2} - q_i$  дан  $q'$  заряднинг охириги ҳолатигача бўлган масофа. Демак,

$$A_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q'}{r_{i1}} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q'}{r_{i2}}.$$

Бу ифодани қуйидаги муносабат билан солиштирсак,

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2}.$$

$q'$  заряднинг зарядлар системаси майдонидаги потенциал энергияси учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q'}{r_i},$$

бундан

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i}{r_i}. \quad (10.4)$$

Шундай қилиб, *зарядлар системаси ҳосил қилган майдон потенциали система таркибига кирган ҳар бир заряднинг алоҳида ҳосил қилган майдон потенциалларининг алгебраик йиғиндисига тенгдир*. Майдонлар устма-уст тушган вақтда кучланганликлар вектор равишда қўшилган бўлса, потенциаллар ҳам алгебраик қўшилади. Шунинг учун потенциални ҳисоблаш, электр майдон кучланганлигини ҳисоблашга қараганда жуда енгил бўлади.

Юқорида кўрилган муносабат (10.2) дан майдоннинг потенциали  $\varphi$  га тенг бўлган нуқтасида жойлашган заряд  $q$  қуйидаги потенциал энергияга эгадир:

$$W_p = q \cdot \varphi. \quad (10.5)$$

Демак, майдон кучларининг  $q$  заряд устида бажарган ишини потенциал фарқи орқали ифодалаш мумкин:

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2} = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (10.6)$$

Шундай қилиб, майдон кучларининг заряд устида бажарган иши заряд миқдорининг бошланғич ва охириги нуқталари ўртасидаги потенциаллар фарқига кўпайтирилганига тенг. Агар

$q$  заряд потенциал  $\varphi$  га тенг бўлган нуқтадан чексиз узоқлаштирилган бўлса, (у ердаги потенциал шартга кўра нолга тенг), майдон кучларининг иши қуйидагига тенг бўлади:

$$A_{\infty} = q\varphi. \quad (10.7)$$

Бундан потенциал сон жиҳатдан майдон кучларининг бирлик мусбат зарядни муайян нуқтадан чексизликка кўчиришда бажарган ишига тенгдир деган хулоса келиб чиқади. Бирлик мусбат зарядни чексизликдан майдоннинг муайян нуқтасига кўчириб келиш учун катталиги юқоридагига тенг иш бажариш керак бўлади.

Потенциалнинг ўлчов бирликларини белгилаш учун (10.7) муносабатдан фойдаланишимиз мумкин. Потенциалнинг бирлиги сифатида майдоннинг шундай нуқтасининг потенциали қабул қилинадикки, бир бирлик мусбат зарядни чексизликдан шу нуқтага кўчирганда бир бирлик иш бажарилсин. Масалан, потенциалнинг вольт деб аталадиган СИ бирлиги учун (қисқача белгиси  $v$ ) шундай нуқтанинг потенциали қабул қилинадикки, 1 кулон зарядни чексизликдан шу нуқтага кўчириш учун 1 жоуль иш бажариш керак:

$$1 \text{ ж} = 1 \text{ к} \cdot 1 \text{ в},$$

бу ердан

$$1 \text{ в} = \frac{1 \text{ ж}}{1 \text{ к}}. \quad (10.8)$$

Потенциалнинг абсолют электростатик бирлиги (СГСЭ-потенциал бирлиги) сифатида шундай нуқтанинг потенциали қабул қилинадикки, бу нуқтага чексизликдан — 1 СГСЭ-заряд бирлигига тенг зарядни кўчириш учун 1 эрг иш бажариш керак.

Юқоридаги (10.8) муносабатдаги 1 ж ва 1 к ларни СГСЭ-бирликлар орқали ифодаласак, вольт билан СГСЭ-потенциал бирлиги ўртасидаги муносабатни топамиз:

$$1 \text{ в} = \frac{1 \text{ ж}}{1 \text{ к}} = \frac{10^7 \text{ эрг}}{3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ}} = \frac{1}{300} \text{ СГСЭ-потенциал бирлиги}.$$

Шундай қилиб, бир СГСЭ-потенциал бирлиги 300 в га тенг.

Физикада кўпинча иш ва энергиянинг электронвольт деган бирлиги ( $эв$ ) қўлланилади. Электронвольт деганда бир электрон зарядига тенг заряд 1 в потенциаллар фарқи орқали ўтаётганда майдон кучлари томонидан шу заряд устида (яъни элементар заряд  $e$  устида) бажарилган иш тушунилади:

$$1 \text{ эв} = 1.60 \cdot 10^{-19} \text{ к} \cdot 1 \text{ в} = 1.60 \cdot 10^{-19} \text{ ж} = 1.60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}.$$

Амалда электронвольтга каррали бўлган бирликлардан ҳам фойдаланилади:

$$1 \text{ кэв} \text{ (килоэлектронвольт)} = 10^3 \text{ эв},$$

$$1 \text{ Мэв} \text{ (мегаэлектронвольт)} = 10^6 \text{ эв},$$

$$1 \text{ Гэв} \text{ (гигаэлектронвольт)} = 10^9 \text{ эв}.$$

Молекулалар иссиқлик ҳаракатининг ўртача энергиясини белгилловчи катталиқ  $kT$  хона температурасида қуйидагига тенг:

$$kT = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ эв} = \frac{1}{40} \text{ эв}.$$

### 11-§. Электр майдоннинг кучланганлиги билан потенциали ўртасидаги боғланиш

Аввалги параграфларда электр майдонни вектор катталиқ  $\mathbf{E}$  ёки скаляр катталиқ  $\varphi$  орқали ифодалаш мумкин эканлиги аниқланган эди. Шу катталиқлар ўртасида маълум боғланиш бўлиши аниқ кўриниб турибди. Агар  $E$  заряд таъсир қилаётган кучга,  $\varphi$  эса заряднинг потенциал энергиясига пропорционал эканлигини ҳисобга олсак,  $E$  билан  $\varphi$  ўртасидаги боғланиш потенциал энергия билан куч ўртасидаги боғланишга ўхшаш бўлиши яққол кўринади. Ҳақиқатан, майдон кучларининг  $q$  заряд устида йўлнинг  $dl$  кесмаси давомида бажарган ишини бир томондан  $qE_l dl$  кўринишида, иккинчи томондан заряд потенциал энергиясининг камайишини кўрсатувчи ифода, яъни  $-d(q\varphi) = -q \frac{\partial \varphi}{\partial l} dl$  орқали ифодалаш мумкин. Юқорида айтиб ўтилган формулаларни тенглаштириб,

$$qE_l dl = -q \frac{\partial \varphi}{\partial l} dl$$

ни ҳосил қиламиз, бундан

$$E_l = - \frac{\partial \varphi}{\partial l} \quad (11.1)$$

га эга бўламиз<sup>1)</sup>, бу ерда  $l$  орқали фазода ихтиёрий равишда танланган йўналиш белгиланган. Хусусан,

$$E_x = - \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad E_y = - \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad E_z = - \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (11.2)$$

бундан

$$\mathbf{E} = iE_x + jE_y + kE_z = - \left( i \frac{\partial \varphi}{\partial x} + j \frac{\partial \varphi}{\partial y} + k \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right).$$

Қавслар ичига олинган ифода скаляр  $\varphi$  нинг градиенти дейилади ( $\text{grad } \varphi$  деб белгиланади<sup>2)</sup>). Градиент белгисидан фойдаланиб, ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathbf{E} = - \text{grad } \varphi. \quad (11.3)$$

<sup>1)</sup> Бу тенгликнинг иккала томонини  $q$  га кўпайтириб,

$$f_l = - \frac{dW_p}{dl}$$

га эга бўламиз [(28.5) формулага қаранг, I том].

<sup>2)</sup> Градиентни белгилашда  $\nabla$  (набла) символидан ҳам фойдаланилади:

$$\nabla \varphi = \text{grad } \varphi.$$

Шундай қилиб, электр майдон кучланганлиги потенциалнинг тескари ишорада олинган градиентига тенг экан. Бирор скаляр функция  $\varphi(x, y, z)$  нинг градиенти қуйидаги хусусиятларга эга бўлган вектор катталиқдир. Градиент йўналиши функция  $\varphi$  берилган нуқтадан катталик жиҳатидан оргиб силжиганда энг катта тезлик билан ўзгараётган йўналиш билан мос бўлади. Бу йўналиш бўйича олинган ҳосиланинг катталиги  $\frac{\partial \varphi}{\partial n}$  градиентнинг модулини беради. Формула таркибига кирган  $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial \varphi}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$  хусусий ҳосилалар градиентнинг координат ўқларига  $x, y, z$  га бўлган проекцияларидан иборатдир. Хулди шундай ихтиёрий йўналиш  $l$  бўйича олинган ҳосила  $\frac{\partial \varphi}{\partial l}$  градиентнинг мос йўналишига проекцияси бўлади. Градиентнинг ўзига перпендикуляр йўналиш  $\tau$  га проекцияси нолга тенг бўлиши аниқдир:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = 0.$$

Майдон кучланганлиги билан потенциали ўртасидаги боғланишни нуқтавий заряд майдони мисолида тушунтирамиз. Бу майдоннинг потенциали қуйидаги функция орқали ифодаланади [(10.3) га қаранг]:

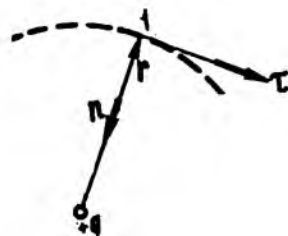
$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}.$$

Майдондаги  $l$  нуқтани кўрайлик, бу нуқтанинг ҳолати радиус-вектор  $r$  билан белгиланади (21-расм;  $q$  заряд мусбат деб ҳисоблаб чизилган). Берилган нуқтадан турли йўналишлар бўйича катталиги тенг кичик  $dl$  кесмаларга силжиганда энг катта мусбат орттирмага  $l$  нуқтадан мусбат  $q$  заряд томонга ёки манфий  $q$  заряддан  $l$  нуқта томонга силжиш натижасида эришилиши кўриниб турибди. Демак, градиентнинг йўналиши  $n$  ни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$n = \pm \frac{r}{r}, \quad (11.4)$$

бу ерда „-“ ишораси  $q$  заряд мусбат бўлган ҳолга „+“ ишораси эса  $q$  заряд манфий бўлган ҳолга мос келади. Натижада  $\text{grad } \varphi$  нинг  $r$  йўналишига проекцияси қуйидагига тенг бўлади:

$$(\text{grad } \varphi)_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}. \quad (11.5)$$



21-расм.

Бу ифодадаги „—“ ишораси заряд мусбат бўлганда  $\text{grad } \varphi$  радиус-вектор  $\mathbf{r}$  нинг йўналишига қарама-қарши йўналган, заряд манфий бўлганда эса  $\mathbf{r}$  нинг йўналишига мос йўналган эканлигини кўрсатади. Бундан  $\text{grad } \varphi$  нинг модули (11.5) ифоданинг модулига тенг эканлиги кўринади. Шунинг учун (11.4) ифодани назарда тутиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\text{grad } \varphi = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (11.6)$$

{бундай ёзишда (11.4) даги шарт ўз ўзидан ҳисобга олинишига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас}. (11.3) формуладан фойдаланиб, (11.6) дан нуқтавий заряд майдони кучланганлиги учун бизга маълум бўлган (5.3) формулани келтириб чиқарамиз.

(11.3) формула ёрдамида  $\varphi$  нинг берилган қийматлари бўйича исталган нуқтадаги кучланганликни ҳисоблаш мумкин. Биз тескари масалани ҳам ечишимиз мумкин, яъни  $\mathbf{E}$  нинг берилган қийматлари бўйича майдоннинг исталган иккита нуқтаси ўртасидаги потенциаллар фарқини аниқлаш мумкин. Бунинг учун майдон кучлари томонидан  $q$  заряд нуқта 1 дан нуқта 2 га силжитилганда бажарилган иш қуйидагича ҳисобланиши мумкин эканлигини назарда тутамиз:

$$A_{12} = \int_1^2 q E_l dl.$$

Шу билан бирга (10.6) тенгликка мувофиқ худди шу ишнинг ўзи бошқача ифодаланиши мумкин:

$$A_{12} = q (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Шу иккита ифодани бир-бирига тенглаштириб,  $q$  зарядга қисқартирсак, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_l dl. \quad (11.7)$$

Ўнг томондаги интегрални 1 ва 2 нуқталарни бирлаштириладиган исталган чизиқ бўйича ҳисоблаш мумкин, чунки майдон кучлари бажарган иш йўлга боғлиқ эмас. Ёпиқ контурни айланганда  $\varphi_1 = \varphi_2$  бўлади ва (11.7) формула бизга яхши таниш бўлган (9.2) ифодага айланади.

Турли ишорада зарядланган иккита чексиз текислик ўртасидаги потенциаллар фарқини ҳисоблашда (11.7) формуладан фойдаланайлик. Текисликлар орасидаги майдон кучланганлиги  $\sigma/\epsilon_0$  га тенг ва текисликларга перпендикуляр йўналган эканлиги 8-§ да кўрсатилган эди. Иккита текисликда ихтиёрий риввишда танланган 1 ва 2 нуқталарни 22-расмда кўрсатилган-

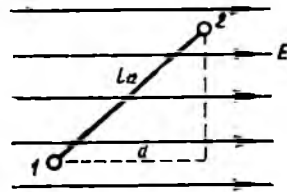
дек  $1-1'-2$  чизиқ билан туташтирамиз. (11.7) формулага мувофиқ

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_l dl = \int_1^{1'} E_l dl + \int_{1'}^2 E_l dl.$$



22-расм

Чизиқнинг  $1-1'$  қисмида  $E_l = 0$ , шунинг учун ўнг томондаги биринчи қўшилма нолга тенг (бундан  $1$  ва  $1'$  нуқталарнинг потенциали бир



23-расм.

хил деган хулоса келиб чиқади). Чизиқнинг  $1'-2$  қисмида эса  $E_l = E = \text{const}$ , демак,

$$\int_{1'}^2 E_l dl = E \int_{1'}^2 dl = Ed,$$

бу ерда  $d$  — текисликлар ўртасидаги масофа. Шундай қилиб,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed. \quad (11.8)$$

Равшанки, олинган натижа кучланганлиги  $E$  га тенг бўлган бир жинсли майдондаги икки нуқта ўртасидаги потенциаллар фарқини билдиради. Бу формуладаги  $d$  майдоннинг  $1$  ва  $2$  нуқталари орасидаги масофа  $L_{12}$  нинг  $E$  вектор йўналишига проекциясидир (23-расм).

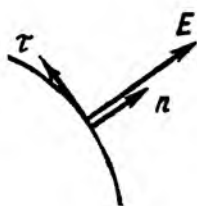
## 12-§. Эквипотенциал сиртлар

Майдонни яққол тасвирлаш учун кучланганлик чизиқларининг ўрнига потенциали тенг сиртлар ёки эквипотенциал сиртлардан фойдаланиш мумкин. Демак, эквипотенциал сирт деб барча нуқталардаги потенциали бир хил бўлган сиртларга айтилади. Агар потенциал  $x$ ,  $y$  ва  $z$  нинг функцияси бўлса,  $u$  ҳолда эквипотенциал сиртнинг тенгламаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\varphi(x, y, z) = \text{const}.$$

Эквипотенциал сиртга ўтказилган нормалнинг йўналиши шу нуқтадан ўтказилган  $E$  векторнинг йўналишига мос бўла-

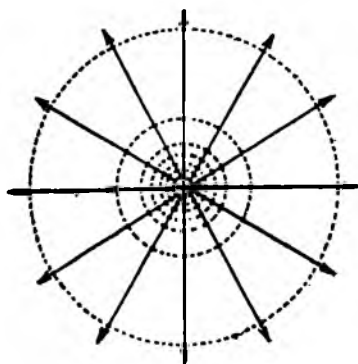
ди. Бунга ишонч ҳосил қилиш учун бирор нуқтада сиртга уринма чизиқ  $\tau$  ўтказамиз (24-расм). Шу  $\tau$  чизиқ бўйлаб чексиз кичик кесма  $d\tau$  га силжиганда потенциал  $\varphi$  ўзгармайди ва  $\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}$  нолга тенг бўлади. Лекин  $\frac{\partial \varphi}{\partial \tau}$  нинг қиймати вергулдан кейинги биринчи рақамгача аниқлик билан  $E$  векторнинг уринма  $\tau$  йўналишига бўлган проекциясига тенгдир. Демак,  $E$  нинг тангенциал ташкил этувчиси нолга тенг экан, бундан  $E$  вектор сиртга ўтказилган перпендикуляр бўйича йўналган дейишимиз мумкин.  $E$  вектор  $E$  чизиққа ўтказилган уринма бўйича йўналган эканлигини ҳисобга олсак, фазодаги ҳар бир нуктанинг кучланганлик чизиқлари эквипотенциал сиртларга ортогонал экан деган хулосага келамиз.



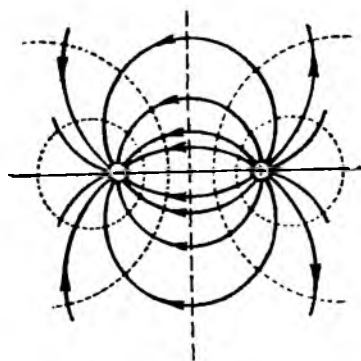
24-расм.

Эквипотенциал сиртни майдоннинг ис-  
талган нуқтаси орқали ўтказиш мумкин.  
Демак, фазода чексиз кўп эквипотенциал сиртларни чизишимиз мумкин. Лекин, эквипотенциал сиртларни чизганда иккита қўшни сирт потенциалларининг айирмаси  $\varphi_{i+1} - \varphi_i$  ҳар доим бир хил бўлиши кераклиги ҳақида келишиб олинган. У ҳолда эквипотенциал сиртларнинг зичлигига қараб майдон кучланганлигининг катталиги ҳақида фикр юритиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, эквипотенциал сиртларнинг зичлиги қанчалик катта бўлса, шу сиртларга ўтказилган нормаль йўналишда силжигандаги потенциалнинг ўзгариши шунчалик тез бўлади. Бундан майдоннинг бирор жойидаги  $\text{grad } \varphi$  қанча катта бўлса,  $E$  ҳам шунча катта қийматга эга бўлади деган хулоса келиб чиқади.

25-расмда нуқтавий заряд майдонининг эквипотенциал сиртлари (тўғрироғи, бу сиртларнинг расм текислиги билан кеси-



25-расм.



26-расм.

шиши) кўрсатилган,  $E$  векторнинг ўзгаришига мос равишда зарядга яқин нуқталарда эквипотенциал сиртларнинг қалинлиги ортади.

Бир жинсли майдоннинг эквипотенциал сиртлари бир-бирларидан тенг масофаларда жойлашган ва майдон йўналишига перпендикуляр бўлган текисликлар системасидан иборатдир.

26-расмда диполь майдони учун эквипотенциал сиртлар ва кучланганлик чизиқлари кўрсатилган. 25- ва 26-расмлардан бир вақтнинг ўзида ҳам эквипотенциал сиртлардан, ҳам кучланганлик чизиқларидан фойдаланилса, майдоннинг манзараси айниқса яққол кўринишга эга бўлиши кўриниб турибди.

ДИЭЛЕКТРИКЛАРДА ЭЛЕКТР МАЙДОНИ

13-§. Қутбли ва қутбсиз молекулалар

Агар электр майдонга диэлектрик киритсак, шу майдонда ҳамда диэлектрикда кўп ўзгаришлар кузатилади. Бу ўзгаришларнинг содир бўлиши сабабини тушуниш учун атом ва молекулаларнинг таркибида мусбат зарядланган ядролар ва манфий зарядланган электронлар бор эканлигини ҳисобга олиш зарур. Электронлар атом ёки молекулалар чегараларида жуда катта тезликлар билан ҳаракат қилиб, ўзларининг ядрога нисбатан ҳолатларини узлуксиз ўзгартириб турадилар. Шунинг учун ҳар бир электрон ташқи зарядларга таъсир қилганда электроннинг вақт бўйича ўртача ҳолатида жойлашган қўғалмас заряд каби таъсир қилади.

Молекула ўлчамларига қараганда катта бўлган масофаларда электронларнинг таъсири уларнинг молекуланинг бирор нуқтасига жойлашган йиғинди заряди таъсирига тенг бўлади. Бу нуқтани манфий зарядларнинг оғирлик маркази деб атаймиз. Шунга ўхшаш ядролар зарядларининг таъсири мусбат зарядлар оғирлик маркази деб айтиладиган нуқтага жойлашган йиғинди заряд таъсирига тенгдир. Зарядларнинг оғирлик маркази жисмнинг оғирлик маркази каби аниқланиши равшан, лекин бунда зарраларнинг массалари уларнинг зарядлари билан алмаштирилиши зарур. Демак, мусбат зарядлар оғирлик марказининг радиус-вектори қуйидаги формула бўйича ҳисобланади:

$$\mathbf{r}^+ = \frac{\sum q_i^+ \mathbf{r}_i^+}{\sum q_i^+} = \frac{\sum q_i^+ \mathbf{r}_i^+}{q}, \quad (13.1)$$

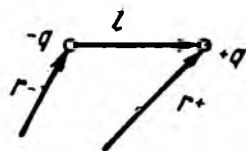
бу ерда  $\mathbf{r}_i^+$  —  $i$ - мусбат заряд жойлашган нуқтанинг радиус-вектори,  $q$  — молекуланинг йиғинди мусбат заряди.

Мос равишда манфий зарядларнинг радиус-вектори учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$\mathbf{r}^- = \frac{\sum q_i^- \mathbf{r}_i^-}{\sum q_i^-} = \frac{\sum q_i^- \mathbf{r}_i^-}{q}, \quad (13.2)$$

бу ерда  $r_j^-$  —  $j$ -манфий заряднинг вақт бўйича ўртача ҳолатининг радиус-вектори. Умуман олганда, молекула нейтрал бўлгани учун йиғинди манфий заряд тескари ишора билан олинган мусбат зарядга тенг эканлигини ҳисобга олдик.

Ташқи электр майдон бўлмаганда, мусбат ва манфий зарядларнинг оғирлик марказлари мос тушиши ёки бир-бирига нисбатан маълум масофага силжиган бўлиши мумкин. Агар зарядларнинг оғирлик марказлари силжиган бўлса, у ҳолда молекула электр диполга ўхшайди ва қутбلى молекула деб аталади. Қутбلى молекула хусусий электр momenti  $p$  га эга, (13.1) ва (13.2) формулаларни ҳисобга олганда бу момент учун қуйидаги ифода келиб чиқади (27-расм):



27-расм.

$$p = ql = q(r^+ - r^-) = \sum q_i^+ r_i^+ + \sum q_i^- r_i^-.$$

Агар мусбат ва манфий зарядларни бир хил номерласак, ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p = \sum q_k r_k, \quad (13.3)$$

бу ерда  $q_k$  — алгебраик катталиқ; йиғинди молекуланинг барча мусбат ва манфий зарядлари бўйича олинади. Агар зарядлар системаси умумий ҳолда нейтрал бўлса, (13.3) ифода радиус-вектор  $r_k$  лар ўтказилаётган нуқталарни танлашга боғлиқ бўлмайди.

Ташқи майдон йўқлигида турли ишорали зарядларнинг оғирлик марказлари мос тушган молекула хусусий электр моментга эга бўлмайди ва қутбсиз молекула дейилади. Ташқи электр майдон таъсирида қутбсиз молекуланинг зарядлари бир-бирига нисбатан силжийди, бунда мусбат зарядлар майдон томонга қараб, манфий зарядлар эса майдонга қарши силжийди. Натижада бундай молекула электр моментга эга бўлади ва моментнинг катталиги ташқи майдон кучланганлигига пропорционал бўлади. Рационаллаштирилган системада пропорционаллик коэффиенти  $\epsilon_0 \beta$  кўринишда ёзилади, бу ерда  $\epsilon_0$  — электр доимийси,  $\beta$  эса молекуланинг қутбланувчанлиги деб аталдиган катталиқдир. Агар  $p$  ва  $E$  катталиқларнинг йўналишлари бир хил эканлигини ҳисобга олсак, қуйидаги ифодани ёзишимиз мумкин:

$$p = \beta \epsilon_0 E. \quad (13.4)$$

Диполь моментининг ўлчамлиги  $[q] L$  га тенг. (5.3) формулага мувофиқ  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчамлиги  $[q] L^{-2}$  га тенг. Демак, молекуланинг қутбланувчанлиги  $\beta$  нинг улчамлиги  $L^3$  га тенг.

Қутбсиз молекуланинг қутбланиш процесси худди мусбат ва манфий зарядлари бир-бири билан эластик кучлар ёрдамида боғланган диполь каби бўлади. Шунинг учун қутбсиз молекула ташқи электр майдонда эластик диполь вазифасини ўтайди дейилади.

Ташқи майдоннинг қутбли молекулага таъсири молекула-ни унинг электр momenti майдон йўналиши бўйича жойлашадиган қилиб буришдан иборатдир. Ташқи майдон электр момент катталигига ҳеч қандай таъсир кўрсатмайди. Демак, қутбли молекула ташқи майдонда ўзини каттик диполь сифатида намоён қилади.

Молекулатар ўзларининг электр хусусиятлари бўйича диполларга ўхшаш бўлгани сабабли диэлектриклардаги бўлаётган ҳодисаларни тушуниш учун диполнинг ташқи электр майдонидаги хапти-ҳаракатини ўрганиш керак.

#### 14-§. Бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган электр майдонларидаги диполь

Агар диполни бир жинсли электр майдонга жойлаштирсак у ҳолда диполни ташкил қилган  $+q$  ва  $-q$  зарядлар катталиклари тенг, лекин йўналишлари қарама-қарши бўлган  $f_1$  ва  $f_2$  кучлар таъсирида бўлади (28-расм). Бу кучлар елкасининг узунлиги  $l \sin \alpha$  га тенг, яъни диполнинг майдонга нисбатан ҳолатига боғлиқ бўлган жуфт кучни ташкил этади. Кучлардан ҳар бирининг модули  $qE$  га тенг. Бу модулни елкага кўпайтирсак, диполга таъсир қилаётган жуфт куч моментининг катталигини келтириб чиқарамиз:

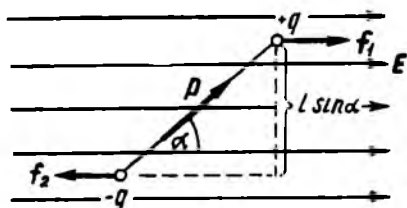
$$M = qE l \sin \alpha = pE \sin \alpha, \quad (14.1)$$

бу ерда  $p$  — диполнинг электр momenti.

Юқоридаги (14.1) формулани вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$M = [pE]. \quad (14.2)$$

Шу (14.2) формулада берилган момент диполни унинг momenti  $p$  майдон йўналишига мос равишда йўналадиган қилиб буришга интилади.



28-расм.

$p$  ва  $E$  векторлар ўртасидаги бурчакни  $d\alpha$  га орттириш учун электр майдонда диполга таъсир қилаётган кучларга қарши қуйидаги ишни бажариш керак:

$$dA = M d\alpha = pE \sin \alpha d\alpha.$$

Бу иш диполнинг электр майдондаги потенциал энергиясини оширишга сарфланади:

$$dW = p E \sin \alpha d\alpha. \quad (14.3)$$

(14.3) ифодани интегралласак, диполнинг электр майдондаги энергияси учун қуйидаги формулага эга бўламиз:

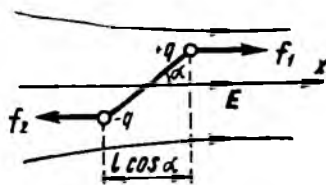
$$W = -p E \cos \alpha + \text{const.}$$

Нихоят, const ни нолга тенг деб ҳисоблаб, қуйидагини чиқарамиз:

$$W = -p E \cos \alpha = -p E. \quad (14.4)$$

Формуладаги const нинг қийматини шундай танлаганимизда, диполь ташқи майдонга перпендикуляр жойлашганда унинг энергияси нолга тенг бўлади деб ҳисоблаган бўламиз. Агар диполь майдон йуналишига мос йўналган бўлса, унинг энергияси энг кичик  $-pE$  қийматга тенг бўлади ва аксинча, агар диполь momenti  $E$  га қарама-қарши йўналган бўлса, диполь энергияси энг катта  $pE$  га тенг қийматга эга бўлади.

Бир жинсли бўлмаган майдонда диполь зарядларига таъсир қилаётган кучларнинг катталиги тенг эмас. Агар диполь ўлчамлари кичик бўлса,  $f_1$  ва  $f_2$  кучларни коллинеар деб ҳисоблаш мумкин (29-расм). Ташқи майдон, фазонинг диполь жойлашган нуқтасида  $E$  вектор йўналишига мос бўлган  $x$  йўналиши бўйича энг тез ўзгараётган бўлсин. Диполнинг мусбат заряди унинг манфий зарядига нисбатан  $x$  йўналиши бўйича  $\Delta x = l \cos \alpha$  катталиқка силжигандир. Шунинг учун зарядлар жойлашган нуқталардаги кучланганликлар  $\Delta E = \frac{\partial E}{\partial x} \Delta x = \frac{\partial E}{\partial x} l \cos \alpha$  га фарқланади.



29-расм.

Демак, диполга таъсир қилаётган кучларнинг тенг таъсир этувчиси  $f_1 + f_2$  нолдан фарқлидир. Бу тенг таъсир этувчининг  $x$  ўқиға проекцияси қуйидагига тенг:

$$f = q \Delta E = q \frac{\partial E}{\partial x} l \cos \alpha = p \frac{\partial E}{\partial x} \cos \alpha. \quad (14.5)$$

Шундай қилиб, бир жинсли бўлмаган электр майдонда диполга айлантурувчи момент (14.2) дан ташқари (14.5) куч ҳам таъсир қилади. Бу куч таъсирида диполь кучлироқ майдон томонга тортилиши ( $\alpha$  бурчак ўткир бўлса) ёки бундай майдондан итарилиши мумкин ( $\alpha$  бурчак ўтмас бўлса).

Механикадан маълум бўлган потенциал энергия билан куч ўртасидаги муносабатдан фойдаланиб, диполь энергиясини кўрсатадиган (14.4) формуладан  $f$  кучнинг ифодасини топиш

мумкин. Ҳақиқатан ҳам, агар  $\alpha$  бурчак (яъни диполнинг ҳолати) ўзгармас деб ҳисоблаб (14.4) ни  $x$  бўйича дифференциалласак, сўнг натижанинг ишорасини тескарисига алмаштирсак, (14.5) формулани келтириб чиқарамиз.

### 15-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши

Ташқи электр майдон бўлмаса, диэлектриклар молекулаларининг диполь моментлари нолга тенг бўлади (қутбсиз молекулалар) ёки фазодаги йўналишлар бўйича ихтиёрый равишда тақсимланган бўлади (қутбли молекулалар). Иккала ҳолда ҳам диэлектрикнинг йиғинди электр momenti нолга тенг бўлади.

Ташқи майдон таъсирида диэлектрик қутбланади. Бу эса диэлектрикнинг натижавий электр momenti нолдан фарқли эканлигини билдиради. Диэлектрикнинг қутбланиш даражасини белгиловчи катталиқ сифатида ҳам бирлигидаги электр momentини олиш табиийдир. Агар майдон ва диэлектрик (умумий ҳолда иккаласи ҳам) бир жинсли бўлмаса, унда диэлектрикнинг турли нуқталаридаги қутбланиш даражаси ҳар хил бўлади. Муайян нуқтадаги қутбланишни характерлаш учун шу нуқтани ўз ичига олган физикавий чексиз кичик ҳам  $\Delta V$  ни<sup>1)</sup> ажратиш, шу ҳам ичидаги молекулалар momentларининг йиғиндиси  $\sum_{\Delta V} p_i$  ни топиш ва қуйидаги нисбатни олиш керак:

$$P = \frac{\sum_{\Delta V} p_i}{\Delta V}. \quad (15.1)$$

(15.1) формула ёрдамида аниқланадиган  $P$  катталиқ диэлектрикнинг қутбланиш вектори деб айтилади.

Диполь momenti  $p_i$  нинг ўлчамлиги  $[q] L$  га тенг. Демак,  $P$  нинг ўлчамлиги  $[q] L^{-2}$  га тенг, яъни  $\epsilon_0 E$  нинг ўлчамлигига ўхшаш бўлади [(5.3) формулага қаранг].

Исталган типдаги диэлектрикларда (сегнетоэлектриклардан ташқари, бу ҳақда 19-§ да тўхтаб ўтамиз) қутбланиш вектори майдоннинг муайян нуқтасидаги кучланганлиги билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$P = \chi \epsilon_0 E, \quad (15.2)$$

<sup>1)</sup> Физикавий чексиз кичик ҳам шундай ҳамга айтиладики, бундай ҳам молекулалар миқдорини ўртачалаш учун етарлидир ва шу билан бирга шунчалик кичикки, бундай ҳам ичида зичлик, температура, майдон кучланганлиги  $E$  ва бошқа макроскопик катталиқларни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин (1 том, 39-§ даги (39.2) формуладан кейинги текстга ҳам қаранг).

бу ерда  $\alpha$  —  $E$  га боғлиқ бўлмаган ва диэлектрикнинг диэлектрик қабул қилувчанлиги деб аталадиган катталиқ<sup>1)</sup>.  $P$  ва  $\epsilon_0 E$  ларнинг ўлчамликлари бир хил эканлигини кўриб ўтган эдик. Демак,  $\alpha$  ўлчамсиз катталиқдир.

Қутбсиз молекулалардан тузилган диэлектриклар учун (15.2) формула қуйидаги мулоҳазаларга асосан келтириб чиқарилади. Берилган  $\Delta V$  ҳажм ичига  $n\Delta V$  та молекула тушади, у бу ерда  $n$  — ҳажм бирлигидаги молекулалар сони. Бундай ҳолда  $p_i$  моментларнинг ҳар бири (13.4) формула билан аниқланади. Шундай қилиб,

$$\sum_{\Delta V} p_i = n \Delta V \beta \epsilon_0 E.$$

Бу ифодани  $\Delta V$  га бўлсак, қутбланиш вектори учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$P = n \beta \epsilon_0 E.$$

Нихоят,

$$\alpha = n \beta \quad (15.3)$$

белгилаш<sup>2)</sup> киритиб, (15.2) формулага эга бўламиз.

Қутбли молекулалардан ташкил топган диэлектрикларда молекулаларнинг иссиқлик ҳаракати уларнинг диполь моментларини ҳар хил йўналишлар бўйича тарқатиб, ташқи майдоннинг йўналтирувчи таъсирига тўсқинлик қилади. Натижада молекулалар диполь моментларининг кўпчилиги майдон йўналишига мос равишда йўналган бўлади. Статистик ҳисоблаш тажрибага мос равишда, температура ўзгармаса, қутбланиш вектори майдон кучланганлигига пропорционал эканлигини кўрсатади, яъни (15.2) формулага олиб келади. Майдон кучланганлиги ўзгармас бўлса, қутбли молекулалардан ташкил топган диэлектрикларнинг қутбланиш вектори температура ортиши билан камаяди. Бундай диэлектрикларнинг диэлектрик қабул қилувчанликлари абсолют температурага тескари пропорционалдир.

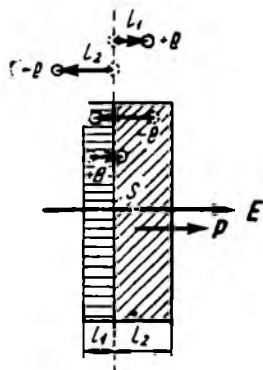
Маълумки, ион боғланишли кристалларда алоҳида молекулалар ўз мустақиллигини йўқотади. Бутун кристалл катта бир молекулага айланади. Ион боғланишли кристаллнинг панжарасини бир-бирининг ичига киритилган иккита панжарадан иборат деб кўришимиз мумкин, бу панжарадан бири мусбат ионлардан тузилган, иккинчиси эса манфий ионлардан тузилган. Кристаллнинг ионларига ташқи майдон таъсир қилганда панжаралар бир-бирларига нисбатан силжийди, натижада диэлектрик қутбланади. Қутбланиш вектори бу ҳолда ҳам

1) Анизотроп диэлектрикларда  $P$  ва  $E$  нинг йўналишлари, умуман олганда, мос келмайди. Биз фақат изотроп диэлектрикларни қараб чиқамиз.

2) (15.3) муносабат тақрибийдир.  $\alpha$  ва  $\beta$  катталиқларни боғловчи аниқроқ ифода 18-§ нинг охирида кўрилади.

майдон кучланганлиги билан (15.2) муносабат орқали боғланган.

Қутбсиз молекулалардан ташкил топган бир жинсли изотоп диэлектрикда майдоннинг йўналиши  $E$  га, демак, қутбланиш вектори  $P$  нинг йўналишига ҳам перпендикуляр бўлган  $S$  майдонча бор деб фараз қилайлик (30-расм). Диэлектрикнинг ҳажм бирлигида заряд  $+e$  бўлган  $n$  та бир хил зарра



30-расм.

ва заряди  $+e$  бўлган  $n$  та бир хил зарра бор бўлсин. Агар диэлектрик ичидаги майдон бир жинсли бўлса,  $E$  нинг пайдо бўлиши билан мусбат зарядларнинг ҳаммаси  $E$  нинг йўналиши бўйлаб ( $P$  нинг йўналиши билан мос бўлган йўналиш бўйлаб 30-расмга қаранг) бир хил  $l_1$  масофага силжийди, ҳамма манфий зарядлар эса қарама-қарши йўналишда бир хил  $l_2$  масофага силжийди. Натижада  $S$  майдонча орқали чапдан ўнгга томон маълум миқдорда мусбат зарядлар ва ўнгдан чапга маълум миқдорда манфий зарядлар ўтади. Модомики, мусбат зарядларни ташувчилар  $l_1$  масофага силжир экан, у ҳолда пластинкадан  $l_1$  дан узоқ бўлмаган масофада жойлашган барча  $+e$  зарядлар  $S$  майдончани кесиб ўтади, яъни асоси  $S$  га ва баландлиги  $l_1$  га тенг бўлган цилиндрсимон ҳажм ичида (30-расмда бу ҳажм горизонтал чизиқлар билан чизилган) жойлашган барча  $+e$  зарядлар  $S$  майдонча орқали ўтади. Бундай зарядларнинг сони  $nSl_1$  га тенг бўлиб, улар томонидан  $P$  йўналишда ташиб ўтилган заряд  $+enSl_1$  га тенг. Худди шундай  $P$  йўналишга қарама-қарши йўналишда  $Sl_2$  ҳажмда жойлашган ҳамма манфий зарядлар  $S$  майдончани кесиб ўтади (30-расмда бу ҳажм қия чизиқлар билан чизилган). Натижада берилган майдонча орқали ўнгдан чапга томон  $-enSl_2$  га тенг манфий заряд ўтади.

Манфий заряднинг маълум йўналишда кўчирилиши катталик жиҳатдан тенг мусбат заряднинг тескари йўналишда кўчирилишига эквивалентдир. Шунинг учун майдон уланганда  $S$  майдонча орқали  $P$  векторнинг йўналишида қуйидаги мусбат заряд кўчирилади дейиш мумкин:

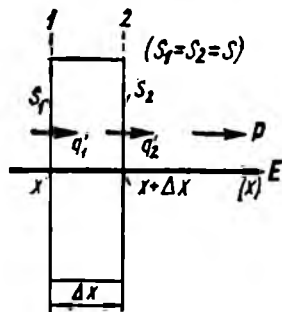
$$q' = enSl_1 + enS'l_2 = e(l_1 + l_2)nS'.$$

Лекин  $l_1 + l_2$  диэлектрикдаги мусбат ва манфий зарядлар бир-бирига нисбатан силжиган  $l$  масофадир. Бундай силжиш натижасида  $+e$  ва  $-e$  зарядларнинг ҳар бир жуфти  $p = el = e(l_1 + l_2)$  га тенг диполь моментга эга бўлади. Ҳажм бирлигида бундай заряд жуфтларининг сони  $n$  та. Демак,

$e(l_1 + l_2) n = e l n = p n$  кўпайтма қутбланиш векторининг  $P$  модулини беради. Шундай қилиб, майдон уланганда  $S$  майдонча орқали  $P$  вектор йўналишида ўтаётган заряд қуйидагига тенг:

$$q' = P S. \quad (15.4)$$

Диэлектрик ичида катталиклари тенг иккита  $S_1$  ва  $S_2$  майдончаларни тасаввур қилайлик. Майдончалар  $E$  нинг йўналишига перпендикуляр ва бир-бирларидан  $\Delta x$  масофада (31-расм) жойлашган бўлсин. Диэлектрик майдонга киритилмасдан олдин асоси  $S$  га ва баландлиги  $\Delta x$  га тенг бўлган цилиндрсимон ҳажмдаги йиғинди заряд нолга тенг (диэлектрик нейтрал бўлади). Диэлектрик майдонга киритилганда  $S_1$  майдонча орқали цилиндр ичига  $q = P_1 S$  мусбат заряд киради [(15.4) га қаранг,  $P_1$  —  $P$  векторнинг  $S_1$  майдон кесимидаги модулидир]. Шу билан бир вақтда  $S_2$  майдонча орқали цилиндр ичидан  $q'_2 = P S$  мусбат заряд чиқади ( $P_2$  —  $P$  векторнинг  $S_2$  майдонча кесимидаги модулидир). Натижада қаралаётган ҳажмда маълум миқдорда ортиқча боғланган мусбат заряд қолади:



31-расм.

$$q'_{\text{орт.}} = q_1 - q'_2 = (P_1 - P_2) S. \quad (15.5)$$

Агар диэлектрик бир жинсли қутбланган бўлса ( $P = \text{const}$ ), у ҳолда  $P_1 = P_2$  ва (15.5) ифода нолга айланади. Демак, бир жинсли қутбланган диэлектрик ҳажмида ортиқча боғланган зарядлар пайдо бўлмайди. Лекин бирор сабаб билан диэлектрик бир жинсли қутбланмаган бўлса,  $P_1 - P_2$  тенглик бажарилмайди. Бир жинсли бўлмаган қутбланишга диэлектрикнинг ўзидаги бир жинслимасликлар ҳамда  $E$  майдоннинг бир жинслимасликлари (албатта, бир жинслимасликларнинг барчаси эмас, балки бир жинсли бўлмаган жойларда эркин зарядларга эга бўлганлари) сабаб бўлади.

Диэлектрикнинг қутбланиш даражаси  $E$  нинг йўналишига мос тушадиган  $x$  ўқи йўналиши бўйича ўзгаради деб ҳисоблайлик (31-расм). У ҳолда  $P_2 - P_1$  катталик  $P$  вектор модулининг  $x$  ўқи бўйича  $\Delta x$  масофага силжиганда олган орттирмаси  $\Delta P$  дан иборат. Бу орттирма  $\Delta P \neq 0$  бўлгани сабабли катталиги  $S \Delta x$  га тенг цилиндрик ҳажмда (15.5) га мувофиқ

$$q'_{\text{орт.}} = - (P_2 - P_1) S = - \Delta P \cdot S$$

га тенг ортиқча заряд пайдо бўлади. Бу зарядни цилиндрнинг ҳажми  $S \Delta x$  га бўлсак, боғланган зарядларнинг  $x$  координата

билан кесимдаги ҳажм зичлигига эга бўламиз ( $\Delta x$  ни кичик деб ҳисоблаймиз):

$$\rho' = -\frac{\Delta P \cdot S}{S \cdot \Delta x}.$$

Бу ифодани  $S$  га қисқартириб  $\Delta x$  ни нолга интилтирсак, қуйидаги формулага эга бўламиз<sup>1)</sup>:

$$\rho' = -\frac{dP}{dx}. \quad (15.6)$$

Ҳосил қилинган муносабатни қутбли молекулали диэлект-риклар учун ҳам қўллаш мумкин.

Кўрилатган ҳажмда жойлашган боғланган ортиқча заряд учун топилган (15.5) ифодадан яна бир муҳим муносабат келиб чиқади.  $\mathbf{P}$  векторнинг 31-расмда кўрсатилган цилиндр сирти орқали оқимини топамиз. Ён сирт орқали ўтаётган оқим нолга тенг, чунки  $\mathbf{P}$  вектор бу сиртга ўтказилган уринма бўйича йўналгандир.  $\mathbf{P}$  нинг  $S_2$  майдонча учун нормал ташкил этувчиси  $\mathbf{P}$  векторнинг 2 кесимдаги модулига, яъни  $P_2$  га тенг. Шунинг учун  $S_2$  майдонча орқали ўтаётган оқим  $P_2 S$  га тенгдир ( $S_1$  ва  $S_2$  майдончаларнинг юзи бирдай бўлиб  $S$  га тенг).  $\mathbf{P}$  векторнинг  $S_1$  майдончага нормал ташкил этувчиси  $-\mathbf{P}_1$  га тенг ( $S_1$  майдончага ўтказилган ташқи нормал ва  $\mathbf{P}$  векторнинг йўналишлари қарама-қарши), шунинг учун майдонча орқали ўтаётган оқим  $-P_1 S$  га тенг. Шундай қилиб,  $\mathbf{P}$  векторнинг цилиндр сирти орқали тўлиқ оқим қуйидагига тенг:

$$\Phi_P = P_2 S - P_1 S = (P_2 - P_1) S$$

Юқорида келтирилган ифодани (15.5) формуланинг ўнг қисми билан таққосласак, цилиндр ичидаги боғланган ортиқча заряд билан  $\mathbf{P}$  векторнинг цилиндр орқали оқими ўртасидаги муносабатга эга бўламиз:

$$q'_{\text{орт}} = -\Phi_P. \quad (15.8)$$

Бирор ҳажм ичида жойлашган ортиқча заряд шу ҳажмда жойлашган боғланган зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенг:

<sup>1)</sup>  $\mathbf{P}$  вектор йўналиш бўйича  $x$  ўқига мос тушмайдиган ва  $x$  дан ташқари яна  $y$  ва  $z$  координаталарга боғлиқ бўлган умумий ҳолда  $\rho'$  учун қуйидаги формула ёзилади:

$$\rho' = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right) = -\text{div } \mathbf{P} \quad (15.7)$$

( $\text{div } \mathbf{P}$  символининг маъноси 107-§ да тушунтирилади).

Биз (15.6) формулани келтириб чиқарган ҳол учун  $P_x = P$ ,  $P_y = P_z = 0$  га тенг, шунинг учун (15.6) ҳусусий ҳолда кўрилган (15.7) нинг ҳудди ўзидир.

$q'_{\text{орт}} = \sum q'$  Шунинг учун (15.8) формулани қуйидаги кўри-  
нишда ёзиш мумкин:

$$\Phi_p = \oint_s P_n dS = - \sum q'. \quad (15.9)$$

Ушбу (15.9) формула энг умумий ҳолда ҳам бажарилиши-  
ни, яъни исталган шаклдаги сирт  $\mathbf{P}$  векторнинг  $x, y, z$  коор-  
динаталарга ихтиёрий боғланиши, кутбсиз ва кутбли молеку-  
лаларга эга бўлган диэлектриклар учун тўғри бўлишини исбот  
қилиш мумкин

Кутбланган диэлектрикнинг сиртида қандай ҳодисалар куза-  
тилишини кўрайлик. Дастлаб, диэлектрикнинг ташқи ясси  
сирти  $\mathbf{P}$  векторга перпендикуляр деб ҳисоблаймиз (32- *a* расм).  
Майдон уланганда барча манфий зарядлар мусбат зарядларга  
нисбатан чап томонга  $\mathbf{P}$  га қарши томонга бир хил  $l$  масофа-  
га (30- расмдаги  $l_1 + l_2$  га мос келади) силжийди. Натижада  
қалинлиги  $l$  га тенг бўлган сирт яқинидаги қатламда йиғиндиси  
 $q'_{\text{орт}} = enSl$  га тенг бўлган мусбат зарядларнинг ўзи қолади  
(қарама-қарши томондаги сиртда эса катталиқ жиҳатдан тенг  
манфий заряд пайдо бўлади). Агар  $q'_{\text{орт}}$  ни  $S$  га бўлсак, боғ-  
ланган заряднинг сиртий зичлиги  $\sigma' = cln$  га эга бўламиз.  
Лекин  $eln$  кутбланиш вектори  $\mathbf{P}$  нинг модули эканлигини  
юқорида кўриб ўтган эдик, шунинг учун

$$\sigma' = P \quad (15.10)$$

деб ёзиш мумкин.

Диэлектрикнинг ташқи ясси сиртига ўтказилган нормал  
вектор  $\mathbf{P}$  билан ихтиёрий  $\alpha$  бурчак ташкил қиладиган ҳолни  
кўрайлик (32- *b* расм). Бунда қия цилиндрнинг  $Sl \cos \alpha$  га  
тенг ҳажми манфий зарядлардан озод бўлади. Бу ҳажм ичи-  
даги орткича заряд  $q'_{\text{орт}} = enSl \cos \alpha$  га тенг. Бу ифодани  $S$  га  
бўлиб,  $eln = P$  эканлигини ҳисобга олсак, қуйидагига эга  
бўламиз:

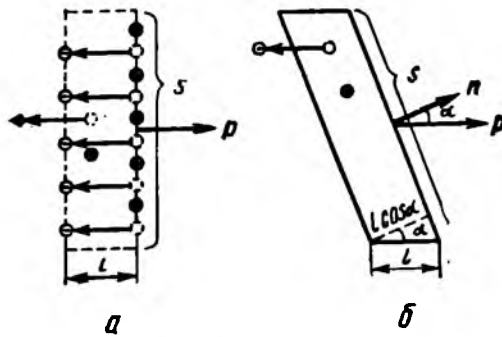
$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n, \quad (15.11)$$

бу ерда  $P_n$  —  $\mathbf{P}$  векторнинг диэлектрик сиртига ўтказилган  
ташқи нормалга бўлган проекциясидир. Юқоридаги ифодада  
 $\alpha = 0$  бўлса,  $P_n$  проекция  $P$  га тенг бўлади ва биз яна (15.10)  
формулага қайтамыз.

(15.11) формула сиртдаги боғланган заряднинг катталиги-  
дан ташқари ишорасини ҳам кўрсатади. Сиртнинг ташқи нор-  
мал  $\mathbf{n}$  билан  $\mathbf{P}$  вектор ўртасидаги бурчак ўткир бўлган нуқ-  
таларида  $P_n > 0$  ва  $\sigma'$  мусбат бўлади. Ташқи нормал  $\mathbf{n}$  ва  $\mathbf{P}$   
ўтмас бурчак ташкил қилган нуқталарда  $P_n < 0$  ва  $\sigma'$  манфий  
бўлади.

Агар (15.2) га мувофиқ  $\mathbf{P}$  ни  $\mathbf{x}$  ва  $\mathbf{E}$  орқали ифодаласак,  
қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$\sigma' = \chi \varepsilon_0 E_n, \quad (15.12)$$



34- расм

бу ерда  $E_n$  — диэлектрик ичидаги майдон кучланганлигининг нормал ташкил этувчиси. (15.12) формуладан кучланганлик чизиқлари диэлектрикдан чиқаётган нуқталарда ( $E_n > 0$ ) бўлганда боғланган мусбат зарядлар сиртга чиқади, кучланганлик чизиқлари диэлектрик ичига кираётган нуқталарда ( $E_n < 0$ ) бўлганда) боғланган манфий зарядлар сиртга чиқади деган хулосага келамиз.

Биз келтириб чиқарган (15.11) ва (15.12) формулалар ихтиёрий шаклдаги бир жинсли бўлмаган диэлектрик, бир жинсли бўлмаган электр майдонда бўлган энг умумий ҳол учун ҳам бажарилади. Бунда  $P_n$  ва  $E_n$  мос векторнинг  $\sigma'$  си аниқланаётган сирт элементи яқинида олинган нормал ташкил этувчилари бўлади.

(15.11) формула Гаусс системасида ҳам шундай кўринишда бўлади. Лекин (15.12) формула бу системада қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$P = \chi E. \quad (15.13)$$

Мос равишда (15.12) формула қуйидагича ёзилади:

$$\sigma' = \chi E_n. \quad (15.14)$$

## 16-§. Диэлектриклардаги майдонни тасвирлаш

Диэлектрикдаги майдон кучланганлиги деганда  $E$  нинг ҳақиқий майдонни физикавий чексиз кичик ҳажми бўйича олинган ўртача қиймати тушунилади. Диэлектрикдаги ҳақиқий (микроскопик) майдон молекулалар орасидаги масофаларда кучли ўзгаради. Лекин майдоннинг макроскопик жисмларга таъсири кўрилганда бу ўзгаришлар сезилмайди ва майдоннинг таъсири  $E$  нинг ўртача (макроскопик) қиймати билан аниқланади.

Макроскопик  $E$  майдон иккита майдоннинг устма-уст тушиб қўшилиши натижасида пайдо бўлади. Бу майдонлардан биринчи  $E_d$  ни эркин, яъни жисмларни бир-бирига теккизган-

да бир жисмдан иккинчисига ўта оладиган зарядлар пайдо қилса, иккинчи  $E'$  ни боғланган зарядлар пайдо қилади. Майдонларнинг суперпозиция принципига мувофиқ

$$E = E_0 + E'. \quad (16.1)$$

Диэлектрикнинг қутбланиши (16.1) да кўрсатилган йиғинди майдоннинг таъсирига боғлиқдир. Шунинг учун (15.2) ва (15.12) формулаларга  $E$  ни қўйиш керак.

Боғланган зарядларнинг эркин зарядлардан фарқи шундаки, улар таркибига кирган молекуланинг (ёки атомнинг) ташқарисига чиқа олмайди. Уларнинг қолган хоссалари бошқа барча зарядларнинг хоссаларидан фарқланмайди. Хусусан, боғланган зарядларда  $E$  векторнинг  $q'/\epsilon_0$  чизиқлари бошланиши ёки тамомланиши мумкин. Шунинг учун (16.1) ифода орқали белгиланадиган  $E$  вектор учун Гаусс теоремасини қўйиш керак:

$$\Phi_E = \oint_s E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \left( \sum q + \sum q' \right), \quad (16.2)$$

яъни  $E$  векторнинг ёпиқ сирт орқали оқимини ҳисоблаганда фақат эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисинигина эмас, балки шу сирт ичидаги боғланган зарядларнинг йиғиндисини ҳам эътиборга олиш керак. Шунинг учун (16.2) формула  $E$  векторнинг диэлектрикдаги катталигини топиш учун ярамайди, чунки бу формула номаълум  $E$  катталикини боғланган зарядлар  $q'$  орқали ифодалайди, бу зарядлар эса ўз навбатида  $E$  орқали топилади [(15.12) формулага қаранг].

Лекин  $E$  нинг боғланган зарядларга боғлиқ эканлигидан қутулиш мумкин, бунинг учун  $E$  вектор билан оддий муносабат орқали боғланган ва эркин зарядларнинг фазодаги тақсимотига боғлиқ бўлган ёрдамчи катталикни киритиш зарур. Бу катталикнинг кўринишини аниқлаш учун (16.2) формулани (15.9) ифода билан солиштирамиз. Шу (15.9) ифоданинг ўнг қисми (16.2) формуладаги иккинчи йиғинди билан ишора ва  $1/\epsilon_0$  кўпайтиргичгача аниқликда мос тушади. Натижада ушбу ифодалардан  $q'$  ни чиқариб юбориш ва  $P$  векторнинг оқими билан алмаштириш имкониятига эга бўламиз. Юқоридаги (15.9) ва (16.2) формулалар бирлаштирилса, қуйидаги формула келиб чиқишини текшириш қийин эмас:

$$\epsilon_0 \Phi_E + \Phi_P = \oint_s (\epsilon_0 E + P)_n dS = \sum q. \quad (16.3)$$

Интеграл остидаги қавслар ичидаги ифода биз излаган ёрдамчи катталикнинг ўзидир. Уни  $D$  ҳарфи билан белгилаб, электр силжиш (ёки электр индукцияси) деб атаймиз.

Шундай қилиб, электр силжиш (электр индукцияси) деб қуйидаги муносабат билан аниқланадиган физикавий катталikka айтилади:

$$D = \epsilon_0 E + P. \quad (16.4)$$

Бу катталикдан фойдаланиб, (16.3) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Phi_D = \oint_S D_n dS = \sum q. \quad (16.5)$$

Агар эркин зарядлар ёпиқ сирт ичида ҳажм зичлиги  $\rho$  билан узлуксиз тақсимланган бўлса, (16.5) формула қуйидагича ўзгаради:

$$\Phi_D = \oint_S D_n dS = \int_V \rho dV. \quad (16.6)$$

Юқоридаги (16.5) ва (16.6) формулалар электр силжиш вектори учун Гаусс теоремасини ифодалайди: *электр силжиш векторининг ёпиқ сирт орқали оқими шу сирт ичидаги эркин зарядларнинг алгебраик йиғиндисига тенгдир.*

Вакуумда  $P = 0$  бўлгани учун (16.4) орқали ифодаланган  $D$  катталик  $\epsilon_0 E$  га айланади ва (16.5) ҳамда (16.6) формулалар мос равишда (8.3) ва (8.4) формулаларга айланади.

Электр силжиш вектори оқимининг бирлиги кулон ( $\kappa$ ) орқали белгиланади. Биз кўрган (16.5) формулага мувофиқ  $1 \kappa$  га тенг заряд ўзини ўраб турган сирт орқали  $1 \kappa$  га тенг силжиш оқимини пайдо қилади.

(16.4) формулага (15.2) ифодани қўйиб  $P$  учун қуйидаги формулани ҳосил қиламиз:

$$D = \epsilon_0 E + \chi \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \chi) E. \quad (16.7)$$

Бу формуладаги ўлчамсиз катталик

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (16.8)$$

ни муҳитнинг нисбий диэлектрик киритувчанлиги ёки қисқача диэлектрик киритувчанлиги дейилади<sup>1)</sup>. Демак, (16.7) муносабатни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин<sup>2)</sup>:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E. \quad (16.9)$$

Юқорида гапириб ўтилган  $E$  ва  $D$  векторлар ўртасидаги оддий муносабат мана шудир.

<sup>1)</sup> Баъзан формулаларни соддалаштириш мақсадида абсолют диэлектрик киритувчанлик деб аталадиган  $\epsilon_0 = \epsilon_0 \epsilon$  катталик киритилади. Бу катталик физикавий маънога эга бўлмагани учун биз ундан фойдаланмаймиз.

<sup>2)</sup> Анизотроп диэлектрикларда  $D$  ва  $E$  нинг йўналишлари умуман айтганда, мос тушмайди (45-бетдаги сноскага қаранг).

Вакуумдаги нуқтавий заряд майдонининг электр силжиши (5.3) ва (16.9) формулаларга мувофиқ қуйидагига тенг:

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \frac{r}{r}. \quad (16.10)$$

Электр силжишнинг бирлиги сифатида квадрат метрга кулон олинди ( $\kappa/\mathcal{M}^2$ ).

Гаусс системасида электр индукция<sup>1)</sup> қуйидаги муносабатдан аниқланади:

$$D = E + 4\pi P. \quad (16.11)$$

Бу ифодага (15.13) дан  $P$  нинг қийматини қўйсақ, қуйидаги келиб чиқади:

$$D = (1 + 4\pi \chi) E. \quad (16.12)$$

Ушбу

$$\epsilon = 1 + 4\pi \chi \quad (16.13)$$

катталикини диэлектрик киритувчанлик деб атайдилар. Бу катталики (16.12) формулага қўйсақ, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$D = \epsilon E. \quad (16.14)$$

Гаусс системасида вакуумдаги электр индукцияси майдон кучланганлиги  $E$  га тенг бўлади. Демак, вакуумдаги нуқтавий заряд майдонининг электр индукцияси (5.4) формула ёрдамида аниқланади.

(16.10) формулага мувофиқ  $1 \kappa$  га тенг заряд  $1 \mathcal{M}$  масофада пайдо қиладиган электр силжиш қуйидагига тенг:

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi \cdot 1^2} = \frac{1}{4\pi} \kappa/\mathcal{M}^2.$$

Бу ҳолда Гаусс системасида электр индукция

$$D = \frac{q}{r^2} = \frac{3 \cdot 10^9}{10^4} = 3 \cdot 10^5 \text{ СГСЭ-бирликка тенг.}$$

Шундай қилиб,  $1 \kappa/\mathcal{M}^2$  га  $4\pi \cdot 3 \cdot 10^5$  СГСЭ-электр индукция бирлиги тўғри келар экан.

Гаусс теоремасининг Гаусс системасидаги кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$\oint D_n dS = 4\pi \sum q. \quad (16.15)$$

ёки

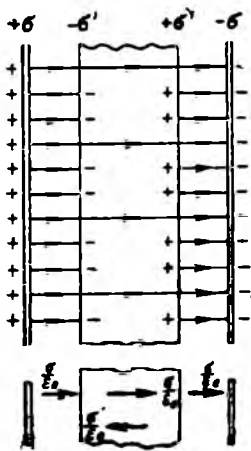
$$\oint D_n dS = 4\pi \int_V \rho dV. \quad (16.16)$$

Гаусс системасида бир кулон заряд  $4\pi q = 4\pi \cdot 3 \cdot 10^9$  СГСЭ-бирликка тенг электр индукция оқимини пайдо қилади. Шундай қилиб,  $D$  вектор оқими бирликларининг ўртасида қуйидаги муносабат мавжуддир:

$$1 \kappa = 4\pi \cdot 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ - оқим бирлиги.}$$

$D$  ва  $\epsilon$  катталикларнинг физикавий маъносини тушуниш учун диэлектриклардаги майдонларга доир бир нечта мисол кўриб чиқамиз.

<sup>1)</sup> „Электр силжиш“ термини (16.11) катталик учун қўлланилмайди.



33- расм.

рама-қарши йўналган бўлгани учун диэлектрик ичидаги майдон

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} (\sigma - \sigma') \quad (16.17)$$

га тенг бўлади. Диэлектрикдан ташқарида эса  $E = E_0$  га тенг.

Диэлектрикнинг қутбланиши (16.17) майдонга боғлиқдир. Бу майдон пластинка сиртига перпендикуляр бўлгани учун  $E_n = E$  га тенг ва (15.12) га мувофиқ  $\sigma' = \chi \epsilon_0 E$ . Бу қийматни (16.17) формулага қўйсақ,

$$E = E_0 - \chi E$$

га бўламыз, бундан

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\epsilon} \quad (16.18)$$

Шундай қилиб, биз кўриб ўтган ҳолда нисбий диэлектрик киритувчанлик  $\epsilon$  ташқи майдон диэлектрик ҳисобига неча марта камайишини кўрсатади.

(16.18) формулани  $\epsilon_0 \epsilon$  га кўпайтирсак, пластинка ичидаги электр силжиш учун қуйидаги ифодага эга бўламыз:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E = \epsilon_0 E_0. \quad (16.19)$$

Шундай қилиб, пластинка ичида электр силжиш эркин зарядлар майдони кучланганлигининг  $\epsilon_0$  га кўпайтирилганига тенг, яъни ташқи майдоннинг электр силжиши  $D_0$  билан бир хил бўлади. Пластинкадан ташқарида  $\epsilon = 1$  ва  $D$  ҳам  $\epsilon_0 E_0$  га тенг.

$\sigma'$  ни топиш учун (16.18) формуладаги  $E$  ва  $E_0$  ни зарядларнинг зичлиги орқали ифодалаш керак

$$\frac{1}{\epsilon_0} (\sigma - \sigma') = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$$

Бундан

$$\sigma' = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \sigma. \quad (16.20)$$

33-расм  $\epsilon = 3$  бўлган ҳол учун чизилган. Шунинг учун диэлектрикдаги  $E$  чизиқларнинг қалинлиги пластинкадан ташқаридагига қараганда уч марта кам. Майдон бир жинсли бўлгани учун чизиқлар бир-бирдан тенг масофаларда ўтказилган. Бунда  $\sigma'$  ни (16.20) формуладан фойдаланмасдан топиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, пластинка ичидаги майдоннинг кучланганлиги пластинкадан ташқаридаги майдон кучланганлигидан уч баравар кам бўлгани учун, эркин зарядларда бошланган (ёки тамом бўлган) кучланганлик чизиқларининг учтасидан иккитаси боғланган зарядларда бошланиши (ёки тамомланиши) керак. Бундай боғланган зарядларнинг зичлиги эркин зарядлар зичлигининг  $2/3$  қисмига тенг бўлиши керак деган хулоса чиқади.

Гаусс системасида (6.7) формулага мувофиқ боғланган зарядлар  $\sigma'$  пайдо қилган  $E'$  кучланганлик  $4\pi\sigma'$  га тенг. Шунинг учун (16.17) муносабат қуйидаги кўринишга эга бўлади:

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

Агар  $\sigma'$  ни (15.14) формуладаги  $E_n = E$  билан алмашгирсак,

$$E = E_0 - 4\pi\epsilon E$$

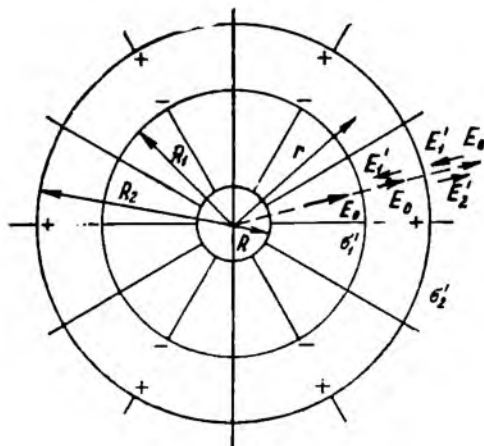
га эга бўламиз, бундан

$$E = \frac{E_0}{1 + 4\pi\epsilon} = \frac{E_0}{\epsilon}$$

Шундай қилиб, диэлектрик киритувчанлик  $\epsilon$ , СИ системасидаги  $\epsilon$  га ўхшаш ташқи майдоннинг диэлектрик ҳисобига неча марта камайишни кўрсатади. Демак, нисбий диэлектрик киритувчанлик  $\epsilon$  Гаусс системасидаги  $\epsilon$  га тўғри келар экан. Агар (16.8) ва (16.13) формулаларни эътиборга олсак, Гаусс системасидаги диэлектрик қабул қилувчанлик ( $\chi_{ГС}$ ) ва СИ системадаги диэлектрик қабул қилувчанлик ( $\chi_{СИ}$ ) бир-бирларидан кўпайтиргич  $4\pi$  билан фарқ қилади деган хулосага келамиз:

$$\chi_{СИ} = 4\pi \chi_{ГС}. \quad (16.21)$$

**2. Шарсимон қатлам ичидаги майдон.** Зарядланган сферани бир жинсли диэлектрикдан ясалган концентрик шарсимон қатлам билан ўраймиз (34-расм). Қатламнинг ички сиртида  $\sigma_1'$  зичлик билан тақсимланган  $q_1'$  боғланган заряд пайдо бўлади ( $q_1' = 4\pi R_1^2 \sigma_1'$ ), ташқи сиртида эса  $\sigma_2$  зичлик билан тақсимланган  $q_2$  боғланган заряд пайдо бўлади ( $q_2 = 4\pi R_2^2 \sigma_2$ ). Заряд  $q_2$  нинг ишо-



34- расм.

раси сфера заряди  $q$  нинг ишораси билан мос тушади,  $q_1$  заряднинг ишораси эса қарама-қарши бўлади.  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар мос равишда  $R_1$  ва  $R_2$  масофалардан катта  $r$  масофаларда пайдо қилган майдони катталиги тенг нуқтавий заряд пайдо қилган майдонга тўғри келади [(8.10) формулага қаранг],  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар ўзлари тақсимланган сиртлар ичида майдон пайдо қилмайди. Демак, диэлектрик ичидаги майдоннинг кучланганлиги

$$E' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1^2}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\pi R_1^2 \sigma_1'}{r^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{R_1^2 \sigma_1'}{r^2}$$

га тенг ва ташқи майдон кучланганлигига қарама-қарши экан. Диэлектрикдаги натижавий майдон

$$E(r) = E_0 - E' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{R_1^2 \sigma_1'}{r^2}, \quad (16.22)$$

1'  $r^2$  қонуни бўйича камайиб бориши юқоридаги формуладан кўриниб турибди. Шунинг учун

$$\frac{E(R_1)}{E(r)} = \frac{r^2}{R_1^2}, \quad \text{яъни } E(R_1) = E(r) \frac{r^2}{R_1^2}$$

деб ёзиш мумкин, бу ерда  $E(R_1)$  — диэлектрикнинг ички сиртига энг яқин турган қатламдаги майдон кучланганлиги. Ана шу кучланганлик  $\sigma'$  нинг катталигини аниқлаб беради, яъни:

$$\sigma_1 = \kappa\epsilon_0 E(R_1) = \kappa\epsilon_0 E(r) \frac{r^2}{R_1^2} \quad (16.23)$$

(сиртнинг ҳар бир нуқтасида  $E_n = E$ ).

Агар (16.23) ифодани (16.22) формулага қўйсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \frac{R_1^2 \kappa \epsilon_0 E(r) r^2}{r^2 R_1^2} = E_0(r) - \kappa E(r),$$

бундан диэлектрик ичида  $E = \frac{E_0}{\epsilon}$  эканлигини ва демак,  $D = \epsilon \epsilon_0 E_0$  эканлигини аниқлаймиз [(16.18) ва (16.19) формула-лар билан таққосланг].

Диэлектрик ичидаги майдон  $1/r^2$  қонуни бўйича ўзгарар экан  $\epsilon_1 : \epsilon_2 = \kappa_2^2 : R_1^2$  муносабат бажарилишини айтиб ўтиш керак. Бундан  $q_1 = q_2$  эканлиги келиб чиқади. Демак, бу зарядлар  $R_2$  дан катта масофаларда пайдо қилган майдонлар бир-бирини йўқотади ва шарсимон қатламдан ташқарида  $E' = 0$  ва  $E = E_0$  га тенг.

Агар  $R_1 = R$  ва  $R_2 = \infty$  деб қабул қилсак, чексиз бир жинсли диэлектрикка ботирилган зарядланган сфера ҳолига ўтган бўламиз. Бундай сферанинг ташқарисидаги майдон кучланганлиги қуйидагига тенг:

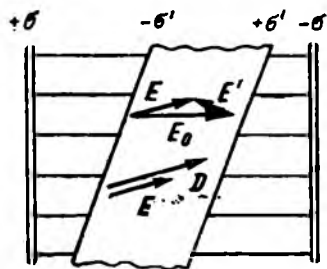
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2}. \quad (16.24)$$

Бир жинсли чексиз диэлектрикда жойлашган нуқтавий заряднинг кучланганлиги ҳам шундай ифодаланади.

Биз кўриб ўтган иккала мисолда диэлектрик бир жинсли ва уни чегараловчи сиртлар эквипотенциал сиртлар билан мос тушар эди. Шунинг учун биз эришган натижалар умумий бўлади. Агар бир жинсли диэлектрик эквипотенциал сиртлар билан чегараланган ҳажми тўла эгаллаган бўлса, электр силжиш вектори эркин зарядлар майдонининг  $\epsilon_0$  га кўпайтирилган кучланганлик векторига мос келади ва демак, диэлектрик ичидаги майдоннинг кучланганлиги эркин зарядлар майдони кучланганлигидан  $\epsilon$  марта кам бўлади.

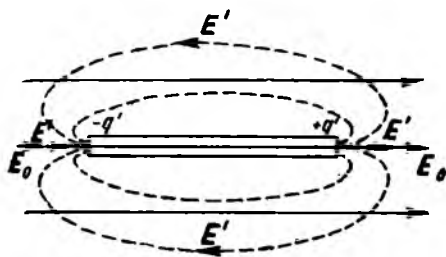
Агар юқорида айтиб ўтилган шартлар бажарилмаса,  $D$  ва  $\epsilon E_0$  векторлар ўзаро мос келмайди. 35-расмда эркин зарядларга эга бўлган текисликларга нисбатан қия турган диэлектрик пластинкадаги майдон кўрсатилган.  $E'$  вектор пластинканинг ёнларига перпендикуляр, шунинг учун  $E$  ва  $E_0$  векторлар коллинеар эмас.  $D$  вектор  $E$  вектор каби йўналган, демак  $D$  ва  $\epsilon_0 E_0$  йўналиш бўйича мос келмайди. Улар катталики бўйича ҳам тенг эмас эканлигини кўрсатиши мумкин.

Биз юқорида кўриб ўтган мисолларда диэлектрикнинг шакли



35- расм.

олдиндан танлаб олингани учун  $E'$  майдон фақат диэлектрик ичидаги нолга тенг эмас эди. Умумий ҳолда эса  $E'$  диэлектрикдан ташқарида ҳам нолдан катта бўлиши мумкин. Бир жинсли майдонга диэлектрик таёқчани жойлаштирайлик (36-расм). Қўгбланиш натижасида таёқчанинг учларида тескари ишорали боғланган зарядлар пайдо бўлади. Уларнинг таёқчадан ташқаридаги майдони диполь майдонига ўхшаш бўлади (расмда  $E'$  чизиқлари пунктир чизиқ билан кўрсатилган). Таёқча учлари яқинидаги натижавий майдон  $E$  ташқи майдон  $E_0$  дан катта бўлади.

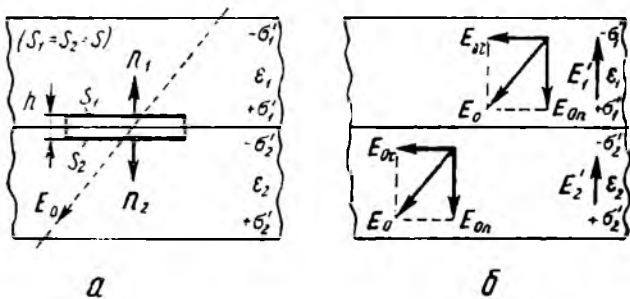


36-расм.

### 17-§. Электр силжиш чизиқларининг синиши

Вектор  $D$  нинг майдонини электр силжиш чизиқлари (бундан кейин қисқалик учун силжиш чизиқлари деймиз) ёрдамида тасвирлаш мумкин, бу чизиқларнинг йўналиши ва қалинлиги  $E$  вектор чизиқлари учун қандай аниқланган бўлса, шундай аниқланади (7-§ га қаранг).

Бир жинсли  $E_0$  майдонга турли диэлектриклардан ясалган иккита бир жинсли ясси-параллел пластинкани устма-уст қилиб қўямиз (37-расм). Агар  $\epsilon_1$  ва  $\epsilon_2$  лар ҳар хил бўлса, зарядларнинг зичликлари  $\sigma_1$  ва  $\sigma_2$  лар ҳам ҳар хил бўлади. Демак,



37-расм.

пластинкалар бир-бирига тегиб турган сиртда боғланган ор-  
тиқча заряд  $q_{\text{орт}}$  пайдо бўлади. Лекин  $\mathbf{D}$  векторнинг чизиқла-  
ри эркин зарядларда бошланиши ва тамомланишини биламиз.  
Шунинг учун силжиш чизиқлари иккита диэлектрикни ажра-  
тувчи сирт орқали ўтганда узилмайди. Улар бу сирт орқали  
ўтаётганда фақат синишини қўйида кўриб ўтамиз.

Биринчи ва иккинчи диэлектриклардаги  $\mathbf{D}$  ва  $\mathbf{E}$  векторлар-  
нинг нормал ва тангенциал (ажратувчи сиртга нисбатан) таш-  
кил этувчилари ўртасидаги муносабатларни аниқлайлик.

Асослари  $S_1$  ва  $S_2$  ажратувчи сиртнинг икки томонида  
жойлашган, баландлиги  $h$  га тенг цилиндрни тасаввур қилиб  
кўрайлик (37-а расм). Бу цилиндрга Гаусс теоремасини қўл-  
лаймиз (16.5). Цилиндр ичида фақат боғланган зарядлар бор,  
қилган фаразимиз бўйича у ерда эркин зарядлар йўқ. Шунинг  
учун (16.5) формуланинг ўнг қисми нолга тенг бўлади. Ци-  
линдрнинг ён сирги орқали ўтаётган вектор оқимини ҳисобга  
олмаса бўлади, чунки биз  $h$  ни нолга интилтирамиз. Цилиндр-  
нинг юқориги асоси орқали ўтаётган оқим  $D_{1n} S_1$  га тенг, бу  
ерда  $\mathbf{D}_{1n}$  —  $\mathbf{D}$  векторнинг биринчи диэлектрикдаги ажратувчи  
сиртга яқин нуқтадаги нормал ташкил этувчиси. Худди шун-  
га ўхшаш пастки асоси орқали ўтаётган оқим  $D_{2n} S_2$  га тенг,  
бу ерда  $\mathbf{D}_{2n}$  —  $\mathbf{D}$  векторнинг иккинчи диэлектрикдаги ажра-  
тувчи сиртга яқин нуқтадаги нормал ташкил этувчиси. Шу  
иккита оқимни қўшсак, тўла оқимга эга бўламиз, у эса кўриб  
ўтилган шартларга мувофиқ нолга тенг бўлиши керак:

$$\Phi_D = D_{1n} S_1 + D_{2n} S_2 = (D_{1n} + D_{2n}) S = 0.$$

Бундан  $D_{1n} = -D_{2n}$  эканлиги кўринади. Цилиндрнинг асосла-  
рига ўтказилган нормаллар  $n_1$  ва  $n_2$  нинг йўналишлари қара-  
ма-қарши бўлгани учун ташкил этувчиларнинг ишоралари  
ҳар хил бўлади. Агар  $\mathbf{D}_1$  ва  $\mathbf{D}_2$  ларни битта нормалга бўлган  
проекцияси олинса,

$$D_{1n} = D_{2n}. \quad (17.1)$$

(16.9) га мувофиқ  $\mathbf{D}$  векторнинг ташкил этувчиларини  $\mathbf{E}$  век-  
торнинг  $\epsilon_0 \epsilon$  га кўпайтирилган ташкил этувчилари билан ал-  
маштирсак, қўйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$\epsilon_0 \epsilon_1 E_{1n} = \epsilon_0 \epsilon_2 E_{2n},$$

бундан қўйидаги келиб чиқади:

$$\frac{E_{1n}}{E_{2n}} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}. \quad (17.2)$$

Энди  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{D}$  векторларнинг тангенциал ташкил этувчила-  
рини кўрайлик. (16.1) формулага мувофиқ  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'$ . Иккала  
диэлектрикда  $\mathbf{E}_0$  вектор бир хил деб қабул қилган эдик. 37-б  
расмдан кўриниши,  $\mathbf{E}'$  вектор ажратувчи сиртга нормал  
бўйича йўналган бўлиб,  $\mathbf{E}$  векторнинг фақат нормал ташкил

Этувчиларига таъсир қилиши мумкин. Бундан  $\mathbf{E}$  векторнинг тангенциал ташкил этувчилари иккала диэлектрикда ҳам бир хил бўлиши керак деган хулосага келамиз:

$$E_{1z} = E_{2z}. \quad (17.3)$$

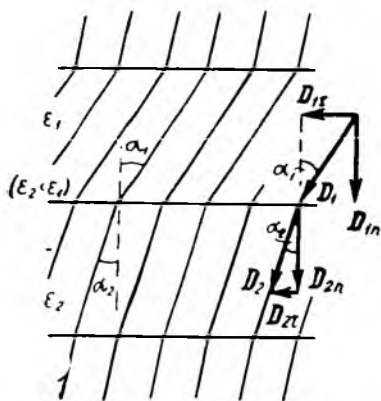
$\mathbf{E}$  векторнинг ташкил этувчиларини (16.9) формулага мувофиқ  $\mathbf{D}$  векторнинг  $\epsilon_0 \epsilon$  га бўлинган мос ташкил этувчилари билан алмаштирсак, қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$\frac{D_{1z}}{\epsilon_0 \epsilon_1} = \frac{D_{2z}}{\epsilon_0 \epsilon_2},$$

бундан

$$\frac{D_{1z}}{D_{2z}} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (17.4)$$

Хулоса сифатида қуйидагини айтиш мумкин: икки диэлектрикни ажратувчи сирт орқали ўтаётганда  $\mathbf{D}$  векторнинг нормал ташкил этувчиси ва  $\mathbf{E}$  векторнинг тангенциал ташкил этувчиси узлуксиз ўзгаради. Аксинча,  $\mathbf{D}$  векторнинг тангенциал ташкил этувчиси ва  $\mathbf{E}$  векторнинг нормал ташкил этувчилари ажратувчи чегара орқали ўтаётганда ўзгаради.



38- расм.

Юқорида кўрилган (17.1) — (17.4) муносабатлар диэлектрик билан вакуум ўртасидаги чегара учун ҳам қўлланилади. Бу ҳолда диэлектрик киритувчанликлардан бирини бирга тенг деб олиш керак.

38-расмда кўрсатилган силжиш чизиқлари 37-расмдаги пластиналар учун чизилган. Пластиналардан ташқарида  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}_0$  га тенг. Диэлектрикларнинг чегарасида бу чизиқлар синади, натижада ажратувчи сиртга нормал чизиқ билан  $\mathbf{D}$  чизиқ ўртасидаги бурчак  $\alpha$  ўзгаради. Шу расмдан кўринадики,

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

бу ердан (17.1) ва (17.4) формулаларни ҳисобга олиб, электр силжиш чизиқларининг синиш қонунини чиқарамиз:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (17.5)$$

ε ни кичик бўлган диэлектрикка ўтаётганда нормал билан силжиш чизиқлари ташкил қилган бурчаги камаяди, демак, чизиқлар сийрак жойлашади; агар ε ни каттароқ бўлган диэлектрикка ўтиилаётган бўлса, у ҳолда чизиқлар қалинлашади.

## 18-§. Диэлектрикда зарядга таъсир қилувчи кучлар

Агар вакуумдаги электр майдонга киритилган зарядланган жисмнинг ўлчамлари шу жисм турган жойдаги майдонни бир жинсли деб ҳисоблашга имкон берса (бу ҳолда жисмни нуқтавий заряд деб қабул қилиш мумкин), жисмга таъсир қилаётган куч қуйидагича бўлади:

$$\mathbf{f} = q\mathbf{E}. \quad (18.1)$$

Зарядланган жисмни диэлектрикда пайдо қилинган майдонга жойлаштириш учун бу диэлектрикда бўшлиқ вужудга келтириш керак. Агар диэлектрик суюқ ёки газсимон бўлса, жисмнинг ўзи эгаллаган ҳажмидан диэлектрикни сиқиб чиқариб бўшлиқ пайдо қилади. Бўшлиқ сиртида боғланган зарядлар пайдо бўлади, шунинг учун бўшлиқ ичидаги майдон яхлит диэлектрик ичидаги  $E$  майдондан фарқ қилади. Шундай қилиб, бўшлиқ ичига жойлаштирилган зарядланган жисмга таъсир қилаётган кучни заряднинг майдон кучланганлиги  $E$  га кўпайтмаси сифатида ҳисоблаш мумкин эмас.

Суюқ ёки газсимон диэлектрикка жойлаштирилган зарядланган жисмга таъсир қилаётган кучни ҳисоблаганда яна бир нарсани назарда тутиш зарур. Қўбланган вақтда диэлектриклар озгина деформацияланади. Бундай ҳодиса электрострикция деб айтилади. Электрострикция туфайли диэлектрикдаги жисм чегараларида механик тортишлар пайдо бўлиб, улар ўз навбатида жисмга таъсир қилаётган қўшимча механик кучни вужудга келтиради. Агар қаттиқ диэлектрикда бўшлиқ бўлса, табиийки, бундай қўшимча куч пайдо бўлмайди.

Шундай қилиб, диэлектрикка жойлаштирилган зарядланган жисмга таъсир қиладиган кучни, умуман айтганда, (18.1) формула ёрдамида ҳисоблаш мумкин эмас, бу ерда  $E$  — яхлит диэлектрикдаги майдон кучланганлиги, бу кучни ҳисоблаш анча мураккаб масаладир. Лекин, зарядланган жисм фазонинг майдон нолга тенг бўлмаган қисмини тўла эгаллаган бир жинсли диэлектрикка жойлаштирилган бўлса, шу жисмга таъсир қилаётган электр ва механик кучларнинг тенг таъсир этувчиси (18.1) кучга тенг. Бир жинсли чексиз диэлектрикка жойлаштирилган нуқтавий заряд пайдо қилган майдоннинг кучланганлиги (16.24) формула ёрдамида аниқланади. Демак, бир жинсли чексиз<sup>1</sup> диэлектрикка ботирилган иккита нуқта-

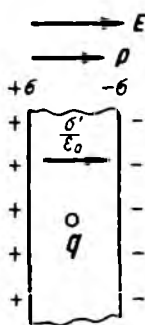
<sup>1</sup>) Амалда диэлектрикнинг чегаралари зарядлардан улар орасидаги масофадан анча кагта масофада бўлиши кифоядир.

вий заряднинг ўзаро таъсир кучи учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$f = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}. \quad (18.2)$$

Ушбу (18.2) формула диэлектрикларда жойлашган зарядлар учун Кулон қонунини ифодалайди. Бу формулани фақат суюқ ва газсимон диэлектриклар учун қўллаш мумкин.

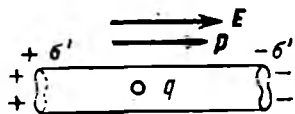
Энди қаттиқ диэлектрик ичидаги бўшлиққа жойлаштирилган нуқтавий зарядга таъсир қилаётган кучни топамиз. Бир неча ҳолни кўрайлик.



39- расм.

**1. Тор кўндаланг тирқиш.** Бир жинсли кўндаланг диэлектрикда  $E$  ва  $P$  векторларга перпендикуляр жойлашган тор тирқиш кўринишида бўшлиқ ясаймиз (39- расм). Диэлектрикнинг тирқишни чегараловчи сиртларида зичлиги  $\sigma' = \rho$  га тенг бўлган боғланган зарядлар пайдо бўлади. Бу зарядлар тирқишнинг ўртасида кучланганлиги  $\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$  га тенг бўлган, йўналиши яхлит диэлектрикдаги майдон  $E$  нинг йўналишига мос бўлган қўшимча майдон пайдо қилади. Демак, тирқишнинг ўртасида майдон кучланганлиги  $E + \frac{P}{\epsilon_c}$  га тенг бўлади. (16.4) формулага мувофиқ бу катталиқ диэлектрикдаги  $D_{\epsilon_0}$  га тўғри келади. Шундай қилиб, тор кўндаланг тирқиш ўртасига жойлаштирилган зарядга таъсир қиладиган куч  $q \frac{D}{\epsilon_0} = qE$  га тенг бўлади.

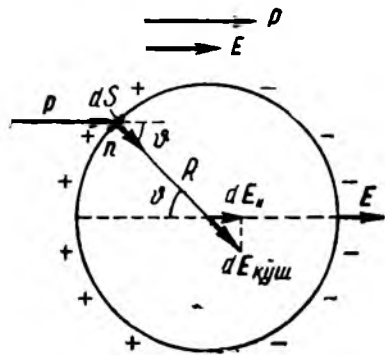
**2. Тор бўйлама бўшлиқ.** Агар диэлектрикдаги бўшлиқ ташкил ясовчилари  $E$  ва  $P$  векторларга параллел бўлган тор узун цилиндр кўринишида бўлса (40- расм), шу бўшлиқ ўртасидаги кучланганлик яхлит диэлектрикдаги каби бўлади. Бунинг сабаби шундаки, бўшлиқнинг тагларида пайдо бўлган боғланган зарядларнинг миқдори кам бўлиб (тагидаги майдонча кичик), бўшлиқнинг ўртасидан узоқ масофада жойлашгандир. Шунинг учун бу зарядлар пайдо қилган қўшимча майдон жуда кичик бўлади. Тор бўйлама бўшлиқ ўртасига жойлаштирилган зарядга таъсир қилаётган куч  $qE$  га тенг бўлади.



40- расм.

**3. Сфера шаклидаги бўшлиқ.** Радиуси  $R$  га тенг бўлган сферасимон бўшлиқнинг марказидаги қўшимча майдоннинг

кучланганлигини ҳисоблаймиз (41-расм). Қутбланиш векторининг нормал ташкил этувчиси бўшлиқ сиртининг турли нуқталарида  $P$  дан нолгача ўзгаради. Мос равишда боғланган зарядларнинг зичлиги  $\sigma'$  ҳам ўзгаради. Сиртнинг нуқталарини  $E$  нинг йўналишига тескари бўлган йўналишдан ҳисобландиган қутб бурчаги  $\vartheta$  ва азимутал бурчак  $\alpha$  орқали ифодалаймиз. Бу ерда  $\sigma' = P_n = P \cos \vartheta$  эканлигини кўрсатиш қийин эмас. Боғланган зарядлар пайдо қилган майдоннинг йўналиши диэлектрикдаги майдон  $E$  нинг йўналишига тўғри келиши симметрия нуқтавий назаридан аён. Шунинг учун бу майдонни ҳисоблашда сирт элементи  $dS$  даги боғланган заряд пайдо қилган кучланганлик  $dE_{кўш}$  нинг векторидан  $E$  вектор йўналишига мос келадиган  $dE_n$  ташкил этувчини олиш ва сиртнинг барча элементлари учун шу ташкил этувчиларни қўшиб чиқиш керак.



41-расм.

Сиртнинг элементини координаталарнинг сферик система-сида ифодалаймиз:  $dS = R^2 \sin \vartheta d\vartheta d\alpha$ . Бу элементда  $dq = \sigma' dS$  га тенг заряд жойлашиб, сферанинг марказида кучланганлиги қуйидагига тенг майдон пайдо қилади:

$$\begin{aligned} dE_{кўш} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma' ds}{R^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = \frac{P \cos \vartheta R^2 \cdot \sin \vartheta d\vartheta d\alpha}{R^3} = \\ &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\alpha. \end{aligned}$$

$E$  нинг йўналишига мос келадиган  $dE_{кўш}$  нинг ташкил этув-чиси қуйидагига тенг:

$$dE_n = dE_{кўш} \cos \vartheta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\alpha.$$

Бу ифодани  $\alpha$  бўйича 0 дан  $2\pi$  гача ва  $\vartheta$  бўйича 0 дан  $\pi$  гача чегараларда интегралласак, қўшимча майдон кучланганлигининг ифодасини топамиз:

$$E_{кўш} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} P \int_0^\pi \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \int_0^{2\pi} d\alpha = \frac{1}{3} \frac{P}{\epsilon_0}.$$

Демак, сферасимон бўшлиқ марказидаги майдоннинг кучланганлиги қуйидагига тенгдир:

$$E + \frac{1}{3} \frac{P}{\epsilon_0}. \quad (18.3)$$

Бу формуланинг Гаусс системасидаги кўриниши қуйидагича бўлади:

$$E = \frac{4}{3} \pi P. \quad (18.4)$$

Диэлектрикнинг алоҳида олинган ҳар бир молекуласи сферасимон бўшлиққа жойлаштирилгандек бўлади. Шунинг учун бу молекулага таъсир қилаётган майдоннинг қиймати  $E$  нинг қийматига қараганда (18.3) нинг қийматига яқинроқ бўлиши керак. Аниқ ҳисоблаш шуни кўрсатадики, алоҳида олинган молекулага таъсир қилаётган майдон (18.3) орқали ифодаланган майдонга мос келиши учун диэлектрик кубик системадаги кристаллдан иборат бўлиши керак. Суюқ ва газсимон диэлектрикларда эса алоҳида олинган молекулага таъсир этаётган майдоннинг кучланганлиги (18.3) дан топилган қийматга тахминан тенг бўлади.

Биз 13-§ да молекулаларнинг қутбланишини кўраётганда эластик молекулани деформациялаётган майдон, яъни (13.4) формула орқали топиладиган майдон ўртача макроскопик майдон  $E$  деб фараз қилган эдик. Энди биз бу фаразнинг нотўғри эканлигини исбот қилишимиз мумкин. Диэлектрикдаги ўртача макроскопик майдонни барча молекулалар, шу жумладан биз кўраётган молекула ҳам пайдо қилади. (13.4) формулага эса диполь моменти аниқланиши керак бўлган молекулалардан ташқари барча молекулалар пайдо қилган ўртача майдонни қўйиш керак. Бу майдоннинг қиймати  $E$  нинг қийматига қараганда (18.3) нинг қийматига яқинроқ эканлигини биз кўриб ўтган эдик. Юқоридагиларни ҳисобга олсак, қутбсиз молекуланинг индукцияланган диполь моменти учун ифодани қуйидагича ёзиш мумкин бўлади:

$$p = 3\epsilon_0 \left( E + \frac{1}{3} P \right),$$

бу ерда  $p$  — диэлектрикнинг қутбланиш вектори. Бу моментни ҳажм бирлигидаги молекулалар сони  $n$  га кўпайтирсак, ҳажм бирлигининг диполь моментини, яъни қутбланиш вектори  $P$  ни топамиз:

$$P = n p = n 3\epsilon_0 E + \frac{1}{3} n 3 P.$$

Бундан

$$P = \frac{n 3}{1 - \frac{1}{3} n 3} \epsilon_0 E.$$

Бу формулани  $P = \chi \epsilon_0 E$  билан [(15.2) га қаранг] солиштирсак, қуйидаги муносабатга эга бўламиз:

$$\frac{n 3}{1 - \frac{1}{3} n 3} = \chi. \quad (18.5)$$

Агар  $n_3 \ll -1$  бўлса (бу тенгсизлик унча юқори бўлмаган босим остидаги газлар учун бажарилади), биз топган (18.5) ифода (13.4) формулага айланади.

Агар (18.5) формулани  $n_3$  га нисбаган ечсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$\frac{1}{3} n_3 = \frac{x}{3+x}.$$

Нихоят, (16.8) формулага мувофиқ  $x$  ни  $\varepsilon - 1$  орқали ифодаласак, қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n_3}{3}. \quad (18.6)$$

Бу формула Клаузиус—Мосотт формуласи деб аталади. Бу формула суюқ ва газсимон ҳолатдаги қўтбсиз диэлектриклар ҳамда кубик системадаги кристаллар учун тажриба натижалари билан яхши мос келади.

### 19-§. Сегнетоэлектриклар

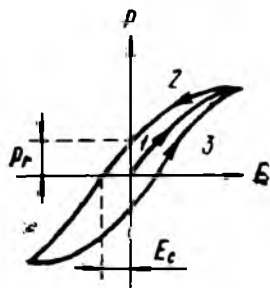
Ташқи майдон бўлмаганда спонтан (ўз-ўзидан) қўтбланиш қобилиятига эга бўлган моддалар группаси бор. Бундай ҳодиса дастлаб сегнет тузида<sup>1)</sup> кузатилгани учун шу моддаларнинг барчасини сегнетоэлектриклар деб атайдилар. Сегнет тузининг электр хусусиятларини биринчи бўлиб совет физиклари И. В. Курчатов ва П. П. Кобеко мукамал ўрганган.

Сегнетоэлектриклар қолган диэлектриклардан бир қатор характерли хоссалари билан фарқ қилади:

1. Оддий диэлектрикларда  $\varepsilon$  бир неча бирликка, кам ҳолларда бир неча ўнга (масалан, сув учун  $\varepsilon = 81$ ) тенг бўлган вақтда, сегнетоэлектрикларнинг диэлектрик киритувчанлиги бир неча мингга етиши мумкин.

2.  $D$  нинг  $E$  га боғланиши чизиқли эмас, демак, диэлектрик киритувчанлик майдоннинг кучланганлигига боғлиқ бўлади (42-расмдаги эгри чизиқнинг  $I$  шохчаси.)

3. Майдон ўзгарганда қўтбланиш вектори  $P$  нинг қийматлари (демак,  $D$  нинг қийматлари ҳам) майдон кучланганлиги  $E$  нинг қийматларидан кечкиб ўзгаради, натижада  $P$  ва  $D$  лар  $E$  нинг айни вақтдаги қийматларигагина боғлиқ бўлмай, илгариги қийматларига ҳам боғлиқ бўлади, яъни диэлектрикда аввал бўлиб ўтган воқеаларга ҳам боғлиқ бўлади. Бу ҳо-



42-расм.

<sup>1)</sup> Тартрат кислота  $KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$  нинг калий-натрийли қўш тузи шундай аталади.

диса гистерезис (грекча „гистерезис“ — кечикиш дегани) деб аталади. Агар майдон давран ўзгарса,  $P$  нинг  $E$  га боғлиқлиги 42-расмда кўрсатилган эгри чизиқ билан ифодаланиб, бу чизиқ гистерезис сиртмоғи деб айтилади. Майдоннинг дастлабки пайдо қилинишида  $E$  нинг ўсиши билан қутбланиш ортиб боради ва эгри чизиқнинг 1 шохчаси орқали ифодаланади.  $P$  нинг камайиши 2 шохча бўйича рўй беради.  $E$  нинг қиймати нолга тенг бўлганда модда қутбланиши  $P_c$  га тенг бўлиб қолади, бу қийматни қолдиқ қутбланиш дейилади. Кучланганлиги  $E_c$  га тенг бўлиб, тескари йўналган майдон таъсиридагина қутбланиш нолга тенг бўлиши мумкин. Майдон кучланганлигининг ушбу қиймати коэрцитив куч деб айтилади. Агар  $E$  ни янада ўзгартирсак, гистерезис сиртмоғининг 3 шохчаси пайдо бўлади ва ҳоказо.

Сегнетоэлектриклар қутбланишининг ўзгариши ферромагнетиклар магнитланишининг ўзгаришига (54-§) ўхшашдир. Шунинг учун баъзан сегнетоэлектрикларни ферроэлектриклар деб ҳам атайдилар. Сегнетоэлектриклик хусусиятига фақат кристалл моддалар эга бўлиб, кристаллар симметрия марказига эга бўлмаслиги керак. Масалан, сегнет тузининг кристаллари ромбик системага киради (1 том, 138-§ га қаранг). Сегнетоэлектрик кристаллардаги зарядларнинг ўзаро таъсирлашиши натижасида шу зарраларнинг диполь моментлари спонтан равишда бир-бирларига параллел жойлашади. Диполь моментларининг бир хил йўналиши бутун кристаллга тарқалиши жуда кам учрайдиган ҳолдир. Одатда, кристалл бир қанча соҳаларга бўлиниб, ҳар бир соҳадаги диполь моментлар бир-бирларига параллел жойлашган бўлади. Лекин турли соҳаларнинг қутбланиш йўналишлари ҳар хил бўлади, пировардида бутун кристалл бўйича олинган натижавий диполь моменти нолга тенг бўлиши мумкин. Спонтан (ўз-ўзидан) қутбланиш соҳадари доменлар деб айтилади. Ташқи майдон таъсирида доменларнинг моментлари яхлит момент сифатида бурилади ва майдон йўналишига мос жойлашади.

Ҳар бир сегнетоэлектрик учун шундай температурани кўрсатиш мумкинки, бу температурадан юқорироқ температурада модда ўзининг ажойиб хусусиятларини йўқотади ва оддий диэлектрикка айланиб қолади. Бу температуранинг Кюри нуқтаси деб айтилади. Сегнет тузининг иккита Кюри нуқтаси бор:  $-15^{\circ}\text{C}$  да ва  $+22,5^{\circ}\text{C}$  да ва бу туз кўрсатилган қийматлар билан чегараланган температура интервалидагина сегнетоэлектрик хусусиятига эга бўлади. Агар температура  $-15^{\circ}\text{C}$  дан паст ва  $+22,5^{\circ}$  дан юқори бўлса, сегнет тузининг электр хоссалари оддий диэлектрикниқидан фарқ қилмайди.

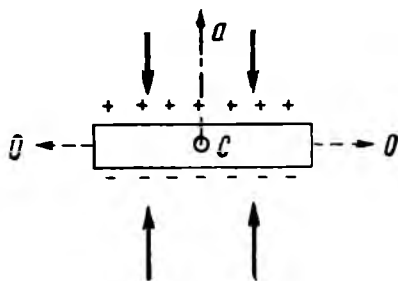
Совет физиги Б. М. Вул ва унинг ҳамкорлари кашф қилган ва Кюри нуқтаси  $125^{\circ}\text{C}$  га тенг бўлган сегнетоэлектрик — барийнинг метатитанати ( $\text{BaTiO}_2$ ) жуда кагта амалий аҳамиятга эга.

## 20-§. Тўғри ва тескари пьезоэлектрик эффект

Симметрия марказига эга бўлмаган баъзи кристаллар (шу жумладан, барча сегнетоэлектриклар) деформация вақтида қутбланиди. Бу ҳодисани тўғри пьезоэлектрик эффект ёки оддийгина қилиб пьезоэлектрик эффект деб аталади. Қутбланишнинг катталиги деформацияга пропорционалдир, демак, эластиклик чегараларида механик қучланишга ҳам пропорционалдир. Агар деформациянинг ишорасини ўзгартирсак, қутбланишнинг ишораси ҳам тескарига ўзгаради.

Мухим пьезоэлектриклар (яъни пьезоэлектрик кристаллар) қаторига кварц, сегнет тузи, барийнинг метатитанати ва бошқалар киради.

Кварц кристаллари гексагонал системага тегишлидир. Агар кварц кристалидан кристаллографик ўқ  $a$  га (1 том, 137- § га қаранг) перпендикуляр қилиб пластинка қирқиб олинса ва юқорида айтилган ўқ бўйича сиқилса, пластинканинг ён сиртларида боғланган зарядлар пайдо бўлади (43- расмда пластинка шундай жойлаштирилганки, кристаллографик ўқ  $c$  биз томонга қараб йўналган). Агар пластинкани кристаллографик йўналишлар  $a$  ва  $c$  га перпендикуляр бўлган  $OO$  ўқ бўйича чўзсак, худди шундай натижага эришамиз. Дастлабки ҳолдаги эффектни бўйлама эффект, кейинги ҳолдагисини



43- расм.

эса кўндаланг эффект дейилади. Агар деформацияланиш ишорасини ўзгартсак (яъни  $a$  бўйича чўзиб,  $OO$  бўйича сиқсак) пластинканинг ён сиртларида бошқа ишорали боғланган зарядлар пайдо бўлади. Пьезоэлектрик эффектдан амалда фойдаланиш учун пластинканинг ён сиртларига металл қопламалар қилинади. Агар бу қопламаларни берк занжирга уласак, кристаллнинг деформацияси ўзгарганда занжирда ток импульслари вужудга келади. Масалан, пьезоэлектрик микрофонда юқорида айтиб ўтилган процесслар кузатилади, яъни товуш тўлқини таъсирида пластинканинг ҳар хил ишорали деформацияланиши шундай частотали ўзгарувчан токка айланади.

Пьезоэлектрик эффектни қуйидагича тушунтириш мумкин. Ҳар қандай кристалл панжарасини турли атомлар ёки атомларнинг группалари томонидан тузилган ва бир-бирининг ичига киритилган оддий панжаралардан иборат дейиш мумкин. Агар кристалл симметрия марказига эга бўлмаса, деформация таъсирида оддий панжаралар бир-бирларига нисбатан сил-

жийди ва бундай силжиш натижасида кристаллда электр моменти пайдо бўлади.

Пьезоэлектрик кристалларда биз юқорида кўриб ўтган тўғри эффектдан ташқари тескари эффект ҳам кузатилиб, электр майдони таъсирида қутбланиш натижасида кристалл механик нуқтан назардан деформацияланади. Шундай қилиб, 43-расмда кўрсатилган пластинкадаги металл қопламаларга ўзгарувчан электр кучланишини уласак, пластинка навбат билан  $a$  ўқи бўйича чўзилиб сиқилади (мос равишда  $OO$  ўқи бўйлаб сиқилади ва чўзилади), яъни пластинкада механик тебранишлар уйғотилади. Агар ўзгарувчан кучланишнинг частотаси пластинканинг хусусий (резонанс) частотасига мос келса, кузатилаётган тебранишлар жуда кучли бўлади.

Мана шундай резонансга созланган пьезоэлектрик пластинкалардан ультратовуш тўлқинларини уйғотиш (I том, 90-§), электр тебранишлар генераторларининг частоталарини стабиллаштиришда ва ҳоказоларда қўлланилади.

Тескари пьезоэлектрик эффектни электрострикциядан ажрата билиш керак. Электрострикция ҳодисаси барча суюқ, газсимон, қаттиқ диэлектрикларда кузатилади. Пьезоэлектрик эффект эса фақат баъзи кристаллардагина кузатилади. Электрострикциядаги деформация майдоннинг квадратига боғлиқ ва майдоннинг йўналиши ўзгарганда ишорасини ўзгартирмайди. Пьезоэлектрик эффект эса майдонга чизиқли боғланган ва майдон йўналиши ўзгарганда ишорасини ўзгартиради.

## ЭЛЕКТР МАЙДОНИДА ЎТКАЗГИЧЛАР

## 21-§. Ўтказгичдаги зарядларнинг мувозанати

Ўтказгичлардаги заряд ташувчилар жуда кичик куч таъсири остида ҳаракат қила олади. Шунинг учун зарядларнинг мувозанати қуйидаги шартлар бажарилган ҳолдагина кузатилади:

1. Ўтказгич ичидаги барча нуқталарда майдон кучланганлиги нолга тенг бўлиши зарур.

$$E = 0. \quad (21.1)$$

(11.3) га мувофиқ ўтказгич ичидаги потенциал ўзгармас бўлиши керак ( $\varphi = \text{const}$ ).

2. Майдон кучланганлигининг ўтказгич сирти ҳар бир нуқтасидаги йўналиши сиртга ўтказилган нормалга мос бўлиши керак,

$$E = E_n. \quad (21.2)$$

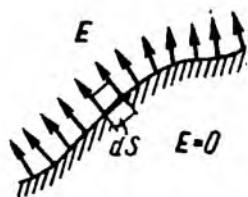
Демак, зарядлар мувозанатда бўлганда ўтказгичнинг сирти эквипотенциал бўлади.

Агар ўтказувчи жисмга маълум  $q$  заряд берилса, бу заряд жисм бўйлаб мувозанат шарти сақланадиган ҳолда тақсимланади. Жисм ҳажмига тўлиқ жойлашган ихтиёрий ёпиқ сиртни тасаввур қилайлик. Зарядлар мувозанатида жисм ичидаги ҳар бир нуқтада майдон йўқ бўлганлиги учун сирт орқали ўтаётган электр силжиш векторининг оқими нолга тенг. Гаусс теоремасига мувофиқ, сирт ичидаги зарядларнинг алгебраик йиғиндиси ҳам нолга тенг бўлади. Бу шарт ўтказгич ичида ихтиёрий равишда ўтказилган исталган ўлчамлардаги сирт учун бажарилади. Демак, мувозанатда ўтказгич ичидаги ҳеч қандай нуқтада ортиқча зарядлар бўлиши мумкин эмас, барча зарядлар ўтказгичнинг сирти бўйлаб маълум  $\sigma$  зичлик билан жойлашади.

Мувозанат ҳолатида ўтказгич ичида ортиқча зарядлар бўлмагани учун ўтказгич ичида танланган бирор ҳажмдаги модданинг олиб ташланиши зарядларнинг мувозанатли жойлашишига таъсир қилмайди. Шундай қилиб, ортиқча заряд ичи бўш

Ўтказгичда худди яхлит ўтказгичда тақсимлангандай, яъни ташқи сирти бўйича тақсимланади. Мувозанат ҳолатида бўшлиқнинг сиртида ортиқча зарядларнинг жойлашиши мумкин эмас. Муайян  $q$  зарядни ташкил этувчи бир хил ишорали элементар зарядлар ўзаро итарилиб бир-бирларидан мумкин қадар узоқроқ жойлашишга интилишидан ҳам юқоридагидай хулоса келиб чиқади.

Ўтказгич сиртига ўтказилган нормаллар ташкил қилган ва асосларнинг катталиклари  $dS$  га тенг бўлган кичик цилиндрсимон сиртни кўрайлик. Бу цилиндрсимон сирт асосларидан бири ўтказгичнинг



44- расм.

ичида, иккинчиси эса ташқарисида жойлашган бўлсин (44- расм). Электр силжиш векторининг шундай сирт орқали оқими  $DdS$  га тенг бўлади, бу ерда  $D$ —ўтказгич сиртига яқин жойдаги силжиш катталиги. Ҳақиқатан ҳам, цилиндрсимон сиртнинг ички қисми орқали оқим нолга тенг, чунки ўтказгичнинг

ичида  $E$ , демак,  $D$  ҳам нолга тенг. Ўтказгичнинг ташқарисида унга яқин жойда майлон кучланганлиги  $E$  нинг йўналиши ўтказгич сиртига ўтказилган нормаль билан мос тушади. Демак, цилиндрнинг ташқарига чиқиб турган ён сирти учун  $D_n = 0$ , ташқи асос учун эса  $D_n = D$  (ташқи асос ўтказгич сиртига жуда яқин жойлашган деб ҳисобланади). Цилиндрнинг ичида  $dS$  га тенг эркин заряд жойлашади ( $\sigma$ —ўтказгич сиртининг берилган нуқтасига доир заряд зичлиги). Цилиндрсимон сирт учун Гаусс теоремасини қўлласак,  $DdS = \sigma dS$ , яъни  $D = \sigma$  га эга бўламиз. Бундан ўтказгич сирти яқинидаги майдон кучланганлиги учун қуйидагини топамиз:

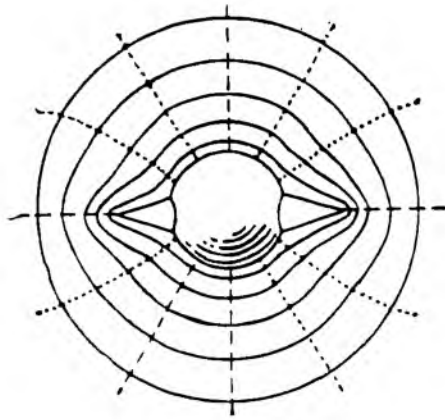
$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad (21.3)$$

бу ерда  $\epsilon$ —ўтказгични ўраб турган муҳитнинг нисбий диэлектрик киритувчанлиги [шу натижани вакуумда жойлашган цилиндр ва сфера учун ёзилган (8.9) ҳамда (8.11) формулар билан солиштиринг].

Гаусс системасида бу формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$E = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}. \quad (21.4)$$

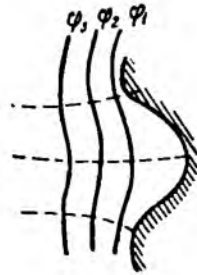
45-расмда кўрсатилган зарядланган ўтказгич пайдо қилган майдонни кўриб чиқайлик. Ўтказгичдан етарли даражада узоқ масофалардаги эквипотенциал сиртлар нуқтавий зарядга хос бўлган сфера шаклига эга бўлади (расмда жойини тежаш мақсадида сферасимон сирт ўтказгичга яқин чизилган; пунктир чизиқлар майдон кучланганлиги чизиқларини билдиради). Ўт-



45- расм.

казгичга яқинлашган сари эквипотенциал сиртлар ўтказгич сиртига ўхшай бошлайди, чунки ўтказгич сиртининг ўзи эквипотенциал сирт эканлигини биламиз. Жисмнинг бўртиб турган жойларида эквипотенциал сиртларнинг қалинлиги, демак, бу ердаги майдон кучланганлиги ҳам катта бўлади. Бундан (21.3) га мувофиқ, зарядларнинг зичлиги бўртиб турган жойларда энг катта бўлиши келиб чиқади. Ўзаро итариш натижасида зарядлар бир-бирларидан мумкин қадар узоқроқ жойлашишини ҳисобга олинганда ҳам худди шундай хулосага келинади.

Ўтказгичлардаги чуқурчалар яқинида эквипотенциал сиртлар сийрак жойлашади (46-расм). Мос равишда бундай жойлардаги майдон кучланганлиги ва зарядлар зичлиги камроқ бўлади. Умуман олганда, ўтказгичдаги маълум потенциалда зарядларнинг зичлиги сиртнинг эгрилигига боғлиқ бўлиб, мусбат эгриликнинг (қавариқликнинг) ўсиши билан ортади ва манфий эгриликнинг (ботиқликнинг) ўсиши билан камаяди. Зарядларнинг зичлиги айниқса ўткир учли жойларда катта бўлади. Шунинг учун ўткир учлар яқинидаги майдон кучданганлиги жуда катта бўлиб, ўтказгич атрофидаги газнинг молекулалари ионланиши мумкин. Ўтказгич заряди  $q$  га тесқари ишорали ионларни ўзига тортади ва унинг зарядини нейтраллайди. Заряди  $q$  билан бир хил ишорали бўлган ионлар ўтказгичдан қочади ва ўзлари билан бирга газнинг нейтрал молекулаларини ҳам эргаштириб кетади. Натижада электр шамоли деб айтиладиган газнинг сезиларли ҳаракати пайдо бўлади.

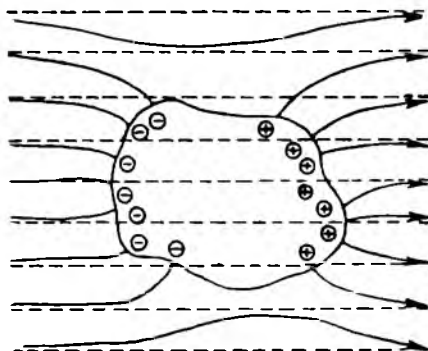


46- расм.

Ўтказгичнинг заряди ўткир учдан оқиб туриб шамол ёрдамида учиб кетаётгандай туюлади. Шунинг учун бу ҳодисани заряднинг ўткир учдан оқиб чиқиши дейилади.

## 22-§. Ташқи электр майдонидаги ўтказгич

Зарядланмаган ўтказгични электр майдонига киритилса, ундаги заряд ташувчилар ҳаракатга келади. Мусбат заряд ташувчилар  $E$  вектор йўналиши бўйича, манфий заряд ташувчилар эса қарама-қарши йўналишда ҳаракат қилади. Натижада ўтказгичнинг учларида қарама-қарши ишорали зарядлар пайдо бўлиб, бу зарядлар индукцияланган зарядлар деб айтилади (47-расмда ташқи майдон кучланганлигининг чизиқлари пунк-



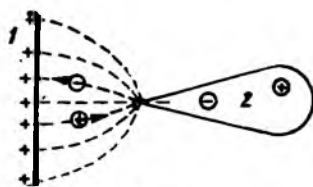
47- расм

тир билан кўрсатилган). Бу зарядларнинг майдони ташқи майдонга қарама-қарши йўналган. Шундай қилиб, ўтказгич учларида зарядларнинг йиғилиши ўтказгичдаги майдонни сусайтиришга олиб келади. Заряд ташувчиларнинг қайта тақсимланиши (21.1) ва (21.2) шартлар бажарилмагунча, яъни ўтказгич ичидаги майдоннинг кучланганлиги нолга тенг бўлиб, ўтказгичдан ташқарида кучланганлик чизиқлари сиртга перпендикуляр бўлмагунча давом этади (47- расм). Демак, электр майдонига киритилган нейтрал ўтказгич кучланганлик чизиқларининг бир қисмини узар экан, чизиқлар индукцияланган манфий зарядларда тамом бўлар ва яна мусбат индукцияланган зарядлардан бошланар экан.

Индукцияланган зарядлар ўтказгичнинг ташқи сирги бўйлаб тақсимланади. Агар ўтказгичнинг, ичида бўшлиқ мавжуд бўлса, индукцияланган зарядлар тақсимоти мувозанатли бўлганда бўшлиқнинг ичидаги майдон нолга тенг бўлади. Электростатик муҳофазанинг моҳияти шундан иборатдир. Бирор асбобни ташқи майдон таъсиридан муҳофаза қилмоқчи бўлсак, бу ас-

бобни ўтказувчи ғилоф (экран) билан ўраш керак. Экран сиртида пайдо бўлган индукцияланган зарядлар экран ичидаги ташқи майдонни компенсациялайди. Бундай экран яхлит бўлмасдан қалин тўрсимон бўлган ҳолда ҳам яхши ҳимоя қилади.

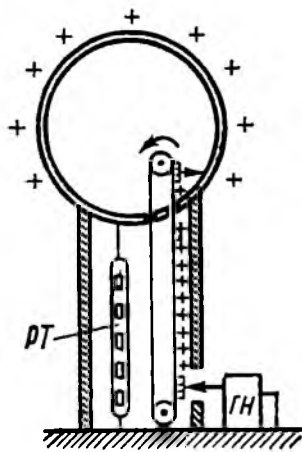
Ўтказувчи жисмда ўткир учнинг бўлиши зарядларнинг оқиб чиқишигагина эмас, балки бошқа жисмлардан „оқиб келишига“ ҳам олиб келиши мумкин. Зарядланган жисм 1 пайдо қилган майдон таъсирида жисм 2 да индукцияланган зарядлар пайдо бўлади (48-расм). Учида индукцияланган зағяд унинг атрофида вужудга келтирган кучли майдон газ молекулаларини ионлантиради. Турли ишорали ионлар қарама-қарши томонга ҳаракат қилади ва жисмларга жойлашиб олади. Натижада 1 жисмнинг заряди  $q$  камаяди, ўткир учли ўтказгичда эса  $q$  билан бир хил ишорали заряд йиғилиб қолади. Заряд зарядланган 1 жисмдан дастлаб зарядланмаган 2 жисмга ўтиб қолгандай бўлади.



48-расм.

### 23-§. Ван-де-Грааф генератори

1929 йилда Ван-де-Грааф электростатик генераторнинг ортиқча зарядларнинг ўтказгич ташқи сиртига жойлашиши ҳодисасига асосланган конструкциясини таклиф қилди. Бундай генераторнинг схемаси 49-расмда кўрсатилган. Кондуктор деб аталувчи ҳавол металл шар изоляцияловчи колоннага ўрнатилди. Шар ичига шойи ёки резиналанган газлама лента валиклар ёрдамида чексиз ҳаракатланадиган қилиб ўрнатилган. Колоннанинг пастки асосида лентанинг ёнига учли тароқ қўйилган бўлиб, бир неча ўн киловольтга мўлжалланган кучлиниш генератори (ГН) уйғотаётган заряд ана шу учлар орқали лентага ўтади. Кондуктор ичига иккинчи тароқ ўрнатилган бўлиб, лентадан бу тароқнинг учларига заряд ўтади. Бу тароқ кондукторга улангани учун лентадан олинган заряд кондукторнинг ташқи сиртига жойлашади. Кондуктордаги заряднинг миқдори кўпайиши билан унинг потенциали ортиб боради, бундай ортиш сизиб кетаётган заряд олиб келинаётган зарядга тенг бўлмагунча давом этади. Кондуктордаги заряд асосан кондуктор яқинидаги газнинг



49-расм.

ионланиши натижасида сизиб кетади (шундай процесс таъсирида газ орқали токнинг ўтишини тож разряд ёки тожланиш дейлади (91- § га қаранг). Тожланиш ҳодисасини камайтириш учун кондукторнинг сирти яхшилаб силлиқланади (жисмнинг бўртган жойларида майдон кучланганлиги энг катта бўлишини эслайлик).

Ҳаво босими атмосфера босимига тенг бўлганда разряд бўлиши учун майдон кучланганлиги тахминан  $30 \text{ кв'см}$  га тенг бўлиши керак. Шарнинг радиуси қанчалик кичик бўлса, унинг атрофидаги майдоннинг кучланганлиги юқоридаги қийматга шунчалик тез етади [(16.24) формулага қаранг]. Шунинг учун жуда катта потенциаллар фарқига эга бўлиш учун кондукторнинг ўлчамларини ҳам катта (диаметри 10 метргача) олиш керак. Газнинг электр мустаҳкамлиги (яъни разряд бошланган майдон кучланганлигининг қиймати) босим ортиши билан кўпайиб боради. Шунинг учун генераторни сиқилган газ атмосферасига жойлаштириб, унинг ўлчамларини анча камайтириш мумкин. Одатда генератор тахминан  $10 \text{ ат}$  босим остида газ (азот ёки электр мустаҳкамлиги юқорироқ бўлган фреон<sup>1)</sup>) тўлдирилган бакнинг ичига жойлаштирилади. Ван-де-Грааф генератори ёрдамида эришиш мумкин бўлган энг юқори потенциаллар фарқи  $10^7 \text{ в}$  га яқиндир.

Ван-де-Грааф генераторидан атом ядросини ўрганиш бўйича тажрибаларда зарядланган зарраларни тезлаштириш учун фойдаланилади. Зарралар разряд трубкасида (РТ) тезлаштирилиб, генератор ёрдамида олинган потенциаллар фарқи шу трубканинг электродларига узатилади. Баъзан Ван-де-Грааф генератори бир-бирига яқин жойлашган иккита колонна сифатида қурилиб, бу колонналарнинг кондукторлари ҳар хил ишорада зарядланади. Бундай ҳолда разряд трубкеси кондукторлар орасига уланади.

## 24- §. Электр сизими

Агар ўтказгичга бирор  $q$  заряд берилса, у ўтказгич сирти бўйича шундай тақсимланадики, ўтказгичдаги майдоннинг кучланганлиги нолга тенг бўлади. Агар  $q$  зарядга эга бўлган ўтказгичга катталиги худди шундай заряд берилса, бу заряд ҳам олдинги заряд каби тақсимланиши керак, акс ҳолда у ўтказгичда нолга тенг бўлмаган майдон пайдо қилади.

Ўтказгичдаги заряднинг кўпайиши атрофдаги жисмлар зарядларининг қайта тақсимлашига олиб келмаган ҳолдагина юқорида айтиб ўтилган шарт бажарилишини айтиб ўтиш зарурдир. Шундай қилиб, бошқа жисмлардан узоқ масофада жойлашган (ягоналанган) ўтказгичда катталиклари ҳар хил бўлган зарядлар юқоридагига ўхшаш тақсимланади, яъни жисм-

<sup>1)</sup> Фреон деб дихлордифторметан  $\text{CCl}_2\text{F}_2$  га айтилади.

нинг исталган иккита нуқтаси учун олинган заряд зичликларининг нисбати зарядларнинг катталиги қандай бўлишига қарамай доимий бўлади. Бундан яғоналанган ўтказгичнинг потенциали ундаги заряднинг миқдорига пропорционал деган хулосага келамиз. Ҳақиқатан, заряд миқдорининг бир неча марта кўпайтирилиши ўтказгич атофидаги фазонинг ҳар бир нуқтасидаги майдон кучланганлигини шунча марта орттиради. Демак, бирлик зарядни чексизликдан ўтказгич сиртига исталган йул бўйича кўчиришда бажарилган иш, яъни потенциал ҳам шунча марта ошади. Шундай қилиб, яғоналанган ўтказгич учун қуйидагини ёзамиз:

$$q = C \varphi. \quad (24.1)$$

Потенциал ва заряд ўртасидаги пропорционаллик коэффициентини ўтказгичнинг электр сифими (қисқароқ қилиб айтганда сифими) дейилади. (24.1) дан қуйидаги келиб чиқади:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (24.2)$$

Сифим сон жиҳатдан шундай зарядга тенгки, бу заряд ўтказгичга берилса, унинг потенциали бир бирликка ортади.

Радиуси  $R$  га тенг бўлган зарядланган шарнинг потенциалини ҳисоблайлик. Потенциаллар айирмаси ва майдон кучланганлиги ўртасида (11.7) муносабат мавжуддир. Шунинг учун шарнинг потенциали  $\varphi$  ни (16.24) ифодани  $r$  бўйича  $R$  дан  $\infty$  гача бўлган чегараларда интеграллаб топамиз (чексизликдаги потенциал нолга тенг деб қабул қиламиз):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_R^{\infty} \frac{q}{\epsilon r^2} dr = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon R}. \quad (24.3)$$

Агар (24.3) ни (24.2) билан солиштирсак, радиуси  $R$  га тенг бўлган ва нисбий киритувчанлиги  $\epsilon$  га тенг бўлган бир жинсли чексиз диэлектрикка ботирилган яғоналанган шарнинг сифими

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R \quad (24.4)$$

га тенг эканлигини топамиз.

Сифим бирлиги сифатида шундай ўтказгичнинг сифими қабул қилинадики, унга 1 к заряд берилганда потенциали 1 в га ўзгарадиган бўлсин. Сифимнинг бундай бирлиги фарада ( $\phi$ ) дейилади.

Гаусс системасида яғоналанган шарнинг сифими  $C = \epsilon R$  формула кўринишида ёзилади. Бу ерда  $\epsilon$  — ўлчамсиз бирлик бўлгани учун сифим узунлик бирлигига эга бўлади. Сифим бирлиги сифатида вакуумда жойлашган ва радиуси 1 см га тенг бўлган яғоналанган шарнинг сифими қабул қи-

линади. Сигимнинг бундай бирлиги сантиметр дейлади. (24.2) формулага мувофиқ

$$1 \phi = \frac{1 \kappa}{1 \text{ в}} = \frac{3 \cdot 10^9}{1/30} \text{ ГСЭ} = 9 \cdot 10^{11} \text{ см.}$$

Радиуси  $9 \cdot 10^9$  м га тенг, яъни Ер радиусидан 1500 марта катта радиусли ягоналанган шарнинг сигими бир фарадага тенг бўлади. Шундай қилиб, фарада жуда катта миқдор экан. Шу сабабли амалда фараданинг улушларига тенг birlikлардан — микрофарада (*мкф*) ва микромикрофарада (*мкмкф*) ёки пикофарададан (*пф*) фойдаланилиб, бу birlikлар қуйидагича аниқланади:

$$\begin{aligned} 1 \text{ мкф} &= 10^{-6} \phi, \\ 1 \text{ пф} &= 10^{-12} \phi = 0,9 \text{ см.} \end{aligned}$$

## 25-§. Конденсаторлар

Ягоналанган ўтказгичларнинг сигими кичик бўлади. Ҳатто ўлчамлари Ернинг ўлчамларига тенг бўлган шарнинг сигими ҳам бор-йўғи 70) *мкф* га тенг бўлади. Шу билан бир қаторда амалда, агрофидадаги жисмларга нисбатан кичик потенциалда сезиларли даражада кўп заряд йиға оладиган („конденсациялайдиган“) қурилмалар керак бўлади. Конденсаторлар деб аталувчи бундай қурилмаларнинг тузилиши асосида ўтказгичга бошқа жисмлар яқинлаштирилганда сигимнинг ўсиши ҳодисаси ётади. Ҳақиқатан, зарядланган ўтказгич пайдо қилган майдон ўтказгичга яқинлаштирилган жисмга таъсир қилганда бу жисмда индукцияланган (ўтказгич бўлса) ёки боғланган (диэлектрик бўлса) зарядлар вужудга келади. Ўтказгич заряди  $q$  га тесқари ишорали зарядлар мос ишорали зарядларга қараганда унга яқинроқ жойлашади ва демак, ўтказгичнинг потенциалига кучлироқ таъсир қилади. Шунинг учун зарядланган ўтказгичга бирор жисм яқинлаштирилса, ўтказгичнинг потенциали абсолют қиймати жиҳатидан камаяди. Юқоридаги (24.2) формулага мувофиқ ўтказгич сигими ортанлигини билдиради.

Конденсаторлар бир-бирларига яқин жойлашган иккита ўтказгич сифатида ясалади. Конденсаторни ташкил этувчи ўтказгичлар конденсаторнинг қопламалари дейлади. Ташқи жисмлар конденсаторнинг сигимига таъсир қилмаслиги учун қопламаларнинг шакли ва бир-бирларига нисбатан жойлашини улардаги зарядлар пайдо қилган майдон бутунлай конденсатор ичида жойлашадиган қилиб танланади. Бу шартга бир-бирларига яқин жойлашган иккита пластинка, иккита коаксиал цилиндр ва иккита концентрик сфера бўйсунди. Буларни мос равишда ясси, цилиндрсимон ва сферик конденсаторлар дейиш мумкин.

Майдон конденсаторнинг ичида бўлгани учун, электр силжиш чизиқлари бир қопламадан бошланиб, иккинчисига та-

момланади. Демак, турли қопламаларда вужудга келаётган эркин зарядлар катталики жиҳатдан бир хил  $q$  бўлиб, ишоралари ҳар хил бўлади. Конденсаторнинг сизими деганда, заряд  $q$  га пропорционал ва қопламалар ўртасидаги потенциаллар фарқига тескари пропорционал бўлган қуйидаги физикавий катталики тушунилади:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (25.1)$$

Конденсаторнинг сизими ягоналанган ўтказгичнинг сизими ўлчанадиган бирликларда ўлчанади.

Сизимнинг катталиги конденсаторнинг геометриясига (қопламаларнинг шакли ва ўлчамига ҳамда улар орасидаги масофага), қопламалар орасидаги бўшлиқни тўлдирувчи муҳитнинг диэлектрик хусусиятларига боғлиқ бўлади. Ясси конденсатор сизими формуласини чиқарайлик. Агар қопламанинг юзи  $S$  га, қопламадаги заряд миқдори  $q$  га тенг бўлса, қопламалар ўртасидаги майдон кучланганлиги

$$E = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon S},$$

бу ерда биз (8.6) формуладан фойдаландик ва пластинкалар оралиғига диэлектрик тўлдирилган бўлишини ҳисобга олдик.

Қопламалар орасидаги потенциаллар фарқи (11.8) га мувофиқ қуйидагига тенг:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed = \frac{qd}{\varepsilon_0 \varepsilon S},$$

бундан ясси конденсатор сизими учун қуйидаги формула келиб чиқади:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}, \quad (25.2)$$

бу ерда  $S$ —қопламалар юзи,  $d$ —қопламалар орасидаги масофанинг катталиги,  $\varepsilon$ —шу оралиқни тўлдирувчи модданинг нисбий диэлектрик киритувчанлиги.

Юқоридаги (25.2) формуладан электр доимийси  $\varepsilon_0$  нинг ўлчамлиги сизим ўлчамлигининг узунлик ўлчамлигига нисбатига тенг эканлиги кўринади ( $\varepsilon$ —ўлчамсиз катталики эканлигини эслатиб ўтамиз). Юқоридагига мос равишда  $\varepsilon_0$  ўлчанадиган бирлик „метрга фарада“ ( $\phi/m$ ) деб айтилади [(4.2) га қаранг].

Ясси конденсатор сизимининг формуласи Гаусс системасида қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$C = \frac{\varepsilon S}{4\pi d}. \quad (25.3)$$

Цилиндрсимон ва сферик конденсаторларнинг сизимини ҳисоблаймиз. Агар (8.8) формулада  $\lambda$  ни  $q/l$  билан ( $l$ —қопла-

маларнинг узунлиги) алмаштирсак ва қопламалар орасида диэлектрик бўлишини ҳисобга олсак, цилиндрсимон конденсатор қопламалари ўртасидаги майдон кучланганлиги учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$E(r) V = \frac{1}{2 \pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q}{lr}.$$

Қопламалар орасидаги потенциаллар фарқини интеграллаб топамиз:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{R_1}^{R_2} E(r) dr = \frac{q}{2 \pi \epsilon_0 \epsilon l} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \frac{q}{2 \pi \epsilon_0 \epsilon l} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

( $R_1$  ва  $R_2$  — ички ва ташқи қопламанинг радиуслари).

Агар  $q$  ни  $\varphi_1 - \varphi_2$  нинг топилган қийматига бўлсак, цилиндрсимон конденсаторнинг сизими учун қуйидаги формулага эга бўламиз:

$$C = \frac{2 \pi \epsilon_0 \epsilon l}{\ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (25.4)$$

Агар қопламалар орасидаги масофа нисбатан кам бўлса, яъни  $d = R_2 - R_1 \ll R_1$  шарт бажарилса, (25.4) формуланинг махражини қуйидагича ўзгартириш мумкин<sup>1)</sup>:

$$\ln \frac{R_2}{R_1} = \ln \left( 1 + \frac{R_2 - R_1}{R_1} \right) \approx \frac{R_2 - R_1}{R_1} = \frac{d}{R_1}.$$

Бу ердаги  $2 \pi R_1 l$ , ифода қопламанинг юзи  $S$  ни кўрсатади. Шундай қилиб, агар қопламалар орасидаги масофа кичик бўлса, цилиндрсимон конденсаторнинг сизимини (25.2) формула бўйича тахминан ҳисоблаш мумкин.

Сферик конденсатор қопламалари орасидаги майдон кучланганлиги (8.10) формулага мувофиқ

$$E(r) = \frac{1}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{q}{r^2}$$

га тенг илгари кўрилган ҳоллардаги каби қопламалар орасидаги бўшлиқ диэлектрик билан тўлдирилиши ҳисобга олинган).

Потенциаллар фарқини топамиз:

$$\begin{aligned} \varphi_1 - \varphi_2 &= \int_{R_1}^{R_2} E(r) dr = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \\ &= \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{R_2 - R_1}{R_1 R_2} \end{aligned}$$

( $R_1$  ва  $R_2$  — ички ва ташқи қопламаларнинг радиуслари).

<sup>1)</sup> Биз маълум бўлган ва  $x \ll 1$  да қўлланиладиган  $\ln(1+x) \approx x$  формуладан фойдаландик.

Бу ердан сифим учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$C = 4 \pi \varepsilon_0 \varepsilon \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1}. \quad (25.5)$$

Агар  $d = R_2 - R_1 \ll R_1$  бўлса, сферик конденсатор сифимни ясси конденсатор сифими формуласи бўйича ҳисоблаш мумкин. Ҳақиқатан, бундай ҳолда  $4\pi R_1 R_2$  ифода қопламалардан истаганининг юзи  $S$  га тенг бўлади. Шунинг учун (25.5) формулани тахминан (25.2) кўринишида ёзиш мумкин.

(25.2), (25.4) ва (25.5) ифодалардан қопламалар орасига сегнегэлектрик (масалан, барийнинг метатитанати) киритилса, ўлчамлари кичик бўлган конденсаторнинг сифими катта бўлишининг сабаби кўринади.

Ҳар бир конденсатор сифимдан ташқари чегаравий кучланиш  $U_{\max}^1$ ) билан характерланиб, бу кучланиш конденсаторнинг қопламаларининг тешилиши хавфидан қўрқмай бериладиган кучланишдан иборатдир. Агар берилган кучланиш шу кучланишдан катта бўлса, қопламалар ўртасидан учқун ўтади ва диэлектрик бузилиб, конденсатор ишдан чиқади.

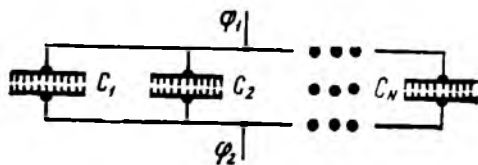
## 26- §. Конденсаторларни улаш

Бир қанча конденсаторларга эга бўлган ҳолда, уларни батарея қилиб улаш ёрдамида сифим ва иш кучланишининг мумкин бўлган қийматларини бирмунча кенгайтириш мумкин.

Параллел улаганда ҳар бир конденсаторнинг қопламаларидан бири  $\varphi_1$ , иккинчиси эса  $\varphi_2$  потенциалга эга бўлади (50-расм). Шундай қилиб, қопламаларнинг икки системасидан ҳар бирида

$$q = \sum q_k = \sum C_k (\varphi_1 - \varphi_2) = (\varphi_1 - \varphi_2) \sum C_k$$

га тенг бўлган йигинди заряд тўпланади.



50- расм.

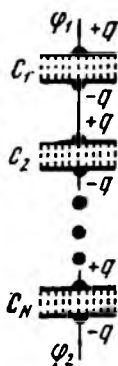
1) Ушбу ҳолда электр кучланиши  $U$  деганда қопламалар ўртасидаги потенциаллар фарқи тушунилади [(32.5) формулага қаранг]. Кучланишни майдон кучланганлиги билан чақаштирмаслик зарур.

Агар йиғинди зарядни батареяга уланган кучланишга тақсим қилсак, батареянинг сифимини топамиз. Натижада қуйидагига эга бўламиз:

$$C = \sum C_k \quad (26.1)$$

Шундай қилиб, конденсаторларни параллел уланганда уларнинг сифимлари қўшилади. Батареянинг чегара кучланиши батареяга уланган конденсаторлар чегара кучланишлари  $U_{\max}$  нинг энг камига тенг бўлиши аёндр.

51-расмда конденсаторларнинг кетма-кет уланиши кўрсатилган. Биринчи конденсаторнинг иккинчи қопламаси иккинчи конденсаторнинг биринчи қопламаси ягона ўтказгични ташкил қилиб, батареяга кучланиш берилганда бу ўтказгичда биринчи конденсаторнинг биринчи қопламаси ва  $N$  конденсаторнинг иккинчи қопламасидаги зарядларга тенг индукцияланган заряд пайдо бўлади (силжиш чизиқлари муайян конденсаторнинг бир қопламасида бошланиб, иккинчи қопламасида тамомланишини эсга олинг). Худди шундай қоида иккинчи конденсаторнинг иккинчи қопламаси ва учинчи конденсаторнинг биринчи қопламаси ва ҳоказолар учун ҳам бажарилади. Демак, кетма-кет уланган ҳамма конденсаторлар учун қопламалардаги заряд миқдорини бир хил бўлиши ҳос экан. Шунинг учун ҳар бир конденсатордаги кучланиш қуйидагига тенг:



51- расм.

$$U_k = \frac{q}{C_k}. \quad (26.2)$$

Бу кучланишларнинг йиғиндиси батареяга қўйилган потенциаллар айирмасига тенг:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \sum U_k = \sum \frac{q}{C_k} = q \sum \frac{1}{C_k},$$

бу ердан қуйидагини топамиз:

$$\frac{1}{C} = \sum \frac{1}{C_k}. \quad (26.3)$$

Конденсаторларни кетма-кет улаганда уларнинг сифимларига тескари катталиклар қўшилади. (26.2) га мувофиқ ушбу конденсаторга тўғри келадиган умумий кучланишнинг улуши унинг сифимига тескари бўлади. Конденсаторларнинг ҳеч бири учун  $U_k$  кўрсатилган  $U_{\max}$  қийматидан ортмаслиги керак.

Агар конденсаторлар бир хил бўлиб, сифимлари  $C_1$  га ва чегаравий кучланиши  $U_{\max}$  га тенг бўлса, кетма-кет улаганда  $C = \frac{1}{N} C_1$  га,  $(U_{\max})_{\text{бат}} = N U_{\max}$  га тенг бўлади.

## ЭЛЕКТР МАЙДОН ЭНЕРГИЯСИ

## 27-§. Зарядлар системасининг энергияси

Зарядланган жисмларнинг ўзаро таъсир кучлари консерватив кучлардир (уларнинг бажарган иши йўлга боғлиқ эмас). Демак, зарядланган жисмлар системаси потенциал энергияга эга. Нуқтавий зарядлар системасининг потенциал энергияси учун ифодани топамиз. Бир-бирларидан  $r_{12}$  масофада жойлашган иккита  $q_1$  ва  $q_2$  зарядлар системасидан бошлаймиз. Агар зарядлар бир-биридан чексиз узоқлаштирилган бўлса, улар ўзаро таъсир қилмайди. Бу ҳолда уларнинг энергиясини нолга тенг деб қабул қиламиз. Зарядларни келишилган  $r_{12}$  масофагача яқинлаштирамиз. Бунда биз электр кучларга қарши иш бажарамиз, бу иш системанинг потенциал энергиясини кўпайтиришга сарфланади. Зарядларни яқинлаштиришда  $q_1$  ни  $q_2$  га ёки  $q_2$  ни  $q_1$  га яқинлаштириш мумкин. Иккала ҳолда ҳам бир хил иш бажарилади. Чексизликдан  $q_1$  зарядни  $q_2$  дан  $r_{12}$  масофада бўлган нуқтага кўчиришда бажарилган иш (10.7) га мувофиқ қуйидагига тенг:

$$A_1 = q_1\varphi_1 = q_1 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2}{r_{12}}, \quad (27.1)$$

бу ерда  $\varphi_1$  —  $q_2$  заряд  $q_1$  заряд жойлашган нуқтада пайдо қилган потенциалдир.

Худди шундай,  $q_2$  зарядни чексизликдан  $q_1$  дан  $r_{12}$  масофадаги нуқтага кўчиришда бажарилган иш қуйидагига тенг:

$$A_2 = q_2\varphi_2 = q_2 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r_{12}}, \quad (27.2)$$

бу ерда  $\varphi_2$  —  $q_1$  заряднинг  $q_2$  заряд жойлашган нуқтада пайдо қилган потенциалидир.

Юқоридаги (27.1) ва (27.2) ишларнинг қийматлари бир хил ва иккаласи ҳам системанинг энергиясини кўрсатади:

$$W = q_1\varphi_1 = q_2\varphi_2.$$

Системанинг энергияси ифодасига иккала заряд ҳам симметрик равишда кириши учун уни қуйидагича ёзамиз:

$$W = \frac{1}{2}(q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2). \quad (27.3)$$

Бу (27.3) формула икки зарядли системанинг энергиясини ифодалайди. Чексизликдан яна бир  $q_3$  зарядни  $q_1$  заряддан  $r_{13}$  ва  $q_2$  дан  $r_{23}$  масофалардаги нуқтага кўчираемиз. Бунда ба- жарилган иш

$$A_3 = q_3\varphi_3 = q_3 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right)$$

га тенг, бу ерда  $\varphi_3 = q_1$  ва  $q_2$  зарядларнинг  $q_3$  заряд жойлаштирилган нуқтада пайдо қилган потенциалидир.

$A_2$  ёки  $A_1$  билан бирга  $A_3$  иш учта заряднинг энергиясини беради:

$$W = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1q_2}{r_{12}} + q_3 \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right).$$

Охирги ифодани қуйидаги кўринишга олиб келиш мумкин:

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ q_1 \left( \frac{q_2}{r_{12}} + \frac{q_3}{r_{13}} \right) + q_2 \left( \frac{q_1}{r_{12}} + \frac{q_3}{r_{23}} \right) + q_3 \left( \frac{q_1}{r_{13}} + \frac{q_2}{r_{23}} \right) \right] = \\ &= \frac{1}{2} (q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2 + q_3\varphi_3), \end{aligned}$$

бу ерда  $\varphi_1 = q_2$  ва  $q_3$  зарядларнинг  $q_1$  заряд жойлашган нуқтада пайдо қилган потенциали.

Зарядлар системасига кетма-кет  $q_1, q_2$  ва бошқаларни қўшсак, зарядлар  $N$  та бўлганда системанинг потенциал энергияси

$$W = \frac{1}{2} \sum q_i\varphi_i \quad (27.4)$$

бўлади, бу ерда  $\varphi_i = i$ -заряддан ташқари қолган зарядлар  $q_i$  заряд жойлашган нуқтада пайдо қилган потенциалдир.

## 28-§. Зарядланган ўтказгичнинг энергияси

Бирор ўтказгичда жойлашган  $q$  зарядни нуқтавий  $\Delta q$  зарядлар системаси деб қараш мумкин. Аввалги параграфда айтиб ўтилганидек, бундай системанинг энергияси барча  $\Delta q$  зарядларни чексизликдан ўтказгичнинг сиртига кўчириш учун ба- жарилган ишга тенгдир.

Чексизликдан ўтказгич сиртига заряднинг биринчи порцияси  $\Delta q$  ни кўчиришда ҳеч қандай иш бажарилмайди, чунки ўтказгичнинг потенциали дастлаб нолга тенг. Ўтказгичга  $\Delta q$  заряд берилгандан сўнг унинг потенциали нолдан фарқ қилади, натижада заряднинг иккинчи  $\Delta q$  порциясини кўчириш учун

маълум иш бажарилиши керак бўлади. Ўтказгичдаги заряднинг миқдори кўпайиши билан унинг потенциали орта боргани учун, заряднинг навбатдаги порциясини кўчиришда борган сари кўпроқ иш бажарилиши талаб қилинади:

$$\Delta A = \varphi \Delta q = \frac{q}{C} \Delta q, \quad (28.1)$$

бу ерда  $\varphi$ —ўтказгичнинг кўчирилган  $q$  зарядга боғлиқ бўлган потенциали,  $C$ —ўтказгичнинг сифими.

Юқоридаги (28.1) иш ўтказгичнинг энергиясини орттиради. Шунинг учун дифференциаллардан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$dW = \frac{1}{C} q dq,$$

бундан энергия ифодаси келиб чиқади:

$$W = \frac{q^2}{2C} + \text{const.}$$

Зарядланмаган ўтказгичнинг энергиясини нолга тенг деб ҳисоблаш табиийдир. У ҳолда const ҳам нолга тенг бўлади. Ўтказгичнинг сифими, заряди ва потенциали ўртасидаги (24.2) муносабатни ҳисобга олсак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{C\varphi^2}{2}. \quad (28.2)$$

Ана шу (28.2) формулани қуйидаги мулоҳазаларга асосан чиқарса ҳам бўлади. Ўтказгичнинг сирти эквипотенциал сиртдир, шунинг учун нуқтавий  $\Delta q$  зарядлар жойлашган нуқталарнинг потенциаллари бир хил ва ўтказгичнинг потенциали  $\varphi$  га тенг. Агар (27.4) формулани  $\Delta q$  зарядларнинг системасига қўлласак:

$$W = \frac{1}{2} \sum \varphi \Delta q = \frac{1}{2} \varphi \sum \Delta q = \frac{1}{2} \varphi q$$

га эга бўламиз, бу эса ўз навбатида (28.2) формулага мос келадп.

## 29- §. Зарядланган конденсаторнинг энергияси

Конденсатор қопламаларида зарядларнинг пайдо бўлишини шундай тасаввур қилиш мумкин. Бир қопламдан заряднинг кичик  $\Delta q$  порциялари олинади ва иккинчи қопламага кўчирилади. Бир порцияни кўчиришда бажарилган иш қуйидагига тенг:

$$\Delta A = \Delta q (\varphi_1 - \varphi_2) = \Delta q U,$$

бу ерда  $U$ —конденсатордаги кучланишдир. Кучланиш  $U$  ни (25.1) формулага асосан алмаштириб, дифференциаллашга ўтсак, қуйидагига эга бўламиз:

$$dW = dA = U dq = \frac{q}{C} dq.$$

Ниҳоят, охирги ифодани интегралласак, зарядланган конденсатор энергияси учун формулани топамиз:

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2}. \quad (29.1)$$

(29.1) формула 28.2) формуладан фақат  $\varphi$  нинг  $U$  га алмаштирилиши билан фарқ қилади.

Конденсатор энергияси учун худди шундай ифодани (27.4) формула ёрдамида ҳам топиш мумкин. Заряд  $+q$  хаёлан бўлинган элементар зарядларнинг ҳар бири потенциали  $\varphi_1$  га тенг бўлган нуқтада жойлашади,  $-q$  бўлинган элементар зарядларнинг ҳар бири эса потенциали  $\varphi_2$  га тенг бўлган нуқтада жойлашади. Демак, зарядларнинг бундай системасидаги энергия

$$W = \frac{1}{2} [(+q)\varphi_1 + (-q)\varphi_2] = \frac{1}{2} q(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{1}{2} qU$$

га тенг бўлиб, (29.1) формулага мос келади.

Энергия учун топилган ифодадан фойдаланиб, ясси конденсаторнинг пластинкалари бир-бирларини тортаётган кучни аниқлашимиз мумкин. Бунинг учун пластинкалар орасидаги масофа ўзгара олади деб фараз қилайлик. (29.1) формулага ясси конденсаторнинг сифими учун (25.2) да берилган ифодани қопламалар орасидаги ўзгарувчан масофани  $x$  деб ( $d$  нинг ўрнига) белгилаймиз:

$$W = \frac{q^2}{2C} = \frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon S} x.$$

Қопламалардаги зарядни ўзгармас деб (конденсатор кучланиш манбаидан узилган) потенциал энергияни куч билан боғловчи муносабатдан фойдаланамиз:

$$f = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{q^2}{2\epsilon_0\epsilon S} \quad (29.2)$$

(бу ерда „—“ белгиси кучнинг  $x$  масофани камайтиришга интилишини, яъни тортилиш кучи эканлигини кўрсатади).

Ясси конденсатор қопламалари ўртасидаги тортишиш кучини қопламалардан бири пайдо қилган майдон кучланганлигининг иккинчи қопламада жойлашган зарядга кўпайтмаси сифатида ҳисоблаб топишга урниб кўрайлик. Қопламалардан бирининг пайдо қилган майдон кучланганлиги (8.5) формулага мувофиқ қуйидагига тенг:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0} = \frac{q}{2\epsilon_0 S} \quad (29.3)$$

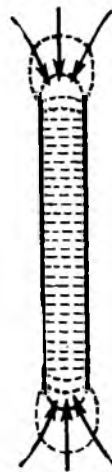
( $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$  иккала қопламадаги зарядлар томонидан пайдо қилинади).

Диэлектрик оралиқдаги майдонни  $\epsilon$  марта камайтиради, лекин бундай камайиш фақат диэлектрик ичида юз беради [(16.17) формулага ва шу формула билан боғлиқ бўлган текстга қаранг]. Қопламалардаги зарядлар диэлектрикдан ташқарида жойлашган бўлади ва шунинг учун (29.3) да берилган майдон кучланганлиги таъсирида бўлади. Қопламанинг заряди  $q$  ни шу кучланганликка кўпайтирсак,

$$f' = - \frac{q}{2\epsilon_0 S} q = - \frac{q^2}{2\epsilon_0 S} \quad (29.4)$$

га эга бўламиз („—“ ишораси майдонни пайдо қилган заряд билан шу майдон таъсир қилаётган заряд ҳар хил ишорага эга бўлгани учун қўйилган).

Юқоридаги (29.2) ва (29.4) формулалар бир-бирларига мос келмайди. Тажриба эса энергия ифодасидан чиқарилган (29.2) формула ёрдамида ҳисоблангани учун куч қийматига тўғри келади. Бу ҳол қопламаларга „электр“ куч (29.4) дан ташқари диэлектрик томонидан механик кучлар таъсир қилиши билан тушунтирилиб, механик кучлар қопламаларни итариб узоқлаштиришга ҳаракат қилади (18-§ га қаранг). Қопламаларнинг қирраларида майдон сочилувчи бўлиб, қирралардан узоқлашган сари унинг катталиги камайиб боради. Диполь моментига эга бўлган диэлектрик молекулаларига куч таъсир қилади (52-расм) ва бу куч молекулаларни кучлироқ майдон соҳасига тортиб киради [(14.5) формулага қаранг]. Натижада қопламалар ўртасидаги босим ортади ва (29.4) кучнинг таъсирини  $\epsilon$  марта камайтирадиган куч пайдо бўлади.



52- расм.

### 30-§. Электр майдонининг энергияси

Конденсатор энергияси (29.1) ни қопламалар орасидаги бўшлиқдаги электр майдонини характерловчи катталиклар орқали ифодалаш мумкин. (29.1) га сифим учун чиқарилган (25.2) ифодани қўямиз, у ҳолда

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon SU^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} \left( \frac{U}{d} \right)^2 Sd$$

га тенг бўлади.

(11.8) формулага мувофиқ  $\frac{U}{d} = E$  га тенг;  $Sd$  кўпайтма май-

дон эгаллаган ҳажми кўрсатади. Шундай қилиб, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$W = \frac{\epsilon_1 \epsilon E^2}{2} V. \quad (30.1)$$

(29.1) формула конденсаторнинг энергиясини қопламаларидаги заряд билан боғласа, (30.1) формула майдон кучланганлиги билан боғлайди. Энергия қаерда жойлашган (яъни йиғилган), энергиянинг ташувчиси нима—зарядми ёки майдонми?—деган савол туғилиши ажабланарли эмас. Қўзғалмас зарядларнинг вақт давомида ўзгармас майдонларини ўргана диган электростатика бу саволга жавоб бера олмайди. Ўзгармас майдонлар ва уларни пайдо қилган зарядлар бир-бирларидан ажралган ҳолда мавжуд бўла олмайдилар. Лекин вақт давомида ўзгарувчи майдонлар уларни пайдо қилган зарядлардан ажралган ҳолда мавжуд булиши ва фазода электромагнит тўлқинлар сифатида тарқалиши мумкин. Электромагнит тўлқинларнинг энергия ташиши тажрибалардан маълумдир. Масалан, Ердаги ҳаётни мавжуд қилиб турган энергия Қуёшдан электромагнит тўлқинлар ёрдамида олиб келинади, радиоприёмникни гапиришга мажбур қиладиган энергияни узатувчи станциядан электромагнит тўлқинлар олиб келади ва ҳоказо. Бундай фактлар энергиянинг ташувчиси майдон эканлигини тан олишга мажбур қилади.

Агар майдон бир жинсли бўлса (масалан, ясси конденсаторда худди шундай), бу майдоннинг энергияси фазода доимий  $w$  зичликда тиксимланиб, бу зичлик майдон энергиясининг майдон тўлдириб турган ҳажмга бўлган нисбатига тенг. Демак, (30.1) га мувофиқ ясси конденсатор майдони энергиясининг зичлиги қуйидагига тенг:

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}. \quad (30.2)$$

Бу (30.2) формула бир жинсли бўлмаган майдон учун ҳам тўғри келади. Агар (16.9) муносабатни ҳисобга олсак, юқоридаги формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$w = \frac{ED}{2} \quad (30.3)$$

ёки

$$w = \frac{D^2}{2 \epsilon_0 \epsilon}. \quad (30.4)$$

Изотроп диэлектрикда  $E$  ва  $D$  векторларнинг йўналишлари мос бўлади. Шунинг учун (30.3) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$w = \frac{ED}{2}.$$

Бу формуладаги  $D$  нинг ўрнига (16.4) даги қийматини қўйсақ,  $w$  учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$w = \frac{E(\epsilon_0 E + P)}{2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{EP}{2}. \quad (30.5)$$

Бу ифодадаги биринчи қўшилувчи  $E$  майдон энергиясининг вакуумдаги зичлигига мос келади. Иккинчи қўшилувчи диэлектрикни қутблаш учун сарф қилинадиган энергия эканлигини кўрсатамиз.

Диэлектрикнинг қутбланиши шундан иборатки, молекулалар таркибига кирган зарядлар электр майдони  $E$  нинг таъсири ўз ҳолатларидан силжий бошлайдилар. Зарядлар  $q_k$  ни  $d\mathbf{r}_k$  масофаларга силжитиш учун сарфланаётган иш диэлектрикнинг ҳажм бирлиги ичида қуйидагига тенг:

$$dA = \sum_{k=1} q_k E d\mathbf{r}_k = E d\left(\sum_{k=1} q_k \mathbf{r}_k\right),$$

(ҳисобни енгиллаштириш учун  $E$  майдонни бир жинсли деб қабул қиламиз).

(13.3) формулага мувофиқ  $\sum_{k=1} q_k \mathbf{r}_k$  ҳажм бирлигининг диполь моментига тенгдир, у эса аввал берилган таърифга кўра диэлектрикнинг қутбланиш вектори  $P$  нинг ўзидир. Демак,

$$dA = E dP. \quad (30.6)$$

(15.2) формулага мувофиқ  $P = \chi \epsilon_0 E$  га, бундан  $dP = \chi \epsilon_0 dE$  га тенг.  $dP$  нинг топилган қийматини (30.6) формулага қўйсақ,  $dA$  учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$dA = \chi \epsilon_0 E dE = d\left(\frac{\chi \epsilon_0 E^2}{2}\right) = d\left(\frac{EP}{2}\right).$$

Ниҳоят, юқоридаги ифодани интеграллаб диэлектрикнинг бирлик ҳажмини қутблаш учун сарфланадиган иш учун қуйидаги ифодани топамиз:

$$A = \frac{EP}{2},$$

бу ифода (30.5) формуладаги иккинчи қўшилувчи билан бир хилдир. Шундай қилиб, энергиянинг зичлиги учун топилган (30.2), (30.3) ва (30.4) ифодалар ўз таркибида майдон энергияси  $\frac{\epsilon_0 E^2}{2}$  дан ташқари майдонни пайдо қилаётганда диэлектрикни қутблантиришга сарфланган энергия  $\frac{EP}{2}$  ни ҳам киритади.

Электр майдон энергияси зичлиги учун топилган ифодалар Гаусс системасида қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$w = \frac{\epsilon E^2}{8\pi} = \frac{ED}{8\pi} = \frac{D^2}{8\pi\epsilon}. \quad (30.7)$$

Бир жинсли чексиз диэлектрикка жойлаштирилган  $R$  радиусли зарядланган шарнинг майдони энергиясини ҳисоблаймиз. Бу ҳолда майдоннинг кучланганлиги фақат  $r$  нинг функцияси бўлади:

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

Шарни ўраган фазони қалинлиги  $dr$  га тенг концентрик шарсимон қатламларга бўламиз. Қатламнинг ҳажми  $dV = 4\pi r^2 dr$  га тенг. Шу қатламдаги энергия

$$dW = wdV = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{2} \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} \right)^2 4\pi r^2 dr = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{dr}{r^2}$$

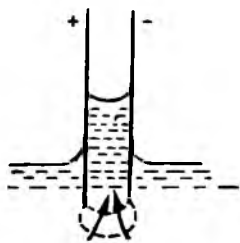
га тенг бўлади.

Майдоннинг энергияси эса

$$W = \int dW = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon R} = \frac{q^2}{2C}$$

бўлади [(24.4) га мувофиқ  $4\pi\epsilon_0\epsilon R$  шарнинг сифмига тенг].

Биз чиқарган ифода зарядланган ўтказгичнинг энергияси учун илгари топилган (28.2) формулага мос келади.



53-расм.

Ҳаволи оралиққа эга бўлган ясси конденсаторнинг қопламаларига  $-q$  ва  $+q$  зарядлар берамиз. Ҳавонинг нисбий диэлектрик киритувчанлиги бирга тенг. Шунинг учун конденсаторнинг сифмини  $C_0 = \frac{\epsilon_0 S}{d}$  га, энергиясини  $W_0 = \frac{q^2}{2C_0}$

га тенг дейишимиз мумкин. Энди конденсатор қопламаларини суюқ диэлектрикка қисман ботирамиз (53-расм). Бунда конденсаторни параллел уланган иккита конденсатор сифатида кўриш

мумкин бўлади. Бу конденсаторлардан бирининг қопламаси  $xS$  юзага эга бўлиб ( $x$ —оралиқнинг суюқлик тўлдирилган нисбий қисми),  $\epsilon > 1$  ли диэлектрик билан тўлдирилган ҳаволи оралиққа эга бўлган иккинчи конденсатор қопламасининг юзаси  $(1-x)S$  га тенг. Сифмини (26.1) формула бўйича ҳисоблаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$C = C_1 + C_2 = \frac{\epsilon_0 S(1-x)}{d} + \frac{\epsilon_0 \epsilon Sx}{d} = C_0 + \frac{\epsilon_0(\epsilon-1)S}{d} x > C_0.$$

Конденсатор энергияси  $W = \frac{q^2}{2C}$  дастлабки  $W_0$  энергияга қараганда кам бўлади. Демак, қопламалар оралиғини диэлектрик билан тўлдириш энергия нуқтаи назаридан фойдали экан. Шунинг учун диэлектрик конденсатор ичига тортиб киргизилади ва унинг оралиқдаги сатҳи кўтарилади. Бу эса ўз навбатида диэлектрикнинг оғирлик кучи майдонидаги потенциал энергиясининг ортишига олиб келади. Натижада диэлектрикнинг оралиқдаги сатҳи йиғинди (электр майдон ва оғирлик кучи таъсиридаги) энергиянинг минимумига тўғри келадиган маълум баландликда тўхтайди. Бу ҳодиса суюқликнинг пластинкалар ўртасидаги тор оралиқдаги капилляр кўтарилиш ҳодисасига ўхшашдир (I том, 156-§ га қаранг).

Диэлектрикнинг қопламалар ўртасидаги оралиққа тортиб киритилишини ҳам микроскопик нуқтаи назардан тушунтириш мумкин. Конденсатор пластинкаларининг четларидаги майдон бир жинсли эмас. Диэлектрик молекулалари хусусий диполь моментига эга ёки майдон таъсирида бундай моментга эга бўлади; шунинг учун бу молекулаларга уларни кучли майдон бор соҳага яъни конденсатор ичига силжитувчи кучлар таъсир қилади. Бундай кучлар таъсирида суюқлик конденсатор ичига киради ва пластиналарнинг қирраларида суюқликка таъсир қилаётган электр майдон кучлари суюқлик устунининг оғирлиги билан мувозанатлашмагунча диэлектрик конденсатор ичига тортилиб туради.

## ЎЗГАРМАС ЭЛЕКТР ТОКИ

## 31-§. Электр токи

Агар ўтказгичда электр майдони ҳосил қилинса, у ҳолда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати, яъни мусбат зарядларнинг майдон йўналиши бўйича, манфий зарядларнинг эса майдонга қарама-қарши йўналган ҳаракати вужудга келади. Зарядларнинг тартибли ҳаракати электр токи деб аталади. У қаралаётган сиртдан (масалан, ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан) вақт бирлигида заряд ташувчилар олиб ўтган зарядга миқдор жиҳатдан тенг бўлган скаляр катталиқ — ток кучи билан характерланади. Агар ўтказгич кўндаланг кесимидан  $dt$  вақтда  $dq$  заряд ўтса, таърифга асосан  $i$  ток кучи

$$i = \frac{dq}{dt} \quad (31.1)$$

га тенг бўлади.

Электр токи мусбат заряд ташувчиларнинг ҳаракатидан ҳам, манфий заряд ташувчиларнинг ҳаракатидан ҳам юзага келиши мумкин. Манфий заряднинг маълум бир йўналишда кўчиши миқдор жиҳатдан шундай бўлган мусбат заряднинг қарама-қарши йўналишда кўчишига эквивалентдир. Агар ўтказгичда иккала ишорали заряд ташувчилар ҳаракатланаётган бўлиб, берилган юзадан  $dt$  вақтда мусбат заряд ташувчилар бирор йўналишда  $dq^+$  зарядни, манфий заряд ташувчилар эса қарама-қарши йўналишда  $dq^-$  зарядни ташиб ўтса, у ҳолда ўтказгичдан ўтаётган ток

$$i = \frac{dq^+}{dt} + \frac{dq^-}{dt}$$

га тенг бўлади ( $dq^-$  — манфий заряднинг абсолют қиймати).

Мусбат заряд ташувчиларнинг йўналиши токнинг йўналиши деб қабул қилинган.

Заряд ташувчилар молекуляр иссиқлик ҳаракатида қатнашадилар ва демак, майдон бўлмаганда ҳам маълум  $v$  тезлик билан ҳаракатланадилар. Аммо бу ҳолда ўтказгичда фикран ўтказилган ихтиёрий юзадан икки томонга ўтувчи исталган ишорали зарядларнинг ўртача миқдори бир хил бўлади ва би-

нобарин, (31.1) ифода билан аниқланувчи ток кучи нолга тенг бўлади. Майдон уланганда заряд ташувчиларнинг  $\mathbf{v}$  хаотик ҳаракат тезлигига  $\mathbf{u}$  тартибли ҳаракат тезлиги қўшилади<sup>1)</sup>. Шундай қилиб, заряд ташувчиларнинг тезлиги  $\mathbf{v} + \mathbf{u}$  га тенг бўлади  $\mathbf{v}$  нинг ўртача қиймати (аммо  $v$  нинг эмас) нолга тенг бўлгани учун заряд ташувчиларнинг ўртача тезлиги  $\mathbf{u}$  га тенг бўлади:

$$\overline{\mathbf{v} + \mathbf{u}} = \overline{\mathbf{v}} + \overline{\mathbf{u}} = \mathbf{u}.$$

Электр токи ўзи оқаётган сирт бўйича текис тақсимланмаган бўлиши мумкин. Электр токини ток зичлигининг вектори  $\mathbf{j}$  орқали тўлароқ характерлаш мумкин. Бу вектор миқдор жиҳатдан берилган нуқтада заряд ташувчиларнинг йўналишига перпендикуляр бўлган  $dS_{\perp}$  юзадан ўтувчи ток кучи  $d\mathbf{i}$  нинг шу юза катталигига бўлинганига тенг:

$$\mathbf{j} = \frac{d\mathbf{i}}{dS_{\perp}}. \quad (31.2)$$

Мусбат заряд ташувчиларнинг тартибланган ҳаракат тезлик вектори  $\mathbf{u}^{+}$ нинг йўналиши  $\mathbf{j}$  векторнинг йўналиши деб қабул қилинган.

Ток зичлиги векторининг майдонини оқувчи суюқликнинг ток чизиқлари,  $\mathbf{E}$  векторнинг чизиқлари ва ҳоказолар каби ток чизиқлари билан характерлаш мумкин.

Ўтказгичнинг ҳар бир нуқтасидаги ток зичлиги векторини билган ҳолда, исталган  $S$  сиртдан ўтувчи ток кучи  $\mathbf{i}$  ни топиш мумкин:

$$\mathbf{i} = \int_S \mathbf{j}_n dS \quad (31.3)$$

[(7. 5) ва I т. (82.14) формулалар билан таққосланг].

Бирлик ҳажмда  $n^{+}$  та мусбат ва  $n^{-}$  та манфий заряд ташувчилар бўлсин. Заряд ташувчиларнинг абсолют заряд миқдори мос равишда  $e^{+}$  ва  $e^{-}$  га тенг. Агар майдон таъсирида заряд ташувчилар  $u^{+}$  ва  $u^{-}$  тезликларга эга бўлса, у ҳолда бирлик вақтда бирлик юзадан ўзи билан  $e^{+}n^{+}u^{+}$  зарядни олиб ўтувчи  $n^{+}u^{+}$  мусбат заряд ташувчи ўтади<sup>2)</sup>. Шунга ўхшаш манфий заряд ташувчилар  $e^{-}n^{-}u^{-}$  заряд олиб ўтади. Шундай қилиб, ток зичлиги учун қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\mathbf{j} = e^{+}n^{+}u^{+} + e^{-}n^{-}u^{-} \quad (31.4)$$

Вақт ўтиши билан ўзгармайдиган ток ўзгармас ток де-йилади. Ўзгарувчан ток учун  $\mathbf{i}$  белгини сақлаган ҳолда, ўз-

1) Шунга ўхшаш газ оқимида молекулаларнинг хаотик иссиқлик ҳаракати тартибли ҳаракати қўшилади.

2) Бирлик юзадан бирлик вақтда ўтувчи молекулалар сони учун ёзилган ифодада, бундан ташқари  $1/4$  кўпайтувчи мавжуд бўлиб, у молекулаларнинг хаотик ҳаракатидан келиб чиқади (I т. (100.6) формулага қ.). Берилган ҳолда бу кўпайтувчи бўлмайди, чунки бир хил ишорага эга бўлган заряд ташувчилар фақат бир томонга тартибли ҳаракат қиладилар.

гармас ток кучини  $I$  ҳарфи билан белгилаймиз. Куришиб турибдики:

$$I = \frac{q}{t}, \quad (31.5)$$

бу ерда  $q$  — қаралаётган юзадан  $t$  вақтда олиб ўтилган заряд.

СИ системасида ток кучининг асосий бирлиги ампер ( $a$ ) ҳисобланади. Унинг таърифи кейинроқ берилади (38- § га қ.). Заряд бирлиги кулон ток кучи  $1 a$  бўлганда ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан  $1 \text{ сек}$  да ўтадиган заряд билан аниқланади.

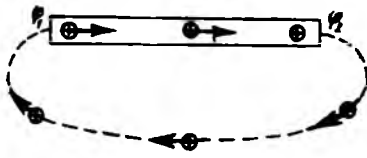
СГСЭ системасида ток бирлиги қилиб шундай ток қабул қилинадики, бунда берилган сиртдан  $1 \text{ сек}$  да бир СГСЭ заряд бирлиги оқиб ўтади (3.2) муносабатни ҳисобга олиб,

$$1a = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ-ток кучи бирлиги} \quad (31.6)$$

ни ҳосил қиламиз.

### 32- §. Электр юритувчи куч

Агар ўтказгичда электр майдони ҳосил қилинса-ю, аммо уни сақлаб туриш учун чора кўрилмаса, бунда 22- § да аниқлаганимиздек заряд ташувчиларнинг ҳаракати ўтказгич ичидаги майдоннинг тезлик билан йўқолишига ва демак, токнинг тўхташига олиб келади. Ток узоқ вақт давомида оқиб туриши учун, ток орқали оқиб келувчи зарядларни ўтказгичнинг кичик потенциалга эга бўлган чеккасида (заряд ташувчилар



54- расм.

мусбат деб қабул қилинади) узлуксиз олиб кетиш ва катта потенциалли чеккасига узлуксиз келгириб туриш зарур (54-расм). Бошқача қилиб айтганда, зарядларнинг ёпиқ йўл бўйлаб ҳаракатини вужудга келтириш керак. Электростатик майдон векторининг циркуляцияси нолга тенг [9.2] формулага қ.]. Шу

нинг учун ёпиқ занжирда мусбат зарядларнинг  $\varphi$  нинг камайиш томонига йўналган ҳаракат соҳалари билан бир қаторда, уларнинг  $\varphi$  нинг ўсиш томонига, яъни электростатик майдон кучларига қарама-қарши томонга йўналган ҳаракат соҳалари ҳам мавжуд бўлиши керак (54- расмдаги занжирнинг пунктир билан кўрсатилган қисмига қаранг). Заряд ташувчиларнинг бу соҳалардаги ҳаракати фақат ташқи кучлар деб аталувчи электростатик бўлмаган кучлар таъсиридагина бўлиши мумкин. Шундай қилиб, токнинг мунтазам оқиб туриши учун занжирнинг маълум соҳаларига ёки бутун занжирга таъсир этувчи ташқи кучлар зарур экан. Уларни химиявий процесслар, бир жинсли бўлмаган муҳимда ёки ҳар хил турдаги икки хил модда чегарасида заряд ташувчиларнинг диффузия-

си, ўзгарувчан магнит майдонлари ҳосил қиладиган (103-§ га қ.) электр (аммо электростатик эмас) майдонлари ва ҳоказолар вужудга келтириши мумкин.

Ташқи кучларни занжирда ҳаракатланувчи зарядлар устида бажарган иши орқали характерлаш мумкин. Ташқи кучларнинг бирлик мусбаб заряд устида бажарган ишига тенг бўлган катталиқ занжирдаги ёки унинг бир қисмидаги электр юритувчи куч (э. ю. к.) дейилади. Демак,  $q$  заряд устида бажарилган ташқи кучларнинг иши  $A$  бўлса, таърифга биноан

$$\varepsilon = \frac{A}{q}. \quad (32.1)$$

(31.2) ва (10.7) формулаларни таққосласак, э. ю. к. нинг ўлчамлиги потенциалнинг ўлчамлигига тенглиги келиб чиқади. Шунинг учун  $\phi$  қайси бирликларда ўлчанса, ҳам шу бирликларда ўлчанади.

$q$  зарядга таъсир этувчи  $f_{т.к.}$  ташқи кучни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$f_{т.к.} = E_q^*.$$

$E^*$  вектор катталиқни ташқи кучлар майдонининг кучланганлиги дейилади. Ташқи кучларнинг ёпиқ занжир бўйлаб  $q$  зарядни кўчиришда бажарган ишини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$A = \oint f_{т.к.} dl = q \oint E_i^* dl.$$

Бу ишни  $q$  га бўлиб, занжирдаги э. ю. к. ни топамиз:

$$\varepsilon = \oint E_i^* dl. \quad (32.2)$$

Шундай қилиб, ёпиқ занжирдаги э. ю. к. ни ташқи кучлар майдони кучланганлик векторининг циркуляцияси сифатида ифодалаш мумкин.

1—2 қисмдаги электр юритувчи куч равшанки,

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 E_i^* dl \quad (32.3)$$

га тенг бўлади.

Зарядга ташқи кучлардан ташқари, электростатик майдоннинг  $f_E = qE$  кучлари ҳам таъсир этади. Демак, занжирнинг ҳар бир нуқтасида  $q$  зарядга таъсир этувчи натижавий куч

$$f = f_{т.к.} + f_E = q(E^* + E)$$

га тенгдир. Бу кучнинг занжирнинг 1—2 қисмида  $q$  заряд устида бажарган иши қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$A_{12} = q \int_1^2 E_i^* dl + q \int_1^2 E_i dl = q \varepsilon_{12} + q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (32.4)$$

Ёпиқ занжир учун электростатик кучларнинг бажарган иши нолга тенг бўлгани учун  $A = q$  бўлади.

Электростатик ва ташқи кучларнинг бирлик мусбат зарядни кўчиришда бажарган ишига тенг бўлган катталиқ занжирнинг берилган қисмидаги кучланиш тушуви ёки  $U$  кучланиш дейилади. (32.4) формулага асосан:

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}. \quad (32.5)$$

Ташқи кучлар бўлмаганда  $U$  кучланиш  $\varphi_1 - \varphi_2$  потенциаллар фарқига тенг бўлади.

### 33-§. Ом қонуни. Ўтказгичларнинг қаршилиги

Ом тажрибалар асосида қонун очди, бу қонунга биноан бир жинсли металл ўтказгичдан ўтаётган ток кучи ўтказгичдаги кучланиш тушуви  $U$  га пропорционал бўлади:

$$I = \frac{1}{R} U. \quad (33.1)$$

Бир жинсли ўтказгич деб, ташқи кучлар таъсир этмайдиган ўтказгичга айтилади. Бу ҳолда юқорида кўрганимиздек,  $U$  кучланиш ўтказгичнинг учларидаги  $\varphi_1 - \varphi_2$  потенциаллар айирмасига тенг бўлади.  $R$  катталиқ ўтказгичнинг электр қаршилиги дейилади. Қаршилиқ бирлиги ом бўлиб, у шундай ўтказгичнинг қаршилигики, бунда кучланиш  $1 \text{ в}$  бўлганда ўтказгичдан  $1 \text{ а}$  ток ўтади.

Гаусс системасида қаршилиқ бирлиги қилиб шундай ўтказгичнинг қаршилиги қабул қилинганки, бунда потенциаллар фарқи  $1 \text{ СГСЭ-потенциал}$  бирликка тенг бўлганда ундан  $1 \text{ СГСЭ-ток}$  кучи бирлигига тенг ток оқади. Шу бирлик билан ом орасидаги муносабатни топайлик:

$$1 \text{ ом} = \frac{1 \text{ в}}{1 \text{ а}} = \frac{1 \cdot 300}{3 \cdot 10^9} \text{ СГСЭ} = \frac{1}{9 \cdot 10^{11}} \text{ СГСЭ-қаршилиқ бирлиги}.$$

Шундай қилиб,

$$1 \text{ СГСЭ-қаршилиқ бирлиги} = 9 \cdot 10^{11} \text{ ом}. \quad (33.2)$$

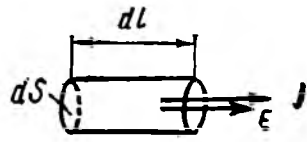
Қаршилиқнинг катталиги ўтказгичнинг шаклига, ўлчамлари, шунингдек, унинг қандай материалдан ясалганига боғлиқ. Бир жинсли цилиндрсимон ўтказгич учун

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (33.3)$$

бу ерда  $l$  — ўтказгичнинг узунлиги,  $S$  — унинг кўндаланг кесим юзаси,  $\rho$  — ўтказгич ясалган материалнинг табиатига боғлиқ бўлган коэффициент, буни солиштирма электр қаршилиқ дейилади. Агар  $l = 1$  ва  $S = 1$  бўлса, у ҳолда  $R$  сон жиҳатдан  $\rho$  га тенг бўлади. СИ системасида  $\rho$  ом·метр ( $\text{ом} \cdot \text{м}$ ) ларда ўлчанади. Амалда материаллар  $l = 1 \text{ м}$  ва  $S = 1 \text{ мм}^2$

бўлгандаги қаршилиги билан характерланади, яъни  $\rho$  солиштирма қаршилиқ  $\frac{\rho \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$  да ифодаланади.

Ом қонунини дифференциал кўринишида ёзиш мумкин. Ўтказгич ичидаги қандайдир нуқта атрофида фикран, ясовчилари шу нуқтадаги ток вектори зичлиги  $j$  га параллел бўлган элементар цилиндрик ҳажм ажратамиз (55- расм). Цилиндрнинг кўндаланг кесимидан  $j dS$  ток оқади. Цилиндрга қўйилган кучланиш  $E dl$  га тенг, бунда  $E$  — берилган нуқтадаги кучланганлик. Ниҳоят, цилиндрнинг қаршилиги (33.3) формулага биноан  $\rho \frac{dl}{dS}$  га



55- расм.

тенг. Бу қийматларни (33.1) формулага қўйсақ:

$$j dS = \frac{dS}{\rho dl} \cdot E dl$$

ифода ҳосил бўлади.

Заряд ташувчилар ҳар бир нуқтада  $E$  вектор йўналиши бўйлаб ҳаракатланади. Шунинг учун  $j$  ва  $E$  нинг йўналиши мос тушади<sup>1)</sup>.

Шундай қилиб,

$$j = \frac{1}{\rho} E = \sigma E \quad (33.4)$$

ифодани ёза оламиз, бунда  $\sigma = 1/\rho$  — материалнинг электр ўтказувчанлик коэффициенти ёки оддийгина материалнинг ўтказувчанлиги деб аталувчи катталиқ.

(33.4) формула Ом қонунининг дифференциал кўринишини ифодалайди.

Ўтказгичнинг ток ўтказиш қобилияти унинг  $\rho$  солиштирма қаршилиги ёки  $\sigma$  ўтказувчанлиги билан характерланади. Уларнинг катталиги модданинг химиявий табиати ва шарт-шароитлари, хусусан, модданинг температураси билан аниқланади. Кўпчилик металлларнинг солиштирма қаршилиги температура ошиши билан тахминан чизқли қонун бўйича ошиб боради:

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

бу ерда  $\rho_0$  —  $0^\circ\text{C}$  даги солиштирма қаршилиқ,  $t^\circ$  — Цельсий шкаласидаги температура,  $\alpha$  — сон жиҳатдан тахминан  $1/273$  га тенг бўлган коэффициент.

Абсолют температурага ўтиб, қуйидаги

$$\rho = \alpha \rho_0 T \quad (33.5)$$

ифодани ҳосил қиламиз.

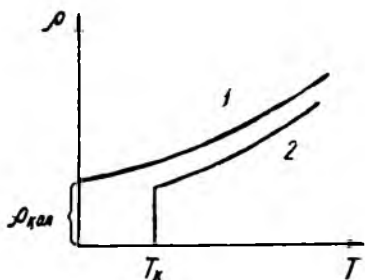
<sup>1)</sup> Анизотроп жисмларда  $j$  ва  $E$  векторларнинг йўналиши мос тушмаслиги мумкин.

Паст температураларда бу қонундан четланиш кузатилади (56- расм).

Кўпчилик ҳолларда  $\rho$  билан  $T$  орасидаги боғланиш 1 эгри чизиқ бўйича боради. Қолдиқ қаршилик  $\rho_{қол}$  нинг катталиги материалнинг тозалигига ва ундаги қолдиқ механикавий кучланишларга кучли боғланган. Шунинг учун  $\rho_{қол}$  материалларга термик ишлов берилгандан сўнг сезиларли даражада камаяди.

Идеал тўғри панжарага эга бўлган абсолют тоза металл учун абсолют ноль температурада

$$\rho = 0.$$



56- расм.

Металлар ва қотишмаларнинг кўпчилик группаларида бир неча Кельвин градуси тартибдаги температурада қаршилик сакраб нолга айланади (56- расмдаги 2 эгри чизиқ). Ўта ўтказувчанлик деб аталувчи бу ҳодисани биринчи бўлиб 1911 йилда Камерлинг-Оннес симобда пайқанган.

Кейинчалик ўта ўтказувчанлик ҳодисаси кўрғошин, қалайи, рух, алюминий ва бошқа металллар, шунингдек, бир қатор қотишмаларда пайқалди. Ҳар бир ўта ўтказувчан модда ўзининг  $T_k$  критик температурасига эга бўлиб, бунда у ўта ўтказувчанлик ҳолатига ўтади. Ўта ўтказувчан моддага магнит майдони таъсир этганда унинг ўта ўтказувчанлик ҳолати бузилади. Ўта ўтказувчанликни бузувчи  $H_k$  критик майдон  $T = T_k$  бўлганда нолга тенг бўлади ва температура пасайиши билан ошади.

1958 йилда совет физиги Н. Н. Боголюбов ва унинг шогирдлари ўта ўтказувчанликни назарий жиҳатдан тўла тушунтириб бердилар.

Қаршилик термометрлари электр қаршиликнинг температурага боғлиқлигига асосланган. Бундай термометр чинни ёки слюдадан ясалган каркасга ўралган металл симдан (одагда платина симдан) иборат<sup>1)</sup>. Ўзгармас температурали нуқталар бўйича даражаланган қаршилик термометрлари юқори температураларни ҳам, паст температураларни ҳам бир неча юз градус тартибдаги аниқлик билан ўлчашга имкон беради.

### 34-§. Жоуль—Ленц қонуни

Ўтказгичдан ток ўтганда ўтказгич қизийди. Жоуль ва ундан мустақил равишда Ленц тажрибада ўтказгичдан ажралиб

<sup>1)</sup> Сўнгги вақтларда ярим ўтказгичлардан гузилган қаршилик термометрлари кўпроқ қўлланилмоқда.

чиқувчи иссиқлик миқдори унинг қаршилигига, ток кучининг квадрати ва вақтга пропорционал эканлигини топдилар:

$$Q = RI^2t. \quad (34.1)$$

Агар ток вақт бўйича ўзгарса, у ҳолда

$$Q = \int_0^t Ri^2 dt \quad (84.2)$$

бўлади.

(34.1) ва (34.2) муносабатлар Жоуль—Ленц қонунини ифодалайди.  $R$  ни омларда,  $i$  ни амперларда ва  $t$  ни секундларда ҳисобланса,  $Q$  жоулларда ифодаланади.

(34.2) қонун қуйидагича тушунтирилади.  $U$  кучланиш қўйилган бир жинсли ўтказгични қараб чиқайлик. Ўтказгичнинг ҳар бир кесимидан  $dt$  вақтда  $dq = i dt$  заряд ўтади. Бу  $dq = i dt$  заряднинг  $dt$  вақтда ўтказгичнинг бир учидан иккинчи учига ўтишига тенг кучлидир. Бу ҳолда майдон кучлари  $dA = U dq = U i dt$  иш бажаради. Ом қонунига асосан  $U$  ни  $kl$  билан алмаштириб ва интеграллаб, электр кучлари бажарган ишнинг ифодаси  $Q$  учун ёзилган (34.2) ифодага ўхшаш эканлигини топамиз. Шундай қилиб, ўтказгич майдон кучларининг заряд ташувчилар устида бажарган иши ҳисобига қизир экан.

Бутун ўтказгичдан ажралиб чиққан иссиқликни аниқловчи (34.1) формуладан ўтказгичнинг турли қисмларидан ажралиб чиқувчи иссиқликни характерловчи ифодага ўтиш мумкин. Ўтказгичдан юқорида (33.4) формулани келтириб чиқаришда бажарганимиздек цилиндрсимон элементар ҳажм ажратамиз. Жоуль—Ленц қонунига асосан бу ҳажмдан  $dt$  вақтда ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдори

$$dQ = Ri^2 dt = \frac{\rho dl}{dS} (j dS)^2 dt = \rho j^2 dV dt \quad (34.3)$$

га тенг, бунда  $dV = dS dl$  — элементар ҳажм катталиги.

Бирлик вақтда бирлик ҳажмдан ажралиб чиқувчи иссиқлик миқдорини токнинг солиштирма қуввати  $w$  деб атаймиз. (34.3) дан қуйидаги ифода:

$$w = \rho j^2 \quad (34.4)$$

ни ҳосил қиламиз.

$j$ ,  $E$ ,  $\rho$  ва  $\sigma$  лар орасидаги (33.4) муносабатдан фойдаланиб, (34.4) формулага қуйидагича кўриниш бериш мумкин:

$$w = jE = \sigma E^2. \quad (34.5)$$

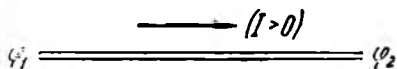
(34.4) ва (34.5) формулалар Жоуль—Ленц қонунининг дифференциал кўринишидир. Шуларга асосланиб,  $t$  вақтда бутун ўтказгичдан ажралиб чиққан иссиқликни топиш учун  $w$  ни  $t$  вақтнинг маълум пайтидаги ҳажм бўйича интеграллаш, ундан

сўнг ҳосил бўлган ифодани эса  $t$  вақт бўйича интеграллаш керак:

$$Q = \int_0^t dt \int_V \rho j^2 dV.$$

### 35- §. Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни

Ом қонунининг (33.1) кўринишдаги ифодаси занжирнинг бир жинсли, яъни электр юритувчи куч таъсир этмайдиган қисми учун ўринли. Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонунининг ифодасини ҳосил қилишда энергиянинг сақланиш қонунига асосланамиз. Қисмнинг учларида  $\varphi_1$  —  $\varphi_2$  потенциаллар фарқи мавжуд бўлсин (57- расм). Қисмда таъсир этувчи э. ю. к. ни  $\mathcal{E}_{12}$  деб белгилаймиз. Маълум йўналишни (масалан, 57- расмда стрелка билан белгиланган) танлаб,  $I$  ток ва  $\mathcal{E}_{12}$  э. ю. к. ларни алгебраик катталиклар деб қараш мумкин. Агар ток стрелка йўналиши бўйлаб оқса, уни мусбат, агар стрелкага қарама-қарши йўналишда оқса, уни манфий деб қабул қиламиз. Шунга ўхшаш, э. ю. к. стрелка йўналишида таъсир этаётган бўлса, уни мусбат (бу, ташқи кучлар шу йўналиш бўйича ҳаракатланувчи мусбат заряд устида мусбат иш бажаради, демакдир), қарама-қарши йўналишда таъсир этаётган бўлса, уни манфий деб қараймиз



57- расм

Агар занжир қисмларини ташкил қилувчи ўтказгичлар ҳаракатсиз бўлса, занжирдан ток ўтишнинг бирдан-бир натижаси ўтказгичларнинг қизишидан иборат бўлади. Шунинг учун барча кучларнинг (электростатик ва ташқи) заряд ташувчилар устида бажарган иши ажралиб чиққан иссиқликка тенг бўлиши керак. Ўтказгичдан  $dt$  вақтда  $dq = I dt$  заряд оқиб ўтади. (32.4) га асосан бу зарядлар устида бажарилган иш

$$dA = \mathcal{E}_{12} dq + (\varphi_1 - \varphi_2) dq$$

га тенг бўлади.

$dt$  вақтда ажралиб чиққан иссиқлик миқдори:

$$dQ = I^2 R dt = IR (I dt) = IR dq.$$

Бу икки ифодани бир-бирига тенглаб,  $dq$  га қисқартирсак

$$IR = (\varphi_1 - \varphi_2) + \mathcal{E}_{12} \quad (35.1)$$

ифода ҳосил бўлади. Бундан

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{1,2}}{R} \quad (35.2)$$

(35.1) ва (35.2) формулалар занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонунини ифодалайди.  $\mathcal{E}_{1,2} = 0$  да (35.2) формула занжирнинг бир жинсли қисми учун Ом қонунининг (33.1) ифодасига ўтади. (35.1) ифодада  $\varphi_1 = \varphi_2$  бўлса, ёпиқ занжир учун Ом қонунининг

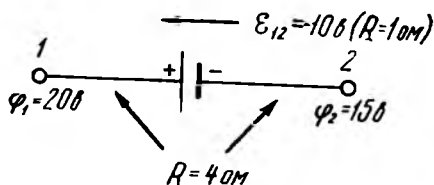
$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \quad (35.3)$$

ифодасини ҳосил қиламиз, бу ерда  $\mathcal{E}$  — занжир бўйлаб таъсир этувчи э. ю. к.,  $R$  — барча занжирнинг умумий қаршилиги.

Ташқи кучлар мавжуд бўлганда Ом қонунининг дифференциал кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*) \quad (35.4)$$

(35.2) формуланинг қўлланишига мисоллар қараб чиқайлик. Занжир қисмининг учларидаги потенциаллар  $\varphi_1 = 20$  в ва  $\varphi_2 = 15$  в бўлсин (58-расм). Қисмининг э. ю. к. эса  $\mathcal{E}_{1,2} = -10$  в (минус ишораси э. ю. к. нинг  $2 \rightarrow 1$  йўналишида таъсир этишини кўрсатади). Э. ю. к. манбаининг қаршилиги  $1$  ом, қисмининг



58-расм

қолган бўлақларининг қаршилиги  $4$  ом. Шундай қилиб, қисмининг тўла қаршилиги  $R = 5$  ом. Верилган қийматларни (35.2) формулага қўйиб, қуйидаги:

$$I = \frac{20 - 15 - 10}{5} = -1 \text{ а}$$

қийматни оламиз.

Ток учун манфий қиймат ҳосил бўлди. Бу, токнинг  $2 \rightarrow 1$  йўналишида оқаётганини кўрсатади.

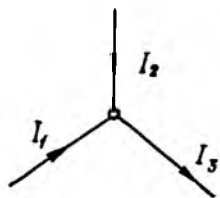
### 36-§. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қоидаси

Агар Кирхгоф таърифлаган қоидадан фойдаланилса, тармоқланган занжирларни ҳисоблаш анча осонлашади. Бу қоида иккита. Улардан бири занжирнинг тугунларига тааллуқли. Ик-

китадан ортиқ ўтказгич уланган нуқта тугун деб аталади (59-расм). Тугунга келаётган ток маълум ишора (плюс ёки минус) га эга бўлса, тугундан кетаётгани эса иккинчи хил ишорага (минус ёки плюс) эга бўлади. Кирхгофнинг биринчи қондасига асосан, *туғунда учрашувчи тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолга тенг:*

$$\sum I_k = 0. \quad (36.1)$$

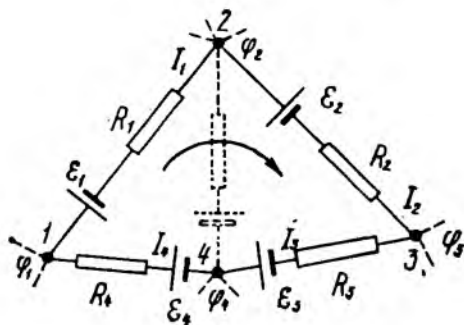
Бу қонданинг тўғрилиги қуйидаги мулоҳазалардан келиб чиқади. Агар тоқларнинг алгебраик йиғиндиси нолдан фарқли бўлганда эди, тугунда зарядларнинг тўпланиши ёки камайиши содир бўлиб, бу эса ўз навбатида тугунда потенциалнинг ўзгаришига ва демак, занжирдан ўтувчи тоқларнинг ўзгаришига олиб келган бўлар эди. Шундай қилиб, занжирда тоқларнинг ўзгармаслиги учун (36.1) шартнинг бажарилиши зарур.



59- расм.

(36.1) тенгламани  $N$  та тугундан иборат занжирнинг ҳар бир тугуни учун ёзиш мумкин. Лекин  $N - 1$  тенглама мустақил бўлиб,  $N$ -тенглама эса шу тенгламалардан келиб чиқади.

Тармоқланган занжирда фикран ихтиёрий ёпиқ контур (60-расмдаги 1—2—3—4—1 контурга қ.) ажратамиз. Айланиш йўналишини белгилаймиз (масалан, расмда кўрсатилгандек соат



60- расм.

стрелкаси бўйлаб) ва контурнинг ҳар бир тармоқланмаган қисмлари учун Ом қонунини қўллаймиз:

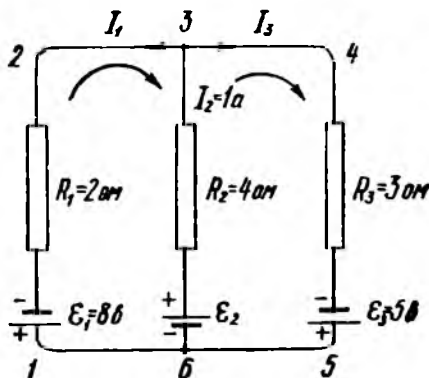
$$\begin{aligned} I_1 R_1 &= \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_1, \\ I_2 R_2 &= \varphi_2 - \varphi_3 + \mathcal{E}_2, \\ I_3 R_3 &= \varphi_3 - \varphi_4 + \mathcal{E}_3, \\ I_4 R_4 &= \varphi_4 - \varphi_1 + \mathcal{E}_4. \end{aligned}$$

Бу ифодалар қўшилганда потенциаллар қисқаради ва Кирхгофнинг иккинчи қонунини ифодаловчи тенглама ҳосил бўлади:

$$\sum I_k R_k = \sum \mathcal{E}_k. \quad (36.2)$$

(36.2) тенгламани берилган тармоқланган занжирда фикран ажратиб олинган барча ёпиқ контурлар учун тузиш мумкин. Аммо бошқа контурларни бир-бирига қўшиш йўли билан ҳосил қилиш мумкин бўлмаган контурларнинг тенгламаларигина мустақил бўлади.

Масалан, 61-расмда кўрсатилган занжир учун уч тенглама тузиш мумкин:



61- расм.

- 1) 1—2—3—6—1 контур учун,
- 2) 3—4—5—6—3 контур учун,
- 3) 1—2—3—4—5—6—1 контур учун.

Охирги контур биринчи иккитасининг қўшилишидан ҳосил бўлади. Бинобарин, кўрсатилган контурларнинг тенгламалари мустақил бўлмайди. Мустақил тенгламалар сифатида учта тенгламадан ихтиёрий иккитасини олиш мумкин.

Ток ва э. ю. к. орқали Кирхгофнинг иккинчи қонидаси тенгламаларини тузишда танлаб олинган йўналишнинг ишораси кўрсатилиши керак. Масалан, 61-расмда кўрсатилган  $I_1$  ток танлаб олинган ҳаракат йўналишига тескари томонга оққанлиги учун уни манфий деб ҳисоблаш зарур.  $\mathcal{E}_1$  э. ю. к. учун ҳам „—“ ишора қўйиш керак, чунки у ҳам ҳаракат йўналишига қарши томонга қараб таъсир этади ва ҳ. к.

Ҳар бир контурда ҳаракат йўналишини, бошқа контурлардаги ҳаракат йўналишларидан қатъи назар, ихтиёрий танлаб олиш мумкин. Бу ҳолда биргина э.ю.к. ёки токнинг ўзи турли тенгламаларга турли ишора билан кириши мумкин (61-расм-

да кўрсатилган йўналишда  $I_2$  ток учун шу ҳол содир бўлади). Аммо бу ҳеч қандай аҳамиятга эга эмас, чунки ҳаракат йўналишининг ўзгариши фақат (36.2) тенгламадаги барча ишораларнинг тескарисига айланишигагина олиб келади.

Тенгламалар тузишда занжирнинг тармоқланмаган қисмининг исталган кесимидан бир хил ток оқишини унугмаслик керак. Масалан,  $\mathcal{E}_2-3$  қисмдан қандай ток оқса. 6—8, қисмдан ҳам шундай  $I_2$  ток оқади.

Кирхгофнинг биринчи ва иккинчи қондаларига асосан тузилган мустақил тенгламаларнинг сонини тармоқланган занжирдан оқибатган турли кучдаги тоқларнинг сонига тенг бўлар экан. Шунинг учун, агар барча тармоқланмаган қисмларнинг э.ю.к. ва қаршиликлари маълум бўлса, барча тоқларни ҳисоблаб топиш мумкин. Бошқа турдаги, масалан, берилган қаршилиқларда керакли тоқларни ҳосил қилиш учун занжирнинг ҳар бир қисмига қилиниши керак бўлган э.ю.к. ларни топиш каби масалаларни ҳам ечиш мумкин.

Энди 61-расмда кўрсатилган тармоқланган занжирни ҳисоблашга доир мисолни таҳлил қиламиз.  $R_1, R_2, R_3$   $\mathcal{E}_1$  ва  $\mathcal{E}_3$  берилган  $I_2 = 1$  а бўлганда  $\mathcal{E}_2$  ни ва бунда ҳосил бўлувчи  $I_1$  ва  $I_2$  тоқларни топиш керак.

Занжир икки тугундан (3 ва 6 нуқталар) иборат. Тоқларнинг стрелкалар билан кўрсатилган йўналишларида (36.1) тенглама шу тугунлар учун қуйидаги:

$$\left. \begin{array}{l} 3 \text{ тугун учун } -I_1 + I_2 - I_3 = 0 \\ 6 \text{ тугун учун } I_1 - I_2 + I_3 = 0 \end{array} \right\} \quad (36.3)$$

кўринишга эга бўлади.

Бу тенгламалар мустақил эмас, чунки уларнинг ҳар бирини иккинчисининг ишорасини тескарига ўзгартириш йўли билан ҳосил қилиш мумкин.

1—2—3—6—1 ва 3—4—5—6—3 контурлар учун ҳаракат йўналиши соат стрелкаси бўйича деб қабул қилиб, (36.2) тенгламани тузамиз:

$$\left. \begin{array}{l} -I_1 R_1 - I_2 R_2 = -\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 \\ I_3 R_3 + I_2 R_2 = \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_2 \end{array} \right\} \quad (36.4)$$

(36.3) ва (36.4) тенгламаларга берилган қийматларни қўямиз ва уларни қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{aligned} -1 \cdot I_1 - 1 \cdot I_2 + 0 \cdot I_3 &= -1, \\ -2 \cdot I_1 - 0 \cdot I_2 + 1 \cdot I_3 &= -4, \\ 0 \cdot I_1 + 3 \cdot I_2 - 1 \cdot I_3 &= 1. \end{aligned}$$

Номаълумлари  $I_1, I_2$  ва  $\mathcal{E}_2$  бўлган уч тенглама системасини ҳосил қилдик. Системани ечиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

1) Ҳақиқатга 1—2—3—4—5—6—1 контур учун тенглама тузиб, оу тенглама (36.4) тенгламаларнинг натижавийси эканлигига қаноат ҳосил қилишни тавсия этамиз.

$$\mathcal{E}_2 = \frac{\begin{vmatrix} -1 & -1 & -1 \\ -2 & 0 & -4 \\ 0 & 3 & 1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} -1 & -1 & 0 \\ -2 & 0 & 1 \\ 0 & 3 & -1 \end{vmatrix}} = \frac{-8}{5} = -1,6 \text{ в.}$$

Шу йўл билан  $I_1 = 1,2 \text{ а}$ ,  $I_3 = -0,2 \text{ а}$  эканлигини топиш мумкин.

Биз  $\mathcal{E}_2$  учун манфий қиймат олдик. Бу эса  $\mathcal{E}_2$  нинг йўналиши ҳисоб вақтида қабул қилинган, яъни 61-расмда кўрсатилган йўналишга нисбатан қарама-қарши бўлиши кераклигини кўрсатади. Шунингдек,  $I_3$  ток расмда кўрсатилгандагидек 3—4 йўналиш бўйича эмас, балки унга қарама-қарши йўналишда оқади.

### 37-§. Ток манбаининг фойдали иш коэффициентини

Қоида бўйича электр занжири ток манбаидан, ток ўтказувчи симлардан ва истемолчи ёки нагрузкадан иборат бўлади. Занжирнинг ҳар бир элементи қаршиликка эга. Одатда, ток ўтказувчи симларнинг қаршилиги жуда кичик бўлгани учун уларни ҳисобга олмаймиз. Занжирдаги ток (35.3) формулага асосан:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_0 + R}, \quad (37.1)$$

бу ерда  $R_0$ —манбаининг қаршилиги,  $R$ —нагрузканиннг қаршилиги. Нагрузкадаги

$$U = I R = \mathcal{E} \frac{R}{R_0 + R}$$

кучланиш (клеммалардаги э. ю. к га тенг бўлган кучланиш).

$\mathcal{E}$  дан кичик.  $R \rightarrow \infty$  да (яъни занжир узук бўлганда)  $U$   $\mathcal{E}$  га тенг бўлади. Шундай қилиб, очиқ ток манбаининг клеммаларидаги кучланиш унинг э. ю. к. ига тенг.

Ёпиқ занжир учун (32.4) формулани татбиқ этиб,  $dq$  зарядни занжир бўйлаб кучиришда бажарилган иш

$$dA = \mathcal{E} dq$$

га тенг эканлигини ҳосил қиламиз.

$dA$  ишни уни бажариш учун кетган  $dt$  вақтга бўлиб, э. ю.к. манбаининг қувватини топамиз:

$$P = \frac{dA}{dt} = \mathcal{E} \frac{dq}{dt} = \mathcal{E} I.$$

Шундай қилиб, ток манбаининг қуввати:

$$P = \mathcal{E} I \quad (37.2)$$

га тенг.

Бу формулага (37.1) токнинг қийматини қўйиб, барча занжирда ажралиб чиққан тўла қувватни топамиз:

$$P = \frac{\mathcal{E}^2}{R_0 + R}. \quad (37.3)$$

Нагрузkada бу қувватнинг, биз фойдали деб атайдиган, фақат бир қисми ажралиб чиқади:

$$P_H = RI^2 = \frac{\mathcal{E}^2}{(R_0 + R)^2} R = \frac{\mathcal{E}^2}{k_0 + k} \frac{k}{R_0 + R}. \quad (37.4)$$

Қувватнинг қолган қисми эса ток манбаида (ва ток ўтказувчи симларда) сарфланиб, бекорга исроф бўлади.

Фойдали қувватнинг занжирдаги э. ю. к. нинг умумий қувватига нисбати ток манбаининг фойдали иш коэффициентини (ф. и. к.) кўрсатади:

$$\eta = \frac{P_H}{P} = \frac{k}{R_0 + k}. \quad (37.5)$$

Бу формуладан нагрузканинг  $R$  қаршилиги ток манбаининг  $R_0$  қаршилигидан қанча катта бўлса,  $\eta$  ф. и. к.нинг шунча катта бўлиши келиб чиқади. Шунинг учун манбаининг қаршилигини иложи борича кичик қилишга ҳаракат қилинади.

Берилган ток манбаининг қуввати нагрузканинг  $k$  қаршилигига боғлиқ. У қисқа туташувда ( $R = 0$ ) максимал бўлади, аммо бу ҳолда барча қувват манбаининг ўзида ажралиб чиқади ва бутунлай бефойда бўлади.  $R$  қаршилиқ ортishi билан тўла қувват камайиб боради ва  $R \rightarrow \infty$  бўлганда нолга интилади.

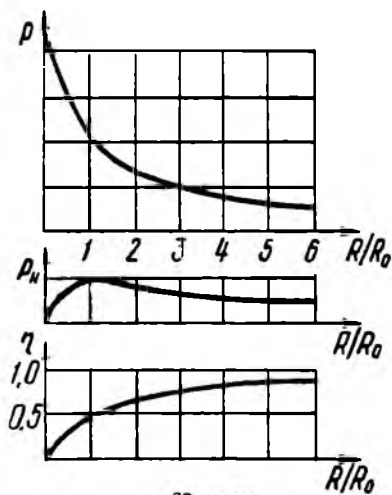
Ток манбаидан ажралиб чиқувчи фойдали қувватнинг қиймати энг катта бўлганда  $k$  ва  $R_0$  лар орасидаги муносабатни топамиз. Бунинг учун  $P_H$  нинг (37.4) формуласини  $\mathcal{E}$  бўйича дифференциаллаймиз ва ҳосилани нолга тенглаштираимиз:

$$\frac{dP_H}{dR} = \mathcal{E}^2 \frac{R_0 - k}{(R_0 + R)^3} = 0.$$

Бундан  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$  бўлганда  $P_H$  максимумга эга бўлишини топамиз (бошқа ечими:  $\mathcal{E} = \infty$  бўлганда  $P_H$  минимум бўлади). Демак, берилган э. ю. к. дан энг кўп фойдали қувват олиш учун нагрузканинг қаршилигини ток манбаининг қаршилигига тенг қилиб олиш керак. Бу

ҳолда (37.5) формулага асосан ф. и. к. 0,5 ни ташкил этади.

62-расмда  $P$ ,  $P_H$  ва  $\eta$  ларнинг  $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$  нисбатга боғланиш эгри чизиқлари келтирилган.



62- расм.

## ВАКУУМДА МАГНИТ МАЙДОНИ

## 38-§. Токларнинг ўзаро таъсири

Электр тоқлари бир-бири билан ўзаро таъсирлашади. Масалан, ток ўтаётган икки ингичка тўғри чизиқли ўтказгич (уларни биз тўғри тоқлар деб атаймиз), агар ток уларда бир томонга оқса, бир-бирини тортади, агар қарама-қарши томонга оқса, бир-бирини итаради. Тажриба кўрсатадики, параллел ўтказгичларнинг ҳар бирининг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўзаро таъсир кучи улардаги  $i_1$  ва  $i_2$  тоқларга тўғри пропорционал ва улар орасидаги  $b$  масофага тескари пропорционал:

$$f_1 = k \frac{2i_1 i_2}{b}. \quad (38.1)$$

Кейинроқ ойдинлашадиган мулоҳазаларга асосланиб, биз пропорционаллик коэффициентини  $2k$  орқали белгиладик.

Тоқларнинг ўзаро таъсир қонуни 1820 йилда Ампер томонидан аниқланган эди. Биз бу қонуннинг исталган шаклдаги ўтказгичлар учун қўллаш мумкин бўлган умумий ифодаси билан 46-§ да танишамиз. Ток кучининг СИ ва абсолют электромагнит (СГСМ система) бирликлар системасидаги бирлиги (38.1) қонунга асосан топилади. Ток кучининг СИ системадаги бирлиги — ампер — ўзгармайдиган ток кучи сифатида аниқланади. Бу ток вакуумда бир-биридан 1 м масофада жойлашган, жуда кичик кўндаланг кесим юзига ва чексиз узунликка эга бўлган параллел тўғри чизиқли ўтказгичлардан оқиб, улар орасида узунлиқнинг ҳар бир метрига  $2 \cdot 10^{-7}$  н га тенг бўлган куч ҳосил қилади.

Кулон 1 а ток ўтаётган ўтказгичнинг кўндаланг кесимидан 1 сек да оқиб ўтувчи зарядни кўрсатади. Шунга асосан кулонни ампер-секунд ( $a \cdot сек$ ) деб ҳам атайдилар.

(38.1) формула рационаллаштирилган кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$f_1 = \frac{\mu}{4\pi} \frac{2i_1 i_2}{b}. \quad (38.2)$$

бу ерда  $\mu_0$  — магнит доимийси деб аталади [ушбу формулани (4.1) формула билан таққосланг].

$\mu_0$  нинг сон қийматини топиш учун ампернинг таърифига мувофиқ  $i_1 = i_2 = 1 \text{ а}$  ва  $b = 1 \text{ м}$  бўлганда  $f_1 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ н/м}$  бўлишигидан фойдаланамиз. Бу қийматларни (38.2) формулага қўямиз:

$$2 \cdot 10^{-7} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2 \cdot 1 \cdot 1}{1}.$$

Бундан

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 2 \cdot 10^{-7} \text{ гн, м}^1). \quad (38.3)$$

(38.1) формулалаги  $k$  коэффициентнинг қийматини ток кучи бирликларини танлаб олиш ҳисобига 1 га тенглаш мумкин. Ток кучининг абсолют электромагнит бирлиги (СГСМ ток кучи бирлиги) шундай аниқланади. Бу birlik шундай токнинг куч бирлигини, бу ток ингичка тўғри симдан оқиб ўтаётиб, 1 см масофада жойлашган ўзига тенг ва параллел тўғри токнинг ҳар бир сантиметр узунлигига 2 дина куч билан таъсир этади.

СГСЭ birlikлар системасида  $k$  бирга тенг бўлмаган ўлчамли катталиқдир. (38.1) формулага асосан  $k$  нинг ўлчамлиги қуйидагича топилади:

$$[k] = \frac{[f_1][b]}{[i]^2} = \frac{[f]}{[i]^2}. \quad (38.4)$$

Биз  $f_1$  нинг ўлчамлиги узунлик ўлчамлигига бўлинган кучнинг ўлчамлигига тенг деб ҳисоблаганимиз учун,  $f_1$   $b$  қўпайтманинг ўлчамлиги кучнинг ўлчамлигига тенг бўлади. (3.1) ва (3.5) формулага асосан:

$$[f] = \frac{[q]^2}{L^2}; \quad [i] = \frac{[q]}{T}.$$

Бу қийматларни (38.4) ифодага қўйиб,

$$[k] = \frac{T^2}{L^3}$$

эканлигини топамиз.

Шундай қилиб, СГСЭ системада  $k$  ни

$$k = \frac{1}{c^2} \quad (38.5)$$

кўринишда ифодалаш мумкин, бу ерда  $c$  — электродинamik доимий деб аталувчи катталиқ бўлиб, тезлик ўлчамлигига эга. Унинг сон қийматини топиш учун тажриба орқали аниқланган кулон билан СГСЭ заряд бирлиги орасидаги (3.2) муносабатдан фойдаланамиз.  $2 \cdot 10^{-7} \text{ н/м}$  куч  $2 \cdot 10^{-4} \text{ дина/см}$  га эквивалентдир. (38.1) формулага асосан  $b = 100 \text{ см}$  бўлганда ҳар бирдан  $3 \cdot 10^9$  СГСЭ birlik (яъни 1 а) ток ўтаётган ўтказгичлар шундай куч билан таъсирлашади. Демак:

$$2 \cdot 10^{-4} = \frac{1}{c^2} \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^9}{100},$$

бундан

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}. \quad (38.6)$$

Электродинamik доимийнинг қиймати ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигининг қийматига мос келади. Максвелл назариясидан бўшлиқдаги тезлиги

<sup>1)</sup> Метрга генри (59- § га қ.).

$c$  электродинамик доимийга тенг бўлган электромагнит тўлқинларнинг мавжудлиги келиб чиқади.  $c$  нинг ёругликнинг вакуумдаги тезлигига тенглиги Максвеллга ёруглик электромагнит тўлқинлардан иборат деб тахмин этишга асос бўлди.

$k$  нинг (38.1) формуладаги қиймати СГСМ-бирликлар системасида 1 га ва СГСЭ-бирликлар системасида  $\frac{1}{c^2} = \frac{1}{(3 \cdot 10^{10})^2} \frac{\text{сек}^2}{\text{см}^2}$  га тенг. Бундан 1 СГСМ ток кучи бирлиги  $3 \cdot 10^{10}$  СГСЭ-ток кучи бирлигига эквивалент эканлиги келиб чиқади:

1 СГСМ-ток кучи бирлиги  $= 3 \cdot 10^{10}$  СГСЭ-ток кучи бирлиги  $= 10 \text{ а}$  (38.7)

Шундан килиб,  $i_{\text{СГСМ}} = \frac{1}{c} i_{\text{СГСЭ}}$ . Шунга ўхшаш,  $q_{\text{СГСМ}} = \frac{1}{c} q_{\text{СГСЭ}}$ . Шунинг учун Гаусс системасидаги магнит катталиклари билан бир қаторда ток кучи ёки заряд мавжуд бўлган барча формулаларга  $i$  ёки  $q$  нинг ҳар бири учун биттадан  $\frac{1}{c}$  катталик киради. Бу қўнайтувчи СГСЭ-бирликлар системасида ифодаланган ҳар бир катталик ( $i$  ёки  $q$ ) нинг қийматини СГСМ-бирликлар системасига айлантиради (СГСМ-бирликлар системаси шундай тuzилганки, ундаги барча формулаларнинг пропорционаллик коэффициентини 1 га тенг)

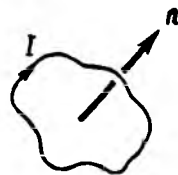
### 39-§. Магнит майдони

Токларнинг ўзаро таъсири магнит майдони деб аталувчи майдон орқали амалга ошади. Бу ном 1920 йилда Эрстед пайқаганидек, ток ҳосил қилган майдоннинг магнит стрелкасига таъсиридан келиб чиққан.

Шундай қилиб, ҳаракатланувчи зарядлар (токлар) ўзларини ўраб олган фазонинг хусусиятини ўзгартиради, яъни унда магнит майдони ҳосил қилади. Бу майдон ўзида ҳаракатланувчи зарядлар (токлар) га кучлар таъсир қилишида намоён бўлади.

Электр майдонини ўрганишда нуқтавий синов зарядидан фойдаланганимиздек, магнит майдонини ўрганишда ҳам кичик ўлчамларга эга бўлган ясси ёпиқ контурдан оқувчи синов токи қўлланилади. Контурнинг фазодаги ҳолати контурга токнинг йўналишига боғлиқ бўлган ҳолда ўнг винт қоидаси бўйича ўтказилган нормаль йўналиши билан характерланади (63- расм). Бундай нормални биз мусбат нормаль деб атаймиз.

Биз синов контурини магнит майдонига киритганимизда майдоннинг контурга йўналтирувчи таъсир кўрсатиб, уни мусбат нормаль билан маълум йўналишга буришини пайқаймиз. Бу йўналишни майдоннинг шу нуқтадаги йўналиши деб қабул қиламиз. Агар контурни нормаль йўналиши билан майдон йўналиши мос келмайдиган қилиб жойлаштирсак, контурни мувозанат ҳолатига қайтарувчи айланма момент ҳосил бўлади. Моментнинг катталиги нормаль билан майдон йўналиши орасидаги  $\alpha$  бурчакка боғлиқ бўлиб,  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  бўлганда у ўзининг максимал  $M_{\text{мах}}$  қийматига эришади ( $\alpha = 0$  да момент нолга тенг).



63- расм.

Айлантирувчи момент берилган нуқтадаги майдон ҳамда контурнинг хусусиятларига боғлиқ. Бир нуқтанинг ўзига ҳар хил синов контурларини киритиб,  $M_{\max}$  нинг катталиги контурдаги  $I$  ток кучига ва контурнинг  $S$  юзига пропорционал эканлигини ҳамда контурнинг шаклига мутлақо боғлиқ эмаслигини аниқлаймиз. Шундай қилиб, магнит майдонининг токли ясси контурга таъсири контурнинг магнит моменти деб аталувчи

$$p_m = IS, \quad (39.1)$$

ифода билан аниқланади (электр майдонида диполга таъсир этувчи айлантирувчи момент диполнинг электр моменти  $p = ql$  га пропорционал бўлгани каби).

Гаусс системасида магнит моменти СГСМ-бирликлар системасида, ток кучи эса СГСЭ-бирликлар системасида ўлчаниши зарур. Шунинг учун Гаусс системасида  $p_m$  нинг ифодасига  $\frac{1}{c}$  кўпайтувчи киритилади:

$$p_m = \frac{1}{c} IS. \quad (39.2)$$

Контур  $I$  ток кучи ва  $S$  юзадан ташқари, шунингдек, ўзининг фазодаги ҳолати билан ҳам характерланади. Шунинг учун моментни йўналиши мусбат нормаль йўналишига мос келадиган вектор сифатида қараш керак:

$$p_m = p_m \mathbf{n}$$

( $\mathbf{n}$  — бирлик вектор).

Майдоннинг берилган нуқтасида  $p_m$  нинг қийматлари билан бир-биридан фарқ қиладиган синов контурларига турли катталиқдаги  $M_{\max}$  айлантирувчи моментлар таъсир этади. Лекин  $M_{\max}/p_m$  нисбат барча контурлар учун бир хил бўлганлигидан уни майдоннинг миқдорий характеристикаси деб қараш мумкин. Бу нисбат пропорционал бўлган физикавий  $B$  катталик магнит индукцияси деб аталади:

$$B \sim \frac{M_{\max}}{p_m}. \quad (39.3)$$

Магнит индукцияси вектор катталик бўлиб, унинг йўналиши синов контурига ўтказилган нормалнинг йўналиши (биз бу йўналишни майдоннинг йўналиши деб қабул қилган эдик) билан аниқланади. (39.3) формула  $B$  векторнинг модулини ифодалайди.

$B$  векторнинг майдонини магнит индукция чизиқлари ёрдамида  $E$  векторнинг майдонини ифодалашда қўлланилган қондалар бўйича кўргазмали қилиб ифодалаш мумкин (7-§ га қ.).

Айтилганлардан  $E$  электр майдонининг зарядга таъсир кучини характерлагани каби,  $B$  ҳам магнит майдонининг токка таъсир кучини характерлаши, яъни  $B$  нинг  $E$  га ўхшаш эканлиги келиб чиқади.

#### 40-§. Био—Савар қонуни. Ҳаракатланувчи заряднинг майдони

1820 йилда Био ва Савар ҳар хил шаклдаги тоқларнинг магнит майдонларини ўргандилар. Улар барча ҳолларда магнит индукцияси магнит майдонини ҳосил қилувчи тоққа пропорционал эканлигини ҳамда  $B$  аниқланган нуқтагача бўлган масофага бирор тарздаги (озроқ ёки кўпроқ) мураккабликда боғлиқ эканлигини аниқлади. Лаплас Био ва Савар тажрибаларининг натижаларини анализ қилиб, исталган тоқнинг магнит майдонини тоқнинг алоҳида элементар бўлақчалари ҳосил қилган майдонларнинг вектор йиғиндиси (суперпозицияси) сифатида ҳисоблаш мумкинлигини аниқлади.

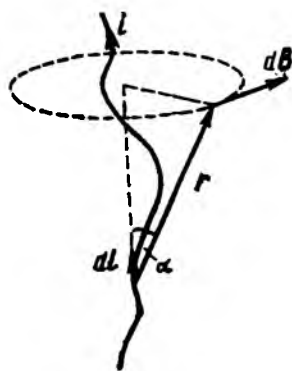
Лаплас узунлиги  $dl$  бўлган ток элементи ҳосил қилган майдоннинг магнит индукцияси учун

$$dB = k' \frac{i (dl \cdot r)}{r^3} \quad (40.1)$$

формулани аниқлади, бу ерда  $k'$  — ўлчов бирлигини танлашга боғлиқ бўлган пропорционаллик коэффиценти,  $i$  — ток кучи,  $dl$  — ток оқаётган томонга йўналган ва тоқнинг элементар бўлагига мос келувчи вектор (64-расм),  $r$  — ток элементидан  $dB$  аниқланаётган нуқтага йўналган вектор,  $r$  — шу векторнинг модули.

40.1) муносабат Био — Савар — Лаплас ёки қисқароқ Био — Савар номи билан юритилади.

$dB$  вектор  $dl$  элементдан ва майдон ҳисобланаётган нуқтадан ўтувчи текисликка перпендикуляр йўналган. Бунда  $dl$  атрофида  $dB$  нинг йўналиши бўйича айланиш  $dl$  билан ўнг винт қондаси орқали боғланган (64-расм).  $dB$  нинг модули учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:



64-расм.

$$dB = k' \frac{idl \sin \alpha}{r^2}, \quad (40.2)$$

бу ерда  $\alpha$  —  $dl$  ва  $r$  векторлар орасидаги бурчак.

Био—Савар қонуни рационаллашган шаклда қуйидагича ёзилади:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{idl \sin \alpha}{r^2}, \quad (40.3)$$

<sup>1)</sup> Бу бобда фақат вакуумдаги магнит майдони қаралаётганини эслатиб ўтамиз.

яъни  $k' = \mu_0 / (4\pi)$  деб қаралади. Магнит индукциясининг СИ системадаги бирлиги тесла (*тл*) деб аталади.

СГСЭ ва СГСМ системаларида  $B$  нинг ўлчов бирлиги шундай танла-  
надики, бунда Био—Савар қонунининг ифодасидаги  $k$  коэффициент 1 га  
тенг бўлади. Демак, бу системалардаги  $B$  нинг бирликлари орасида худди  
шундай системадаги ток бирликлари орасидаги муносабат мавжуд бўлади:

$$1 \text{ СГСМ } B \text{ бирлик} = 3 \cdot 10^{10} \text{ СГСЭ } B \text{ бирлик.} \quad (40.4)$$

Магнит индукциясининг СГСМ бирлиги гаусс деб аталувчи махсус  
номга эга. Гаусс шундай абсолют бирликлар системасини таклиф қилдики,  
бу системада барча электр катталиклар (заряд, ток кучи ва ҳ. к.) СГСЭ-  
бирликлар системасида, магнит катталиклар (магнит моменти, магнит индук-  
цияси ва ҳ. к.) эса СГСМ бирликлар системасида улчанади Гаусс система-  
сида Био—Савар қонуни

$$dB = \frac{1}{c} \frac{dl \sin \alpha}{r^2} \quad (40.5)$$

кўринишга эга ( $1/c$  қўпайтма тўғрисида 106-бетга қ.)

Биз биламизки, электр токи зарядларнинг тартибли ҳара-  
катидан иборат. Шундай қилиб, магнит майдонини ҳаракатлан-  
увчи зарядлар вужудга келтиради. (40.1) майдонни токнинг  
 $dl$  элементида ҳаракатланувчи барча зарядлар ҳосил қилади.  
Битта ҳаракатланувчи заряд вужудга келтирган майдоннинг  
магнит индукциясини топиш учун (40.1) ифодадаги  $i$  ток кучи  
ўрнига  $j$  ток зичлигининг ўтказгичнинг қўндаланг  $S$  кесим  
юзига бўлган қўпайтмасини қўйиб ёзамиз. Ток зичлиги векто-  
ри  $j$  ва  $dl$  векторлар бир хил йўналишга эга. Шунинг учун

$$idl = S j dl \quad (40.6)$$

деб ёзиш мумкин.

Агар ўтказгичдаги барча заряд ташувчилар бир хил бўлиб,  
 $e'$  ( $e'$ —алгебраик катталик) зарядга эга бўлса, у ҳолда ток  
зичлиги векторини қўйидагича ёзиш мумкин [(31.4) га қ.]:

$$j = e' n u, \quad (40.7)$$

бу ерда  $n$ —бирлик ҳажмдаги заряд ташувчилар сони,  $u$ —за-  
ряд ташувчилар тартибли ҳаракатининг ўртача тезлиги. Ток  
ташувчилар мусбат бўлса,  $j$  ва  $u$  бир хил йўналишга эга бў-  
лишини эслатиб ўтамиз. Агар ток ташувчилар манфий бўлса,  
 $j$  ва  $u$  қарама-қарши томонга йўналган бўлади.

(40.1) формулага  $idl$  нинг (40.6) ифодасини қўйиб, ундаги  
 $j$  ни (40.7) га биноан алмаштирамиз ( $k'$  ни  $\mu_0/4\pi$  га тенг деб  
қабул қиламиз). Натижада

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{S dln e' |ur|}{r^3} \quad (40.8)$$

ифодани ҳосил қиламиз.  $S dln$ —ўтказгичнинг  $dl$  элементи-  
даги заряд ташувчилар сони. (40.8) ифодани шу сонга бўлиб,  
 $u$  тезлик билан ҳаракатланувчи битта заряд вужудга келтир-  
ган майдоннинг магнит индукциясини топамиз.

Агар  $e'$  заряд  $v$  тезлик билан ҳаракатланаётган бўлса, у ҳолда бу заряд ўрни ўзига нисбатан  $r$  радиус-вектор билан аниқланадиган нуқтада ҳосил қилган магнит майдоннинг индукцияси:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 e' [v r]}{4\pi r^3} \quad (40.9)$$

га тенг.

Гаусс системасида бу формула қуйидаги кўринишга эга:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{e' [v r]}{r^3}. \quad (40.10)$$

Электромагнит тўлқинларнинг фазода  $c$  ёруғлик тезлигига тенг бўлган чекли тезликда тарқалишини назарда тутиш зарур. Шунинг учун фазонинг берилган нуқтасидаги майдон заряднинг  $\tau = r/c$  секунд олдин мавжуд бўлган ҳолатига (яъни ўрнига ва тезлигига) мос келади ( $r$ —заряд  $\tau$  секунд олдин мавжуд бўлган нуқтадан  $\mathbf{B}$  аниқланаётган нуқтагача бўлган масофа). Шундай қилиб, майдоннинг берилган нуқтадаги қиймати, шу майдонни вужудга келтираётган заряд нуқтадан қанча узоқда жойлашган бўлса, шунча камаюди деб айтиш ўринлидир.

(40.9) ва (40.10) формулалар заряднинг  $\tau$  вақтдаги силжиши (силжиш  $v\tau$  га тенг) майдоннинг берилган нуқтасигача бўлган  $r$  масофага нисбатан ҳисобга олинмаган ҳолда, яъни  $v\tau \ll r$  шарт бажарилган ҳолдагина тўғри натижа беради.  $v\tau \ll r$  тенгсизликни  $\tau$  га бўлиб ҳамда  $r/\tau$  нинг  $c$  га тенглигини эътиборга олиб, (40.9) ва (40.10) формулалар ўринли бўладиган

$$v \ll c \quad (40.11)$$

шартни ҳосил қиламиз.

#### 41-§. Тўғри ва айланма тоқларнинг майдонлари

Содда тоқларнинг майдонларини ҳисоблашда (40.3) формуладан фойдаланамиз. Чексиз узун тўғри симдан оқаётган ток вужудга келтирган майдонни қараб чиқайлик (65-расм). Берилган нуқтадаги барча  $d\mathbf{B}$  лар бир хил йўналишга (биз кўраётган ҳолда чизманинг орқа томониغا йўналган) эга. Шунинг учун  $d\mathbf{B}$  векторларнинг йиғиндисини уларнинг модуллариининг йиғиндисини билан алмаштириш мумкин. Биз магнит индукциясини ҳисоблаётган нуқта ўтказгичдан  $b$  масофада жойлашган. 65-расмдан

$$r = \frac{b}{\sin \alpha}, \quad dl = \frac{r d\alpha}{\sin \alpha} = \frac{b d\alpha}{\sin^2 \alpha}$$

эканлиги кўриниб турибди.

Бу қийматларни (40.3) формулага қўямиз:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I b^2 \sin \alpha}{4\pi b^2 \sin^3 \alpha} = \frac{\mu_0 I}{4\pi b} \sin \alpha d\alpha.$$

Чексиз узун тўғри токнинг барча элементлари учун  $\alpha$  бурчак 0 билан  $\pi$  орасида ўзгаради. Демак,

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i}{b} \int_0^\pi \sin\alpha \, d\alpha = \mu_0 \frac{i}{2\pi b}.$$

Шундай қилиб, тўғри ток майдонининг магнит индукцияси

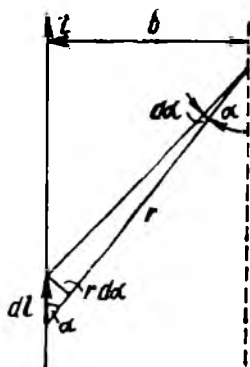
$$B = \mu_0 \frac{i}{2\pi b} \quad (41.1)$$

формула билан аниқланади.

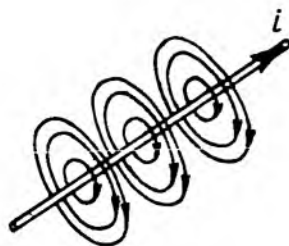
Гаусс системасида бу формула

$$B = \frac{1}{c} \frac{2i}{b} \quad (41.2)$$

кўринишга эга.



65- расм.



66- расм.

Тўғри ток майдонининг магнит индукцияси чизиқлари симни ўраб олган концентрик айланалар системасидан иборат (66-расм).

(41.1) формуладан 1  $a$  ток ўтаётган тўғри симнинг  $b = \frac{1}{2\pi}$  м масофадаги магнит индукцияси сон жиҳатдан  $\mu_0$  магнит доимийсига тенглиги келиб чиқади.  $\mu_0$  нинг (38.3) қийматини ҳисобга олсак, биз қараётган ҳол учун  $B = 4\pi \cdot 10^{-7}$  тл бўлади. Худди шу ҳол учун  $B$  нинг Гаусс системасидаги қийматини ҳосил қилишда (41.2) ифодада  $c = 10^{10}$  см/сек,  $i = 3 \cdot 10^9$  СГСЭ-ток кучи бирлиги (31.6 га қ.)  $b = (100/2\pi)$  см қийматларни қўямиз:

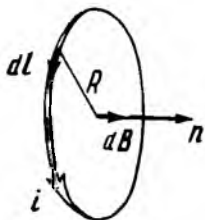
$$B = \frac{1}{c} \frac{2i}{b} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10}} \frac{2 \cdot 3 \cdot 10^9}{(100/2\pi)} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ гс.}$$

Шундай қилиб,  $4\pi \cdot 10^{-7}$  тл магнит индукцияси  $4\pi \cdot 10^{-3}$  гс магнит индукциясига эквивалент экан. Бундан

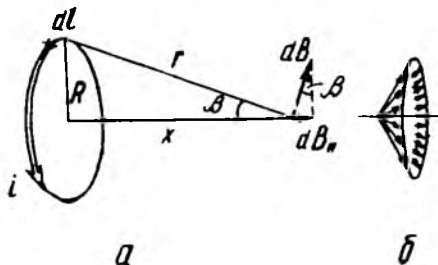
$$1 \text{ тл} = 10^4 \text{ гс} \quad (41.3)$$

эканлиги келиб чиқади.

$R$  радиусли айлана шаклига эга бўлган ингичка симдан ўтаётган ток (айланма ток) нинг ҳосил қилган майдонини қараб чиқайлик. Айланма токнинг марказидаги магнит индукциясини топамиз (67-расм). Токнинг ҳар бир элементи марказда контурга ўтказилган мусбат нормаль бўйлаб йўналган индукция ҳосил қилади. Шунинг учун  $dB$  ларни вектор қўшиш уларнинг модулларини қўшиш каби бўлади. (40.3) формулага асосан



67- расм.



68- расм.

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{idl}{R^2}$$

( $\alpha = \pi/2$ ). Бу ифодани бутун контур бўйича интегралласак:

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i}{R^2} \int dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i}{R^2} 2\pi R = \mu_0 \frac{i}{2R}$$

Демак, айланма токнинг марказидаги магнит индукцияси

$$B = \mu_0 \frac{i}{2R}. \quad (41.4)$$

Энди айланма ток ўқининг контур ётган текисликдан  $x$  масофада жойлашган нуқтасидаги  $B$  ни топамиз (68-расм).  $dB$  векторлар  $l$  ва  $r$  векторлар орқали ўтадиган текисликларга перпендикуляр. Бинобарин, улар симметрик конуссимон еллиғич ҳосил қиладилар (68-б расм). Симметрия мулоҳазаларига асосан натижавий  $B$  вектор ток ўқи бўйлаб йўналган деб айтиш мумкин. Ҳар бир  $dB$  ташкил этувчи вектор натижавий векторга модуль жиҳатдан  $dB \sin \beta = dB \frac{r}{R}$  га тенг бўлган  $dB_{\parallel}$  дан иборат ўз ҳиссасини қўшади.  $dl$  ва  $r$  векторлар орасидаги  $\alpha$  бурчак тўғри бўлгани учун

$$dB_{\parallel} = dB \frac{R}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{idl}{r^2} \frac{R}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{iRdl}{r^3}$$

Бу ифодани бутун контур бўйича интеграллаб,  $r$  ни  $\sqrt{R^2 + x^2}$  ифода билан алмаштираш:

$$B = \int dB_1 = \frac{\mu_0 i R}{4\pi r^3} \int dl = \frac{\mu_0 i R}{4\pi r^3} 2\pi R = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi R^2 i}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \quad (41.5)$$

ни ҳосил қиламиз.  $x = 0$  да бу формула айланма токнинг марказидаги магнит индукцияси учун ёзилган (41.4) формулага айланади.

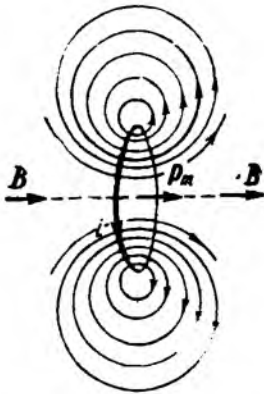
(41.5) муносабатнинг суратидаги  $\pi R^2 i$  ифода контурнинг  $p_m$  магнит моментига тенг. Контурдан жуда узоқда жойлашган нуқталар учун махраждаги  $R^2$  ни  $x^2$  га нисбатан ҳисобга олмаса бўлади. Бу ҳолда (41.5) формула диполь ўқидаги электр майдони кучланганлиги учун ёзилган (6.2) ифодага ўхшаш

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p_m}{x^3}$$

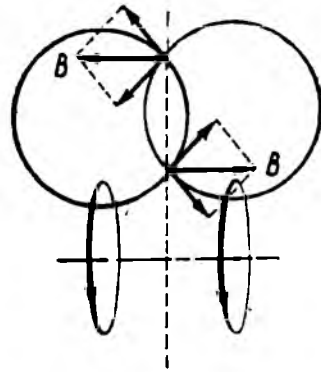
кўринишга эга бўлади. Айланма токнинг марказидаги  $B$  ва  $p_m$  контурга ўтказилган мусбат нормаль бўйича йўналганлигини ҳисобга олиб

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2p_m}{x^3} \quad (41.6)$$

деб ёзишимиз мумкин.



69- расм.



70- расм.

69- расмда айланма токнинг магнит индукцияси чизиқлари тасвирланган. Бунда фақат токнинг ўқидан ўтган текисликларнинг бирида ётувчи чизиқларгина кўрсатилган. Бу текисликларнинг исталган бири учун шундай кўриниш ўринли бўлади.

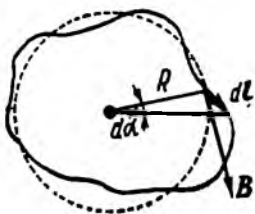
Умумий ўққа эга бўлган ва бирор текисликка нисбатан симметрик жойлашган иккита айланма ток шу текисликнинг ҳар бир нуқтасига перпендикуляр йўналган магнит индукцияси ҳосил қилиши 70- расмдан кўриниб турибди.

## 42-§. В векторнинг циркуляцияси. Соленоид ва тороиднинг майлони

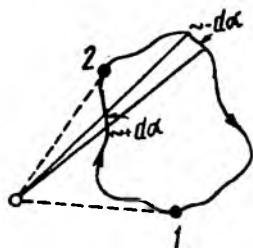
Тўғри токни ўраб олган контур оламиз ва шу контур учун **B** векторнинг циркуляциясини ҳисоблаймиз:

$$\oint B_i dl.$$

Аввал контур токнинг йўналишига тик бўлган текисликда ётган ҳолни қараб чиқамиз (71-расм, ток чизма текислигига пер-



71-расм.



72-расм

пендикуляр ва унинг орқа томонига йўналган). Контурнинг ҳар бир нуқтасида **B** вектор айлананинг шу нуқтасидан ўтувчи уринма бўйлаб йўналган. Векторларни скаляр кўпайтиришнинг маълум хусусиятидан фойдаланиб,  $B_i dl$  ни  $B dl_B$  билан алмаштириш мумкин; бу ерда  $dl_B$  —  $dl$  векторнинг **B** нинг йўналиши бўйлаб силжиш проекцияси. Лекин  $dl_B$  ни  $R da$  кўринишда ифодалаш мумкин, бу ерда  $R$  — тўғри токдан  $dl$  гача бўлган масофа.  $da$  — радиал тўғри чизиқнинг контур бўйлаб  $dl$  га силжигандаги бурилиш бурчаги. Шунинг учун,  $B$  нинг (41.1) ифодасини ҳисобга олган ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

$$B_i dl = B dl_B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R} R da = \frac{\mu_0 I}{2\pi} da.$$

Шундай қилиб, циркуляция учун

$$\oint B_i dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint da \quad (42.1)$$

ифода ҳосил бўлади.

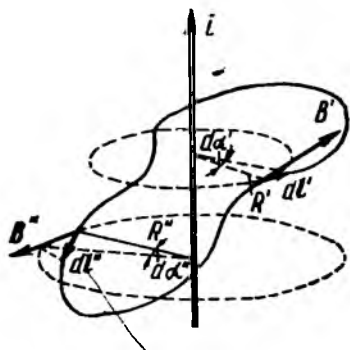
Радиал тўғри чизиқ токни ўраб олган контурни айланиб ўтишда ҳар доим бир томонга бурилганлиги учун  $\oint da = 2\pi$  бўлади. Агар ток контур билан ўраб олинмаган бўлса, масала бошқача бўлади (72-расм). Бу ҳолда радиал чизиқ контурни айланиб ўтишда аввал бир йўналишда (1—2 қисм), сўнгра қарама-қарши йўналишда (2—1 қисм) бурилади. Натижада  $\oint da$

нолга тенг бўлади. Бу натижани ҳисобга олиб қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\oint B_l dl = \mu_0 i, \quad (42.2)$$

бу ерда  $i$  — контур ўраб олган ток. Агар контур токни ўраб олмаган бўлса,  $B$  векторнинг циркуляцияси нолга тенг бўлади.

Ихтиёрий шаклдаги контур учун воқеа биз юқорида қараб чиққан ҳолдан фарқ қилади (73- расм). Бунда радиал тўғри



73- расм.

чизиқ контур бўйлаб ҳаракатланган, у фақат ток атрофида бурилибгина қолмасдан, балки контур бўйлаб силжийди ҳам. Агар биз  $da$  ни радиал чизиқнинг токка перпендикуляр текисликдаги проекцияси бурилган бурчак деб қарасак, у ҳолда юқорида олган натижаларимизнинг ҳаммаси ўринли бўлади. Бу проекция айланиш бурчагининг йиғиндиси, агар контур токни ўраган бўлса  $2\pi$  га тенг, акс ҳолда эса нолга тенг бўлади. Демак, биз яна (42.2) формулага қайтиб келамиз. Бу фор-

мула тўғри ток учун ҳосил қилинган эди. Биз унинг ихтиёрий шаклга эга бўлган ўтказгичдан ўтаётган ток учун ҳам тўғрилигини кўрсатишимиз мумкин.

Агар контур бир неча токни ўраб олган бўлса,  $B$  нинг циркуляцияси уларнинг алгебраик йиғиндисига тенг бўлади:

$$\oint B_l dl = \mu_0 \sum i. \quad (42.3)$$

Токларнинг йиғиндисини ҳисоблашда токнинг йўналиши контурни айланиш йўналишига ўнг винт қондаси бўйича боғланган бўлса, бу токни мусбат, қарама-қарши йўналишдаги токни эса манфий дейилади.

(42.3) ифода фақат вакуумдаги майдон учун ўринли. Моддадаги майдон учун (42.3) формулада симлар бўйича оқувчи тоқлар (макро тоқлар) билан бир қаторда молекуляр тоқларни (44- §) ҳам ҳисобга олиш зарур.

(31.3) муносабатдан фойдаланиб,

$$\oint B_l dl = \mu_0 \int_S j_n dS, \quad (42.4)$$

ифодани ёзиш мумкин, бу ерда  $S$  — берилган контурга ёндошган ихтиёрий сирт.

Гаусс системасида (42.3) формула

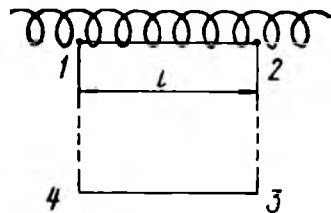
$$\oint B_1 dl = \frac{4\pi}{c} \sum i \quad (42.5)$$

кўринишга эга бўлади.

Е ва В катталиклар тегишли майдонларнинг асосий куч характеристикалари ҳисобланади. Е ва В ларнинг циркуляциялари учун ёзилган (9.2) ва (42.3) ифодаларни бир-бири билан таққослаш, бу майдонлар орасида принципаал фарқ бор деб хулоса қилишга имкон беради. Электростатик майдон кучланганлигининг циркуляцияси ҳар доим нолга тенг. Демак, электростатик майдон потенциал майдон бўлиб, уни  $\varphi$  потенциал орқали характерлаш мумкин. Агар циркуляция олинаётган контур токни ўраб олган бўлса, магнит индукциясининг циркуляцияси нолдан фарқли бўлади. Бундай хусусиятга эга бўлган майдонлар уюрмавий (ёки соленоидал) майдонлар деб аталади. Магнит майдони учун магнит индукцияси билан (11.7) формулага ухшаш муносабатда боғланган потенциални ёзиш мумкин эмас. Бу потенциал бир қийматли бўла олмайди, чунки у токни ўраб олган контурни ҳар бир айланаб чиқишда ва дастлабки нуқтага қайтиб келишда  $\mu_0 I$  га тенг орттирма олади.

Электростатик майдоннинг кучланганлик чизиқлари зарядлардан бошланиб, зарядларда тугайди. Тажриба кўрсатадики, бунга қарама-қарши ўлароқ магнит индукцияси чизиқлари ҳар доим ёпиқ бўлади (66-, 69- ва 75-расмларга қ.). Бу эса табиатда магнит зарядларининг мавжуд эмаслигини кўрсатади.

(42.3) формулани чексиз узун соленоид майдонининг магнит индукциясини ҳисоблашга тадбиқ этиш мумкин. Соленоид (74-расм) цилиндрик каркасга зич қилиб ўралган ингичка симдан иборат. Соленоид ўзи ҳосил қилган майдони жиҳатидан умумий ўққа эга бўлган айланма тоқлар системасига



74- расм

эквивалент. Чексиз узун соленоид ўзининг ўқиға перпендикуляр бўлган ҳар қандай текисликка нисбатан симметрик. Шундай текисликка нисбатан симметрик қилиб олинган жуфт ўрам магнит индукцияси текисликка перпендикуляр бўлган майдон ҳосил қилади (70-расмга қ.) Демак, соленоиднинг ичи ва ташқарисидаги исталган нуқтадаги В векторнинг йўналиши соленоид ўқиға параллел бўлади.

Тўғри бурчакли 1—2—3—4 (74-расм) контур олайлик. В нинг шу контур бўйича циркуляциясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\oint B_1 dl = \int_1^2 B_1 dl + \int_2^3 B_1 dl + \int_3^4 B_1 dl + \int_4^1 B_1 dl.$$

Ўнг томондаги  $\oint$  интегралдан иккинчиси ва  $\oint$  тўртинчиси нолга тенг, чунки  $\mathbf{B}$  вектор контурнинг интеграл олинаётган қисмларига перпендикулярдир. 3–4 қисми соленоид ўқидан жуда узоқ масофада олиб (бу ерда майдон жуда кучсиз бўлиши аниқ), учинчи қўшилувчини ҳисобга олмаслик мумкин. Демак, таъкидлаш мумкинки:

$$\oint B_1 dl = \int_1^2 B_1 dl = Bl,$$

Бу ерда  $B = I - 2$  қисм жойлашган нуқтадаги майдоннинг магнит индукцияси,  $l$  — шу қисмнинг узунлиги.

Агар  $l - 2$  қисм соленоид ичида унинг ўқидан исталган масофада жойлашган бўлса, контур  $nli$  йиғинди токни ўраб олади. бу ерда  $n$  — соленоиднинг бирлик узунлигига тўғри келувчи ўрамлар сони,  $i$  — соленоиддаги ток кучи. Шунинг учун (42.3) га мувофиқ

$$\oint B_1 dl = Bl = \mu_0 nli,$$

бунда

$$B = \mu_0 ni. \quad (42.6)$$

Гаусс системасида бу формула қуйидаги кўринишга эга:

$$B = \frac{4\pi}{c} ni. \quad (42.7)$$

Олган натижамиз  $l - 2$  қисмнинг соленоид ўқидан (соленоид ичида) қанча масофада жойлашганлигига боғлиқ эмаслигини қайд қилиб ўтамиз. Агар бу қисм соленоиддан ташқарида жойлашган бўлса, контур ўраб олган ток нолга тенг бўлади, бунинг натижасида

$$\oint B_1 dl = Bl = 0,$$

бундан  $B = 0$ . Шундай қилиб, чексиз узун соленоиднинг ташқарисида магнит индукцияси нолга тенг, ичида эса ҳамма жойда бир хил ва (42.6) формула билан аниқланадиган катталиққа эга. Шу сабабдан, электр тўғрисидаги таълимотда ясси конденсатор қандай роль ўйнаса, магнетизм тўғрисидаги таълимотда чексиз узун соленоид ҳам шундай роль ўйнайди. Иккала ҳолда ҳам майдон бир жинсли бўлиб, бутунлай конденсатор ичига (электр майдони) ва соленоид ичига (магнит майдони) тўпланган бўлади.

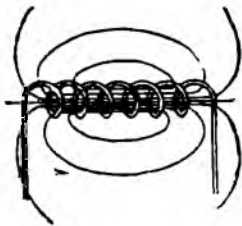
$ni$  кўпайтма метрдаги ампер-ўрамлар сони деб аталади. 1 метрда  $n = 1000$  ўрам бўлиб, ток кучи 1 а бўлса, соленоид ичидаги магнит индукцияси  $4\pi \cdot 10^{-4} \text{ тл} = 4\pi c$  га тенг бўлади. [(41.3) га қ]. 70-расмдаги икки айланма ток натижавий майдонга тенг ҳисса қўшгани каби, чексиз узун соленоиднинг ик-

кала ярми ҳам (42.6) майдонни ҳосил қилишда тенг ҳисса қўшади. Шунинг учун, агар соленоиднинг ярми олиб ташланса, у ҳолда қолган „ярим чексиз“ соленоиднинг учидаги магнит индукцияси (42.6) формуладан олиндиган қийматнинг ярмига тенг бўлади:

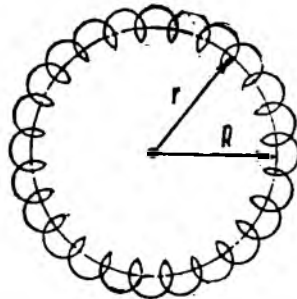
$$B = \frac{1}{2} \mu_0 n i. \quad (42.8)$$

Амалда, агар соленоиднинг узунлиги унинг диаметрдан анча катта бўлса, (42.6) формула соленоиднинг ўрта қисмидаги нуқталар учун, (42.8) формула эса унинг учларига яқин нуқталар учун ўринли бўлади.

75-расмда чеқли узунликка эга бўлган соленоид магнит индукцияси чизиқларининг тахминий манзараси кўрсатилган.



75- расм.



76- расм.

Тороид тор шаклига эга бўлган ўзакка (каркас) га зич ўралган ингичка симдан иборат (76-расм). У марказлари айлана бўйлаб жойлашган айланма тоқлар системасига эквивалент. Маркази тороид маркази билан мос келувчи  $r$  радиусли айлана шаклидаги контур олайлик. Симметрия шартига кўра В вектор ҳар бир нуқтада контурга ўтказилган уринма бўйлаб йўналиши керак. Бинобарин:

$$\oint B_l dl = B \cdot 2\pi r,$$

бу ерда  $B$  — контур ўтувчи нуқталардаги магнит индукцияси.

Агар контур тороид ичидан ўтса, у  $2\pi R n i$  токни ўраб олади ( $R$  — тороид радиуси,  $n$  — тороиднинг узунлик бирлигидаги ўрамлар сони). Бу ҳолда

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 2\pi R n i,$$

бундан

$$B = \mu_0 n i \frac{R}{r}. \quad (42.9)$$

Тороиднинг ташқарисидан ўтувчи контур токни ўрамайди ва шунинг учун  $B \cdot 2\pi r = 0$  бўлади. Шундай қилиб, тороиддан ташқарида магнит индукцияси нолга тенг бўлади.

Ўрам радиусидан жуда катта  $k$  радиусга эга бўлган тороид учун  $R/r$  нисбат тороид ичидаги барча нуқталар учун бирдан кам фарқ қилади ва (42.9) формула ўрнига чексиз узун соленоидникига ўхшаш

$$B = \mu_0 n i \quad (42.10)$$

формула ҳосил бўлади.

Бу ҳолда тороиднинг ҳар бир кесимидаги майдонни бир жинсли деб ҳисоблаш мумкин. Турли кесимларда майдон турли йўналишга эга, шунинг учун бутун тороид майдонининг бир жинслилиги ҳақида гапирганимизда  $B$  векторнинг модулини назарда тутамиз.

## МОДДАДАГИ МАГНИТ МАЙДОНИ

## 43-§. Моддадаги магнит майдони

Бундан олдинги бобда биз магнит майдонни ҳосил қилувчи токли ўтказгичлар вакуумда жойлашган деб фараз қилган эдик. Агар токли ўтказгичлар бирор муҳитда жойлашган бўлса, у ҳолда магнит майдони ўзгаради. Бунга сабаб шуки, ҳар қандай модда магнетикдир, яъни у магнит майдони таъсирида магнит моментга эга бўлади (магнитланади). Магнитланган модда тоқлар томонидан ҳосил бўлган магнит майдони  $\mathbf{B}_0$  га қўшиладиган магнит майдони  $\mathbf{B}'$  ни ҳосил қилади. Иккала майдон қўшилиб натижавий майдонни беради:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' \quad (43.1)$$

Магнетикдаги ҳақиқий (микроскопик) майдон молекулалар орасидаги масофада кучли ўзгаради.  $\mathbf{B}$  вектори орқали ўртача (макроскопик) майдон тушунилади (16-§ га қаранг).

Ампер жисмларнинг магнитланишини тушунтириш учун моддаларнинг молекулаларида айланма тоқлар мавжуд деб қаради. Ҳар бир шундай ток магнит моментига эга ва атроф фазода магнит майдон ҳосил қилади. Ташқи майдон таъсири бўлмаганда молекуляр тоқлар тартибсиз ориентацияланган бўлади, натижада, уларнинг натижавий майдони нолга тенг бўлади. Ҳар бир молекуланинг магнит момент тартибсиз ориентацияланган бўлгани сабабли жисмнинг йиғинди momenti ҳам нолга тенг бўлади. Майдон таъсирида молекулалар моментларининг маълум бир йўналишда ориентацияланиши кўпроқ бўлади, бунинг натижасида магнетик магнитланади—унинг йиғинди магнит momenti нолдан фарқли бўлиб қолади. Бу ҳолда ҳар бир молекуляр токнинг магнит майдонлари бир-бирини сусайтирмайди ва  $\mathbf{B}'$  майдон ҳосил бўлади.

Магнетикнинг магнитланишини бирлик ҳажмдаги магнит майдони momenti орқали характерлаш табийдир. Бу миқдор  $\mathbf{J}$  орқали белгиланади ва уни магнитланиш вектори деб юритилади. Агар магнетикнинг магнитланиши бир жинсли

бўлмаса, берилган нуқтадаги магнитлиниш вектори қуйидаги ифода орқали аниқланади:

$$\mathbf{J} = \frac{\sum_{\Delta V} \mathbf{p}_m}{\Delta V}, \quad (43.2)$$

бу ерда  $\Delta V$  — қаралаётган нуқта атрофида олинган чексиз кичик ҳажм,  $\mathbf{p}_m$  — алоҳида молекуланинг магнит momenti. Йиғинди  $\Delta V$  — ҳажмда жойлашган барча молекулалар бўйича олинади ((15.1) формула билан солиштиринг).

#### 44-§. Магнетиклардаги майдонни ифодалаш

Вектор  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'$  нинг ихтиёрий ёпиқ сиртдан ўтувчи оқimini топайлик:

$$\Phi_B = \oint_S \mathbf{B}_n dS = \oint_S (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}')_n dS = \int_S B_{0n} dS + \oint_S \mathbf{B}'_n dS.$$

$\mathbf{B}_0$  векторининг (макроскопик тоқлар томонидан ҳосил бўлувчи майдонни характерловчи) чизиқлари ҳар доним ёпиқ эканлиги 42-§ да кўрсатилган эди. Бу  $\mathbf{B}'$  вектор чизиқлари учун ҳам ўз кучига эга. Шунинг учун, ўнгдаги ҳар иккала интеграллар нолга тенг ( $\mathbf{B}_0$  ва  $\mathbf{B}'$  чизиқлари ёпиқ сиртнинг жуфт марта кесиб ўтади, чизиқ сиртнинг ичига неча марта кирса, ундан шунча марта ташқарига чиқади). Демак,

$$\Phi_B = \int_S \mathbf{B}_n dS = 0. \quad (44.1)$$

Бу формула  $\mathbf{B}$  вектор учун Гаусс теоремасини ифодалайди: *исталган ёпиқ сирт орқали ўтувчи магнит индукция векторининг оқими нолга тенг.*

Энди  $\mathbf{B}$  векторининг циркуляциясига муурожаат қилайлик, у таърифга биноан

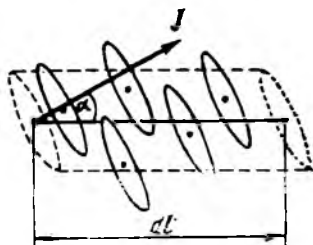
$$\oint \mathbf{B}_l dl = \oint (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}')_l dl = \oint B_{0l} dl + \oint \mathbf{B}'_l dl.$$

Бу формуланинг ўнг томонидаги  $\mathbf{B}_0$  вектори циркуляциясини ифодаловчи интеграл, циркуляция олинувчи контур эгаллаган макроскопик  $i$  тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенглигини 42-§ да кўрсатилган эди. Шунингдек,  $\mathbf{B}'$  векторнинг (иккинчи қўшилувчи) циркуляцияси контур эгаллаган барча  $I_m$  молекуляр тоқларнинг йиғиндисига пропорционал бўлиши керак. Демак, натижавий майдон  $\mathbf{B}$  векторининг циркуляцияси контур ўраб олган барча тоқларнинг (ҳам макроскопик  $i$ , ҳам молекуляр  $I_m$ ) йиғиндисига пропорционалдир:

$$\oint \mathbf{B}_l dl = \mu_0 \sum i + \mu_0 \sum I_m. \quad (44.2)$$

Бу ерда диэлектриклардаги электр майдонини [(16.2) формулага қаранг] кузатишдаги ўхшаш ҳолат юз беради;  $\mathbf{B}$  ни аниқлаш учун фақат ўтказгичлардан ўтувчи токнигина эмас, балки молекуляр тоқларни ҳам билиш зарур. Бу қийинчиликдан қутулиш йўли ҳам 16-§ да фойдаланган йўлга ўхшашдир. Ваҳоланки, вектор  $\mathbf{B}$  билан оддий муносабат орқали боғланган ва фақат макроскопик тоқлар орқали аниқланган қўшимча катталикни топиш мумкин экан.

Бу қўшимча катталикнинг кўринишини аниқлаш учун (44.2) да кўрсатилган молекуляр тоқларнинг йиғиндисини магнетикнинг магнитланиш вектори  $\mathbf{J}^{(1)}$  орқали ифодалашга ҳаракат қиламиз. Бу йиғиндига фақат циркуляцияси ҳисобланаётган контурни кесиб ўтган молекуляр тоқлар кириши лозим. 77-расмдан кўришиб турубдики, магнитланиш йўналиши билан



77- расм.

$\alpha$  бурчак ҳосил қилувчи контурнинг  $dl$  элементни марказлари оғма цилиндр ҳажми  $S_M \cos \alpha dl$  ( $S_M$ — алоҳида молекуляр ток ўраб олган контурлир) да ўтувчи молекуляр тоқлар кесиб ўтади. Агар  $n$ — бирлик ҳажмдаги молекулар сони бўлса, у ҳолда  $dl$  элементидаги йиғинди ток  $I_M S_M \cos \alpha dl$  га тенг бўлади  $I_M S_M$  кўпайтма алоҳида молекуляр тоқнинг магнит моменти  $P_m$  га тенг. Демак,  $I_M S_M \cdot n$  ифода бирлик ҳажм магнит моментидан иборат, яъни вектор  $\mathbf{J}$  нинг модулини беради,  $I_M S_M \cdot n \cos \alpha$  эса вектор  $\mathbf{J}$  нинг  $dl$  элемент йўналишига проекцияси  $J_l$  дан иборат. Шундай қилиб,  $dl$  элементни эгалловчи натижавий молекуляр ток  $J_l dl$  га тенг, бутун контур томонидан эгалланган молекуляр тоқларнинг йиғиндисини эса:

$$\sum I_m = \oint J_l dl. \quad (44.3)$$

(44.2) ва (44.3) формулалардан молекуляр тоқлар йиғиндисини чиқариб, қуйидаги ифодани осон ҳосил қилиш мумкин:

$$\oint \left( \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{J} \right)_l dl = \sum i. \quad (44.4)$$

Интеграл остидаги қавс ичида турган ифода изланаётган қўшимча катталикдан иборат. Уни  $\mathbf{H}$  ҳарфи билан белгиланади ва магнит майдон кучланганлиги деб юритилади.

1) Биз 16-§ да борланган зарядлар йиғиндисини диэлектрикнинг кутбланиш вектори  $\mathbf{p}$  орқали ифодалаган эдик.

Демак, магнит майдон кучланганлиги деб

$$H = \frac{B}{\mu_0} - J \quad (44.5)$$

ифода билан аниқланадиган физик катталиққа айтилади. Бу катталиқдан фойдаланиб (44.4) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\oint H_i dl = \sum i. \quad (44.6)$$

Агар макроскопик тоқлар фазода  $j$  зичлик билан тақсимланган бўлса, (44.6) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\oint H_i dl = \oint j_n dS \quad (44.7)$$

( $S$  — циркуляцияси олинувчи контур томонидан эгалланган ихтиёрлий сирт).

(44.6) ва (44.7) формулалар  $H$  векторининг циркуляцияси тўғрисидаги теоремани ифодалайди: *магнит майдон кучланганлиги векторининг циркуляцияси бу контур томонидан эгалланган макроскопик тоқларнинг алгебраик йиғиндисига тенг.*

Юқорида айтилганидек, магнит майдон кучланганлиги  $H$  электр силжиши  $D$  (электр индукцияси) нинг аналогидан иборат. Даставвал, электр зарядига ўхшаш табиий магнит массалари бўлади деб фараз қилинар эди ва магнетизм тўғрисидаги таълимот электр тўғрисидаги таълимот асосида олиб борилар эди. Ўша даврларда  $B$  учун „магнит индукцияси“,  $H$  учун „магнит кучланганлиги“ номлари киритилган эди. Кейинчалик аниқланишича, табиатда магнит массалари мавжуд эмас, магнит индукцияси деб аталган катталиқ аслида электр силжиши  $D$  га мос бўлмай, электр майдони  $E$  га мос келар экан (шунга ўхшаш  $HE$  га эмас, балки  $D$  га мос келар экан). Аммо, турғунлашиб қолган терминларни ўзгартириб ўтиришмади, ҳатто электр ва магнит майдонларининг ҳар хил табиатга эга эканлигига қарамасдан (электростатик майдон—потенциал, магнит майдони эса соленоидальдир),  $B$  ва  $D$  катталиқлар ўз кўринишларида катта ўхшашликларга эга (масалан  $D$  нинг чизиқлари  $B$  нинг чизиқлариники каби икки муҳит чегарасида узилишга эга бўлмай узлуксиздир).

Вакуумда  $J=0$ , шунинг учун  $H = B/\mu_0$  га айланади ҳамда (44.6) ва (44.7) формулалар (42.3) ва (42.4) формулаларга ўтади. (41.1) формуладан кўринадики, вакуумдаги тўғри токнинг майдон кучланганлиги

$$H = \frac{l}{2\pi b} \quad (44.8)$$

ифода орқали аниқланади, ундан магнит майдон кучланганлигининг ўлчамлиги, ток кучи ўлчамлигининг узунлик ўлчамли-

гига бўлинганидан иборат эканлиги келиб чиқади. Бунга асосан СИ да магнит майдони бирлиги метрга ампер ( $a/m$ ) (44.8) формулага асосан 1 ампер ток ўтаётган тўғри ўтказгичдан (симдан)  $b = \frac{1}{2\pi} m$  масофадаги магнит майдон кучланганлиги

1  $a/m$  га тенг. Бу ҳолда магнит индукцияси  $4\pi \cdot 10^{-7} m$  (41-§ га қаранг) га тенглигини эслайлик.

Гаусс системасида магнит майдони кучланганлиги қуйидагича аниқланади:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\mathbf{J}, \quad (44.9)$$

циркуляция ифодаси эса

$$\oint H_l dl = \frac{4\pi}{c} \sum i \quad (44.10)$$

кўринишга эга.

(44.9) дан вакуумда  $\mathbf{H} = \mathbf{B}$  эканлиги келиб чиқади. Бунга асосан  $\mathbf{H}$  нинг Гаусс системасидаги бирлиги эрстеддан иборат бўлиб, магнит индукцияси — гаусс каби ўлчамликка эга. Аслида гаусс ва эрстед бир миқдор бўлиб, ҳар хил ном билан аталади. Агар бу birlik билан  $\mathbf{H}$  ни ўлчанса, уни эрстед ( $\varepsilon$ ) дейилади,  $\mathbf{B}$  ни ўлчанаётган бўлса—гаусс дейилади.

Шундай қилиб, вакуумдаги тўғри ток учун  $\mathbf{B}$  аниқландиган (41.2) формула орқали  $\mathbf{H}$  ҳам аниқланади, бунда эрстедларда ўлчанган  $H$  миқдор жиҳатидан гауссларда ўлчанган  $B$  га тенг. (41.3) муносабатни келтириб чиқаришдан олдинги ҳисобларга асосан кучи 1  $a$  бўлган тўғри токдан  $\frac{1}{2\pi} m$  масофадаги  $H$  эса  $4\pi \cdot 10^{-3} \varepsilon$  га тенг бўлади. Ўша кучланганлик СИ системасида 1  $a/m$  га тенг. Шундай қилиб:

$$\left. \begin{array}{l} 1 a/m = 4\pi \cdot 10^{-3} \varepsilon \\ 1 \varepsilon = 79,6 a/m (\approx 80 a/m). \end{array} \right\} \quad (44.11)$$

Магнитланиш вектори  $\mathbf{J}$  ни магнит индукцияси билан эмас, балки майдон кучланганлиги орқали боғлаш қабул қилинган. Тажриба кўрсатадики,  $\mathbf{J}$  вектори магнетикнинг ўша нуқтасидаги  $\mathbf{H}$  вектори билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$\mathbf{J} = \chi \mathbf{H}, \quad (44.12)$$

бу ерда  $\chi$  — берилган магнетик учун характерли катталиқ бўлиб, магнит қабул қилувчанлиги<sup>1)</sup> дейилади. (44.5) га асосан  $\mathbf{H}$  нинг ўлчамлиги  $\mathbf{J}$  нинг ўлчамлилигига мос келади. Демак,  $\chi$  ўлчамсиз катталиқ.

(44.5) формулага  $\mathbf{J}$  нинг (44.12) дан ифодасини қўйиб,

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \chi \mathbf{H}$$

ни ҳосил қиламиз ва бундан

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0(1 + \chi)} \quad (44.13)$$

Ўлчамсиз катталиқ

$$\mu = 1 + \chi \quad (44.14)$$

<sup>1)</sup> Анизотроп муҳитда  $\mathbf{J}$  ва  $\mathbf{H}$  векторларнинг йўналишлари мос келмаслиги мумкин.

модданинг нисбий магнит киритувчанлиги ёки умуман магнит киритувчанлиги<sup>1</sup> дейилади.

Фақат мусбат қийматлар қабул қилувчи диэлектрик киритувчанлик  $\kappa$  (изотроп диэлектрикларда поляризация вектори  $\mathbf{P}$  ҳар доим майдон  $\mathbf{E}$  бўйича йўналгандир) дан фарқли равишда магнит киритувчанлиги  $\chi$  ҳам мусбат, ҳам манфий бўлиши мумкин. Шунинг учун магнит киритувчанлиги бирдан катта ёки кичик бўлиши мумкин.

(44.13) формулага (44.14) ни қўйиб, юқорида эслатилган  $\mathbf{B}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлари орасидаги содда боғланишни ифодаловчи

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mu} \quad (44.15)$$

муносабатга келамиз.

Шундай қилиб, магнит майдон кучланганлиги  $\mathbf{H}$  вектор катталики бўлиб  $\mathbf{B}$  вектор йўналган томонга қараб йўналгандир, аммо модуль жиҳатидан  $\mu_0 \mu$  марта кичик (анизотроп муҳитларда  $\mathbf{H}$  ва  $\mathbf{B}$  векторлар йўналиш жиҳатидан мос келмасликлари мумкин).

$\mathbf{J}$  ва  $\mathbf{H}$  векторларни боғловчи (44.12) муносабат Гаусс системада ҳам худди шундай кўринишга эга. Бу ифодани (44.9) формулага қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi\chi\mathbf{H},$$

бундан

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{1 + 4\pi\chi} \quad (44.16)$$

ўлчамсиз

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \quad (44.17)$$

катталики модданинг магнит киритувчанлиги дейилади. Бу катталики (44.16) формулага қўйиб,

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu} \quad (44.18)$$

ни ҳосил қиламиз.

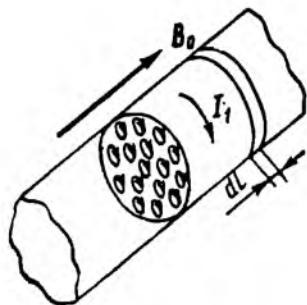
Гаусс системасидаги  $\mu$  СИ даги  $\mu$  га мос келиши кўриниб турибди (44.14) ва (44.17) формулаларни солиштириб қаралса, рационаллаштирилган системада магнит қабул қилувчанлик Гаусс системасидаги  $\chi$  дан  $4\pi$  марта катта:

$$\chi_{\text{СИ}} = 4\pi\chi_{\text{ГС}} \quad (44.19)$$

Энди  $\mathbf{H}$  ва  $\mu$  катталикларнинг физикавий маъносини аниқлашга ўтамиз. Вектор  $\mathbf{B}_0$  ёки  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{B}_0/\mu_0$  орқали ҳосил қилиш мумкин бўлган вакуумдаги бир жинсли магнит майдонни қараймиз. Вектор  $\mathbf{H}_0$  ни, биз ташқи майдоннинг кучланганлиги деб атайлик. Бу майдонга жинсли магнетикдан иборат бўлган чексиз узун юмалоқ стержень киритайлик ва уни  $\mathbf{B}_0$  йўналиши

<sup>1</sup> Баъзан формулаларни соддалаштириш мақсадида абсолют магнит киритувчанлиги деб аталувчи  $\mu_a = \mu_0 \mu$  катталики киритилади. Аммо бу катталики физикавий маънога эга бўлмагани сабабли биз ундан фойдаланмаймиз.

бўйича жойлаштирайлик (78- расм). Майдон таъсирида молекуляр тоқларнинг магнит моментлари стержень бўйлаб жойлашади, бунинг натижасида моментлар жойлашган текислик стержень ўқига перпендикуляр бўлиб қолади. Ихтиёрин олинган стерженнинг қўндаланг кесимида ётувчи молекуляр тоқларни қараб чиқайлик. Стержень ичидаги ҳар бир нуқтадан оқувчи қўшни тоқлар бир-бирига қарама-қарши томонга қараб йўналган бўлгани учун уларнинг умумий таъсири нолга тенг бўлади. Фақат стерженнинг сиртига ёндошувчи тоқларгина бир-бирини сўсайтирмайди. Шундай қилиб, молекуляр тоқларнинг натижавий таъсири стержень сирти бўйлаб оқувчи макроскопик токнинг таъсирига тенг бўлади. Стерженнинг узунлик бирлигига тўғри келувчи (токнинг чизиқли зичлиги) бу токнинг кучини  $I_1$  орқали белгилаймиз. Бинобарин, чизиқли зичлиги  $I_1$  бўлган ток айланиб ётувчи цилиндр ампер-ўрамлар сони  $ni$  бўлган соленоидга эквивалентдир. Демак, барча молекуляр тоқлар вакуумда ампер-ўрамлар сони  $I_1$  бўлган соленоид томонидан ҳосил қилинган майдонга баробар майдон ҳосил қилар экан. (42.6) формулага асосан бу майдоннинг магнит индукцияси қуйидагига тенг бўлади:



78- расм.

$$B' = \mu_0 I_1. \quad (44.20)$$

$B'$  нинг йўналиши  $B_0$  йўналиши билан мос келишини кўриш қийин эмас. Стержендан ташқарида  $B'$  нолга тенг.

Стерженда унинг ўқига перпендикуляр ва қалинлиги  $dl$  бўлган қатламни фикран ажратиб оламиз. Бу қатламнинг ичидаги молекуляр тоқлар кучи  $I_1 dl$  бўлган айланма токка эквивалентдир. (39.1) формулага асосан бу токнинг магнит momenti

$$dp_m = I_1 S dl$$

бўлади: бунда  $S$  — стерженнинг қўндаланг кесим юзи.  $dp_m$  ни қатлам ҳажми  $dV = S dl$  га бўлиб, стерженнинг магнитланиши учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$J = I_1. \quad (44.21)$$

Шундай қилиб, стерженнинг магнитланиши токнинг чизиқли зичлигига мос келар экан.

(44.21) формулани ҳисобга олганда (44.20) қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$B' = \mu_0 J \quad (44.22)$$

(биз  $\mathbf{V}'$  ва  $\mathbf{J}$  векторлар бир хил йўналишга эга эканлигидан фойдаландик).

Нативавий майдоннинг магнит индукцияси  $\mathbf{V}'$  ва  $\mathbf{V}_0$  векторларни қўшиш орқали топилади:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}' = \mathbf{V}_0 + \mu_0 \mathbf{J}.$$

Ниҳоят,  $\mathbf{V}$  нинг бу қийматини (44.5) формулага қўйиб,

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{V}_0}{\mu_0} = \mathbf{H}_0 \quad (44.23)$$

ни ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, биз қараб чиққан ҳолда магнетикдаги магнит майдон кучланганлиги ташқи майдон магнит индукция векторининг  $\mu_0$  га бўлинганига мос келади, яъни ташқи майдон кучланганлигига тенг экан.

(44.15) формулага асосан  $\mathbf{H}$  ни  $\mu_0^{-1}$  га кўпайтиб, индукция  $\mathbf{V}$  ни ҳосил қиламиз:

$$\mathbf{V} - \mu_0 \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu \frac{\mathbf{V}_0}{\mu_0} = \mu \mathbf{V}_0. \quad (44.24)$$

Бундан, нисбий магнит киритувчанлик  $\mu$  магнетикда майдоннинг неча марта ортишини кўрсатиши келиб чиқади [(16.18) билан солиштиринг].

Майдон  $\mathbf{V}'$  стерженнинг ичидагина нолдан фарқли эканини, стерженнинг ташқарисидаги магнит майдон эса ўзгаришсиз қолишини қайд қилиб ўтамиз.

Биз ҳосил қилган натижа бир жинсли магнетик ташқи майдон кучланганлиги чизиқлари билан чегараланган сирт билан чегараланган ҳажми тўлдириб турган бўлсагина тўғри бўлади<sup>1)</sup>.

Акс ҳолда (44.5) формула билан аниқланувчи майдон кучланганлиги  $\mathbf{H}_0 = \mathbf{V}_0/\mu_0$  га мос келмайди.

Магнетикдаги майдон кучланганлигини

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_0$$

деб шартли равишда қабул қилинади, бунда  $\mathbf{H}_0$  ташқи майдон,  $\mathbf{H}_0$  — магнитсизлантнрувчи майдондан иборат бўлиб, магнитланишга пропорционал деб қаралади:

$$\mathbf{H}_0 = N \mathbf{J}. \quad (44.25)$$

Пропорционаллик коэффициентини  $N$  ни магнитсизлантнрувчи фактори дейилади.  $U$  магнетик шаклига боғлиқ бўлади. Сирти ташқи майдон кучланганлик чизиқлари билан кесишмаган жисм учун, юқорида кўрганимиздек,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$ , яъни

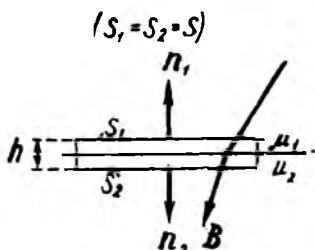
<sup>1)</sup> Электр майдони учун  $\mathbf{D} = \mathbf{D}_0$  шартн эквипотенциал сиртлар, яъни ташқи майдон кучланганлик чизиқларига ортогонал бўлган сиртлар билан чегараланган ҳажми тўлдирувчи бир жинсли диэлектрик учун бажарилишини эслатиб ўтайлик.

магнитсизлантириш фактори нолга тенг. Ташқи майдонга тик бўлган юққа диск учун  $N = 1$ , шар учун эса  $N = 1/3$ .

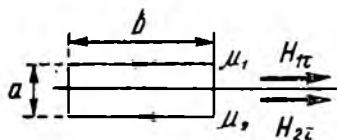
Ҳисоблашлар эллипсоид шаклидаги бир жинсли магнетикни бир жинсли магнит майдонига киритилганда, ундаги магнит майдони нолдан фарқли бўлса, ҳам, у бир жинсли бўлишини кўрсатади. Бу ҳолат эллипсоиднинг хусусий ҳоли бўлган шар учун, шу билан бирга эллипсоиднинг чегаравий ҳоли бўлган диск ва узун стержень учун ҳам тўғридир.

#### 45- §. Магнит индукция чизиқларининг синиши

Ҳар хил  $\mu$  га эга бўлган иккита бир жинсли изотроп магнетиклар чегарасида қандай ҳодиса рўй беришини аниқлайлик.  $S_1$  ва  $S_2$  асосларига чегара сиртнинг икки томонида жойлашган баландлиги  $h$  бўлган цилиндрни тасаввур қилайлик (79-расм). Бу цилиндр учун Гаусс теоремаси (44.1) ни татбиқ эта- миз. Агар  $h$  ни нолга интилтирсак, ён сиртдан ўтувчи оқимни ҳисобла олмасак ҳам бўлади. Цилиндрнинг юқори асосидан ўтувчи оқим  $B_{1n}S_1$



79- расм.



80- расм.

га тенг, бунда  $B_{1n}$  вектор  $\mathbf{B}$  нинг биринчи магнетик чегараси яқинидаги нормал ташкил этувчисидан иборат. Шунга ўхшаш пастки асосдан ўтувчи оқим  $B_{2n}S_2$  дан иборат, бунда  $B_{2n}$  — вектор  $\mathbf{B}$  нинг иккинчи магнетик чегараси яқинидаги нормал ташкил этувчисидан иборат. Биз икки оқимни қўшиб, тўла оқимни ҳосил қиламиз, у Гаусс теоремасига асосан нолга тенг бўлиши керак:

$$\Phi_B = B_{1n}S_1 + B_{2n}S_2 = (B_{1n} + B_{2n})S = 0.$$

Бундан  $B_{1n} = -B_{2n}$  эканлиги келиб чиқади. Агар  $\mathbf{B}_1$  ва  $\mathbf{B}_2$  лар- ни бир нормалга проекциясини олсак:

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (45.1)$$

эканлигини ҳосил қиламиз.

(44.15) га асосан  $\mathbf{B}$  нинг ташкил этувчиларини вектор  $\mathbf{H}$  нинг  $\mu_0\mu$  га кўпайтирилган ташкил этувчилари билан алмаш- тириб,

$$\mu_0\mu_1 H_{1n} = \mu_0\mu_2 H_{2n}$$

ни ҳосил қиламиз, ундан қуйидаги келиб чиқади:

$$\frac{H_{1n}}{H_{2n}} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad (45.2)$$

Энди магнетиклар чегарасида тўғри бурчакли контур олиб (80- расм), унийг учун  $\mathbf{H}$  нинг циркуляциясини ҳисоблайлик. Чегара сиртига перпендикуляр бўлган циркуляцияни ҳисобга олмаслик учун контур эни  $a$  ни жуда кичик қилиб оламиз. Бу ҳолда циркуляция ифодаси учун  $b$  ( $H_{1\tau} - H_{2\tau}$ ) ни ҳосил қиламиз. Контур макроскопик тоқларни ўз ичига олмагани сабабли циркуляция нолга тенг бўлиши керак [(44.6) га қараңг], бундан

$$H_{1\tau} = H_{2\tau} \quad (45.3)$$

эканлиги келиб чиқади.

(44.15) ифодага асосан  $\mathbf{H}$  нинг ташкил этувчиларини  $\mu_0 \mathbf{H}$  га бўлинган  $\mathbf{B}$  векторининг ташкил этувчилари билан алмаштириб, қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$\frac{B_{1\tau}}{\mu_0 \mu_1} = \frac{B_{2\tau}}{\mu_0 \mu_2},$$

бундан

$$\frac{B_{1\tau}}{B_{2\tau}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Хулоса қилиб айтиш мумкинки, вектор  $\mathbf{B}$  нинг нормал ташкил этувчиси ва  $\mathbf{H}$  нинг тангенциал ташкил этувчиси икки магнетик чегарасидан ўтганда узлуксиз ўзгарар экан.  $\mathbf{B}$  векторнинг тангенциал ташкил этувчиси ва  $\mathbf{H}$  векторнинг нормал ташкил этувчилари чегарадан ўтганда узилишга эга бўлади. Шундай қилиб, икки муҳит чегарасидан ўтганда  $\mathbf{B}$  вектор ўзини  $\mathbf{D}$  вектор каби тутса,  $\mathbf{H}$  вектор эса  $\mathbf{E}$  каби тутар экан [(45.1)–(45.4) формулаларни (17.1)–(17.4) формулалар билан солиштиринг].

81- расмда  $\mathbf{B}$  вектор чизиқларининг икки магнетик чегарасидан ўтгандаги ҳолати кўрсатилган.  $\mathbf{B}$  нинг чизиқлари билан сирт чегарасига ўтказилган

нормал орасидаги бурчакларни  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  деб олайлик. Бу бурчаклар тангенсларининг нисбати

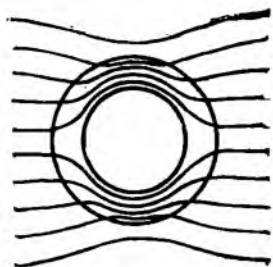
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{B_{1\tau}/B_{1n}}{B_{2\tau}/B_{2n}}$$

га тенг бўлиб, бундан (45.1) ва (45.4) ларни ҳисобга олганда магнит индукцияси чизиқларининг (17.5) га ўхшаш синиш қонуни ҳосил бўлади:

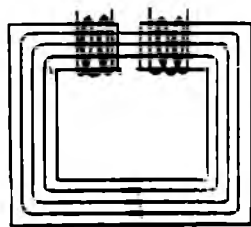
$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (45.5)$$

Магнит индукция чизиқлари  $\mu$  си катта бўлган магнетикка ўтганда, нормалдан сиртга қараб оғади. Кўриш мумкинки, бу чизиқларнинг зичлашишига олиб келади. Катта магнит киритувчанликка эга бўлган моддаларда  $B$  чизиқларининг зичлашиши, магнит дасталарини ҳосил қилишга имкон беради, яъни уларга керакли шакл ва йўналиш бериш мумкин. Хусусан, маълум ҳажмда магнитдан иҳоталаш мақсадида уни темир экранга ўралади. 82- расмдан кўришиб турибдики, экран қалинлиги ичида магнит индукция чизиқларининг қалинлашиши унинг ичидаги майдоннинг сусайишига олиб келади.

83- расмда лабораторияларда ишлатиладиган электромагнит кўрсатилган.  $U$  ток билан таъминланувчи ғалтак ва унга кийдирилган темир ўзакдан иборат. Магнит индукция чизиқлари



82- расм.



83- расм.

асосан ўзак ичида мужассамлашган бўлар экан. Улар фақат  $\mu_{ci}$  кичик бўлган юпқа ҳаво оралиғи бўлган муҳитдан ўтади.  $B$  вектор ҳаво оралиғи билан ўзак чегараси орасидаги сиртга тик йўналишда кесиб ўтади. Бундан (45.1) га асосан ҳаво оралиғидаги ва ўзакдаги магнит индукцияси катталиги жиҳатдан бир хил бўлар экан. Ўзак ўқидан ўтувчи контурга  $H$  векторининг циркуляцияси ҳақидаги теоремани татбиқ этайлик. Темир ичидаги майдон кучланганлиги бир хил ва  $H_{\text{темир}} = B/\mu_0 \cdot \mu_{\text{темир}}$  га тенг деб катта аниқлик билан айтиш мумкин. Ҳавода  $H_{\text{ҳаво}} = B/\mu_0 \cdot \mu_{\text{ҳаво}}$ . Контурнинг темирдаги қисмининг узунлиги  $l_{\text{темир}}$  тирқишдагисини  $l_{\text{ҳаво}}$  орқали белгилаймиз. Бу ҳолда циркуляцияни қуйидагича ёзиш мумкин:  $H_{\text{темир}} l_{\text{темир}} + H_{\text{ҳаво}} l_{\text{ҳаво}}$  (44.6) га асосан бу циркуляция  $Ni$  га тенг бўлиши керак, бунда  $N$  — электромагнит ғалтакларининг ўрамлар сони,  $i$  — ток кучи. Шундай қилиб,

$$\frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{темир}}} l_{\text{темир}} + \frac{B}{\mu_0 \mu_{\text{ҳаво}}} l_{\text{ҳаво}} = Ni,$$

бундаги

$$B = \mu_0 l \frac{N}{\frac{l_{\text{ҳаво}}}{\mu_{\text{ҳаво}}} + \frac{l_{\text{темир}}}{\mu_{\text{темир}}}} \approx \mu_0 l \frac{N}{l_{\text{ҳаво}} + \frac{l_{\text{темир}}}{\mu_{\text{темир}}}}$$

( $\mu_{\text{ҳаво}}$  бирдан вергулдан кейинги бешинчи қиймат билан фарқ қилади).

Одагда  $l_{\text{ҳаво}} 10 \text{ см} = 0,1 \text{ м}$ ,  $l_{\text{темир}}$  тахминан  $1 \text{ м}$  бўлади,  $\mu_{\text{темир}}$  эса бир неча мингга тенг бўлади (186-бетдаги жадвалга қаранг). Шунинг учун махраждаги иккинчи қўшилувчини ҳисобга олмасак бўлади ва

$$B = \mu_0 l \frac{N}{l_{\text{ҳаво}}}. \quad (45.6)$$

Демак, электромагнит тирқишидаги магнит индукцияси узунлик бирлигига  $N/l_{\text{ҳаво}}$  ўрам сони ўралган ўзаксиз тороид ичида ҳосил бўлувчи майдонга тенг бўлар экан [(42.10) га қаранг]. Умумий ўрамлар сонини ортттира бориб, ҳаво ораллиги ўлчамларини камайтира бориб катта қийматли  $B$ га эга бўлган майдон ҳосил қилиш мумкин. Амалда темир ўзакли электромагнитлар ёрдамида  $B \sim 1 \text{ тл}$  (10000 гс) га тенг бўлган майдон олиш мумкин.

## МАГНИТ МАЙДОНИНИНГ ТОКЛАРГА ВА ЗАРЯДЛАРГА ТАЪСИРИ

### 46- §. Магнит майдонидаги токка таъсир этувчи куч. Ампер қонуни

Ампер томонидан аниқланган қонунга асосан магнит майдонида ток элементи  $d\mathbf{l}$  га таъсир этувчи куч

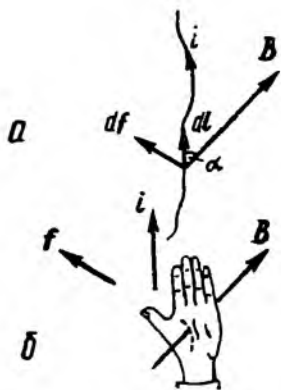
$$d\mathbf{f} = k\mathbf{i} |d\mathbf{l}\mathbf{B}| \quad (46.1)$$

( $k$  — пропорционалик коэффиценти,  $i$  — ток кучи,  $B$  —  $d\mathbf{l}$  элемент жойлашган нуқтадаги магнит индукцияси).

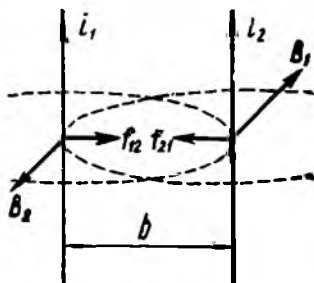
Бу кучнинг катталигини (46.1) га асосан қуйидагича ҳисобланади:

$$df = k\mathbf{i} Bdl \sin \alpha, \quad (46.2)$$

бунда  $\alpha$  —  $d\mathbf{l}$  ва  $B$  векторлари орасидаги бурчак (84-а расм). Бу куч  $d\mathbf{l}$  ва  $B$  векторлар ётган текисликка перпендикуляр йўналгандир. Токка таъсир этувчи кучнинг йўналишини чап қўл қоидасидан фойдаланиб аниқлаш қулай. Агар чап



84- расм.



85- расм.

қўлнинг кафтига  $B$  вектори кирадиган қилиб қўйсак ва узатилган тўртта бармоқни ток йўналиши бўйича жойлаштирсак, у ҳолда очилган бош бармоқ кучнинг йўналишини кўрсатади (84-б расм).

Ампер қонунини вакуумда жойлашган иккита чексиз узун параллел тўғри тоқларнинг ўзаро таъсир кучини ҳисоблаш учун қўллаймиз. Агар тоқлар орасидаги масофа  $b$  га тенг бўлса (85-расм), у ҳолда  $i_2$  токнинг ҳар бир элементи индукцияси  $B_1 = \frac{\mu_0 i_2}{2\pi b}$  [(41.1) формулага қаранг)] бўлган магнит майдонида бўлади. Вектор  $\mathbf{B}_1$  ва ток элементи  $i_2$  орасидаги  $\alpha$  бурчак тўғри бурчакдан иборат. Демак, (46.2) га асосан  $i_2$  токнинг узунлик бирлигига таъсир этувчи куч

$$f_{21} = k i_2 B_1 = k \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2i_1 i_2}{b}. \quad (46.3)$$

$i_1$  токнинг узунлик бирлигига таъсир этувчи куч  $f_{12}$  учун шунга ўхшаш ифода ҳосил бўлади. Чап қўл қондасига асосан, тоқлар бир томонга қараб йўналганда бир-бирини тортишини, қарама-қарши йўналганда эса итаришини осонгина аниқлаш мумкин.

(46.3) ифода  $k = 1$  бўлганда (38.2) формулага мос келади. Шунинг учун СИ системада Ампер қонуни

$$df = i [d\mathbf{l} \mathbf{B}] \quad (46.4)$$

кўринишга эга бўлади.

Мос ҳолда

$$df = i B dl \sin \alpha. \quad (46.5)$$

Гаусс системасида (46.1) формула

$$d\mathbf{f} = \frac{1}{c} i [d\mathbf{l} \mathbf{B}] \quad (46.6)$$

кўринишга эга бўлади (38-§ даги эслатмага қаранг).

Гаусс системасида вакуумдаги магнит индукцияси  $\mathbf{H}$  га мос келади. Бунга асосан Ампер қонунини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$d\mathbf{f} = \frac{1}{c} i [d\mathbf{l}, \mathbf{H}]. \quad (46.7)$$

#### 47- §. Лорени кучи

Ток ўтаётган ўтказгич токсиз ўтказгичдан шу билан фарқ қиладики, унда заряд ташувчиларнинг тартибли ҳаракати содир бўлади. Бундан магнит майдондаги тоқли ўтказгичга таъсир этувчи куч ҳаракатланувчи алоҳида зарядларга таъсир этувчи кучлар таъсиридан иборат, бундан эса таъсир зарядлардан улар оқаётган ўтказгичга берилиши керак деган хулоса келиб чиқади. Бу хулоса бир қатор тажрибалар асосида тасдиқланади ва хусусан, эркин ҳаракатланувчи зарядланган зарралар дастаси, масалан, электронлар дастаси магнит майдони таъсирида оғади.

(46.4) формулага асосан магнит майдонидаги токнинг  $d\mathbf{l}$  элементига таъсир этувчи куч

$$d\mathbf{f} = i [d\mathbf{l} \mathbf{B}]. \quad (47.1)$$

Ампер қонунидаги  $i dl$  ни  $Sjdl$  билан алмаштириб [(40.6) формулага қаранг], уни қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$d\mathbf{r} = Sd\mathbf{l} [j\mathbf{B}] = [j\mathbf{B}] dV,$$

бунда  $dV—d\mathbf{r}$  куч таъсир этувчи ўтказгич ҳажмидан иборат.  $d\mathbf{r}$  ни  $dV$  га бўлиб „кучнинг зичлигини“, яъни бирлик ҳажмга таъсир этувчисини топамиз:

$$f_{\text{бир. ҳажм}} = [j\mathbf{B}]. \quad (47.2)$$

Бу ифодага  $j$  нинг (40.7) ифодасини қўйиб,

$$f_{\text{бир. ҳажм}} = ne' [u\mathbf{B}]$$

ни ҳосил қиламиз. Бу куч бирлик ҳажмдаги ташувчиларга таъсир этувчи кучлар йиғиндисига тенг. Бундай ташувчилар  $n$  та булгани учун ҳар бир ташувчига таъсир этувчи куч  $f_{\text{бир. ҳажм}}/n = e' [u\mathbf{B}]$  дан иборат. Шундай қилиб, магнит майдонида  $v$  тезлик билан ҳаракатланувчи  $e'$  зарядга

$$\mathbf{f} = e' [v\mathbf{B}] \quad (47.3)$$

куч таъсир этади.

(47.3) ифода билан аниқланувчи кучга **Лоренц кучи** дейилади<sup>1)</sup>.

Гаусс системасида унинг ифодаси

$$\mathbf{f} = \frac{e'}{c} [v\mathbf{B}] \quad (47.4)$$

бўлиб, вакуум учун  $\mathbf{B}$  ни  $\mathbf{H}$  билан алмаштириш мумкин.

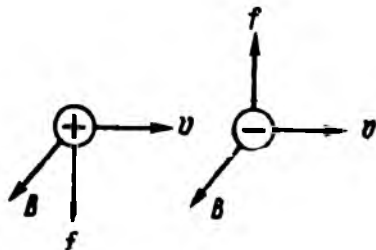
Лоренц кучининг модули қуйидагига тенг

$$f = e'vB' \sin \alpha, \quad (47.5)$$

бунда  $\alpha — v$  ва  $\mathbf{B}$  векторлар орасидаги бурчак. Демак, магнит майдон чизиқлари бўйича ҳаракатланувчи зарядга куч таъсир этмайди.

Лоренц кучи  $v$  ва  $\mathbf{B}$  векторлар ётган текисликка перпендикуляр равишда йўналгандир. Агар  $e'$  заряд мусбат бўлса, кучнинг йўналиши  $[v\mathbf{B}]$  векторнинг йўналишига мос келади.  $e'$  заряд манфий бўлган ҳол учун эса,  $\mathbf{f}$  ва  $[v\mathbf{B}]$  векторлар қарама-қарши томонга йўналгандир (86- расм).

Лоренц кучи ҳар доим зарядланган зарранинг гезлигига перпендикуляр йўналган бўлгани учун, у зарра устида иш



86- расм.

<sup>1)</sup> Кўпинча зарядга таъсир этувчи электр ва магнит кучларининг йиғиндисидан иборат бўлган  $\mathbf{f} = e'\mathbf{E} + e'[v\mathbf{B}]$  кучни Лоренц кучи деб аталади.

бязармайди. Демак зарядланган заррага, ўзгармас магнит майдони орқали таъсир этиб унинг энергиясини ўзгартириш мумкин эмас.

Лоренц кучининг ифодаси (47.3) ни (47.1) дан ҳосил қилишда биз заряд ташувчилар ўтказгичда  $\mathbf{u}$  тезлик билан тартибли ҳаракатланади деб қарадик. Аммо ток бўлмаган ҳолда заряд ташувчилар хаотик ҳаракат ҳолатида бўлади. Бу ҳаракат тезлик векторининг ўртача қиймати (ташувчилар бўйича)  $\mathbf{v}$  нолга тенг бўлади:

$$\bar{\mathbf{v}}_0 = \frac{1}{n} \sum \mathbf{v}_0 = 0.$$

Шунинг учун ўтказгичнинг  $\Delta l$  элементида, заряд ташувчиларга таъсир этувчи (47.3) кучларнинг тенг таъсир этувчиси ток бўлмаган ҳолда ҳам нолга тенг бўлади:

$$\Delta \mathbf{f} = \sum e' [(\mathbf{v}_0 \mathbf{B})] = e' \left[ \left( \sum \mathbf{v}_0 \right) \mathbf{B} \right] = 0. \quad (47.6)$$

Ток ҳосил бўлганда ташувчиларнинг тезлиги  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{u}$  бўлади. Бу ҳолда

$$\Delta \mathbf{f} = \sum e' [(\mathbf{v}_0 + \mathbf{u}) \mathbf{B}] = \sum e' [\mathbf{v}_0 \mathbf{B}] + \sum e' [\mathbf{u} \mathbf{B}].$$

Бу ифодадаги биринчи йиғинди (47.6) га асосан нолга тенг. Иккинчи йиғинди (47.2) билан мос келади. Шундай қилиб, токка таъсир этувчи ампер кучи тартибли ҳаракатда бўлган заряд ташувчилар теомонидан ҳосил қилинган Лоренц кучларининг йиғиндисидан иборат экан.

Магнит майдонидаги токка таъсир этувчи куч, токли ўтказгичнинг магнит майдонига нисбатан тинч турган бўлиши ёки бўлмаслигига қарамасдан (47.1) қийматга эга бўлади. Бунга Лоренц кучининг (47.3) ифодасини эслаб, осонлик билан ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ток ўтаётган ўтказгич  $\mathbf{v}$  тезлик билан, заряд ташувчи электрон эса, симга нисбатан  $\mathbf{u}$  тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин. Бу ҳолда электрон майдонга нисбатан  $\mathbf{v} + \mathbf{u}$  тезлик билан ҳаракатланади ва унга

$$f_{-} = -e [(\mathbf{v} + \mathbf{u}) \mathbf{B}] = -e [\mathbf{v} \mathbf{B}] - e [\mathbf{u} \mathbf{B}]$$

куч таъсир этади, симнинг бўлагига эса

$$df_{-} = -e [\mathbf{v} \mathbf{B}] dN - e [\mathbf{u} \mathbf{B}] dN$$

куч таъсир этади, бунда  $dN$  — токнинг  $dl$  элементидаги электронлар сони,  $\mathbf{u}$  — эса уларнинг ўтказгичга нисбатан нисбий ҳаракат тезлигидир.

Сим ҳаракатсиз мусбат ионлар<sup>1)</sup> ва эркин ҳаракатланувчи электронлардан ташкил топганлиги учун умуман нейтралдир

<sup>1)</sup> Аслида ионлар ҳаракатсиз бўлмай, панжара тугунлари олдида тебраниб туради. Аммо бу, уларнинг панжарага нисбатан ўртача тезлиги нолга тенг бўлганлиги учун, аҳамиятга эга эмас.

(I т., 139- §, металл кристалларга қаранг). Мусбат тоқлар сим билан бирликда  $v$  тезлик билан ҳаракатланганлиги учун унинг ҳар бирига таъсир этувчи куч:

$$f_+ = e [vB].$$

Тоқнинг  $dl$  элементидаги ионлар сони ундаги электронлар сонига тенг. Демак,  $dl$  элементидаги ионларга таъсир этувчи куч

$$df_+ = e [vB] dN.$$

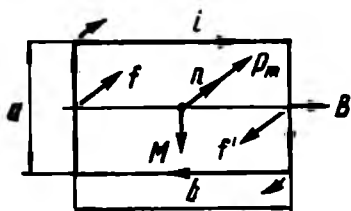
Симнинг  $dl$  элементига таъсир кучи,  $df_+$  ва  $df_-$  кучларнинг йиғиндисига тенглигидан

$$df = df_- + df_+ = -e [\bar{v}B] dN.$$

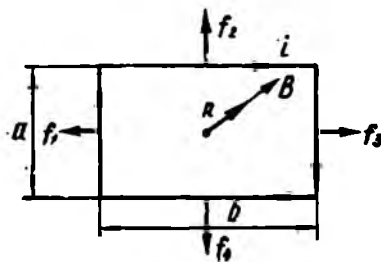
Биз олган ифода (47.1) формулага эквивалентдир. Шундай қилиб, ҳаракатдаги ҳамда тинч турган ўтказкич учун Ампер қонуни бир хил кўринишга эга экан.

#### 48-§. Магнит майдонидаги тоқли контур

Тўғри бурчакли ясси контур бир жинсли магнит майдонига жойлаштирилган бўлсин. Агар  $B$  вектор контур текислигига параллел (87- расм) бўлса, (46.5) формулага асосан  $\sin \alpha = 0$  бўлганлиги учун унинг  $b$  узунликка эга бўлган томонига куч таъсир қилмайди. Контурнинг чап бўлагига, Ампер қонунига асосан, расм орқасига қараб йўналган  $f = iBa$  куч таъсир этса,



87- расм.



88- расм.

Ўнг томонига эса катталиқ жиҳатдан қарама-қарши бўлган  $f'$  куч таъсир қилади. Булар жуфт кучларни ҳосил қилиб, унинг momenti

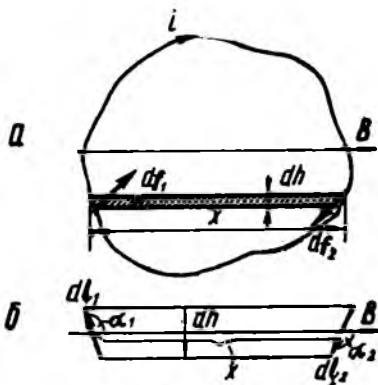
$$M = fb = i B ab.$$

Контурнинг юзи  $S = ab$  эканлигини,  $iS$  эса магнит момент  $p_m$  га тенглигини ҳисобга олган ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

$$M = p_m B. \quad (48.1)$$

Бу формула (39.3) формулага маъно жиҳатидан мос келади.

Момент  $M$  контурни унинг магнит моменти  $p_m$  майдон  $B$  йўналиши бўйича жойлаштиришга интилади. Контурнинг бундай ориентацияси 88- расмда кўрсатилган. Бу ҳолда  $f_1 = f_3 = iBa$ ,  $f_2 = f_4 = iBb$ . Барча кучларнинг йўналиши контур текислигида ётади. Бундай ҳолда айлантурувчи момент ҳосил бўлмаслигини осон кўриш мумкин. Майдон бир жинсли бўлгани учун кучларнинг тенг таъсир этувчиси нолга тенг, кучлар контурни чўзади холос, аммо уни қўзғата олмайди. Агар



89- расм.

контурни  $180^\circ$  га айлантирсак (ёки майдон йўналишини тескари бурсак), у ҳолда барча кучларнинг йўналиши қарама-қарши томонга буралади ва улар контурни чўзмасдан, аксинча сиқшини кўрсатиб ўтиш мумкин.

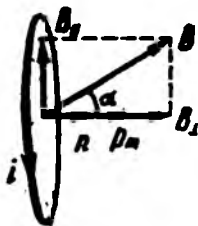
(48.1) формуланинг ихтиёрий шаклга эга булган ясси контур учун тўғри эканлигини кўрсатамиз. Контур сиртини кенглиги  $dh$  бўлган ингичка  $B$  вектор йўналишига параллел бўлган полосаларга ажратайлик (89- *a* расм). Контурнинг  $dl_1$  элементиға расм текислигига қараб йўналган  $df_1 = iBdl_1 \sin \alpha_1$  куч таъсир этади.  $dl_2$  элементиға эса қарама-қарши йўналган  $df_2 = iBdl_2 \sin \alpha_2$  куч таъсир этади. 89- *b* расмдан полоса кенглиги  $dl_1 \sin \alpha_1 = dl_2 \sin \alpha_2 = dh$  эканлиги кўришиб турибди. Демак,  $df_1$  ва  $df_2$  кучлар катталиқ жиҳатидан бир хил ва моменти

$$dM = iB dh \cdot b$$

бўлган жуфтликни ҳосил қилади, бунда  $b$  — полоса узунлиги,  $b dh$  кўпайтма — полоса юзи  $dS$  ни беради. Шундай қилиб,

$$dM = iB dS.$$

Контурнинг қарама-қарши элементлариға қўйилган кучларни жуфтлаб ва уларнинг моментларини йиғсак, контурға таъсир этувчи натижавий моментни топамиз:



90- расм.

$$M = \int dM = iB \int dS = iSB = p_m B.$$

Шундай қилиб, биз яна (48.1) формулага келдик. Контурнинг ихтиёрий ҳолати учун (90- расм) магнит индукцияси  $B$  ни  $B_\perp$  — контур текислигига перпендикуляр ва  $B_\parallel$  — параллел ташкил этувчанларға ажратилади ва ташкил этувчиларнинг ҳар бирининг таъсири қараб чиқилади.  $B_\perp$  ташкил этувчи кон-

турни чўзувчи ёки қисувчи кучларни ҳосил қилади. Катталиги  $B \sin \alpha$  ( $\alpha - \rho_m$  ва  $B$  лар орасидаги бурчак) бўлган  $B$ , ташкил этувчи эса айлантирувчи моментни ҳосил қилишга олиб келади, уни (48.1) формула ёрдамида топиш мумкин:

$$M = \rho_m B_{\parallel} = \rho_m B \sin \alpha. \quad (48.2)$$

$M$ ,  $\rho_m$  ва  $B$  векторларнинг ўзаро ориентацияларини ҳисобга олган ҳолда (48.2) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$M = |\rho_m B|. \quad (48.3)$$

Вакуум учун Гаусс системасда бу формула

$$M = |\rho_m H| \quad (48.4)$$

кўринишга эга бўлади.

Векторлар  $\rho_m$  ва  $B$  орасидаги  $\alpha$  бурчакни  $d\alpha$  га орттириш учун майдонда контурга таъсир этувчи кучларга қарши иш бажариш керак:

$$dA = M d\alpha = \rho_m B \sin \alpha d\alpha. \quad (48.5)$$

Контур аввалги ҳолга қайтиш пайғида ташқи жисмлар устида иш бажариб, унга сарфланган ишни қайтариши мумкин. Демак, (48.5) иш магнит майдонидаги контурнинг  $W$  энергиясининг ортишига сарф бўлади.

$$dW = \rho_m B \sin \alpha d\alpha.$$

Бу ифодани интеграллаб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$W = -\rho_m B \cos \alpha + \text{const.}$$

Агар  $\text{const} = 0$  десак, бу формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$W = -\rho_m B \cos \alpha = -\rho_m B. \quad (48.6)$$

Вакуум учун Гаусс системада

$$W = -\rho_m H \quad (48.7)$$

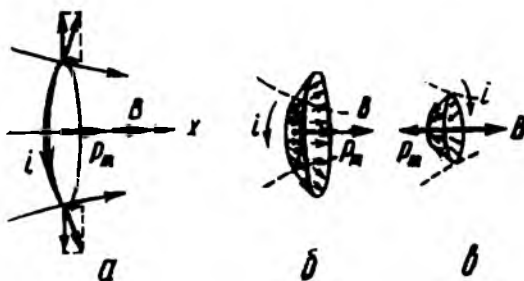
деб ёзиш мумкин.

(48.6) формула электр майдонидаги диполь энергиясини характерловчи (14.4) ифодага ўхшашлигини қайд қилиб ўтиш зарур.

Энди бир жинсли бўлмаган магнит майдонидаги токли ясси контурни қараб чиқамиз. Содалаштириш учун аввал контурни айланма деб қарайлик. Майдон  $B$  нинг йўналишига мос келувчи контур маркази жойлашган нуқтада  $x$  йўналишда тезроқ ўзгаради ва контурнинг магнит momenti майдон йўналиши бўйича ориентацияланган деб фараз қилайлик (91- а расм).

Контур элементига таъсир этувчи  $d\mathbf{f}$  куч  $B$  га, яъни  $d\mathbf{l}$  билан кесишган магнит индукция чизиқларига перпендикуляр. Шунинг учун контурнинг ҳар хил элементларига қўйилган кучлар конус шаклидаги „даста“ ны ҳосил қилади (91- б расм).. Уларнинг ташкил этувчиси  $\mathbf{f}$  эса  $B$  ортишига қараб йўналгандир ва демак, контурни майдоннинг кучлироқ соҳасига томон

тортади. Кўриниб турибдики, майдон қанча тез ўзгарса (майдоннинг градиенти  $\frac{\partial B}{\partial x}$  қанча катта бўлса) „дастанинг“ бурчаги шунча кичик бўлади ва бир хил шароитда тенг таъсир этувчи куч  $f$  шунча катта бўлади. Агар контурдаги токнинг йўналишини тескарисига ўзгартирсак (бу ҳолда  $p_m B$  га қарма-қарши бўлиб қолади), барча  $df$  кучлар ва уларнинг тенг таъсир этувчи  $f$  кучларининг йўналиши тескарига ўзгаради (91- в расм). Демак,  $p_m$  ва  $B$  векторларнинг бундай ўзаро ҳолатида контур майдондан итарилади



91- расм

Магнит майдонидаги контур энергиясининг ифодаси (48.6) дан  $f$  нинг сон қиймати бўйича ифодасини осон топиш мумкин. Агар магнит моментининг майдонга нисбатан ҳолати ўзгармаса ( $\alpha = \text{const}$ ), у ҳолда  $W$  фақат  $x$  га ( $B$  орқали) боғлиқ бўлади.  $W$  ни  $x$  бўйича дифференцирлаб ва натижадаги ишорани ўзгартириб, кучнинг  $x$  ўқига проекциясини ҳосил қиламиз:

$$f_x = - \frac{\partial W}{\partial x} = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha.$$

Фаразимишга асосан бошқа йўналишларда майдон кам ўзгаради, шунинг учун кучнинг бошқа йўналишларидаги проекцияларини ҳисобга олмасак ҳам бўлади ва  $f = f_x$  деб ҳисоблаш мумкин. Шундай қилиб,

$$f = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha. \quad (48.8)$$

Олинган формулага асосан бир жинсли бўлмаган магнит майдонидаги токли контурга таъсир этувчи куч контурнинг магнит моментининг майдон йўналишига нисбатан ориентациясига боғлиқ. Агар  $p_m$  ва  $B$  векторлар бир хил йўналган бўлса ( $\alpha = 0$ ), куч мусбат, яъни  $B$  нинг ортиш томонига йўналган  $\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)$  мусбат деб қаралади, акс ҳолда кучнинг ишораси ва

Йўналиши қарама-қаршисига ўзгаради, аммо куч контурни кучли майдон томонига торгади). Агар  $\rho_m$  ва  $\mathbf{B}$  лар антипараллел ( $\alpha = \pi$ ) бўлса, куч манфий бўлади, яъни у  $\mathbf{B}$  нинг камайиш томонига қараб йўналган бўлади. Бу натижани биз 91- расм орқали олган эдик.

Бир жинсли бўлмаган магнит майдонидаги токли контурга (48.8) Кучдан ташқари айлантурувчи момент (48.3) ҳам таъсир этиши ўз-ўзидан тушунарлидир.

#### 49- §. Магнит майдонида токни кўчиришда бажарилган иш

Токли ўтказгич (сим) ташқи магнит майдонида эркин ҳаракатланадиган бўлсин. Бунинг симнинг охири ва ёпиқ занжирнинг қолган бўлаклари орасида сирпана оладиган контактлар ёрдамида амалга ошириш мумкин (92- расм). Ташқи майдон бир жинсли ва контур текислигига перпендикуляр деб қараймиз. Ток ва майдоннинг йўналишлари расмда кўрсатилгандек бўлганда куч ўнг томонга қараб йўналган ва

$$f = iBl$$

га тенг бўлади, бунда  $l$  — токнинг ҳаракатланувчи қисми. Бу куч  $ds$  масофада ўтказгич устида

$$dA = f ds = iBl ds$$

иш бажаради.

$l ds$  кўпайтма штрихланган юзага тенг (92- расм),  $Bl ds$  эса шу юзадан ўтувчи  $d\Phi$  магнит индукция оқимига тенг. Шунинг учун

$$dA = i d\Phi \quad (49.1)$$

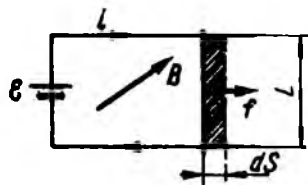
шаклида ёзиш мумкин, бунда  $d\Phi$  ҳаракатдаги ўтказгични кесиб ўтувчи магнит индукция оқими.

Олинган натижани бир жинсли бўлмаган майдон учун ҳам осон умумлаштириш мумкин. Бунинг учун ўтказгични  $dl$  элементларга бўлиб, ҳар бир элемент устида бажарилган ишларни йиғиш зарур (ҳар бир кичик  $dl ds$  юза учун магнит индукциясини ўзгармас деб қараш мумкин).

Агар  $\mathbf{B}$  вектор контурга ўтказилган нормаль билан нолдан фарқли бўлган  $\alpha$  бурчак ҳосил қилса, кучнинг йўналиши ҳам ҳаракат йўналиши билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилади ( $f$  куч  $\mathbf{B}$ ) га перпендикуляр ва

$$dA = i \cos \alpha ds = i B_n l ds$$

бўлади, бунда  $B_n = B \cos \alpha$  — вектор  $\mathbf{B}$  нинг  $l ds$  юзага ўтказилган нормаль бўйича ташкил этувчиси.  $B_n l ds$  кўпайтма эса ўт-

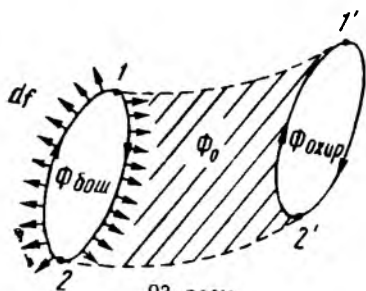


92- расм.

казгич кесиб ўтаётган  $d\Phi$  оқимдан иборат. Шундай қилиб, биз бу ҳолда ҳам (49.1) формулага келамиз.

(49.1) иш магнит майдони ҳисобига бажарилмасдан (47- § да кўрсатилгандек Лоренц кучлари зарядлар устида иш бажармайди), балки контурни ток билан таъминлаб турувчи манба ҳисобига бажарилади<sup>1)</sup>.

Магнит майдонида токли ёпиқ контурни кўчиришда бажариладиган ишни топайлик. Бунинг учун аввал контур кўчаётганда ҳар доим бир текисликда қолади деб фараз қилайлик



(93- расм;  $\mathbf{B}$  вектори расмдан ташқарига йўналган). Контурнинг 1—2 бўлагига қўйилган кучлар ҳаракат йўналиши билан ўткир бурчаклар ҳосил қилади. Демак, бу кучлар бажарадиган  $A_1$  иш мусбат (49.1) формулага биноан бу иш контурдаги ток кучи  $i$  га ва 1—2 бўлак кесиб ўтган

магнит индукция оқимига пропорционалдир. 1—2 бўлак ўзининг ҳаракатнда штрихланган сирг орқали  $\Phi_0$  оқимни ва контурни унинг охири ҳолатида  $\Phi_{\text{охир}}$  оқимни кесиб ўтади.

Шундай қилиб,

$$A_1 = i(\Phi_0 - \Phi_{\text{охир}}).$$

Контурнинг 2—1 бўлагига таъсир этувчи кучлар ҳаракат йўналиши билан ўтмас бурчаклар ҳосил қилади. Шунинг учун улар бажарадиган  $A_2$  иш манфий. Унинг абсолют қиймати 2—1 бўлак томонидан кесиб ўтилган оқим  $\Phi_0$  ва  $\Phi_1$  ларга пропорционалдир,  $\Phi_{\text{бош}}$  контурни дастлабки ҳолатда кесиб ўтувчи оқимдир. Демак,

$$A_2 = -i(\Phi_0 + \Phi_{\text{бош}}).$$

Бутун контур устида бажариладиган иш

$$A = A_1 + A_2 = i(\Phi_0 + \Phi_{\text{охир}}) - i(\Phi_0 + \Phi_{\text{бош}}) + i(\Phi_{\text{охир}} - \Phi_{\text{бош}}).$$

Контур ҳаракатининг охириги ҳолатидаги  $\Phi_{\text{охир}}$  ва бошланишдаги  $\Phi_{\text{бош}}$  оқимлар орасидаги айирма оқимнинг контурдаги орттирмаси  $\Delta\Phi$  ни беради. Шундай қилиб,

$$A = i\Delta\Phi. \quad (49.2)$$

<sup>1)</sup> Контурни кесиб ўтувчи магнит индукция оқимининг ўзгариши, бу контурда  $\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}$  индукция э. ю. к ҳосил қилишини 56-§ да кўрсатилади. Демак, бу ҳолда ток манбаи Ленц—Жоуль иссиқлигини ҳосил қилиш учун сарф бўладиган ишдан ташқари индукция э. ю. к га қарши қўшимча иш бажаради, бу қўшимча иш (49.1) билан мос келади:

$$dA = -\mathcal{E}_i dt = \frac{d\Phi}{dt} i dt = i d\Phi.$$

Гаусс системасида иш формуласи қуйидаги кўринишга эга:

$$A = \frac{1}{c} i \Delta \Phi. \quad (49.3)$$

(49.2) формулани келтириб чиқаришда биз контурнинг ҳаракатини маълум фараз орқали қабул қилдик. Бу формуланинг контурнинг ихтиёрий магнит майдонидаги исталган ҳаракати учун тўғрилигини кўрсатиш мумкин. Хусусан, контурни бир жинсли майдонда  $\mathbf{p}_m$  ва  $\mathbf{B}$  векторлари қарама-қарши йўналган ҳолатдан йўналишлари мос келувчи ҳолатга ўтказилганда майдон кучининг контур устида бажарган иши

$$A = 2i BS$$

бўлади ( $\Phi_{\text{бош}} = -BS$ , вектор  $\mathbf{B}$  ва мусбат нормаллар қарама-қарши бўлганлиги учун  $\Phi_{\text{бош}}$  манфийдир;  $\Phi_{\text{охир}} = BS$ ),  $iS = p_m$  нинг эканлигини ҳисобга олиб,

$$A = 2p_m B$$

ни ҳосил қиламиз.

Контурнинг магнит майдонидаги энергияси учун (48.6) ифода орқали шундай натижани ҳосил қилиш мумкин:

$$A = W_{\text{бош}} - W_{\text{охир}} = p_m B - (-p_m B) = 2 p_m B.$$

## МАГНЕТИКЛАР

## 50-§. Магнетиклар классификацияси

Магнетикларнинг классификациясини баён қилишдан аввал турли моддаларнинг магнит хусусиятларини характерловчи катталикларни қараб чиқайлик. 44-§ да шу мақсадда бирлик ҳажмдаги магнитланиш катталигини характерловчи қабул қилувчанлик  $\chi$  киритилган эди [144.12] формулага қаранг].

Кўпинча бирлик ҳажмдаги қабул қилувчанлик  $x$  ўрнига модданинг бир киломолига нисбати киломоляр (химиявий оддий моддалар учун килоатом) қабул қилувчанлик  $\chi_{км}$  ( $\chi_{кат}$ ) ёки бирлик массага нисбати солиштирма қабул қилувчанлик  $\chi_{сол}$  ишлатилади. Бу қабул қилувчанликларнинг қийматлари орасида қуйидаги боғланишлар мавжуд  $\chi_{км} = \chi V_{км}$  бунда  $V_{км}$  — киломоль модданинг ҳажми ( $м^3/кмоль$ ),  $\chi_{сол} = \frac{1}{\delta} \chi$ ,  $\delta$  — модданинг зичлиги ( $кг/м^3$ ),  $\chi$  — ўлчамсиз катталиқ бўлса ҳам,  $\chi_{км}$  (ёки  $\chi_{кат}$ )  $м^3/кмоль$  (ёки  $м^3/кат$ ) ва  $\chi_{сол}$  —  $м^3/кг$  ўлчамликка эга.

Модданинг молга нисбати олинган қабул қилувчанлиги (грамм-молекула) моляр (химиявий оддий моддалар учун — атом) қабул қилувчанлик дейилади.  $\chi_m = \chi V_m$  эканлигини кўриш мумкин бунда  $V_m$  — бир моль модданинг ҳажми ( $см^3/моль$ ),  $\chi_{км}$  (СИда) ва  $\chi_m$  (Гаусс системасида) ларнинг қийматлари орасида қуйидаги муносабат бор:

$$\chi_{км} = 4\pi \cdot 10^{-3} \chi_m. \quad (50.1)$$

Магнит қабул қилувчанлигининг ишорасига ва катталигига қараб барча магнетиклар уч гурппага бўлинади:

1) диамагнетиклар — уларда  $\chi$  манфий ва абсолют қиймати жиҳатдан жуда кичик ( $\chi_{км} \sim 10^{-8} \div 10^{-7} м^3/кмоль$ );

2) парамагнетиклар — уларда ҳам  $\chi$  унча катта эмас, аммо у мусбат ( $\chi_{км} \sim 10^{-7} \div 10^{-6} м^3/кмоль$ );

3) ферромагнетиклар — уларда  $\chi$  мусбат ва жуда катта қийматларга эга ( $\chi \sim 10_3 \div м^3/кмоль$ ). Бундан ташқари ферромагнетиклар магнит қабул қилувчанлиги ўзгармас бўлган диамагнетик ва парамагнетиклардан яна шу билан фарқ қила-

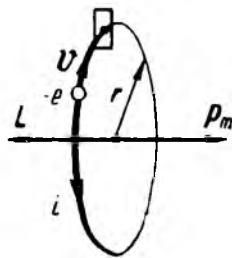
дики, уларнинг магнит қабул қилувчанлиги магнит майдон кучланганлиги функцияси ҳисобланади.

Шундай қилиб, магнитланиш вектори  $\mathbf{j}$  йўналиш жиҳатидан  $\mathbf{H}$  га мос келиши (пара-ва ферромагнетикларда) ва қарама-қарши томонга йўналган бўлиши мумкин (диамагнетикларда). Диэлектрикларда қутбланиш вектори ҳар доим  $\mathbf{E}$  нинг йўналиши бўйича йўналганлигини эслатиб ўтамиз.

### 51-§. Магнитомеханик ҳодисалар Атом ва молекулаларнинг магнит моментлари

VII бобда молекуляр тоқлар тўғрисидаги Ампер гипотезасини магнетиклардаги кўпчилик ҳодисаларни тушунтиришга ёрдам берганини кўрган эдик. Молекуляр тоқларнинг табиати Резерфорд тажрибалари асосида барча молекулаларнинг атомлари мусбат зарядланган ядро ва унинг атрофида айланиб юривчи электронлардан ташкил топганлиги кўрсатилгандан сўнг тушунарли бўлиб қолди.

1913 йили Нильс Бор томонидан илгари сурилган назарияга асосан, атомдаги электронлар айлана орбита бўйича ҳаракатланади. Электрон йўлининг исгалган нуқтасига жойлаштирилган юздан (94-расм) бирлик вақтда  $e \nu$  заряд кўчириб ўтилади, бунда  $e$  — электроннинг заряди,  $\nu$  — бир секунддаги айланишлар сони. Демак, орбита бўйлаб ҳаракатланувчи электрон кучи  $i = e \nu$  бўлган айланма токни ҳосил қилади. Электроннинг заряди манфий бўлгани учун унинг ҳаракат йўналиши ток йўналишига қарама-қаршидир. Электрон токи томонидан ҳосил қилинадиган магнит моменти



94-расм.

$$p_m = i S = e \nu \pi r^2,$$

бунда  $r$  — орбита радиуси,  $2 \pi r \nu$  кўпайтма электроннинг ҳаракат тезлиги  $v$  дан иборат бўлгани учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$p_m = \frac{e v r}{2}. \quad (51.1)$$

(51.1) даги момент ифодаси электроннинг орбита бўйлаб ҳаракатланиши сабабли ҳосил бўлгани учун электроннинг орбитал магнит моменти дейлади.  $p_m$  векторнинг йўналиши ток йўналиши билан ўнг винт, электрон ҳаракатининг йўналиши билан эса чап винт системасини ҳосил қилади (94-расм).

$$L = m v r, \quad (51.2)$$

импульс моментига эга ( $m$  — электроннинг массаси). Бундаги векторни электроннинг орбитал механик momenti дейлади. У электрон ҳаракати йўналиши билан ўнг винт системасини ҳосил қилади. Демак,  $p_m$  ва  $L$  векторларнинг йўналиши қарама-қаршидир.

Элементар зарранинг магнит моментини унинг механик моментига нисбати гиромагнит нисбат дейлади. Электрон учун у

$$\frac{p_m}{L} = -\frac{e}{2m} \quad (51.3)$$

га тенг („—“ ишора йўналишларнинг қарама-қаршилигини кўрсатади).

Гаусс системасида гиромагнит нисбат  $\frac{p_m}{L} = -\frac{e}{2mc}$  га тенг.

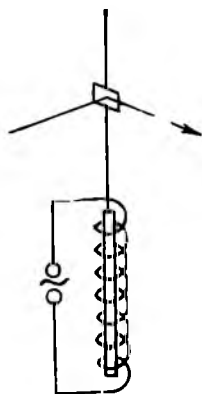
Электроннинг ядро атрофида айланиши пилдиरोқни эслатади. Бу ҳолат, магнетикнинг магнитлиниши унинг айлантиришга ва аксинча, магнетикнинг айланиши унинг магнитлинишига сабаб бўлувчи гиромагнит ёки магнитомеханик ҳодисалар асосида ётади. Биринчи ҳодисанинг мавжудлиги Эйнштейн ва де Хаас, иккинчиси эса Барнетт томонидан ўтказилган тажрибаларда тасдиқланган.

Эйнштейн ва де Хаас тажрибаси асосида қуйидаги мулоҳазалар ётади. Агар магнетикдан қилинган стержень магнитланса, электронларнинг орбитал магнит моментлари майдон йўналишини, механик моментлари эса майдонга қарши йўналишни эгаллайди. Натижада электронларнинг механик моментлари йиғиндиси  $\sum L_i$  нолдан фарқли бўлади (дастлаб алоҳида моментларнинг хаотик ориентацияси натижасида у нолга тенг эди). Стержень  $\dagger$  электронлар системасининг импульс momenti ўзгармай қолади. Шунинг учун стержень —  $\sum L_i$  га тенг бўлган моментга эга бўлади, яъни айланади. Магнитлиниш йўналишининг ўзгариши стерженнинг айланиш йўналишини ўзгартиришга олиб келади.

Бу тажрибанинг механик моделини қуйидагича яратиш мумкин: айланувчи стулга ўтказилган одамга велосипеднинг ғилдираги тутқазилади. У айланаётган ғилдиракни юқорига кўтарса, ўзи ғилдирак айланишига қарама-қарши томонга айланади. Агар ғилдиракни пастга қаратса, аввалги ҳаракатига қарама-қарши томонга айланади.

Эйнштейн ва де Хаас тажрибаси қуйидагича амалга оширилган (95 расм). Ингичка темир стержень бураладиган эластик илга осилиб соленоид ичига жойлаштирилади. Ўзгармас

магнит майдонида стержень магнитланганда ипнинг буралиши жуда кичик бўлган. Эффектни кучайтириш учун резонанс методидан фойдаланилган, яъни соленоидни частотаси системанинг механик частотасига тенг бўлган ўзгарувчан ток билан таъминланган. Бундай шароитда тебраниш амплитудасининг катталигини ипга ўрнатилган кўзгучадан қайтувчи шуъла йўналишидан аниқлаш мумкин. Тажриба натижаларидан —  $\frac{e}{m} \left( - \frac{e}{mc} \right)$  Гаусс системасида) га тенг бўлган гиромангнит нисбат аниқланди. Шундай қилиб, молекуллар ток ҳосил қилувчи заряд ташувчиларнинг ишораси электрон ишораси билан мос тушди. Аниқланган натижа эса (51.3) ифодадагига қараганда 2 марта ортиқ бўлди.



95- расм.

Барнетт тажрибасини тушунишга гироскопни бирор ўқ атрофида айлантirmoқ учун унинг ўқи хусусий ва мажбурий айланишларнинг мос туша оладиган йўналишда бурилиши лозимлигини эслаймиз (I т., 44-§ га қаранг). Агар кардон осмага маҳкамланган гироскопни марказдан қочма машина дискига ўрнатилиб айлантирилса, гироскопнинг ўқи вертикал бўлиб қолади ва унинг айланиши дискнинг айланиш йўналиши билан мос тушади. Марказдан қочма машинанинг айланиш йўналиши ўзгартирилса, гироскопнинг ўқи  $180^\circ$  га бурилади, яъни қайтадан иккала йўналиш мослашади.

Барнетт темир стерженни ўқ атрофида тез айлантirmoқ, ҳосил бўлган магнитланишни ўлчади. Барнетт ҳам ўз тажрибалари натижасида гиромангнит нисбат учун (51.3) га қараганда 2 марта катта қиймаг олди. Кейинчалик электрон орбитал моментлар (51.1) ва (51.2) дан ташқари хусусий механик  $L_s$  ва магнит  $p_{ms}$  моментларига ҳам эга бўлиб, улар учун қуйидаги гиромангнит нисбат ўринли эканлиги аниқланди:

$$\frac{p_{ms}}{L_s} = - \frac{e}{m}, \quad (51.4)$$

яъни Эйнштейн олган тажриба натижалари де Хаас ва Барнетт натижалари билан мос келади. Бундан, темирнинг магнит хоссалари электроннинг орбитал моментига эмас, балки хусусий магнит моментига боғлиқ деган хулоса чиқади.

Даставвал электронларнинг хусусий моменти мавжудлигини уни ўз ўқи атрофида айланивчи зарядланган шарча деб қараш йўли билан тушунтirmoқчи бўлганлар, Шунга мос равишда электроннинг хусусий механик моменти — спин (инглизча to spin — айланмоқ) деб аталган. Кўп ўтмай бундай мулоҳаза бир қатор қарама-қаршиликларга олиб келди ва „айла-

нувчи<sup>4</sup> электрон ҳақидаги гипотезадан воз кечишга тўғри келди. Ҳозирги вақтда хусусий механик момент (спин) ва у билан боғлиқ бўлган хусусий (спин) магнит момент электрон учун унинг массаси ва заряди каби ажралмас хусусиятлар қаторига ўтиб қолди.

Фақат электронгина эмас, балки бошқа элементар зарралар ҳам спинга эгадир.

Элементар зарралар спини  $\frac{1}{2}$  га бутун ёки ярим каррали, яъни Планк доимийси  $h$ <sup>1)</sup> нинг  $2\pi$  га бўлинганига тенг:

$$= \frac{L}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ ж} \cdot \text{сек} = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}. \quad (51.5)$$

Хусусан, электрон учун  $L_s = \frac{1}{2} \hbar$  дир, шунинг учун электроннинг спини  $\frac{1}{2}$  га тенг дейилади. Шундай қилиб, заряд табиий бирлиги „e“ бўлганидек,  $\hbar$  ҳам импульс моментининг табиий бирлигидир.

(51.4) га асосан электроннинг хусусий моменти

$$p_{ms} = -\frac{e}{m} L_s = -\frac{e}{m} \frac{\hbar}{2} = -\frac{e\hbar}{2m} \quad (51.6)$$

га тенг.

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{\text{жоуль}}{\text{тесла}} = 0,927 \cdot 10^{-20} \text{ эрг/гаусс} \quad (51.7)$$

кагталик<sup>2)</sup> Бор магнетони деб аталади. Бинобарин, электроннинг хусусий магнит моменти бир Бор магнетонига тенг.

Атомнинг магнит моменти унинг таркибига кирувчи электронларнинг орбитал ва хусусий моментлари, ҳамда ядро магнит моментининг (ядро таркибига кирувчи элементар зарралар — протон ва нейтронларнинг магнит моментлари) йиғиндисидан иборатдир. Ядронинг магнит моменти электронларнинг магнит моментидан анча кичик, шунинг учун кўпгина масалаларни кўришда уни ҳисобга олмай, атом моменти электронларнинг магнит моментларининг вектор йиғиндисидан иборат деб караш мумкин. Молекулаларнинг магнит моментини ҳам унинг таркибидаги электронлар магнит моментларининг йиғиндиси деб ҳисоблаш мумкин.

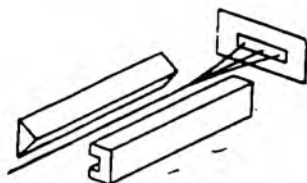
Атомлар ва молекулалар магнит моментлари тажрибада Штерн ва Герлах томонидан аниқланган. Уларнинг тажрибасида молекулалар дастаси катта градиентли магнит майдонидан ўтказилган. Махсус шаклдан электромагнит қутблар бир

<sup>1)</sup> Планк доимийсини таъсир кванти деб ҳам юритилади.

<sup>2)</sup>  $W = -\mathbf{p}_m \mathbf{B}$  формулага асосан, магнит моменти ўлчамлигини энергия ўлчамлиги (эрг ёки жоуль) нинг магнит индукцияси ўлчамлиги (гаусс ёки тесла) га нисбати деб қаралади.

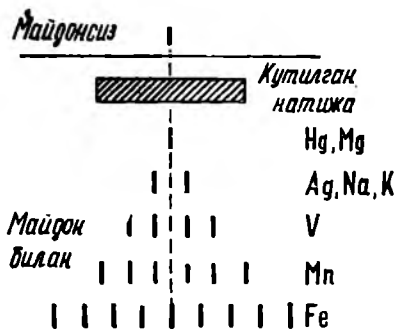
жинсли бўлмаган магнит майдонни ҳосил қилади (96-расм). (48.8) формулага биноан атом ёки молекулалар дастасига

$$f = p_m \frac{\partial B}{\partial x} \cos \alpha$$



96-расм.

куч таъсир этади, бу кучнинг катталиги ва йўналиши майдон йўналиши билан  $p_m$  вектори орасидаги  $\alpha$  бурчакка боғлиқдир. Молекулалар магнит моментларининг йўналиши хаотик тақсимотга эга бўлганидан, дастада  $\alpha$  нинг қиймати 0 дан  $\pi$  гача ўзгариш зарралар ҳам бўлиши мумкин. Шунга асосан, қутблар орасидан ўтган молекулалар дастаси, экранда четлари  $\alpha = 0$  ва  $\pi$  бурчакка мос молекулалар изи билан чегараланган яхлит чўзиқ из қолдиради (97-расм). Тажриба қутилмаган натижаларни берди. Яхлит чўзилган из ўрнига майдон бўлмаганда олинган изга симметрик жойлашган алоҳида чизиқчалар ҳосил бўлди.



97-расм.

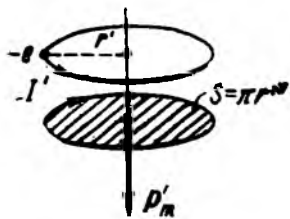
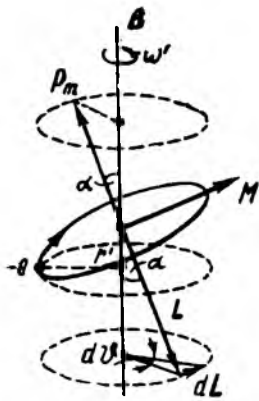
Штерн ва Герлах тажрибаси атом ва молекулаларнинг магнит майдонига нисбатан ориентация бурчаги дискрет қийматларга эга эканлигини, яъни магнит моментининг ташқи майдонга проекциясининг квантланишини кўрсатади.

Магнит моментининг магнит майдони йўналиши бўйича мумкин бўлган проекциялари сони турли атомлар учун турличадир. Кумуш, алюминий, мис ва ишқорий металл атомлари учун иккига, ванадий, азот ва галогенлар учун — тўртга, кислород учун — бешга, марганец учун — олтига, темир учун — тўққизга, кобальт учун — ўнга тенг ва ҳоказо.

Ўлчашлар, атом магнит моментлари учун бир неча Бор магнетонига тенг бўлган қийматларни берди. Баъзи атомлар учун оғиш юз бермаган (97-расмдаги симоб ва магний изларига қаранг), бу эса уларда магнит momenti йўқлигини кўрсатади.

## 52- §. Диамагнетизм

Орбита бўйлаб ҳаракатланаётган электрон пирилдоққа ўхшайди. Шунинг учун, ташқи куч таъсирида бўлган гироскопнинг ҳамма хусусиятлари унга хос бўлиши керак, хусусан маълум шароитларда электрон орбитасининг процесси ҳосил



98- расм.

бўлиши мумкин. Атом ташқи магнит майдони  $\mathbf{B}$  да бўлганида прецессия учун зарур шароит яратилади (98-расм). Бу ҳолда орбитага электроннинг орбитал магнит моменти  $\mathbf{p}_m$  ни майдон бўйлаб йўналишига интилтирувчи  $\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m \mathbf{B}]$ -м айлантирувчи момент таъсир қилади (бу вақтда механик момент  $\mathbf{L}$  майдонга қарама-қарши йўналишни эгаллайди).  $\mathbf{M}$  момент таъсирида  $\mathbf{L}$  ва  $\mathbf{p}_m$  векторлар магнит индукция вектори  $\mathbf{B}$  атрофида тезлиги осон аниқланадиган (1 т., 44-§ га қаранг) прецессияга учрайди.  $\mathbf{L}$  вектор  $dt$  вақтда  $d\mathbf{L}$  ортирма олади:

$$d\mathbf{L} = \mathbf{M} dt.$$

$d\mathbf{L}$  вектори  $\mathbf{M}$  каби  $\mathbf{B}$  ва  $\mathbf{L}$  векторларидан ўтувчи текисликка перпендикуляр бўлиб, модули

$$|d\mathbf{L}| = p_m \cdot B \sin \alpha dt$$

бўлади, бу ерда  $\alpha$  —  $\mathbf{p}_m$  ва  $\mathbf{B}$  орасидаги бурчак.

$dt$  вақтда  $\mathbf{L}$  вектор ётган текислик  $\mathbf{B}$  йўналиши атрофида қуйидаги бурчакка бурилади:

$$d\vartheta = \frac{|d\mathbf{L}|}{L \sin \alpha} = \frac{p_m B \sin \alpha dt}{L \sin \alpha} = \frac{p_m B}{L} dt.$$

Бу бурчакни  $dt$  вақтига бўлиб, прецессия бурчак тезлигини топамиз:

$$\omega_L = \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{p_m B}{L}.$$

Бу ифодага (51.3) дан электроннинг магнит ва механик орбитал моментлари нисбатининг қийматини қўйиб,

$$\omega_L = \frac{eB}{2m} \quad (52.1)$$

ни ҳосил қиламиз.

Гаусс системасида  $\omega_L = \frac{eH}{2mc}$  бўлади.

(52.1) частота Лармор прецессияси ёки оддийгина қилиб Лармор частотаси деб юритилади. У орбитанинг магнит майдон йўналишига нисбатан оғиш бурчагига ҳам, орбита радиуси ёки электрон тезлигига ҳам боғлиқ бўлмай, атом

таркибига кирувчи ҳамма электронлар учун бир хил қийматга эгадир.

Орбита прецессияси электроннинг майдон атрофидаги қўшимча ҳаракатига сабабчи бўлади. Агар электроннинг  $\mathbf{B}$  га параллел ўқидан орбита маркази орқали ўтувчи  $r'$  масофаси ўзгармаса, электроннинг қўшимча ҳаракати  $r'$  радиуси айлана бўйлаб содир булар эди (98-расмнинг остки қисмидаги штрихланмаган айланага қаранг). Унга магнит моменти

$$p'_m = I'S' = e \frac{\omega L}{2\pi} \cdot \pi r'^2 = \frac{e\omega L}{2} r'^2 \quad (52.2)$$

га тенг бўлган ва йўналиши 98-расмдан кўриниб тургандек  $\mathbf{B}$  га тескари йўналган  $I' = e \frac{\omega L}{2\pi}$  айланма ток мос келар эди

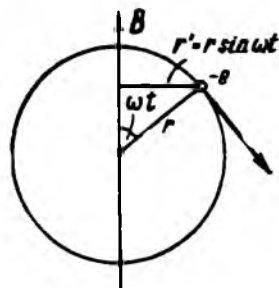
(штрихланган айланага қаранг). Бу моментга индукцияланган (келтирилган) магнит моменти дейилади.

Ҳақиқатан, электроннинг орбита бўйлаб ҳаракати туфайли  $r'$  масофа доимо ўзгариб туради. Шунинг учун (52.2) формулада  $r'^2$  ўрнига унинг вақт бўйича ўртача қиймати  $\overline{r'^2}$  олинади. Бу ўртача қиймат орбита текислигининг  $\mathbf{B}$  га нисбатан ориентациясини кўрсатувчи  $\alpha$  бурчакка боғлиқ бўлади. Хусусий ҳолда  $\mathbf{B}$  векторга перпендикуляр орбиталар учун  $r'$  ўзгармас қийматга эга бўлиб, орбита радиуси  $r$  га тенгдир. Текислиги  $\mathbf{B}$  йўналишидан ўтувчи орбита учун  $r'$  масофа  $r' = r \sin \omega t$  қонуният билан ўзгаради, бу ерда  $\omega$  — электроннинг орбитадаги бурчак тезлиги (99-расм;  $\mathbf{B}$  вектори ва орбита расм текислигида ётибди). Демак,  $\overline{r'^2} = \overline{r^2 \sin^2 \omega t}$  ва синус квадратининг ўртача қиймати  $\frac{1}{2}$  га тенг бўлгани учун  $\overline{r'^2} = \frac{1}{2} r^2$  бўлади. Агар  $\alpha$  нинг мумкин бўлган ҳамма қийматларидан ўртачаси олинса ва уларни баравар эҳтимолликли деб ҳисобланса, у ҳолда қуйидаги ифода ҳосил бўлади:

$$\overline{r'^2} = \frac{2}{3} r^2. \quad (52.3)$$

Кўп электронли атомларда орбиталар мумкин бўлган ҳамма турларда ориентацияланади, шунинг учун ҳар бир электронга (52.3) ўртача қийматни қабул қилиш мумкин<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Бу атомларнинг сферик симметрик электрон қобиқлари учун тўғридир („Атом физикаси“ дарслигига қаранг).



99- расм.

(52.2) ифодага (52.1) дан  $\omega_L$  нинг қийматини ва (52.3) дан  $r'^2$  нинг қийматини қўйиб, бир электроннинг индукцияланган магнит моментининг ўртача қийматини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$\overline{p'_m} = -\frac{e^2}{6m} r'^2 B \quad (52.4)$$

(«—» ишора  $\overline{p'_m}$  ва  $B$  векторларнинг қарама-қарши йўналганликларини кўрсатади).

Биз орбитани доиравий (айлана) деб фараз қилган эдик. Акс ҳолда (масалан, эллиптик орбита учун)  $r'^2$  ўрнига  $\overline{r'^2}$ , яъни ядродан электронгача бўлган масофанинг ўртача квадрати олинган.

(52.4) ифодани ҳамма электронлар учун жамлаб атомнинг тўлиқ индукцияланган магнит моментини аниқлаш мумкин:

$$p'_{\text{маг}} = \sum \overline{p'_m} = -\frac{e^2 B}{6m} \sum_{k=1}^Z \overline{r_k'^2}. \quad (52.5)$$

(маълумки, атомдаги электронлар сони атом номери  $Z$  га тенг).

Демак, ташқи магнит майдон таъсирида ҳамма электронлар учун бир хил бурчак тезликда орбиталарнинг прецессияси кузатилади экан (52.1). Прецессия натижасида ҳосил бўлган электронларнинг қўшимча ҳаракат йўналиши майдон йўналишига қарама-қарши бўлган атомнинг индукцияланган магнит моменти (52.5) ни юзага келтиради. Ҳамма моддаларда Лармор прецессияси ҳосил бўлади. Атом ўз магнит моментларига эга бўлган ҳолларда ташқи магнит майдон индукцияланган момент (52.5) ҳосил қилибгина қолмай, атом магнит моментларини майдон йўналишига ориентациялайди. Ҳосил бўлган мусбат (яъни майдон бўйича йўналган) магнит момент манфий индукцияланган магнит моментдан анча катта бўлади. Шунинг учун натижавий момент мусбат бўлиб, модда парамагнетик бўлади.

Атомлари магнит моментига эга бўлмаган (атом таркибидаги электронларнинг орбитал ва спин магнит моментларининг вектор йиғиндиси нолга тенг) моддаларда диамагнетизм ҳодисаси кузатилади. Бундай моддалар учун (52.5) тенгликни Авогадро сони  $N_A$  га кўпайтирилса, модда килограмм-атомининг магнит моменти ҳосил бўлади. Уни магнит майдон кучланганлигига бўлиб, килограмм-атомнинг магнит қабул қилувчанлиги  $\chi_{\text{кам}}$  ни ҳосил қиламиз. Диамагнетикларнинг нисбий магнит киритувчанлиги амалда 1 га тенг. Шунинг учун  $\frac{B}{H} = \mu_0$  дейиш мумкин.

Шундай қилиб,

$$\chi_{\text{кат}} = \frac{N_A p_m' \tau_a}{H} = - \frac{\mu_0 N_A e^2}{6m} \sum_{k=1}^Z \overline{r_k^2} = - 3,55 \cdot 10^{12} \sum_{k=1}^Z \overline{r_k^2}. \quad (52.6)$$

Электрон орбиталарининг радиуси тахминан  $10^{-10}$  м га тенг. Демак, (52.6) формулага асосан килограмм-атом диамагнитнинг магнит қабул қилувчанлиги  $10^{-8} - 10^{-7}$  бўлиб, бу тажриба натижаларига мос келади.

### 53-§. Парамагнетизм

Агар модда атомларининг магнит моменти нолдан фарқи бўлса, бундай модда парамагнетик ҳисобланади. Ташқи магнит майдон атомларнинг магнит моментларини  $B$  йўналиш бўйича жойлаштиришга, иссиқлик ҳаракати эса ҳамма йўналишларга баробар бўлиб юборишга интилади. Натижада,  $B$  катта бўлган ҳолларда моментларнинг майдон бўйлаб ориентацияси бирмунча кўпроқ ва температура юқори бўлганда эса камроқ бўлади.

Кюри тажрибада килограмм-атом парамагнит модданинг магнит қабул қилувчанлиги учун қуйидаги қонуниятни ўрнатди:

$$\chi_{\text{кат}} = \frac{C}{T}, \quad (53.1)$$

бу ерда  $C$  — Кюри доимийси, у модданинг табиатига боғлиқ,  $T$  — абсолют температура.

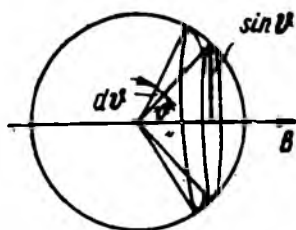
1905 йилда Ланжевен томонидан парамагнетизмнинг классик назарияси яратилди. Бу назарияни биз унча кучли бўлмаган майдон ва жуда паст бўлмаган температуралар учун баён этамиз.

(48.6) формулага асосан атом магнит майдонида  $p_m$  ва  $B$  векторлари орасидаги бурчак  $\vartheta$  га боғлиқ бўлган потенциал энергия  $W = -p_m B \cos \vartheta$  га эга бўлади. Шунинг учун моментларнинг йўналиш бўйича мувозанатли тақсимиоти Больцман қонуниятига бўйсунуши керак [I том, (109.3) формулага қаранг]. Бу қонуниятга асосан, атом магнит моментини  $B$  йўналиш билан ҳосил қилган бурчагининг  $\vartheta$  ва  $\vartheta + d\vartheta$  оралиқда ётиш эҳтимолиги, қуйидаги миқдорга пропорционалдир:

$$e^{-\frac{W}{kT}} = e^{-\frac{p_m B \cos \vartheta}{kT}}$$

$$a = \frac{p_m B}{kT} \quad (53.2)$$

белги киритиб, эҳтимоллиқни аниқловчи ифодани  $e^{a \cos \vartheta}$  кўришишда ёзиш мумкин.



100- расм.

Атомлар магнит моментлари йўналишини бирлик радиусли сферадаги нуқталар ёрдамида тасвирлаймиз. Агар майдон магнит моментларига ориентацияловчи таъсир кўрсатмаса, улар йўналишлар бўйича хаотик тақсимланган бўлар эди. Бу ҳолда сферадаги нуқталарнинг зичлиги ўзгармас бўлиб,  $\frac{n}{4\pi}$  га тенг бўлади,  $n$ —бир-

лик ҳажмдаги атомлар сонига тенг деб олинган кўзатилаётган атомлар сонидир. Шунинг учун, моментлари  $B$  нинг йўналиши билан  $\vartheta$  ва  $\vartheta \pm d\vartheta$  оралиқдаги бурчак ҳосил қилувчи атомлар сони (100- расм) қуйидагига тенг бўлади:

$$dn_{\vartheta} = n \frac{2\pi \sin \vartheta d\vartheta}{4\pi} = \frac{1}{2} n \sin \vartheta d\vartheta \quad (53.8)$$

(1 томдаги (100.4) формула билан таққосланг).

Ҳақиқатда, магнит майдон моментларга ориентацияловчи куч билан таъсир этади, натижада кичик  $\vartheta$  ли йўналишлар устунлик қила бошлайди. Юқорида кўрганимиздек, турли йўналишлар эҳтимолини  $e^{a \cos \vartheta}$  га пропорционалдир. Бинобарин, магнит майдон мавжудлигида моментларнинг йўналиш бўйича тақсимотини ҳосил қилиш учун (53.3) ифодани шу кўпайтувчига кўпайтириш лозим:

$$dn_{\vartheta} = Ae^{a \cos \vartheta} \cdot \frac{1}{2} n \sin \vartheta d\vartheta \quad (53.4)$$

( $A$  — ҳозирча номаълум бўлган пропорционаллик коэффициент).

Атом магнит momenti бир Бор магнитонига тенг, яъни  $\sim 10^{-23} \frac{\text{ж}}{\text{тл}}$  [(51.7) га қаранг] қийматга эга.

Одатда ҳосил қиллиниши мумкин бўлган майдонлардаги магнит индукцияси  $1 \text{ тл}$  ( $10^4 \text{ гс}$ ) га яқиндир. Бинобарин,  $p_m B \approx 10^{-23} \text{ ж}$  га яқин бўлади. Уй температурасида  $kT \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ ж}$  бўлади. Шундай қилиб,  $a = \frac{p_m B}{kT} \ll 1$  ва  $e^{a \cos \vartheta}$  ни гахминан  $1 + a \cos \vartheta$  ифодага алмаштириш мумкин. Бу ҳолда (53.4) ифода қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$dn_{\vartheta} = A (1 + a \cos \vartheta) \frac{1}{2} n \sin \vartheta d\vartheta.$$

$A$  доимийни мумкин бўлган ҳамма йўналишларда ориентациялана оладиган, яъни  $\vartheta$  қиймати 0 дан  $\pi$  гача ўзгарадиган

молекулалар сонининг  $n$  га тенг бўлишидан фойдаланиб топамиз:

$$n = \int_0^\pi dn_\vartheta = \frac{1}{2} nA \int_0^\pi (1 + a \cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = nA.$$

Бу ердан  $A = 1$  бўлади, шунинг учун

$$dn_\vartheta = \frac{1}{2} n (1 + a \cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta.$$

Атомларнинг магнит моментлари майдон йўналишига нисбатан симметрик тақсимланади. Шунинг учун натижавий магнит момент  $\mathbf{B}$  бўйича йўналган бўлади. Шунингдек, ҳар бир атом натижавий моментга  $p_m \cos \vartheta$  га тенг ҳисса қўшади. Шундай қилиб, бирлик ҳажмнинг магнит моменти учун (яъни, магнитланиш векторига) қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} J &= \int_0^\pi p_m \cos \vartheta dn_\vartheta = \frac{1}{2} np_m \int_0^\pi (1 + a \cos \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \\ &= \frac{1}{2} np_m \frac{2a}{3} = \frac{np_m a}{3}. \end{aligned}$$

Бу формулага (53.2) дан  $a$  нинг қийматини қўйсак, қуйидаги ҳосил бўлади:

$$J = \frac{np_m^2 B}{3kT}.$$

Ниҳоят,  $J$  ни  $H$  га бўлиб магнит қабул қилувчанликни топамиз:

$$\chi = \frac{\mu_0 n p_m^2}{3kT} \quad (53.5)$$

(парамагнетиклар учун ҳам  $\frac{B}{H} = \mu_0$  дейиш мумкин).  $n$  нинг ўрнига Авогадро сони  $N_A$  ни олсак, килоатом қабул қилувчанлик учун ифода ҳосил қиламиз:

$$\chi_{\text{кат}} = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3kT}. \quad (53.6)$$

Шу билан биз Кюри қонунига келганимизни билиш қийин эмас. (53.1) ва (53.6) формулаларни солиштириб, Кюри доимийси учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$C = \frac{\mu_0 N_A p_m^2}{3k}. \quad (53.7)$$

(53.6) формула  $p_m B \ll kT$  бўлган ҳол учун чиқарилганлигини эслатиб ўтамиз. Жуда кучли майдон ва паст температу-

раларда парамагнетикнинг магнитланиши  $J$  ва майдон кучланганлиги  $H$  орасидаги пропорционалликдан четланиш кузатилади, хусусан, ҳамма  $\rho_m$  лар майдон бўйича жойлашгандан кейин,  $H$  нинг ортиши  $J$  нинг ўсишига олиб келмайди, яъни магнит тўйиниш ҳолати кузатилади.

(53.6) формула ёрдамида ҳисобланган  $\chi_{\text{кат}}$  нинг қиймати кўпгина ҳолларда тажриба натижаси билан мос тушади.

Парамагнетизмнинг квант назарияси атом магнит моментларининг майдонга нисбатан ориентациясининг дискретлигини ҳисобга олади.  $\chi_{\text{кат}}$  учун квант назарияси (53.6) га ўхшаш ифодага олиб келади.

## 54-§. Ферромагнетизм

Ташқи майдон бўлмаганда ҳам магнитланиш хусусиятига эга бўлган моддалар магнетикларнинг алоҳида синфини ташкил этади. Узининг энг кўп тарқалган вакили—темир бўлганидан, улар ферромагнетиклар деб номланади. Темир, никель, кобальт, гадолиний ва уларнинг қотишмалари, шунингдек, марганец ва хромнинг ферромагнит бўлмаган элементлар билан бирлашмалари (масалан,  $MnAlCu$ ,  $CrTe$  ва бошқалар) ферромагнитларга мисол бўла олади. Кейинги вақтда ферритлар деб номланган ферромагнит ярим ўтказгичлар (72-§ га қаранг) катта роль ўйнамоқда. Ферромагнетизм бу моддаларнинг фақат кристалл ҳолатлари учун хос бўлган хусусиятидир.

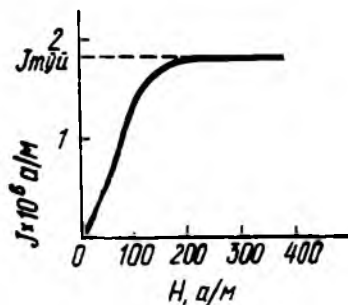
Ферромагнетиклар — кучли магнит моддалардир, уларнинг магнитланиши кучсиз магнит ҳисобланган диа-ва парамагнетикларникидан бир неча ( $10^{10}$  гача) марта каттадир.

Кучсиз магнит моддаларнинг магнитланиши майдон кучланганлиги билан чизиқли боғланишга эга. Ферромагнитларнинг магнитланиши эса  $H$  билан мураккаб боғланган, 101-расмда дастлабки магнит моменти ноль бўлган ферромагнетикларнинг магнитланиш эгри чизиғи кўрсатилган (бу асосий ёки ноль тартибли магнитланиш эгри чизиғи дейилади). Бир неча эрстедли ( $\sim 100$  а/м) майдонлардан бошлаб магнитланиш тўйина бошлайди. 102-расмда ( $\theta - I$  эгри чизиқ)  $B - H$  диаграммада магнитланиш эгри чизиғи берилган.  $B = \mu_0(H + J)$  ифодани эслаймиз. Шунинг учун  $B$  тўйинишга эришиши билан  $H$  га чизиқли боғланишда орта боради:

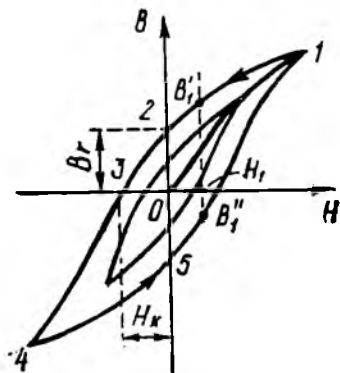
$$B = \mu_0 H + \text{const}, \text{ бу ерда } \text{const} = \mu_0 J_{\text{тўй.}}$$

Темирнинг магнитланиши биринчи марта улуғ рус олими А. Г. Столетов томонидан аниқланиб, тўла текширилган. Шу ҳодиса асосида ишлаб чиқилган магнит индукциясининг баллистик метод билан ўлчаниши ҳозирги кунда ҳам кенг қўламда қўлланиб келинмоқда (57-§ га қаранг).

$H$  ва  $J$  (ёки  $H$  ва  $B$ ) орасидаги чизиқли бўлмаган боғланишдан ташқари ферромагнетиклар учун гистерезис ҳодисаси ҳам характерлидир. Агар магнитланишни тўйинишга етказсак (102- расмдаги 1 нуқта) ва магнит майдон кучланганлигини камайтирсак, у ҳолда магнитланиш дастлабки  $0-1$  бўйича бормай,  $1-2$  чизиқ бўйича ўзгаради. Натижада ташқи майдон кучланганлиги нолга тенг бўлганда магнитланиш йўқолмайди, унга мос қолдиқ индукция  $B_r$  деб аталувчи катталик билан характерланади. Бу ҳолда магнитланиш  $J_r$  қолдиқ магнитланиш деб аталади.



101- расм.



102- расм.

Магнитланишни ҳосил қилувчи майдонга қарама-қарши йўналган майдон  $H_c$  таъсирида магнитланиш йўқолади (3 нуқта).  $H_c$  кучланганликка коэрцитив куч деб аталади.

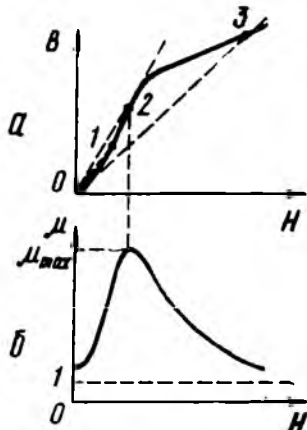
Қолдиқ магнитланишнинг мавжудлиги ўзгармас магнитларни ҳосил қилишга, яъни ташқи энергия сарфламай макроскопик тоқларни тутиб турувчи жисмлар яратишга имкон беради. Ҳақиқатан, ўзгармас магнит ўз хусусиятларини яхши сақлаб туриши учун коэрцитив кучи катта бўлган материалдан ясалиши керак.

Ферромагнетикка ўзгарувчан магнит майдони таъсир қилганда индукция гистерезис сиртмоғи деб аталувчи  $1-2-3-4-5-1$  эгрилик бўйича (102- расм) ўзгаради ( $J-H$  диаграммада ҳам шунга ўхшаш эгрилик ҳосил бўлади). Агар  $H$  нинг максимал қиймати тўйинтирувчи магнитланишни ҳосил қила оладиган бўлса, максимал гистерезис сиртмоғи ҳосил бўлади (102- расмдаги яхлит эгри чизиқли сиртмоқ). Агар  $H$  нинг амплитуда қиймати тўйинишга етмаса, хусусий цикл деб аталган сиртмоқ ҳосил бўлади (расмдаги пунктир чизиқ билан чизилган сиртмоқ). Хусусий цикл чексиз кўп бўлиши мумкин, уларнинг ҳаммаси максимал гистерезис сиртмоғи ичида ётади.

Гистерезис, ферромагнетиклар магнитланиши  $H$  нинг бир қийматли функцияси эмаслигини кўрсатади; бу намунанинг бундан аввалги тарихий ҳолига, яъни аввал қандай майдонларда бўлганлигига боғлиқ бўлади. Масалан,  $H_1$  майдон кучланганлиги учун индукция  $B_1'$  дан  $B_1''$  гача бўлган исталган қийматларга эга бўлиши мумкин (102- расм).

Ферромагнетиклар ҳақида юқорида айтилганлардан уларнинг сегнетоэлектрикларга ўхшаш хусусиятларга эга эканлиги кўриниб турибди (19- § га қаранг).

$B$  нинг  $H$  билан бир қийматли боғланишига эга эмаслигидан магнит сингдирувчанлик фақат магнитланишнинг асосий эгри чизиғи учун қўлланиши келиб чиқади. Ферромагнетикларнинг магнит киритувчанлиги  $\mu$  (магнит қабул қилувчанлик  $\chi$ ) ҳам майдон кучланганлигининг функцияси бўлади. 103- а расмда магнитланишнинг асосий эгри чизиғи берилган. Координата бошидан, эгри чизиқнинг ихтиёрий нуқтасидан ўтадиган тўғри чизиқ ўтказамиз. Бу тўғри чизиқнинг оғиш бурчаги тангенс  $B/H$  нисбатга пропорционал, яъни кучланганликнинг шу қийматига мос магнит киритувчанлик  $\mu$  ни беради. „ $H$ “ ни нолдан бошлаб орттирсак, бурчак аввал ортади ( $\mu$  ҳам). 2 нуқтада максимумга ( $0-2$  тўғри чизиқ эгри чизиққа ўтказилган уринмадир) эришиб, сўнг камаяди. 103- б расмда  $\mu$  нинг



103- расм.

$H$  га боғлиқлик графиги берилган. Расмдан кўриниб турибдики,  $\mu$  нинг максимал қийматига тўйинишдан бирмунча аввалроқ эришиллар экан.  $H$  нинг чексиз ортиши билан  $\mu$  га асимптотик яқинлашади. Бу  $\mu = 1 + JH$  ифодадаги  $J$  нинг  $J_{\text{тўн}}$  дан орта олмаслигидан келиб чиқади.

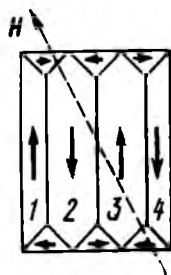
$B_r$  (ёки  $J_r$ ),  $H_c$  ва  $\mu_{\text{max}}$  катталиклари ферромагнетикларнинг асосий характеристикалари ҳисобланади. Агар коэрцитив куч  $H_c$  катта бўлса, бундай ферромагнетикни қаттиқ ферромагнетик дейилади. Унга кенг гистерезис сиртмоғи характерлидир. Кичик  $H_c$  га эга бўлган ферромагнетик учун (мос равишда ингичка гистерезис сиртмоғига эга бўлгани) юмшoқ ферромагнетик дейилади. Қўлланишига қараб у ёки бу ферромагнетик ишлатилади. Ўзгармас магнитларга қаттиқ ферромагнетик, трансформатор ўзақларига эса юмшoқ ферромагнетик ишлатилади. Бир неча типик ферромагнетикларнинг характеристикалари жадвалда берилган.

Модда	Таркиби	$H_{max}$	$B_r$ $T_A$	$H_c$ $a/m$
Темир	99,9% Fe	5 000	—	80
Супермал- лой	79% Ni, 5% Mo, 16% Fe	800 000	—	0,3
Алنيко	10% Al, 19% Ni, 18% Co, 53% Fe	—	0,9	52 000
Магنيко	14% Ni, 24% Co, 8% Al, 3% Cu, 51% Fe	—	1,25	46 000
Колумакс	13% Ni, 24% Co, 8% Al, 3% Cu, 0,7% Ti, қолгани Fe	—	1,3	59 000

Ферромагнетиклар магнитланганда деформацияланади. Бу ҳодиса магнитострикция дейилади. Магнитострикцияда намунанинг чизиқли ўлчамларининг нисбий ўзгариши жуда катта эмас— $10^5$  *a.м* ( $\sim 10^3$  э)га яқин майдонда  $10^{-5} + 10^{-6}$  ни ташкил қилади. Бу эффектнинг ишораси ферромагнетик табиатига, кристаллографик ўқларининг магнит майдон йўналишига нисбатан ориентациясига ва майдон кучланганлигига боғлиқ бўлади. Баъзи ферромагнетикларда кучсиз майдондан кучли майдонга ўтганда магнитострикция ишораси ўзгаради.

Ферромагнетизм назариясини Я. И. Френкель ва Гейзенберг 1928 йилда яратган эдилар. Магнитомеханик ҳодисаларни ўрганувчи тажрибалардан (51-§ га қаранг), ферромагнетикларнинг магнит хусусиятлари электронларнинг хусусий (спин) моментлари томонидан белгиланади деган хулосага келинади. Маълум шароитда кристалларда шундай кучлар<sup>1)</sup> ҳосил бўладики, у электронларнинг магнит моментларини ўзаро параллел жойлаштиради. Натижада (ўз-ўзидан) спонтан магнитланиш соҳаси ҳосил бўлади, улар доменлар деб аталади. Ҳар бир домен чегарасида ферромагнетик ўз-ўзидан магнитланиб тўйинади ва аниқ магнит моментига эга бўлади. Бундай моментларнинг йўналиши турли доменлар учун турличадир (104-расм), ташқи майдон бўлмаганда бутун жисмдан моментларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлади. Доменлар ўлчами  $10^{-4} + 10^{-3}$  см тартибда бўлади.

Майдоннинг доменларга таъсири турли даврларда турличадир. Дастлаб, майдон ҳали кучсиз бўлган вақтда доменлар чегараларининг силжиши кузатилади, натижада, моментлари  $H$  билан кичик бурчак ташкил қилувчилари  $p_m$  ва  $H$  вектор-



104- расм.

<sup>1)</sup> Бу кучлар ўзаро алмашинувчи кучлар дейилади. Уларни квант механикасигина тушунтира олади.

лари орасидаги бурчаги  $\vartheta$  катта бўлган доменлар ҳисобига катталашади. Масалан, 1 ва 3 домен (104-расм) 2 ва 4 домен ҳисобига катталашади. Майдон кучланганлиги ортиши билан бу процесс ривожланиб  $\vartheta$  си кичик бўлган доменлар энергетик ноқулай бўлган доменларни тамоман ютиб юборгунча давом этади. Кейинги даврда домен магнит моментлари майдон йўналиши томон бурилади. Бу ҳолда домен чегарасидаги электрон моментлари ҳам ўзаро параллелигини йўқотмасдан, майдон йўналиши томон бир вақтда бурилади. Бу процесслар (кучсиз майдон таъсирида доменлар орасидаги чегаранинг озгина силжишини ҳисобга олмаса) қайтмас бўлиб, гистерезиснинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

Ҳамма ферромагнетиклар учун спонтан магнитланш соҳаси ажралиб кетадиган ва модда ферромагнитлик хусусиятини йўқотадиган маълум  $T_c$  температура мавжуд. Бу температура Кюри нуқтаси дейилади. Бу нуқта темир учун  $768^\circ\text{C}$  га, никель учун  $365^\circ\text{C}$  га тенг бўлади. Кюри нуқтасидан юқори температурада ферромагнетик оддий парамагнетик бўлиб, магнит киритувчанлиги Кюри—Вейсс қонунига бўйсунди:

$$\chi_{\text{кат}} = \frac{C}{T - T_c} \quad (54.1)$$

[(53.1) формула билан таққосланг].

Кюри нуқтасидан паст температурагача совитилганда доменлар қайтадан ҳосил бўлади.

Кюри нуқтасида иккинчи тур фазовий ўтиш бўлади (1 т., 147-§ га қаранг).  $T_c$  га тенг температурада бир қатор физик хусусиятлар, хусусан ферромагнетик солиштирма иссиқлик сифимида аномалик кузатилади.

Бир неча ҳолларда, алмашинувчи кучлар антиферромагнетикларни ҳосил қилади (хром, марганец ва бошқалар). Антиферромагнетикларнинг мавжудлигини 1933 йилда Л. Д. Ландау айтиб берган эди. Антиферромагнетикларда электронларнинг хусусий моментлари ўз-ўзидан антипараллел жойлашиб қолади.

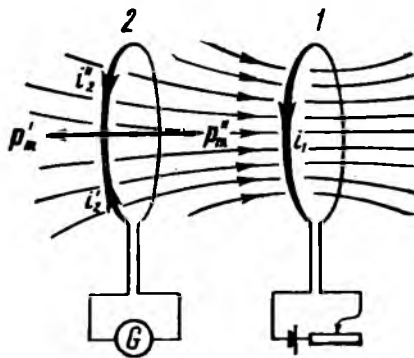
Бундай ориентация жуфт-жуфт қўшни атомларни ўз ичига олади. Натижада антиферромагнетиклар жуда кичик магнит қабул қилувчанликка эга бўлиб, кучсиз парамагнетиклардек бўлиб қолади. Улар учун ҳам  $T_N$  температура мавжуд бўлиб, спинларнинг антипараллел ориентацияланиши йўқолади. Бу температура антиферромагнит учун Кюри нуқтаси ёки Неел нуқтаси дейилади. Баъзи ферромагнетиклар (масалан, эрбий, диспрозий, мис ва марганец қотишмалари учун бундай температура иккита бўлиб (Неелнинг юқори ва қуйи нуқтаси), улар орасида антиферромагнитлик хусусиятлар намён бўлади. Юқори Неел нуқтасидан баланд температура-ларда модда ўзини парамагнетик каби, қуйи Неел нуқтасидан пастда эса ферромагнетик каби тутди.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТ ИНДУКЦИЯ

## 55-§. Электромагнит индукция ҳодисаси

Фарадей 1831 йилда ҳар қандай ўтказувчан берк контурда у ўраб турган сирт орқали ўтаётган магнит индукцияси оқими ўзгарганда электр токи пайдо бўлишини кашф этди. Бу ҳодиса электромагнит индукция деб аталади, ҳосил бўлаётган токни эса индукцион ток дейилади.

Индукцион токнинг катталиги магнит индукцияси оқими  $\Phi$  ни ўзгартириш усулига боғлиқ бўлмай, балки  $\Phi$  нинг ўзгариш тезлигига, яъни  $\frac{d\Phi}{dt}$  га боғлиқ бўлади.  $\frac{d\Phi}{dt}$  нинг ишораси ўзгариши билан токнинг йўналиши ҳам ўзгаради. Юқорида айтилганларни қуйидаги мисол орқали тушунтирамиз. 105-расмда кўрсатилган 1 контурдаги токнинг кучи  $i_1$  ни реостат ёрдамида ўзгартириш мумкин. Бу  $i_1$  ток 2 контурни кесиб ўтадиган магнит майдонни вужудга келтиради. Агар  $i_1$  токни орттирсак, 2 контур орқали ўтаётган магнит индукцияси оқи-



105- расм.

ми  $\Phi$  кўпаяди. Натижада 2 контурда  $i_2$  индукцион ток пайдо бўлади, уни гальванометр ёрдамида аниқлаш мумкин.  $i_1$  токнинг камайтирилиши, иккинчи контур орқали ўтаётган магнит индукцияси оқимининг камайишига олиб келади, бу эса контурда аввалги йўналишга тескари йўналган токни пайдо қилади. Индукция токи  $i_2$  ни 2 контурни биринчи контурга яқинлаштириш ёки иккинчи контурни биринчи контурдан узоқлаштириш йўли билан вужудга келтириш мумкин. Ҳар иккала ҳолда пайдо бўлаётган тоқларнинг йўналиши қарама-қарши бўлади. Ниҳоят, 2 контурни илгариланма ҳаракатлантирмасдан, контурга туширилган нормал билан майдон йўналиши ўртасида бурчакни ўзгартириб ҳам электромагнит индукция ҳодисасини кузатиш мумкин.

Майдони нолдан фарқли бўлган бутун фазони бир жинсли магнетик билан тўлдирсак, бошқа томондан бир хил бўлган шаронда индукцион токни  $n$  марта орттириш мумкин. Шу билан индукцион токнинг  $\mathbf{H}$  вектор оқимининг ўзгаришига эмас, балки магнит индукцияси оқимининг ўзгаришига боғлиқ эканлиги тасдиқланади.

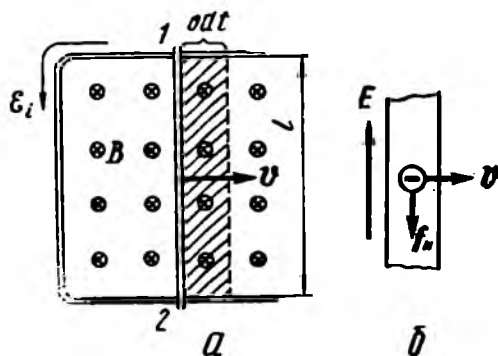
Ленц индукцион токнинг йўналишини топиш имконини берадиган қондани аниқлади. Ленц қондасига мувофиқ *индукцион токни ўзини вужудга келтираётган сабабга қаршилик кўрсатувчи томонга йўналган бўлади*. Масалан, контурни ҳаракатлантириб  $\Phi$  ўзгартирилган бўлса, у ҳолда пайдо бўлган индукцион токнинг йўналиши шундайки, контурга ташқи майдонда таъсир қилаётган куч унинг ҳаракатига қаршилик қилади. Агар 2 контурни биринчи контурга яқинлаштираксак,  $i_2$  ток пайдо бўлиб (105-расм), бу токнинг магнит моменти ташқи майдонга қарши йўналган ( $\mathbf{p}_m$  ва  $\mathbf{B}$  векторлар ўртасидаги  $\alpha$  бурчак  $\pi$  га тенг). Демак, (48.8) формулага мувофиқ 2 контурга таъсир қилаётган куч уни биринчи контурдан итаради. Агар 2 контурни биринчи контурдан узоқлаштираксак, контурда пайдо бўлган  $i_2$  токнинг моменти  $\mathbf{p}_m$  йўналиш бўйича  $\mathbf{B}$  билан мос тушади ( $\alpha = 0$ ), натижада 2 контурга таъсир қилаётган куч биринчи контур томонга йўналган бўлади.

Энди 2 контур силжимасин ва индукцион ток биринчи контурдаги  $i_1$  токни ўзгартириш натижасида пайдо бўлсин. Бу ҳолда шундай йўналишдаги  $i_2$  ток пайдо бўладики, бу ток пайдо қилган магнит оқими индукцион токни вужудга келтирган ташқи оқимнинг ўзгаришини камайтиришга интилади. Агар  $i_1$  токни кўпайтираксак, яъни ўнг томонга йўналган ташқи магнит оқими ортса, чап томонга қараб йўналган оқимни вужудга келтирувчи  $i_2$  ток пайдо бўлади. Агар  $i_1$  токнинг қиймати камайтирилса, хусусий магнит оқими ташқи оқимга мос йўналган ва демак, ташқи оқимни ўзгартирмасликка интиладиган  $i_2$  ток пайдо бўлади.

## 56-§. Индукция электр юритувчи кучи

Занжирда ток мавжуд бўлиши учун э. ю. к. бўлиши керак. Шунинг учун электромагнит индукция ҳодисасининг кузатилиши контурдаги магнит оқими  $\Phi$  ўзгарганда контурда индукция электр юритувчи кучи  $\mathcal{E}_i$  пайдо бўлади.

$\mathcal{E}_i$  билан  $\Phi$  нинг ўзгариш тезлиги орасидаги боғлинишни аниқлаш учун қуйидаги мисолни кўриб чиқамиз. Контурнинг узунлиги  $l$  га тенг бўлган 1—2 қисми қолган қисмига нисбатан контактни ўзмаган ҳолда ҳаракат қила оладиган бўлсин (106-а расм). Шу контурни ўз текислигига перпендикуляр



106- расм.

бўлган бир жинсли магнит майдонига жойлаштирамиз (бу майдон чизмада крестли доирачалар билан кўрсатилган —  $B$  вектор биздан чизма орқасига йўналган). Контурнинг ҳаракатланувчи қисмини  $v$  тезликда ҳаракатлантирамиз. Ташқи майдонга нисбатан ўтказгичдаги заряд ташувчилар—электронлар ҳам шундай тезлик билан ҳаракатланади (106-б расм). Натижада ҳар бир электронга Лоренц кучи  $f_L$  таъсир қилиб, унинг модули қуйидагига тенг [(47.5) га қаранг]:

$$f_L = e v B \quad (56.1)$$

(бу ердаги „ $||$ “ индекси куч сим бўйлаб йўналган эканлигини кўрсатади).

Юқоридаги кучнинг таъсири кучланганлиги

$$E = v B$$

га тенг бўлган ва 106-б расмда кўрсатилган йўналишга эга бўлган электр кучнинг таъсирига эквивалентдир. Бу майдон

электростатик майдон эмас. Бу кучнинг контур бўйича циркуляцияси контурда индукцияланган э. ю. к. га тенг:

$$\mathcal{E}_i = \oint E_i dl = El = vBl = B \frac{lv dt}{dt} = B \frac{ds}{dt}, \quad (56.2)$$

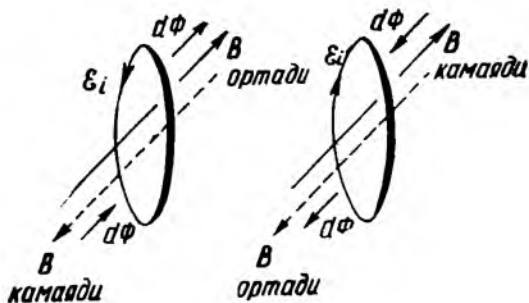
бу ерда  $ds = lv dt$  контур юзининг  $dt$  вақт ичида олган орттирмаси (бу орттирма 106-а расмдаги штрихланган юзачага тенг) Циркуляциясини ҳисоблаётганда биз  $E_i$  узунлиги  $l$  га тенг бўлган кесмадагина нолдан фарқли ҳамма кесма бўйича  $E_i = E$  эканлигини ҳисобга олдик.

Формуладаги  $Bds$  кўпайтма контур орқали ўтаётган магнит индукцияси оқимининг  $d\Phi$  орттирмасига тенг. Демак, ёпиқ контурда пайдо бўлаётган индукция э. ю. к. контур орқали ўтаётган магнит индукцияси оқимининг ўзгарish тезлигига тенг деган хулосага келамиз. Бу тенгликни қуйидагича ёзиш қабул қилинган:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (56.3)$$

(56.3) даги « $-$ » ишора  $\mathcal{E}_i$  ва  $d\Phi^1$  ларнинг йўналишлари чап парма қондаси орқали ўзаро боғланишга эга эканлигини билдиради. Оқимнинг чизма орқали йўналган мусбат орттирмасига (106- расм)  $\mathcal{E}_i$  нинг расмда кўрсатилган йўналиши мос келиб, у оқим йўналиши билан чап парма қондасига кўра чизма орқасига йўналган. Агар ўтказгич 1—2 ўнг томонга эмас, чап томонга силжиса, контур орқали ўтаётган оқим камаяди ва  $\mathcal{E}_i$  нинг йўналиши расмда кўрсатилган йўналишга тескари бўлади.

107- расмда  $\mathcal{E}_i$  нинг  $B$  векторнинг турли йўналишига ва  $B$  нинг вақтга турлича боғланишига мос келадиган йўналиши кўрсатилган.



107- расм.

<sup>1)</sup> Оқим  $\Phi$  ва унинг орттирмаси  $d\Phi$  скаляр катталиклардир. Шунинг учун уларнинг йўналиши ҳақида сўзлаганда, токнинг йўналиши тушунчасига ўхшаш маъно кўзда тутилади [(7.5) формуланинг изоҳларига қаранг].

СИ системада магнит индукция оқимининг бирлиги қилиб, вебер (вб) олинган, у магнит индукцияси 1 теслага тенг бўлган магнит майдонининг 1 м<sup>2</sup> сиргдан кесиб ўтувчи нормал чизиқлари оқимига тенг. Агар оқим ўзгаришининг тезлиги 1 вб/сек га тенг бўлса, контурда индукцияланган э. ю. к. 1 в га тенг бўлади.

Гаусс системасида (56.3) формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt}. \quad (56.4)$$

Бу системада  $\Phi$  нинг бирлиги Максвелл (мкс) қабул қилинган.  $B=1$  гс га тенг бўлганда 1 см<sup>2</sup> сирт орқали ўтаётган оқимга тенг. Оқимнинг СИ ва Гаусс системаларидаги birlikлари ўртасида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$1 \text{ вб} = 1 \text{ тл} \cdot 1 \text{ м}^2 = 10^4 \text{ гс} \cdot 10^4 \text{ см}^2 = 10^8 \text{ мкс}. \quad (56.5)$$

(56.4) формула бўйича  $\mathcal{E}_i$  ни ҳисоблаганда СГСЭ-потенциал birlikларида чиқади.  $\mathcal{E}_i$  ни вольтларда ифодалаш учун натижани 300 га кўпайтириш керак  $300/c = 10^{-8}$  бўлгани учун,

$$\mathcal{E}_i(\text{в}) = - 10^{-8} \frac{d\Phi}{dt} \frac{(\text{мкс})}{(\text{сек})}. \quad (56.6)$$

Биз юқорида кўриб ўтган мисолда контурда токни сақлаб турадиган ташқи кучлар вазифасини Лоренц кучлари бажаради. Бу кучларнинг birlik мусбат заряд устида бажарган ва таъриф бўйича э. ю. к. га тенг бўлган (32-§ га қаранг) иши нолдан фарқлидир. Бу ҳол 47-§ да Лоренц кучи заряд устида иш бажариши мумкин эмас деб айтилган фикрга зид келгандай кўринади. Лекин гап шундаки, (56.1) куч электронга таъсир қилаётган Лоренц кучининг ҳаммаси эмас, балки  $v$  тезликка боғлиқ бўлган параллел ташкил этувчисигинадир (108-расм). Электрон ана шу ташкил этувчи таъсирида сим бўйлаб  $u$  тезлик билан ҳаракат қилади, натижада Лоренц кучининг симга перпендикуляр бўлган ва модули қуйидагига тенг бўлган  $f_{\perp}$ <sup>1)</sup> ташкил этувчиси ҳосил қилади:

$$f_{\perp} = euB \quad (56.7)$$

(108-расмга қаранг).

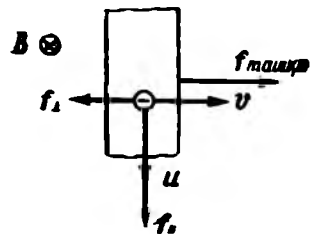
Шундай қилиб, электронга таъсир қилаётган тўла Лоренц кучи

$$f_L = f_{\parallel} + f_{\perp}$$

га тенг, бу кучнинг электрон устида  $dt$  вақтда бажарган иши қуйидагига тенг:

$$dA = f_{\parallel} u dt - f_{\perp} v dt$$

<sup>1)</sup> Бу ташкил этувчи циркуляцияга ҳисса қўшмайди, чунки унинг сим йўналишига бўлган проекцияси нолга тенг.



108-расм.

( $f_{\perp}$  ва  $u$  векторларнинг йўналиши бир хил,  $f_{\perp}$  ва  $v$  векторларнинг йўналиши эса қарама-қарши, 108-расмга қаранг). Агар  $f_{\perp} = evB$ ,  $f_{\perp} = euB$  эканлигини ҳисобга олсак, ҳақиқатан ҳам Лоренц кучининг иши нолга тенг эканлигини кўра-миз.

$f_{\perp}$  куч симнинг тезлиги  $v$  га қарама-қарши йўналган. Шунинг учун симнинг  $l-2$  кесмаси 108-расмда кўрсатилгандай доимий  $v$  тезлик билан ҳаракатланиши учун  $l-2$  симдаги барча электронларга таъсир қилувчи  $f_{\perp}$  кучларнинг йиғинди-сини гезлаштирувчи  $f_{\text{ташқи}}$  ташқи куч билан таъсир қилиш керак. Индукция токиннинг контурда ажратадиган энергияси ана шу ташқи куч бажарган иш ҳисобига ҳосил бўлади. Ҳақиқатан,  $f_{\text{ташқи}}$  кучнинг модулини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$f_{\text{ташқи}} = f_{\perp} n V = euBnV = euBnlS_{\text{сим}},$$

бу ерда  $n$ —ҳажм бирлигидаги эркин электронларнинг сони,  $V = eS_{\text{сим}}$  — симнинг  $l-2$  қисмидаги ҳажми,  $S_{\text{сим}}$  — симнинг қўндаланг кесим юзи.

Шунда  $f_{\text{ташқи}}$  кучнинг  $dt$  вақт давомида бажарган иши қуйидагига тенг:

$$dA_{\text{ташқи}} = f_{\text{ташқи}} v dt = euBnlS_{\text{сим}} v dt. \quad (56.8)$$

Ток контурда  $dt$  вақт давомида ажратган энергияси қуйи-даги ифода орқали аниқланади [(37.2) формулага қаранг]:

$$dQ = \mathcal{E} I dt = \mathcal{E} j S_{\text{сим}} dt,$$

бу ерда  $j$  — ток зичлиги. Ток зичлиги (37.4) формулага муво-фиқ  $i = enu$  га тенг бўлгани учун индукция э. ю. к. (56.2) формулага мувофиқ қуйидаги  $\mathcal{E}_i = vBl$  кўринишга эга. Агар  $j$  ва  $\mathcal{E}_i$  нинг юқоридаги қийматларини  $dQ$  нинг ифодасига қўй-сак, қуйидаги формулага келамиз:

$$dQ = vBlenuS_{\text{сим}} dt.$$

Бу формула  $dA_{\text{ташқи}}$  учун ёзилган (56.8) формулага мос ке-лади. Шундай қилиб, биз  $dQ = dA_{\text{ташқи}}$  эканлигини исбот қил-дик.

Индукция э. ю. к.нинг пайдо бўлишини биз юқорида кўриб ўтгандек тушунтирилиши магнит майдони ўзгармас бў-либ, контурнинг геометрияси ўзгарадиган ҳолга тааллуқлидир. Лекин контур орқали ўтаётган магнит оқими  $B$  нинг ўзгариши ҳисобига ўзгариши мумкин. Охириги ҳолда э. ю. к.нинг пайдо бўлишини бошқача тушунтириш мумкин. Вақт давомида ўзга-рувчи магнит майдони  $B$  уюрмавий электр майдонни  $E$  ву-жудга келтиради (103-§ да бу ҳақда батафсил сўзланади). Майдон  $E$  нинг таъсирида ўтказгичдаги ток ташувчилар ҳара-катга келади ва индукцион ток пайдо бўлади. Индукция э. ю. к. билан магнит оқимининг ўзгариши ўртасидаги боғланиш бу ҳолда ҳам (56.3) формула ёрдамида ифодаланади.

Э. ю. к. индукцияланаётган контур бир эмас, балки  $N$  та бир хил ўрамдан иборат бўлсин, яъни соленоид (ёки тороид) шаклида бўлсин. Соленоиднинг ўрамлари кетма-кет уланган бўлгани учун  $\mathcal{E}_i$  ҳар бир ўрамда индукцияланган э. ю. кучларнинг йиғиндисига тенг бўлади:

$$\mathcal{E}_i = - \sum \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d}{dt} \left( \sum \Phi \right).$$

Бундаги

$$\Psi = \sum \Phi, \quad (56.9)$$

катталикини оқим тутиниши ёки тўла магнит оқими деб айтилади. Бу катталиқ  $\Phi$  нинг бирликларида ўлчанади. Агар ҳар бир ўрам ўтаётган оқим бир хил бўлса,

$$\Psi = N\Phi. \quad (56.10)$$

Оқим тутинишдан фойдаланиб, соленоидда индукцияланган э. ю. к. ифодасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Psi}{dt}. \quad (56.11)$$

Мисол.  $N$  ўрамдан иборат бўлган ғалтак бир жинсли магнит майдонида ўзгармас  $\omega$  тезликда айланмоқда (109-расм). Шу ғалтакда индукцияланган э. ю. кучни топайлик. Бир ўрам орқали ўтаётган оқим  $\Phi = B_n S = BS \cos \alpha$  га тенг бўлиб, бу ерда  $S$  — ўрам юзи,  $\alpha$  — ўрам сиртига ўтказилган нормал билан  $B$  йўналиш ўртасидаги бурчак. Тўла оқим  $\Psi = N\Phi = NBS \cos \alpha$  га тенг. Бурчак  $\alpha$  вақт давомида  $\alpha = \omega t$  қонун бўйича ўзгаради. Демак,

$$\Psi = NBS \cos \omega t = \Psi_m \cos \omega t$$

га тенг, бу ерда  $\Psi_m$  орқали тўла оқимнинг амплитуда қиймати белгиланган. (56.11) формулага мувофиқ

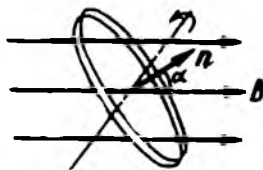
$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Psi}{dt} = \Psi_m \omega \sin \omega t = \mathcal{E}_m \sin \omega t. \quad (56.12)$$

Шундай қилиб, ғалтакда гармоник қонун бўйича ўзгарадиган ўзгарувчи э. ю. к. индукцияланар экан.

## 57-§. Магнит индукциясини ўлчаш усуллари

Бирор ёпиқ контурга боғланган тўла оқим қиймати  $\Psi_1$  дан  $\Psi_2$  гача ўзгараётган бўлсин. Контурнинг кўндаланг кесими орқали ўтаётган зарядни топайлик. Контурдаги ток кучининг оний қиймати қуйидагига тенг:

$$i = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = - \frac{1}{R} \frac{d\Psi}{dt},$$



109- расм.

оундан

$$dq = i dt = -\frac{1}{R} \frac{d\Psi}{dt} dt = -\frac{1}{R} d\Psi$$

(бу ердаги „—“ ишора  $dq$  заряд кучирилаётган йўналиш билан  $d\Psi$  нинг йўналиши чап парма қоидаси орқали боғланганлигини билдиради).

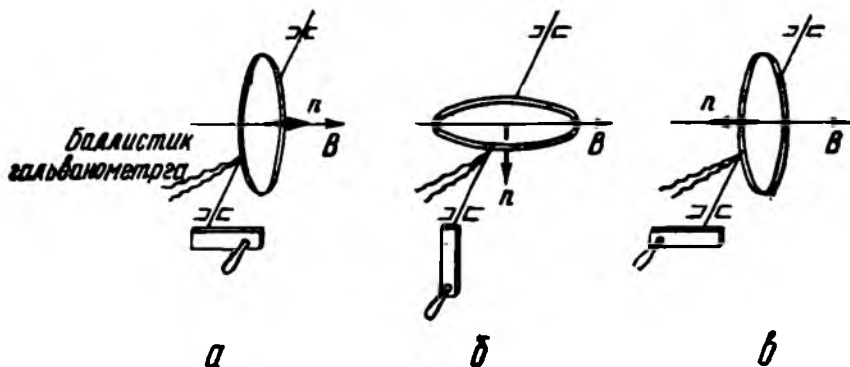
Юқоридаги ифодани интегралласак, тўла зарядни топамиз:

$$q = \int dq = -\frac{1}{R} \int_1^2 d\Psi = \frac{1}{R} (\Psi_1 - \Psi_2). \quad (57.1)$$

(57.1) муносабат магнит индукциясини ўлчашининг А. Г. Столетов ишлаб чиққан баллистик усулига асос бўлиб хизмат қилади, бу усул қуйидагидан иборат. Майдоннинг бизни қизиқтираётган нуқтасига  $N$  ўрамли кичик ғалтак жойлаштирамиз. Агар ғалтакни  $\mathbf{B}$  вектор ўрамлар текислигига перпендикуляр бўладиган қилиб жойлаштираш (110-а расм), тўла магнит оқими қуйидагига тенг бўлади:

$$\Psi_1 = NBS,$$

бу ерда  $S$ —битта ўрамнинг юзи бўлиб, бу юз  $\mathbf{B}$  нинг қиймати ўзгармас деб ҳисоблайдиган даражада кичик бўлиши керак.



110- расм.

Агар ғалтакни  $90^\circ$  га бурсак, (110-б расм), ғалтак орқали ўтаётган оқим нолга тенг бўлади ( $\mathbf{n}$  вектор  $\mathbf{B}$  га перпендикуляр бўлади), яъни  $NBS$  га ўзгаради. Агар ғалтакни  $180^\circ$  га бурсак (110-в расм), тўла оқим  $2NBS$  га ўзгаради, чунки оқим қиймати  $\Psi_2 = -NBS$  га тенг бўлиб қолади ( $\mathbf{n}$  ва  $\mathbf{B}$  қарама-қарши томонларга йўналган). Агар ғалтакни етарли даражада

тез бурсак, контурда қисқа муддатли ток импульси пайдо бўлиб, бунда (57.1) га мувофиқ қуйидагига тенг заряд ўтади:

$$q = \frac{1}{R} 2NBS \quad (57.2)$$

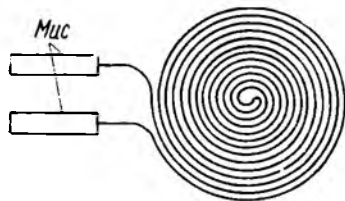
(90° бўлганда формулада 2 бўлмайди).

Қисқа муддатли ток импульси мавжуд бўлганда контур орқали ўтаётган зарядни баллистик гальванометр ёрдамида ўлчаш мумкин. Баллистик гальванометр хусусий тебранишлар даври катта бўлган гальванометрдан иборатдир. Агар  $q$  ни ўлчаб олсак,  $R$ ,  $N$  ва  $S$  нинг қийматларини билган ҳолда (57.2) формула ёрдамида  $B$  ни топиш мумкин. Бу ерда  $R$  нинг қийматига галтак, ток келтирувчи сымлар ва гальванометр қаршичилигидан иборат занжирнинг тўла қаршилиги киради.

Агар (57.2) формуладаги  $q$  ни кулон ҳисобида,  $R$  ни ом ҳисобида,  $S$  ни кв. метр ҳисобида ифодаласак,  $B$  тесла ҳисобида келиб чиқади.

Галтакни айлантириш ўрнига ўрганилаётган магнит майдони улаш (ёки узиш) ҳамда унинг йўналишини тескарига алмаштириш мумкин. Хусусан А. Г. Столетов темирнинг магнитланиш эгри чизигини ўрганишда шундай қилган.

$B$  ни ўлчаганда висмутнинг электр қаршилиги магнит майдон таъсирида кескин тесланинг ўндан бир қисмида (демак ҳар 1000 гс да) тахминан 5% га<sup>1</sup>) ортишдан фойдаланиш мумкин. Шунинг учун илгаридан даражаланган висмут спирални (111-расм) жойлаштириш керак ва қаршилигининг нисбий ўзгаришини ўлчаб олиб майдоннинг магнит индукциясини топиш керак.



111-расм.

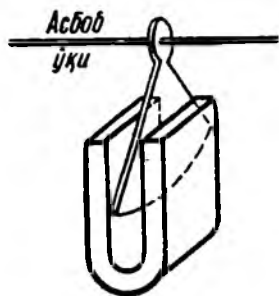
## 58-§. Фуко токлари

Индукцион тоklar массив яхлит ўтказгичларда ҳам пайдо бўлиши мумкин. Бу ҳолда улар Фуко токлари ёки уюрмавий тоklar деб айтилади. Массив ўтказгичнинг электр қаршилиги жуда кам бўлгани учун уюрмавий тоklarнинг кучи жуда катта қийматга етиши мумкин.

Фуко токлари Ленц қондасига бўйсунди, яъни ўтказгич ичида ўзларининг таъсири билан ўзларини пайдо қилган сабабга кучлироқ қаршилик кўрсата оладиган йўл ва йўналиш-

<sup>1</sup>) Бошқа материалларнинг электр қаршилиги ҳам магнит майдонида ортади, лекин камроқ даражада ортади. Масалан, миснинг қаршилиги висмутнинг қаршилигига қараганда 10<sup>4</sup> марта кам ортади.

ларни танлайди. Шунинг учун кучли магнит майдонида ҳаракатланаётган яхлит ўтказгичларга Фуко тоқларининг магнит майдони билан ўзаро таъсирланиши натижасида катта тормозловчи куч таъсир қилади. Бундан гальванометрлар, сейсмографлар ва бошқа асбоблардаги ҳаракатланувчи қисмларни тинчлантириш (демпфирлаш) учун фойдаланилади. Асбобнинг ҳаракатланувчи қисмига сектор шаклида ясалган ўтказувчи (масалан, алюминий) пластинка ўрнатилиб, бу пластинка кучли доимий магнит қутблари орасига киритилади (112- расм). Пластинка ҳаракатланганда уярмавий тоқлар пайдо бўлиб, улар системани тормозлаб туради. Бундай қурилманинг устунлиги шундан иборатки, тормозланиш пластинка ҳаракат қилганда пайдо бўлади ва пластинка тинч турганда эса пайдо бўлмайди. Шунинг учун электромагнит тинчлантиргич системасининг мувозанат ҳолатга катта аниқлик билан қайтишига қаршилиқ кўрсатмайди.



112- расм.

Фуко тоқларининг иссиқлик таъсиридан индукцион печкаларда фойдаланилади. Бундай печка кучи жуда катта бўлган юқори частотали тоқ билан таъминланган ғалтакдан иборатдир. Агар ғалтак ичига ўтказгич жойлаштирилса, бу ўтказгичда кучли уярмавий тоқлар вужудга келиб, ўтказгични эритиш нуқтасигача қиздириб юборади. Металларни вакуумда шу усулда эритилиб, жуда тозаликдаги материаллар олинади.

Фуко тоқларидан вакуум қурилмалар ичидаги металл қисмларни қиздириб, газлардан тозалашда ҳам фойдаланилади.

Кўп ҳолларда Фуко тоқлари зарарли бўлади ва улар билан курашиш учун махсус чораларни кўриш керак бўлади. Масалан, трансформаторлар ўзакларининг уярмавий тоқлар таъсирида қизишига энергия сарфланишининг олдини олиш учун ўзаклар ораларига изоляцияловчи қатламлар қўйилган юпқа пластинкалардан йиғилади. Пластинкаларни жойлаштираётганда Фуко тоқларининг имконий йўналишлари бу пластинкаларга перпендикуляр бўладиган қилиб олинади. Ферритларнинг (электр қаршилиги катта бўлган магнит материалларнинг) пайдо бўлиши ўзакларни яхлит қилиш имкониятини беради.

Ўзгарувчан тоқ ўтаётган симлардаги уярмавий тоқлар сим ичидаги тоқнинг кучини камайтирадиган ва симнинг сиртидаги тоқнинг кучини орттирадиган равишда йўналган бўлади. Натижада тез ўзгарувчи тоқ симнинг кесими бўйлаб нотекис тақсимланган бўлади, тоқ ўтказгич сиртига сиқиб чиқарилгандек туюлади. Бу ҳодиса скин-эффект (инглизча skin— тери деган маънони билдиради) ёки сирт эффектлари деб аталади.

Скин—эффект туфайли юқори частотали занжирлардаги ўтказгичларнинг ички қисми кераксиз бўлиб қолади. Шунинг учун юқори частотали занжирларда трубкасимон ўтказгичлардан фойдаланилади.

### 59-§. Ҳиндукция ҳодисаси

Исталган контурда оқаётган электр токи  $i$  шу контурни кесиб ўтувчи магнит оқими  $\Psi$  ни вужудга келтиради. Агар  $i$  ўзгарса,  $\Psi$  ҳам ўзгаради, демак, контурда э. ю. к. индукцияланади. Бундай ҳодисани ўзиндукция дейилади.

Био—Савар қонунига биноан магнит индукцияси  $B$  майдонни пайдо қилган ток кучига пропорционалдир. Бундан контурдаги ток  $i$  ва шу ток пайдо қилган ҳамда контур орқали ўтаётган тўла магнит оқим  $\Psi$  бир-бирига пропорционал эканлиги келиб чиқади:

$$\Psi = Li. \quad (59.1)$$

Ток кучи билан тўла магнит оқими ўртасидаги пропорционаллик коэффиценти  $L$  контурнинг индуктивлиги дейилади<sup>1)</sup>.

Контурни ўраб турган муҳитнинг магнит киритувчанлиги  $\mu$  майдон кучланганлиги  $H$  га боғлиқ бўлмаганда, яъни ферромагнетиклар йўқ бўлган ҳолда  $\Psi$  нинг  $i$  га чизиқли боғланганлиги ҳақида гапириш мумкин. Акс ҳолда  $\mu$  ток кучи  $i$  нинг ( $H$  орқали) мураккаб функцияси бўлади (103-расмга қаранг) ва демак,  $B = \mu_0 H$  бўлгани учун  $\Psi$  билан  $i$  нинг боғланиши ҳам мураккаб бўлади. Лекин (59.1) муносабат бу ҳолга ҳам татбиқ қилинади. Фақат индуктивлик  $L$  ток  $i$  нинг функцияси деб ҳисобланади. Ток кучи ўзгармаса тўла оқим  $\Psi$  контурнинг шакли ва ўлчамларининг ўзгариши натижасида ўзгариши мумкин.

Юқорида айтилгандан индуктивлик  $L$  контурнинг геометриясига (яъни унинг шакли ва ўлчамларига) ва контурни ўраб турган муҳитнинг магнит хусусиятларига ( $\mu$  га) боғлиқ эканлиги кўринади. Агар контур қаттиқ бўлиб, атрофида ферромагнетиклар бўлмаса, индуктивлик  $L$  ўзгармас катталиқ бўлади.

СИ системасида индуктивлик бирлиги сифатида шундай ўтказгичнинг индуктивлиги қабул қилинадики, бу ўтказгичдаги ток кучи  $I$  а бўлганда пайдо бўлган тўла оқим  $\Psi = 10^8$  бўлади. Бу бирлик гeнри ( $гн$ ) деб айтилади.

Гаусс системасида индуктивлик  $L$  ни аниқловчи ифода қуйидаги кўринишга эга:

$$L = \frac{\Psi}{i/c} = c \frac{\Psi}{I}. \quad (59.2)$$

<sup>1)</sup> Бу катталиқнинг эски номи—ўзиндукция коэффиценти дир.

Юқоридаги (59.2) катталикнинг ўлчамлигини топиш учун I аусс системасида  $B$  нинг ўлчамлиги (40,5) га мувофиқ ток кучи  $i$  нинг ўлчамлигининг  $c$  ўлчамлигига ҳамда узунлик ўлчамлигига (уни  $l$ ) симболи билан белгилаймиз) бўлган нисбатига тенг эканлигидан фойдаланамиз. Демак,

$$[L] = [c] \frac{[\Psi]}{[i]} = [c] \frac{[B][lS]}{[i]} = [c] \frac{[B][l]^2}{[i]} = [L].$$

Шундай қилиб, Гаусс системасида индуктивлик узунлик ўлчамлигига эга бўлади. Бу системада индуктивлик бирлигини мос равишда сантиметр деб айтилади. Агар оқаетган токнинг кучи 1 СГСМ-бирликка (яъни 10 а) тенг бўлганда контур билан  $mks$  ( $10^{-8}$  аВ) оқим тутинса, бундай контурнинг индуктивлиги 1 см га тенг бўлади.

Индуктивлик  $L$  нинг СИ ва Гаусс системаларидаги бирликлари ўрта сида қуйидаги муносабат мавжуд:

$$1 \text{ гн} = \frac{1 \text{ аВ}}{1 \text{ а}} = \frac{10^8 \text{ мкс}}{0,1 \text{ СГСМ}} = 10^9 \text{ см}. \quad (59.3)$$

Соленоиднинг индуктивлигини ҳисоблаймиз. Соленоиднинг узунлиги шундай бўлсинки, уни чексиз деб ҳисоблаш мумкин бўлсин. Бу соленоид орқали  $i$  ток ўтганда унинг ичида бир жинсли майдон ҳосил қилинади. Бу майдоннинг магнит индукцияси (42.6) ва (44.24) формулаларга биноан  $B = \mu_0 n i$  га тенг. Ҳар бир ўрам орқали ўтаётган оқим  $\Phi = BS$  га, соленоид билан тутинган тўла оқим эса қуйидагига тенг:

$$\Psi = N\Phi = n l B S = \mu_0 n^2 l S i, \quad (59.4)$$

бу ерда  $l$ —соленоиднинг узунлиги (жуда катта деб ҳисобланади),  $S$ —кўндаланг кесим юзи,  $n$ —узунлик бирлигига тўғри келган ўрамлар сони ( $n l$  кўпайтма ўрамларнинг тўла сони  $N$  га тенг).

Агар (59.4) ифодани (59.1) ифода билан солиштирсак, жуда узун соленоид индуктивлиги учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$L = \mu_0 n^2 l S = \mu_0 n^2 V, \quad (59.5)$$

бу ерда  $V = lS$ —соленоид ҳажми. (59.5) ифодадаги  $n$  нинг ўрнига  $\frac{N}{l}$  ни қўйсақ, қуйидагига эришамиз:

$$L = \mu_0 \frac{N^2}{l} S. \quad (59.6)$$

Гаусс системасида соленоид индуктивлигини ҳисоблаш формуласи қуйидаги кўринишда бўлади:

$$L = 4 \pi n^2 l S. \quad (59.7)$$

Юқоридаги (59.6) ифодага мос равишда  $\mu_0$  нинг ўлчамлиги индуктивлик ўлчамлигининг узунлик ўлчамлигига бўлган нисбатига тенг (нисбий магнит киритувчанлик  $\mu$ —ўлчамсиз катталик эканлигини эслатиб ўтамиз). Демак, СИ системасида  $\mu_0$  нинг бирлиги метрга генри [(38.3, га қаранг].

Контурдаги ток кучининг ўзгариши натижасида пайдо бўлган ўзиндукция э. ю. к.  $\mathcal{E}_s$  қуйидагига тенг [(56.11) формулага қаранг]:

$$\mathcal{E}_s = - \frac{d\Psi}{dt} = - \frac{d(Li)}{dt} = - \left( L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{dt} \right). \quad (59.8)$$

Агар ток кучи ўзгарганда  $L$  доимий бўлиб қолса (бу ҳол ферромагнетиклар йўқлигидагина бўлиши мумкинлиги қайд қилинган эди),  $\mathcal{E}_s$  нинг ифодаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\mathcal{E}_s = - L \frac{di}{dt}. \quad (59.9)$$

Гаусс системасида эса

$$\mathcal{E}_s = - \frac{1}{c^2} L \frac{di}{dt}. \quad (59.10)$$

Юқоридаги (59.9) муносабат индуктивлик  $L$  ни контурдаги ток кучининг ўзгариш тезлиги билан унинг натижасида пайдо бўладиган ўзиндукция э. ю. к. ўртасидаги пропорционаллик коэффициенти сифатида аниқлаш имкониятини беради. Лекин бундай аниқлаш  $L = \text{const}$  бўлгандагина тўғридир. Ферромагнетиклар мавжуд бўлганда деформацияланмайдиган контур учун  $L$  ток  $i$  нинг функцияси ( $H$  орқали) бўлади, демак,  $\frac{dL}{dt}$  ни  $\frac{dL}{di} \frac{di}{dt}$  деб ёзиш мумкин. (59.8) формулага қўйсақ, қуйидагига эришамиз:

$$\mathcal{E}_s = - \left( L + i \frac{dL}{di} \frac{di}{dt} \right), \quad (59.11)$$

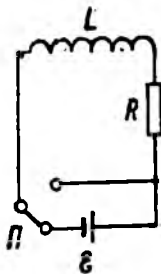
бундан ферромагнетиклар мавжуд бўлганда  $\frac{dL}{di}$  ва  $\mathcal{E}_s$  ўртасидаги пропорционаллик коэффициенти  $L$  бир хил эмаслиги кўринадди.

Агар  $L = \text{const}$  бўлса, (59.9) га мувофиқ индуктивлиги  $L = 1 \text{ гн}$  бўлган ўтказгичдаги ток кучининг  $1 \text{ а/сек}$  тезлик билан ўзгариши  $\mathcal{E}_s = 1 \text{ в}$  га тенг э. ю. к. ни вужудга келтиради.

## 60-§. Занжирни улаш ва узиш пайтидаги ток

Ленц қондасига биноан ўтказгичларда ўзиндукция натижасида пайдо бўлган қўшимча тоқлар занжирдаги асосий токнинг ўзгаришига қаршилик кўрсатиш томонга йўналган бўлади. Бу ҳол эса занжирни улаш пайтида токнинг ортиши ва занжирни узиш пайтида токнинг камайиши бирданига эмас, балки аста-секин содир бўлишига олиб келади.

Аввал занжирни узиш пайтида токнинг ўзгариш характери урганайлик. Ток  $i$  га боғлиқ бўлмаган индуктивлик  $L$  ва



113- расм.

қаршилиги  $R$  га тенг бўлган занжир э. ю. к.  $\mathcal{E}$  га тенг бўлган ток манбаига уланган бўлсин (113- расм). Шу э. ю. к. таъсирида занжир орқали ўзгармас ток ўтади:

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}}{R} \quad (60.1)$$

(ток манбаининг ички қаршилиги жуда кичик деб ҳисоблаймиз).

Вақтнинг  $t = 0$  онидан занжирни ток манбаидан узамиз ва уни  $\Pi$  переключатель ёрдамида қисқа туташтираемиз. Занжирдаги ток кучи камаю бошлаши билан ўзиндукция э. ю. к. пайдо бўлади. Демак, э. ю. к. манбаидан узилган занжирдаги ток кучи Ом қонунига биноан қуйидаги тенгламани қаноатлантиради:

$$iR = \mathcal{E}_s = -L \frac{di}{dt}.$$

Бу ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$\frac{di}{dt} + \frac{R}{L} i = 0. \quad (60.2)$$

(60. 2) тенглама биринчи тартибли бир жинсли дифференциал тенгламадир. Агар ўзгарувчиларни ажратсак, яъни қуйидаги кўринишда ёзсак,

$$\frac{di}{i} = - \frac{R}{L} dt,$$

осон интегралланади, бундан

$$\ln i = - \frac{R}{L} t + \ln \text{const}$$

(кейинги ўзгартишларни кўзда тутиб, интеграллаш доимийсини  $\ln \text{const}$  кўринишида ёздик).

Бу муносабатни потенциаллаб, қуйидагига эга бўламиз:

$$i = \text{const} e^{-\frac{R}{L}t} \quad (60.3)$$

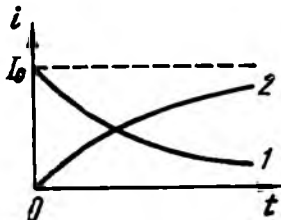
(60.3) ифода (60.2) тенгламанинг умумий ечими бўлади.  $\text{const}$  қийматини бошланғич шартлардан топамиз  $t=0$  да ток кучининг қиймати (60.1) га тенг эди. Демак,  $\text{const} = I_0$ . Буни (60.3) га қўйсак, қуйидагини оламиз:

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad (60.4)$$

Шундай қилиб, э. ю. к. манбаидан узилган занжирдаги токнинг кучи дарҳол нолга тенг бўлиб қолмай, экспоненциал

қонун (60.4) бўйича камаяди. 114-расмда  $i$  нинг камайиш графиги кўрсатилган ( $I$  эгри чизиқ). Камайиш тезлиги вақт ўлчамлигига эга бўлган

$$\tau = \frac{L}{R} \quad (60.5)$$



катталик билан аниқланади ва бу катталик занжирнинг вақт доимийси дейилади. Агар (60.5) даги белгилашдан фойдалансак, (60.4) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

114-расм.

$$i = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (60.6)$$

Бу формулага мувофиқ,  $\tau$  ток кучининг  $e$  марта камайиши учун зарур бўлган вақтни кўрсатади. (60.5) тенгликдан занжирнинг индуктивлиги  $L$  қанча катта ва қаршилиги  $R$  қанча кичик бўлса, вақт доимийси  $\tau$  шунчалик катта ва занжирдаги токнинг камайиши шунчалик секин содир бўлади.

Энди занжирни улаш пайтидаги ҳолни кўриб чиқайлик. Ток манбаига уланган вақтдан бошлаб, занжирда токнинг ўзгармас (60.1) қиймати ўрнатилгунча э. ю. к. дан ташқари ўзиндукция э. ю. к. ҳам бўлади. Ом қонунига мувофиқ қуйидагини ёзиш мумкин:

$$iR = \mathcal{E} + \mathcal{E}_s = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt}.$$

Бу муносабатни қуйидаги кўринишга олиб келамиз:

$$\frac{di}{dt} + \frac{R}{L} i = \frac{\mathcal{E}}{L}. \quad (60.7)$$

Биз чизиқли бир жинсли бўлмаган тенгламага эга бўлдик, бу тенглама (60.2) тенгламадан ўнг томонидаги ноль ўрнида ўзгармас катталик  $\frac{\mathcal{E}}{L}$  борлиги билан фарқ қилади. Дифференциал тенгламалар назариясидан маълумки, чизиқли бир жинсли бўлмаган тенглама умумий ечимга эга бўлиши учун унинг бирор хусусий ечимини мос бир жинсли тенгламанинг умумий ечимига қўшиш жерак. Бир жинсли тенгламанинг умумий ечими (60.3) кўринишга эга. (60.7) тенгламанинг хусусий ечими  $i = I_0 = \frac{\mathcal{E}}{R}$  кўринишга эга эканлигига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Демак, (60.7) нинг умумий ечимини қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$i = I_0 + \text{const} \cdot e^{-\frac{R}{L} t}$$

Бошланғич моментда ток кучи  $i$  нолга тенг. Бундан  $\text{const}$  учун  $\text{const} = -I_0$  га тенг қийматга эга бўламиз. Шундай қилиб,

$$i = I_0 \left( 1 - e^{-\frac{R}{L} t} \right). \quad (60.8)$$

Ушбу (60.8) функция занжирга э. ю. к. манбаини улагандан сўнг токнинг ортишини кўрсатади. Бу функциянинг графиги 114-расмда кўрсатилган (2-эгри чизиқ).

Биз индуктивлик  $L$  доимий деб ҳисобладик. Агар занжирда темир ўзақли ғалтак бўлса,  $\mathcal{E}_s$  ни (59.8) формула бўйича аниқлаймиз. Бунда  $i \frac{dL}{dt}$  қўшилувчи борлиги учун ўзиндукция э. ю. к жуда катта қийматларга эга бўлиши мумкин. Охирги ҳолда токнинг кучи  $I_0$  дан анча катта бўлиши мумкин.

### 61-§. Магнит майдон энергияси

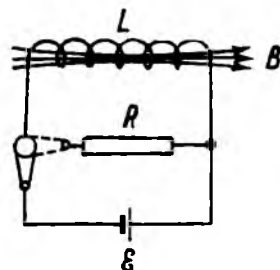
115-расмда кўрсатилган занжирни қараб чиқайлик. Аввал соленоид  $L$  ни батарея  $\mathcal{E}$  га улаймиз; занжирда  $i$  ток ҳосил бўлиб, соленоид ўрамлари билан тутинган магнит майдон юзга келади. Агар соленоидни батареядан узиб, унга  $R$  қаршилик орқали уласак, ҳосил бўлган занжирдан бир қанча вақт давомида камайиб борувчи ток ўтиб туради. Бу ток  $dt$  вақт ичида бажарган қуйидагига тенг:

$$dA = \mathcal{E}_s i dt = - \frac{d\Phi}{dt} i dt = - i d\Phi. \quad (61.1)$$

Агар соленоиднинг индуктивлиги  $l$  га боғлиқ бўлмаса ( $\alpha = \text{const}$ ), у ҳолда  $d\Phi = L di$  ва (61.1) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$dA = - Li di. \quad (61.2)$$

Бу ифодани  $i$  бўйича  $i$  нинг дастлабки қийматидан нолгача чегараларда интегралласак, занжирда магнит майдони йўқолаётган вақт давомида бажарилган ишни топамиз:



115-расм.

$$A = - \int_i^0 Li di = \frac{Li^2}{2}. \quad (61.3)$$

Бу (61.3) иш ўтказгичларнинг ички энергиясини орттиришга, яъни уларни қиздиришга сарфланади. Бу иш бажарилган вақтда соленоид атрофидаги фазода мавжуд бўлиб турган магнит майдон йўқолади. Электр занжирини ўраб турган жисмларда ҳеч қандай ўзгариш рўй бермагани учун, магнит май-

дон энергия ташувчи бўлиб, иш шу энергия ҳисобига бажарилади деган хулосага келамиз (61.3). Шундай қилиб, биз индуктивлиги  $L$  га тенг бўлган ва  $i$  ток ўтаётган утказгич қуйидаги энергияга эга:

$$W = \frac{Li^2}{2} \quad (61.4)$$

ва бу энергия ток вужудга келтирган магнит майдонида тўпланган деган хулосага келамиз [бу формулани зарядланган конденсатор энергияси учун ёзилган (29.1) ифода билан солиштиринг].

Гаусс системасида токли контур энергиясининг ифодаси қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$W = \frac{1}{c^2} \frac{Li^2}{2}. \quad (61.5)$$

(61.3) ифодани ток 0 дан  $i$  гача ортаётганда ўзиндукция э. ю. к. га қарши бажарилган ва (61.4) энергияга эга бўлган магнит майдонни пайдо қилишга сарфланган иш деб тушунтириш ҳам мумкин. Ҳақиқатан, ўзиндукция э. ю. к. га қарши бажарилган иш

$$A' = \int_0^i (-\mathcal{E}_s) i dt$$

га тенг. Биз (61.2) ифодага келтирган ўзгартишларга ўхшаш ўзгартиришларни бажариб қуйидагига эришамиз:

$$A' = \int_0^i Li di = \frac{Li^2}{2}, \quad (61.6)$$

бу ифода (61.3) ифодага мос келади. (61.6) иш э. ю. к. манбаи ҳисобига токнинг маълум қиймати ҳосил қилинганда бажарилади ва бутунлай контур билан боғланган магнит майдонни пайдо қилишга сарфланади. (61.6) ифодада э. ю. к. манбаи токнинг маълум қиймати ҳосил қилинганча ўтказгичларни қиздиришда сарф қиладиган иш ҳисобга олинмайди<sup>1)</sup>.

Магнит майдон энергияси (61.4) ни шу майдонни характерловчи катталиклар орқали ифодалаймиз. Чексиз узун (амалда жуда узун) соленоидда

$$L = \mu_0 n^2 v; \quad H = ni,$$

бундан

$$i = \frac{H}{n}.$$

---

1) Бу иш  $A' = \int_0^i Ri^2 dt$  га тенг.

$L$  ва  $i$  катталикларнинг бу қийматларини (61.4) га қўйиб, мос ўзгартиришларни бажарсак, қуйидагига эришамиз:

$$W = \frac{\mu_0 i^2 H^2}{2} V. \quad (61.7)$$

Чексиз узун соленоиднинг магнит майдони бир жинсли ва фақат соленоид ичида нолдан фарқ қилишини 42-§ да кўрсатиб ўтган эдик. Демак, (61.7) энергия соленоид атрофида йиғилган ва ҳажми бўйича доимий  $w$  зичлик билан тақсимланган, бу зичликни  $W$  ни  $V$  га тақсимлаб топишимиз мумкин. Шундай амални бажариб, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$w = \frac{\mu_0 i^2 H^2}{2}. \quad (61.8)$$

(44.15) формуладан фойдаланиб, магнит майдон энергияси зичлиги формуласини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$w = \frac{BH}{2\mu_0} = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (61.9)$$

Магнит майдони энергияси зичлиги учун биз келтириб чиқарган ифода электр майдон энергияси зичлиги учун (30.2) ифодага ўхшаш бўлиб, фақат электр катталиклари магнит катталиклар билан алмаштирилган.

Гаусс системасида магнит майдон энергияси зичлиги учун ёзилган формула қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$w = \frac{\mu H^2}{8\pi} = \frac{BH}{8\pi} = \frac{B^2}{8\pi}. \quad (61.10)$$

Агар магнит майдон бир жинсли бўлмаса, энергия зичлиги  $H$  ва  $\mu$  қаерда катта бўлса, шу ерда катта бўлади. Маълум  $V$  ҳажм ичидаги магнит майдон энергиясини топиш учун қуйидаги интегрални ҳисоблаш керак:

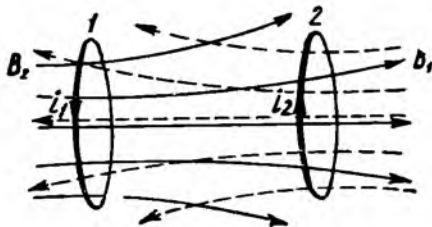
$$W = \int_V w dV = \int_V \frac{\mu_0 H^2}{2} dV. \quad (61.11)$$

## 62-§. Ўзаро индукция

Бир-бирларидан унчалик узоқ жойлашмаган 1 ва 2 контурни олайлик (116-расм). Агар биринчи контур орқали кучи  $i_1$  га тенг ток ўтаётган бўлса, бу ток туфайли иккинчи контур орқали  $i_2$  га пропорционал бўлган тўла оқим ўтади:

$$\Psi_2 = L_{21} i_1 \quad (62.1)$$

(бу оқимни пайдо қилаётган майдон расмда яхлит чизиқлар билан кўрсатилган).



116- расм

$i_1$  ўзгарганда иккинчи контурда қуйидаги э. ю. к. пайдо бўлади:

$$\mathcal{E}_{12} = -L_{21} \frac{di_1}{dt}. \quad (62.2)$$

Шунга ўхшаш иккинчи контурдан  $i_2$  ток ўтганда биринчи контур билан боғланган оқим пайдо бўлади:

$$\Psi_1 = L_{12}i_2 \quad (62.3)$$

(бу оқимни пайдо қилган майдон пунктир чизиқлар билан кўрсатилган).

$i_2$  ўзгарганда 1 контурда қуйидаги э. ю. к. индукцияланади:

$$\mathcal{E}_{21} = -L_{12} \frac{di_2}{dt}. \quad (62.4)$$

1 ва 2 контурлар боғланган контурлар дейилади, улардан биридаги ток кучини ўзгартирилганда иккинчи контурда э. ю. к. нинг пайдо бўлиш ҳодисаси эса ўзаро индукция деб айтилади.

Пропорционаллик коэффициентлари  $L_{12}$  ва  $L_{21}$  мос равишда контурларнинг ўзаро индуктивлиги (ёки ўзаро индукция коэффициентлари) дейилади. Кейинроқ бу коэффициентларнинг

$$L_{12} = L_{21} \quad (62.5)$$

эканлигини кўрсатамиз.

Ўзаро индуктивлик  $L_{12}$  контурларнинг шакли ўлчамлари ва ўзаро жойлашишига, шунингдек, контурларни ўраб турган муҳитнинг магнит киритувчанлигига боғлиқдир.  $L_{12}$  нинг бирлиги индуктивлик  $L$  бирликларида ўлчанади.

Иккала контур пайдо қилган магнит майдоннинг энергиясини ҳисоблайлик. Агар ток контурларнинг бири, масалан, биринчиси орқали ўтаётган бўлса, магнит майдон энергияси (61.4) га мувофиқ қуйидагига тенг:

$$W_1 = \frac{L_1 i_1^2}{2}, \quad (62.6)$$

энергия зичлиги эса

$$\omega_1 = \frac{\mu_0 H_1^2}{2}$$

га тенг бу ерда  $H_1$  — ток  $i_1$  пайдо қилган майдон кучланганлиги.

Шунга ўхшаш, агар ток фақат иккинчи контурдан ўтаётган бўлса, майдон энергияси

$$W_2 = \frac{L_2 i_2^2}{2} \quad (62.7)$$

га, унинг зичлиги эса

$$\omega_2 = \frac{\mu_0 \cdot H_2^2}{2}$$

га тенг бўлиб, бу ерда  $H_2$  — ток  $i_2$  пайдо қилган майдон кучланганлигидир.

Иккала контурдаги ток нолдан катта бўлган ҳолда исталган нуқтадаги кучланганлик суперпозиция принципига мувофиқ

$$H = H_1 + H_2$$

га тенг, натижада

$$H^2 = H_1^2 + H_2^2,$$

бундан

$$\omega = \omega_1 + \omega_2$$

эмаслиги ва контурларнинг умумий тўла энергияси  $W$  (62.6) ва (62.7) энергияларнинг йиғиндисига тенг эканлиги келиб чиқади.

$W$  энергияни ҳисоблаш учун иккала контурга уланган ток манбаларининг контурларда кучлари  $i_1$  ва  $i_2$  га тенг тоқларни ва мос жами майдонни ҳосил қилишга сарфлаган ишини ҳисоблаш керак. Дастлаб иккала контурдаги тоқларнинг кучи нолга тенг бўлсин. Биринчи контурдан тоқнинг кучи  $i_1$  га тенг бўлиши учун контурга уланган ток манбаи ўзиндукция э. ю. кучига  $\mathcal{E}_{s1}$  га қарши қатталиги (61.6) га мувофиқ қуйидагига тенг ишни бажариш керак:

$$A'_1 = \frac{L_1 i_1^2}{2},$$

бу ерда  $L_1$  — биринчи контурнинг индуктивлиги.

Энди ток кучи  $i_1$  ни ўзгартирмай иккинчи контурдаги тоқнинг кучини 0 дан  $i_2$  гача орттирамиз. Бунда иккинчи контурга уланган ток манбаининг бажарган иши

$$A'_2 = \frac{L_2 i_2^2}{2}$$

га тенг, бу ерда  $L_2$  — иккинчи контурнинг индуктивлиги.

Лекин шу билан масала ҳал бўлмайди. Ток  $i_{12}$  ни ўзгартирсак, биринчи контурда э. ю. к. индукцияланади (62.4). Бу э. ю. к. пайдо бўлганда контурдаги токнинг кучи ўзгармаслиги учун биринчи контурга уланган ток манбаи э. ю. к. га қарши қўйидаги ишни бажариш керак:

$$A'_{12} = \int (-\mathcal{E}_{11})i_1 dt.$$

Шу ифодага  $\mathcal{E}_{11}$  учун топилган (62.4) ифодани қўйсак ва кучи  $i_1$  ўзгармас эканлигини ҳисобга олсак,

$$A'_{12} = i_1 \int_0^{t_1} L_{12} \frac{di_2}{dt} dt = i_1 \int_0^{i_2} L_{12} di_2 = L_{12} i_1 i_2.$$

Шундай қилиб, иккала контурдаги ток манбалари бажараётган тўла иш тоқларининг кучи мос равишда  $i_1$  ва  $i_2$  га тенг бўлганда

$$A' = A_1 + A'_2 + A'_{12} = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + L_{12} i_1 i_2. \quad (62.8)$$

Худди шундай мулоҳазаларни аввал иккинчи контурдаги ток кучи  $i_2$  ўрнатилиб, кейин биринчи контурдаги ток кучи  $i_1$  ўрнатилган ҳол учун ҳам олиб борсак, қўйидагига эришамиз:

$$A' = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + L_{21} i_2 i_1 \quad (62.9)$$

(охирги ҳолда ток  $i_2$  нинг кучини ўзгармас қилиб тутиб туриш учун  $L_{21}$  га пропорционал бўлган индукция э. ю. кучи (62.2) га қарши иш бажариш керак).

Бажарилган иш тоқларни пайдо қилиш тартибига—аввал  $i_1$ , кейин  $i_2$  ёки аксинча—боғлиқ бўлмаганлиги учун (62.8) ва (62.9) ифодалар тенг бўлиши керак. Бундан (62.5) муносабат тўғри эканлиги келиб чиқади.

Биз ҳисоблаб чиққан иш магнит майдон энергияси  $W$  ни вужудга келтиришга сарфланади. Шунинг учун қўйидагини ёзиш мумкин:

$$W = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + L_{12} i_1 i_2. \quad (62.10)$$

Бу формуладаги биринчи қўшилувчи  $i_1$  токнинг энергиясини, иккинчи қўшилувчи  $i_2$  токнинг энергиясини,  $L_{12} i_1 i_2$  қўшилувчи эса  $i_1$  ва  $i_2$  тоқларнинг ўзаро энергияси дейилади.

$i_1$  ва  $i_2$  тоқлар нолдан белгиланган қийматгача бир вақтда ортиб боради деб ҳисоблаб,  $W$  энергияни топайлик. Бунда биринчи контурда  $\mathcal{E}_{s1} + \mathcal{E}_{11}$  га тенг э. ю. к. индукцияланади, бу ерда  $\mathcal{E}_{s1} = -L_1 \frac{di_1}{dt}$  ўз индукция э. ю. кучи,  $\mathcal{E}_{11}$ —(62.4) фор-

муладан аниқланадиган э. ю. к. Иккинчи контурда  $\mathcal{E}_{s_2} + \mathcal{E}_{i_2}$  таъсир қилади. Юқорида кўрсатилган э. ю. кучларга қарши бажарилган иш тоқлар энергиясини пайдо қилишга сарфланади. Шунинг учун қуйидагини ёзиш мумкин:

$$W = \int_0^i [-(\mathcal{E}_{s_1} + \mathcal{E}_{i_1})] i_1 dt + \int_0^i [-(\mathcal{E}_{s_2} + \mathcal{E}_{i_2})] i_2 dt = \\ = \int_0^i \left( L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} \right) i_1 dt + \int_0^i \left( L_2 \frac{di_2}{dt} + L_{21} \frac{di_1}{dt} \right) i_2 dt.$$

(62.5) тенгликдан фойдалансак, ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$W = \int_0^i L_1 i_1 \frac{di_1}{dt} dt + \int_0^i L_2 i_2 \frac{di_2}{dt} dt + \int_0^i L_{12} \left( i_1 \frac{di_2}{dt} + i_2 \frac{di_1}{dt} \right) dt.$$

Биринчи ва иккинчи интеграллар мос равишда  $\frac{L_1 i_1^2}{2}$  ва  $\frac{L_2 i_2^2}{2}$  га тенг. Учинчи интегрални қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\int_0^i L_{12} \frac{d(i_1 i_2)}{dt} dt = L_{12} i_1 i_2.$$

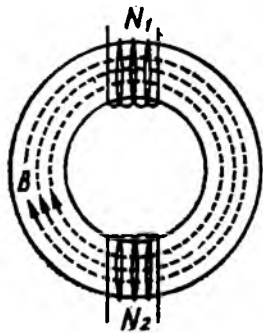
Шундай қилиб, биз яна (62.10) ифодага келдик.

Тоқлар энергиясининг формуласини симметрик кўринишда ёзиш мумкин:

$$W = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} + \frac{L_{12} i_1 i_2}{2} + \frac{L_{21} i_1 i_2}{2}.$$

Бир-бирлари билан боғланган  $N$  та контур учун қуйидаги ифода келиб чиқади:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^N L_{ik} i_i i_k, \quad (62.11)$$



117- расм.

бу ерда  $L_{ik} = L_{ki} - l$  ва  $k$ -контурларнинг ўзаро индуктивлиги,  $L_{ii} = L_i - l$ -контур индуктивлиги.

Ниҳоясида, умумий тороидал темир ўзакка ўралган иккита ғалтакнинг ўзаро индуктивлигини топамиз (117- расм). Магнит индукцияси чиқиқлари ўзак ичида жойлашгани учун [(45.5) формуладан кейинги текстга қаранг], исталган чулғамда уйғотган магнит майдоннинг

кучланганлиги ўзакнинг барча нуқталарида бир хил бўлади (магнит индукцияси чизиқларининг қалинлиги  $B$  га пропорционал бўлишини эслатиб ўтамиз). Агар биринчи чулғамда  $N_1$  та ўрам бўлиб, кучи  $i_1$  га тенг ток ўтаётган бўлса, циркуляция ҳақидаги теоремага [(44.6) га қаранг] мувофиқ

$$Hl = N_1 i_1, \quad (62.12)$$

бу ерда  $l$  — ўзакнинг узунлиги.

Ўзакнинг кўндаланг кесими орқали ўтаётган магнит индукция оқими  $\Phi = BS = \mu_0 \mu HS$  га тенг, бу ерда  $S$  — ўзакнинг кўндаланг кесим юзи. Бунга  $H$  нинг (62.12) даги қийматини олиб қўйсак ва ҳосил бўлган ифодани  $N_2$  га кўпайтирсак, иккинчи чулғам билан боғланган тўла оқимни топамиз:

$$\Psi_2 = \frac{S}{l} \mu_0 \mu N_1 N_2 i_1.$$

Бу ифодани (62.1) билан солиштириб, қуйндагини топамиз:

$$L_{21} = \frac{S}{l} \mu_0 \mu N_1 N_2. \quad (62.13)$$

Биринчи чулғам билан боғланган оқим  $\Psi_1$  ни ҳисоблаб, иккинчи чулғам бўйича  $i_2$  ток ўтмоқда деб фараз қилинса,  $L_{12}$  учун юқоридагига ўхшаш ифодани оламиз.

### 63-§. Ферромагнетикларни қайта магнитлашда бажарилган иш

Занжирдаги ток ўзгарганда ўзиндукция э. ю. кучига қарши қуйидаги иш бажарилади:

$$dA' = (-\mathcal{E}_s) i dt = \frac{d\Psi}{dt} i dt = i d\Psi. \quad (63.1)$$

Агар занжирнинг индуктивлиги  $L$  ўзгармаса (бу ҳол ферромагнетиклар бўлмаганда рўй бериши мумкин), бажарилган иш магнит майдон энергиясини пайдо қилишга тўла сарфланади:  $dA' = dW^1$ ). Ферромагнетиклар бўлган вақтда аҳвол бошқача эканлигини кўришимиз мумкин.

(63.1) ифодани магнит майдонни характерловчи катталиклар орқали ифодаalaymиз. Шу мақсадда жуда узун соленоидни кўрайлик. Бу ҳолда  $H = ni$ ,  $\Psi = n l B S$  га тенг бўлади. Демак, қуйидагини ёзиш мумкин:

$$i = \frac{H}{n}; \quad d\Psi = n l S dB.$$

<sup>1)</sup> Бу ҳолда (63.1)  $dA' = Li di$  каби ёзилади [(61.6) га қаранг].

Бу ифодаларни (63.1) га қўйиб, қуйидагига эришамиз:

$$dA' = H dB \cdot V, \quad (63.2)$$

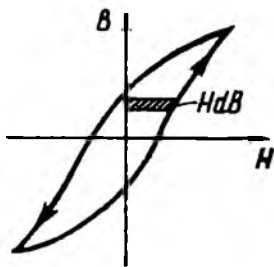
бу ерда  $V = lS$  — соленоид ҳажми, яъни майдон ҳажми.

(63.2) ифодани магнит майдон энергиясининг орттирмасига тенглаштириш мумкин ёки мумкин эмаслигини аниқлайлик. Энергия ҳолат функцияси эканлигини эслатиб ўтамиз. Шунинг учун энергия орттирмаларининг йигиндиси бир ҳолатдан иккинчи ҳолатга ўтиш йўлига боғлиқ эмас ва, хусусан, айланма процесс учун энергия орттирмаларининг йигиндиси нолга тенг:

$$\oint dW = 0$$

(бошқача айтганда  $dW$  тўла дифференциал бўлади).

Агар соленоид ферромагнетик билан тўлдирилса,  $B$  ва  $H$  ўртасидаги боғланиш 118-расмда кўрсатилгандек бўлади. Гистерезис сиртмоғини айланиб чиққанда (яъни қайта магнитлашни бир цикли давомида)



118- расм.

$$\oint H dB$$

интеграл сиртмоқ ўраб олган юза  $S_c$  га тенг бўлади. Шундай қилиб, (63.2) ифоданинг интеграли, яъни

$$\oint dA' \quad (63.3)$$

нолдан фарқлидир. Бундан ферромагнетиклар мавжуд бўлганда (63.2) ишни магнит майдон энергиясининг орттирмасига тенглаштириш мумкин эмас, деган хулсага келамиз.

Ферромагнетикнинг бирлик ҳажмига тўғри келадиган ишни ҳисоблаганда, (63.2) қуйидагига тенг бўлади:

$$\oint H dB = S_c. \quad (63.4)$$

Қайта магнитлаш циклининг охирида  $H$  ва  $B$ , демак, магнит энергия ҳам дастлабки қийматларга эга бўлади. Демак, (63.4) иш магнит майдон энергиясини ҳосил қилишга сарфланмайди. Тажриба кўрсатадики, бу иш ферромагнетикнинг ички энергиясини кўпайтиришга, яъни уни қиздиришга сарфланади.

Демак, қайта магнитлашнинг бир циклида ферромагнетик ҳажмининг ҳар бирлигига сон жиҳатдан гистерезис сиртмоғи юзасига тенг (63.4) иш сарфланади. Бу иш ферромагнетикни қиздиришга сарфланади.

Гаусс системасида ферромагнетикни қайта магнитлашда ҳажм бирлиги-га тўғри келган иш қуйидагича топилади:

$$\frac{1}{4\pi} \oint H dB = \frac{1}{4\pi} S_c, \quad (63.5)$$

яъни сон жиҳатдан гистерезис сиртмоғи юзининг  $4\pi$  га бўлинганига тенг.

Ферромагнетиклар бўлмаса,  $B$  катталиқ  $H$  нинг бир қий-матли функцияси бўлади ( $B = \mu\mu_0 H$ , бу ерда  $\mu = \text{const}$ ). Шу-нинг учун (63.2) тўлиқ дифференциал бўлади:

$$dA' = \mu_0\mu H dH \cdot V.$$

Агар 0 дан  $H$  гача чегарада интегралласак:

$$W = \int dA' = V\mu_0\mu \int_0^H H dH = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} V$$

га эга бўламиз, бу эса ҳажм бирлиги учун ҳисоблаганда (61.8) га тенг. Шундай қилиб, ферромагнетиклар бўлмаганда (63.2) иш магнит майдон энергиясини ҳосил қилишга сарф қи-линади, яъни

$$dw = HdB, \quad (63.6)$$

магнит майдон энергияси зичлигининг орттирмасидан иборат.

Гаусс системасида эса

$$dw = \frac{1}{4\pi} H dB. \quad (63.7)$$

## ЭЛЕКТР ВА МАГНИТ МАЙДОНЛАРИДА ЗАРЯДЛАНГАН ЗАРРАЛАРНИНГ ҲАРАКАТИ

### 64-§. Бир жинсли магнит майдонида зарядланган зарранинг ҳаракати

Фараз қилайлик,  $e'$  заряд бир жинсли магнит майдонида  $\mathbf{B}$  га перпендикуляр бўлган  $\mathbf{v}$  тезлик билан кириб келаётган бўлсин. Заряд Лоренц кучи таъсирида катталиги жиҳатидан ўзгармас бўлган

$$\omega_n = \frac{f}{m} = \frac{e'}{m} vB \quad (64.1)$$

нормал тезланишга эга бўлади ( $\mathbf{v}$  ва  $\mathbf{B}$  орасидаги бурчак тўғри бурчакдир).

Агар тезлик фақат йўналиш жиҳатидан ўзгарадиган бўлса, у ҳолда бу ҳаракат катталиги жиҳатидан ўзгармас нормал тезланиш билан бўладиган айлана бўйлаб текис ҳаракатдан иборат бўлади. Бу айлананинг радиуси  $\omega_n = v^2/R$  шартдан топилади (1 т. 20-§ га қаранг). Бунга (64.1) дан  $\omega_n$  нинг қиймати-ни қўйиб ва ҳосил бўлган тенгламани  $R$  га нисбатан ечиб,

$$R = \frac{m}{e'} \frac{v}{B} \quad (64.2)$$

ни оламиз.

Шундай қилиб,  $\mathbf{v}$  вектор  $\mathbf{B}$  га перпендикуляр бўлган ҳолда, зарядланган зарра айлана бўйлаб ҳаракат қилади. Бу айлананинг радиуси зарранинг тезлигига, майдоннинг магнит индукциясига ва зарра  $e'$  зарядини унинг  $m$  массасига бўлган нисбатига боғлиқ бўлади.  $e'/m$  нисбатан солиштирма заряд деб аталади.

Зарранинг бир марта айланиши учун кетган  $T$  вақтни топайлик. Бунинг учун  $2\pi R$  айлана узунлигини зарранинг  $v$  тезлигига бўламиз. Натижада қуйидагини оламиз:

$$T = 2\pi \frac{m}{e'} \frac{1}{B}. \quad (64.3)$$

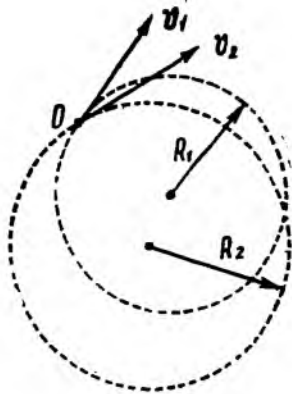
Зарранинг айлана бўйлаб айланиш даври унинг тезлигига боғлиқ бўлмай, фақат зарранинг солиштирма заряди ва майдоннинг магнит индукцияси орқали аниқланар экан. 119-расмда бир жинсли магнит майдонидаги бир хил солиштирма за-

рядли, бироқ турли  $v_1$  ва  $v_2$  тезликли иккита зарранинг ҳаракат траекторияси кўрсатилган. Агар зарралар  $O$  нуқтадан бир вақтда чиққан бўлса, у ҳолда бир хил вақтда тўлиқ айланишни бажариб, улар қайтадан  $O$  нуқтада учрашади.

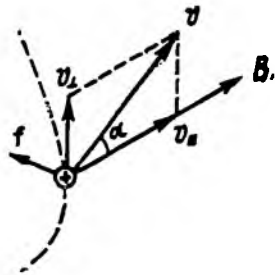
Зарядланган зарра тезлиги билан бир жинсли магнит майдони йўналиши  $\pi/2$  дан фарқли бўлган  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган ҳолдаги ҳаракатнинг характерини аниқлайлик.  $v$  векторни  $B$  га перпендикуляр бўлган  $v_{\perp}$  ва  $B$  га параллел бўлган  $v_{\parallel}$  ташкил этувчиларга ажратамиз (120-расм). Бунда

$$v_{\perp} = v \sin \alpha, \quad v_{\parallel} = v \cos \alpha$$

эканлигини осонгина кўриш мумкин.



119- расм.

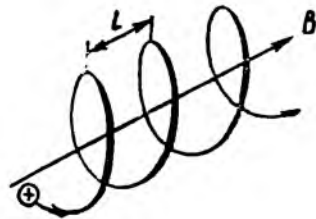


120- расм.

Лоренц кучи

$$f = e'v B \sin \alpha = e' v_{\perp} B$$

га тенг бўлиб,  $B$  га перпендикуляр текисликда ётади. Бу куч таъсирида ҳосил қилинган тезланиш  $v_{\perp}$  учун нормал ҳисобланади. Лоренц кучининг  $B$  йўналишидаги ташкил этувчиси болга тенг, шунинг учун бу куч  $v_{\parallel}$  нинг катталигига таъсир эта олмайди. Шундай қилиб, зарранинг ҳаракатини иккита: 1)  $B$  нинг йўналиши бўйича  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$  ўзгармас тезлик билан силжини ва 2)  $B$  векторга перпендикуляр текисликдаги текис айланма ҳаракат йиғиндисидан ташкил топган деб тасаввур қилиш мумкин. Айланиш содир бўлаётган айлана радиусини (64.2) формула ёрдамида аниқлаш мумкин, фақат бунинг учун  $v$  ўрнига  $v_{\perp} = v \sin \alpha$  қўйилиши керак. Зарранинг ҳаракат траекторияси ўқи  $B$  нинг йўналиши билан (121-расм) мос тушадиган спирални тасвирлайди. Спираль қадами



121- расм.

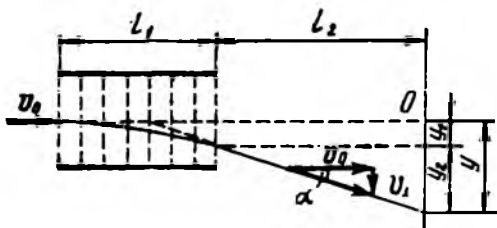
$l$  ни  $v_{\parallel}$  ни (64.3) формуладан топиладиган айланиш даври  $T$  га кўпайтириш орқали топилади:

$$l = v_{\parallel} T = 2\pi \frac{m}{e'} \frac{1}{B} v \cos \alpha. \quad (64.4)$$

Спиралнинг буралиш йўналиши зарранинг заряд ишорасига боғлиқдир. Агар заряд мусбат бўлса, спираль соат стрелкаси йўналишига қарши буралади. Манфий ишорали зарра ҳаракатланадиган спираль соат стрелкаси бўйлаб буралади (бунда биз спиралга  $B$  нинг йўналиши бўйлаб қараган бўламиз; агар  $\alpha < \pi/2$  бўлса, зарра биз томондан, агар  $\alpha > \pi/2$  бўлса, бизга томон ҳаракатланаётган бўлади).

### 65-§. Ҳаракатланаётган зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонларида оғиши

Даста йўналишига перпендикуляр ўрнатилган экраннинг  $O$  нуқтасига тушувчи бир хил зарядланган зарралар (масалан, электронлар) нинг ингичка дастасини қараб чиқайлик (122-рasm). Йўлнинг  $L_1$  узунлигида дастага перпендикуляр йўналган бир жинсли электр майдони таъсирида даста изининг силжи-



122-рasm.

шини аниқлаймиз. Зарранинг дастлабки тезлиги  $v_0$  га тенг бўлсин. Ҳар бир зарра майдон соҳасига кириб, катталиқ жиҳатидан ўзгармас ва йўналиши жиҳатидан  $v_0$  га перпендикуляр бўлган  $w_{\perp} = \frac{e'}{m} E$  тезланиш билан ҳаракатланади ( $e'/m$ —зарранинг солиштирма заряди). Майдон таъсири остидаги ҳаракат  $t = L_1/v_0$  вақт давом этади. Бу вақтда зарра

$$y_1 = \frac{1}{2} w_{\perp} t^2 = \frac{1}{2} \frac{e'}{m} E \frac{L_1^2}{v_0^2} \quad (65.1)$$

масофага силжийди ва  $v_0$  га перпендикуляр бўлган

$$v_{\perp} = w_{\perp} t = \frac{e'}{m} E \frac{L_1}{v_0}$$

тезлик ташкил этувчисига эришади.

Кейинчалик зарралар  $v_0$  вектор билан  $\alpha$  бурчак ҳосил қилган.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_1}{v_0} = \frac{e'}{m} E \frac{l_1}{v_0^2} \quad (65.2)$$

шарт билан аниқланувчи тўғри чизиқ йўналишида ҳаракатланади. Натижада даста (65.1) силжишга қўшимча

$$y_2 = l_2 \operatorname{tg} \alpha = \frac{e'}{m} E \frac{l_1 l_2}{v_0^2}$$

силжишга эга бўлади, бунда  $l_2$ — майдон чегарасидан экрангача бўлган масофа.

Шундай қилиб,  $O$  нуқтага нисбатан даста изининг силжиши

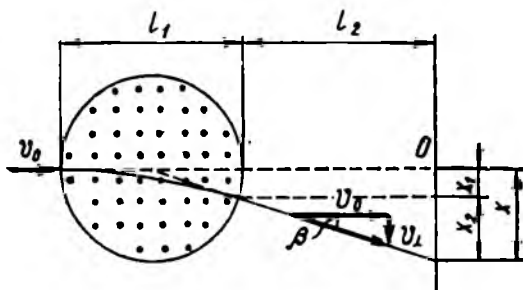
$$y = y_1 + y_2 = \frac{e'}{m} E \frac{l_1}{v_0^2} \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \quad (65.3)$$

га тенг.

Охирги ифодани (65.2) ни ҳисобга олган ҳолда

$$y = \operatorname{tg} \alpha \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right)$$

кўринишда ёзиш мумкин, бундан зарралар майдондан чиқиб, майдон ҳосил қилган конденсатор марказидан (65.2) формула билан аниқланувчи  $\alpha$  бурчак остида учиб чиққани сингари ҳаракатланади деган хулоса келиб чиқади.



123- расм.

Энди зарраларнинг берилган  $l_1$  йўли давомида уларнинг  $v_0$  тезлигига перпендикуляр ҳолда бир жинсли магнит майдони қўйилади деб фараз қилайлик (123-расм, майдон расм текислигига перпендикуляр йўналган, майдон соҳаси пунктир айланма чизиқ билан кўрсатилган). Ҳар бир зарра майдон таъсирида катталиги жиҳатидан ўзгармас бўлган  $\omega_1 = \frac{e'}{m} v_0 B$  тезланиш олади. Майдон таъсирида дастанинг оғиши унча катта бўлмаганлик шarti билан чегараланиб  $\omega_1$  тезланиш йўналиши бўйича ўзгармас ва  $v_0$  га перпендикуляр деб ҳисоб-

лаш мумкин. У ҳолда силжишни ҳисоблаш учун ҳосил қилинган формулани, ундаги тезланиш  $\omega_1 = \frac{e'}{m} E$  ни  $\omega_1 = \frac{e'}{m} v_0 B$  билан алмаштириб фойдаланиш мумкин. Натижада, эндиликда биз  $x$  билан белгилайдиган силжиш учун

$$x = \frac{e'}{m} B \frac{l_1}{v_0} \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \quad (65.4)$$

ни ҳосил қиламиз.

Дастанинг магнит майдони таъсирида оғган бурчаги

$$\text{tg } \beta = \frac{e'}{m} B \frac{l_1}{v_0} \quad (65.5)$$

ифода билан аниқланади.

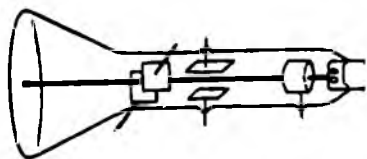
(65.5) ни ҳисобга олган ҳолда (65.4) формулани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$x = \text{tg } \beta \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right).$$

Демак, зарралар магнит майдондан чиқиб, камроқ оғганда улар худди майдон марказидан қиймати (65.5) ифода билан аниқланадиган  $\beta$  бурчак остида учиб чиққандек ҳаракатланади.

Электр майдони таъсирида (65.3) оғиш каби магнит майдони таъсирида (65.4) оғиш ҳам зарранинг солиштирма зарядига ва мавжуд майдон кучланганлигига (ёки индукциясига) пропорционал эканлигини қайд қиламиз. Ҳар иккала оғиш, шунингдек  $v_0$  га ҳам боғлиқдир. Бир хил  $e' m$  ва  $v_0$  га эга бўлган зарралар ҳар бир майдонда

бир хил оғади ва натижада, экраннинг айна бир нуқтасига тушади.



124- расм.

Электрон-нур трубкасида электронлар дастасининг электр ёки магнит майдони таъсири остида оғиш ҳодисасидан фойдаланилади. Электронларнинг электр майдони таъсирида оғишига асосланган электрон-нур трубкасининг ичига (124-расм) тез электронларнинг ингичка дастаси (электрон-нур) ни ҳосил қилувчи электрон прожектордан ташқари ўзаро перпендикуляр икки жуфт пластинка ҳам жойлаштирилади. Исталган жуфт пластинкаларга кучланиш бериб, электрон нурининг бу пластинкаларга перпендикуляр йўналишда берилган кучланишга пропорционал равишда силжишини юзага келтириш мумкин.

Трубка экрани флуоресценцияланувчи модда билан қопланади. Шунинг учун экраннинг электрон нури тушадиган жойида ёрқин нурланувчи доғ ҳосил бўлади.

Электрон-нур трубкани тез ўтувчи процессларнинг суратини олиш ва кузатиш имконини берувчи асбоблар—осциллографларда қўлланилади. Бунда оғдирувчи пластинкаларнинг бир

жуфтига вақт ўтиши билан чизиқли ўзгариб турувчи кучланиш, бошқа жуфтига текширилувчи кучланиш берилади. Электрон дастасининг инерционлиги жуда кичик бўлгани сабабли унинг оғиши оғдирувчи пластинкаларга берилган кучланиш ўзгаришидан сўрада қолмайди, бунда нур осциллограф экранда текширилувчи кучланишнинг вақтга боғлиқлик графигини чизади. Кўпгина ноэлектрик катталиклар мавжуд қурилмалар (датчиклар) ёрдамида электр кучланишларига (ёки токка) айлантирилиши мумкин. Шунга кўра осциллографлар ёрдамида табиати жиҳатидан турли-туман процесслар текширилади.

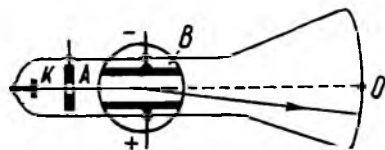
Электрон-нур трубкаси телевизион қурилмаларнинг ажралмас қисмидир. Телевидениеда кўпроқ электрон нурлари магнит билан бошқарилувчи трубкалар ишлатилади. Бундай трубкаларда оғдирувчи пластинкалар ўрнида сиртдан жойлаштирилган иккита ҳар бири нурга нисбатан перпендикуляр магнит майдони ҳосил қилувчи ўзаро перпендикуляр бўлган ғалтаклар системаси мавжуд бўлади. Ғалтаклардаги токни ўзгартириш билан экранда нур орқали ҳосил қилинган ёруғлик доғининг силжиши юзага келтирилади.

### 66-§. Электроннинг зарядини ва массасини аниқлаш

Электроннинг солиштирма зарядини, яъни  $e/m$  нисбатни ўлчашни биринчи марта 125-расмда ифодаланган разряд трубкаси ёрдамида 1897 йилда Томсон амалга оширган эди. А аноднинг тешигидан чиқётган электрон дастаси (катод нурлар: 89-§ га қаранг) яъси конденсатор пластинкалари орасидан ўтади ва флуоресценцияланувчи экранга тушади ва экранда нурланувчи доғ ҳосил қилади. Конденсатор пластинкаларига кучланиш бериб, ҳосил бўлган бир жинсли электр майдони билан дастага таъсир этиш мумкин. Электронлар йўлининг айна ўша қисмида электр майдонига перпендикуляр бўлган бир жинсли магнит майдони яратиш мумкин бўлсин учун, трубкани электромагнит қутблари орасига жойлаштирилади (бу майдон соҳаси 125-расмда пунктир чизиқ билан ўралган). Майдон бўлмаганда даста экраннинг  $O$  нуқтасига тушади. Ҳар бири алоҳида майдон дастанинг вертикал йўналишда силжишини вужудга келтиради. Силжишнинг катталиги олдинги параграфда топилган (65.3) ва (65.4) ифодалар билан аниқланади.

Магнит майдони ҳосил қилиб ва унинг натижасида юзага келган даста изининг

$$x = \frac{e}{m} B \frac{l_1}{v_0} \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right) \quad (66.1)$$



125-расм.

силжишини ўлчаб, Томсон шунингдек, электр майдони ҳам ҳосил қилди ва унинг катталигини ҳамда йўналишини шундай танладики, даста яна қайтадан  $O$  нуқтага тушади. Бу ҳолда электр ва магнит майдонлари электронлар дастасига бир вақтда катталик жиҳатидан бир хил, бироқ йўналиш жиҳатидан қарама-қарши бўлган кучлар билан таъсир этади, яъни

$$eE = ev_0B \quad (66.2)$$

шарт бажарилади.

Томсон (66.1) ва (66.2) тенгламаларни биргаликда ечиб,  $e/m$  ва  $v_0$  ни ҳисоблаб топди<sup>1)</sup>.

Буш электронларнинг солиштирама зарядини аниқлаш учун магнит фокусировка методини қўллади. Бу методнинг моҳияти қуйидагичадир. Фараз қилайлик, бир жиисли магнит майдонига маълум бир нуқтадан майдон йўналишига нисбатан симметрик ҳолда озгина бўлса-да ёйилиб борувчи, миқдор жиҳатидан бир хил  $v$  тезликка эга бўлган электронлар дастаси кириб келсин. Электронларнинг ҳаракат йўналиши  $B$  нинг йўналиши билан ўнча катта бўлмаган  $\alpha$  бурчак ҳосил қилсин. 64-§ да тушунтириб ўтилганидек, бу ҳолда электронлар бир хил

$$T = 2\pi \frac{m}{e} \frac{1}{B}$$

вақт мобайнида [(64.3) формулага қаранг] тўла айланиш ҳосил қилиб ҳамда майдон йўналиши бўйлаб

$$l = v \cos \alpha T \quad (66.3)$$

га тенг  $l$  масофага силжиб, спираль траектория бўйлаб ҳаракатланади.

$\alpha$  бурчакнинг қиймати кичик бўлганлиги туфайли турли электронлар учун (66.3) масофа амалда бир хил ва  $vT$  (кичик бурчаклар учун  $\cos \alpha \approx 1$ ) га тенг бўлади. Демак, ёйилиб борувчи даста электронлар чиққан нуқтадан

$$l = vT = 2\pi \frac{m}{e} \frac{v}{B} \quad (66.4)$$

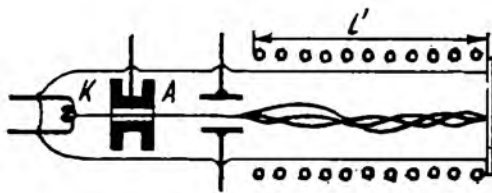
масофада тўпланади.

Буш тажрибасида тоблантирилган  $K$  катоддан ажралган электронлар (126-расм) катод ва  $A$  анод орасига қўйилган  $U$  потенциаллар фарқини ўта бориб тезлашади. Натижада улар қиймати

$$eU = \frac{mv^2}{2} \quad (66.5)$$

шартдан топилиши мумкин бўлган  $v$  тезликка эга бўлади.

<sup>1)</sup> Худди шунингдек, дастанинг оғишини электр майдони билан ўлчаб ва кейин электр майдони таъсирини магнит майдони билан компенсациялаш мумкин эканлигини ҳал этиш мумкин эди.



126- расм.

Сўнгра электронлар аноддаги тешикдан учиб чиқиб, соленоид ўртасига ўрнатилган, ҳавоиси сўриб олинган трубка ўқи бўйлаб йўналган ингичка даста ҳосил қилади. Соленоидга киришда ўзгарувчан кучланиш бериб турадиган конденсатор жойлаштирилади. Конденсатор ҳосил қилган майдон электронлар дастасини асбоб ўқидан вақт давомида ўзгариб турувчи унча катта бўлмаган  $\alpha$  бурчакка оғдиради. Натижада дастанинг „уюрмаланиши“ содир бўлади, электронлар турли спираль траекториялар бўйлаб ҳаракат қила бошлайди. Соленоиднинг чиқиш қисмига флуоресценцияланувчи экран қўйилади.  $B$  магнит индукцияси шундай танлансаки, конденсатордан экранга ча бўлган  $l'$  масофа

$$l' = nl \quad (66.6)$$

шартни қаноатлантирса (бунда  $l$ —спираль қадами,  $n$ —бутун сон), у ҳолда электронлар траекториясининг кесишиш нуқтаси экранга тўғри келади—электрон даста бу нуқтада фокусланган бўлади ва у экранда тиниқ нурланувчи доғни ҳосил қилади. Агар (66.6) шарт бажарилмаса, экрандаги нурланувчи доғ чаплаган бўлади. (66.4), (66.5) ва (66.6) тенгламаларни биргаликда ечиб,  $e, m$  ва  $v$  ларни топиш мумкин.

Турли методлар билан олинган натижалар асосида топилган электрон солиштирма зарядининг энг аниқ қиймати қуйидагига тенг:

$$\frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ к/кг} = 5,27 \cdot 10^{17} \text{ СГСЭ/г.} \quad (66.7)$$

(66.7) катталиқ электрон зарядининг унинг тинчликдаги массаси  $m_0$  га нисбатини ифодалайди. Нисбийлик назариясидан келиб чиқадики, ҳар қандай жисмнинг массаси унинг тезлигига қуйидаги қонун бўйича боғлиқдир:

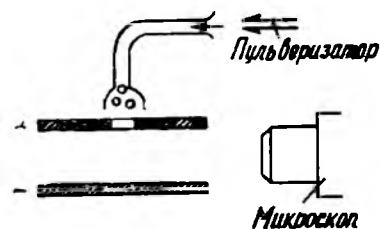
$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (66.8)$$

Бу формулада  $m$ — $v$  тезлик билан ҳаракатланувчи жисмнинг массаси,  $c$ —ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги,  $m_0$ —жисм

нинг тин ҳолатдаги массаси бўлиб, тинчликдаги масса деб аталади.

Томсон тажрибаларида электронларнинг тезлиги тахминан  $0,1$  с ни ташкил қилади, бу  $t$  нинг  $m_0$  дан  $0,5\%$  фарқланишини юзага келтиради. Кейинги тажрибаларда электронларнинг тезлиги жуда катта қийматларга эга бўлди. Барча ҳолларда  $v$  нинг қиймати ортиши билан (66.8) формулага мувофиқ  $e/m$  нинг ўлчанаётган қийматларининг камайиб бориши қайд қилинган.

Электрон заряди 1909 йилда Милликен томонидан катта аниқлик билан топилган эди. Берк соҳада горизонтал жойлашган



127- расм.

конденсатор пластинкалари орасига (127- расм) Милликен ёғнинг жуда майда томчиларини киритди. Пуркалиш вақтида томчилар электрланган ва конденсатордаги кучланиш ишорасини ва катталигини танлаб, уларни қўзғалмас қилиб тутиб туриш мумкин бўлган. Қуйидаги шарт бажарилганда мувозанат юзага келади:

$$P' = e'E; \quad (66.9)$$

бу ерда  $P'$  — оғирлик кучи ва Архимед кучининг натижаловчиси бўлиб,  $4/3 \pi r^3 (\rho - \rho_0) g$  га тенг, бунда  $\rho$  — томчи зичлиги,  $r$  — унинг радиуси,  $\rho_0$  — ҳавонинг зичлиги.

$r$  ва  $E$  ларни билган ҳолда  $e'$  ни топиш мумкин. Радиусни аниқлаш учун майдон бўлмаган ҳолта томчининг текис тушиш тезлиги ўлчанади. Механикадан маълумки [1 т. (60.2) формулага қаранг], бу тезлик

$$v_0 = \frac{2(\rho - \rho_0) g r^2}{9\eta} \quad (66.10)$$

га тенг.  $v_0$  ни ўлчаб ва  $\rho$ ,  $\rho_0$ , ҳавонинг қовушоқлиги  $\eta$  ни билган ҳолда (66.10) формула буйича  $r$  ни ҳисоблаб топиш мумкин. Томчининг ҳаракати микроскоп орқали кузатилади.  $v_0$  ни ўлчаш учун томчининг микроскопнинг кўриш майдонида кўринадиган иккита ипи орасидаги масофани ўтиш вақти аниқланади.

Томчини аниқ мувозанатга келтириш жуда қийин. Шунга кўра (66.9) шарғни қаноатлаштирувчи майдон ўрнига шундай майдон ҳосил қилинадики, томчи унинг таъсири остида юқорига унча катта бўлмаган тезлик билан ҳаракат қила бошлайди. Юзага келган барқарор  $v_E$  кўтарилиш тезлигини  $P'$  куч ва  $6 \pi \gamma r v_E$  ишқаланиш кучларининг йиғиндиси  $e'E$  кучни мувозанатлаш шартидан аниқланади:

$$P' + 6\pi\gamma r v_E = e'E.$$

$P'$  ни  $\rho$ ,  $\rho_0$  ва  $r$  орқали ифодаб ҳамда  $r$  нинг (66.10) даги қийматини қўйиб, тенгламани  $e'$  га нисбатан ечсак,

$$e' = 9\pi \sqrt{\frac{2\tau^3}{(\rho - \rho_0)g}} \sqrt{v_0} \frac{v_0 + v_E}{E}$$

ни ҳосил қиламиз<sup>1)</sup>.

Демак, маълум  $E$  электр майдонида томчининг  $v_0$  эркин тушиш тезлигини ва унинг  $v_E$  кўтарилиш тезлигини ўлчаб, томчининг  $e'$  зарядини топиш мумкин.

Милликен  $v_E$  тезликни ўлчаб, пластинкалар орасидаги масофани рентген нури билан нурлантириб, ҳавонинг ионлашишини юзага келтирди. Айрим ионлар томчига ёпишиб олиб, унинг зарядини ўзгартирди, натижада  $v_E$  тезлик ўзгарган.

Милликен ўлчашлари шуни кўрсатадики, томчи зарядининг ўзгариши  $\Delta e'$  ва заряднинг ўзи  $e'$  ҳар гал  $e$  га каррали бўлар экан. Шунингдек электр зарядининг дискретлиги, яъни ҳар қандай заряд бир хил катталиқдаги элементар зарядлардан ташкил топганлигини экспериментал исботлади. Милликен ўлчашларини ва бошқа усуллар билан олинган маълумотларни ҳисобга олган ҳолда элементар заряд қиймати қуйидагига тенг:

$$e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ к} = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ.} \quad (66.11)$$

Электрон заряди ҳам шундай қийматга эга. (66.7) ва (66.11) дан электроннинг тинчликдаги массаси учун қуйидаги қийматни оламиз:

$$m_0 = 0,91 \cdot 10^{-30} \text{ кг} = 0,91 \cdot 10^{-27} \text{ з.} \quad (66.12)$$

Шундай қилиб, электрон массаси энг енгил атомлардан ҳисобланган водород атоми (1 т., 92- § га қаранг) массасидан тахминан 1840 марта кичик экан.

## 67- §. Мусбат ионларнинг солиштирма зарядини аниқлаш. Масс-спектрографлар

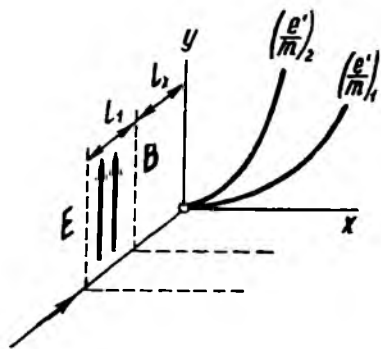
Олдинги параграфда баён этилган  $e'$   $m$  ни аниқлаш методлари дастадаги барча зарралар бирдай тезликка эга бўлган ҳолдагина яроқли бўлади. Электронлар дастасини ташкил қилган ҳамма электронлар улар учиб чиқадиган катод билан анод орасига қўйилган бир хил потенциаллар фарқи таъсирида тезланилади; шунинг учун дастадаги электронлар тезликларининг камайиши жуда ҳам кичикдир. Агар шундай бўлмаганда эди, электрон дастаси экранда жуда хира (чаплашган) доғни берар эди ва уни ўлчаш мумкин бўлмай қолар эди.

<sup>1)</sup> Милликен бу формулага томчининг ўлчашлари ҳавода молекуланинг эркин югуриш узунлиги билан солиштирилиши мумкинлигини ҳисобга олганда тузатма киритди.

Газ молекулаларининг ионлашуви ҳисобига, масалан, газ разрядида мусбат ионлар ҳосил бўлади (84-§ га қаранг). Ионлар турли жойларда ҳосил бўлганлиги туфайли улар ҳар хил потенциаллар фарқидан ўтади, натижада уларнинг тезликлари ҳам ҳар хил бўлади.

Шундай қилиб, электронларнинг солиштирма зарядини аниқлаш учун қўлланган методларни ионларга тадбиқ этиш мумкин эмас. 1907 йилда Томсон томонидан юқорида қайд қилиб ўтилган қийинчиликни четлаб ўтиш имкониятини берувчи „парабола методи“ ишлаб чиқилди.

Томсон тажрибасида мусбат ионларнинг ингичка дастаси, бир вақтда бир-бирига параллел бўлган электр ва магнит майдонлари таъсир этадиган соҳа орқали ўтказилади (128-расм). Ҳар икки майдон бир жинсли бўлиб, дастанинг бошланғич йўналиши билан тўғри бурчак ташкил қилади.



128- расм.

Улар ионларнинг оғишини юзага келтиради: магнит майдон— $x$  ўқи йўналишида, электр майдони эса  $y$  ўқи бўйича, (65.4) ва (65.3) формулаларга биноан бу оғишлар қуйидагига тенг бўлган:

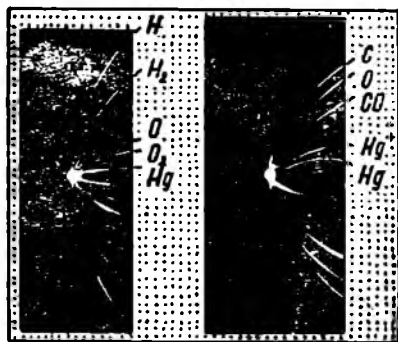
$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{e'}{m} B \frac{l_1}{v} \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right), \\ y &= \frac{e'}{m} E \frac{l_1}{v^2} \left( \frac{1}{2} l_1 + l_2 \right). \end{aligned} \right\} \quad (67.1)$$

бунда  $v$  — солиштирма заряди  $e'/m$  бўлган ионнинг тезлиги,  $l_1$  — майдоннинг дастага таъсир этувчи соҳасининг узунлиги,  $l_2$  — соҳа чегарасидан етиб келган ионларни қайд қилувчи фотопластинкагача бўлган масофа.

(67.1) тезлиги  $v$  ва берилган  $e'/m$  қийматга эга бўлган ионнинг пластинкага тушадиган нуқтасининг координаталарини ифодалайди. Бир хил солиштирма зарядли, бироқ турли тезликли ионлар пластинканинг турли нуқталарига тушади. (67.1) формуладан  $v$  ни йўқотиб, узунлиги бўйлаб  $e'/m$  бирдай бўлган ионларнинг изи жойлашадиган эгри чизиқ тенгламасини оламиз. (67.1) тенгламалардан биринчисини квадратга кўтариб ва уни иккинчи тенгламага бўлиб юбориб, маълум ўзгаришлардан сўнг қуйидагини оламиз:

$$y = \left[ \frac{E}{l_1 B^2 (0,5 l_1 + l_2)} \right] \frac{m}{e'} x^2. \quad (67.2)$$

Шундай қилиб, бир хил  $e'/m$  ва турли  $v$  га эга бўлган ионлар пластинкада парабола кўринишида из қолдирар экан. Турли  $e'/m$  га эга бўлган ионлар турли парабола бўйлаб жойлашади. Асбобнинг параметрларини ( $E$ ,  $B$ ,  $l_1$  ва  $l_2$  ларни) билган ҳолда ва у ҳамда  $x$  силжишларни ўлчаб, (67.2) формула бўйича ҳар бир параболага мос келувчи ионларнинг солиштирма зарядини топиш мумкин экан. Майдонлардан бирининг йўналиши ўзгартирилганда, унга мос келувчи координата ўз ишорасини тескарисига ўзгартиради, бунда аввалгисига симметрик бўлган парабола ҳосил бўлаверади. Симметрик параболаларга мос келувчи нуқталар орасидаги масофани тенг иккига бўлиб,  $x$  ва  $y$  ларни топиш мумкин. Пластинкада даста томонидан майдон бўлмагандаги қолдирилган из (нуқта) координата бошини беради. 129-расмда Томсон томонидан ҳосил қилинган биринчи параболалар кўрсатилган.

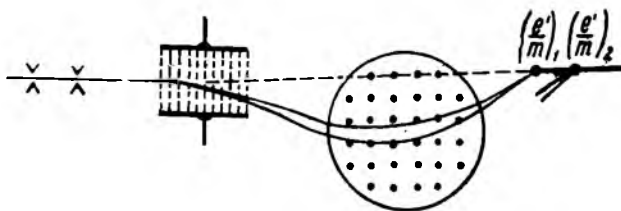


129-расм.

Томсон томонидан ҳосил қилинган биринчи параболалар кўрсатилган.

Томсон химиявий тоза ҳисобланган неон билан тажриба ўтказиб, бу газ 20 ва 22 атом оғирликларига мос келувчи иккита парабола беришини қайд қилди. Бу натижани тушунтиришга бўлган уринишлар, химиявий жиҳатдан фарқ этиб бўлмайдиган неон атомининг турли кўринишидир, деган тахминга олиб келди (ҳозирги замон терминологияси бўйича — неоннинг иккита изотопи). Бу тахминнинг исботи ионларнинг солиштирма зарядини аниқлаш методини такомиллаштирган Астон томонидан берилган эди.

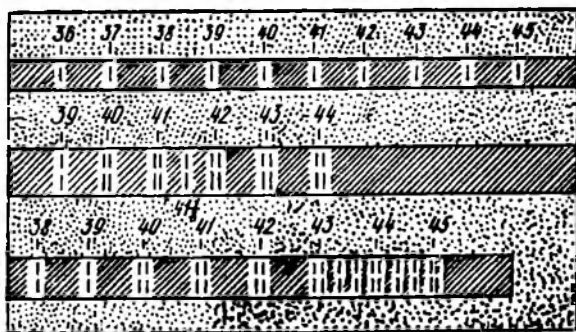
Масс-спектрограф деб номланган Астон асбоби қуйидагича тuzилган эди (130-расм). Тирқишлар системаси томонидан ажратиб олинган ионлар дастаси, электр ва магнит майдонларининг қарама-қарши йўналишда оғишларини юзага кел-



130-расм.

тирадиган йўналишда шу майдонлар орқали кетма-кет ўтказилади.  $e', m$  га эга бўлган ионларнинг тезликлари қанчалик кичик бўлса, электр майдонидан ўтганларида шунчалик кучли оғади. Шунинг учун ҳам ионлар электр майдонидан сочилувчи даста кўринишида чиқади. Магнит майдонида ҳам ионларнинг тезликлари қанчалик кичик бўлса, уларнинг траекторияси шунчалик кучли эгирланади. Натижада магнит майдонидан чиққандан сўнг бир нуқтага йиғилувчи ионлар дастаси ҳосил бўлади.

Солиштирма зарядлари бошқача бўлган ионлар бошқа нуқталарда йиғилади (130-расмда ионларнинг траекторияси  $e', m$  нинг фақат бир қиймати учун кўрсатилган). Тегишли ҳисоблашлар,  $e', m$  турлича бўлган ионлардан ташкил топган дасталар қўшиладиган нуқталар тахминан бир тўғри чизиқда ётишини кўрсатади. Бу тўғри чизиқ бўйлаб фотопластинкани жойлаштириб, Астон унда ҳар бири  $e', m$  нинг маълум қийматларига мос келувчи қатор штрихларни ҳосил қилди. Пластинкада ҳосил қилинган тасвирнинг оптик чизиқли спектр тасвирига ўхшашлиги Астоннинг буни масс-спектрограмма деб аташига, ўзи ихтиро қилган асбобни эса масс-спектрограф деб аташига сабаб бўлди. 131-расмда Астон томонидан ҳосил

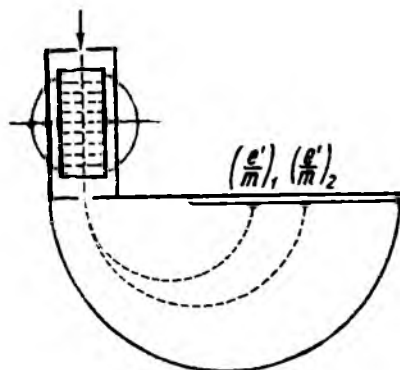


131- расм.

қилинган масс-спектрограмма келтирилган (штрихлар қарши-сида ионларнинг масса сони кўрсатилган).

Бейнбридж бундай асбобнинг бошқача типини яратди. Бейнбридж масс-спектрографда (132-расм) ионлар дастаси аввал дастадан маълум қийматга эга бўлган тезликли ионларни ажратувчи тезликлар селектори (ёки фильтри) деб аталувчи система орқали ўтади. Ионлар селекторда бир вақтда таъсир қилувчи ўзаро перпендикуляр электр ва магнит майдонларининг таъсирига учрайди. Бу майдонларнинг ҳар бири ионларни қарама-қарши томонга оғдиради. Селекторнинг чиқиш тирқишидан фақат шундай ионлар ўта оладик, уларга таъсир қилув-

чи электр ва магнит майдонлари бир-бирини компенсациялайди. Бу ҳол  $e'E = e'vB$  бўлган шароитда бажарилади. Демак, селектордан чиққан ионларнинг тезлиги, уларнинг массаси ва заряди қандай бўлишидан қатъи назар,  $v = E/B$  га тенг бўлган бир хил қийматга эга.



132- расм.

Ионлар селектордан чиққанда тезликларига перпендикуляр бўлган  $B'$  индукцияли бир жинсли магнит майдони соҳасига киради. Бу ҳолда ионлар радиуси (64.2) га асосан  $e'/m$  га боғлиқ бўлган айлана бўйлаб ҳаракатланади, яъни

$$R = \frac{m v}{e' B'}$$

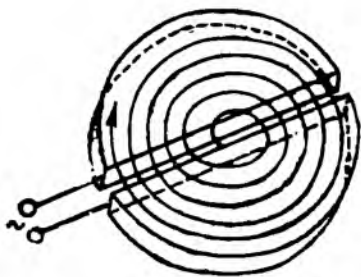
Ионлар ярим айланани ўгиб, фотопластинканинг тирқишдан  $2R$  масофадаги нуқтасига тушади. Демак, ҳар бир сортли ионлар ( $e' m$  нинг қиймати билан аниқланадиган) пластинкада ингичка полоса кўрнишидаги из қолдиради. Асбобнинг параметрларини билган ҳолда ионларнинг солиштирма зарядини ҳисоблаб чиқиш мумкин. Ионларнинг заряди  $e$  элементар зарядга бутун қаррали бўлганлиги туфайли,  $e'/m$  нинг маълум қийматлари бўйича ионларнинг массасини аниқлаш мумкин.

Ҳозирги вақтда такомиллаштирилган масс-спектрографларнинг кўпгина типлари мавжуд. Шунингдек ионларни фотопластинкалар билан эмас, балки электр қурилмалар ёрдамида қайд қилувчи асбоблар яратилди. Улар масс-спектрометрлар номини олди.

## 68- §. Циклотрон

Зарядланган зарранинг айланиш даврини бир жинсли магнит майдонида унинг тезлигига боғлиқ эмаслиги [(64.3) формулага қаранг] циклотрон деб аталувчи зарядланган зарралар тезлатгичига асос қилиб олинган. Бу асбоб дуантлар деб

аталувчи иккита унча баланд бўлмаган ярим думалоқ шаклда ясалган қутича кўринишидаги электроддан ташкил топган (133-расм). Дуантлар катта электромагнит қутблари орасида жойлашган ҳавоси сўриб олиндиган корпус ичига ўрнатилади. Электромагнит ҳосил қилган майдон бир жинсли ва дуантлар текислигига перпендикулярдир. Дуантларга генератор қутбларидан юқори частотали ўзгарувчан кучланиш берилади.



133-расм.

Кучланиш максимум қийматга эришган вақтда дуантлар орасига мусбат зарядланган зарра киритилади. Зарра электр майдони томонидан қамраб олинади ва манфий электрод ичига киритилади. Дуантлар орасидаги фазо эквипотенциал бўлиб ҳисобланади, демак, зарра у ерда фақат магнит майдони таъсирида

бўлади. 64-§ да аниқланилганидек, бу ҳолда радиуси зарранинг тезлигига пропорционал бўлган [(64.2) формулага қаранг] зарядланган зарранинг айлана бўйлаб ҳаракати содир бўлади. Дуантлар орасидаги кучланишнинг ўзгариш частотасини шундай танлаймизки, зарра айлананинг ярмисини ўтиб, дуантлар орасидаги бўшлиққа келган вақтда улар орасидаги потенциаллар фарқи ишорасини ўзгартириб, амплитуда қийматига эришган бўлишлиги керак. У вақтда зарра янгидан тезлатилган бўлади ва биринчи дуантда ҳаракатланганига қараганда икки марта катта энергия билан иккинчи дуантга учиб киради. Катта тезликка эга бўлган зарра иккинчи дуантда катта радиусли ( $R \sim v$ ) айлана бўйлаб ҳаракатланади, бироқ унинг ярим айланани ўтувчи вақти аслича қолаверади (у  $v$  га боғлиқ бўлмайди). Шунга кўра зарра дуантлар орасига кирган вақтда улар орасидаги кучланиш ўз ишорасини яна ўзгартиради ва катталиги жиҳатидан максимал қийматга эришади.

Шундай қилиб, агар кучланишнинг ўзгариш частотасини зарранинг (64.3) формула билан аниқланувчи айланиш даврига тенглаштирилса, у ҳолда зарра ҳар гал дуантлар орасидан ўтганда  $e'U$  га тенг бўлган қўшимча энергия порциясини олиб, спиралга яқин эгрилиб бўйлаб ҳаракатланади ( $e'$  — зарранинг заряди,  $U$  — генератор ишлаб чиқарган кучланиш).

Унча катта бўлмаган ( $\sim 10^5$  в) ўзгарувчан кучланиш манбаига эга бўлиб, циклотрон ёрдамида протонларни 25 Мэв тартибдаги энергиягача тезлатиш мумкин. Нисбатан катта энергиялардан протонлар массасининг тезликка боғлиқлиги намоён бўлади — айланиш даври орта боради. [(64.3) га асосан у  $m$  га пропорционалдир] ва зарранинг ҳаракати билан тезлатувчи майдоннинг ўзгариши орасидаги синхронлик бузилади.

Синхронликнинг бузилишидан қутулиш ва юқори энергияли зарраларни олиш учун дуантларни таъминловчи кучланиш частотасини ёки магнит майдони индукцияси ўзгарувчан қилинади. Ҳар бир порция заррани тезлатиш жараёнида шу тезлатишга мос келувчи тезлатувчи кучланиш частотаси камаювчи бўлган асбоб фазатрон (ёки синхроциклотрон) деб аталади. Частотаси ўзгармайдиган магнит майдони индукцияси эса  $m/V$  нисбатни ўзгармас сақлаган ҳолда ўзгарадиган асбоб синхротрон деб аталади (бу типдаги тезлатгичлар асосан электронларни тезлатиш учун қўлланилади).

Синхрофазатрон<sup>1)</sup> деб аталадиган тезлатгичда ҳам тезлатувчи кучланиш частотаси, ҳам магнит майдони ўзгаради. Синхрофазатронда тезлатилувчи зарралар спираль бўйича эмас, балки ўзгармас радиусли айланавий траектория бўйлаб ҳаракатланади. Зарранинг тезлиги ва массаси орта борган сари магнит майдони индукцияси шундай ортиб борадики, (64.2) формула билан аниқланадиган радиус ҳар вақт ўзгармас қолади. Бунда айланиш даврининг ўзгариши бир томондан зарра массасининг ортиши ҳисобига бўлса, иккинчи томондан,  $V$  нинг ортиши натижасида бўлади. Тезлатувчи кучланиш зарранинг ҳаракати билан синхрон бўлсин учун, ушбу кучланиш частотаси тегишли қонун бўйича ўзгарадиган қилинади. Синхрофазатронда дуантлар йўқ, зарраларни тезлатиш ўзгарувчан частотали кучланиш генератори томонидан ҳосил қилинган электр майдон ёрдамида траекториянинг айрим қисмларида содир бўлади.

Ҳозирги вақтдаги (1969 й.) элементар зарраларни тезлатувчи энг қувватли тезлатгич—протон синхротрони—1967 йилда СССР да Юқори энергиялар физикаси институтида (Москва яқинидаги Серпухов шаҳри) ишга туширилди. У протонларни  $76 \cdot 10^9$  эВ (76·10<sup>9</sup> эВ) энергиягача тезлатади. Бундай энергияга эга бўлган протонларнинг тезлиги ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлигидан 0,01% дан ҳам кам ( $v=0,99992 c$ ) фарқ қилади.

---

<sup>1)</sup> Синхрофазатронни шунингдек, протон синхротрони деб ҳам юритилади.

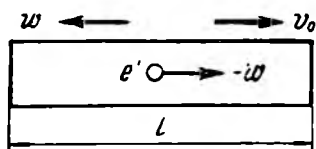
## МЕТАЛЛАРДА ВА ЯРИМ ҲТКАЗГИЧЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

## 69- §. Металлардаги ток ташувчиларнинг табиати

Металларда ток ташувчиларнинг табиатини аниқлаш учун қатор тажрибалар қилинган. Энг аввал 1901 йилда амалга оширилган Рикке тажрибасини қайд қилиш мумкин. Рикке учлари жуда тоза йўнилган иккита мис ва битта алюминий цилиндрни олади. Цилиндрлар дастлаб тортилган, сўнгра бир-галикда мис—алюминий—мис кетма-кетлигида қўйилган. Ана шундай таркибий ўтказгич орқали бир хил йўналишда бир йил давомида ўзлуксиз равишда ток ўтказиб турилди. Бутун йил давомида цилиндрлар орқали  $3,5 \cdot 10^6$  к га тенг заряд оқиб ўтган.

Яна қайта тўғришлар шуни кўрсатдики, токнинг ўтиши цилиндрларнинг оғирлигига ҳеч қандай таъсир этмас экан. Шунингдек, бир-бирига тегиб турувчи учлар микроскоп остида қараб текширилганда ҳам бир металлнинг бошқасига кириб қолганлиги қайд қилинган эмас. Рикке тажрибасининг натижалари металларда заряд ташиш атомлар билан эмас, балки барча металл таркибига кирувчи қандайдир зарралар воситасида амалга ошишидан дарак беради. Бундай зарралар 1897 йилда Томсон томонидан кашф қилинган электронлар бўлиши мумкин эди.

Металларда ток ташувчилар айнан электронлар эканлигини кўрсатиш учун ташувчиларнинг солиштирма заряди катталигини ҳамда ишорасини аниқлаш керак эди. Шу нуқтан назардан қилинган тажрибалар қуйидаги мулоҳазаларга асосланган эди. Агар металларда осон силжий оладиган зарядланган зарралар мавжуд бўлса, у ҳолда металл ўтказгич тормозланган вақтда бу зарралар маълум вақт давомида инерцияси бўйича ҳаракатини давом эттириш керак, натижада ўтказгичда ток импульси пайдо бўлади ва бунда маълум миқдор заряд кўчирилади. Ўтказгич дастлаб  $v_0$  тезлик билан ҳаракатланаётган бўлсин (134-расм). Уни  $w$  тез-



134- расм.

ланиш билан тормозлай бошлаймиз. Заряд ташувчилар инерцияси бўйича ҳаракатини давом эттириб, ўтказгичга нисбатан— $w$  тезланишга эга бўлади. Қўзғалмас ўтказгичда кучланганлиги  $E = -\frac{mw}{e'}$  бўлган электр майдони ҳосил қилиб, яъни

ўтказгич учларига  $U = lE = -\frac{mwl}{e'}$  ( $l$ —ўтказгич узунлиги,  $m$ —масса,  $e'$  эса заряд ташувчи) потенциаллар фарқини бериш орқали ҳам заряд ташувчиларга худди шундай тезланиш бериш мумкин. Бу ҳолда ўтказгич бўйлаб кучи  $i = \frac{U}{R}$  бўлган ток ўтади, бунда  $R$ —ўтказгич қаршилиги. Демак,  $dt$  вақтда ўтказгичнинг ҳар бир кўндаланг кесимидан

$$dq = i dt = -\frac{mwl}{e'R} dt = -\frac{ml}{e'R} \cdot v$$

заряд ўтади.

Бутун тормозланиш вақтида

$$q = \int_0^t dq = -\int_{v_0}^0 \frac{ml}{e'R} dv = \frac{ml}{e'R} v_0 \quad (69.1)$$

заряд ўтади.

Бунда  $q$ ,  $l$ ,  $v_0$  ва  $R$  катталиклар ўлчанишга мансубдир. Шундай қилиб, ўтказгични тормозлаб ва бу ҳолда занжирдан ўтадиган зарядни ўлчаб, заряд ташувчиларнинг солиштирма зарядини аниқлаш мумкин. Ток импульсининг йўналиши заряд ташувчининг ишорасини белгилайди.

Тезланувчан ҳаракатдаги ўтказгич билан бўладиган биринчи тажриба 1913 йилда Мандельштам ва Папалекси томонидан қилиб кўрилган эди. Улар сим ўралган ғалтакни унинг ўқи атрофида тез бурама тебранишга келтирдилар. Ток импульси ўтиши ҳисобига ҳосил бўлган товушни эшитиш учун ғалтакнинг учига телефон уланади.

Толмен ва Стюарт томонидан 1916 йилда шундай тажрибанинг миқдорий натижаси олинган эди. Узунлиги 500 м ўтказгич ўралган ғалтакни ўрамларнинг чизиқли тезлиги 300 м/сек ни ташкил этадиган қилиб айланма ҳаракатга келтирилади. Сўнгра ғалтакни кескин тормозлантирилади ва баллистик гальванометр ёрдамида тормозланиш вақтида занжирдан оқиб ўтган заряд ўлчанади. (69.1) формула бўйича ҳисобланган заряд ташувчилар солиштирма зарядининг қиймати электронлар учун  $e m$  га жуда ҳам яқин эканлигини кўрсатди. Шундай қилиб, металлларда ток ташувчилар электронлар эканлиги экспериментал равишда тасдиқланди.

Металлларда жуда кичик потенциаллар фарқи билан ҳам токни юзага келтириш мумкин. Бу ҳол, ток ташувчилар—электронлар металллар бўйлаб деярли эркин силжий олади деб

айтишга асос бўлади. Толмен ва Стюарт тажрибаларининг натижалари ҳам шу хулосага олиб келади.

Эркин электронлар мавжудлигини шу билан тушунтириш мумкинки, кристалл панжаралар ҳосил бўлганида энг бўш боғланган (валентли) электронлар металл атомларидан ажралиб, металл бўлагининг „коллектив ташкил этувчиси“ бўлиб қолади. Агар ҳар бир атомдан биттадан электрон ажралиб қолса, эркин электронларнинг концентрацияси (яъни ҳажм бирлигидаги уларнинг  $n$  сони) ҳажм бирлигидаги атомлар сонига тенг бўлади.  $n$  нинг қийматини ҳисоблайлик. Ҳажм бирлигидаги атомлар сони  $\frac{\delta}{\mu} N_A$  га тенг, бунда  $\delta$ —металлнинг зичлиги,  $\mu$  — килограмм-атом массаси,  $N_A$  — Авогадро сони. Металлар учун  $\frac{\delta}{\mu}$  нинг қиймати  $20 \text{ кмоль/м}^3$  дан (калий учун)  $200 \text{ кмоль/м}^3$  гача (бериллий учун) оралиқда бўлади. Демак, эркин электронлар концентрацияси учун (ёки уларни ўтказувчан электронлар деб ҳам аташади)

$$n = 10^{23} \div 10^{25} \text{ м}^{-3} (10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}) \quad (69.2)$$

тартибдаги қийматлар тўғри келади.

## 70-§. Металларнинг элементар классик назарияси

Эркин электронлар ҳақидаги тасаввурдан фойдаланган ҳолда Друде, кейинчалик Лоренц бу назарияни мукамаллаштириб, металлларнинг классик назариясини ишлаб чиққан. Друде металллардаги ўтказувчи электронлар табиати идеал газ молекулаларига ўхшаган бўлади, деб фараз қилган. Тўқнашиш орасидаги вақтларда улар деярли эркин ҳаракатланиб, ўртача  $\lambda$  йўлни босиб ўтади. Югуриш йўллари молекулаларнинг ўзаро тўқнашиши билан белгиланувчи газ молекулаларидан фарқли равишда, электронлар узаро эмас, балки кўпроқ металлларнинг кристалл панжараларини ташкил этувчи ионлар билан тўқнашади. Бу тўқнашишлар электрон газ билан кристалл панжара орасида иссиқлик мувозанати ўрнатилишига олиб келади. Электрон газга газлар кинетик назариясининг натижасини татиқ этилиши мумкинлигини ҳисобга олиб, электронларнинг иссиқлик ҳаракати ўртача тезлигининг қийматини

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (70.1)$$

формула бўйича ҳисоблаб чиқиш мумкин [1 т. (106. 12) формулага қаранг]. Хона температураси учун ( $\sim 300^\circ \text{ K}$ ) бу формула бўйича ҳисоблаш қуйидаги қийматга олиб келади:

$$v = \sqrt{\frac{8 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{3,14 \cdot 0,91 \cdot 10^{-30}}} \approx 10^5 \text{ м/сек.}$$

(70.1) тезлик билан борувчи хаотик иссиқлик ҳаракатга майдон таъсир қилганда электронларнинг бирор  $\bar{u}$  ўртача тезликдаги тартибли ҳаракатлари юзага келади. Бу тезлик қийматини  $j$  ток зичлиги билан ҳамм бирлигидаги  $n$  заряд ташувчилар, уларнинг заряди ва ўртача тезлик  $\bar{u}$  билан боғловчи формулага асосан осон баҳолаш мумкин:

$$j = ne\bar{u}. \quad (70.2)$$

Мис ўтказгичлар учун ток зичлигининг техник нормалари бўйича чегаравий қиймати  $10 \text{ а/мм}^2 = 10^7 \text{ а/м}^2$  ни ташкил этади.  $n$  учун  $10^{23} \text{ см}^{-3} = 10^{29} \text{ м}^{-3}$  қийматни олиб,

$$\bar{u} = \frac{j}{en} \approx \frac{10^7}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{29}} \approx 10^{-3} \text{ м/сек}$$

ни ҳосил қиламиз.

Шундай қилиб, ҳатто жуда катта ток зичликларида зарядлар тартибли ҳаракатининг ўртача тезлиги ( $\bar{u}$ ) иссиқлик ҳаракатининг ( $\bar{v}$ ) ўртача тезлигидан  $10^8$  марта камдир. Шунга кўра натижавий тезлик  $|\mathbf{v} + \mathbf{u}|$  модулини ҳисоблашда уни иссиқлик ҳаракат тезлигининг модули  $|\mathbf{v}|$  билан алмаштириш мумкин.

Электронларнинг майдон томонидан юзага келтирилган кинетик энергия ўртача қийматининг ўзгаришини топамиз. Натижавий тезликнинг ўртача квадратик қиймати

$$\overline{(\mathbf{v} + \mathbf{u})^2} = \overline{v^2 + 2\mathbf{v}\mathbf{u} + u^2} = \overline{v^2} + 2\overline{\mathbf{v}\mathbf{u}} + \overline{u^2}$$

га тенг<sup>1)</sup>. Бироқ  $\mathbf{v}$  нинг ўртача қиймати нолга тенг (31-§ га қаранг). Шунинг учун

$$\overline{(\mathbf{v} + \mathbf{u})^2} = \overline{v^2} + \overline{u^2}$$

Демак, тартибли ҳаракат электронларнинг кинетик энергияси  $\varepsilon_k$  ни ўртача

$$\overline{\Delta\varepsilon_k} = \frac{m\overline{u^2}}{2} \quad (70.3)$$

га орттиради.

**Ом қонуни.** Друденинг ҳисобича, электроннинг кристалл панжара иони билан навбатдаги тўқнашувиданоқ электроннинг тартибли ҳаракат тезлиги нолга тенг бўлади. Фараз қилайлик, майдон кучланганлиги ўзгармас бўлсин. У ҳолда майдон таъсири остида электрон  $eE/m$  га тенг бўлган ўзгармас тезланишга эга бўлиб, югуришнинг охирида тартибли ҳаракат тезлиги ўртача

$$\bar{u}_{\max} = \frac{eE}{m} \tau \quad (70.4)$$

<sup>1)</sup> Агар иккита тасодифий  $a$  ва  $b$  қийматлар бир-бирига боғлиқ бўлмаса ( $\mathbf{v}$  ва  $\mathbf{u}$  тезликлар учун ўринли бўлган), у ҳолда уларнинг кўпайтмасининг ўртача қиймати ўртача қийматлар кўпайтмасига тенгдир:  $\overline{ab} = \bar{a} \cdot \bar{b}$ .

қийматга эга бўлади, бунда  $\tau$ —электроннинг панжара ионлари билан ўзаро иккита кетма-кет урилишдаги ўртача вақт.

Друде электронларнинг тезликлар бўйича тақсимотини ҳисобга олмасдан, барча электронлар бир хил қийматли  $v$  тезлик билан ҳаракат қилади деб олди. Бу тахминда

$$\tau = \frac{\lambda}{v}$$

бўлиб, бунда  $\lambda$ —эркин югуриш узунлигининг ўртача қиймати,  $v$ —электронларнинг иссиқлик ҳаракати тезлиги (биз  $|v + u|$ ) нинг амалда  $|v|$  га тенг эканлигидан фойдаландик).

$\tau$  нинг бу қийматини (70.4) формулага қўямиз:

$$\bar{u}_{\max} = \frac{eE\lambda}{mv}. \quad (70.5)$$

Югуриш вақтида  $u$  тезлик чизиқли ўзгаради. Шунинг учун, унинг ўртача қиймати (югуриши учун) максимал қийматининг ярмига тенг:

$$u = \frac{1}{2} \bar{u}_{\max} = \frac{eE\lambda}{2mv}.$$

Бу ифодани (70.2) формулага қўйиб,

$$j = \frac{ne^2\lambda}{2mv} E$$

ни ҳосил қиламиз.

Ток зичлиги майдон кучланганлигига пропорционал экан, демак, биз Ом қонунини ҳосил қилдик. (33.4) га мувофиқ  $j$  ва  $E$  орасидаги пропорционаллик коэффициенти ўтказувчанликни ифодалайди:

$$\sigma = \frac{ne^2\lambda}{2mv}. \quad (70.6)$$

Агар электронлар панжара ионлари билан тўқнашганда эди, эркин югуриш йўли ва демак, ўтказувчанлик чексиз катта бўлар эди. Шундай қилиб, металлнинг электр қаршиликлари эркин электронларнинг металлнинг кристалл панжара тугунларида жойлашган ионлари билан тўқнашишлари натижада юзага келади.

**Жоуль—Ленц қонуни.** Эркин югуришининг охирида электрон қўшимча кинетик энергияга эришади. Бу энергиянинг ўртача қиймати (70.3) ва (70.5) формулаларга мувофиқ

$$\bar{\Delta\varepsilon}_k = \frac{m\bar{u}_{\max}^2}{2} = \frac{e^2\lambda^2}{2mv^2} E^2 \quad (70.7)$$

га тенг бўлади.

Электрон ион билан тўқнашгач, фаразизмизга кўра, югуриш вақтида олган тезлигини тўла йўқотади, яъни (70.7) энергияни кристалл панжарага беради. Бу энергия иссиқлик сифатида

намоён бўлиб, металлнинг ички энергиясини орттиради. Ҳар бир электрон бир секунд давомида ўртача  $1|\tau = v|\lambda$  тўқнашишга дуч келиб, ҳар гал панжарага (70.7) га тенг энергия беради. Демак, ҳажм бирлигидан бирлик вақтда

$$\omega = n \frac{1}{\tau} \Delta \bar{\epsilon}_k = \frac{ne^2 \lambda}{2 m v} E^2$$

иссиқлик ажралиши керак, бунда  $n$ —бирлик ҳажмдаги ўтказувчан электронлар сони.

$\omega$  катталиқ токнинг солиштирма қувватининг ўзгинасидир (34-§ га қаранг).  $E^2$  олдидаги кўпайтувчи (70.6) даги  $\sigma$  нинг қиймати билан мос тушади. Шундай қилиб, биз Жоуль—Ленц қонуни ифодаси (34.5) га эга бўлдик.

**Видеман—Франц қонуни.** Металлларнинг юқори электр ўтказувчанликлари билан бирга, юқори иссиқлик ўтказувчанликка эга эканлиги тажрибадан маълум. 1853 йилда Видеман ва Франц иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини  $\alpha$  ни электр ўтказувчанлик коэффициентини  $\sigma$  га нисбати барча металллар учун тахминан бир хил бўлиб, абсолют температурага пропорционал ўзгаришини кўрсатувчи эмпирик қонунларини аниқлади. Масалан, хона температурасида бу нисбат алюминий учун  $5,8 \cdot 10^{-6}$ , мис учун  $6,4 \cdot 10^{-6}$  ва қўрғошин учун  $7,0 \cdot 10^{-6}$   $\frac{\text{жс}}{\text{сек град}}$  га тенг.

Металл бўлмаган кристаллар ҳам иссиқлик ўтказиш қобилиятига эгадир. Бироқ металлларнинг иссиқлик ўтказувчанлиги диэлектрикларнинг иссиқлик ўтказувчанлигидан катта фарқ қилади. Бундан, металлларда иссиқлик ўтказувчанлик асосан кристалл панжаралар ҳисобига эмас, балки электронлар ҳисобига бўлади деб хулоса қилиш мумкин. Электронларни бир атомли газ сифатида қараб, иссиқлик ўтказувчанлик коэффициентини учун газлар кинетик назарияси ифодасидан фойдаланиш мумкин [1 том, (13.6) формулага қаранг]:

$$\alpha = \frac{1}{3} n m \bar{v} c_v,$$

(бу ерда  $n$  орқали газ зичлиги белгиланган,  $\bar{v}$  ўрнига  $v$  олинган).

Бир атомли газнинг солиштирма иссиқлик сифими  $c_v = \frac{3}{2} \frac{R}{\mu} = \frac{3}{2} \frac{k}{m}$  га тенг. Бу қийматни  $\alpha$  учун ёзилган ифодага қўйиб,

$$\alpha = \frac{1}{2} n k v \lambda$$

ни ҳосил қиламиз.

$\alpha$  ни  $\sigma$  учун ёзилган (70.6) ифодага бўламиз.

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \frac{k m v^2}{e^2}.$$

$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT$  алмаштиришдан фойдаланиб, Видеман—Франц қонунини ифодаловчи

$$\frac{x}{\sigma} = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T$$

муносабатга келамиз.

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  ж/град ва  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  к ларни ўрнига қўйиб,

$$\frac{x}{\sigma} = 2,23 \cdot 10^{-8} T$$

ни ҳосил қиламиз.

$T = 300^\circ$  К да  $x/\sigma$  нисбат учун экспериментал маълумотлар билан жуда ҳам мос келадиган  $6,7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{жс} \cdot \text{О.М}}{\text{сек} \cdot \text{град}}$  қиймат ҳосил қилинади (Al, Cu ва Pb учун юқорида келтирилган қийматларга қаранг). Бироқ кейинчалик аниқланишича, шунчалик яхши мослашув тасодифий экан, чунки Лоренц электронларнинг тезликлар бўйича тақсимотини ҳисобга олган ҳолда бирмунча аниқроқ ҳисоблаб чиқиб,  $x/\sigma$  нисбат учун тажриба натижалари билан унчалик яхши мос келмайдиган  $2 \left( \frac{k}{e} \right)^2 T$  қийматни ҳосил қилди<sup>1)</sup>.

Шундай қилиб, классик назария Ом ва Жоуль—Ленц қонунларини тушунтира олди, шунингдек, Видеман—Франц қонунини анча сифатли тушунтириб берди. Шу билан бирга бу назария жиддий қийинчиликларга учради. Улардан иккитаси энг асосийлари ҳисобланади. (70.6) формуладан келиб чиқадиги, металлларнинг қаршиликлари (яъни  $\sigma$  га тескари бўлган катталиқ) квадрат илдиздан чиқарилган  $T$  каби ортиб бориши керак. Ҳақиқатан ҳам  $n$  ва  $\lambda$  катталикларнинг температурага боглиқ деб айтишга ҳеч қандай асос йўқ. Иссиқлик ҳаракат тезлиги эса илдиз остидаги  $T$  га пропорционалдир. Назариянинг бу хулосаси тажрибавий маълумотларга зид келади; металлларнинг электр қаршилиги  $T$  нинг биринчи даражасига пропорционал, яъни  $\sqrt{T}$  га қараганда тезроқ ортиб боради (33-§ га қаранг).

Классик назариянинг иккинчи қийинчилиги шундан иборатки, электрон газ  $3/2 R$  га тенг бўлган моляр иссиқлик сифмига эга бўлиши керак. Бу катталиқни  $3 R$  ни ташкил этувчи панжаранинг иссиқлик сифмига қўшиб (1 т., 141-§ га қаранг), металлнинг килограмм-атом иссиқлик сифми учун  $\frac{9}{2} R$  қийматни ҳосил қиламиз. Шундай қилиб, классик электрон наза-

<sup>1)</sup> Квант назарияга мувофиқ

$$\frac{x}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k}{e} \right)^2 T = 2,45 \cdot 10^{-8} T.$$

рияга мувофиқ металлларнинг килограмм-атомидаги иссиқлик сиғими диэлектрикларникига қараганда 1,5 марта катта бўлиши керак. Ҳақиқатда эса, металлларнинг иссиқлик сиғими металл бўлмаган кристаллларнинг иссиқлик сиғимларидан сезиларли даражада фарқ қилмайди. Бундай номувофиқликни фақат металлларнинг квант назариясигина тушунарира олди.

Классик назариянинг қатор ҳодисаларни тушунтира олмаслигига қарамай, ўз аҳамиятини шу вақтга қадар сақлаб келди, чунки эркин электронлар концентрацияси кичик бўлган ҳолларда (бу ҳол ярим ўтказгичларда ўринлидир) у қониқарли натижаларни беради. Шу билан бирга классик назария квант назариясига қараганда бирмунча содда ва кўрғазмалидир.

## 71-§. Металлар квант назарияси асослари

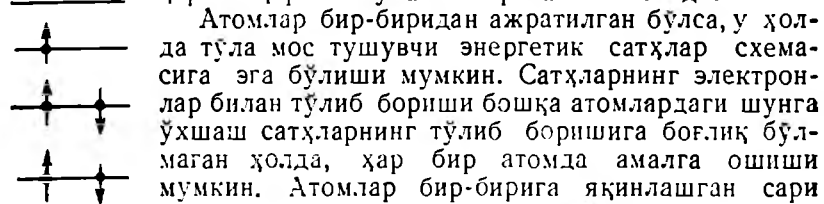
Металларнинг классик назариясида ўтказгич электронлар исталган қийматли энергияга эга бўлиши мумкинлиги ўз-ўзидан тушунарли деб ҳисобланар эди. Квант назариясига мувофиқ исталган кристалл жисмдаги (хусусан, металлларда) электронлар энергияси худди атомдаги электрон энергияси каби квантланиш ҳусусиятига эгадир. Бу шуни англатадики, электронлар энергияси энергетик сатҳ деб аталувчи фақат дискрет (яъни чекли ораллиқлар билан ажралган) қийматларни қабул қила олиши мумкин. Кристалларда рухсат этилган энергетик сатҳлар зоналарга группаланеди.

Зоналарнинг келиб чиқишини тушуниш учун кристалларда атомларнинг бирлашиш процессини хаёлан қараб чиқамиз. Дастлаб бирор модданинг  $N$  та изоляцияланган атомлари берилган бўлсин. Исталган атомнинг ҳар бир электрони рухсат этилган энергия қийматларидан бирига эга бўлади, яъни рухсат этилган энергетик сатҳлардан бирини эгаллайди. Асосан, атомнинг уйғонмаган ҳолатида электронларнинг йиғинди энергияси мумкин бўлган минимал қийматга эга бўлади. Шунинг учун, гўё барча электронлар энг қуйи сатҳда бўлишлари керак. Бироқ электронлар Паулининг таъқиқловчи принципига бўйсунеди, яъни исталган квант системада (атомда, молекулада, кристаллда ва ҳоказо) ҳар бир энергетик сатҳда иккитадан ортиқ электрон бўлиши мумкин эмас<sup>1)</sup>, бунда электронларнинг бир вақтда бир хил сатҳда турган хусусий моментлари (спинлари) қарама-қарши йўналишга эга бўлиши керак<sup>2)</sup>. Демак, атомнинг энг қуйи сатҳида фақат иккита элек-

<sup>1)</sup> Бир хил қийматли энергия турли квант ҳолатларга тўғри келиши ҳам мумкин. Бу ҳодисани а й н и ш деб аталади, бир хил энергияли турли ҳолатлар сонини эса а й н и ш к а р р а л и л и г и ( $g$ ) дейилади. Бу ҳолда ҳар бир энергетик сатҳда  $2g$  дан ортиқ электронлар бўлмайди.

<sup>2)</sup> Паули принципига фақат электронларгина эмас, балки ярим спинга эга бўлган барча бошқа зарралар ҳам бўйсунеди [51-§ даги (51.4) формуладан кейинги текстга қarang].

трон жойлашиши мумкин, қолганлари эса жуфт-жуфт ҳолда бирмунча юқори сатҳларни тўлдириб туради. 135-расмда 5 та электронли атомнинг асосий ҳолатида электронларнинг сатҳлар бўйича жойлашиши кўрсатилган. Сатҳлар схемаси масштабларга риоя қилинмаган ҳолда шартли тасвирланган. Электронлар стрелкали доирачалар билан белгиланган. Стрелкаларнинг турли йўналиши спинларнинг қарама қарши йўналишларига мос келади.

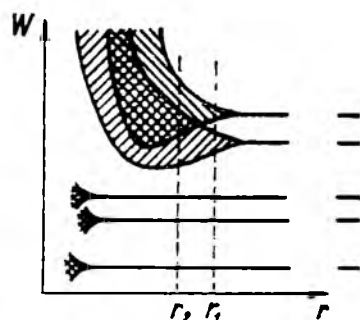


135- расм.

Атомлар бир-биридан ажратилган бўлса, у ҳолда тўла мос тушувчи энергетик сатҳлар схемасига эга бўлиши мумкин. Сатҳларнинг электронлар билан тўлиб бориши бoshқа атомлардаги шунга ўхшаш сатҳларнинг тўлиб боришига боғлиқ бўлмаган ҳолда, ҳар бир атомда амалга ошиши мумкин. Атомлар бир-бирига яқинлашган сари улар орасида кучайиб борувчи ўзаро таъсир пайдо бўлади, бу эса сатҳлар ҳолатининг ўзгаршига олиб келади. Барча  $N$  та атом учун бир хил бўлган битта сатҳ ўрнига,  $N$  та бир-бирига жуда яқин бўлган, бироқ устма-уст тушмайдиган сатҳ ҳосил бўлади.

Шундай қилиб, изоляцияланган ҳар бир атом сатҳи кристаллда полдоса ёки зонани ҳосил қилувчи қуюқ жойлашган  $N$  та сатҳга бўлинади.

Турли сатҳлар учун бўлиниш (парчаланиш) катталиги бир хил эмас. Атом ядросига яқинроқ жойлашган (ички) электронлар билан тўлдирилган сатҳлар ташқи электронлар билан тўлдирилган сатҳларга қараганда камроқ ғалаёнланади. 136-расмда атомлар орасидаги  $r$  масофанинг функцияси сифатида турли сатҳларнинг бўлиниши кўрсатилган. Расмда белгиланган  $r_1$  ва  $r_2$  қийматлар икки хил кристаллдаги атомлар орасидаги масофаларга мос келади. Ички электронлар билан тўлдирилган сатҳлар кристалларда жуда ҳам кам бўлиниши схемадан кўришиб турибди. Валент электронлар билан тўлдирилган сатҳларгина сезиларли бўлинади. Шундай бўлиниш атомнинг асосий ҳолатида электронлар билан тўлдирилмаган анча юқори сатҳларга тааллуқлидир.



136- расм.

Атомлар орасидаги масофа етарлича кичик бўлганда атомларнинг иккита қўшни сатҳларига мос келувчи зоналар ўзаро қопланиб қолиши мумкин (атомлар орасидаги  $r_2$  масофага тўғри келувчи пунктлар тўғри чизиққа қаранг). Бундай қўшилиб

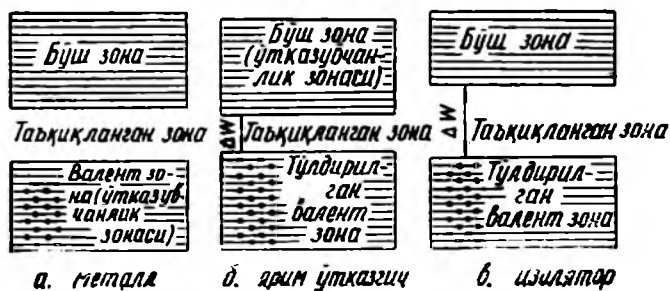
қотган зонадаги сатҳлар сони атомнинг ҳар иккала сатҳнинг бўлинган сонлари йиғиндисига тенг бўлади.

Ўзаро таъсир қилувчи атомлар Паулининг таъқиқловчи принципи таъсиридаги ягона квант системани ташкил қилади. Демак, изоляцияланган атомларнинг бирор сатҳини тўлдириб турувчи  $2N$  та электрон кристаллда жуфт-жуфт (қарама-қарши спинли) бўлиб, тегишли полосанинг  $N$  та сатҳига жойлашади.

Камроқ бўлинган сатҳлардан иборат бўлган пастки зоналар кристаллда ҳам ўз атоми билан мустақкам боғлиқлигини йўқотмайдиган электронлар билан тўлиб боради. Кейинчалик бу зоналар ва уларни тўлдирувчи электронлар бизни қизиқтирмайди.

Кристаллда валент электронларнинг йўл қўйилган қийматли энергияси рухсат этилган қийматли энергия бўлмаган оралиқлар билан ажралиб турувчи зоналарга бирлашади. Бу оралиқларни таъқиқланган зоналар деб аталади. Рухсат этилган ва таъқиқланган зоналарнинг кенглиги кристаллларнинг ўлчамларига боғлиқ бўлмайди. Шундай қилиб, кристаллда атомлар қанчалик кўп бўлса, зоналардаги сатҳлар шунчалик зичроқ жойлашган бўлади. Рухсат этилган зоналар кенглиги бир неча электрон-вольт қийматга эга бўлади. Демак, агар кристалл  $10^{23}$  та атомдан ташкил топган бўлса, зонада қўшни сатҳлар орасидаги масофа  $\sim 10^{-23}$  эв га эга бўлади.

Абсолют нолда кристалл энергияси минимал бўлиши керак. Шунинг учун валент электрон жуфт-жуфт ҳолда рухсат этилган зонанинг пастки сатҳини тўлдиради. Бу сатҳлар атомнинг асосий валент электронлар эгаллаган сатҳдан ҳосил бўлади (буни биз валент зоналар деб атаймиз). Бундан юқорироқ турган рухсат этилган зоналарда электронлар бўлмайди. Валент зоналарнинг электронлар билан тўлиш даражасига ҳамда таъқиқланган зонанинг кенглигига қараб, 137-расмда тасвирланган уч ҳол мавжуд бўлиши мумкин: а) ҳолда электронлар валент зонани тўлиқ тўлдирмайди. Шунинг учун юқори сатҳларда



турган электронларга уларни яна ҳам юқорироқ сатҳларга ўтказиш учун унча катта бўлмаган ( $10^{-23} \div 10^{-22}$  эВ) энергия бериш етарлидир.  $1^\circ\text{K}$  да иссиқлик ҳаракат энергияси ( $kT$ ) тахминан  $10^{-4}$  эВ ни (хона температурасида  $\sim 1,40$  эВ) ташкил этади. Демак,  $0^\circ\text{K}$  дан фарқли температураларда электронларнинг бир қисми бирмунча юқори сатҳга ўтади. Электроннинг электр майдон таъсирида олган қўшимча энергияси ҳам унинг бирмунча юқорироқ сатҳга ўтиши учун етарли экан. Шунинг учун электронлар электр майдон таъсирида тезлашиши ва майдон йўналишига қарама-қарши йўналган қўшимча тезликка эга бўлиши мумкин. Шундай қилиб, бундай энергетик сатҳлар схемасига эга бўлган кристалл металлдан иборатдир.

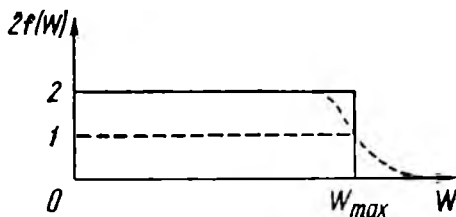
Агар атомнинг охириги бўлган сатҳида фақат битта электрон бўлса; ёки зоналарнинг ўзаро қолиши ўринли бўлса ( $136$ -расм,  $r_2$  масофага қаранг), валент зонанинг қисман тўлиши (металл учун уни ўтказувчанлик зонаси деб ҳам аталади) содир бўлади. Биринчи ҳолда  $N$  та ўтказувчан электрон жуфт-жуфт бўлиб, валент зона сатҳларнинг фақат ярмини тўлдирди. Иккинчи ҳолда ўтказувчанлик зонасида сатҳлар сони  $N$  дан кўп бўлади, шунинг учун ўтказувчан электронлар сони  $2N$  га тенг бўлганда ҳам улар зонанинг ҳамма сатҳларини эгаллай олмайди.

б) ва в) ҳолларида валент зоналардаги сатҳлар электронлар билан тўлиқ, яъни зона тўлган бўлади. Электроннинг энергиясини орғтириш учун унга таъқиқланган зона кенглиги  $\Delta W$  дан кам бўлмаган энергия миқдори бериш керак. Электр майдони (ҳар ҳолда, кристаллда электрик тешилиш рўй бермайдиган катталикдаги кучланганлик) электронга бундай энергия беришга қодир эмас. Бундай шароитларда кристаллнинг электр хоссалари таъқиқланган зона кенглиги  $\Delta W$  билан аниқланади. Агар  $\Delta W$  унчалик катта бўлмаса (бир неча ўн электрон-вольт таркибида), иссиқлик ҳаракати энергияси бир қисм электронларни юқориги бўш зонага ўтказиш учун етарли бўлади. Бу электронлар металлларда валент электронлар турган шароитга ўхшаш бўлган шароитда бўлади. Бўш зона улар учун ўтказувчан зона бўлиб қолади. Бир вақтда валент зонадаги электронларнинг унинг юқориги сатҳларига ўтиши мумкин бўлиб қолади. Бундай модда электронли ярим ўтказгич деб аталади.

Агар таъқиқланган зонанинг  $\Delta W$  кенглиги (бир неча электрон-вольт) катта бўлса, иссиқлик ҳаракати бўш зонага унчалик кўп сонли электронларни ўткази олмайд. Бу ҳолда кристалл изолятор ҳисобланади.

Шундай қилиб, квант назарияси яхши ўтказгичларнинг (металлар), ярим ўтказгич ва изоляторларнинг мавжудлигини ягона нуқтаи назардан тушунтириб беради.

Металлда электронларнинг ўтказувчанлик зонасидаги сатҳлар бўйича тақсимланишини қараб чиқайлик. Абсолют нолда пастки  $N/2$  сатҳлар буш бўлади. 138- расмда бундай тақсимот яхлит чизиқ билан кўрсатилган. Ордината ўқи бўйича мавжуд сатҳдаги электронлар сони қўйилган  $[2f(W)]$  белгилашнинг мазмуни кейинчалик ойдинлашади]. Сатҳни белгилаш учун индекс сифатида унинг  $W$  энергияси фойдаланилган. Хусусан



138- расм.

энергетик сатҳларнинг дискретлигини ҳисобга олганда  $W_{\max}$  дан чап томонда тақсимот 2 ординатали нуқталарнинг йиғиндиси билан,  $W_{\max}$  дан ўнгда эса 0 ординатали нуқталар билан ифодаланadi. Бироқ сатҳлар орасидаги масофалар жуда кичик бўлганлиги туфайли, бу нуқталар жуда зич жойлашиб, яхлит чизиқни ҳосил қилади.

Абсолют нолда юқориги тўлган сатҳ учун квант назарияси

$$W_{\max} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}$$

қийматни беради, бунда  $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$  жс·сек,  $m$  — электрон массаси,  $n$  — ҳажм бирлигидаги эркин электронлар сони,  $n \approx 10^{29} \text{ м}^{-3}$  эканлигини эътиборга олиб,

$$W_{\max} = \frac{1,05^2 \cdot 10^{-68}}{2 \cdot 0,91 \cdot 10^{-30}} (3 \cdot 3,14^2 \cdot 10^{29})^{2/3} \approx 1,25 \cdot 10^{-18} \text{ жс} \approx 8 \text{ эв}$$

ни ҳосил қиламиз.

Агар зона сатҳлари энергия ўқи бўйлаб ўзгармас зичлик билан тақсимланганда эди (яъни  $dW$  энергия интервалига тўғри келган  $dz$  сатҳлар сони  $W$  га боғлиқ бўлмаганда), электронлар энергиясининг ўртача қиймати максимал қийматининг ярмига тенг бўлар эди. Ҳақиқатда сатҳларнинг зичлиги  $\sqrt{W}$  га пропорционалдир, яъни  $dz \sim \sqrt{W} dW$ . Ҳисоблашлар абсолют нолда электронларнинг ўртача энергияси учун  $\overline{W} = \frac{3}{5} W_{\max}$  қийматни беради. Демак, ҳатто  $0^\circ\text{К}$  да ҳам ўтказувчанлик электронлар металлларда ўртача тахминан 5 эв га тенг бўлган катта кинетик энергияга эга бўлади. Классик электрон газга

шундай энергия бериши учун уни тахминан тўрт юз минг градус Кельвингача қиздириш керак бўлади. Изоляторларда валент электронлари ҳам шундай тезликда ҳаракатланади. Бироқ улар шундай шароитда бўладикки, электр майдон уларнинг ҳолатини ўзгартира олмайди ва бир йўналиш бўйича устунлик қилувчи ҳаракатни юзага келтира олмайди.

0° К дан фарқли температураларда электронларнинг турли сатҳларда бўлиш эҳтимоли қандай бўлишини аниқлайлик. Классик физикада зарраларнинг турли энергияли ҳолатлар бўйича тақсимооти Больцман функцияси бўйича характерланади:

$$f_B(W) = Ae^{-\frac{W}{kT}} \quad (71.1)$$

бу ерда  $A$  — пропорционаллик коэффициентини [1 т., (109.6) формула билан таққосланг]. Бу функция орқали зарранинг  $W$  энергияли ҳолатда бўлиш эҳтимолини аниқлаш мумкин.

(71.1) тақсимот функциясини мавжуд энергияли ҳар бир ҳолатда чексиз миқдордаги зарра бўлиши мумкин<sup>1)</sup> деб фараз қилиб топган эдик. Паулининг таъқиқловчи принципини ҳисобга олувчи тақсимот функцияси Ферми томонидан топилган эди. У қуйидаги кўринишга эга:

$$f(W) = e^{\frac{1}{(W - W_F)/kT}} + 1. \quad (71.2)$$

Бу ерда  $W$  — берилган сатҳ энергияси,  $W_F$  — Ферми сатҳи деб аталувчи система параметри.

(71.2) функция берилган сатҳнинг электронлар билан тўлиш эҳтимоллигини беради. 138- расмдаги яхлит эгри чизиқ 2 кўпайтувчигача аниқлик билан  $T = 0$  учун (71.2) функция графиги билан мос тушишига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин. Ҳақиқатан ҳам, бундай ҳолда

$$\text{агар } W < W_F \text{ бўлса, } f(W) = 1$$

ва

$$\text{агар } W > W_F \text{ бўлса, } f(W) = 0.$$

Шундай қилиб, 0°К да Ферми сатҳи электронлар билан тўлган юқори  $W_{\max}$  сатҳ билан мос тушади.

(71.2) функция  $W = W_F$  учун исталган температурада 1/2 га тенг қийматга эга. Демак, Ферми сатҳи тўлиш эҳтимоллиги ярмига тенг бўлган (бундай сатҳда ўргача битта электрон бўлади) энергетик сатҳ билан мос тушади.  $W_F$  нинг қийматини

$$\sum_k 2f(W_k) = N \quad (71.3)$$

<sup>1)</sup>  $T = 0$  да (71.1) функция энергиянинг  $W = 0$  дан бошқа барча қийматларида нолга айланади. Бу эса барча зарралар ноль сатҳда туришлари кераклигини билдиради.

шартдан топиш мумкин, бунда  $N$  — кристаллдаги валент электронларнинг тўла сони. Ҳар бир қўшилувчи  $k$ -сатҳдаги электронларнинг ўртача сонини белгилайди. Йиғинди валент зона ва унинг устида ётувчи қолган зоналарнинг барча сатҳлари бўйича олинади.

Рухсат этилган зоналар чегарасидаги сатҳлар жуда зич жойлашган бўлади.

Шунинг учун (71.3) йиғиндини интеграл билан алмаштириш мумкин. Унча катта бўлмаган  $dW$  энергия интервали чегарасида ётувчи барча сатҳлар учун банд бўлиши эҳтимоли  $2f(W)$  деб айтиш мумкин. Агар сатҳлар зичлиги  $g(W)$  га тенг бўлса,  $dW$  интервалда уларнинг сони  $g(W)dW$  ни ташкил этади. Бу сатҳларга ўртача  $dN_w = 2f(W)g(W)dW$  электрон тўғри келади. Барча сатҳлардаги электронлар сони эса

$$\int_0^{\bar{}} dN_w = \int_0^{\bar{}} 2f(W)g(W)dW = \int_0^{\bar{}} \frac{2g(W)dW}{e^{(W-W_F)/kT} + 1} = N \quad (71.4)$$

га тенг бўлиши керак.

$g(W)$  кўринишини билган ҳолда (71.4) интегрални ҳисоблаб чиқиш мумкин (таъқиқланган зоналарга мос келувчи энергия интерваллари учун  $g(W)$  ни нолга тенг деб қараш керак). Ҳосил бўлган ифода  $W_F$  ва  $T$  ларни ўз ичига олади. Демак, берилган  $N$  учун  $W_F$  ни  $T$  нинг функцияси сифатида топиш мумкин. (71.4) ифода аслини олганда  $f(W)$  функцияни нормаллаштириш шартини ифодалайди [1 т., 106-§, (106.7) формуладан олдинги текстга қаранг].

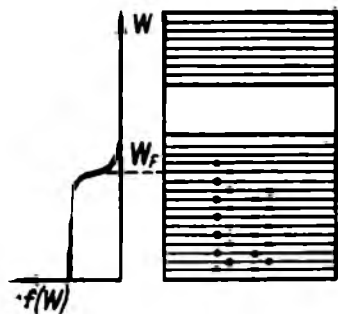
Металлар учун ўтказилган ҳисоблашлар  $W_F$  ни температурага бўш боғлиқлигини кўрсатади, шунинг учун бунда Ферми сатҳининг қийматлари унча юқори бўлмаган температураларда (агар  $kT \ll W_F$ , абсолют нолдаги  $W_F$ , нинг қийматидан кам фарқ қилади).

$0^\circ\text{K}$  дан фарқли температураларда (71.2) функция билан ифодаланувчи тақсимот 138-расмда кўрсатилган пунктир эгри чизиқ кўринишига эгадир. Эгри чизиқ ординатаси вақт бўйича сатҳнинг ўртача банд бўлишлигини характерлайди; масалан, 0,25 га тенг бўлган ордината вақтнинг 1/4 улушида сатҳ биттагина электрон билан банд бўлишини (ёки 1/8 да иккита электрон), бошқа вақтда эса сатҳ бўш бўлишини билдиради.

Катта энергия соҳаларида (яъни  $W - W_F \gg kT$  да соҳанинг охирида тақсимот эгри чизиғи ўринли бўлади) махраждаги бирни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. У вақтда (71.2) функция

$$f(W) \approx e^{-\frac{W-W_F}{kT}} = \text{const} \cdot e^{-\frac{W}{kT}} \quad (71.5)$$

кўринишни олади, яъни (71.1) Больцман тақсимоги функциясига айланади.



139- расм.

Электронларнинг сатҳлар бўйича тақсимланишини 139-расмдаги каби Ферми тақсимоти эгрилигини энергетик зоналар схемаси билан бирга тасвирлаб, жуда ҳам кўргазмали қилиш мумкин.

Температура қанча юқори бўлса, эгриликнинг пастланмайдиган қисми шунча қияроқ бўлади. Бироқ  $T$  температурада  $0^\circ\text{K}$  дагига нисбатан тақсимланишдаги сезиларли фарқ фақат энергияси  $kT$  тартибда бўлган соҳада кузатилади. Демак, иссиқлик ҳаракати барча электронлар кинетик энергиясининг

фақат бир қисмигагина таъсир қилади. Шунинг учун электронларнинг ўртача энергияси температурага суст боғланган бўлади. Ўтказгичдан электронларнинг металлнинг иссиқлик сифимига муҳим ҳисса қўшмаслиги ҳам шу билан тушунтирилади. Шундай қилиб, квант назария классик назарияси енга олмаган асосий қийинчиликлардан бирини бартараф қилади.

Квант назарияси, шунингдек металлнинг электр ўтказувчанлигининг температурага боғлиқлиги учун тажриба натижалари билан яхши мос келувчи нагижаларни беради.

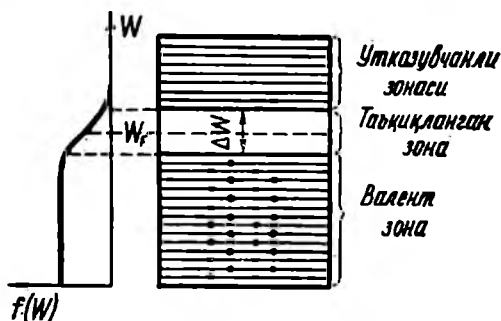
## 72- §. Ярим ўтказгичлар

Ярим ўтказгичлар ўзларининг номларига кўра, улар электр ўтказувчанликлари жиҳатдан металллар билан изоляторлар орасидаги оралиқ ҳолатни эгаллаши керак. Бироқ улар учун характерли ҳол ўтказувчанлик катталиги эмас, температура ортиши билан уларнинг ўтказувчанлигининг ортиши ҳисобланади (эслагиб ўтамызки, металлларда ўтказувчанлик камаяди). Валент зонаси электронлар билан батамом тўлган (137-б расмга қаранг), таъқиқланган зона кенлиги унча катта бўлмаган (хусусий ярим ўтказгичларда  $1\text{ эВ}$  дан ортмайди) моддалар ярим ўтказгич ҳисобланади.

Ярим ўтказгичлар аралашмали ва хусусий ўтказувчанликли ярим ўтказгичларга бўлинади.

**Хусусий ўтказувчанлик.** Хусусий ўтказувчанлик электронларнинг валент зонанинг юқориги сатҳларидан ўтказувчанлик зонасига ўтиши натижасида юзага келади. Бунда ўтказувчанлик зонасида бирмунча сондаги зонанинг тубига яқин бўлган сатҳда жойлашган ток ташувчилар—электронлар ҳосил бўлади; шу билан бир вақтда валент зонадаги юқориги сатҳларда шунча ўрин бўшайди. Валент зонанинг абсолют ноль температурада тўлдирилган сатҳларидаги электронлардан бўшаган бўш ўринлар тешиклар деб аталади.

Электронларнинг валент зонадаги ва ўтказувчанлик зона-  
сидаги сатҳлар бўйича тақсимланиши (71.2) Ферми функцияси  
орқали аниқланади. (71.4) формула бўйича ҳисоблашлар кўр-  
сатадики, Ферми сатҳи таъқиқланган зонанинг аниқ ўртасига  
жойлашган бўлар экан (140- расм). Демак, ўтказувчанлик зо-



140- расм.

насига ўтган электронлар учун  $W - W_F$  қиймат таъқиқланган  
зона кенглигининг ярмидан кам фарқ қилади. Ўтказувчанлик  
зонасининг сатҳлари тақсимот эгри чизигининг охирида ётади.  
Шунинг учун уларнинг электронлар билан тўлиш эҳтимолини  
(71.5) формула бўйича топиш мумкин. Бу формулада  $W -$   
 $- W_F = \Delta W/2$  деб олиб,

$$f(W) \approx e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (72.1)$$

ни ҳосил қиламиз.

Ўтказувчанлик зонасига ўтган электронлар миқдори (72.1)  
эҳтимоллиқка пропорционал бўлади. Шунингдек, бу электрон-  
лар ва худди шунча миқдорда ҳосил бўлган тешиқлар (биз  
буни кейинроқ кўриб ўтамиз) ток ташувчилар ҳисобланади.  
Ўтказувчанлик ташувчилар сонига пропорционал бўлгани туфай-  
ли у (72.1) ифодага ҳам пропорционал бўлиши керак. Демак, ярим ўтказгич-  
ларнинг электр ўтказувчанлиги

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (72.2)$$

қонун бўйича ўзгариб, температура ор-  
тиши билан тез ортиб боради, бунда  
 $\Delta W$ —таъқиқланган зона кенглиги.

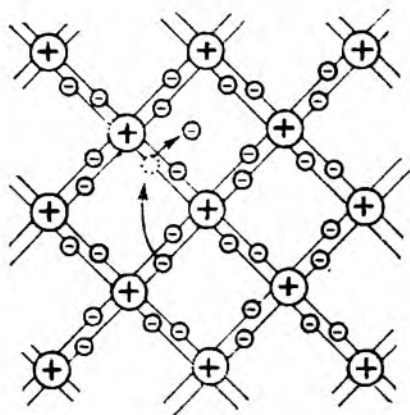
Агар графикда  $\ln \sigma$  нинг  $1/T$  га боғ-  
лиқлиги қўйилса, у ҳолда ярим ўтказгич-  
лар учун 141- расмда ифодаланган тўғри  
чизиқ ҳосил қилинади. Бу тўғри чизиқ



141- расм.

нинг оғиши бўйича таъқиқланган  $\Delta W$  зонанинг кенглигини аниқлаш мумкин.

Менделеев даврий системасидаги IV группа элементлари— германий ва кремний ярим ўтказгичларнинг типик вакили бўлиб ҳисобланади. Улар ҳар бир атоми бир хил узоқликда турган тўртта қўшни атом билан ковалент (электрон-жуфтли) боғланган (I т., 139-§ га қаранг) панжарани ҳосил қилади. Атомларнинг бундай ўзаро жойлашишини 142-расмда тасвирлангандек шартли равишда



142- расм.

ясси структура кўринишида бериш мумкин. „+“ ишора қўйилган доирачалар билан мусбат зарядланган қолдиқ атомни (яъни атомнинг валент электронлар кетгандан сўнг қоладиган қисми), „-“ ишорали доирачалар билан валент электронларни, қўш чизиқлар билан — ковалент боғланишлар белгиланган.

Етарлича юқори температурада иссиқлик ҳаракатлари битта электронни ажратиб айрим жуфтларни бузиб юбориши мумкин (бундай ҳол 142-расмда кўрсатилган). Электронлар

ташлаб кетилган бўш ўринлар нейтрал бўлиб туролмайди, унинг атрофида ортиқча мусбат  $+e$  заряд пайдо бўлади, натижада тешик ҳосил бўлади. Бу ўринга қўшни жуфтлардан электрон сакраб ўтиши мумкин. Натижада тешик ҳам озод бўлган электрон каби кристалл бўйлаб кеза бошлайди.

Агар эркин электрон тешик билан учрашиб қолса, улар рекомбинациялашади (бирлашадилар). Бу эса шунни аңглатадики, электрон тешик атрофидаги ортиқча мусбат зарядларни нейтраллайди ва кристалл панжарадан ўзи ажратиб чиқиши учун етарли бўлган энергияни қайтадан олмагунча эркин силжиш имкониятини йўқотади. Рекомбинация бир вақтда эркин электрон ва тешикнинг йўқолишига олиб келади. Сатҳлар схемасида (140-расм) рекомбинация процессига электроннинг ўтказувчанлик зонасидан валент зонанинг бирор бўш сатҳларига ўтиши мос келади.

Шундай қилиб, ярим ўтказгичда бир вақтнинг ўзида иккита процесс юз беради: эркин электрон ва тешикларнинг жуфт ҳолда ҳосил бўлиши ҳамда электрон ва тешикларнинг жуфт ҳолда йўқолишига олиб келувчи рекомбинация. Биринчи процесснинг бўлиш эҳтимоллиги температурага боғлиқ ҳолда тез ўсади. Рекомбинация эҳтимоллиги эркин электронлар сонига

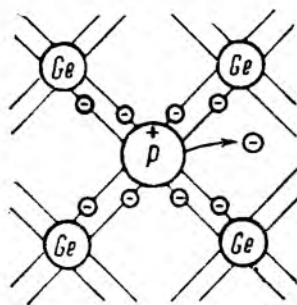
ҳам, тешиқлар сонига ҳам пропорционалдир. Демак, ҳар бир температурага электрон ва тешиқларнинг маълум мувозанат концентрацияси мос келади. Бу катталиқ ҳам  $\sigma$  каби температурага боғлиқ ҳолда бирдай қонун бўйича ўзгаради [(72.2) формулага қаранг].

Ташқи электр майдон бўлмаганда ўтказувчан электронлар ва тешиқлар хаотик ҳаракатланади. Майдон таъсир қилганда хаотик ҳаракат тартибли ҳаракатга айланади: электронлар майдонга қарши ва тешиқлар эса майдон йўналишида ҳаракатланади. Электронларнинг ҳам, тешиқларнинг ҳам ҳаракати кристалл бўйлаб зарядларни ташишга олиб келади. Демак, хусусий электр ўтказувчанликнинг юзага келишига икки хил ишорали заряд ташувчилар: манфий электронлар ва мусбат тешиқлар сабаб бўлади.

Хусусий ўтказувчанлик етарлича юқори температурада ҳамма ярим ўтказгичларда кузатилади.

**Аралашмали ўтказувчанлик.** Ўтказувчанликнинг бу тури берилган ярим ўтказгичнинг кристалл панжара тугунларида турган айрим атомларици валентлиги асосий атомлар валентлигидан бирга фарқ қиладиган атомлар билан алмаштирилганда содир бўлади. 143-расмда 5-валентли фосфор атоми аралаштирилган (бириктирилган) германий панжараси шартли равишда тасвирланган. Фосфор атоми қўшни атомлар билан ковалент боғланиш ҳосил қилиши учун тўртга электрон етарлидир. Демак, бешинчи валент-электрон гўё ортиқча бўлиб қолади ва у атомдан иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига осонгина ажралиб, „сайёр“ эркин электрон ҳосил бўлади. Юқорида қараб чиқилган ҳолдан шу билан фарқ қиладики, бунда эркин электронлар ҳосил бўлганда ковалент боғланишларнинг бузилиши, яъни тешиқларнинг ҳосил бўлиши кузатилмайди. Гарчи, аралашма атоми атрофида ортиқча мусбат зарядлар ҳосил бўлсада, бироқ у шу атом билан боғланган бўлиб, панжара бўйлаб кўча олмайди. Бу заряд туфайли аралашма атоми унга яқинлашиб келган электронни қўшиб олиши мумкин, бироқ қўшиб олинган электрон билан атом орасидаги боғланиш мустаҳкам бўлмайди ва панжаранинг иссиқлик тебранишлари ҳисобига яна осонгина бузилиб кетиши мумкин.

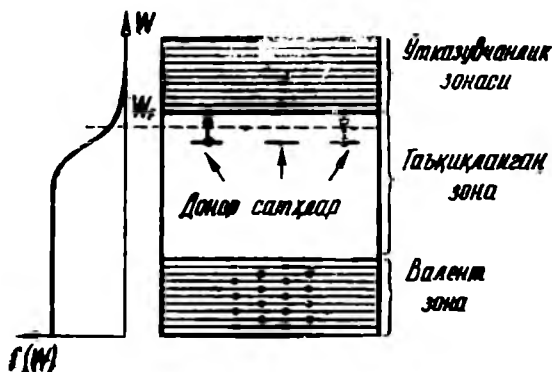
Шундай қилиб, 5-валентли аралашма қўшилган ярим ўтказгичда фақатгина бир турдаги ток ташувчилар — электронлар мавжуддир. Шунга мувофиқ ҳолда, бундай ярим ўтказгич электрон ўтказувчанликка эга ёки *n*-тип ярим ўтказгич деб ата-



143- расм.

лади *negativ* — манфий деган сўздан олинган). Ҳтказувчанликни юзага келтирувчи электронлар билан таъминловчи аралашма атомлари донорлар деб аталади.

Аралашмалар панжара майдонининг бузилишига сабаб бўлади, бу эса энергетик схемадаги кристаллнинг таъқиқланган зонасида жойлашган, локаллашган сатҳлар деб аталувчи сатҳларнинг пайдо бўлишига олиб келади (144- расм). Валент зона



144- расм

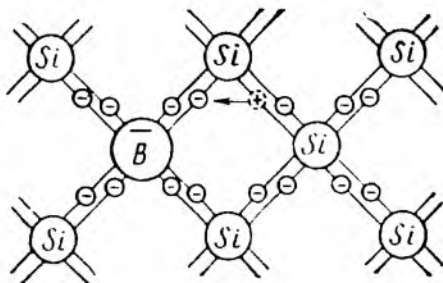
нинг ёки Ҳтказувчанлик зонасининг исталган сатҳини кристаллнинг исталган жойида турган электрон эгаллаши мумкин. Электрон локаллашган сатҳга мос келувчи энергияга фақат, бу сатҳнинг ҳосил бўлишини юзага келтирувчи аралашма атоми яқинида бўлган ҳолдагина эга бўлиши мумкин. Демак, аралашма сатҳини эгаллаган электрон аралашма атоми яқинида локаллашгандир.

Агар донор сатҳлар валент зона „шипидан“ унча узоқда жойлашмаган бўлса<sup>1)</sup>, улар кристаллнинг электр хоссасига жиддий таъсир кўрсата олмайди. Бундай сатҳларнинг Ҳтказувчанлик зонаси тубигача бўлган масофа таъқиқланган зона кенлигига қараганда анча кичик бўлганда бошқачароқ ҳол юзага келади. Бу ҳолда иссиқлик ҳаракат энергияси ҳатто оддий температураларда ҳам электронни донор сатҳидан Ҳтказувчанлик зонасига Ҳтказиш учун етарли бўлади. 143- расмда бу процессга аралашма атомидан бешинчи валент электроннинг ажралиб кетиши мос келади. Эркин электроннинг аралашма томонидан қўшиб олинишига 144- расмда электроннинг Ҳтказувчанлик зонасидан донор сатҳлардан бирига ўтиши мос келади.

<sup>1)</sup> Яъни бешинчи валент электрони ўз атоми билан мустаҳкам боғланган.

$n$ -тип ярим ўтказгичда Ферми сатҳи донор сатҳи ва ўтказувчанлик зонаси тубининг орасида ётади, унча юқори бўлмаган температураларда эса тахминан уларнинг ўртасида ётади (144- расм).

145- расмда 3-валентли бор атоми қўшилган кремний панжараси шартли тасвирланган. Бор атомининг тўртала қўшни атомлар билан боғланиш ҳосил қилиш учун учта валент электрони етарли эмас. Шунинг учун боғланишлардан



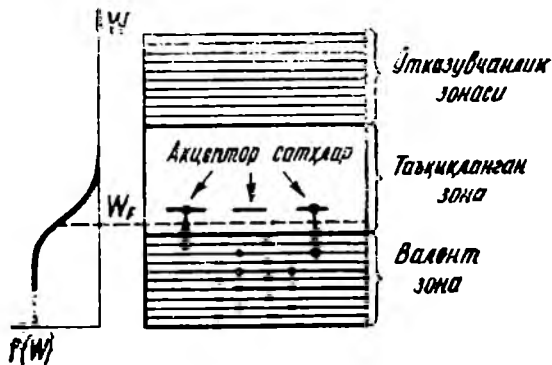
145- расм

бири тўлиқ бўлмайди ва у жой ўзига электрон қўшиб олишга қодир бўлган бўш ўринга айланади. Бу ўринга бирор қўшни жуфтлардан электрон ўтганда кристалл панжарада кўчиб юривчи тешик ҳосил бўлади. Аралашма атоми яқинида ортиқча манфий заряд ҳосил бўлади, аммо у берилган атом билан боғланган бўлиб, ток ташувчи бўла олмайди. Шундай қилиб, 3-валентли элемент қўшилган ярим ўтказгичда фақат бир турдаги ток ташувчи тешиклар ҳосил бўлади. Бундай ўтказувчанликни тешикли ўтказувчанлик дейилади, ярим ўтказгич эса  $p$  типга мансуб дейилади (positiv—мусбат сўзидан олинган). Тешикларни юзага келтирувчи аралашмаларни акцепторлар дейилади.

Акцепторларга сатҳлар схемасидан (146- расм) таъқиқланган зонада унинг тубидан унча узоқ жойлашмаган локал сатҳ мос келади. Электроннинг валент зонадан акцептор сатҳга ўтиши тешикнинг ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Аксинча ўтиш қўшимча элемент атомининг қўшни атом билан тўртта ковалент боғланишидан бирининг узилишига ва бунда ҳосил бўлган электрон ва тешик рекомбинациясига мос келади.

$p$ -тип ярим ўтказгичда Ферми сатҳи валент зона „шипи“ билан акцептор сатҳлар орасида, унча юқори бўлмаган температураларда эса тахминан уларнинг ўртасида ётади.

Температура кўтарилиши билан аралашма ток ташувчиларни концентрацияси тез тўйинади. Бу шуни англатадики, деярли барча донор сатҳлар бўшайди ёки барча акцептор сатҳлар электронлар билан тўлади. Шу билан бирга температуранинг



146- расм.

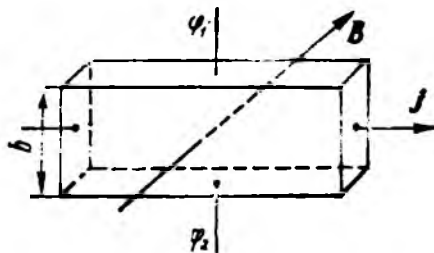
ортиши билан электронларнинг валент зонадан ўтказувчанлик зонасига бевосита ўтиши билан боғлиқ бўлган ярим ўтказгичнинг хусусий ўтказувчанлиги кўпроқ даражада сезилиб боради. Шундай қилиб, юқори температураларда ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги аралашмали ва хусусий ўтказувчанликлар йиғиндисидан иборат бўлади. Паст температураларда аралашмали, юқори температураларда эса хусусий ўтказувчанлик юқори бўлади.

### 73- §. Холл эффеќти

1880 йилда Холл қуйидаги ҳодисани қайд қилди: агар ўзгармас электр токи ўтаётган металл пластинкани унга перпендикуляр бўлган магнит майдонга жойлаштирилса, у ҳолда ток ва майдон йўналишига параллел қирралари орасида  $U_H = \varphi_1 - \varphi_2$  потенциаллар фарқи юзага келади (147- расм). Унинг катталиги

$$U_H = RbjB \quad (78.1)$$

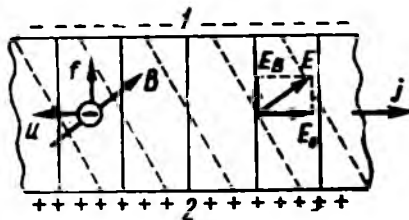
ифода орқали топилади, бунда  $b$  — пластинка қонглиги,  $j$  — ток вичлиги,  $B$  — майдоннинг магнит индукцияси.  $R$  — турли метал-



147- расм.

лар учун турлича бўлган пропорционаллик коэффициентлари бўлиб, Холл доимийси деб аталади. Ҳодисанинг ўзи Холл эффекти ёки гальваноманит ҳодиса дейилади.

Холл эффекти электрон назарияси асосида жуда оддийгина тушунтирилади. Магнит майдон бўлмаганда пластинкадаги ток  $E_0$  электр майдони билан белгиланади (148- расм). Бу майдон-



148- расм.

нинг эквипотенциал сиртлари  $E_0$  векторга расмда яхлит тўғри чизиқлар билан тасвирланган перпендикуляр текисликлар системасини ҳосил қилади. Ҳар бир сиртнинг барча нуқталаридаги потенциал, демак, 1 ва 2 нуқталардагиси ҳам бир хилдир. Ток ташувчилар—электронлар манфий зарядга эга, шунинг учун уларнинг тартибли ҳаракат тезликлари  $u$  ток зичлиги  $j$  векторига қарама-қарши йўналган.

Магнит майдон ўланганда ҳар бир ташувчи пластинканинг  $b$  томони бўйлаб йўналган (147- расм) ва модули бўйича

$$f = euB \quad (73.2)$$

га тенг бўлган Лоренц кучи таъсири остида бўлади. Натижада электронларда пластинканинг юқори қирраси (расмда) йўналишидаги ҳаракатнинг ташкил этувчиси пайдо бўлади. Бу қиррада ортиқча манфий зарядлар, пастки қиррада мос ҳолда ортиқча мусбат зарядлар ҳосил бўлади. Демак, қўшимча кўндаланг  $E_B$  электр майдони юзага келади. Бу майдон кучланганлиги шундай қийматга эга бўлсаки, унинг зарядга бўлган таъсири (73.2) кучни мувозанатлаган вақтда кўндаланг йўналишда зарядларнинг стационар тақсимоти юзага келади.  $E_B$  га мос қиймат  $eE_B = euB$  шартдан аниқланади, бундан

$$E_B = uB. \quad (73.3)$$

$E_B$  майдон  $E_0$  майдон билан қўшилиб, натижаловчи  $E$  майдонни ҳосил қилади. Эквипотенциал сиртлар ҳар бир нуқтада майдон кучланганлик векторига перпендикулярдир. Демак, улар бурилиб, 148- расмда пунктир билан кўрсатилган ҳолатни эгаллайди. Даставвал биргина эквипотенциал сирт устида ётган 1 ва 2 нуқталар энди турли потенциалларга эга бўлади.

Бу нуқталар орасида ҳосил бўладиган кучланишни топиш учун  $E_B$  ни улар орасидаги  $b$  масофага кўпайтирилади. Бундан ташқари (73.3) даги  $u$  ни  $j$ ,  $n$  ва  $e$  лар орқали ифодалаб,  $j = ne u$  формулага мувофиқ ҳолда қуйидагини оламиз [(70.2) га қаранг]:

$$U_H = bE_B = \frac{1}{ne} b j B. \quad (73.4)$$

Агар

$$R = \frac{1}{ne} \quad (73.5)$$

деб фараз қилсак, охириги ифода (73.1) билан мос тушади.

Шундай қилиб, Холл доимийсини ўлчаб, ток ташувчиларнинг концентрациясини (яъни уларнинг ҳажм бирлигидаги сонини) топиш мумкин.

Модданинг муҳим характеристикаси бўлиб, кучланганлиги бирга тенг бўлган майдон таъсирида эришган ўртача тезликлари билан характерланувчи ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги ҳисобланади. Агар  $E$  майдон кучланганлигида ток ташувчилар  $u$  тезликка эришадиган бўлса, у ҳолда уларнинг ҳаракатчанлиги  $u_0$  қуйидагига тенг бўлади:

$$u_0 = \frac{u}{E}. \quad (73.6)$$

СИ системасида тезлик секундига метр, электр майдон кучланганлиги метрга вольт ҳисобида ўлчанади. Демак, ҳаракатчанлик бирлиги  $1 \text{ м}^2 \cdot \text{в}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  бўлади.

Ҳаракатчанликни ўтказувчанлик  $\sigma$  ва ток ташувчиларнинг концентрацияси  $n$  билан боғлаш мумкин. Бунинг учун  $j = ne u$  муносабатни майдон кучланганлиги  $E$  га бўламиз.  $j$  нинг  $E$  га нисбати  $\sigma$  ни беришини,  $u$  нинг  $E$  га нисбати эса ҳаракатчанликни беришини ҳисобга олиб,

$$\sigma = ne u_0 \quad (73.7)$$

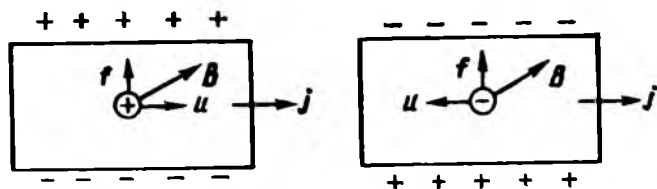
ни ҳосил қиламиз.

Холл доимийси  $R$  ни ва ўтказувчанлик  $\sigma$  ни аниқлаб, (73.5) ва (73.7) формулалар бўйича берилган жисмда ток ташувчиларнинг концентрациясини ва ҳаракатчанлигини топиш мумкин.

Холл эффекти фақат металллардагина эмас, балки ярим ўтказгичларда ҳам кузатилади. бунда эффект ишорасига қараб ярим ўтказгичнинг  $n$ - ёки  $p$ - типга мансуб эканлиги ҳақида фикр юритиш мумкин. 149-расмда мусбат ва манфий зарядли ток ташувчиларга эга бўлган намуналарда юзага келадиган Холл эффектлари солиштирилган. Заряд ҳаракатининг йўналишини ўзгартирганда ҳам, унинг ишорасини ўзгартирганда ҳам Лоренц кучининг йўналиши қарама-қарши йўналишда ўзгаради. Демак, ток бир хил йўналишга эга бўлса, мусбат ва манфий ток ташувчиларига таъсир этувчи Лоренц кучи

бир хил йўналишга эга бўлади. Шунга қўра, ташувчилар мусбат бўлганда юқориги қирра потенциали (расмда) пасткига нисбатан юқори, ташувчилар манфий бўлганда эса юқориги қирра потенциали кичикроқ бўлади. Шундай қилиб, Холл потенциаллари фарқининг ишорасини билган ҳолда, ток ташувчилар ишорасини аниқлаш мумкин.

Айрим металлларда  $U_H$  ишорасининг мусбат ток ташувчилар ишорасига мос келиши диққатга сазовордир. Бу зоналар-



149- расм.

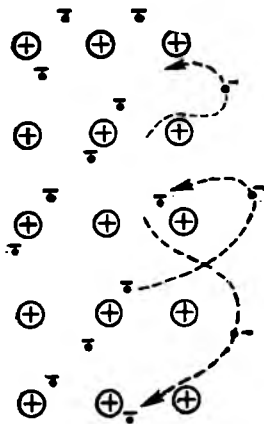
нинг бекилиши билан тушунтирилади. Бунда бир қисм электронлар валент зонанинг юқори сатҳларидан бошқа зонанинг пастки сатҳларига ўтишади. Натижада бир хил миқдорда эркин электронлар ва тешиklar ҳосил бўлади. Бундай металлнинг ўтказувчанлиги аралаш (электрон-тешик) характерга эга. Холл эффектнинг аномал ишораси (металлар учун) тешиklarнинг электронларга нисбатан юқори ҳаракатчанликка эга эканлиги билан асосланади.

## 74-§. Чиқиш иши

Металлар ўз-ўзидан мусбат зарядга эга бўлмайди. Демак, металлни ўз-ўзидан ташлаб кетувчи ўтказгич электронлар сони сезиларли даражада бўлмайди. Бу ҳол металлларда электронлар учун потенциал чуқурлик мавжудлиги билан тушунтирилади. Металлни ташлаб кетишга энергияси сиртга яқин бўлган потенциал чуқурликни енгиб ўтиш учун етарли бўлган электронларгина муваффақ бўлади. Бу барьерни ифодаловчи куч қуйидагича келиб чиққан. Сиртки қатламдаги мусбат ионлар панжарасидан электронларнинг тасодифан чиқиб кетиши, электрон кетган ўринда ортиқча мусбат заряднинг пайдо бўлишига олиб келади. Бу заряд билан бўлган Кулон ўзаро таъсир кучи тезлиги унча катта бўлмаган электронни қайтишга мажбур этади. Шундай қилиб, айрим электронлар ҳамма вақт металл сиртидан чиқиб кетади, ундан бир неча атомлараро масофаларига узоқлашади, сўнгра яна қайтади. Натижада металл юққа электронлар булути билан ўралган бўлади. Бу булут ташқи ионлар қатлами билан қўш электр

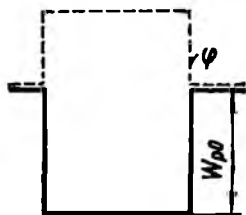
қатламни ҳосил қилади (150-расм; доирачалар—ионлар, қора нуқталар—электронлар). Бундай қатламда электронга таъсир этувчи кучлар металл ичига йўналгандир. Электронни металлнинг ичидан унинг сиртига кўчиришдаги бу кучларга қарши бажарилган иш электроннинг  $W_p$  потенциал энергиясини ортиришига кетади.

Шундай қилиб, валент электронларининг<sup>1)</sup> потенциал энергияси металлнинг сиртига қараганда унинг ичида потенциал



150- расм.

уранинг  $W_{po}$  чуқурлигига тенг миқдорда кичикдир (151-расм). Потенциал энергиянинг сакраши бир неча атомлараро масофа қаторидаги узунликда содир бўлади ( $\sim 10^{-9}$  м),



151- расм.

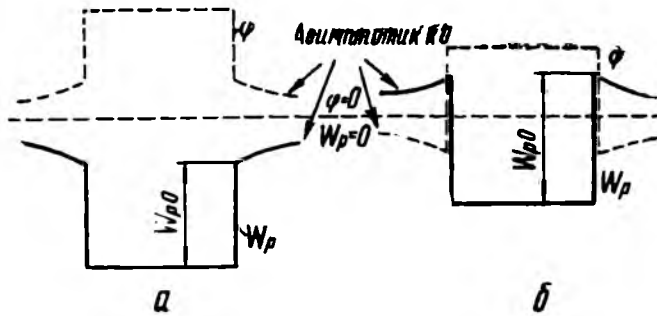
шунинг учун ўра деворларини вертикал деб ҳисоблаш мумкин.

Электроннинг потенциал энергияси электрон турган нуқта погенциали билан  $W_p = -e\varphi$  муносабат каби боғлангандир [(10.5) формулага қаранг]. Электрон заряди манфий бўлганлиги туфайли нуқта потенциали ва электроннинг потенциал энергияси турли ишорага эга. Бундан металл ичидаги потенциал унинг сиртига бевосита яқин жойдаги потенциалдан  $W_{po} e$  га катта деган хулоса чиқади (биз қисқалик учун „сиртда“ деб гапирамиз).

Металлга ортиқча мусбат заряд берилса, унинг ичида ҳам, сиртида ҳам потенциални ортиради. Электроннинг потенциал энергияси мос ҳолда камайиб боради (152-а расм). 152-б расмда манфий зарядланган металл учун  $W_p$  ва  $\varphi$  эгриликлари берилган<sup>2)</sup>.

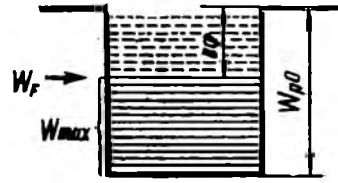
<sup>1)</sup> Пастки зона қатламларини тўлдирувчи электронлар учун потенциал ўра (яъни ўз атомлари билан мустақкам боғланган электронлар учун) катта чуқурликка эга. Ушбу параграфдаги барча муҳокамалар валент электронларга тегишлидир.

<sup>2)</sup> Охириги ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги бирмунча пасаяди (мос ҳолда чиқиш иши ҳам камаяди). Бу ҳодиса Шоттки эффекти деб аталади.



152- расм.

Металлдаги электронларнинг тўла энергияси потенциал ва кинетик энергиялар йиғиндисидан ташкил топади 71- § да аниқланганидек, абсолют нолда ўтказувчан электронларнинг кинетик энергияси 0 дан Ферми сатҳи  $W_{\max}$  билан мос келувчи қиймат орасида бўлади. 153- расмда ўтказувчан зоналарнинг энергетик сатҳлари потенциал ўрага қўшиб чизилган (пунктир билан  $0^\circ\text{K}$  да банд қилинмаган сатҳлар тасвирланган). Металлдан ташқарига чиқариб юбориш учун турли электронларга турлича энергия бериш керак бўлади. Масалан, ўтказувчанлик зонасининг энг паст сатҳида турган электронга  $W_{p0}$  энергия бериш керак; Ферми сатҳида турган электрон учун  $W_{p0} - W_{\max} = W_{p0} - W_F$  энергия етарлидир.



153- расм.

Электрони қаттиқ ёки суяқ жисмдан вакуумга чиқариш учун зарур бўлган энг кичик энергия чиқиш иши деб аталади. Чиқиш ишини  $e\varphi$  орқали белгилаш қабул қилинган, бунда  $\varphi$ —потенциал ўлчамлигига эга бўлиб, чиқиш потенциали деб аталади.

Юқорида айтилганига биноан электронларнинг металлдан чиқиш иши

$$e\varphi = W_{p0} - W_F \quad (74.1)$$

ифода билан аниқланади<sup>1)</sup>.

Биз бу ифодани келтириб чиқаришда металлнинг температураси  $0^\circ\text{K}$  га тенг деб фараз қилган эдик. Бошқа температураларда ҳам чиқиш иши потенциал ўра чуқурликлари ва

<sup>1)</sup> (74.1) катталикни айрим ҳолда эффектив чиқиш иши ҳам деб аталади,  $W_{p0}$  ни эса тўла чиқиш иши дейилади.

Ферми сатҳларининг фарқи сифатида аниқланади, яъни (74.1) ифода исталган температурага татбиқ этилади. Бу ифода ярим ўтказгичларга ҳам қўлланилади.

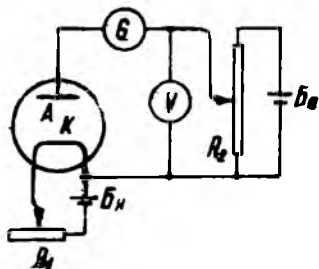
Металллардан электронларнинг чиқиш иши температурага ҳам бир оз боғлиқдир. 71-§ да қайд қилинганидек, бу ҳол, температура билан бирга Ферми сатҳи  $W_F$  нинг ўзгариши юзага келиши билан белгиланади. Бундан ташқари, иссиқликдан кенгайиш ҳисобига атомлараро ўртача масофаларнинг ўзгариши натижасида  $W_{po}$  потенциал ўрагининг чуқурлиги озгина ўзгаради.

Чиқиш ишининг қиймати металл сиртининг ҳолатига, хусусан унинг тозалигига жуда ҳам сезгирдир. Тегишли йўллар билан металл сиртларини қоплаш орқали, чиқиш ишини жуда ҳам камайтириш мумкин. Масалан, вольфрам сиртига ишқорий-ер металл оксидлари қатламини (Ca, Sr, Ba) юритиш чиқиш ишини 4,5 эВ дан 1,5—2 эВ гача (тоза  $W$  учун) камайтиради.

### 75-§. Термоэлектрон эмиссия. Электрон лампалар

Қизиган қаттиқ ёки суюқ жисмларнинг электронлар чиқариши термоэлектрон эмиссия деб айтилади. Ушбу параграфда бизни фақат металллар қизиқтиради.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисаси шу билан тушунтириладики, электронларнинг энергия бўйича тақсимланиши натижасида металл чегарасида потенциал тўсиқни енгиш учун энергияси етарли бўлган маълум миқдор электронлар мавжуд бўлади. Температура кўтарилганда бундай электронлар миқдори кескин ортади ва сезиларли бўлиб қолади.



154-расм.

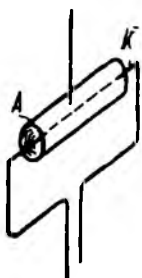
Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини текширишни 154-расмда тасвирланган схема ёрдамида амалга ошириш қулай.

Схеманинг асосий элементи икки электродли лампа ҳисобланади, уни одатда вакуумли диод деб аталади. У ичида  $K$  катод ва  $A$  аноддан иборат иккита электроди бўлган, ҳавоси сўриб олинган металл ёки шиша баллондан иборат. Конструкцияси бўйича электродлар турли шаклда тайёрланган бўлиши мумкин. Оддий ҳолда, катод ингичка тўғри тола, анод эса катодга нисбатан коаксаль цилиндр шаклида бўлади (155-расм).

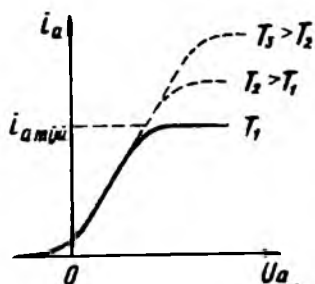
Катод, чўғлантурувчи батарея  $B_n$  томонидан ҳосил қилинган ток билан қиздирилади. Реостат  $R_1$  ёрдами билан чўғла-

тиш ток кучини бошқариб, чўғланиш температурасини ўзгартириш мумкин. Электродларга  $B_a$  анод батареясида кучланиш берилади. Анод кучланиши  $U_a$  нинг катталигини  $R_2$  потенциометр ёрдамида ўзгартириш ва  $V$  вольтметр ёрдамида ўлчаш мумкин (анод потенциали катод потенциалидан юқори бўлса,  $U_a$  мусбат ҳисобланади). Гальванометр  $G$  анод ток кучи  $i_a$  ни ўлчаш учун мўлжалланган.

Агар катод чўғланишини бирдай сақлаган ҳолда, анод ток кучи  $i_a$  нинг анод кучланиши  $U_a$  га боғлиқлиги олинса, у ҳолда 156-расмда тасвирланган эгри чизик ҳосил бўлади (турли



155- расм.



156- расм.

эгри чизиклар катод температурасининг турли қийматларига мос келади). Ушбу эгри чизик вольт-ампер характеристика деб аталади

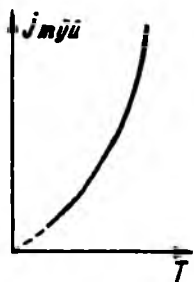
$U_a = 0$  бўлганда катоддан учиб чиққан электронлар унинг атрофида манфий фазовий зарядлар — электрон булутларини ҳосил қилади. Бу булут катоддан учиб чиққан электронларни итаради ва уларнинг кўпчилиги қисмини қайтариб юборади. Шунга қарамасдан, унча кўп бўлмаган электронлар анодгача учиб боришга муваффақ бўлади, натижада анод занжирида кучсиз ток оқа бошлайди. Электронларнинг анодга тушишини тўла тўхтатиш учун, яъни  $i_a$  ни нолга тенг қилиш учун, анод билан катод орасига маълум катталикдаги манфий кучланиш бериш керак бўлади. Натижада, диоднинг вольт-ампер характеристикаси нолдан бошланмай, балки координата бошидан бир оз чапроқдан бошланади.

$U_a$  нинг бирмунча кичик мусбат қийматларида анод токининг кучи  $i_a^{3/2}$  га пропорционал ўзгаради. Назарий жиҳатдан бу боғланиш Ленгмюр ва Богуславскийлар томонидан олинган бўлиб, иккидан уч қонунни дейилади.

$U_a$  нинг ортиши билан электр майдон томонидан анодга томон кўпроқ сонли электрон тортилади ва ниҳоят,  $U_a$  нинг маълум қийматида электрон булут тўлиқ тортиб олинади ва катоддан учиб чиққан барча электронлар анодга етиб келиш

имкониятига эга бўлади.  $U_a$  нинг кейинги ортиши, анод ток кучини орттира олмайди—ток тўйиниш қийматига эришади.

Тўйиниш токи термоэлектрон эмиссияни характерлаши тушунарлидир. Агар вақт бирлигида катоднинг бирлик сиртидан  $N$  та электрон учиб чиқса, у ҳолда тўйиниш токи зичлиги (катоднинг бирлик сиртига мос келувчи тўйиниш ток кучи)



157- расм.

$I_{тўй} = Ne$  га тенг бўлади. Шундай қилиб, чўғлантйривчи ток кучининг турли қийматларида тўйиниш токи зичлигини ўлчаб, турли температураларда бирлик юзадан учиб чиқувчи электронлар сонини топиш мумкин.

156- расмда бир неча температуралар учун вольт-ампер характеристикалари тасвирланган.  $U_a$  нинг кичик қийматларида улар мос тушади. Тўйиниш токи зичлигининг температурага боғлиқлиги 157- расмда кўрсатилган. Квант назария қуйидаги формулага олиб келади:

$$I_{тўй} = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}}, \quad (75.1)$$

бунда  $e\phi$  — чиқиш иши,  $A$  — металлниг турига боғлиқ бўлмаган константа бўлиб, унинг назарий қиймати  $1,20 \cdot 10^8 \text{ а/м}^2 \times \text{град}^2$  ( $120 \text{ а.с.м}^2 \cdot \text{град}^2$ ) га тенг. Анинг экспериментал қиймати назарий усулга қараганда тахминан икки марта кам бўлиб чиқади.  $I_{тўй}$  нинг температурага қараб ўзгаришини (75.1) формула тўла қаноатлантиради.

(75.1) формулани Ричардсон — Дэшман ёки қисқароқ қилиб, Ричардсон формуласи деб аталади<sup>1)</sup>.

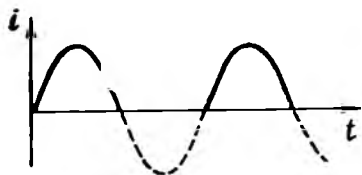
(75.1) дан кўриниб турибдики,  $e\phi$  нинг камайиши эмиссиянинг кескин ортишига сабаб бўлади (11 60°K да, яъни  $kT = 0,01 \text{ эв}$  да  $e\phi$  нинг 3 дан 1 эв гача камайиши, тўйиниш токи  $I_{тўй}$  нинг деярли  $5 \cdot 10^8$  марта ортиб кетишига олиб келишига осон ишонч ҳосил қилиш мумкин). Шунинг учун электрон лампалар тайёрланганда чиқиш ишининг камайишига олиб келувчи махсус қоплама ва катодни қайта ишлаш усуллари қўлланилади. Ҳозирги вақтда ишлаб чиқариладиган барий ёки стронций оксиди билан қопланган никелдан тайёрланиладиган оксидли катодлар 1,0 — 1,2 эв чиқиш ишига эга.

Аввалги параграфда қайд қилинганидек, ташқи майдон потенциал тўсиқ баландлигини камайтиради ва шу билан чиқиш иши ҳам камаяди (Шоттки эффекти). Бу ҳол тўйиниш ҳосил бўлгандан кейин ҳам диодда ток кучи  $U_a$  нинг ортиши билан озгина бўлса-да, ортишига олиб келади. Демак, вольт-ампер характеристикани унга мос келган қисми горизонтал бўлмай

<sup>1)</sup> Ричардсон термоэлектрон эмиссия учун классик формулани келтириб чиқарган, унинг формула си (75.1) дан шу билан фарқ қиладики, унда  $T$  ўрнига  $\sqrt{T}$  олинган. (75.1) формула Дэшман т омонидан ҳосил қилинган эди.

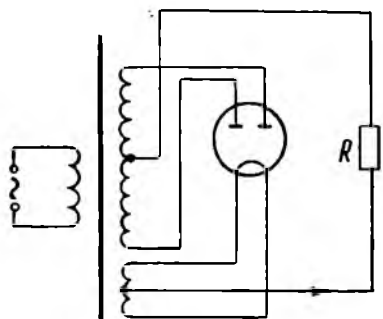
(156- расмда ифодалангани каби)  $U_a$  ўқиға унча катта бўлмаган бурчак остида боради.

Анод потенциалли катод потенциалига қараганда юқори бўлгандагина диоддан ток ўтади. Анодга манфий кучланиш берилганда анод занжирида ток бўлмайди. Диоднинг бу хосаси ундан ўзгарувчан токни тўғрилашда фойдаланишга имкон беради. Бундай мақсад учун мўлжалланган диод кенотрон деб аталади. Кенотронга берилган кучланиш вақт ўтиши билан гармоник қонун бўйича ўзгарса, ундан ўтган ток графиги 158-расмда тасвирланган кўринишда бўлади (158-расм). Бу ҳолда ток



158- расм.

занжир бўйлаб фақат ярим давр давомида оқиб туради, шунинг учун токнинг бундай усул билан тўғриланишини битта ярим даврли тўғрилаш дейилади. Бир вақтда иккита кенотрондан ёки битта баллонга жойлаштирилган қўш диоддан фойдаланиб, иккита ярим даврли тўғрилашни амалга ошириш мумкин. Бундай тўғрилагич схема 159-расмда тасвирланган. Трансформаторнинг бирламчи чулғами ўзгарувчан ток билан таъминланади. Иккиламчи чулғами иккита. Кичкина чулғами катодни чўғлантириш учун хизмат қилади. Катта чулғамида ўртача уч чиқарилган бўлиб, у  $R$  нагрузка орқали катодга уланган. Бу чулғамнинг қолган икки учи анодга уланади. Даврнинг битта ярим даврида бир анод катодга нисбатан анча юқори потенциалга эга бўлиб турса, иккинчи ярим даврда иккинчи анод катодга нисбатан худди шунча юқори потенциалга эга бўлади. Натижада нагрузка орқали график равишда 160-расмда тасвирланган ток оқиб туради. Бундай пульсацияланувчи токни текислаш мумкин.

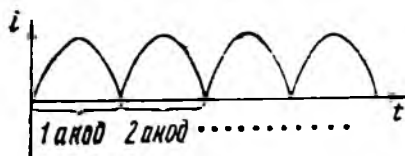


159- расм.

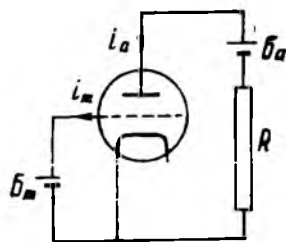
Агар катод билан анод орасига тўр шаклдаги учинчи электрод ўрнатилса, уч электродли электрон лампа — триод ҳосил бўлади (161-расм; схемада чўғлантириш занжири тушириб қолдирилган). Тўр катоднинг атрофини ўраб турувчи спираль кўринишида бўлиши ҳам мумкин. Агар тўрга катодга нисбатан унча катта бўлмаган мусбат потенциал берилса (бу ҳолда тўр билан катод орасидаги  $U_{тўр}$  кучланишни мусбат деб ҳисоблаймиз), электронлар катоддан тезроқ тортиб олина бош-

лайди. Улардан айримлари тўрға тушади (натижада унча катта бўлмаган  $i_T$  тўр токи ҳосил бўлади), лекин, электронларнинг асосий қисми тўр орқали учиб ўтиб, анодга етиб боради. Тўрнинг катодга яқинлиги туфайли тўр ва катод орасидаги кучланишнинг озгина ўзгариши анод ток кучига катта таъсир кўрсатади.

$U_{T\text{тўр}}$  тўр кучланиши манфий бўлганда анод токи камаяди ва етарлича катта манфий  $U_{T\text{тўр}}$  кучланишда ток тамоман йўқолади—лам-

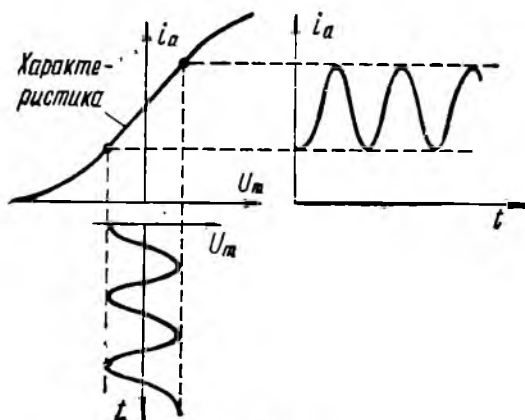


160- расм.



161- расм.

па берк ҳисобланади. Агар  $U_a$  анод кучланиши ўзгармас бўлган ҳол учун  $i_a$  анод токининг  $U_{T\text{тўр}}$  тўр кучланишига боғланиши олинса, 162-расмда тасвирланган эгрилик ҳосил бўлади.  $U_a$  нинг турли қийматлари учун қурилган бундай эгриликлар йиғиндиси триод тўр характеристикалари • иласини ҳосил қилади.



162- расм.

Қуйидаги

$$S = \frac{di_a}{dU_{T\text{тўр}}} \quad (75.2)$$

катталик характеристика тиклиги дейилади.

Характеристиканинг катта қисми тўғри чизиқлидир. Тўрға унча катта бўлмаган  $U_{T\text{тўр}}$  синусоидал кучланиш бериб, анод

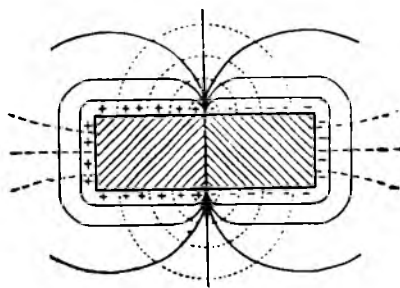
токнинг каттагина синусоидал ўзгаришини ҳосил қилиш мумкин. Бунда  $R$  қаршиликдан  $U_{\text{тўр}}$  амплитудага қараганда анча катта амплитудали ўзгарувчан кучланиш олиш мумкин. Триоднинг кучайтиргич сифатида ишлаши шунга асосланган. Бундан ташқари триоддан ўзгарувчан ток ва кучланишларни генерациялаш (уйғотиш) ҳамда ўзгартириш (шаклини ўзгартириш) учун фойдаланиш мумкин.

Электрон лампалар характеристикасини янада яхшилаш учун унга қўшимча электрод — тўрт киритилади. Тўрт электродли лампа — тетрод, беш электродлиси — пентод ва ҳ. к. деб аталади. Шунингдек, битта баллонга электродларнинг икки системаси жойлаштирилган лампалар кенг қўлланишга эга бўлмоқда. Шундай тузилган ҳар бир лампа иккита лампа функциясини бажаради.

## 76-§. Контакт потенциаллар фарқи

Агар иккита турли хил металл учлари бир-бирига тегизилса, улар орасида контакт потенциаллар фарқи деб аталувчи потенциаллар фарқи юзага келади. Бунда металлни ўраб турган фазода электр майдон ҳосил бўлади. 163-расмда мавжуд майдоннинг эквипотенциал сиртлари (яхлит чизиқлар) ва кучланганлик чизиқлари (пунктир чизиқлар) тасвирланган; ҳар бир металл сирти эквипотенциал сирт ҳисобланади.

Контакт потенциаллар фарқи металллар бир-бирига тегизилганда электронларнинг бир қисми бир металлдан иккинчисига ўтиши натижасида юзага келади. 164-расмда юқори қисмида иккита металл ифода-ланган: чапда уларнинг тегизилгунгача, ўнгга тегизилгандан кейин. Расмнинг пастки қисмида электронларнинг потенциал энергия графиги берилган. Биринчи металлда Ферми сатҳи иккинчисига қараганда юқорироқ деб фарз қилинади. Табиийки, бунда металллар контактлаштирилганда биринчи металлнинг энг юқори сатҳидаги электронлар иккинчи металлда бирмунча пастдаги бўш сатҳларга ўта бошлайди. Натижада, биринчи металлнинг потенциали ортиб, иккинчи металлнинг потенциали камаяди. Шунга мос ҳолда биринчи металлдаги электронларнинг потенциал энергияси камаяди, иккинчисида эса ортади (металлнинг потенциали ва ундаги электронлар потенциал энергияси турли ишорага эга эканини эслатиб ўтамиз; 152-расмга қаранг).



163- расм

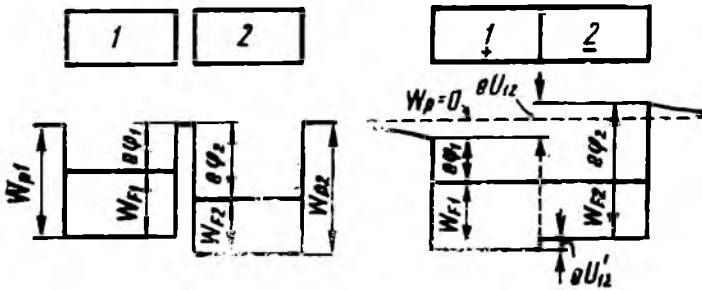
Статистик физикада тегиб турувчи металллар орасида (шунингдек, икки ярим ўтказгич ёки металл ва ярим ўтказгич орасида) Ферми сатҳларига мос келувчи тўла энергияларнинг тенглиги мувозанатлик шarti бўлиб ҳисобланиши исбот қилинади (164- расм; бу ҳолда Ферми сатҳлари бир хил баландликда жойлашади). Бундай шартга риоя қилинганда биринчи металл сиртига бевосита яқин жойдаги электроннинг потенциал энергияси иккинчи металл сирти яқинидаги электроннинг потенциал энергиясидан ( $e\varphi_2 - e\varphi_1$ ) га кам бўлади. Демак, биринчи металл сиртидаги потенциал иккинчисининг сиртидагисига қараганда

$$U_{12} = \frac{e\varphi_2 - e\varphi_1}{e} = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (76.1)$$

га юқоридир.  $U_{12}$  катталики биринчи ва иккинчи металллар орасидаги контакт потенциаллар фарқидир.

(76.1) формуладан кўринадикки, биринчи ва иккинчи металллар орасидаги контакт потенциаллар фарқи иккинчи ва биринчи металллар учун чиқиш ишларининг фарқини элементар зарядга бўлинганга ёки иккинчи ва биринчи металллар учун учлардаги потенциаллар фарқига тенг.

(76.1) потенциаллар фарқи металлдан ташқарида, бевосита унинг сиртига яқин турган нуқталар орасида юзага келади. Шунинг учун ҳам уни ташқи контакт потенциаллар фарқи деб аталади. Кўпинча, ташқи контакт потенциаллар фарқини назарда тутган ҳолда соддароқ қилиб, контакт потенциаллар фарқи деб гапирилади. Шунингдек, металлларнинг



164- расм.

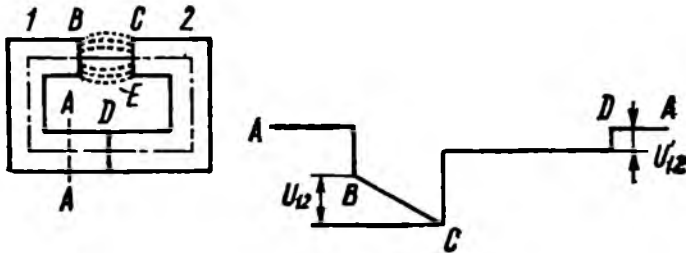
ички нуқталари орасида ҳам ички контакт потенциаллар фарқи деб аталувчи потенциаллар фарқи мавжуд. 164 расмдан кўришиб турибдикки, биринчи металлда электроннинг потенциал энергияси иккинчисига қараганда  $W_{F1} - W_{F2}$  га

кичикдир. Шунга мувофиқ ҳолда биринчи металл ичидаги потенциал иккинчисининг ичидагига қараганда

$$U'_{12} = \frac{W_{F_1} - W_{F_2}}{e} \quad (76.2)$$

қийматга юқоридир.

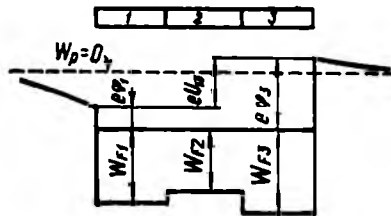
(76.2) ифода ички контакт потенциаллар фарқини беради. Биринчи металлдан иккинчисига ўтилганда потенциал шундай қийматга камаяди.



165- расм.

165- расмда тегиб турувчи 1 ва 2 металллар ва унинг ёнида штрих пунктир чизиқ билан контур бўйлаб потенциал ўзгаришлари тасвирланган. B — C оралиқда электр майдони ҳосил бўлади, унинг кучланганлик чизиқлари пунктир билан кўрсатилган.

166- расмда бир-бирига тегиб турувчи ҳар хил 1, 2, 3 металллар бўйлаб электронлар потенциал энергиясининг ўзгариб бориши берилган. Расмдан кўриниб турибдики, 1 ва 3 металл орасида ҳосил булувчи потенциаллар фарқи берилган ҳолда улар бевосита



166- расм

тегиб турган ҳолдагидек бир хил бўлади<sup>1)</sup>. Оралиқ звенолар сони исталганча бўлса ҳам, юқоридаги муносабат ўз кучини сақлайди; занжир учлари орасидаги потенциаллар фарқи занжирнинг икки четида жойлашган металлларнинг чиқиш ишлари фарқи билан аниқланади.

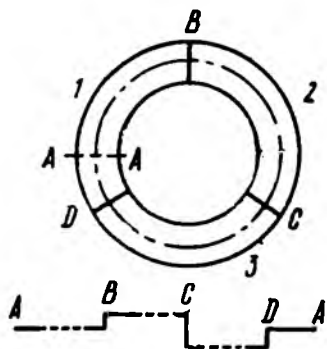
Турли металл жуфтлари учун гашқи контакт потенциаллар фарқи бир неча ўн вольтдан бир неча вольтгача оралиқда ўзгариб туради.

Контакт потенциаллар фарқи металл билан ярим ўтказкич

<sup>1)</sup> Бунда потенциаллар ўзгариши мумкин. Хусусан, иккита четки металллар бир хил штрихли потенциалга эга бўлиб қолиши ҳам мумкин.

чегарасида, шунингдек иккита ярим ўтказгич чегарасида ҳам ҳосил бўлади.

Хулоса қилиб, исталган сондаги турли хил металллардан ёки ярим ўтказгичлардан ташкил топган ёпиқ занжирда потенциал сакрашлар йиғиндиси нолга тенг дейиш мумкин (167-расм). Демак, барча кавшарланган қисмлар температурасини бир хил температурада ушлаб турилса, занжирда э. ю. к. ҳосил бўлмайди. Бундай занжирда токнинг ҳосил бўлиши термодинамиканинг иккинчи қонунига зид бўлар эди. Ҳақиқатан ҳам, металлларда ёки ярим ўтказгичларда ток оқиши химиявий ўзгаришлар ҳисобига бўлмагани учун ток занжирини ўраб олган муҳитдан олган иссиқлик ҳисобига иш бажарилган бўлиши керак эди. Бунда ҳеч қандай қўшимча процесслар (масалан, олинган иссиқликнинг бир қисмини



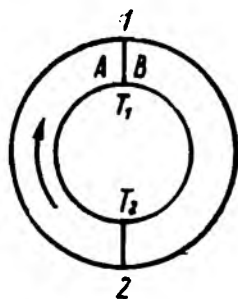
167- расм.

бошқа жисмларга узатиш) содир бўлмас эди. Шундай қилиб, иккинчи даражали перпетуум мобиле амалга ошган бўлар эди.

### 77-§. Термоэлектрик ҳодисалар

Металларда, шунингдек ярим ўтказгичларда ҳам, иссиқлик ва электр ҳодисалари орасида термоэлектрик ҳодисалар: Зеебек ҳодисаси, Пельтье ҳодисаси ва Томсон ҳодисалари деб аталувчи қатор ҳодисаларни асословчи маълум ўзаро боғланишлар мавжуд.

**Зеебек ҳодисаси.** Зеебек 1821 йилда берк занжирни ташкил қилган икки хил металлнинг 1 ва 2 кавшарланган қисмларини турли температураларда ушлаб турилса, занжир бўйлаб ток оқишини қайд қилди (168-расм). Кавшарланган нуқталардаги температуралар фарқининг ишораси ўзгартирилиши ток йўналишининг ўзгаришига олиб келади.



168- расм.

Термоэлектр юритувчи куч (қисқача термо э. ю. к.) икки хил сабабга кўра юзага келади. 71-§ да қайд қилинганидек, Ферми сатҳи температурага боғлиқдир<sup>1)</sup>. Шунинг учун турли температура-

1) Унча юқори бўлмаган температураларда металллар учун ( $kT \ll W_{FO}$  бўлганда) бу боғланиш  $W_T = W_{FO} \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{kT}{W_{FO}} \right)^2 \right]$  кўринишга эга, бунда  $W_{FO}$  —  $0^\circ\text{K}$  даги Ферми сатҳи.

ларда бўлган кавшарлар учун бир металлдан иккинчисига ўтганда [ички контакт потенциаллар фарқи (76.2) формулага қаранг] потенциаллар сакраши турлича бўлади ва бутун занжир учун потенциал сакрашларининг йиғиндиси нолдан фарқлидир. 168-расмда кўрсатилган стрелка йўналишида

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{конт}} &= U'_{AB}(T_1) + U'_{BA}(T_2) = \\ &= \frac{1}{e} \left\{ [W_{FA}(T_1) - W_{FB}(T_1)] + [W_{FB}(T_2) - W_{FA}(T_2)] \right\} = \\ &= \frac{1}{e} \left\{ [W_{FB}(T_2) - W_{FB}(T_1)] + [W_{FA}(T_2) - W_{FA}(T_1)] \right\} \end{aligned}$$

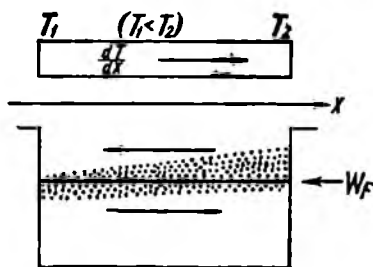
га тенг бўлган э. ю. к. нинг ҳосил бўлиши учун шунинг ўзи етарли бўлиши керак эди.

Охирги ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\epsilon_{\text{конт}} = \int_{T_1}^{T_2} \left( \frac{1}{e} \frac{dW_{FB}}{dT} \right) dT - \int_{T_1}^{T_2} \left( \frac{1}{e} \frac{dW_{FA}}{dT} \right) dT. \quad (77.1)$$

Термо-э. ю. к. ҳосил бўлишнинг иккинчи сабабини тушуниш учун узунлиги бўйлаб температура градиенти бўлган бир

жинсли металл ўтказгични текшириб кўрамиз (169-расм). Бунда нисбатан юқори энергияли ( $W > W_F$ ) электронлар концентрацияси совуқ учига қараганда қизиган учига кўпроқ бўлади: бирмунча камроқ энергияли ( $W < W_F$ ) электронлар концентрацияси аксинча, қизиган учига камроқ бўлади. Ўтказгич бўйлаб мавжуд энергия қийматга эга бўлган электронлар концентрацияси градиентининг ҳосил бўлиши, тез электронларнинг совуқ учга, секин электронларни эса, иссиқ учга диффузиясиний юзага келтиради.



169-расм.

Тез электронларнинг диффузион оқими секин электронлар оқимига қараганда катта бўлади. Шунинг учун совуқ учи яқинида оргиқча электронлар ҳосил бўлади, иссиқ учи яқинида эса улар егишмайди. Натижада ўтказгич ичида температура градиентига қарши йўналган электр майдони ҳосил бўлади. У тез электронлар оқимини камайтиради ва секин электрон оқимини кўпайтиради. Ҳар бир кўндаланг кесим юзида иккала оқим тенглашганда мувозанат ҳолат юзага келади. Бунда ўтказгичнинг  $dx$  узунликка эга бўлган ҳар бир қисмида ушан-

даги  $dT$  температура ўзгаришига мос келувчи  $d\varphi$  потенциал ўзгариши содир бўлади. Қуйидагича белгилаш киритамиз:

$$\beta = \frac{d\varphi}{dT}. \quad (77.2)$$

Умумий ҳолда ўтказгич узунлиги бўйлаб потенциал турли сабабга кўра ўзгариши мумкин. (77.2) даги  $d\varphi$  деганда потенциалнинг фақат температура градиенти туфайли юзага келган ўзгариши тушунилади.

Температуралари  $T_1$  ва  $T_2$  га тенг бўлган ўтказгич учлари орасида

$$\Delta\varphi_{\text{диффуз}} = \int_{T_1}^{T_2} \beta dT \quad (77.3)$$

потенциаллар фарқи пайдо бўлади.

Бунда  $\beta$  нинг қиймати унчалик катта эмас, у тахминан  $10^{-4}$  в/град атрофида бўлади. Шунинг учун (77.3) потенциаллар фарқини қайд қилиш қийин.

Нотекис қиздирилган ўтказгич учларида потенциаллар фарқининг ҳосил бўлиш процесси ярим ўтказгичлар учун ҳам ўринлидир. Агар ток ташувчилар электронлар ҳисобланса, юқорида кўрганимиздек, қизиган учининг потенциали совуқ учининг потенциалига қараганда юқори бўлар экан. Демак,  $n$ -тип ярим ўтказгичларда  $d\varphi$  ва  $dT$  лар бир хил ишорага эга, яъни  $\beta > 0$ . Тешикли ўтказувчанлик ҳолатида катта сондаги тешиклар совуқ учига қараб диффузияланиб, унинг яқинида ортиқча мусбат заряд ҳосил қилади. Шундай қилиб  $p$ -тип ярим ўтказгичда совуқ учининг потенциали қизиган учининг потенциалига қараганда юқори ва  $\beta < 0^1$ , бўлади.

Яна 168-расмга қайтамыз.  $A$  ва  $B$  қисмлар учун  $\beta$  нинг бир қийматли эмаслиги ҳисобига стрелка йўналишида

$$\mathcal{E}_{\text{диффуз}} = \int_{T_1}^{T_2} \beta_A dT + \int_{T_1}^{T_2} \beta_B dT = \int_{T_1}^{T_2} \beta_A dT - \int_{T_1}^{T_2} \beta_B dT \quad (77.4)$$

га тенг бўлган э. ю. к. ҳосил бўлади (интеграллаш чегараси аниқланаётганда э. ю. к. потенциалнинг камайиши йўналишида таъсир этишини ҳисобга олиш керак бўлади).

Термоэлектр юритувчи куч  $\mathcal{E}_{\text{термо}}$  контактлардаги (кавшарланган учлардаги) потенциал сакрашлари (77.1) ва ток ташувчиларнинг диффузияси натижасида содир бўлган (77.4) потенциал ўзгаришлари йиғиндисидан ташкил топади.

<sup>1)</sup> Холл потенциал фарқининг ишораси мусбат заряд ташувчиларга мос келган (73-§ нинг охириги абзацига қаранг) металллар шундай ишорали  $\beta$  га эгадир.

Шундай қилиб,

$$\mathcal{E}_{\text{термо}} = \mathcal{E}_{\text{конт}} + \mathcal{E}_{\text{лиффуз.}}$$

Бунга (77.1) ва (77.4) ифодаларни қўйиб ҳамда оддий ҳисоблашларни бажариб, қуйидагини толамиз:

$$\mathcal{E}_{\text{термо}} = \int_{T_1}^{T_2} \left( \beta_A - \frac{1}{e} \frac{dW_{FA}}{dT} \right) dT - \int_{T_1}^{T_2} \left( \beta_B - \frac{1}{e} \frac{dW_{FB}}{dT} \right) dT.$$

Қуйидаги

$$\alpha = \beta - \frac{1}{e} \frac{dW_F}{dT} \quad (77.5)$$

катталик металл ёки ярим ўтказгич характеристикаси ҳисобланиб, термо-э. ю. к. коэффициенти деб аталади.

(77.5) белгилашдан фойдаланиб, термо-э. ю. к. ифодасини

$$\mathcal{E}_{\text{термо}} = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_A dT - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_B dT \quad (77.6)$$

кўринишда бериш мумкин.

Агар  $\alpha_A$  ва  $\alpha_B$  лар  $T_1 \div T_2$  интервал чегараларида температурага боғлиқ ҳолда кам ўзгарса, у ҳолда

$$\mathcal{E}_{\text{термо}} = \alpha_{AB} (T_1 - T_2) \quad (77.7)$$

деб ёзиш мумкин, бунда  $\alpha_{AB}$  ни  $\alpha_A - \alpha_B$  орқали белгиланган.  $\alpha_{AB}$  катталикни берилган металл ёки ярим ўтказгичлар жуфти учун солиштирма термо-э. ю. к. деб аталади. Кўпчилик металл жуфтлари учун  $\alpha_{AB}$  катталик  $10^{-5} \div 10^{-4}$  в град тартибда бўлади; ярим ўтказгичлар учун у жуда катта қийматга ( $1,5 \cdot 10^{-3}$  в град гача) эга. Бу ҳол, турли типдаги ўтказувчанликка эга бўлган ярим ўтказгичларда  $\alpha$  нинг турли ишорага эга бўлишлиги билан тушунтирилади<sup>1)</sup>, шу сабабли

$$|\alpha_{AB}| = |\alpha_A| + |\alpha_B|.$$

Айрим ҳолларда солиштирма термо-э. ю. к. температура билан бўш боғланишга эга. Бироқ кавшарланган учлардаги температуралар фарқини орттириш билан  $\mathcal{E}_{\text{термо}}$  чизиқли қонуният билан эмас, балки ишораси ўзгариши мумкин бўлган етарлича мураккаб ҳол бўйича ўзгариши

<sup>1)</sup> Температура кўтарилганда аралашмалари ярим ўтказгичлардаги Ферми сатҳлари таъққиданган эднa маркази йуналишида силжийди, яъни турли типдаги ярим ўтказгичлар учун қарама-қарши томонга силжийди. (71.2) катталик турли тип ўтказувчанликдаги ярим ўтказгичлар учун турли ишораларга

мумкин. Масалан, темир—мис жуфтнинг бир кавшарланган учини  $0^{\circ}\text{C}$  температурада ушланса, у ҳолда иккинчи кавшарланган учининг температураси тахминан  $540^{\circ}\text{C}$  га тенг бўлганда термо-э. ю. к. ногла айланади; кавшарланган учининг температураси анча паст бўлганда  $\mathcal{E}_{\text{термо}}$  бир ишорага эга бўлса, юқори температураларда бошқа ишорага эга бўлади.

Зеебек ҳодисасидан температурани ўлчашда фойдаланиш мумкин. Бундай мақсадда ишлатиладиган қурилма термопара деб аталади. Термопаранинг бир кавшарланган учи ўзгармас температурада ушлаб турилади (масалан,  $0^{\circ}\text{C}$  да), иккинчи учини температураси ўлчаниши керак бўлган идишга туширилади. Температуранинг катталигини гальванометр билан ўлчанган термоток кучига қараб баҳолаш мумкин. Ҳосил бўлган термо-э. ю. к. ни компенсация методи билан ўлчанганда аниқроқ натижага эга бўлиш мумкин. Термопара ёрдамида паст температураларни ҳам, юқори температураларни ҳам градуснинг юздан бир улушигача аниқлик билан ўлчаш мумкин.

Ф. и. к. жуда кам бўлгани учун (0,5% дан ортмайди) металл ва унинг қотишмаларидан ишланган термопаралардан ток манбаи сифатида фойдаланилмайди. Ярим ўтказгич материаллардан ишланган термопаралар анча юқори ф. и. к. га эга (7% гача). Улардан турмушда кичик ток генераторлари сифатида фойдаланилади. Керосин лампа шишасига абажур сифатида кийгизиладиган бундай генератор энергияси радиоприёмникни таъминлаш учун етади.

**Пельтье ҳодисаси.** 1834 йилда Пельтье томонидан очилган бу ҳодиса шундан иборат эдики, турли металл ёки ярим ўтказгичлардан тузилган занжир орқали ток оқиб ўтаётганда бир кавшарланган учиде иссиқлик ажралиши содир бўлса, бошқа учиде иссиқлик ютилиши содир бўлар экан. Шундай қилиб, Пельтье ҳодисаси Зеебек ҳодисасининг тескарсис экан. Ажралиб чиққан иссиқлик миқдори

$$Q_{AB} = P_{AB} \cdot q = P_{AB} \cdot it \quad (77.8)$$

ифода билан аниқланади, бунда  $q$ —кавшарланган учдан ўтган заряд,  $P_{AB}$ —Пельтье коэффициентидеб аталувчи пропорционаллик коэффициенти, (ток  $A$  звенодан  $B$  звенга оқади).

Пельтье иссиқлиги Жоуль—Ленц иссиқлигидан фарқли бўлиб, ток кучининг квадратига эмас, балки биринчи даражасига пропорционалдир. Ток йўналиши ўзгартрилганда  $Q$  ўз ишорасини ўзгартиради, яъни иссиқлик ажралиши ўрнига худди ўшанча иссиқлик миқдорининг ютилиши кузатилади ( $q$  нинг ўша қийматида).

Демак,

$$P_{AB} = -P_{BA}$$

Пельтье коэффициентлари билан термо-э. ю. к. коэффициентлари орасида термодинамика қонунларидан келиб чиқувчи қуйидаги

$$P_{AB} = \alpha_{AB} T \quad (77.9)$$

муносабат мавжуд.

Пельтье ҳодисаси қуйидагича тушунтирилади. Ток ташувчилар (электрон ёки тешиклар) кавшарланиш чегарасининг турли томонида турлича ўртача энергияга эгадир (кинетик ва потенциал энергиядан ташкил топган тўлиқ энергия назарда тутилади). Агар заряд ташувчилар кавшарланган учдан ўтиб, кичик энергияли соҳага тушиб қолса, улар ортиқча энергияларини кристалл панжарага беради, натижада кавшарланган учи қизийди. Бошқа учда эса ток ташувчилар катта энергияли соҳага ўтади: етишмайдиган энергияни панжарадан олади, натижада бу кавшарланган учининг совига эришилади.

Турли тип ўтказувчанликка эга бўлган иккита ярим ўтказгич контактида аҳвол мутлақо бошқачадир. Бунда бир кавшарда электрон ва тешиклар бир-бирига қарама-қарши йўналишда ҳаракат қилади. Улар тўқнашганда рекомбинациялашади: *n*-тип ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасидаги электрон *p*-тип ярим ўтказгичга ўтиб, валент зонада тешикнинг ўрнини эгаллайди. Бунда *n*-тип ярим ўтказгичда эркин электронни ва *p*-тип ярим ўтказгичда тешикни ҳосил бўлиши учун зарур бўлган энергия, шунингдек, электрон ва тешикнинг кинетик энергияси ажралади. Бу энергия кристалл панжарага сарф этилиб, кавшарланган учни қиздиришга кетади. Бошқа кавшарланган учдан ўтувчи ток ярим ўтказгичлар орасидаги чегарадан электрон ва тешикни сўриб олади. Чегара соҳада ток ташувчиларнинг камайиб бориши электрон ва тешикларнинг жуфт-жуфт юзага келиши ҳисобига тўлдириб турилади (бунда электрон *p*-ярим ўтказгичнинг валент зонасида *n*-ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасига ўтади). Жуфтларни юзага келишига панжарадан олинган энергия сарфланади—кавшарланган учи совийди.

А. Ф. Иоффе Пельтье ҳодисасидан совитгич қурилмаларини яратишда фойдаланиш ғоясини илгари сурди. Ишчи элементлари ўзаро алмашиб келувчи *n*- ва *p*-тип ярим ўтказгичлар батареяси ҳосилланган, унча катта бўлмаган хўжалик ҳолодильникларининг тажриба нусхалари яратилди. Бир турдаги кавшарланган уч (масалан, *n* дан *p* га ўтишга мос келувчи) совитиладиган соҳага киритиб қўйилади, бошқа турдагиси (*p* дан *n* га ўтишга мос келувчи) ташқарига чиқариб қўйилади. Токнинг тегишли йўналишида ички кавшарланган учлар иссиқликни ютади, бунда унинг атрофидаги бўшлиқнинг температураси пасаяди, ташқи кавшарланган учлар эса иссиқликни ташқи муҳитга беради.

Пельтье ҳодисасидан хоналарни электр билан иситишда фойдаланиш ҳам қизиқарлидир. Бундай ҳолда иссиқлик ютувчи кавшарланган учни ташқарига, иссиқлик ажратувчи кавшарланган учни эса иситилувчи хона ичига жойлаштириш керак бўлади. Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, тегишли йўналиш бўйича ток ўтказиб, ички кавшарланган учларда ток ҳосил қилиш учун сарфланадиган энергиядан деярли икки марта ортиқ иссиқлик миқдори ажралишини ҳосил қилиш мумкин экан (қолган энергия ташқи муҳитдан тўплаб олинади). Иситишнинг бундай системасининг афзаллиги шундан иборатки, керак бўлганда масалан, ҳаво иссиқ бўлганда қайта ўзгартиришсиз хонанинг температурасини пасайтириш учун фойдаланиш ҳам мумкин — бунинг учун фақат ток йўналишини ўзгартириш етарлидир.

**Томсон ҳодисаси.** Термодинамик мулоҳазалар асосида Томсон 1856 йилда узунлиги бўйича температура градиенти бўлган бир жинсли ўтказгичдан ток ўтганда Пельтье иссиқлиги каби иссиқлик ажралиши (ёки ютилиши) кераклигини олдиндан айтиб берди. Бу эффект тажрибада тасдиқланди ва Томсон ҳодисаси номини олди.

Томсон ҳодисаси асосида ўтказгичда ажралган солиштирма

$$\omega = \tau \frac{dT}{dx} j \quad (77.10)$$

қувватга тенг, бунда  $dT/dx$  — берилган жойдаги температура градиенти,  $j$  — ток зичлиги,  $\tau$  — пропорционаллик коэффициенти бўлиб, Томсон коэффициенти деб аталади. Бу коэффициент термо-э. ю. к. коэффициенти ва Пельтье коэффициенти билан термодинамикадан келиб чиқадиган маълум муносабат орқали боғлангандир.

Томсон ҳодисаси Пельтье ҳодисасига ўхшаш тушунтирилади. Ток температура ортиб бориши йўналишида ўтаётган бўлсин. Агар ток ташувчилар — электронлар бўлса, улар ўз ҳаракатлари давомида нисбатан юқори температурали ўринларидан (демак, юқори ўртача энергияли электронлар) нисбатан паст температурали ўринларга (кичик ўртача энергияли) ўта бошлайди. Электронлар ўзларининг ортиқча энергияларини панжарога беради, бу ҳол иссиқлик ажралишига олиб келади. Агар ток ташувчилар бўлиб тешиклар ҳисобланса, эффектнинг тескари ишорага эга бўлишини осонгина кўриш мумкин.

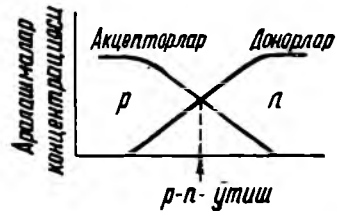
## 78-§. Ярим ўтказгичли диод ва триодлар

Токларни тўғрилаш ва кучланишларни кучайтириш ярим ўтказгичли (ёки кристалл) диод ва триодлар деб аталувчи ярим ўтказгичли қурилмалар ёрдамида ҳал этилиши мумкин. Ярим ўтказгичли триодларни, шунингдек транзисторлар деб ҳам аталади.

Ярим ўтказгичли қурилмаларни нуқтавий ва ясси контакт-ли қурилмаларга ажратиш мумкин. Биз ясси диод ва транзисторларни қараб чиқиш билан чегараланамиз.

Ясси контактли қурилмаларнинг асосий элементи  $p-n$ -ўтиш ҳисобланади. У биргина кристаллнинг икки соҳаси орасидаги чегарада аралашмали ўтказувчанликдан фарқланувчи юпқа қатламни ифодалайди. Бундай ўтишни тайёрлаш учун электрон ўтказувчанликка эга бўлган аралашма қолдиғи жуда кам бўлган жуда тоза германий монокристалли олинади. Кристаллдан қирқиб олинган юпқа пластинканинг бир томонига индий бўлакчаси эритиб қуйилади. Вакуумда ёки инерт газ атмосферасида амалга ошириладиган операция вақтида индий атомлари германийнинг маълум чуқурлигига қадар диффузияланиб боради. Индий атомлари ўтиб борган соҳаларда германий тешик ўтказувчанликка эга бўлиб қолади. Бу соҳа чегараларида  $p-n$ -ўтиш ҳосил бўлади.

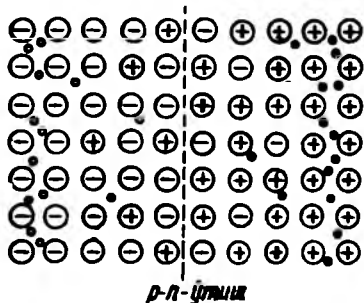
170-расмда чегара қатламга перпендикуляр йўналишда аралашма концентрациясининг ўзгариб бориши кўрсатилган.  $p$ -соҳада аралашма атомлари томонидан электронни тортиб олиш натижасида



170- расм.

ҳосил бўлган тешиклар асосий ток ташувчи бўлиб ҳисобланади (бунда акцепторлар манфий ион бўлиб қолади); бундан ташқари шу соҳада электронларнинг иссиқлик ҳаракати натижасида валент зонадан бевосита ўтказувчанлик зонасига (бу процесс тешиклар сонини ҳам бир оз кўпайтиради) ўтиши натижасида ҳосил бўладиган, асосий бўлмаган кам сондаги ток ташувчилар—электронлар ҳам мавжуддир.  $n$ -соҳада асосий ток ташувчилар—донорлар томонидан ўтказувчанлик зонасига берилган (бунда донорлар мусбат ионларга айланиб қолади) электронлар ҳисобланади; иссиқлик ҳаракат ҳисобига юз берган электронларнинг валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтиши мавжуд соҳа учун асосий ток ташувчи бўлмаган—унча кўп бўлмаган тешикларнинг ҳосил бўлишига олиб келади.

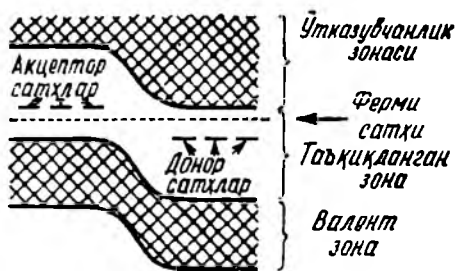
Чегара қатлам орқали қарама-қарши йўналишда диффузияланиб, тешик ва электронлар бир-бирлари билан рекомбинацияланади. Шунинг учун  $p-n$ -ўтиш ток ташувчиларга жуда камбағаллашган бўлиб, катта қаршиликка эга бўлиб қолади, Шунинг билан бир вақтда соҳалар орасидаги чегарада зарядлари эндиликда тешиклар билан компенсацияланмайдиган акцептор аралашманинг манфий ионларидан ҳамда зарядлари эндиликда электронлар билан компенсацияланмайдиган донор аралашманинг мусбат ионларидан ташкил топган қўш электр қатлам пайдо бўлади (171-расм; доирчалар—ионлар, қора нуқталар—элек-



171- расм.

$n$ -соҳа потенциалига нисбатан пастлиги сабаб бўлади; шунга мувофиқ  $p$ -соҳадаги электроннинг потенциал энергияси  $n$ -соҳадагига қараганда катта бўлади. Валент зонанинг пастки чегараси электрон  $W_p$  потенциал энергиясининг ўтишга нисбатан перпендикуляр йўналишда ўзгариб боришга йўл беради

тронлар, оқ нуқталар — тешиklarлардир). Бундай қатламда электр майдони шундай йўналганки, у асосий ток ташувчиларнинг қатлам орқали кейинги ўтишларига қарши таъсир этади. Ҳар икки соҳанинг Ферми сатҳлари бир хил баландлик бўйича жойлашган потенциал тўсиқ қийматида заряд ташувчилар мувозанатга эришади (172-расм). Ўтиш соҳасидаги энергетик зоналарнинг эгиллишига мувозанат ҳолатда  $p$ -соҳа потенциалининг



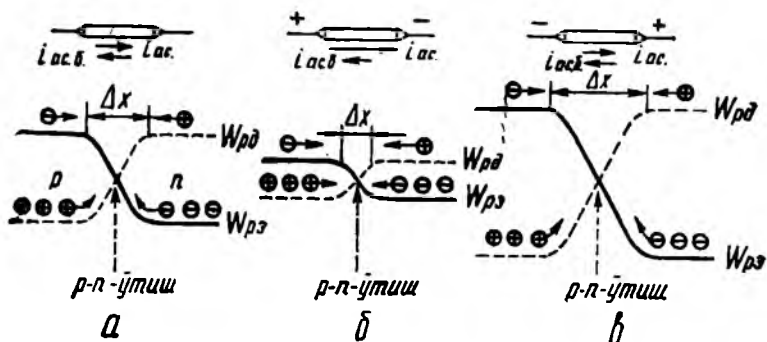
172- расм.

(173-а расмда яхлит эгри чизиққа қаранг). Тешиклар заряди электронлар зарядига қарама-қарши бўлгани учун уларнинг  $W_{pT}$  потенциал энергияси  $W_{ps}$  кичик бўлган ерда катта бўлади ва аксинча (173-а расмда пунктир эгри чизиққа қаранг).

$p$ -ва  $n$ -соҳалар орасидаги мувозанатлик қўзғалувчан ҳисобланади. Асосий ташувчиларнинг бирор қисми потенциал тўсиқни энгиб ўтишга муваффақ бўлади, натижада ўтиш жойи орқали унча катта бўлмаган  $i_{асос}$  ток оқиб ўтади (173-а расм). Бу ток асосий бўлмаган ток ташувчиларнинг ҳосил қилган қарши  $i_{ас.б}$  токи билан компенсацияланади. Асосий бўлмаган ташувчилар жуда кам, бироқ улар потенциал тўсиқдан „сирпаниб“ соҳалар чегараси орқали осон ўтиб олади.  $i_{ас.б}$ нинг катталиги ҳар секундда пайдо бўлиб турадиган асосий бўлмаган ток ташувчилар сони билан аниқланиб, потенциал тўсиқ баланд-

лигига деярли боғлиқ бўлмайди.  $i_{асос}$  нинг катталиги эса аксинча, тўсиқ баландлигига жуда боғлиқдир. Потенциал тўсиқнинг  $i_{асос}$  ва  $i_{ас.б.}$  тоқлар бир-бирларини компенсациялайдиган вақтда эга бўлган қийматида мувозанат юзага келади.

Кристаллга ташқи кучланиш берамиз, бунда манбанинг „+“ қутбини  $p$ -соҳага „-“ қутбини  $n$ -соҳага <sup>1)</sup> улаймиз (бундай кучланиш тўғри кучланиш деб аталади). Бу ҳол  $p$ -соҳада потенциалнинг ортишига (яъни  $W_{p,T}$  нинг ортишига ва  $W_{p,э}$  нинг пасайишига) ва  $n$ -соҳада потенциалнинг камайишига (яъни  $W_{n,T}$  пасайишига ва  $W_{n,э}$  ортишига) олиб келади



173- расм.

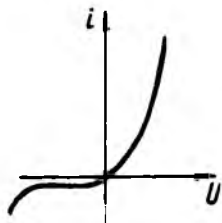
(173- б расм). Натижада потенциал тўсиқ баландлиги камаяди ва  $i_{асос}$  ток ортади.  $i_{ас.б.}$  ток эса амалда ўзгаришсиз қолади (юқорида қайд қилингани каби, тўсиқ баландлигига деярли боғлиқ бўлмайди). Демак, натижавий ток нолдан фарқли бўлиб қолади. Потенциал тўсиқнинг пасайиши қўйилган кучланишга пропорционалдир (у  $eU$  га тенг). Тўсиқ баландлиги камайганда асосий ташувчилар ҳосил қилган ток ва демак, натижавий ток тез ортиб боради. Шундай қилиб,  $p$  —  $n$ -ўтиш  $p$ -соҳадан  $n$ -соҳага томон ток ўтказилади. Бу ток кучи қўйилган кучланишнинг ортиши билан тез ортиб боради. Буни тўғри йўналиш ( $e$  ўтказиш,  $e$  ўтиш) деб аталади.

Тўғри кучланишда кристаллда ҳосил бўлган электр майдони асосий ташувчиларни соҳалар орасидаги чегарага „сиқади“, натижада заряд ташувчилар билан камбағаллаштирилган ўтиш

<sup>1)</sup> Ташқи кучланишнинг улаиши мувозанатни бузади, бунда ҳар икки соҳадаги Ферми сатҳлари бир-бирига нисбатан силжиб қолади. Тўғри кучланишда  $p$ -соҳада  $W_F$  сатҳ  $n$ -соҳадагига қараганда пастроқда жойлашади.

қатлами кенглиги тораяди<sup>1)</sup>. Шунга мувофиқ ҳолда, кучланиш қанчалик катта бўлса, ўтиш қаршилиги шунчалик тез камайиб боради. Шундай қилиб, ўтказувчи соҳада, вольтампер характеристика тўғри чизиқли бўлмайди (174-расм).

Энди кристаллга шундай йўналишдаги кучланиш берайликки, манбанинг „+“ қутби  $n$ -соҳага, „-“ қутби эса  $p$ -соҳага уланган бўлсин (буни тескари кучланиш дейилади). Тескари кучланиш потенциал тўсиқнинг ортишига ва шунга мувофиқ



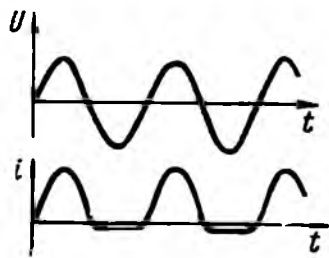
174-расм.

ҳолда асосий заряд ташувчилар токи  $i_{асос}$  нинг камайишига олиб келади (173-в расм). Бунда ҳосил бўлган натижавий ток (тескари ток деб аталувчи) тўйиниш қийматига тез эришади (яъни  $U$  га боғлиқ бўлмай қолади, (174-расм) ва  $i_{ас.б.}$  га тенг бўлиб қолади. Шундай қилиб,  $p-n$  ўтиш  $p$ -соҳадан  $p$ -соҳага томон (тескари ёки беркитувчи деб аталади) фақат асосий бўлмаган ток ташувчиларга боғлиқ бўлган кучсиз ток ўтказади. Фақат жуда ҳам катта

тескари кучланиш берилгандагина ток кучи кескин ортади, бу ўтишнинг электрик тешилиши натижасида рўй беради. Ҳар бир  $p-n$  ўтиш унга қўйилган тескари кучланишнинг чегаравий қиймати билан характерланади, бу қийматда  $p-n$  ўтиш ҳеч қандай бузилишсиз ишлаши мумкин.

Кристаллга тескари кучланиш қўйилганда ҳосил бўлган майдон  $p$ -ва  $n$ -соҳалар орасидаги чегарадан асосий ташувчиларни „орқага тортади“, бу эса ташувчилари камайган ўтиш қатлами кенглигининг ортишига олиб келади. Шунга мувофиқ ҳолда ўтиш қаршилиги ҳам ортиб боради. Демак,  $p-n$  ўтиш тескари йўналишда тўғри ҳолдагисига қараганда бирмунча катта қаршиликка эгадир.

Юқорида айтилганлардан,  $p-n$  ўтишдан ўзгарувчан токни тўғри-лашда фойдаланиш мумкин эканлиги келиб чиқади. 175-расмда берилган кучланиш гармоник қонун бўйича ўзгарган ҳол учун  $p-n$  ўтиш орқали оқиб ўтувчи ток графиги кўрсатилган. Бу ҳолда ток ташувчилар камайган қатлам кенглиги ҳамда ўтиш қаршилиги кучланиш ўзгариши билан бир хил тактда ўзгариб пульсацияланади.



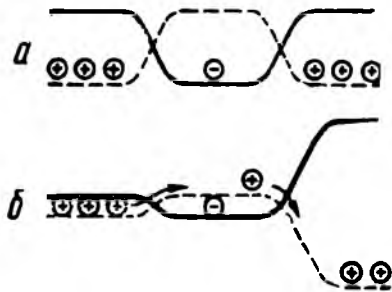
175-расм.

<sup>1)</sup> Ўтиш қатлами кенглиги камайишини берилган  $d\phi/dx$  да  $\Delta\phi$  потенциалнинг кичик ўзгариши  $\Delta x$  нинг кичик узунлигида амалга оширилиши билан тушунтириш мумкин.

Германий элементидан ясалган тўғрилагичлар 1000 вольт тескари кучланишга чидай олади. Кучланиш 1 в бўлганда ток зичлиги тўғри йўналиш бўйича  $100 \text{ а. см}^2$  га етади, тескари йўналишда эса — бир неча микроампердан катта бўлмайди. Кремнийли тўғрилагичлар бундан ҳам юқори тескари кучланишга чидай олади. Улар шунингдек, бирмунча юқори ишчи температурага ҳам чидайди (германий учун тахминан  $100^\circ\text{C}$  бўлса, бунда  $180^\circ\text{C}$  гача). Нисбатан кенг тарқалган селенли тўғрилагичлар ёмонроқ параметрларга эгадир. Улар учун рухсат этилган тескари кучланиш 50 вольтдан ортиқ бўлмай, тўғри токнинг энг катта зичлиги  $50 \text{ ма см}^2$  гача бўлади.  $N$  та тўғриловчи элементларни (селен шайбаларни) кетма-кет улаб,  $N$  марга катта тескари кучланишга чидайдиган тўғрилагич ҳосил қилиш мумкин.

Ярим ўтказгичли триод ёки транзистор иккита  $p-n$ -ўтишга эга бўлган кристаллни ифодалайди. Турли типдаги ўтказувчан соҳаларнинг алмашилиш тартибига боғлиқ ҳолда  $p-n-p$ - ва  $n-p-n$ -транзисторларга бўлинади<sup>1)</sup>.

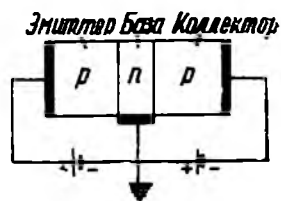
Транзисторнинг ўрта қисми (транзисторнинг хилига қараб  $n$ -ёки  $p$ -тип ўтказувчанликка эга бўлади) унинг базаси деб аталади. Базанинг икки томонига тегиб турувчи ўтказувчанлиги базага нисбатан бошқа тип ўтказувчанликка эга бўлган соҳалар эмиттер ва коллекторни ҳосил қилади.



177- расм.

$p-n-p$ -тип транзисторнинг ишлаш принципини қисқача қараб чиқамиз (176- расм). Бундай транзисторни тайёрлаш учун электрон ўтказувчанликка эга бўлган тоза германийдан ишланган пластинка олинади ва унинг ҳар икки томонига индий эритиб қўйилади. Эмиттер ва коллектордаги ташувчилар концентрацияси, яъни тешик ўтказувчанлик соҳасидаги ташувчилар концентрацияси база чегарасидаги, яъни электрон ўтказувчанлик соҳасидаги ташувчилар концентрациясидан катта бўлиши керак. 177- а расмда электронлар (туташ чизиқ) ва тешиклар потенциал энергия эгри чизиқлари (пунктир. чизиқ) берилган.

<sup>1)</sup> Бирмунча мураккаб транзисторлар ҳам бўлади, масалан,  $p-n-p-n$  ва бошқалар.



176- расм.

Эмиттер — база ўтишда ўтиш йўналишида кучланиш берилади (176-расм), база — коллектор ўтишда эса тескари йўналишда катта кучланиш берилади. Бу ҳол биринчи ўтишдаги потенциал тўсиқнинг пасайишига ва иккинчи ўтишдаги тўсиқнинг ортишига олиб келади (177-б расм). Эмиттер занжирида токнинг оқиши база соҳасида тешиқларнинг ҳосил бўлиши билан кузатилади (электронларнинг қарши оқими уларнинг концентрацияси унча кўп бўлмагани туфайли камдир). Тешиқлар база ичига ўтиб олиб, коллектор томон диффузияланади. Агар база қалинлиги унча катта бўлмаса, деярли барча тешиқлар рекомбинацияланишга улгурмасдан коллекторга етиб боради. У ерда улар майдон томонидан ушлаб олинади ва коллектор занжирида тескари йўналиш бўйлаб ўтувчи токни кучайтиради.

Эмиттер занжиридаги токнинг ҳар қандай ўзгариши коллекторга ўтиб боровчи тешиқлар миқдорининг ўзгаришига ва демак, коллектор занжирида токнинг худди шундай ўзгаришига олиб келади. Равшанки, коллектор занжиридаги ток ўзгариши эмиттер занжиридаги ток ўзгаришидан ортиб кетмайди<sup>1)</sup>, бунда бундай қурилма фойдасиздек туюлади. Бироқ ўтиш тўсиқ йўналишига қарши йўналишда бирмунча катта қаршиликка эга эканлигини ҳисобга олиш керак. Шунга кўра, токларнинг бир хил ўзгаришида коллектор занжиридаги кучланиш ўзгариши эмиттер занжиридагига қараганда анча катта бўлади. Демак, транзистор кучланиш ва қувватни кучайтиради. Асбобдан олинаётган юқори қувват коллектор занжирига уланган ток манбаи ҳисобига пайдо бўлади.

Германий элементидан ясалган транзисторлар (кучланиш ва қувват бўйича) 10 000 га етадиган кучайгириш беради.

---

<sup>1)</sup> *p - n - p - n* тип транзисторда ток бўйича кучайтиришни ҳам ҳосил қилса бўлади.

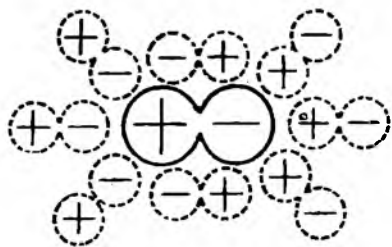
## ЭЛЕКТРОЛИТЛАРДА ТОК

## 79-§. Эритмаларда молекулаларнинг диссоциацияси

Токнинг металллар ва электрон ярим ўтказгичлар орқали ўтиши ҳеч қандай химиявий ўзгаришларсиз содир бўлади. Бундай моддалар биринчи тур ўтказгичлар деб аталади. Ток ўтишида химиявий ўзгариш юз берадиган моддалар иккинчи тур ўтказгичлар ёки электролитлар деб аталади. Улар қаторига туз, ишқор ёки кислоталарнинг сувдаги ва бошқа суюқликдаги эритмалари, шунингдек, қаттиқ ҳолатда ион кристалл ҳисобланган туз эритмалари киради.

Электролитларда ток ташувчилар бўлиб молекулалари эритилган модда эритмаларида диссоциацияланадиган (парчаланадиган) ионлар хизмат қилади. Қандай қилиб диссоциация содир бўлишини аниқлаш учун қутбли молекула, масалан,  $\text{NaCl}$  ни қараб чиқамиз.  $\text{Na}$  ва  $\text{Cl}$  атомлари молекулага бирлашганда электроннинг қайта тақсимланиши юз беради —  $\text{Na}$  нинг валент электрони тўлиши учун биттагина электрон етишмаётган  $\text{Cl}$  атомининг қобиғига гўёки қўшилгандек бўлади. Натижада  $\text{Na}$  атоми мусбат ионга,  $\text{Cl}$  атоми эса манфий ионга айланиб қолади. Ҳар иккала ион молекулада электростатик (кулон) ўзаро таъсир кучи билан тутиб турилади. Шунга ўхшаш, исталган бошқа қутбли молекула икки ёки ундан ортиқ сондаги ионлардан ташкил топади.

Эритмада эриган модданинг ҳар бир молекуласи, эритувчи молекулаларининг қуршовида бўлади. Агар эритувчининг молекулалари ҳам қутбли бўлса, у ҳолда улар эриган модда молекулалари яқинида унинг ҳосил қилган электр майдонида ориентацияловчи куч таъсирида бўлади. Шунинг учун эритувчи молекуласи эриган модда молекуласининг мусбат зарядланган қисмига ўзининг манфий „учи“ билан, манфий зарядланган қисмига эса — мусбат „учи“ билан ўгирилиб қолади (178-расм; туташ контур билан эриган модда молекуласи, пунктир контур билан эритувчи модда молекуласи ўралган). Эритувчи модда молекулаларининг бундай жойлашувида уларнинг ўзлари ҳосил қилган майдон эриган модда молекулаларининг турли ишорали



178- расм.

қаранг]. Шунинг учун диполни ўраб турувчи молекулаларнинг диполь моменти қанчалик катта бўлса, яъни эритувчи сифатида олинган суюқликнинг диэлектрик киритувчанлиги қанчалик катта бўлса, эриган модда молекуласининг ионлари орасидаги боғланиш шунчалик кучлироқ бўшаши. Барча суюқликлар ичида диэлектрик киритувчанлиги энг катта бўлган модда сувдир ( $\epsilon = 81$ ). Шунга мувофиқ сувли эритмалардаги молекулаларнинг диссоциацияси жуда катта бўлади.

Ҳосил бўлган ионлар эритма бўйлаб кеза бошлайди. Агар турли ишорали ионлар етарлича кичик масофага яқинлашса, улар қайтадан бирлашиб молекулага айланиши мумкин. Диссоциация процессига тескари булган бу процесс ионларнинг рекомбинацияси (ёки молизация) деб аталади. Эритмада бир вақтда ҳар икки процесс — барча молекулаларнинг диссоциацияси ва ионларнинг бирлашиб молекулага айланиши (рекомбинацияси) содир бўлади. Бирлик вақтда диссоциацияланган молекулалар сони шу вақт давомида рекомбинацияланиш натижасида ҳосил бўлган молекулаларнинг сонига тенг бўлиб қолса, мувозанат ҳолат юзага келади. Бу ҳолатга маълум диссоциацияланиш даражаси мос келади ва уни эриган модда молекулаларининг қандай қисми диссоциацияланган ҳолатда бўлишини кўрсатувчи  $\alpha$  диссоциацияланиш коэффициентини билан характерлаш қабул қилинган. Агар бирлик ҳажмдаги эритмада эриган модда молекулаларининг сони  $n$  га тенг бўлса, у ҳолда  $n' = \alpha n$  та молекула эритмада ион кўринишида бўлади ва  $n'' = (1 - \alpha)n$  та молекула диссоциланмаган молекула кўринишида бўлади.

Эриган модданинг ҳали ионларга ажралмаган ҳар бир молекуласи учун унинг бир секунд давомида диссоциацияланиш эҳтимоли мавжуддир. Демак, вақт бирлиги ичида бирлик ҳажмда диссоциацияланувчи молекулаларнинг сони  $\Delta n'$  ҳали ионларга ажралмаган молекулаларнинг сони  $n''$  га пропорционал бўлиши керак:

$$\Delta n' = k'n'' = k'(1 - \alpha)n. \quad (79.1)$$

Пропорционаллик коэффициенти  $k'$  эритувчи ва эриган модданинг табиатига боғлиқдир.  $\epsilon$  нинг қиймати катта бўлган эри-

ионлари орасидаги боғланишни бўшаширади, натижада бу боғланиш иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига ўзилган бўлиши мумкин. Бундай ҳолда молекула турли ишорали икки ёки кўп сондаги ионларга ажраллади (диссоциацияланади).

Диполь ҳосил қилган майдон кучланганлиги унинг электр моменти қийматига пропорционалдир [(6.5) формулага

тўвчи моддалар учун  $k'$  коэффициент катта бўлади. Бундан ташқари температура ортиши билан у ортиб боради.

Икки хил ишорали ионларнинг учрашиш эҳтимоли мусбат ва манфий ионлар сонига пропорционалдир. У сон ҳам, бу сон ҳам диссоциацияланган молекулалар сони  $n'$  га тенгдир. Шунга кўра, рекомбинация тўфайли бирлик вақтда ҳажм бирлигида ҳосил бўлган молекулалар сони  $n'^2$  га пропорционал бўлади.

$$\Delta n'' = k' n'^2 = k' a^2 n^2. \quad (79.2)$$

Мувозанат ҳолат учун  $\Delta n' = \Delta n''$  бўлади, шунга кўра [(79.1) ва (79.2)] ифодага қаранг].

$$k' (1 - a)n = k' a^2 n^2,$$

бундан

$$a^2 + \frac{k'}{k''n} a - \frac{k'}{k''n} = 0.$$

Ушбу тенгламанинг иккита ечими

$$a = -\frac{k'}{2k''n} \pm \sqrt{\frac{k'^2}{4k''^2 n^2} + \frac{k'}{k''n}},$$

илдиз олдида „—“ ишорали ечимини ташлаб юбориш керак, чунки  $a$  манфий бўлиши мумкин эмас. Бошқа ечимни

$$a = \frac{k'}{2k''n} \left( \sqrt{1 + \frac{4k''n'}{k'}} - 1 \right) \quad (79.3)$$

кўринишга келтириш осон.

Бу формула тақрибий формуладир. Агар ҳар бир эриган модда молекуласи ўзининг қўшниси сифатида фақат эритувчи молекуласига эга бўлса,  $k'$  ва  $k''$  коэффициентларни ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин (бу ҳол концентрацияси нисбатан кичик бўлган эритмаларда учрайди). Катта концентрацияларда ҳар бир молекула эритувчи ҳамда эриган модда молекуласи қуршовида бўлади, натижада диссоциланиш эҳтимоли ўзгаради. Шунингдек, турли ишорали ионлар учрашганда ҳам рекомбинацияланиш эҳтимоли ўзгаради.

$n$  нинг кичик қийматларида ( $\frac{4k''n'}{k'} \ll 1$  бўлганда) (79.3) функцияни тақрибан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$a \approx \frac{k'}{2k''n} \left( 1 + \frac{2k''n'}{k'} - 1 \right) = 1. \quad (79.4)$$

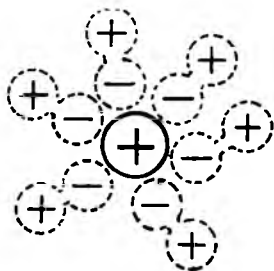
Демак, жуда ҳам суюлтирилган эритмаларда эриган модданинг деярли ҳамма молекулалари диссоциланган бўлади. Ву ҳол  $n$  нинг кичик қийматларида ионларнинг деярли бир-бирлари билан тўқнашмаслиги орқали тушунтирилади; шунинг учун рекомбинация содир бўлмайди ва вақт ўтиши билан барча молекулалар ионларга ажралади.

$n$  нинг катта қийматларида  $\left(\sqrt{\frac{4k''n}{k'}}\right)$  га нисбатан, айниқса  $\frac{4k''n}{k'}$  га нисбатан бирни ҳисобга олмаса ҳам бўлган ҳолда) (79.3) ифода

$$\alpha \approx \frac{k'}{2k''n} \sqrt{\frac{4k''n}{k'}} = \sqrt{\frac{k'}{k''n}} \sim \frac{1}{\sqrt{n}}$$

кўринишни олади.

Бу ҳолда диссоциланиш коэффициентини  $\alpha$  жуда кичик бўлиб (шартга кўра  $\frac{4k''n}{k'} \gg 1$ ), демак,  $\left(\frac{k'}{k''n} \ll 1\right)$ , концентрациянинг ортиши билан  $\frac{1}{\sqrt{n}}$  га пропорционал ҳолда камайиб боради.



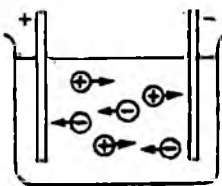
179- расм.

Унча юқори бўлмаган температура-ларда ионлар уларга ёпишиб қолган эритувчи молекулалари билан ўралган бўлади (179- расм; манфий ион учун ҳам худди шундай манзара кузатилади). Бу ҳодисага ионларнинг сольватланиши (сувдаги эритмалар ҳоли учун — гидратланиш) деб аталади, ионлардан ҳосил бўлган ва эритувчи молекулаларидан тузилган қобикнинг куч майдони томонидан ушлаб турилувчи маҳсулотни эса сольват деб аталади. Бирмунча интенсив бўлган

иссиқлик ҳаракати сольват қобигини ҳосил қилувчи ион ва молекула орасидаги боғланишни бузади. Шунинг учун температура кўтарилганда сольват ўлчамлари тобора кичрая боради ва ниҳоят катта температурада сольват қобик йўқолади.

## 80- §. Электролиз

Агар электролитга қаттиқ ўтказгич пластинкалар (электродлар) туширилса ва уларга кучланиш берилса, ионлар ҳаракатга келади ва электр токи (180-расм) ҳосил бўлади. Мусбат зарядланган ионлар манфий электрод (катод) га томон ҳаракатланади, шу сабабли уларни катионлар деб аталади. Манфий ионлар мусбат электрод (анод) га томон ҳаракатланиб, уларни анионлар деб аталади.



180- расм.

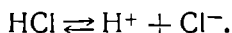
Ионлар тегишли электродга етиб борганда унга ортиқча электронларини беради ёки етишмовчи электронини олади ва нейтрал атом ёки молекулаларга айланади. Электролит ва электродларнинг химиявий табиатига қараб нейтралланган ионлар

ё электродларда ажралади, ё электрод ёки эритувчи билан химиявий реакцияга киришади. Нейтралланган ионлар киришадиган химиявий реакциялар иккиламчи деб аталади. Иккиламчи реакция маҳсулотлари электродларда ажралади ёки эритмага ўтади.

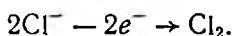
Шундай қилиб, электролит орқали ток ўтиши электродларда электролитнинг таркибий қисмлари ажралиши билан кузатилади. Бу ҳодиса электролиз номини олган.

Бир қанча мисолларни қараб чиқамиз.

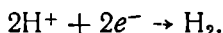
1. Электролит сифатида хлорид кислотанинг сувдаги эритмасини олаемиз. Эритмадан  $\text{HCl}$  молекуласи мусбат зарядланган  $\text{H}^+$  водород ионига ва манфий зарядланган  $\text{Cl}^-$  хлор ионига диссоциланади:



Хлор ионлари анодга етиб келиб, ортиқча электронларини беради ва хлорнинг нейтрал атомларига айланади ва тезда жуфт-жуфт бўлиб бирлашгандан сўнг молекулага айланади:

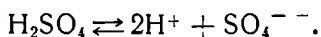


Водород атомлари катодда нейтраланиб,  $\text{H}_2$  молекулага айланади:

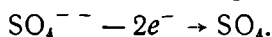
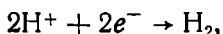


Демак, электролиз вақтида эриган модда сарф бўлади, электродларда эса газсимон хлор ва водород ажралади. Бу ҳолда иккиламчи реакция юз бермайди.

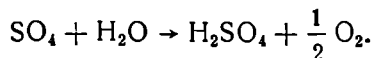
2. Электролит сифатида сульфат кислотанинг сувдаги эритмасини олайлик. Эритмада  $\text{H}_2\text{SO}_4$  молекуласи иккита мусбат бир зарядли водород иони ва икки зарядли  $\text{SO}_4^{--}$  манфий ионига диссоциланади:



Электродларда қуйидаги процесслар боради:



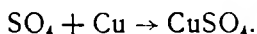
Водород катодда пуфакчалар кўринишида ажралади.  $\text{SO}_4$  атомларнинг нейтрал тўплами химиявий жиҳатидан жуда актив бўлиб, иккиламчи реакцияга киришади. Агар электродлар, масалан, платина ёки никелдан тайёрланган бўлса,  $\text{SO}_4$  сув билан реакцияга киришади:



Сульфат кислота молекуласи эритмага тушади, кислород анодда пуфакча кўринишида ажралади. Натижада сувнинг таркибий қисмларининг ажралиши билан унинг парчаланиши

содир бўлади. Бу ҳолда иккиламчи реакция эритувчи билан бўлади.

3. Мис электродлари мис купоросининг сувда эритмасига туширилган. Диссоциация  $\text{CuSO}_4 \rightleftharpoons \text{Cu}^{2+} + \text{SO}_4^{2-}$  схема бўйича бўлади. Нейтралланган мис атомлари катодда қаттиқ чўкинди кўринишида ажралиб чиқади.  $\text{SO}_4$  нинг нейтрал тўплами сувга қараганда мис билан яхшироқ реакцияга киришади. Шунинг учун ҳам иккиламчи реакция анод материали билан бўлади:



Ҳосил бўлган молекула эритмага ўтади. Шундай қилиб, электролиз давомида аноднинг эриши ва миснинг катодга ўтириб қолиши содир бўлади, натижада электролит ўзгәрмай қолади.

### 81-§. Фарадей қонунлари

Фарадей 1836 йилда электролиз қонунларини экспериментал равишда аниқлади. Бу қонунлар жуда соддадир. Улардан бири *электродда ажралган модда миқдори электролит орқали ўтган заряд миқдорига пропорционал* эканлигини тасдиқлайди:

$$m = Kq = K \int_0^t i dt, \quad (81.1)$$

бунда  $m$  — ажралган модда массаси  $K$  — модда табиғига боғлиқ бўлган ва электрохимиявий эквивалент деб аталувчи коэффициент.

$q = 1$  бўлганда  $m$  сон жиҳатидан  $K$  га тенг бўлади. Демак, электрохимиявий эквивалент — электролит орқали бир birlik заряд ўтганда ажралган модда массасини билдиради.

Фарадейнинг иккинчи қонуни модданинг  $K$  электрохимиявий эквивалентини унинг химиявий эквиваленти  $A/z$  ( $A$  — атом оғирлик,  $z$  — берилган модда валентлиги) билан боғлайди<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Сон жиҳатидан берилган элемент массасига тенг бўлган, граммларда (ёки килограммларда) ифодаланган химиявий бирикмаларда 1,0078 г (шунга мувофиқ кг) водороднинг ўрнини босадиган ўлчамсиз катталikka элементнинг химиявий эквиваленти деб аталади.

Химиявий бирикмаларда берилган элементнинг битта атоми билан ўрин алмашинадиган водород атомлари сони элементнинг  $z$  валентлиги деб аталади.

Бир валентли элемент учун химиявий эквивалент унинг атом оғирлигига тенгдир.  $z$  валентли элемент учун химиявий эквивалент  $A/z$  га тенг.

Массаси граммларда ифодаланган, сон жиҳатидан химиявий эквивалентга тенг бўлган элемент миқдори грамм-эквивалент деб аталади. Массаси  $A/z$  килограммга тенг бўлган модда миқдори килограмм-эквивалент деб аталади.

Химиявий эквивалент, шунингдек, грамм-эквивалент ва килограмм-эквивалент тушунчаларини электролиз вақтида электродларда ажраладиган атомлар тўпламларига ҳам қўллаш мумкин.

Бу қонун қуйидагича таърифланади, барча моддаларнинг электрохимиявий эквивалентлари уларнинг химиявий эквивалентларига пропорционалдир. Пропорционаллик коэффициентини  $1/F$  кўринишда ёзилади.  $F$  катталикни Фарадей сони деб аталади. Эндликда Фарадейнинг иккинчи қонунни ифодаси қуйидагича кўринишга эга бўлади:

$$K = \frac{1}{F} \frac{A}{z} \quad (81.2)$$

(81.2) ифодани (81.1) формулага қўйиб, ҳар икки қонунни бирлаштирамиз. Натижада

$$m = \frac{A}{z} \frac{q}{F} \quad (81.3)$$

ҳосил бўлади.

$q$  сон жиҳатдан  $F$  га тенг бўлганда  $m$  масса сон жиҳатдан  $A/z$  билан мос тушади. Шундай қилиб, электродда исталган модданинг килограмм-эквивалент ёки грамм-эквивалент қисмини ажратиш учун электролит орқали сон жиҳатдан  $F$  га тенг бўлган электр миқдорининг ўтказилиши талаб этилади. Тажриба йўли билан

$$F = 96497 \cdot 10^6 \frac{\text{кулон}}{\text{килограмм-эквивалент}} \quad (81.4)$$

(тахминан  $96,5 \cdot 10^6 \text{ к/кг-экв.}$ )

ёки

$$F = 96497 \frac{\text{кулон}}{\text{грамм-эквивалент}}$$

экани аниқланган.

Фарадей қонунлари электрнинг атом (яъни дискрет) табиатини аниқлашда катта роль ўйнайди. Исталган модданинг килограмм-эквиваленти  $N' = N_A / z$  ( $N_A$  — Авогадро сони) атомни ўзига олади. Демак,  $N_A / z$  ион  $F$  га тенг заряд ташиб ўтади. Ҳар бир ионга

$$e' = \frac{F}{N'} = \frac{F}{N_A} z$$

заряд тўғри келади.

Шундай қилиб, ион заряди

$$e = \frac{F}{N_A} z \quad (81.5)$$

элементар зарядга бутун карралади экан.

(81.5) га (81.4) даги  $F$  нинг қийматини қўйсақ ва  $N_A = 6,02 \cdot 10^{26} \text{ киломоль}^{-1}$  қийматни қўйсақ, элементар заряд катталиги (66.11) га олиб келишига ишонч ҳосил қилишни ўқувчининг ўзига ҳавола қиламиз.

(81.5) муносабат Авогадро сонини аниқлаш учун фойдаланилган эди. Бунда  $F$  ўрнига электролиз тажрибаларидан топилган қийматни ва  $e$  ўрнига Милликен топган қийматни (60-§ га қаранг) қўйилган эди.

## 82-§. Электрוליтик ўтказувчанлик

Электр майдони ҳосил қилинганда ионларнинг хаотик ис-  
сиқлик ҳаракати мусбат ионларнинг майдон йўналиши бўйлаб  
тартибли ҳаракати, манфий ионларнинг майдон йўналишига  
қарши тартибли ҳаракати йўлга қўйилади. Ионларнинг ўлчам-  
лари (айниқса сольватларда) электронларнинг ўлчамларига қа-  
раганда анча каттадир, шунинг учун ионни ўраб олган моле-  
кулалар унга узлуксиз таъсир қилиб туради (эслатиб ўтмизки,  
металлардаги электронларнинг ион панжаралари орасида тўқ-  
нашгунча қилган ҳаракатини эркин деб ҳисоблаш мумкин).  
Бу таъсир шунга олиб келадикки, ион шарча сингари қовушоқ  
муҳитда ўзининг ҳаракати давомида тезлигига пропорционал  
бўлган қаршиликка учрайди. Демак,  $E$  майдон кучланганли-  
гининг ҳар бир қийматига ионларнинг текис ҳаракати нати-  
жасида юзага келган

$$e'E = ku$$

шартдан аниқланувчи  $u$  тезлик қиймати мос келади, бунда  $e'$  —  
ион заряди,  $k$  — ион тезлиги билан ион ҳаракатига тўсқинлик  
қилувчи муҳитнинг қаршилик кучи орасидаги пропорционал-  
лик коэффициентини.

Шундай қилиб,  $E$  майдон кучланганлиги таъсири остида  
ион (майдон йўналишида ёки майдонга қарши йўналишда)  
ўзгармас

$$u = \frac{e'}{k} E \quad (82.1)$$

тезлик билан ҳаракат қилади.

Бу ифодани (73.6) формула билан солиштириб, бунда  $e'/k$   
нисбат ионнинг қўзғалувчанлиги  $u_0$  эканлигини кўраимиз. Тур-  
ли ишорали ионлар турли катталиклари  $e'$  зарядга эга бўлиши  
мумкин, бундан ташқари улар учун  $k$  коэффициент турли хил  
бўлади. Шунинг учун турли ишорали ионлар турли хил  $u_0$   
қўзғалувчанликка эгадир.

Ионларнинг қўзғалувчанлиги эритувчининг табиати ва ҳу-  
сусиятига боғлиқ. Температура кўтарилиши билан қўзғалув-  
чанлик ортади. Бу ҳол ион ҳаракатланаётган муҳит қовушоқ-  
лигининг камайиши ҳисобига содир бўлади, бундан ташқари  
температура кўтарилганда ионларни ўраб турувчи сольват ко-  
биқларининг ўлчами камайиши ҳисобига ҳам содир бўлади.

Электрוליтларда ионларнинг қўзғалувчанлиги жуда ҳам  
кичикдир. Хона температурасида сувдаги эритмалар учун  $u$   
тахминан  $10^{-8} \div 10^{-7} \frac{\text{м/сек}}{\text{в/м}}$  ( $10^{-4} \div 10^{-3} \frac{\text{см/сек}}{\text{в/см}}$ ) ни ташкил қилади.

Металларда электронларнинг қўзғалувчанлиги тахминан тўрт  
тартибга ( $\sim 10^{-4} \frac{\text{м/сек}}{\text{в/м}}$ ) каттадир.

$$j = (n^+e^+u_0^+ + n^-e^-u_0^-) E$$

га тенг бўлган электр токини ҳосил қилади, бунда  $n^+$  — бирлик ҳажмдаги мусбат ионлар сони,  $e^+$  — заряд,  $u_0^+$  — мусбат ионларнинг қўзғалувчанлиги,  $n^-e^-$  ва  $u_0^-$  — манфий ионлар учун юқоридагига ўхшаш катталиклар [(131.4) формула билан со-лиштиринг].

Қавслар ичида турган катталик  $E$  га боғлиқ бўлмайди. Де-мак, электролитлардаги ток зичлиги майдон кучланганлигига пропорционалдир. Бу ҳол электролитлар учун Ом қонуни тўғри эканлигини билдиради.

Агар молекулалар иккита ионга диссоциланса, у ҳолда  $e^+ = e^- = e'$  ва  $n^+ = n^- = n' = \alpha n$  (диссоциланган молекулалар со-ни). Бу ҳолда

$$j = \alpha n e' (u_0^+ + u_0^-) E. \quad (82.2)$$

(82.2) ифода электродлардан бирор масофадагина тўғри бўлади. Электродларнинг бевосита яқинида токни фақат бир хил ишо-рали ионлар: анод яқинида анионлар ва катод яқинида кати-онлар ҳосил қилади.

(82.2) формулага мувофиқ электролитларнинг ўтказувчан-лиги қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\sigma = \alpha n e' (u_0^+ + u_0^-).$$

Бу ифодани килограмм-эквивалент эриган моддадаги моле-кулалар сони  $N' = \frac{NA}{z}$  га кўпайтирамиз ва бўлаемиз:

$$\sigma = \alpha \frac{n}{N'} (e' N') (u_0^+ + u_0^-)$$

$e' N'$  кўпайтма  $F$  Фарадей сонига тенг.  $n/N'$  нисбат ҳажм бирлигидаги эритмада эриган модданинг килограмм-эквивалент миқдорини беради: уни эриган модданинг эквивалент кон-центрацияси деб аталади. Бу концентрацияни  $\eta$  ҳарфи бил-лан белгилаймиз, у вақтда электролит ўтказувчанлиги учун ёзилган ифодага қуйидаги кўринишни бериш мумкин:

$$\sigma = \alpha \eta F (u_0^+ + u_0^-). \quad (82.3)$$

Температура кўтарилганда диссоциацияланиш коэффициен-ти  $\alpha$  ва ионларнинг қўзғалувчанлиги орта боради. Шунинг учун  $\sigma$  электролитларнинг ўтказувчанлиги температура билан бирга ортиб боради. Ўтказувчанликнинг концентрацияга боғлиқлиги анчагина мураккаб экан. Бунга сабаб шуки,  $\sigma$  катталик  $\eta$  га ва бевосита  $\alpha$  га боғлиқдир. Концентрация кичик бўлганда, яъни  $\alpha \approx 1$  [(79.4) формулага қаранг] да  $\sigma$  катталик  $\eta$  га пропорцио-



181- расм.

нал ортиб боради. Кейинчалик  $\eta$  нинг ортиши билан  $\alpha$  диссоциацияланиш коэффициенти камай бошлайди: шунинг учун ўтказувчанликнинг ўсиши секинлаша боради, ҳатто кейинчалик камай бошлайди. 181-расмда сульфат кислотасувдаги эритмасининг ўтказувчанлиги  $\sigma$  нинг эритманинг нисбий концентрацияси  $c'$  га боғлиқлиги кўрсатилган.

### 83- §. Электролизнинг техникада қўлланилиши

Электролиздан техникада кўп қўлланилади. Улардан баъзиларини қисқача характерлаб ўтамиз.

1. **Гальванопластика.** 1837 йилда Б. С. Якоби электролиз ёрдамида модель рельефларидан металл нусхаларни олишда фойдаланди. Мум ёки бирор бошқа пластик материалдан ишланган моделни ўтказувчан қатлам ҳосил қилиш учун графит порошок билан қопланади, сўнгра электролиз вақтида ундан катод сифатида фойдаланилади. Электролит сифатида нусхани қандай металлдан олиниши керак бўлса, ўша металлни ўз ичига олган тузли эритмаси олинади. Катодда модель рельефини аниқ акс эттирувчи металл қатлам кўринишида ажралиб чиқади. Олинган нусхани мум ёки пластик материалдан (катоддан) осонгина ажратиб олинади. Баъзан шундай усул билан типография клишелари тайёрланади.

2. **Гальваностегия.** Электролиз ёрдамида металл буюмлар сиртига юпқа қатламда бошқа металл юритилади. Бу, зийнатли қилиш мақсадида (олтин, кумуш, платина юритиш), шунингдек, коррозияга қарши қопламалар яратиш учун (никеллаш, хромлаш, кадмийлаш ва бошқалар) қилинади.

3. **Электрометаллургия.** Эритилган рудаларни электролиз қилиш йўли билан алюминий, натрий, магний, бериллий ва бошқа металллар ажратиб олинади. Масалан, алюминий олиш учун хом ашё бўлиб, лой тупроққа эга бўлган минерал ( $Al_2O_3$ ) — бокситлар хизмат қилади. Электродлар сифатида кўмир пластинкалар қўлланилади. Ток ўтишидан ажралган иссиқлик ҳисобига рудалар эриган ҳолатда ушлаб турилади.

Электролиз шунингдек, металлларни рафинлаш (яъни тозалаш) учун ҳам қўлланилади. Бунинг учун тегишли электролитик ваннада металлдан тозаланувчи пластинка анод сифатида уланади. Тозаланувчи металл тузнинг эритмаси электролит бўлиб хизмат қилади. Тегишлича танланган кучланишда катодда фақат мавжуд металл ажралади, аралашма эса чўкинди сифатида тушиб қолади. Шундай йўл билан, масалан, электролитик деб аталувчи тоза мис олинади.

4. **Электролитик пардозлаш.** Электрод сиртига ўтирувчи ёки электроддан эритмага ўтувчи модда миқдори ток зичли-

гига пропорционалдир. Бўртиқ ерларда, маълумки,  $E$  майдон кучланганлиги катта, демак, бу ерларда ток зичлиги ҳам каттадир: чуқурликларда, аксинча ток зичлиги кам бўлади. Шунга кўра, агар дағал сиртга эга бўлган буюмни тегишли йўл билан танланган электролитик ваннада анод қилинса, у ҳолда бўртиқ ерлардан чуқурликларга қараганда эритмага кўп металл ўтади ва дағаллик текислана боради. Металларнинг электролировкаси шу принципга асосланади.

**5. Оғир сув олиш.** Оғир сув ( $D_2O$ ) деб, водород атомлари атом оғирлиги 2 бўлган унинг изотопи — дейтерий ( $D$ ) атоми билан алмашган сувга айтилади. Оддий сувда оз миқдорда оғир сув бўлади.  $D^+$  ионлари  $H^+$  ионларига қараганда кам ҳаракатчан бўлади. Шунинг учун электролиз вақтида ажралувчи газда оғир водород оддий сувдагига қараганда нисбатан камроқ миқдорда бўлади; электролитда эса оғир сув концентратсияси ортиб боради. Агар электролизни узоқ вақт давом эттирилса, кўпроқ  $D_2O$  молекулага эга бўлган сувни олиш мумкин бўлади.

**6. Электролитик конденсаторлар.** Агар борли ишқор эритмасига (бор кислота ва аммиак аралашмаси) алюмин электродлар ботирилса ва уларга кучланиш берилса, у ҳолда анод тезда ўтказувчи юпқа алюмин оксиди қатлами билан қопланади ва ток ўтиши тўхтайтилади. Изоляцияловчи қатлам электролиз ҳисобига ушлаб турилади ва қутблар ўзгартирилганда йўқолиб кетади. Шундай қилиб, анод ва электролит юпқа қатламли изолятор билан ажратилган бўлиб қолади ва жуда катта сифимли конденсаторни ҳосил қилади (конденсатор сифими қопламалар орасидаги масофага тескари пропорционал).

„Қуруқ“ электролитик конденсаторларда электролит қуюқ паста кўринишида тайёрланади ва уни қатламлар орасига жойлаштириладиган қоғоз қатламга шимдирилади. Бундай конденсаторлар унча катта бўлмаган ўлчамда юзлаб микрофарада тартибли сифимга эга бўлади. Уларни занжирга улашда белгиланган қутбларга қатъий риоя қилиш керак. Агар сиртида оксид қатлами ҳосил бўлган электродни занжирнинг минус қутбига уланса (яъни тескари йўналишда уланса), у ҳолда изоляцияловчи қатлам йўқолади ва ток кучи кескин ортади, бу конденсаторнинг бузилишига олиб келади. Бундай ҳар бир конденсатор маълум чегаравий кучланишга мўлжалланган бўлади, кучланиш ундан ортиб кетганда изоляцияловчи қатлам тешилади ва конденсатор ишдан чиқади.

## ГАЗЛАРДА ЭЛЕКТР ТОКИ

## 84-§. Газ разрядининг турлари

Электр токиннинг газлар орқали ўтишига газ разряди дейилади. Металларда, ярим ўтказгичларда ва электролитларда ток ташувчилар ток ўтиши билан боғлиқ бўлган процесслардан қатъи назар доимо мавжуддир; электр майдони мавжуд зарядларни фақат тартибга солади. Газлар нормал ҳолда изолятор ҳисобланиб, уларда ток ташувчилар бўлмайди. Фақат махсус шарт-шароитлар юзага келтирилганда газларда ток ташувчилар (ионлар, электронлар) пайдо бўлиб, электр разряди вужудга келади.

Газларда ток ташувчилар электр майдонининг мавжудлиги билан боғлиқ бўлмаган ташқи таъсирлар натижасида ҳосил бўлиши мумкин. Бундай ҳолда газларнинг мустақил бўлмаган ўтказувчанлиги ҳақида гап боради. Мустақил бўлмаган разряд газларни юқори температурагача қиздириш билан (термик ионизация), ультрабинафша ёки рентген нурлари таъсири билан, шунингдек, радиоактив модда нурланишининг таъсири остида юзага келиши мумкин.

Агар ток ташувчилар газга қўйилган электр майдони натижасида юзага келса, ўтказувчанлик мустақил деб аталади.

Газ разрядининг характери кўпгина факторларга боғлиқдир: газ ва электродларнинг химиявий табиатига, газнинг температураси ва босимига, электродларнинг шакли, ўлчами ва ўзаро жойланишига, кучланишга, токнинг зичлиги ва қувватига ва шунга ўхшашлар. Шунинг учун газ разряди жуда турли-туман шаклларни қабул қилиши мумкин. Хусусан, нурланиш ва товуш эффектлари — шивиллаш, шовқин ва чарсиллашлар билан кузатилиши мумкин.

## 85-§. Мустақил бўлмаган газ разряди

Ясси параллел пластинкалар орасидаги газга (182-расм) бирор узлуксиз ўзгармас интенсивлик билан ионловчи агент таъсир қилсин (масалан, рентген нурлари). Ионизатор таъсири

газнинг айрим молекулаларидан<sup>1)</sup> бир ёки бир нечта электроннинг ажралиб чиқишига олиб келади, натижада мавжуд молекулалар мусбат зарядланган ионларга айланади. Унча паст бўлмаган босимларда ажралиб чиққан электронларни одатда нейтрал молекулалар ўзига қўшиб олади, шу асосда манфий зарядланган ионлар бўлиб қоладилар. Бир секундда бирлик ҳажмда ионизатор таъсири остида ҳосил бўлган ионлар жуфтнинг сонини  $\Delta n_i$  орқали белгилаймиз.

Газларда ионизация процесси билан бирга ионларнинг рекомбинацияси ҳам содир бўлади (яъни турли ишорали ионларнинг учрашганда нейтралланиши ёки мусбат ион ва электронни нейтрал молекулага қайта бирлашуви). Бир секундда бирлик ҳажмда электролитлардаги сингари [(79.2) формулага қаранг] рекомбинацияланувчи  $\Delta n_r$  ионлар жуфтнинг миқдори бирлик ҳажмдаги жуфт ионлар сони  $n$  нинг квадратига пропорционалдир:

$$\Delta n_r = rn^2 \quad (85.1)$$

( $r$ —пропорционаллик коэффициентини).

Мувозанат ҳолатда  $\Delta n_i$  тенг бўлиши керак  $\Delta n_r$  га, яъни

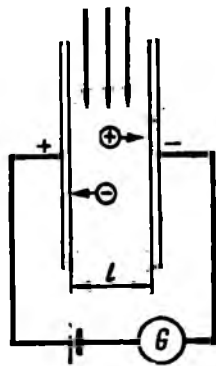
$$\Delta n_i = rn^2. \quad (85.2)$$

Бундан ионларнинг мувозанатли концентрацияси (бирлик ҳажмдаги жуфт ионларнинг сони) учун қуйидаги ифода ҳосил қилинади:

$$n = \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}} \quad (85.3)$$

Космик нурланиш ва Ер қобиғида бўлган радиоактив модда қолдиқлари таъсири остида ҳаво атмосферасида ҳар бир секундда  $1 \text{ см}^3$  да ўртача бир қанча жуфт ионлар ҳосил бўлади. Ҳаво учун коэффициент  $r = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$  бўлади. Ионларнинг мувозанатли концентрациялари тахминан  $10^3 \text{ см}^{-3}$  ни ташкил қилади. Сезиларли даражадаги ўтказувчанликни ҳосил қилиш учун ушбу концентрация кифоя қилмайди. Матълумки, тоза, қуруқ ҳаво жуда яхши изолятор ҳисобланади.

Агар электродларга кучланиш берилса, ионларнинг камайиши фақатгина рекомбинация туфайли эмас, ионларнинг майдон томонидан электродларга сўрилиши ҳисобига ҳам содир бўлади. Ҳажм бирлигидан ҳар бир секундда  $\Delta n_j$  жуфт ион-



182- расм.

<sup>1)</sup> Шунингдек, атомларни ҳам биз молекулалар (бир атомли молекулар) деб ҳисоблаймиз.

лар сўрилаётган бўлсин. Агар ҳар бир ион заряди  $e'$  бўлса, у ҳолда электродларда бир жуфт ионларнинг нейтралланиши занжир бўйлаб  $e'$  га тенг бўлган заряднинг кўчиши билан рўй беради. Ҳар бир секундда электродга  $\Delta n_j S l$  жуфт ионлар етиб келади ( $S$ —электродларнинг юзаси,  $l$ —улар орасидаги масофа:  $S l$  электродлараро бўшлиқ ҳажмига тенг). Демак, занжирдаги ток кучи.

$$I = e' \Delta n_j S l$$

га тенг, бундан

$$\Delta n_j = \frac{I}{e' l S} = \frac{j}{e' l}, \quad (85.4)$$

бу ерда  $j$ —ток зичлиги,

Ток мавжуд бўлганда мувозанатлик шартни қуйидагича ёзилган бўлиши керак.

$$\Delta n_i = \Delta n_r + \Delta n_j.$$

Бунга  $\Delta n_r$  ва  $\Delta n_j$  учун ёзилган (85.1) ва (85.4) ифодаларни қўйиб,

$$\Delta n_i = r n^2 + \frac{j}{e' l} \quad (85.5)$$

муносабатни ҳосил қиламиз.

Шу билан бирга ток зичлиги учун электролит учун ёзилган (82.2) ифодага ўхшаш ифода ёзилиши мумкин:

$$j = e' n (u_0^+ + u_0^-) E, \quad (85.6)$$

бунда  $u_0^+$  ва  $u_0^-$  мусбат ва манфий ионларнинг қўзғалувчанлиги. Бу ифодада  $n$  (85.5) муносабатдан келиб чиққанидек,  $j$  нинг функцияси, яъни  $E$  нинг функцияси ҳисобланади.

(85.5) ва (85.6) ифодалардан  $n$  ни йўқотиб ҳамда ҳосил бўлган квадрат тенгламани ечиб,  $j$  учун қуйидаги формулани топиш мумкин:

$$j = \frac{e' (u_0^+ + u_0^-)^2}{2 r l} E^2 \left( \sqrt{1 + \frac{4 \Delta n_i r l^2}{(u_0^+ + u_0^-)^2 E^2}} - 1 \right) \quad (85.7)$$

(иккинчи ечими манфий бўлиб, физикавий маънога эга эмас, шунинг учун ташлаб юбориш керак).

Кучли ва кучсиз майдонлар ҳолида ток зичлиги жуда ҳам кичик

бўлади ва (85.5) муносабатда  $j/e' l$  қўшилувчини  $r n^2$  га нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўлади (бу ҳол электродлараро бўшлиқдан ионларнинг камайиши асосан рекомбинация<sup>1</sup>) ҳисоби га бўлишини билдиради). У вақтда (85.5) ифода (85.2) га ўтиб

<sup>1</sup>) Рекомбинацияланувчи ионлар сони билан майдон томонидан сўриб олинувчи ионлар сони орасидаги шундай муносабат электролитларда ҳам ўринлидир.

қолади ва ионларнинг мувозанатли концентрацияси учун (85.3) ифода ҳосил қилинади.  $n$  нинг бу қийматини (85.6) га қўйиб

$$j = e' \sqrt{\frac{\Delta n_i}{r}} (u_0^+ + u_0^-) E \quad (85.8)$$

ни ҳосил қиламиз (бу формула агар  $\frac{4\Delta n_i r l^2}{(u_0^+ + u_0^-)^2 E^2}$  га нисбатан бирни ҳисобга олинмаса (85.7) дан келиб чиқади).

(85.8) формуладаги  $E$  кўпайтувчи майдон кучланганлигига боғлиқ бўлмайди. Демак, кучсиз майдонлар ҳоли учун мустақил бўлмаган газ разряди Ом қонунига бўйсунди.

Газларда ионларнинг қўзғалувчанлиги электродитлардагига қараганда жуда катта бўлади. у тахминан  $10^{-4} \frac{м/сек}{в/м} \left( 1 \frac{см/сек}{в/см} \right)$  тартибдаги қийматга эга бўлади. Ланжевен ионлари деб аталувчи баъзи бир ионлар 100—1000 марта кам қўзғалувчанликка эгадир. Улар чанг зарраси, сув томчиси ва ҳоказолар билан бирлашувчи оддий ионларни ифодалайди.

Мувозанатлашган концентрацияда  $n = 10^9 м^{-3} = 10^3 см^3$  ва майдон кучланганлиги  $E = 1 в/м$  бўлганда ток зичлиги (85.6) формулага асосан  $j = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^9 (10^{-4} + 10^{-4}) \cdot 1 \sim 10^{-14} а/м^2 = 10^{-18} а/см^2$  ни ташкил қилади (биз ионларни бир зарядли деб ҳисобладик).

2. Кучли майдон ҳолида (85.5) формулада  $rn^2$  қўшилувчини  $j/e'l$  га нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Бу ҳол, амалда ҳосил бўлган барча ионлар рекомбинацияланишга улгурмай электродларга етиб келишини билдиради. Бундай шароитда (85.5) муносабат

$$\Delta n_i = \frac{j}{e'l}$$

бундан

$$j = e' \Delta n_i l \quad (85.9)$$

кўринишни олади (бу ифодани  $x$  нинг кичик қийматлари учун ўрнли бўлган  $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{1}{2}x$  формула бўйича қайта ишлаб (85.7) дан ҳосил қилиш мумкин).

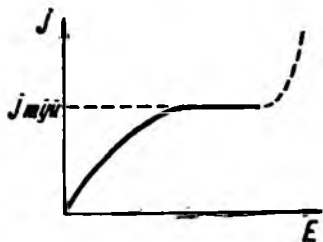
(85.9) ток зичлиги электродлар орасидаги бирлик ўзгармас кўндаланг кесимли газ устунда жойлашган ионизатор томондан ҳосил қилинган ҳамма ионлар билан ҳосил қилинади. Демак, бу ток зичлиги ионизаторнинг мавжуд интенсивлиги ҳамда электродлараро  $l$  оралик қийматида энг катта ҳисобланади. Уни  $j_{тул}$  тўйиниш токининг зичлиги дейилади.

Қуйидаги шартлар асосида  $j_{тул}$  ни ҳисоблаб чиқамиз.  $\Delta n_i = 10^7 м^{-3} = 10 см^{-3}$  (оддий шароитда ҳаво атмосферасида ҳар бир секундда ҳар куб сантиметрда бир неча жуфт ионлар пайдо бўлади),  $l = 0,1 м$  (10 см). (85.9) формула бўйича

$$j_{тул} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^7 \cdot 10^{-1} \sim 10^{-13} а/м^2 = 10^{-17} а/см^2.$$

Бу ҳисоблаш оддий шароитда ҳавонинг ўтказувчанлиги жуда кичик эканини кўрсатади.

85.7) функция графиги 183-расмда тасвирланган (яхлит эгри чизиқ). Майдон кучланганлиги етарлича катта қийматга эга бўлганда ток кескин орта бошлайди (эгри чизиқнинг пунктир қисмига қаранг). Бу ҳол, ташқи ионизатор томонидан вужудга келаётган электронлар<sup>1)</sup> эркин югуриш вақтида молекула билан тўқнашиб, уни ионлаш учун етарли энергияга эга



183- расм.

бўлишга улгура олиши билан тушунтирилади (зарб билан ионлаш). Бунда ҳосил бўлган эркин электронлар тезлашиб, ўз навбатида ионланишни вужудга келтиради. Шундай қилиб, ташқи ионизатор томонидан ҳосил қилинган бирламчи ионларнинг кўчкисимон кўпайиши ва разряд токининг кучайиши содир бўлади. Бироқ жараён мустақилмас разряд характерини йўқотмайди, чунки ташқи ионизатор

таъсири тўхтатилгандан сўнг, разряд барча электронлар (бирламчи ва иккиламчи) анодга етмагунга қадар давом этаверади (ионловчи зарра — электронлар мавжуд бўлган бўшлиқнинг орқа чегараси анодга томон еилжиб боради). Разряд мустақил бўлиб қолиши учун икки қарама-қарши йўналган ионлар дастаси мавжуд бўлиши керак, бу фақат зарб билан ионлаш ҳар икки ишорали зарядларни вужудга келтира олганидагина содир бўлади.

Заряд ташувчиларнинг кўпайиши ҳисобига кучайган мустақилмас разряд токлари ташқи ионизатор томонидан вужудга келтирилган бирламчи ионлар сонига пропорционал экани жуда муҳимдир. Разряднинг бу хусусиятидан пропорционал счётчикларда фойдаланилади (навбатдаги параграфга қаранг).

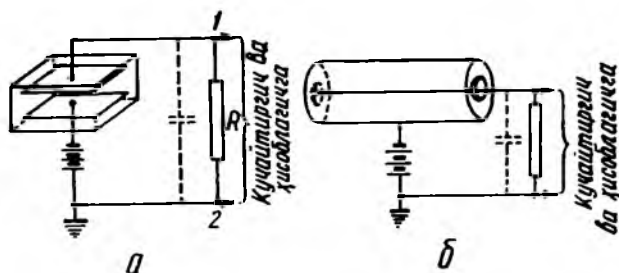
## 86-§. Ионизацион камералар ва счётчиклар

Ионизацион камералар ва счётчиклар — ядро зарраларини қайд қилиш ва ҳисоблаш учун қўлланиладиган, шунингдек, рентген ва гамма нурларининг интенсивлигини ўлчаш учун ишлатиладиган асбобларнинг ишлаш принципи мустақилмас газ разрядидан фойдаланишга асослангандир.

Ионизацион камера ва счётчикнинг принципиал схемаси бир хил (184-расм). Улар фақат ишлаш режими ва конструкцияснинг ўзига хослиги билан бир-биридан фарқ қилади.

<sup>1)</sup> Эркин югуриш узунлигининг катталлиги туфайли электронлар газ ионларига қараганда ионлантиришни вужудга келтириш хусусиятига олдинроқ эга бўлади.

Счѣтчик цилиндрик корпусдан ва унинг ўқи бўйлаб изоляторлар орқали ингичка ип (анод) кўринишида маҳкамланган электроддан ташкил топган (184- б расм). Бунда счѣтчик корпуси иккинчи электрод (катод) бўлиб хизмат қилади. Айрим ҳолларда счѣтчикни шиша ғилоф ичига жойлаштирилади. Ионлантирувчи зарралар кириши учун счѣтчикнинг учида алю-



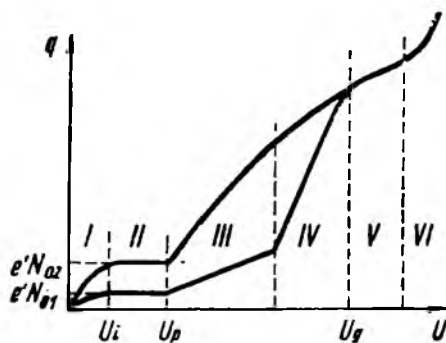
184- расм.

миний зар ёки слюдадан дарча (тешик) ишланади. Рентген ва гамма-нурлар каби баъзи зарралар счѣтчик понизацион камерага бевосита уларнинг деворлари орқали ўтади. Ионизацион камера турли шаклдаги электродларга эга бўлиши мумкин (184- а расм). Хусусан, улар худди счѣтчикдаги сингари ёки ясси-параллел пластинка ва ҳоказо шаклларга эга бўлиши мумкин.

Электродлар орасидаги соҳага  $N_0$  жуфт бирламчи ионлар (электрон ва мусбат ионлар) ни вужудга келтирадиган тез ҳаракатланувчи зарядланган зарра (масалан,  $\alpha$  ёки  $\beta$ -зарра) учиб кираётган бўлсин. Ҳосил бўлган ионлар майдон таъсирида электродларга томон олиб кетилади, натижада  $R$  қаршilik орқали маълум миқдор  $q$  заряд ўтади, биз уни ток импульси деб атаймиз. 185- расмда катталиги жиҳатидан бир-бирдан уч карра ( $N_{02} = 3 N_{01}$ ) фарқ қилувчи икки хил миқдордаги  $N_0$  бирламчи ионлар учун  $q$  ток импульси билан электродларнинг  $U$  кучланиш орасидаги боғланиш келтирилган. Графикдан рим рақамлари билан белгиланган олти та турли хил соҳаларни ажратиш мумкин. I ва II соҳалар аввалги параграфда батафсил кўрилган эди. Хусусан, II соҳа тўйиниш токини ифодалайди, бунда ионизатор томонидан вужудга келтирилган барча ионлар рекомбинацияланишга улгурмасданоқ, электродларга етиб боради. Бунда ток импульсининг кучланишга боғлиқ эмаслиги табиийдир.

Кучланишнинг  $U_p$  қийматидан бошлаб майдон шундай қийматга эришадики, унда электронлар газ молекулаларига урилиши натижасида молекулаи ионлангиради. Шунинг учун электронлар ва мусбат ионлар миқдори кўчкисимон ортиб бо-

ради. Натижада электродларнинг ҳар бирига  $AN_0$  ионлар келиб тушади. А катталикни газ кучайиш коэффициенти дейлади. III соҳада бу коэффициент бирламчи ионлар сони  $N_0$  га боғлиқ бўлмайди (бирок кучланишга боғлиқдир). Шунинг учун, агар кучланиш ўзгармас сақланса, ток импульсионизатор томонидан ҳосил қилинган бирламчи ионлар миқдорига пропорционал бўлади. III соҳа пропорционаллик соҳаси деб аталади,  $U_p$  кучланиш эса пропорционаллик соҳа бўсағаси деб аталади. Бу соҳада газ кучайтириш коэффициенти дастлаб I дан охирида  $10^3 \div 10^4$  гача ўзгаради (185-расм  $q$  ўқ бўйлаб масштабга риоя қилинмаган ҳолда бажарилган; фақат II ва III соҳаларда эгри чизиқ ординаталарининг оралиқлари 1:3 муносабатда олинган).



185-расм

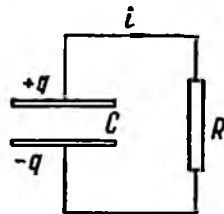
Қисман пропорционаллик соҳаси деб аталувчи IV соҳада  $A$  газ кучайтириш коэффициенти борган сари  $N_0$  га боғлиқ бўлиб боради, натижада турли миқдордаги бирламчи ионлардан вужудга келган ток импульсларидаги фарқ борган сари йўқола боради

V соҳаларга мос келувчи кучланишларда (унга Гейгер соҳаси дейлади,  $U_g$  кучланишни эса шу соҳа бўсағаси деб аталади) жараён мустақил разряд характериға эга бўла боради. Бирламчи ионлар фақат унинг вужудга келиши учун бошланғич турткини вужудга келтиради. Бу соҳада ток импульсининг қиймати бирламчи ионларга мутлақо боғлиқ бўлмайди.

VI соҳада кучланиш шунчалик каттаки, ҳосил бўлган разряд кейинчалик тўхтамайди. Шунинг учун уни узлуксиз разряд соҳаси деб аталади.

**Ионизацион камера.** Газ кучайтиришисиз, яъни II соҳага мос келувчи кучланишларда ишлайдиган асбобга ионизацион камера деб айтилади. Ионизацион камеранинг икки тури мавжуд. Камераларнинг биринчи тури айрим зарралар вужудга

келтирган импульсларни қайд қилиш учун қўлланилади (импульсли камералар). Зарра камерага учиб кирганда бир қанча ионларни ҳосил қилади, натижада  $R$  қаршилик орқали ток ўта бошлайди. Бунда 1 нуқтанинг потенциали (184-а расмга қаранг) ортади ва  $iR$  га тенг бўлади (дастлаб бу нуқтанинг потенциали ерга уланган 2 нуқтанинг потенциали каби эди). Бу потенциал кучайтиргичга келади ва кучайтирилгандан кейин ҳисоблаш қурилмасини (счётчикни) ишга туширади. Ички электродга тушган зарядларнинг ҳаммаси  $R$  қаршилик орқали ўтади, сўнгра ток тўхтайдиган 1 нуқта потенциали яна нолга тенг бўлиб қолади. Камеранинг ишлаш характери битта зарра вужудга келтирган ток импульсининг давомийлигига боғлиқдир.



186- расм.

Импульснинг давомийлиги нимага боғлиқ эканлигини аниқлаш учун  $C$  конденсатор ва  $R$  қаршиликдан тузилган занжирни қараб чиқамиз (186- расм). Агар конденсатор қопламаларига  $q$  катталикдаги турли ишорали зарядлар берилса,  $R$  қаршилик орқали ток ўтади, натижада конденсатор қопламаларидаги  $q$  заряд миқдори камайиб боради. Қаршиликдаги кучланишнинг оний қиймати  $U = q/C$  га тенг. Демак, ток кучи

$$i = \frac{U}{R} = \frac{q}{RC}. \quad (86.1)$$

Қопламалардаги заряд камайиши  $-dq = idt$ . Шундай қилиб, (86.1) тенгламадаги  $i$  ни  $-\frac{dq}{dt}$  орқали алмаштириш мумкин. Натижада қуйидаги дифференциал тенглама ҳосил қилинади:

$$-\frac{dq}{dt} = \frac{q}{RC}.$$

Ўзгарувчиларни ажратиб,

$$\frac{dq}{q} = -\frac{1}{RC} dt$$

га эга бўламиз.

(86.1) га асосан  $\frac{dq}{q} = \frac{di}{i}$ . Шунинг учун

$$\frac{di}{i} = -\frac{1}{RC} dt$$

деб ёзиш мумкин.

Бу тенгламани интегралласак,

$$\ln i = -\frac{1}{RC} t + \ln i_0 \quad (86.2)$$

ни беради, бунда  $\ln i_0$  орқали интеграллаш константаси белгиланган.

Ниҳоят, (86.2) потенцирлаб

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{RC}} \quad (86.3)$$

ни ҳосил қиламиз.

$t = 0$  да  $i = i_0$  ҳосил қилинади. Шундай қилиб,  $i_0$  ток кучининг бошланғич қийматини ифодалайди.

(86.3) ифодадан

$$\tau = RC \quad (86.4)$$

вақт ичида ток кучининг  $e$  марта камайиши келиб чиқади. Шунга мувофиқ (86.4) катталик занжирнинг вақт доимийси номини олган.

Бу катталик қанча катта бўлса, занжирда ток шунча секин камайиб боради.

Ионизацион камеранинг схемаси (184- *a* расм) 186-расмда тасвирланган схемага ўхшайди. Бунда  $C$  ролини расмда пунктир чизиқ орқали кўрсатилган электродлараро сизим ўйнайди.  $R$  қаршилиқ қанча катта бўлса, мавжуд ток кучида  $I$  нуқтанинг кучланиши шунча юқори кўтарилади, демак, импульсни қайд қилиш осон бўлади. Шунинг учун  $R$  қаршилиқни имкон борича катта қилиб ишлашга ҳаракат қилинади. Шунинг билан бирга, тез кетма-кет келувчи зарралар вужудга келтирган ток импульсларини алоҳида қайд қилиши учун камеранинг вақт доимийси катта бўлмаслиги керак. Шунинг учун импульс камералари учун  $R$  нинг катталиги танланаётганда ўзаро келишиш керак бўлади. Кўпинча  $R$  ни  $10^8$  ом атрофида олинади. У ҳолда  $C = 10^{-11}$  ф бўлганда вақт доимийси  $10^{-3}$  сек ни ташкил этади.

Ионизацион камеранинг бошқача тури интегралловчи камера деб аталувчи камера ҳисобланади. Унда  $R$  тахминан  $10$  ом га тенг бўлади.  $C = 10^{-11}$  ф да вақт доимийси  $10^4$  сек га тенг бўлади. Бу ҳолда айрим ионловчи зарралар томонидан вужудга келган ток импульслари қўшилишади ва қаршилиқ орқали қиймати камерада бирлик вақт ичида ҳосил бўладиган ионлар зарядининг йиғиндисини характерлайдиган ўзғармас ток ўтади.

Шундай қилиб, ҳар икки типдаги ионлаш камералари фақат  $RC$  вақт доимийсининг қиймати билан фарқ қилади.

**Пропорционал счётчиклар.** Айрим зарралар юзага келтирган импульслар, агар электродлар орасидаги кучланиш III соҳага (185- расм) тўғри келса, жуда ҳам кучайиши ( $10^3 \div 10^4$  марта) мумкин. Бундай режимда ишлайдиган асбобни пропорционал счётчик деб аталади. Счётчикнинг ички электроди диаметри миллиметрнинг юздан бир улушларича бўлган тола кўринишида ишланади. Бу электрод анод вазифасини ўтайди. Электродлар орасидаги майдон кучланганлиги  $\frac{1}{r}$  қонун

бўйича ўзгаради [(8.8) формулага қаранг]; шунинг учун ҳам тола яқинида кучланганлик катта қийматларга эга бўлади. Электродлар орасида етарлича катта кучланиш бўлганда тола яқинида вужудга келган электронлар майдон таъсири остида газ молекуласига урилиб, уни ионлаштириш учун етарли энергияга эришади. Натижада ионларнинг „кўпайиши“ содир бўлади. Ионларнинг кўпайиши содир бўлаётган ҳажм ўлчамлиги кучланишга боғлиқ ҳолда катталашиб боради. Шунга мувофиқ ҳолда газ кучайиш коэффициенти ҳам ортиб боради.

Бирламчи ионлар сони импульсни юзага келтирган зарраларнинг табиати ва энергиясига боғлиқ. Шунинг учун пропорционал счётчик чиқишидаги импульс катталиги бўйича турли табиатли зарраларни ажратиш мумкин, шунингдек, ўша бир хил табиатли зарраларни уларнинг энергияси бўйича саралаш ҳам мумкин.

Пропорционал счётчиклар нейтронларни ҳисоблаш учун ҳам қўлланилиши мумкин. Бу ҳолда счётчик газсимон ( $BF_3$ ) учфторли бор билан тўлдирилади. Нейтронлар масса сони 10 бўлган ( $B^{10}$ ) бор изотопи билан реакцияга киришадди, бунда бирламчи ионланишни вужудга келтирадиган  $\alpha$ -зарралар пайдо бўлади.

**Гейгер — Мюллер счётчиклари.** Импульснинг яна ҳам кучайишига ( $10^8$  гача), счётчикни Гейгер соҳасида (185-расмда V соҳа) ишлашга мажбур этиш йўли билан эришиш мумкин. Бу режимда ишлайдиган счётчикни Гейгер — Мюллер счётчиги деб аталади (қисқача Гейгер счётчиги). Юқорида қайд қилинганидек, бу соҳада разряд мустақил разрядга ўтади, ионловчи зарра томонидан ҳосил қилинган бирламчи ионлар разрядни фақатгина „бошлаб юборади“. Шунинг учун импульс катталиги бирламчи ионлаштиришга боғлиқ бўлмайди. Айрим зарралардан ажратилган атоҳида импульсларни ҳосил қилиш учун ҳосил бўлган разрядни тез орада узиш (йўқотиш) керак бўлади. Бунга  $R$  ташқи қаршилик ёрдамида (ўзи ўчмайдиган счётчикларда) ёки счётчикнинг ўзида вужудга келадиган процесслар ҳисобига эришиш мумкин. Охириги ҳолдаги счётчикни ўзи ўчадиган счётчик деб аталади.

Разрядни ташқи қаршилик ёрдами билан ўчирилиши қаршилик бўйлаб разряд токи оқиб ўтганда унда катта потенциал тушуви ҳосил бўлиши билан тушунтирилади. Натижада электродларо оралиққа разрядни ушлаб туриш учун етарли бўлмаган кучланишнинг фақат бир қисми тўғри келади.

Ўзи ўчадиган счётчикларда разрядларнинг тугаши қуйидаги сабаблар билан асосланилади. Электронлар ҳаракатчанлиги мусбат ионларга қараганда жуда катта (тахминан 1000 марта). Шунинг учун электронларнинг толага етиши учун кетган вақт ичиде мусбат ионлар ўз жойларидан қўзғалишга улгурмайди. Бу ионлар тола яқинида майдонни кучсизлантирувчи мусбат фазовий зарядни вужудга келтиради ва унда разряд тўхтаётган

ди. Бу ҳолда разряднинг тўхташига биз қараб чиқмайдиган қўшимча процесслар тўсқинлик қилади. Уни бартараф қилиш учун счётчикни тўлдириб турувчи газга (одатда, аргонга) қўй атомли органик газ аралашмаси (масалан, спирт буғлари) қўшилади. Бундай счётчик  $10^{-4}$ сек тартибдаги интервал билан кетма-кет келувчи зарра импульсларини ажрата олади.

### 87-§. Мустақил разрядда ток ташувчиларни юзага келтирувчи процесслар

Ток ташувчилар — электронлар ва ионлар — мустақил разрядда турли процесслар ҳисобига ҳосил бўлиши мумкин, биз улардан баъзиларини разряднинг айрим турларини баён этишга ўтишдан олдин қараб чиқамиз.

**Электронларнинг молекулалар билан тўқнашуви.** Электронларнинг (шунингдек, ионларнинг) молекулалар билан тўқнашуви эластик ва эластикмас характерга эга бўлиши мумкин. Молекула, худди атом сингари дискрет энергетик ҳолатларда бўлиши мумкин. Энг кичик энергияли ҳолат асосий ҳолат деб аталади. Молекулани асосий ҳолатдан турли уйғонган ҳолатларга ўтказиш учун энергиянинг  $W_1$ ,  $W_2$  каби маълум қийматлари талаб қилинади. Молекулага етарлича катта  $W_i$  энергия бериб, уни ионлаштириш мумкин.

Молекула уйғонган ҳолатга ўтиб, унда ҳаммаси бўлиб  $10^{-8}$  сек вақт тура олади, ортиқча энергиясини ёруғлик кванти—фотон сифатида нурлантириб, қайтадан асосий ҳолатга ўтади. Метастабил ҳолат деб аталувчи баъзи ҳолатларда, молекула бирмунча узоқроқ — тахминан  $10^{-3}$ сек вақт бўлиши мумкин.

Зарраларнинг тўқнашувида энергия ва импульснинг сақланиш қонуни сажарилиши керак. Шунга қўра тўқнашувда энергия узатилишига маълум чегара қўйилади — тўқнашувчи зарра эга бўлган энергиянинг ҳаммаси эмас, балки бир қисмигина узатилиши мумкин.

Агар тўқнашувда молекулага уни уйғотиш учун етарли бўлмаган энергия узатилган бўлса, зарраларнинг кинетик энергиялари ўзгармайди ва тўқнашув эластик бўлади.  $v_{10}$  тезлик билан ҳаракатланаётган  $m_1$  массали зарра тинч турган ( $v_{20} = 0$ )  $m_2$  массали заррага келиб урилсин. Марказий тўқнашув вақтида қуйидаги шартлар бажарилиши керак:

$$\frac{m_1 v_{10}^2}{2} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2},$$

$$m_1 v_{10} = m_1 v_1 + m_2 v_2,$$

бунда  $v_1$  ва  $v_2$  — зарраларнинг тўқнашгандан кейинги тезлиги.

Бу тенгламалар системасини  $v_1$  ва  $v_2$  номаълумларга нисбатан ечиб (I том, 30-§ га қаранг), қуйидагини оламиз:

$$v_2 = \frac{2v_{10}m_1}{m_1 + m_2}.$$

Шундай қилаб, эластик тўқнашувда иккинчи заррага берилган энергия учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\Delta W_{\text{эласт}} = \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v_{10}^2}{2} \cdot \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2}.$$

Агар  $m_1 \ll m_2$  бўлса, бу ифодани тақрибан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\Delta W_{\text{эласт}} = \frac{m_1 v_{10}^2}{2} \cdot \frac{4m_1}{m_2} = W_{10} = \frac{4m_1}{m_2}, \quad (87.1)$$

бунда  $W_{10}$  — урилаётган зарранинг урилишидан олдинги энергияси.

(87.1) формуладан енгил зарра (электрон) оғир заррага (молекулага) урилганда, унга ўз энергия запасининг оз қисминигина бериши келиб чиқади ( $\frac{m_1}{m_2} \ll 1$ ). Енгил зарра оғир заррадан, гўёки копток девордан „сапчигани“ каби, амалда тезлик қиймати бўйича ўзгармасдан „сапчийди“. Тегишли ҳисоблашларнинг кўрсатишича, марказий бўлмаган тўқнашувда берилган энергия яна ҳам кичик бўлар экан.

Урилувчи зарра (электрон ёки ион) етарлича катта энергияга эга бўлганда, молекула уйғониши ёки ионланиши мумкин. Бу ҳолда зарранинг кинетик энергия йиғиндиси сақланмайди — энергиянинг бир қисми молекулани уйғотишга ёки ионлашга, яъни тўқнашувчи зарраларнинг ички энергияларини орттириш учун сарф бўлади. Бундай тўқнашувлар биринчи тур эластик бўлмаган тўқнашувлар деб аталади.

Уйғонган ҳолатда бўлган молекула бошқа зарра (электрон, ион ёки нейтрал молекула) билан тўқнашганда ортиқча энергиясини нурлантирмай, балки уни электронга узатиб, асосий ҳолатга ўтиши мумкин. Бу ҳолда зарранинг тўқнашгандан кейинги йиғинди кинетик энергияси урилишгача бўлган қийматига нисбатан катта бўлади. Бундай урилишлар иккинчи тур эластик бўлмаган тўқнашувлар деб аталади. Молекуланинг метастабил ҳолатдан асосий ҳолатга ўтиши фақат иккинчи тур тўқнашувлар ҳисобига бўлиши мумкин.

Биринчи тур эластик бўлмаган тўқнашувда энергия ва импульснинг сақланиш тенгламаси

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_1 v_{10}^2}{2} &= \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + \Delta W_{\text{и}} \\ m_1 v_{10} &= m_1 v_1 + m_2 v_2 \end{aligned} \right\} \quad (87.2)$$



бўлади. Шунинг учун ҳар икки эҳтимоллик максимумга тез эришади, сўнгра электрон энергиясининг ортиб бориши билан эҳтимоллик камайиб кетади. Расмдан кўришиб турибдики, масалан,  $W'$  энергияга эга бўлган электрон катта эҳтимоллик билан молекулани уйғотиш ўрнига уни ионлантиради.

**Иккиламчи электрон эмиссияси.** Иккиламчи электрон эмиссияси деб, қаттиқ ёки суюқ жисмни электрон ёки ионлар билан бомбардимон қилинган вақтда уларнинг сиртидан электронларнинг ажралишига айтилади. Иккиламчи электронлар сони  $N_2$  ни эмиссияни юзага келтирган  $N_1$  зарралар сонига нисбати

$$\delta = \frac{N_2}{N_1} \quad (87.5)$$

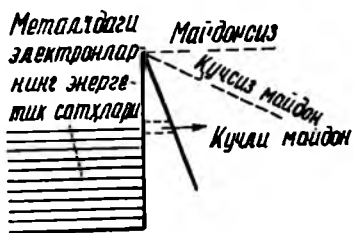
иккиламчи эмиссия коэффициентини деб аталади.

Иккиламчи эмиссия коэффициенти сирт ва уни бомбардимон қилувчи зарраларнинг табиати ва шунингдек, бу зарраларнинг энергиясига боғлиқдир. Иккиламчи электронларнинг тезлиги унча катта эмас ва бирламчи зарралар энергиясига боғлиқ бўлмайди.

Металлар сиртини электронлар билан бомбардимон қилинган ҳолда иккиламчи эмиссия коэффициенти бирламчи электронлар энергияси бир неча юз электрон вольт тартибда бўлганда (турли металллар учун 200 дан 800 эВ гача) максимумга эришади.

$\delta_{\max}$  коэффициентнинг энг катта қиймати 0,5 дан (бериллий учун) 1,8 (платина учун) гача чегарада жойлашади. Ярим ўтказгичлар учун  $\delta_{\max}$  жуда катта қийматларга эришиши мумкин (10 га яқин). Шундай қилиб, тегишли йўл билан танланган сиртнинг иккиламчи эмиссиясидан дастадаги электронлар миқдорини „кўпайтириш“ учун фойдаланиш мумкин. Биринчи марта Л. А. Кубецкий томонидан таклиф этилган электрон кўпайтиргичларда кетма-кет жойлашган электродларнинг ҳар биридан ажралган иккиламчи электронлар электр майдонида тезлашади ва навбатдаги электродни бомбардимон қилади. Бундай асбоблар ёрдами билан электронлар дастасининг юзлаб марта кучайишига эришилади.

**Автоэлектрон эмиссияси.** Агар металл сирти яқинида катта кучланганлик ( $\sim 10^6$  в/см) электр майдони ҳосил қилинса, автоэлектрон (ёки совуқ) эмиссия деб аталувчи электронлар чиқариш ҳодисаси кузатилади. Бу ҳодисани шунингдек, электр майдони билан электронлар чиқариш деб аталади. Автоэлектрон эмиссия квант назарияси билан тушунтирилади. Электронларнинг чиқишига қаршилик қилувчи кучли майдон мавжудлигида металл сиртидаги потенциал тўсиқ 188-расмдагидек тасвирланади. Квант механикасига мувофиқ, элементар зарранинг энергияси ҳатто тўсиқ баландлигидан кичик бўлса-да,



188- расм.

**Фотоионизация.** Электромагнит нурланиш элементар зарралардан — фотонлардан иборатдир. Фотоннинг энергияси  $h\nu$  га тенг, бунда  $h$  — Планк доимийси,  $\nu$  — нурланиш частотаси. Фотон молекула томонидан ютилиши мумкин бўлиб (306-бетдаги сноскага қаранг), бунда унинг энергияси ёки ионлашга, ёки уйғотишга сарф бўлади. Бундай ҳолдаги молекуланинг ионлашишига фотоионизация деб аталади. Ультрабинафша нурлар бевосита фотоионизацияни юзага келтира олади. Кўзга кўринувчи нурлар (кичик частотали нурлар) поғонали фотоионизация деб аталувчи ионизацияни юзага келтириши мумкин. Кўзга кўринувчи ёруғлик фотонининг энергияси электронни молекуладан ажратиб олиш учун етарли бўлмайди. Лекин, унинг энергияси молекулани уйғонган ҳолатлардан бирига ўтказиш учун етарлидир. Уйғонган ҳолатда бўлган молекулани ионлантириш учун нормал ҳолатда бўлган молекулани ионлантиришга қараганда кам энергия сараф бўлади. Шунга кўра фотон уйғотган молекулани унинг бошқа молекула билан тўқнашиши ҳисобига ионлаши мумкин.

Газ разрядда бевосита фотоионизацияни юзага келтира оладиган қисқа тўлқинли нурланишнинг ҳосил бўлиши мумкин. Етарлича катта тезликли (тез) электронлар тўқнашганда молекулани фақат ионлантирибгина қолмасдан, балки ҳосил бўлган ионни уйғонган ҳолатга ўтказиши ҳам мумкин. Ионнинг асосий ҳолатга ўтиши, нейтрал молекуланинг нурланишига қараганда кичик тўлқин узунликдаги (яъни катта частотали) нур чиқариши билан кузатилади. Бундай нурланишдаги фотон энергияси бевосита фотоионизация учун етарли бўлади.

Санаб ўтилган процесслардан ташқари мустақил газ разрядларининг айрим турларида 75-§ да қараб чиқилган термоэлектрон эмиссия ҳодисаси катта роль ўйнайди. Шунингдек, металл ёки ярим ўтказгич сирти етарлича қисқа тўлқин узунликдаги ёруғлик билан ёритилганда электрон чиқариш билан белгиланадиган фотоэлектрон эмиссия (ёки ташқи фотоэффект) ҳам ўринли бўлади. Бироқ, турли кўринишдаги мустақил разрядларда фотоэлектрон эмиссия қандай роль ўйнашини биз бу ерда қараб чиқмаймиз.

## 88-§. Газ разрядли плазма

Мустақил разряднинг баъзи турларида газнинг ионлашиш даражаси жуда юқори бўлади. Газнинг ҳар бир элементар ҳажмдаги электрон ва ионларнинг йигинди заряди нолга тенг (ёки деярли тенг) бўлган шароитдаги кучли ионлашган ҳолати плазма<sup>1)</sup> дейилади.

Плазма модданинг алоҳида ҳолатидир. Бир неча ўн миллион градус температурага эга бўлган Қуёш ва бошқа юлдузлар ичидаги моддалар шундай ҳолатда бўлади. Модданинг юқори температурага эга бўлиши натижасида ҳосил бўлган плазма юқори температурали (ёки изотермик) плазма дейилади. Газ разряди натижасида ҳосил бўлган плазма газ разрядли плазма дейилади.

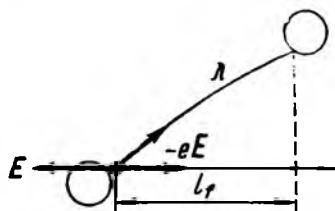
Плазма барқарор ҳолатда бўлиши учун рекомбинация натижасида камайган ионлар ўрнини тўлдириб туриш зарур. Бу процесс юқори температурали плазмада термик ионлашиш ҳисобига бўлса, газ разрядли плазмада эса электр майдон тезлаштирган электронларнинг тўқнашиб ионлашиш ҳисобига бўлади. Ионосфера (атмосфера қатламларидан бири) плазманинг алоҳида бир кўринишидир. Бу ҳолда молекулаларнинг юқори даражали ионлашиши (~1%) Қуёшнинг қисқа тўлқинли нурланиши туфайли содир бўладиган фотоионизация ҳисобига тутиб турилади.

Газ разрядли плазмада электронлар икки хил ҳаракатда: бирор  $\bar{v}$  ўртача тезлик билан хаотик ҳаракатда ва  $E$  га қарма-қарши йўналган  $\bar{u}$  ўртача тезлик ( $\bar{v}$  дан анча кичик) билан тартибли ҳаракатда иштирок этади. Плазмада шароит шундайки, бунда электр майдони электронларнинг фақат тартибли ҳаракатигагина сабаб бўлмай, балки уларнинг хаотик ҳаракатининг  $\bar{v}$  тезлигини ҳам орттиради.

Газ майдон уланган пайтда ўртача тезлиги газнинг  $T_\Gamma$  ( $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT_\Gamma$ ) температурасига мос бўлган бирор миқдор электронларга эга бўлсин. Электрон газ молекулалари билан кетма-кет иккита тўқнашиш учун кетган вақт ичида ўртача  $\lambda$  йўлни ўтади (189-расм; электрон траекторияси —  $eE$  куч таъсирида озгина эгриланган). Бунда майдон электрон устида

$$A = eEl, \quad (88.1)$$

<sup>1)</sup> Плазма — зарраларнинг хаотик ҳаракати уларнинг ташқи электр майдон таъсирида тартибли кўчишидан үстун бўлган кучли ионлашган квазинейтрал (яъни деярли нейтрал) муҳит.



189-расм.

иш бажаради, бу ерда  $l_f$ —электрон кўчишининг куч йўналишига проекцияси.

Электрон газ молекулалари билан тўқнашиши натижасида унинг ҳаракат йўналиши ҳамма вақт фавқулодда ўзгариб туради. Шунинг учун (88.1) иш траекториянинг ҳар бир алоҳида қисмида турли катталikka ва турли ишорага эга бўлади. Траекториянинг баъзи қисмларида майдон электрон энергиясини орттирса, баъзи қисмларида эса камайтиради. Агар электронларнинг тартибли ҳаракати бўлмаса, у ҳолда  $l_f$  нинг ўртача қиймати, демак, (88.1) иш ҳам нолга тенг бўлар эди. Бироқ тартибли ҳаракатнинг мавжудлиги  $A$  ишнинг ўртача қиймати нолдан фарқли ва ҳатто мусбат бўлишига олиб келади. Бу иш

$$\bar{A} = eE\bar{u}\tau = eE\bar{u} \frac{\lambda}{v} \quad (88.2)$$

га тенг, бу ерда  $\tau$ —электроннинг ўртача эркин югуриш вақти  $|\bar{u} \ll \bar{v}|$ .

Бинобарин, майдон электрон энергиясини ўрта ҳисобда орттирар экан. Тўғри, молекула билан тўқнашган электрон бир қисм энергиясини молекулага беради. Лекин, аввалги параграфда тушунтириб ўтганимиздек эластик тўқнашишда берилган  $\delta$  қисм энергия жуда кам, яъни у ўртача  $\delta = 2m/M$  га тенг, бунда  $m$ —электрон массаси,  $M$ —молекула массаси!).

Сийраклаштирилган газда ( $\lambda$  босимга тескари пропорционал) ва майдон кучланганлиги  $E$  етарлича катта бўлганда (88.2) иш электроннинг молекулалар билан ҳар бир тўқнашишида уларга берадиган ўртача  $\delta \frac{mv^2}{2}$  энергиядан катта бўлиши мумкин. Шунинг учун электронларнинг хаотик ҳаракат энергияси ортиб боради. Натижада бу энергия молекула ионлашга ёки уйғотишга етарли бўлган қийматга эришади. Шу пайтдан бошлаб тўқнашишларнинг бир қисми эластик бўлмайди ва бунда энергия кўп йўқолади. Шунинг учун узатиладиган энергиянинг ўртача қиймати  $\bar{\delta}$  ортади.

Шундай қилиб, электронлар ионлаш учун зарур бўлган энергияга бир эркин югуриш йўлида эмас, балки бир қанча эркин югуриш йўли давомида эришади. Ионланиш кўп миқдорда электронлар ва мусбат ионларнинг юзага келишига—плазма ҳосил бўлишига олиб келади.

Плазмадаги электронлар энергияси электроннинг бир эркин югуришида майдон бажарган ишнинг ўртача қиймати электрон молекула билан тўқнашган вақтда берадиган энергиянинг ўртача қийматига тенг

$$eE\bar{u} \frac{\lambda}{v} = \bar{\delta} \frac{m\delta^2}{2}$$

<sup>1)</sup> (87.1) формулага мувофиқ марказий урилишда  $\delta = 4m/M$ . Электрон билан молекула бир-бирига шунчаки „тегиб ўтган“ вақтда  $\delta \approx 0$ .

деган шартдан топилади, (бу муносабатда  $\delta$  ўзгарувчи  $\bar{v}$  тезликнинг мураккаб функциясидир).

Тажриба газ разрядли плазмадаги электронлар учун тезликлар бўйича Максвелл тақсимоти ўринли эканлигини кўрсатади. Электронларнинг молекулалар билан тўқнашиши кучсиз бўлгани сабабли ( $\delta$  эластик тўқнашишда жуда кичик, ноэластик тўқнашишларнинг нисбий сони эса жуда кам), электронларнинг хаотик ҳаракат ўртача тезлиги газнинг  $T_g$  температурасига мос келадиган тезликдан кўп марта катта бўлади. Агар  $T_e$  электронлар температураси деган катталик киритиб, уни

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT_e$$

муносабатдан аниқласак, у ҳолда  $T_e$  нинг қиймати бир неча ўн минг градус чамасида бўлишини кўрамиз.  $T_g$  нинг  $T_e$  дан фарқли бўлиши газ разрядли плазмада электронлар билан молекулалар орасида термодинамик мувозанат йўқлигидан далолат беради<sup>1)</sup>.

Плазмада ток ташувчилар концентрацияси жуда катта. Шунинг учун плазманинг электр ўтказувчанлик хоссаси яхши. Юқорида таъкидлаб ўтилганидек, электронларнинг ҳаракатчанлиги ионларга нисбатан тахминан уч марта катта, шу сабабли плазмада токни асосан электронлар ҳосил қилади.

## 89-§. Ёлқин разряд

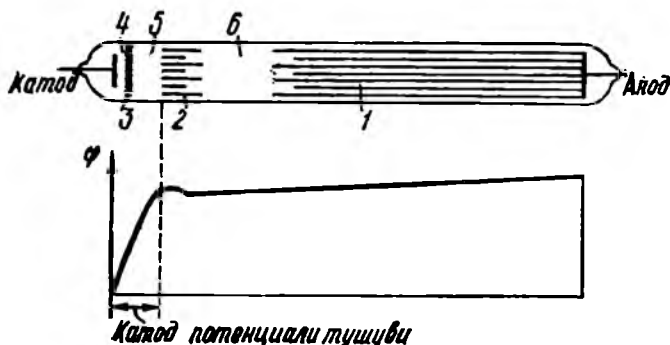
Мустақил разряд газнинг босимига, электродларнинг ўзаро жойлашишига ва ташқи занжир параметрларига қараб турли хил шаклларга эга бўлади. Разряд содир бўладиган физикавий ҳодисалар жуда мураккаб. Биз мустақил разрядларнинг асосий турларининггина қараб чиқиш билан чегараланамиз, бунда унинг баъзи деталларини ҳисобга олмаймиз.

Ёлқин разряд паст босимларда юзага келади. Буни узунлиги 0,5 м атрофида бўлган, учларига ясси металл электродлар кавшарланган шиша найда қўзатиш мумкин (190-расм). Электродларга тахминан 1000 в тартибда кучланиш берилади. Оддий атмосфера босими шароитида найдан ток ўтмайди. Агар най ичидаги босимни тахминан 40 мм сим. уст. гача камайтирилса, анод билан катодни туташтирувчи илон нзи шаклидаги ингичка шуъла ҳосил бўлади. Босим камайтирилиши билан шуъла кенгая боради ва босим тахминан 5 мм сим. уст. бўлганда шуъла найни тўлдиреди, яъни ёлқин разряд содир бўлади. 190-расмда ёлқин разряднинг асосий қисмлари кўрсатилган. Катод яқинида шуъла ланувчи катод плёнкаси

---

<sup>1)</sup> Юқори температурали плазмада молекулалар, электронлар ва ионларнинг ўртача энергияси бир хил. Бу билан унинг иккинчи номи—изотермиклиги тушунтирилади.

деб аталувчи 3 юққа шуълаланувчи қатлам жойлашган. Катод билан шуълаланувчи плёнка орасида астон қоронғи фазоси 4 бор. Шуълаланувчи плёнканинг анодга қараган томонида кучсиз шуълаланувчи ва равшанлиги бўйича қоронғидек туюладиган қатлам—крукс қоронғи фазоси 5 жойлашган. Бу қатлам ёлқин шуълаланиш деб аталувчи 2 шуълаланувчи соҳага айланади. Айтиб ўтилган қатламларнинг ҳаммаси ёлқин разряднинг катод қисмини ташкил қилади.



190- расм.

Ёлқин шуълаланиш фарадей қоронғи фазоси 6 билан чегараланади. Улар орасидаги чегара чаплашган бўлади. Наянинг қолган ҳамма қисми шуълаланувчи газ билан тўлган бўлиб, уни мусбат устун 1 дейлади. Босим яна камайтирилса, разряднинг катод қисми ва фарадей қоронғи фазоси кенгайди, мусбат устун эса қисқаради. Босим 1 мм сим уст тартибда бўлганда мусбат устун галма-гал алмашиб келувчи қоронғи ва ёруғ эгри қатламларга—стратларга бўлинади.

Зондлар (най бўйлаб турли жойларга кавшарланган ингичка симлар) ёрдамида ўтказилган ўлчашлар, шунингдек, бошқа усуллар билан бажарилган ўлчашлар потенциалнинг най бўйлаб нотекис ўзгаришини кўрсатди (190- расмдаги графикка қ.). Потенциал тушувининг деярли ҳаммаси разряднинг крукс қоронғи фазосини ўз ичига олган биринчи учта қисмга тўғри келади (катод потенциали тушуви). Ёлқин шуълаланиш соҳасида потенциал ўзгармайди, бу соҳада майдон кучланглиги нолга тенг. Ниҳоят, фарадей қоронғи фазосида ва мусбат устунда потенциал аста-секин ортади. Потенциалнинг бундай тақсимланишига сабаб крукс қоронғи фазосида мусбат ионлар концентрациясининг ортиб кетиши натижасида мусбат фазовий зарядларнинг ҳосил бўлишидир.

Ёлқин разрядни сақлаб туриш учун зарур бўлган асосий процесслар унинг катод қисмида содир бўлади. Разряднинг

қолган қисмлари аҳамиятга эга эмас, улар ҳатто бўлмаслиги ҳам мумкин (электродлар оралиғи жуда кичик бўлганда ёки жуда паст босимда). Иккита асосий процесс бор. Булар—катодни мусбат ионлар билан бомбардировка қилишда рўй берадиган иккиламчи электрон эмиссия ва газ молекулаларини электрон зарби билан ионлашдир.

Катод потенциали тушуви тезлаштирган мусбат ионлар катодни бомбардировка қилади ва ундан электронларни уриб чиқаради. Иккиламчи электронлар катоддан унча катта бўлмаган тезлик билан отилиб чиқади. Улар астон қоронғи фазосида электр майдон таъсирида тезлашади. Етарлича энергияга эришган электронлар газ молекулаларини уйғота бошлайди ва натижада шуълаланувчи катод плёнкаси ҳосил бўлади. Крукс қоронғи фазосига молекулалар билан тўқнашмасдан етиб келган электронлар катта энергияга эга бўлади, натижада улар молекулаларни уйғотишдан кўра кўпроқ ионлаштиради (187-расмга қ.) Шундай қилиб, газнинг шуълаланиш интенсивлиги камаяди, лекин крукс қоронғи фазосида кўп электронлар ва мусбат ионлар ҳосил бўлади. Ҳосил бўлган ионлар дастлаб кичик тезликка эга бўлади. Шунинг учун крукс қоронғи фазосида мусбат фазовий заряд вужудга келади, бу эса потенциалнинг бутун най бўйлаб қайта тақсимланишига ва катод потенциали тушуви ҳосил бўлишига сабаб бўлади.

Крукс қоронғи фазосида ионлашиш вақтида юзага келган электронлар бошланғич электронлар билан бирга ёлқин нурланиш соҳасига кириб боради. Бу соҳа ўзида электронлар ва мусбат ионлар концентрациясининг юқори бўлиши ҳамда йиғиндисини нолга яқин бўлган фазовий заряди (плазма) билан характерланади. Шунинг учун бу ерда майдон кучланганлиги жуда кичик—майдон электронлар ва ионларни тезлаштирмайди. Электронлар ва ионлар концентрацияси юқори бўлгани туфайли ёлқин шуълаланиш соҳасида рекомбинация процесси интенсив боради, бунда ажралиб чиққан энергия нурланишни юзага келтиради. Шундай қилиб, ёлқин нурланиш асосан рекомбинация нурланишидир.

Электронлар ва мусбат ионларнинг ёлқин шуълаланиш соҳасидан фарадей қоронғи фазосига ўтиши диффузия ҳисобига бўлади (бу соҳалар чегарасида майдон бўлмайди, лекин электронлар ва ионлар концентрациясининг катта градиенти мавжуд). Зарядланган зарралар концентрацияси кичик бўлгани учун фарадей қоронғи фазосида рекомбинацияланиш эҳтимоли кескин камаяди. Шунинг учун ҳам фарадей фазоси қоронғи бўлади.

Фарадей қоронғи фазосида майдон бўлади. Бу майдонда ҳаракатланаётган электронлар аста-секин энергия йиғади ва ниҳоят плазма мавжуд бўлиши учун зарур шарт-шароитлар юзага келади. Мусбат устун газ разрядли плазмадан иборат. Бу устун разряднинг анод ва катод қисмларини туташтирувчи

ўтказгич бўлиб хизмат қилади. Мусбат устуннинг шуълаланиши уйғонган молекулалар асосий ҳолатга ўтаётганда рўй беради. Бунда турли газ молекулалари турли тўлқин узунликда нурлар чиқаради. Шунинг учун мусбат устун ҳар бир газ учун характерли бўлган рангга эга бўлади. Бундан ёниб турувчи ёзувлар ва рекламалар учун ёруғлик чиқарувчи газ найларини тайёрлашда фойдаланилади. Бундай ёзувлар ёлқин разряднинг мусбат устунидан иборат. Неонли газ разрядли найлар қизил ёруғлик, аргонлиги эса кўк-яшил рангли ёруғлик чиқаради ва ҳоказо.

Агар электродлар орасидаги масофани аста-секин камайтириб борилса, разряднинг катод қисми ўзгармай қолади, мусбат устуннинг узунлиги эса тамоман йўқолгунча қисқариб боради. Сўнгра масофани яна камайтиришда давом этсак, фарадей қоронғи фазоси йўқолади ва ёлқин шуълаланишнинг узунлиги қисқара бошлайди, бунда крукс қоронғи фазоси билан ёлқин шуълаланиш орасидаги чегара ҳолати ўзгармайди. Анод билан шу чегара орасида жуда қисқа масофа қолганда разряд тўхтайтиди.



191 -расм.

Неонли сигнал лампаларда электродлар бир-бирига шундай яқин жойлаштириладики, уларда мусбат устун бўлмайди ва ёруғликнинг тарқалиши ёлқин шуълаланишга асосланади (191-расм). Электродлар сиртига махсус ишлов бериш йўли билан разряднинг ёниш кучланишини тахминан 50 гача тушириш мумкин. Бундай лампалар тармоқда кучланиш бор-йўқлигини билишда сигнализация учун қўлланилади.

Босим жуда пасайтирилганда разряднинг катод қисми электродлар орасидаги фазонинг кўп қисмини эгаллайди. Етарлича кичик босимларда крукс қоронғи фазоси деярли бутун идиш бўйлаб ёйилган бўлади. Бу ҳолда газнинг шуълаланиши сезилмай қолади, лекин най деворлари яшилроқ рангли ёруғлик тарқатиб шуълалана бошлайди. Катоддан уриб чиқарилган ва катод потенциални тушуви таъсирида тезлаштирилган электронларнинг кўпгина қисми газ молекулалари билан тўқнашмасдан най деворигача учиб боради ва деворга урилиб, шуълаланиш ни юзага келтиради. Тарихий сабабларга кўра, жуда паст босимда газ разрядли найлар катодидан чиққан электронлар оқими катод нурлари деб аталган. Тез электронлар бомбардировкаси вужудга келтирган шуълаланиш катод люминесценцияси деб аталади.

Агар газ-разрядли найнинг катодида ингичка канал ўйилса, мусбат ионларнинг бир қисми катод орқасидаги фазога

ўтади ва кескин чегараланган каналли (ёки мусбат) нурлар деб аталувчи ионлар дастасини ҳосил қилади. Мусбат ионлар дастасини ҳосил қилиш учун қўлланилган бу усул ҳозирги вақтгача ўз аҳамиятининг йўқотгани йўқ.

## 90-§. Ёй разряд

1802 йилда В. В. Петров дастлаб бир-бирига тегизилган ва катта гальваник батареяга уланган кўмир электродлар бир-биридан ажратилаётганда улар орасида кўзни қамаштирадиган кучли ёруғлик чиқишини аниқлади. Электродлар горизонтал жойлаштирилганда қизиган шўълаланувчи газ ёй шаклида эгилади, шу сабабли В. В. Петров топган бу ҳодисани вольтли (ёки электр) ёй деб аталган эди.

Ёйда ток кучи кучланиш бир неча ўн вольт бўлганда уланган қийматга (минг ва ўн минг амперга) етиши мумкин.

Ёй разряд паст босимда ҳам (бир неча миллиметр симоб устуни тартибда), юқори босимда ҳам (1000 ат гача) рўй бериши мумкин. Бунда қизиган катод сиртидан чиқувчи термоэлектрон эмиссия ва молекулаларнинг газ температураси юқори бўлиши билан боғлиқ бўлган термик ионланиши асосий процесслар ҳисобланади. Электродлар орасидаги фазонинг деярли ҳаммаси юқори температурали плазма билан тўлган бўлади. Бу катоддан чиққан электронларни анодга етказувчи ўтказгич бўлиб хизмат қилади.

Плазма температураси  $6000^{\circ}\text{K}$  атрофида бўлади. Ўта юқори босимли (1000 ат гача) ёйда плазма температураси  $10000^{\circ}\text{K}$  гача етиши мумкин (эслатиб ўтамиз, Қуёш сирти температураси  $5800^{\circ}\text{K}$  га тенг). Мусбат ионлар бомбардировкаси натижасида катод тахминан  $3500^{\circ}\text{K}$  гача қизийди. Кучли электронлар оқими бомбардировка қиладиган анод эса бундан ҳам кўпроқ қизийди. Бунда анод интенсив буғланади ва натижада унинг сиртида чуқурча — кратер ҳосил бўлади. Кратер ёйнинг энг ёруғ жойи ҳисобланади.

Ёй разряд пасаювчи вольт-ампер характеристикага эга (192-расм). Бунга ток кучи ортганда катоддан чиқувчи термоэлектрон эмиссиянинг ва газ разряди оралигининг ионланиш даражаси ортиб кетиши сабаб бўлади.

Юқорида тавсифланган термоэлектрон ёйдан (яъни қизиган катод сиртидан чиққан термоэлектрон эмиссия туфайли юзага келган разряддан) ташқари совуқ катодли ёй ҳам бўлади. Бу ҳолда ҳавоси сўриб олинган баллонга қамалган суюқ симоб катод вазифасини бажаради. Разряд симоб буғларида содир бўлади. Электронлар катоддан автоэлектрон эмиссия ҳисобига учиб чиқади. Бунинг учун зарур бўлган



192- расм.

кучли майдонни катод сиртига яқин жойда ионлардан ташкил топган мусбат фазовий зарядлар ҳосил қилади. Бунда электронлар катоднинг бутун сиртидан эмас, балки унча катта бўлмаган ёруғ шуълаланувчи ва узлуксиз кўчиб юрувчи катод доғидан чиқиб туради. Бунда газ температураси юқори бўлмайди. Плазмада молекулалар ёлқин разрядда бўлгани каби электронлар зарби билан ионланади.

Ёй разряддан турли жойларда фойдаланилади. 1882 йилда рус инженери Н. Н. Бенардос металларни пайвандлашда электр ёйдан фойдаланишни таклиф қилди. 1888 йилда Н. Г. Славянов кумир электродларни металл электродлар билан алмаштириб, электр пайвандлашни янада такомиллаштирди.



193- расм.

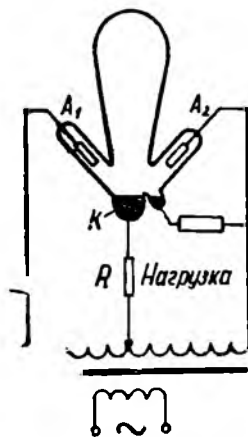
Электр ёйдан қувватли ёруғлик манбаи сифатида фойдаланилади. Ёйли ўта юқори босимли лампаларда разряд вольфрамли электродлар орасида симоб буғлари бўлса, 100 ат гача босимда ёки инерт газ (неон, аргон, криптон ёки ксенон) бўлса, 20 ат гача босимда содир бўлади. 193-расмда худди шундай типдаги лампа тасвирланган. Унинг ёнидаги электрод лампани юқори кучлиниш манбаидан ёқиб олишга хизмат қилади. Ўта юқори босимли лампалар жуда қаттиқ қизийди, шунинг учун унинг баллонини кварцдан тайёрланади (кварц шишага нисбатан анча юқори температурада юмшайди). Симобли лампа совуқ ҳолатда унча катта бўлмаган босимли (бир неча миллиметр симоб устунини тартибидан) аргон ва симоб томчисига эга бўлади. Ёй разряд дастлаб аргонда содир бўлади. Лампа қизиганда симоб буғланади ва шундан сўнг разряд симоб буғларида боради.

Симоб буғларида содир бўлаётган ёй кучли ультрабинафша нурлар оқими тарқатади. Баллони кварцдан тайёрланган (чунки кварц ультрабинафша нурларни ўтказмай; оддий шиша бу нурларни ютади) симобли лампалардан медицинада ва илмий текшириш ишларида ультрабинафша нурлар манбаи сифатида фойдаланилади. Кундузги ёруғлик лампаларида разряд найининг деворлари махсус модда (люминофор) билан қопланади. Бу модда симоб буғининг ультрабинафша нури таъсирида кундузги ёруғликнинг спектрал таркибига яқин бўлган ёруғлик чиқаради. Бундай лампалар чўгланма лампаларга нисбатан тежамлироқ бўлади.

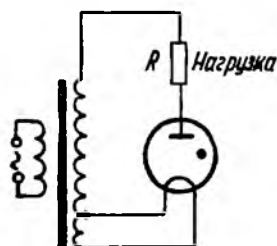
Паст босимли симоб буғларида рўй берадиган катоди симобдан бўлган ёй разряддан симобли тўғрилагичларда фойдаланилади. 194-расмда иккита ярим даврли симобли тўғрилагич схемаси тасвирланган.  $A_1$  ёки  $A_2$  аноднинг қайси бири катодга нисбатан мусбат потенциалга эга бўлса, ўша аноддан  $K$  катодга томон ток ўтади. Натижада ток  $R$  нагрузкадан ҳар

иккала даврда ҳам бир йўналишда ўтади. Ён томонда жойлашган „кичик қозонча“ даги симобли электрод разрядни ёндириш учун хизмат қилади. Тўғрилагични ишлатиш учун колбани катоддаги симоб „кичик қозонча“ даги симоб билан туташгунга қадар энгаштирилади. Колбани вертикал вазиятга келтирилганда симобнинг узилиш жойида электр ёйи ҳосил бўлади, сўнгра разряд анодлардан бирига ўтади.

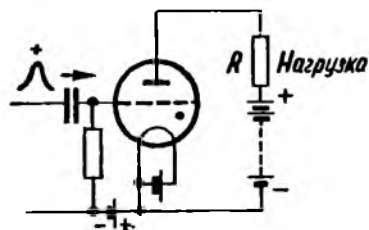
Газотрон ва тиратрон деб аталувчи асбобларнинг ишлаши ёй разрядга асосланган. Газотрон—унча катта бўлмаган босимда аргон ёки симоб буғлари билан тўлдирилган қизувчи катодли диоддан иборат асбоб. Термоэлектрон эмиссия туфайли катоддан ажралиб чиққан электронлар газ молекулаларини ионлаштиради, бу эса газ разрядли плазма ҳосил бўлишига олиб келади (бу процесслар ёй разрядга ҳосдир). Плазманинг яхши ўтказувчанликка эга бўлиши, вакуумли диодда бўлганидек, катод яқинида электрон булут ҳосил бўлишига қаршилик кўрсагади. Шунинг учун электронлар орасида кучланиш унча катта бўлмаса ҳам (15—20 в) газотрон анча кучли (10 а тартибда ток ўтказади. Аноддаги кучланиш катодга нисбатан мусбат бўлгандагина газотрондан ток ўтиши мумкин, шунинг учун ундан токни тўғрилашда фойдаланилади. 195-расмда



194- расм.



195- расм.



196- расм.

битта ярим даврли газотронли тўғрилагич схемаси<sup>1)</sup> келтирилган (схемадаги  $R$ —тўғриланган токни истеъмол қилувчи нагрузка). 195-расмда келтирилган схемани иккита газотрон учун йиғсак, иккита ярим даврли тўғрилагични ҳосил қилиш мумкин.

<sup>1)</sup> Схемадаги газ тўлдирилган лампалар шунга ўхшаш вакуумли лампалардан нуқтаси билан фарқ қилади.

Тиратрон учинчи электрод—тўрга эга бўлиши билан газотрондан фарқ қилади. Бу асбобдан тез ишловчи улагич сифатида фойдаланилади. 196-расмда тиратронли улагич схемаси тасвирланган. Нормал ҳолатда тўр катодга нисбатан манфий потенциалга эга бўлади. Шунинг учун катоддан учиб чиққан электронлар майдон таъсирида орқага қайтади ва тиратрондан ток ўтмайди. Тўрга қисқа муддатли мусбаг импульс берилса, тиратронда ёй разряд ҳосил бўлади ва кучли ток ўта бошлайди. Ҳосил бўлган плазма ўтказувчанлиги жуда юқори бўлгани учун тўрни экранлайди<sup>1)</sup>, натижада тўр потенциалнинг бундан кейинги ўзгариши разрядга таъсир қилмайди. Тиратрон ёрдамида токнинг уланиши жуда тез (тахминан  $10^{-7}$  сек ичида) амалга ошади. Шундай қилиб, тиратрон ноннерциал ток улагич ҳисобланади ва шунинг учун автоматика ҳамда телемеханикада кенг қўлланилади. Тиратрондан ток ўтишини тўхтатиш учун анод кучланишини қисқа вақтга ( $10^{-5}$  сек) узиш керак. Бу вақтда плазма рекомбинация натижасида йўқолади ва тиратрон яна ёнишгача бўлган дастлабки ҳолатига келади.

### 91-§. Учқун ва тож разрядлар

Учқун разряд электр майдон кучланганлиги берилган газ учун тешилиш қиймати  $E_T$  га етганда рўй беради.  $E_T$  нинг қиймати газ босимига боғлиқ; ҳаво учун атмосфера босимида у 30000 в см атрофида бўлади. Босим ортиши билан  $E_T$  нинг қиймати ортади. Пашеннинг экспериментал қонунига биноан тешувчи майдон кучланганлигининг босимга нисбати тахминан ўзгармасдир:

$$\frac{E_T}{p} \approx \text{const.} \quad (91.1)$$

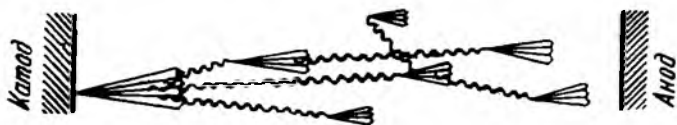
Учқун разряд равшан шуълаланувчи илон изидай тармоқланган канал кўринишида содир бўлади. Бу вақтда каналдан катта кучга эга бўлган қисқа муддатли ток ўтади. Бунга яшинни мисол қилиб олиш мумкин; унинг узунлиги 10 км гача, каналнинг диаметри 40 см гача, ток кучи 100000 а ва ундан ортиқ, импульснинг давом этиши  $10^{-4}$  сек атрофида бўлади. Ҳар бир яшин бир нечта (50 гача) импульсдан ташкил топган бўлиб, бу импульслар бир каналнинг ўзидан кетма-кет ўтади; уларнинг умумий давом этиш вақти бир неча секундгача етishi мумкин.

Учқун каналидаги газ температураси жуда юқори ( $1000^\circ\text{K}$  гача) бўлади. Газнинг тез ва қаттиқ қизиши босимнинг кескин ортиб кетишига ва зарб ҳамда товуш тўлқинлари ҳосил бўлишига сабаб бўлади. Шунинг учун учқун разряд вақтида то-

<sup>1)</sup> Экранлаш тўр яқинида ионлар тўпланиб қолиши натижасида ҳосил бўлади.

вуш чиқади, яъни кам қувватли учқунда чиқадиган кучсиз овоздан тортиб, чақмоқ чақнагандан кейинги момақалдироқ гулдурашигача содир бўлади.

Учқуннинг рўй беришига газда стример деб аталувчи кучли ионлашган каналнинг ҳосил бўлиши замин бўлади. Бу канал учқун йўлида ҳосил бўлган электрон кўчкларни қоплашдан ҳосил бўлади. Фотоионлаш йўли билан ҳосил қилинган электрон ҳар бир кўчкининг асоси бўлиб хизмат қилади. Стримернинг ўсиш схемаси 197- расмда кўрсатилган. Майдон куч-



197- расм.

ланганлиги шундайки, бу майдонда бирор процесс ҳисобига катоддан учиб чиққан электрон эркин югуриш йўли узунлигида ионлаш учун етарли энергияга эришади. Шунинг учун электронларнинг кўпайиши — кўчки ҳосил бўлади (бунда ҳосил бўлган мусбат ионларнинг кўчиши жуда суст бўлгани учун улар асосий роль ўйнамайди; мусбат ионлар фақат потенциалнинг қайта тақсимланишига сабаб бўлувчи фазовий зарядни вужудга келтиради). Ионланиш вақтида ички электронларидан бири тортиб олинган атомнинг нурланиши (бу нурланиш схемада тўлқинсимон чизиқлар билан кўрсатилган) молекулаларнинг фотоионланишига сабаб бўлади, шунга ҳам айтиш керакки, бунда ҳосил бўлган ҳар бир электрон янги кўчкини вужудга келтиради. Кўчклар билан қоплангандан сўнг яхши ўтказувчан канал—стример ҳосил бўлади. Бу канал бўйича катоддан анодга томон интилувчи кучли электронлар оқими ўтади, яъни тешилиш содир бўлади.

Агар электродлар шакли шундай танлансаки (масалан, етарлича катта диаметрли шар шаклида), бунда электродлар орасидаги майдон тахминан бир жинсли бўлса, у ҳолда учқун тешилиш кучланиши  $U_T$  нинг шарлар оралиғи  $l$  га боғлиқ бўлган маълум қийматида ( $E_T = U_T/l$ ) ҳосил бўлади. Учқунли вольтметрнинг тўзилиши шунга асосланган бўлиб, бу вольтметр билан  $10^3 - 10^5$  в тартибдаги юқори кучланиш ўлчанади. Ўлчаш вақтида учқун юзага келиши мумкин бўлган энг узоқ масофа  $l_{max}$  аниқланилади. Сўнгра  $E_T$  ни  $l_{max}$  га кўпайтириб ўлчанаётган кучланиш катталиги топилади.

Учқун вақтида газ босими ва температурасининг юқори бўлиши электродларга кучли механикавий таъсирни вужудга келтиради. Б. Р. Лазаренко ва Н. И. Лазаренко ихтиро қилган металлларга электр учқуни билан ишлов бериш усули шу ҳодисага асосланган.

Агар электродлардан бири (ёки иккаласи) кагта эгриликка эга бўлса (масалан, электрод сифатида ингичка сим ёки ўткир учли сим олинса), у ҳолда дастлаб тож разряд деб аталувчи разряд ҳосил бўлади. Кучланишни орттиришда давом этсак, бу разряд учқун ёки ёй разрядга ўтади. Тож разряд вақтида молекулаларнинг уйғониши ва ионланиши бутун электродларро фазода содир бўлмасдан, балки фақат майдон кучланганлигининг қиймати  $E_1$  га тенг ёки ундан юқори бўлган эгрилик радиуси кичик электрод яқинидагина ҳосил бўлади. Разряднинг шу қисмида газ шуълаланади. Шуълаланиш электродни ўраб турувчи тож шаклида бўлади, шунинг учун бундай разрядни тож разряд деб аталган. Ўткир учли сим ҳосил қилган тож разряд шуълаланиб турган бўёқ чўткага ўхшайди, шунинг учун бундай разрядни баъзида чўткасимон разряд деб аталади. Тож ҳосил қилувчи электроднинг ишорасига қараб мусбат ёки манфий тож ҳақида сўз юритилади. Тож ҳосил қилган қатлам билан тож ҳосил қилмаган электрод орасида тожнинг ташқи соҳаси ётади. Тешилиш режими ( $E \geq E_1$ ) тож ҳосил қилвчи қатламдагина мавжуд бўлади. Шунинг учун тож разрядни газ оралиқнинг чала тешилиши деб айтиш мумкин.

Катодда манфий тож ҳосил бўлиш ҳодисаси ёлқин разряд катодида рўй берадиган ҳодисага ўхшашдир. Кучли майдон таъсирида тезлаштирилган мусбат ионлар катоддан электронлар уриб чиқаради, бу электронлар тож ҳосил бўлувчи қатламдаги молекулаларни уйғотади ва ионлаштиради. Тожнинг ташқи соҳасидаги майдон кучсиз бўлиб, у электронларга ионлаштириш учун зарур бўлган энергияни беролмайди. Шунинг учун бу соҳага кириб қолган электронлар майдон таъсирида анодга томон дрейфланади. Электронларнинг бу қисмини молекулалар қамраб олади ва бунинг натижасида манфий ионлар ҳосил бўлади. Шундай қилиб, ташқи соҳадаги токни фақат манфий ташувчилар—электронлар ва манфий ионлар вужудга келтиради. Бу соҳадаги разряд номустақил характерга эга бўлади.

Мусбат тож ҳосил бўлишда тожнинг ташқи чегараси яқинида электрон кўчкилар юзага келади ва улар тож ҳосил қилувчи электродга—анодга интилади. Кўчкиларни юзага келтириши электронларнинг ҳосил бўлишига тож ҳосил бўлувчи қатламнинг нурланиши билан боғлиқ бўлган фотоионизация сабаб бўлади. Тожнинг ташқи соҳасида майдон таъсирида катодга томон дрейфланадиган мусбат ионлар ток ташувчи бўлиб хизмат қилади.

Агар иккала электрод ҳам ўткир учли бўлса (иккала электрод ҳам тож ҳосил қилувчи бўлса), у ҳолда ҳар иккаласининг яқинида ўз ишорасида тож ҳосил қилувчи электродга тегишли процесслар рўй беради. Иккала тож ҳосил бўлувчи қатлам бир-биридан мусбат ва манфий ток ташувчилар қара-

ма-қарши ҳаракатланувчи ташқи соҳа билан ажралиб туради. Бундай тож икки қутбли тож дейилади.

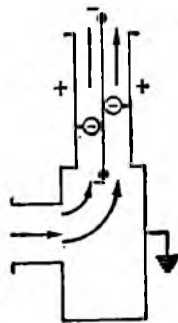
86- § да эслатиб ўтилган ҳисоблагичларни қараб чиқилаётганда мустақил газ разряди тож разряддан иборат бўлади.

Тож ҳосил бўлиш қағламининг қалинлиги ва разряд тоқининг катталиги кучланиш ортиши билан ортади. Унча катта бўлмаган кучланишда тожнинг ўлчамлари кичик бўлиб, унинг шуълаланиши сезилмайди. Бундай микроскопик тож электр шамоли оқиб чиқувчи ўткир учли ўтказгич учида ҳосил бўлади (21- § га қ.)

Атмосфера электри таъсирида кемалар мачтаси, дарахтлар ва ҳоказоларнинг учида ҳосил бўлувчи тожни қадим вақтларда авлиё Элъма чироқлари деб аташган.

Юқори кучланишли қурилмаларда, хусусан, юқори кучланишли узатиш линияларида тож разряднинг ҳосил бўлиши токнинг исроф бўлишига олиб келади. Шунинг учун бунинг олдини олишга тўғри келади. Шу мақсадда юқори кучланиш линияларидаги ўтказгичларнинг диаметри иложи борича каттароқ олинади, яъни кучланиш қанча катта бўлса, ўтказгич диаметри ҳам шунча катта олинади.

Техникада тож разряднинг электр филтрларида қўлланиши фойдали натижалар бермоқда. Тозаланувчи газ ўқи бўйлаб манфий тож ҳосил қилувчи электрод жойлаштирилган трубада ҳаракатланади (198- расм). Тожнинг ташқи қисмидаги жуда кўп манфий ионлар газни ифлослантирган зарраларга ёки томчиларга ўтириб қолади ва уларни ўзлари билан ташқи тож ҳосил қилмайдиган электродга эргаштириб кетади. Электродга етиб келгач, зарралар нейтраллашади ва унга ўтиради, сунгра бу зарраларни идишга тўкиб олинади.



198- расм.

## ЎЗГАРУВЧАН ТОК

## 92- §. Квazистационар тоқлар

Ом қонуни (35.2) ҳамда ундан келиб чиқадиган Кирхгофнинг (36.1) ва (36.2) қонунлари ўзгармас ток учун аниқланган эди. Лекин улар ўзгариш тезлиги жуда тез бўлмаган ўзгарувчан ток ва кучланишнинг оний қиймати учун тўғрилигича қолади. Электромагнит ғалаёнлар занжир бўйлаб ёруғлик тезлиги  $c$  га тенг бўлган улкан тезликда тарқалади. Агар ғалаёнланишни занжирнинг энг узоқ нуқтасига узатиш учун зарур бўлган  $\tau = l/c$  вақт ичида ток кучи жуда кам ўзгарса, у ҳолда ток кучининг оний қиймати занжирнинг бутун кесими бўйлаб амалда бирдай бўлади. Шундай шартларга бўйсунадиган тоқлар квазистационар тоқлар дейилади. Даврий ўзгарадиган тоқлар учун квазистационарлик шarti қуйидагича ёзилади:

$$\tau = \frac{l}{c} \ll T,$$

бу ерда  $T$ —ўзгариш даври.

Занжир ўлчами тахминан 3 м бўлганда  $\tau = 10^{-8}$  сек бўлади. Шундай қилиб, тебраниш даври  $T \approx 10^{-6}$  сек (бу  $10^6$  гц частотага мос келади) бўлгунга қадар бундай занжирдаги токни квазистационар ток дейиш мумкин. Саноат частотасидаги ( $\nu = 50$  гц) ток  $\sim 100$  км узунликдаги занжир учун квазистационардир.

Квazистационар тоқларнинг оний қийматлари Ом қонунига бўйсунди. Бинобарин, бу тоқлар учун Кирхгоф қоидалари ҳам ўринлидир.

Индуктивлик ва сифимга эга бўлмаган<sup>1)</sup>  $R$  қаршиликнинг (бундай қаршиликни, одатда актив қаршилик дейилади) икки учига

$$U = U_m \cos \omega t \quad (92.1)$$

<sup>1)</sup> Ҳар қандай ўтказгич (масалан, симнинг тўғри чиқиқли кесмаси) бирор сифим ва индуктивликка эга. Шунинг учун „тоза“ актив қаршилик  $R$ , индуктивлик  $L$  ва сифим  $C$  абстракт ҳисобланади.

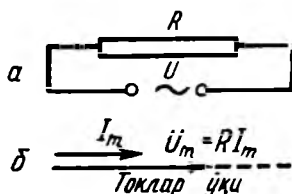
қонун бўйича ўзгарувчи кучланиш берилган бўлсин, бунда  $U_m$  — кучланишнинг амплитуда қиймати (199-а расм). Квази-стационарлик шарти бажарилганда қаршиликдан ўтаётган ток Ом қонуни бўйича топилади:

$$i = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \cos \omega t = I_m \cos \omega t. \quad (92.2)$$

Шундай қилиб, ток кучи ва кучланишнинг амплитуда қийматлари орасида қуйидагича муносабат мавжуд:

$$I_m = \frac{U_m}{R}. \quad (92.3)$$

Агар ўзгарувчан ток ва кучланишни векторлар ёрдамида тасвирласак (худди гармоник тебранишларда қилингани каби), улар орасидаги муносабат янада яққолроқ кўринади (I том, 63-§ га қ.). Ихтиёрий йўналиш танлаймиз ва бу йўналишни тоқлар ўқи деб атаёмиз (199-б расм). Шу йўналиш бўйича  $I_m$  узунликдаги ток векторини жойлаштирамиз. Қаралаётган ҳолда ток ва кучланиш синфаз ўзгаргани сабабли кучланиш вектори ҳам тоқлар ўқи йўналишида бўлади; унинг узунлиги  $RI_m$  га тенг бўлади. Ток ёки кучланиш векторларининг йиғиндиси ушбу занжирнинг вектор диаграммасини ташкил қилади.



199- расм.

### 93-§. Индуктив ғалтакдан ўгувчи ўзгарувчан ток

Қаршилиги ва сифими ҳисобга олмайдиган даражада кичик бўлган  $L$  индуктивликнинг (масалан, ғалтакнинг) учларига ўзгарувчан (92.1) кучланиш берайлик (200-а расм). Индуктивликдан ўзгарувчан ток ўта бошлайди, натижада ғалтакда ўзиндукция э. ю. к. ҳосил бўлади [(59.9) формулага қ.]:

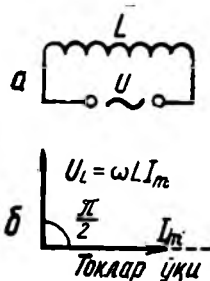
$$\mathcal{E}_s = -L \frac{di}{dt}$$

( $L$  индуктивлик  $i$  токка боғлиқ эмас деб фараз қиламиз). Ом қонуни тенгламаси (35.1) қуйидагича ёзилади ( $R = 0$ , потенциаллар фарқи  $U$  га тенг,  $\mathcal{E}_{12} = \mathcal{E}_s$ ):

$$U_m \cos \omega t - L \frac{di}{dt} = 0,$$

бундан

$$L \frac{di}{dt} = U_m \cos \omega t, \quad (93.1)$$



200- расм.

Қаралаётган ҳолда ташқи кучланишнинг ҳаммаси  $L$  индуктивликка қўйилган. Демак,

$$U_L = L \frac{di}{dt} \quad (93.2)$$

катталиқ индуктивликдаги кучланиш тушишидир.  
(93.1) тенгламани

$$di = \frac{U_m}{L} \cos \omega t dt$$

кўринишида ёзамиз. Буни интегралласак,

$$i = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t + \text{const}$$

га эга бўламиз.

Равшанки, токнинг ўзгармас ташкил этувчиси йўқ; шунинг учун  $\text{const} = 0$ . Шундай қилиб,

$$i = \frac{U_m}{\omega L} \sin \omega t = I_m \cos \left( \omega t - \frac{\pi}{2} \right), \quad (93.3)$$

бунда

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L}. \quad (93.4)$$

(92.3) ва (93.4) муносабатларни солиштириб, ушбу ҳолда қаршилик ролини

$$X_L = \omega L \quad (93.5)$$

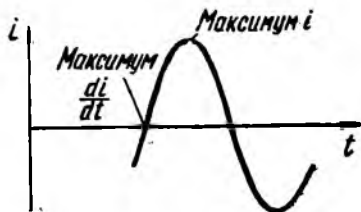
катталиқ ўташлигини кўрамиз, бу катталиқни реактив индуктив қаршилик ёки қисқача индуктив қаршилик деб аталади. Агар  $L$  ни генри ҳисобида,  $\omega$  ни эса  $\text{сек}^{-1}$  ҳисобида олсак,  $X_L$  катталиқ ом ҳисобида ифодаланади.

(93.5) дан  $\omega$  частота ортиши билан индуктив қаршиликнинг ҳам ортиши кўришиб турибди. Ўзгармас токка ( $\omega = 0$ ) индуктивлик қаршилик кўрсатмайди. (93.1) даги  $U_m$  ни  $\omega L I_m$  билан алмаштириб, индуктивликдаги кучланиш тушиши учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$U_L = \omega L I_m \cos \omega t. \quad (93.6)$$

(93.3) ва (93.6) ифодаларни ўзаро таққослаб, индуктивликда кучланиш тушиши, шу индуктивликдан оқаётган токдан фаза бўйича  $\pi/2$  га олдин кетар экан деган хулосага келамиз. Агар тоқлар ўқини 199-расмда кўрсатилганидек горизонтал йўналишда жойлаштирсак, у ҳолда 200-б расмда тасвирланган вектор диаграмма ҳосил бўлади.

Агар косинуснинг ҳосиласи косинус нолга тенг бўлган пайтда энг катта қийматга эга бўлишини эътиборга олсак, индук-



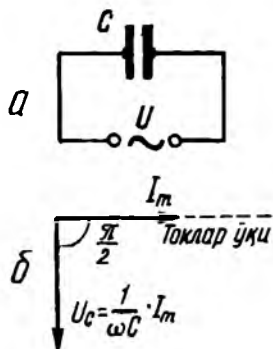
201- расм.

тивликда ток ва кучланиш орасидаги фаза бўйича силжишни тушуниш осон. Бунда ҳосила косинуснинг ўзига қараганда  $1/4$  давр илгари максимумга эришади (201- расм).

#### 94-§. Сигимдан ўтувчи ўзгарувчан ток

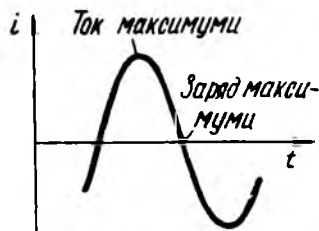
С сигимга (92.1) кучланиш берилган бўлсин (202- а расм). Занжирнинг индуктивлигини ва ток келтирувчи симларнинг қаршилигини ҳисобга олмаймиз. Сигим узлуксиз қайта зарядланиб туради, натижада занжирдан ўзгарувчан ток ўтади. Ток келтирувчи симларнинг қаршилиги жуда кичик бўлгани учун конденсатордаги  $U_C = \frac{q}{C}$  кучланишни ташқи кучланиш  $U$  га тенг деб ҳисоблаш мумкин:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_m \cos \omega t. \quad (94.1)$$



202- расм.

$q$  дан  $t$  бўйича олинган ҳосила занжирдаги  $i$  токни беради. (94.1) ифодани  $C$  га кўпайтириб,



203- расм.

$t$  бўйича дифференциаллаймиз ва  $\dot{q}$  ни  $i$  га алмаштирамиз:

$$i = -\omega C U_m \sin \omega t = I_m \cos \left( \omega t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (94.2)$$

бунда

$$I_m = \omega C U_m = \frac{U_m}{\left( \frac{1}{\omega C} \right)}. \quad (94.3)$$

Ҳосил бўлган ифодадаги

$$X_C = \frac{1}{\omega C} \quad (94.4)$$

катталиқ реактив сигим қаршилиқ ёки қисқача сигим қаршилиқ дейилади. Агар  $C$  ни фарада ҳисобида,  $\omega$  ни эса  $\text{сек}^{-1}$  ҳисобида олинса, у ҳолда  $X_C$  катталиқ  $\text{ом}$  ҳисобида ифодланади.

Ўзгармас ток ( $\omega = 0$ ) учун  $X_C = \infty$ . Шунинг учун ўзгармас ток конденсатордан ўтолмайди. Ўзгарувчан ток ( $\omega \neq 0$ ) конденсатордан ўтади, бунда конденсаторнинг сифими  $C$  қанча катта ва токнинг частотаси  $\omega$  қанча юқори бўлса, токка кўрсатиладиган қаршилик шунча кам бўлади.

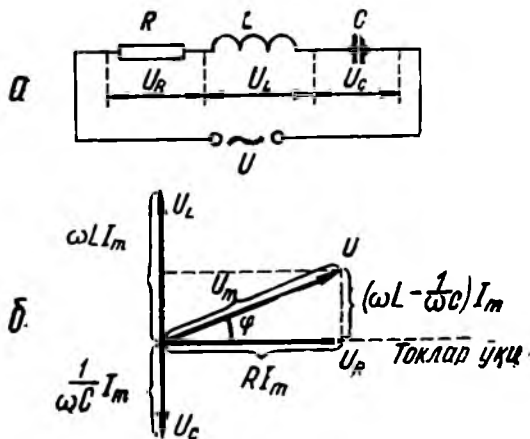
(94.1) ифодадаги  $U_m$  ни  $\frac{1}{\omega C} I_m$  билан алмаштириб, сифимдаги кучланиш тушиши учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$U_C = \frac{1}{\omega C} I_m \cos \omega t. \quad (94.5)$$

(94.2) ва (94.5) ифодаларни солиштириб, сифимда кучланиш тушиши шу сифимдан оқаятган токдан фаза бўйича  $\pi/2$  га орқада қолар экан деган хулосага келамиз (202-б расмдаги вектор диаграммага қаранг). Бунга сабаб шуки, ток бир йўналишда ўтиб бўлгунига қадар конденсатор қопламаларидаги заряд ортади. Ток кучи максимум қийматдан ўтади ва камаё боради (203-расм), заряд эса (демак,  $U_C$  ҳам) ортишда давом этади ва  $i$  нолга айланганда максимумга эришади. Шундан сўнг ток йўналишини ўзгартиради ва қопламалардаги заряд камаё бошлайди.

#### 95-§. Сифим, индуктивлик ва қаршиликдан тузилган ўзгарувчан ток занжири

Актив қаршилик  $R$ , индуктивлик  $L$  ва сифим  $C$  дан тузилган занжирни қараб чиқайлик (204-а расм). Занжирнинг учларига  $\omega$  частотали (92.1) кучланиш берамиз. Занжирда худди шундай частотали ўзгарувчан ток юзага келади, равшанки,



204-расм.

бунда  $I_m$  амплитуда ва фаза занжирнинг  $R$ ,  $L$  ва  $C$  параметрларига қараб аниқланади. Бу ток актив қаршиликда амплитудаси  $kI_m$  бўлган ҳамда фазаси ток фазасига мос келадиган  $U_R$  кучланиш тушишини ҳосил қилади (199-б расмга қ.). Шунинг учун вектор диаграммада (204-б расм)  $U_R$  ни тасвирловчи векторни тоқлар ўқи бўйича жойлаштириш лозим. Индуктивликдаги  $U_L$  кучланиш тушиши ( $\omega LI_m$  амплитудали) токдан фаза бўйича  $\pi/2$  га олдин кетади (200-б расмга қ.); шунинг учун  $U_L$  ни тасвирловчи вектор соат стрелкаси йўналишига қарши йўналишда тоқлар ўқига нисбатан  $\pi/2$  бурчакка бурилган бўлиши лозим. Ниҳоят, сифимдаги  $U_C$  кучланиш тушиши ( $\frac{1}{\omega C} I_m$  амплитудали) токдан фаза бўйича  $\pi/2$  га орқада қолади (202-б расмга қ.); демак,  $U_C$  ни тасвирловчи вектор соат стрелкаси йўналишида тоқлар ўқига нисбатан  $\pi/2$  бурчакка бурилган бўлиши лозим.

$U_R$ ,  $U_L$  ва  $U_C$  кучланишларнинг йиғиндиси занжирга берилган  $U$  кучланишга тенг бўлиши керак. Шунинг учун  $U_R$ ,  $U_L$  ва  $U_C$  кучланишларни тасвирловчи векторларни қўшиб,  $U$  кучланиш векторини оламиз (унинг узунлиги  $U_m$  га тенг). Бу вектор тоқлар ўқи билан  $\varphi$  бурчак ҳосил қилади. Бурчакнинг тангенсини эса 204-б расмдан кўришиб турибдики,

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (95.1)$$

га тенг.

$\varphi$  бурчак  $U$  кучланиш билан  $i$  ток орасидаги фаза фарқини беради. Гипотенузаси  $U_m$  га тенг бўлган тўғри бурчакли учбурчакдан

$$(RI_m)^2 + \left[ \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m \right]^2 = U_m^2$$

эканни келиб чиқади, бундан

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}} \quad (95.2)$$

Шундай қилиб, агар занжир учларидаги кучланиш

$$U = U_m \cos \omega t$$

қонун бўйича ўзгарса, у ҳолда занжирдан

$$i = I_m \cos(\omega t - \varphi) \quad (95.3)$$

ток ўтади, бу ерда  $\varphi$  ва  $I_m$  (95.1) ва (95.2) формулалардан аниқланади.

(95.2) ифодадаги

$$Z = \sqrt{R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \quad (95.4)$$

катталиқ занжирнинг тўла қаршилиги дейилади.

$$X = X_L - X_C = \omega L - \frac{1}{\omega C} \quad (95.5)$$

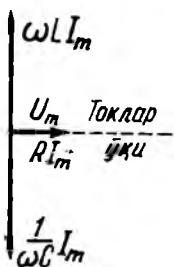
катталиқ эса реактив қаршилиқ дейилади. Шундай қилиб,

$$Z = \sqrt{k^2 + X^2}. \quad (95.6)$$

Токнинг кучланишдан орқада қолиши ( $\varphi > 0$ ) ёки олдин кетиши ( $\varphi < 0$ )  $X_L$  ва  $X_C$  лар орасидаги муносабатга боғлиқ.  $\omega L > \frac{1}{\omega C}$  бўлганда ток кучланишдан орқала қолади,  $\omega L < \frac{1}{\omega C}$  бўлганда эса ток кучланишдан олдин кетади. Агар  $\omega L = \frac{1}{\omega C}$  бўлса, ток билан кучланиш синфаз ўзгаради ( $\varphi = 0$ ). Бу шартни қаноатлантирадиган частотада

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (95.7)$$

занжирнинг тўла қаршилиги  $Z$  берилган  $R$ ,  $L$  ва  $C$  қийматларда  $R$  га тенг бўлган энг кичик қийматга эга бўлади. Демак, ток кучи ўзининг (берилган  $U_m$  кучланишда эришиши мумкин бўлган) энг катта қийматига эришади. Бунда актив қаршилиқдаги кучланиш тушиши занжирга берилаётган ташқи кучланишга тенг бўлади. Сигимдаги кучланиш тушиши  $U_C$  ва индуктивликдаги кучланиш тушиши  $U_L$  амплитуда жиҳатдан тенг ва фаза бўйича қарама-қарши. Бу ҳодиса кучланишлар резонанси дейилади, бундаги (95.7) частота эса резонанс частота дейилади. Кучланишлар резонанси учун векторлар диаграммаси 205-расмда кўрсатилган.



205- расм.

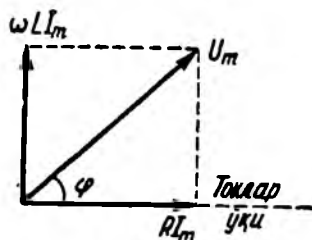
Индуктивликдаги кучланиш амплитудаси ( $U_L = \omega L I_m$ ) ва сигимдаги кучланиш амплитудаси ( $U_C = \frac{1}{\omega C} I_m$ ) ифодаларига резонанс частота (95.7) қийматини қўйсақ, қуйидагини оламиз:

$$U_L_{\text{рез}} = U_C_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{L}{C}} U_m.$$

Агар  $\sqrt{\frac{L}{C}} > k$  бўлса, индуктивликдаги ва сигимдаги кучланиш занжирга берилган ташқи кучланишдан ортиб кетади.

Кучланишлар резонанси ҳодисаси шу билан характерлики, бунда занжирнинг тўла қаршилиги фақат актив қаршилиқдан иборат бўлиб қолади (ток ва кучланиш синфаз ўзгаради) ва занжирнинг берилган параметрларида энг кичик қийматга эга бўлади.

Агар занжирда сифим бўлмаса, занжирга берилган кучланиш қаршиликдаги ва индуктивликдаги кучланиш тушишлари йнғиндисига тенг бўлади:  $U = U_R + U_L$ . Бунга мос векторлар диаграммаси 206-расмда тасвирланган. Бу ҳолда расмдан кўриниб турибдики,



206- расм.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}, \quad I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}}.$$

(95.1) ва (95.2) формулаларга  $\frac{1}{\omega C} = 0$ , яъни  $C = \infty$  қиймат қўйсақ, улар ушбу ҳосил қилган ифодаларимизга мос келади. Шундай қилиб, занжирда сифим йўқлиги биринчи қарашда бизга туюладиган  $C = 0$  ни эмас, балки  $C = \infty$  ни билдиради. Бунини қўйидагича тушунтириш мумкин. Сифими бор занжирдан сифими йўқ занжирга аста-секин ўтиш учун конденсатор қопламаларини улар бир-бирига тўла теккунга қадар яқинлаштириш керак. Бунда қопламалар оралигидаги  $d$  масофа нолга интилади, сифим катталиги эса чексизликка интилади [(25.2) формулага қ.].

## 96-§. Ўзгарувчан ток занжирида ажралувчи қувват

Занжирда ажралиб чиқувчи қувватнинг оний қиймати ток ва кучланишлар оний қийматларининг кўпайтмасига тенг [(37.2) формулага таққосланг]:

$$P(t) = U(t) i(t) = U_m \cos \omega t I_m \cos(\omega t - \varphi).$$

Ушбу

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \cos(\alpha - \beta) + \frac{1}{2} \cos(\alpha + \beta)$$

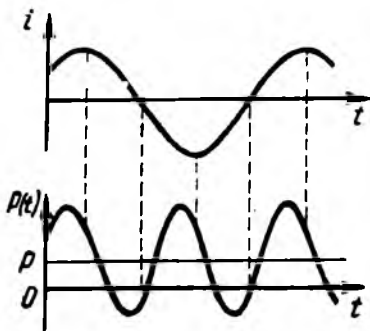
формуладан фойдаланиб, оний қувват ифодасини

$$P(t) = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi + \frac{1}{2} U_m I_m \cos(2\omega t - \varphi) \quad (96.1)$$

кўринишга келтириш мумкин.

$P(t)$  нинг вақт бўйича ўртача қиймати амалий аҳамиятга эга, уни  $P$  орқали белгилаймиз.  $\cos(2\omega t - \varphi)$  нинг ўртача қиймати нолга тенг бўлгани учун

$$P = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi. \quad (96.2)$$



207- расм.

Шундай қилиб, оний қувват (96.1) ўзининг ўртача қиймати (96.2) атрофида ток частотасидан икки марта ортиқ бўлган  $2\omega$  частота билан ўзгариб туради (207- расм).

Агар занжирдан ўтаётган ток ҳеч қандай механикавий иш бажармаса, ўртача қувват (96.2) актив қаршилиқда иссиқлик шаклида ажралиб чиқади. (95.1) формулага кўра

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{R}{Z}, \quad (96.3)$$

$\cos \varphi$  нинг бу қийматини (96.2) формулага қўйиб,  $\frac{U_m}{Z} = I_m$  эканини ҳисобга олсак [(95.2) формулага қ.], қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$P = \frac{R I_m^2}{2}. \quad (96.4)$$

Кучи

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (96.5)$$

га тенг бўлган ўзгармас ток ҳам шундай қувватга эришади.

(96.5) катталик ток кучининг ҳақиқий (ёки эффектив) қиймати дейилади. Кучланиш учун ҳам худди шундай

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (96.6)$$

катталик кучланишнинг ҳақиқий қиймати дейилади.

(96.2) формулани кучланиш ва токнинг ҳақиқий қийматидан фойдаланиб қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$P = UI \cos \varphi. \quad (96.7)$$

Қувват ифодасига кирган  $\cos \varphi$  кўпайтувчини қувват коэффициентидеяйлади. Агар  $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$  реактив қаршилиқ нолга тенг бўлса (одатда,  $X_L = X_C = 0$  бўлганда шундай бўлади), у ҳолда (96.3) га биноан  $\cos \varphi = 1$  ва  $P = UI$  бўлади. Занжир фақат реактив қаршилиқка эга ( $R = 0$ ) бўлса,  $\cos \varphi = 0$  бўлади, шунинг учун занжирда ажралиб чиқадиган ўртача қувват ҳам нолга тенг бўлади. Бу ҳолда токнинг бир чорак даврида энергия занжирга ташқи тармоқдан келади, кейинги чорак даврида эса орқага қайтади (оний қувват  $2\omega$  частота билан

ўзгаради). Шундай қилиб,  $\cos\varphi = 0$  бўлганда ток кучининг ҳар қандай қийматида ҳам нолдан фарқли ўртача қувватга эришиб бўлмайди. Техникада  $\cos\varphi$  ни мумкин қадар каттароқ бўлишига ҳаракат қилинади.  $\cos\varphi$  кичик бўлса, зарур бўлган қувватга эришиш учун занжирдан кучли ток ўтказиш керак бўлади. Лекин бунда ток келтирувчи симларда исроф кўпаяди ва шу сабабли симларнинг кўндаланг кесимини ортиришга тўғри келади.

## 97-§. Символик усул

Ўзгарувчан ток занжирини ҳисоблашда символик усул деб аталувчи усулдан фойдаланилса, ҳисоблаш анча соддалашади. Бу усул математика курсидан бизга маълум бўлган координата текислигида жойлашган ҳар қандай  $A$  векторни (208-расм) комплекс сонлар орқали ифодалаш мумкин эканлигига асосланган:

$$\hat{A} = a + bj = Ae^{j\alpha}, \quad (97.1)$$

бунда  $a$  ва  $b$ —векторнинг координата ўқларига проекциялари (вектор боши координата боши билан мос тушади деб фараз қилинади),  $A$ —комплекс соннинг модули (вектор модулига мос тушади),  $\alpha$ —комплекс соннинг аргументи (вектор билан  $x$  ўқ орасидаги бурчакка мос келади,  $j$ —мавҳум бирлик<sup>1)</sup>).

$a$ ,  $b$ ,  $A$  ва  $\alpha$  катталиклар орасида қуйидаги муносабат мавжуд:

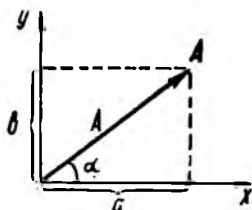
$$\left. \begin{aligned} A &= \sqrt{a^2 + b^2}, \\ \operatorname{tg}\alpha &= \frac{b}{a}. \end{aligned} \right\} \quad (97.2)$$

Комплекс сонларни қўшишда уларнинг ҳақиқий ва мавҳум қисмлари алоҳида-алоҳида қўшилади:

$$\hat{A} = \sum \hat{A}_k = \sum a_k + j \sum b_k.$$

<sup>1)</sup> Математикада қабул қилинган  $i$  белгидан фарқли равишда, электротехникада  $\sqrt{-1}$  ни  $j$  орқали белгиланади. Бу белгининг қўлланиши ва шунингдек, бурчак ва фазаларнинг  $\varphi$  ҳарфи билан белгиланиши англаш-илмовчиликка олиб келмайди, чунки биз XV ва XVI бобларда ток зичлиги ва потенциал тушунчасига қайтиб келмаймиз.

Электротехникада комплекс катталикларни белгилашда ҳарф устига „томча“ ўринга (масалан,  $\hat{U}$ ) нуқта қўйилади ( $\dot{U}$ ). Лекин биз кейинги белгидан фойдалана олмаймиз, чунки бу белги физикада вақт бўйича олинган ҳосилани англатади.

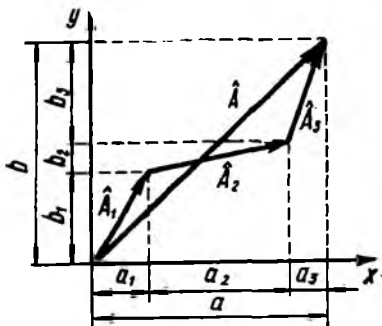


208-расм.

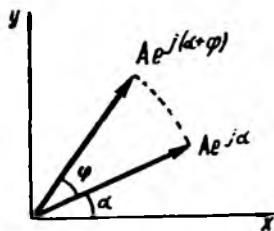
Кўриниб турибдики,  $\hat{A}$  катталик комплекс сонлар билан тасвирланган  $\hat{A}_k$  векторлар йиғиндисига мос келади (209-расм). Икки комплекс сонни кўпайтириш қоидаси

$$Ae^{j\alpha} \cdot Be^{j\beta} = ABe^{j(\alpha+\beta)}$$

дан  $A$  векторни тасвирловчи комплекс катталик  $\hat{A} = Ae^{j\alpha}$  ни  $e^{j\varphi}$  комплекс сонга кўпайтириш  $A$  векторни соат стрелкаси йўналишига тескари йўналишда  $\varphi$  бурчакка буриш билан тенг қийматли эканлиги келиб чиқади (210-расм). Агар  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  бўлса, у ҳолда  $e^{j\varphi} = \cos \frac{\pi}{2} + j \sin \frac{\pi}{2} = j$ . Шундай қилиб, векторни га кўпайтириш шу векторни соат стрелкаси йўналишига тес-



209-расм.



210-расм

кари йўналишда  $\pi/2$  бурчакка буриш билан тенг қийматлидир. Худди шунга ўхшаш, бирор векторни  $1/j = -j$  га кўпайтириш шу векторни соат стрелкаси йўналишида  $\pi/2$  бурчакка буриш билан тенг қийматлидир.

Символик усулнинг афзаллигини кўрсатиш учун шу усул ёрдамида индуктивлик ва сизимдаги кучланиш тушишини ҳисоблаб чиқамиз. (93.2) формула символик кўринишда қуйидагича ёзилади:

$$\hat{U}_L = L \frac{d\hat{i}}{dt}$$

Агар индуктивликдан

$$\hat{i} = I_m e^{j\omega t} \quad (97.3)$$

ток оқаётган бўлса, у ҳолда

$$\hat{U}_L = L \frac{d}{dt} (I_m e^{j\omega t}) = j\omega L I_m e^{j\omega t} = j\omega L \hat{i}. \quad (97.4)$$

Шундай қилиб,  $U_L$  кучланиш векторини ҳосил қилиш учун ток кучи векторини  $\omega L$  га кўпайтириб, соат стрелкаси йўналишига тескари йўналишда  $\pi/2$  бурчакка буриш лозим. Бу 200-б расмга мос келади.

(94.1) га биноан  $U_C = q/C$ . Конденсатордаги зарядни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$q = \int i dt.$$

Бу ифодани  $U_C$  учун ёзилган формулага қўямиз ва символик кўринишга келтириб, қуйидагини оламиз:

$$\hat{U}_C = \frac{1}{C} \int \hat{i} dt.$$

Агар занжирдан (97.3) ток оқаётган бўлса, конденсатордаги кучланиш

$$\hat{U}_C = \frac{1}{C} \int I_m e^{j\omega t} dt = \frac{1}{j\omega C} I_m e^{j\omega t} = -j \frac{1}{\omega C} \hat{i} \quad (97.5)$$

га тенг бўлади (кучланишнинг ўзгармас ташкил этувчиси йўқ деб фарз қилинади; шунинг учун интеграллаш доимийси нолга тенг деб қабул қилинган). Олинган натижа 202-б расм билан мос келади. Маълумки, актив қаршиликда кучланиш тушиши қуйидагига тенг:

$$\hat{U}_R = \hat{R} \hat{i}. \quad (97.6)$$

204-а расмда тасвирланган занжир учун (97.4), (97.5) ва (97.6) катталиклар йиғиндиси  $\hat{U}$  ташқи кучланишни беради:

$$\hat{R} \hat{i} + j\omega L \hat{i} - j \frac{1}{\omega C} \hat{i} = \hat{U}.$$

$\hat{i}$  ни қавсдан ташқарига чиқариб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$\hat{i} \left[ R + j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right] = \hat{U}. \quad (97.7)$$

Бу ифодадаги

$$\hat{Z} = R + j \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = R + jX \quad (97.8)$$

катталик комплекс қаршилик дейилади. (97.2) формулага кўра унинг модули тўла қаршилик (95.4) га, аргументи эса (95.1) формуладан аниқланади, яъни  $\varphi$  га тенг ( $\varphi$ —кучланиш билан ток орасидаги фазалар силжиши).

Демак,

$$\hat{Z} = Z e^{j\varphi}. \quad (97.9)$$

Комплекс қаршилик киритилгандан сўнг (97.7) формула

$$\hat{i} \hat{Z} = \hat{U} \quad (97.10)$$

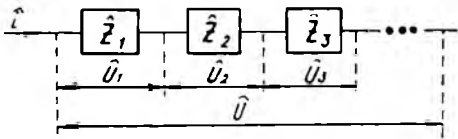
кўринишни олади. Бу ўзгармас ток учун Ом қонуни ифодасига мос келади.

Қуйидаги

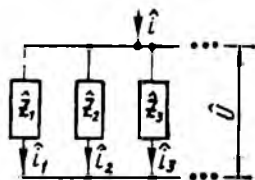
$$\hat{U} = \hat{i}\hat{Z} = \hat{i}Ze^{j\varphi}$$

муносабатдан кучланиш вектори  $\hat{U}$  ни ҳосил қилиш учун ток кучи вектори  $\hat{i}$  ни  $Z$  га кўпайтириб, соат стрелкаси йўналишига тескари йўналишда  $\varphi$  бурчакка буриш кифоялиги келиб чиқади. Бу 204-б расм билан мос келади.

Қисмлари кетма-кет уланган ва уларнинг ҳар бири  $Z_k$  комплекс қаршиликлар билан характерланадиган занжирни кўз олдимизга келтирайлик (211-расм).



211-расм.



212-расм.

(97.10) га мувофиқ ҳар бир қисмдаги кучланиш тушиши

$$\hat{U}_k = \hat{i}\hat{Z}_k$$

га тенг. Барча  $\hat{U}_k$  ларнинг йиғиндиси занжирга берилган  $\hat{U}$  кучланишга тенг бўлиши керак:

$$\hat{U} = \sum \hat{i}\hat{Z}_k = \hat{i} \sum \hat{Z}_k = \hat{i}\hat{Z}.$$

Шундай қилиб, кетма-кет уланган занжирнинг  $\hat{Z}$  комплекс қаршилиги ҳар бир қисм комплекс қаршилигининг йиғиндиси-га тенг:

$$\hat{Z} = \sum \hat{Z}_k. \quad (97.11)$$

Ҳар бири  $Z_k$  комплекс қаршилик билан характерланадиган элементлари параллел уланган занжирда тўлиқ ток

$$\hat{i} = \frac{\hat{U}}{\hat{Z}}$$

га тенг бўлади (212-расм), бунда  $\hat{U}$ —занжирга берилган кучланиш,  $\hat{Z}$  — занжирнинг комплекс қаршилиги Шу билан бир-га  $\hat{i}$  ток занжирнинг ҳар бир элементидан ўтган ва  $\hat{i}_k = \hat{U}/\hat{Z}_k$

ифода орқали аниқланадиган  $\hat{i}_k$  тоқлар йиғиндисига тенг бўлиши керак:

$$\hat{i} = \sum \frac{\hat{U}}{Z_k}.$$

$\hat{i}$  учун ёзилган иккала ифодани бир-бирига тенглаб, параллел уланган занжирнинг комплекс қаршилигини ҳисоблаш формуласини топамиз:

$$\frac{1}{\hat{Z}} = \sum \frac{1}{\hat{Z}_k}. \quad (97.12)$$

Кирхгоф қондаси комплекс шаклда қуйидагича ёзилади:

$$\left. \begin{aligned} \sum \hat{i}_k &= 0, \\ \sum \hat{Z}_k \hat{i}_k &= \sum \hat{\mathcal{E}}_k, \end{aligned} \right\} \quad (97.13)$$

бу ерда  $\hat{\mathcal{E}}_k = \mathcal{E}_{mk} e^{j(\omega t + \phi_k)}$  контурдаги  $k$ -э. ю. к.

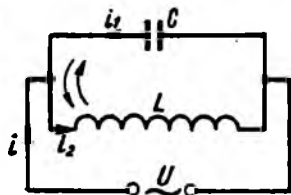
Агар ток, кучланиш ва э. ю. к. ларнинг амплитудавий қиймаги ўрнига уларнинг ҳақиқий қийматлари олинса, бу параграфда олинган ҳамма формулалар ўринли бўлади.

## 98-§. Тоқлар резонанси

Индуктивлик ва сифим параллел уланган занжирни қараб чиқамиз (213- расм). Занжирнинг ҳар иккала тармоғининг актив қаршилиги жуда кичик, шунинг учун уларни ҳисобга олмаса ҳам бўлади деб фараз қиламиз. Бу ҳолда (97.4) ва (97.5) формулаларга биноан

$$\left. \begin{aligned} \hat{i}_1 &= j\omega C \hat{U}; \\ \hat{i}_2 &= \frac{\hat{U}}{j\omega L} = -j \frac{\hat{U}}{\omega L} \end{aligned} \right\} \quad (98.1)$$

$$(\hat{U}_C = \hat{U}_L = \hat{U}).$$



213- расм.

(98.1) ифодалардан  $i_1$  ва  $i_2$  тоқлар қарама-қарши фазада (индуктивликда ток  $U$  кучланишдан  $\pi/2$  га орқада қолади, сифимда эса ток  $U$  кучланишдан  $\pi/2$  га олдин кетади) эканлиги келиб чиқади. Ток келтирувчи симлардаги  $\hat{i}$  ток  $\hat{i}_1$  ва  $\hat{i}_2$  тоқларнинг йиғиндисига тенг:

$$\hat{i} = \hat{i}_1 + \hat{i}_2 = j \left( \omega C - \frac{1}{\omega L} \right) \hat{U}.$$

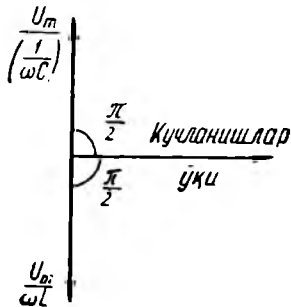
Бунда

$$\omega C - \frac{1}{\omega L} = 0 \quad (98.2)$$

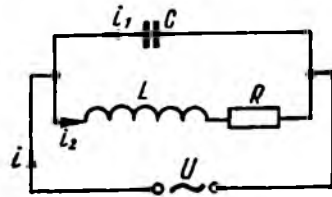
шарт бажарилганда занжирнинг баъзи қисмларида  $\hat{i}_1$  ва  $\hat{i}_2$  тоқлар жуда катта бўлиши мумкин бўлса-да, ток келтирувчи симларда  $i$  ток бўлмайди. Бу ҳодиса тоқлар резонанси дейилади. (98.2) шартдан резонанс частота учун кучланишлар резонансида [(95.7) формулага қ.] олинган қиймат ҳосил бўлади.

Резонанс вақтида  $\hat{i}_1$  ва  $\hat{i}_2$  тоқлар амплитуда жиҳатдан бирдай ва юқорида айтилганидек, фаза бўйича қарама-қаршидир. Демак, индуктивлик ва сифимдан тузилган контурда конденсатор қопламаларини узлуксиз қайта зарядловчи ток айланиб туради.

$\hat{i}_1$  ва  $\hat{i}_2$  тоқлар орасидаги муносабатни вектор диаграмма ёрдамида яққол кўрсатиш мумкин. Кучланишлар диаграммасида  $\hat{U}$  кучланиш вектори тоқлар ўқиға нисбатан жойлаштирилган эди (204-б расмға қ.). Энди тоқлар диаграммасини тузишда  $\hat{i}$  тоқлар векторини кучланишлар ўқиға нисбатан жойлаштираимиз. Бу ўқ сифатида  $x$  ўқини оламиз (214-расм).



214-расм.



215-расм.

Индуктивликдаги ток кучланишдан  $\pi/2$  га орқада қолади, шунинг учун уни кучланишлар ўқиға нисбатан соат стрелкаси йўналишида  $\pi/2$  бурчакка бурилган вектор орқали тасвирланади. Сифимда эса ток кучланишдан  $\pi/2$  га олдин кетади, шунинг учун уни кучланишлар ўқиға нисбатан соат стрелкаси йўналишига тескари йўналишида  $\pi/2$  бурчакка бурилган вектор кўринишида тасвирланади.

Резонанс вақтида иккала ток векторларининг узунликлари бирдай бўлиб, натижавий ток эса нолға тенг бўлади.

Амалда индуктивлик (масалан, ғал-так) ҳар доим маълум  $R$  актив қаршиликка эга бўлади<sup>1)</sup> (215-расмда актив қаршилик ва индуктивликнинг ўзи алоҳида кўрсатилган). Демак, токнинг кучланишдан орқада қолиши  $\pi/2$  дан кичик бўлар экан, уни қуйидаги формула орқали аниқланади:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R}.$$

Бу ҳолда  $\hat{i}_1$  ва  $\hat{i}_2$  векторлар коллинеар эмас ва уларнинг йиғиндиси нолга тенг бўлиши мумкин эмас (216-а расм). Ҳар иккала тармоқнинг комплекс қаршилиги қуйидагига тенг (215-расмга қ.)

$$\hat{Z}_1 = \frac{1}{j\omega C}, \quad \hat{Z}_2 = R + j\omega L.$$

Бутун занжир қаршилигини (97.12) формула бўйича ҳисоблаймиз:

$$\frac{1}{\hat{Z}} = j\omega C + \frac{1}{R + j\omega L} = \frac{(1 - \omega^2 LC) + j\omega CR}{R + j\omega L},$$

бундан

$$\hat{Z} = \frac{R + j\omega L}{(1 - \omega^2 LC) + j\omega CR}.$$

Ифоданинг сурат ва махражини махраждаги сонга қўшма бўлган комплекс сонга кўпайтириб, қуйидагини оламиз:

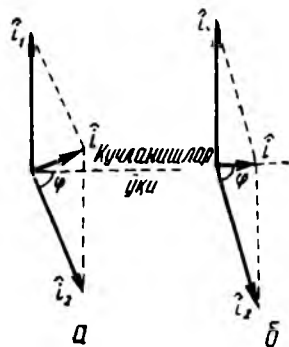
$$\hat{Z} = \frac{R + j[\omega L(1 - \omega^2 LC) - \omega CR^2]}{(1 - \omega^2 LC)^2 + (\omega CR)^2}. \quad (98.3)$$

$\hat{Z}$  нинг модули параллел уланган занжирнинг тўла қаршилигини беради,  $\hat{Z}$  нинг реактив ва актив ташкил этувчиларининг нисбати эса кучланиш ва ток орасидаги фазалар силжишини кўрсатувчи  $\varphi$  бурчак тангенсини беради.

$Z$  тўла қаршилик максимум қийматга (яъни тоқлар резонанси)  $\hat{Z}$  нинг реактив ташкил этувчиси нолга айланганда ва демак, тўла қаршилик фақат актив қаршиликдан иборат бўлгандагина эришишни кўрсатиш мумкин (216-б расм). Резонанс частотани (98.3) ифоданинг маъхум қисмини нолга тенглаб топиш мумкин:

$$\omega L(1 - \omega^2 LC) - \omega CR^2 = 0.$$

<sup>1)</sup> Бу шунингдек, конденсаторга ҳам тегишлидир; бироқ конденсатор занжиридаги актив қаршиликни индуктивлик занжиридагига қараганда жуда кичик қилиш мумкин.



216-расм.

Бундан

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{L^2}} \quad (98.4)$$

$R = 0$  бўлганда бу формула (95.7) га айланади.

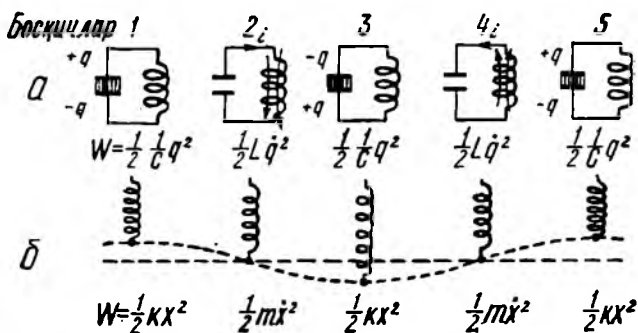
Шундай қилиб, тоқлар резонанси шу билан характерлики, бунда занжирнинг тўла қаршилиги фақат актив қаршиликдан иборат бўлиб, занжирнинг берилган параметрларида мумкин бўлган энг катта қийматга эришади (кучланишлар резонансида  $Z$  энг кичик қийматга эга бўлади). Бунда  $i_1$  ва  $i_2$  тоқлар манбадан ўтувчи  $i$  тоқдан анча катта бўлиб қолади. Манба берадиган қувват занжирнинг  $R$  актив қаршилигида ажралади.

(98.4) частотали тоқ учун кичик  $R$  қаршиликли контур жуда катта қаршиликка эга бўлади. Бунда  $R$  қанча кичик бўлса, контур шунча катта қаршиликка эга бўлади ( $R \rightarrow 0$  да контурнинг  $Z$  қаршилиги чексизликка интилади).

## ЭЛЕКТР ТЕБРАНИШЛАР

## 99- §. Актив қаршиликсиз контурда эркин тебранишлар

Электр тебранишлар индуктивлик ва сифмдан тузилган занжирларда ҳосил бўлиши мумкин. Бундай занжирни тебраниш контури дейилади. 217-а расмда актив қаршилиги нолга тенг бўлган идеал занжирда тебраниш процесси ҳосил бўлишининг кетма-кет босқичлари тасвирланган.



217- расм.

Тебраниш ҳосил қилиш учун, индуктивликдан узилган конденсаторни ток манбаига улаш керак, бунинг натижасида конденсатор қопламаларида қарама-қарши ишорали  $q_m$  заряд миқдори тўпланади (1-босқич). Қопламалар орасида энергияси  $\frac{1}{2} \frac{1}{C} q_m^2$  га тенг бўлган электр майдони ҳосил бўлади [(29.1) формулага қ.]. Сўнгра конденсаторни ток манбаидан узиб индуктивликка уласак, конденсатор зарядсизлана бошлайди ва контурда ток ҳосил бўлади. Натижада электр майдони энергияси камая боради, аммо индуктивликдан ўтаётган ток энергияси аста-секин ортиб борувчи магнит майдонини вужудга келтиради. Бу энергия  $\frac{1}{2} L i^2$  га тенг [(61.4) формулага қ.].

Занжирнинг актив қаршилиги нолга тенг бўлгани сабабли,  $\frac{1}{2} \frac{1}{C} q^2$  электр майдон энергияси ва  $\frac{1}{2} Li^2$  магнит майдон энергиясининг йиғиндисидан иборат тўла энергия иситишга сарф бўлмайди ва ўзгармас сақланади. Шунинг учун конденсатордаги кучланиш, бинобарин, электр майдони энергияси нолга айланган пайтда магнит майдони энергияси, яъни ток энг катта қийматга эришади (2- босқич; шу пайтдан бошлаб ток ўзиндукция э. ю. к. ҳисобига ўтади). Сўнгра ток камая боради ва қопламалардаги заряд миқдори дастлабки  $q_m$  қийматига эришганда ток нолга тенг бўлади (3- босқич). Шундан кейинги процесслар аксинча тартибда боради (4- ва 5- босқичлар), ва ниҳоят, система дастлабки ҳолатига қайтади (5- босқич): сўнгра бутун цикл бошқатдан қайтарилади. Баён қилинган процесс давомида конденсатор қопламаларидаги  $q$  заряд, конденсатордаги  $U$  кучланиш ва индуктивликдан ўтувчи  $i$  ток кучи даврий ўзгариб туради (яъни тебранади). Тебранишда электр ва магнит майдони энергиялари ўзаро алмашилиб туради.

217- б расмда контурдаги тебранишлар пружинали маятникнинг тебранишлари билан таққосланган. Конденсатор қопламаларига заряд бериш пружинали маятникнинг мувозанат ҳолатидан ташқи куч таъсирида четга чиқарилиши ва унинг бошланғич  $X_m$  оғишига мос келади. Бунда пружинанинг  $\frac{1}{2} kx_m^2$  га тенг бўлган эластик деформация потенциал энергияси ҳосил бўлади [1 томдаги (62.3) формулага қ.]. 2- босқич маятникнинг мувозанат ҳолагидан ўтишига мос келади. Шу пайтда квазиэластик куч нолга тенг ва маятник инерция туфайли ҳаракатини давом эттиради. Бу вақтга келиб маятникнинг энергияси бутунлай кинетик энергияга айланади ва бу энергия  $\frac{1}{2} m\dot{x}^2$  ифода орқали аниқланади. Кейинги босқичларни таққослашни ўқувчига ҳавола қиламиз.

Электр ва механикавий тебранишларни таққослашдан сўнг қуйидаги хулосага келамиз.  $\frac{1}{2} \frac{1}{C} q^2$  электр майдон энергияси эластик деформация потенциал энергиясига,  $\frac{1}{2} Li^2$  магнит майдон энергияси кинетик энергияга ўхшар экан. Бунда  $L$  индуктивлик  $m$  масса ролини, сиғимга тескари бўлган ( $1/C$ ) катталик эса бикрлик коэффиценти  $k$  ролини бажарар экан. Ниҳоят,  $q$  зарядга маятникнинг мувозанат ҳолатидан  $x$  силжиши мос келади,  $i = \dot{q}$  ток кучига эса  $|\dot{x}|$  тезлик мос келади. Электр ва механикавий тебранишларнинг бу ўхшашлиги уларнинг математик тенг амаларида ҳам ўз ифодасини топганлигини қуйида кўришимиз мумкин.

Тебраниш вақтида контурга ташқи кучланиш берилмаган. Шунинг учун сигимдаги  $U_c = \frac{q}{C}$  ва индуктивликдаги  $U_L = L \frac{di}{dt}$  кучланиш тушувлари йиғиндиси нолга тенг бўлиши керак

$$L \frac{di}{dt} + \frac{q}{C} = 0.$$

Бу ифодани  $L$  га бўлиб ва  $\frac{di}{dt}$  ни  $\ddot{q}$  ( $i = \dot{q}$ ) билан алмаштириб, қуйидаги тенгламага келамиз:

$$\ddot{q} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (99.1)$$

Агар

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (99.2)$$

белгини киритсак, (99.1) тенглама механик тебранишлар (I том, (62.6) формулага қ.) бобида ўрганилган ва бизга яхши таниш бўлган

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0 \quad (99.3)$$

кўринишни олади. Маълумки, бу тенгламанинг ечими

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (99.4)$$

функция бўлади.

Шундай қилиб, конденсатор қопламаларидаги заряд частотаси (99.2) ифодадан аниқланадиган гармоник қонун бўйича ўзгарар экан. Бу частота контурнинг хусусий частотаси дейилади (бу частота гармоник осцилляторнинг хусусий частотасига мос келади). Тебраниш даври учун *Томсон формуласи* деб аталувчи қуйидаги формула ҳосил бўлади:

$$T = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (99.5)$$

Конденсатордаги кучланиш заряддан  $1/C$  кўпайтувчиси билан фарқ қилади:

$$U = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \alpha) = U_m \cos(\omega_0 t + \alpha). \quad (99.6)$$

(99.4) функцияни вақт бўйича дифференциаллаб, ток кучи ифодасини оламиз:

$$i = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \alpha) = I_m \cos\left(\omega_0 t + \alpha + \frac{\pi}{2}\right). \quad (99.7)$$

(99.4) ва (99.7) формулаларни таққослаб, ток максимал қийматга эришганда заряд (шунингдек, кучланиш ҳам) нолга айланади ва аксинча, деган хулосага келамиз. Заряд билан ток орасидаги бу муносабатни биз юқорида энергетик нуқтаи назардан қараб чиққан эдик.

(99.6) ва (99.7) формулалардан

$$U_m = \frac{q_m}{\epsilon}, I_m = \omega_0 q_m$$

эканлиги келиб чиқади.

$\omega_0$  ни (99.2) формула бўйича алмаштирсам, қуйидаги

$$U_m = \sqrt{\frac{L}{C}} I_m \quad (99.8)$$

ифодани оламиз.

Электр майдон энергиясининг  $\left[ \frac{1}{2} C U_m^2; \text{ (29.1) га қ.} \right]$

энг катта қиймати магнит майдон энергиясининг  $\left( \frac{1}{2} L I_m^2 \right)$  энг катта қийматига тенг бўлиши керак. Шунга асосланган ҳолда ҳам (99.8) формулани чиқариш мумкин.

### 100-§. Сўнувчи эркин тебранишлар

Ҳар қандай реал контур актив қаршиликка эга. Контурда йиғилган энергия шу қаршиликда аста-секин иссиқликка айланади, натижада эркин тебранишлар сўнади. Тебраниш тенгламасини сигимдаги, индуктивликдаги ва актив қаршиликдаги кучланиш тушувлари йиғиндиси нолга тенг бўлиши кераклигидан ҳосил қилиш мумкин:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} q = 0.$$

Бу ифодани  $L$  га бўлиб ва  $i$  ни  $\dot{q}$  орқали,  $\frac{di}{dt}$  ни  $\ddot{q}$  орқали белгилаб, қуйидагини оламиз:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (100.1)$$

Бунда  $\frac{1}{LC}$  катталик контурнинг хусусий частотаси  $\omega_0$  нинг квадратига тенг эканини назарга олиб [(99.2) формулага қ.] ва

$$\beta = \frac{R}{2L} \quad (100.2)$$

белгилаш киритиб, (100.1) тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0. \quad (100.3)$$

Охирги тенглама сўнувчи механикавий тебранишларнинг дифференциал тенгламасига мос келади [1 том, (73.2) формулага қ.].  $\beta^2 < \omega_0^2$ , яъни  $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$  шарт бажарилганда (100.3) тенгламанинг ечими қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$q = q_{m0} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha), \quad (100.4)$$



менти орқали характерлаш қабул қилинган [I том, (73.12) формулага қ.]

$$\lambda = \ln \frac{a(t)}{a(t+T)} = \xi T,$$

бу ерда  $a(t)$  — мос катталикнинг ( $q$ ,  $U$  ёки  $i$ ) амплитудаси. Сўнишнинг логарифмик декременти тебраниш амплитудаси  $e$  марта камайиши учун кетган вақт ичида содир бўлган тебранишлар сони  $N e$  га тескари катталик эканини текшириб кўриш осон:

$$\lambda = \frac{1}{N e}.$$

Тебраниш контурини кўпроқ унинг аслиги  $Q$  орқали характерлайдилар. Бу сўнишнинг логарифмик декрементига тескари пропорционал катталик сифатида аниқланади:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N e. \quad (100.8)$$

(100.8) дан контур амплитуда  $e$  марта камайгунча қанча кўп тебранишга улгурса, унинг аслиги шунча юқори бўлиши келиб чиқади.  $\lambda$  ўрнига унинг  $\xi T$  қийматини қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$Q = \frac{\pi}{\xi T} = \frac{1}{2\xi} \left( \frac{2\pi}{T} \right) = \frac{\omega}{2\xi}.$$

Агар сўниш унча катта бўлмаса ( $\xi^2 \ll \omega_0^2$ ), у ҳолда  $\omega \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  деб олиш мумкин. Бунда

$$Q \approx \frac{\omega_0}{2\xi} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \frac{L}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

ҳосил бўлади [(100.2) га мувофиқ  $2\xi = R/L$ ]. Шундай қилиб, сўниш кучсиз бўлганда

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (100.9)$$

Контурдаги ток кучининг амплитудаси  $e^{-\xi t}$  қонун бўйича камайиб б ради. Контурда йиғилган  $W$  энергия ток кучи амплитудасининг квадратига (ёки конденсагордаги кучланиш амплитудасининг квадратига пропорционал); бинобарин,  $W$  энергия  $e^{-2\xi t}$  қонун бўйича камаяди. Энергиянинг бир давр ичида камайиши

$$\frac{\Delta W}{W} = \frac{W(t) - W(t+T)}{W(t)} = \frac{1 - e^{-2\xi T}}{1} = 1 - e^{-2\lambda}$$

га тенг.

Сўниш жуда кам бўлганда (яъни  $\lambda \ll 1$  шарт бажарилганда)  $e^{-2\lambda}$  ни тақрибан  $1 - 2\lambda$  га алмаштириш мумкин:

$$\frac{\Delta W}{W} = 1 - (1 - 2\lambda) = 2\lambda,$$

Бу ифодадаги  $\lambda$  ни (100.8) формулага биноан  $Q$  контур аслиги орқали ифодалаб ва ҳосил бўлган тенгламани  $Q$  га нисбатан ечиб, қуйидагини оламиз:

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W}. \quad (100.10)$$

Демак, сўниш кучсиз бўлганда контурнинг аслиги контурда йиғилган энергиянинг бир тебраниш даврида йўқолган энергияга бўлган нисбатига пропорционал бўлар экан.

Хулоса қилиб шуни айтиш керакки,  $\beta^2 \geq \omega_0^2$ , яъни  $\frac{R^2}{4L^2} \geq \frac{1}{LC}$  бўлганда тебраниш ўрнига конденсаторнинг аperiодик зарядсизланиши содир бўлади. Контурнинг тебраниш процесси, аperiодик процессга ўтадиган қаршилиги критик қаршилик дейилади. Критик қаршиликнинг қиймати  $\frac{R_k^2}{4L^2} = \frac{1}{LC}$  шартдан аниқланади, бундан

$$R_k = 2 \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (100.11)$$

### 101-§. Мажбурий электр тебранишлар

Мажбурий тебранишлар ҳосил қилиш учун системага даврий ўзгарувчи ташқи куч таъсир қилиш керак. Электр тебранишларда буни амалга ошириш учун контур элементларига кетма-кет қилиб ўзгарувчан э. ю. к. улаш керак ёки контурни узиб, ҳосил бўлган контактларга ўзгарувчан  $U$  кучланиш бериш керак. Кейинги ҳол аввалги бобда батафсил кўриб чиқилган<sup>1)</sup> (204-а расмга қ.). Аммо электр ва механикавий тебранишлар орасидаги ўхшашликни талқин қилишни охирига етказиш мақсадида тенгламаларга бошқачароқ кўриниш бериб, мажбурий электр тебранишларни яна бир бор қараб чиқамиз.

Контур элементларидаги кучланишлар тушуви йиғиндисини занжирга берилган кучланишга тенглаймиз:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} q = U_m \cos \omega t.$$

$i$  токни  $q$  заряд орқали ифодалаб ва (99.2), (100.2) белгилашлардан фойдаланиб, қуйидаги тенгламани ёзамиз:

$$\ddot{q} + 2\beta \dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t.$$

<sup>1)</sup> э.ю.к. берилган ҳол учун ҳам тенгламалар худди шундай кўринишда бўлади, фақат бундаги  $U = U_m \cos \omega t$  функцияни  $\xi = \xi_m \cos \omega t$  га алмаштириш лозим.

Бу тенглама мажбурий механикавий тебранишларнинг дифференциал тенгламаси билан мос тушади [I том, (75.2) формулага қ.]. Тенгламанинг хусусий ечими қўйидаги кўринишга эга:

$$q = q_m \cos(\omega t - \psi), \quad (101.1)$$

бунда

$$q_m = \frac{\left(\frac{U_m}{L}\right)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

[I том, (75.7) ва (75.8) формулаларга қ.].

Бу ифодаларга  $\omega_0^2$  ва  $\beta$  нинг (99.2) ва (100.2) ифодалардаги қийматларини қўйсак,

$$q_m = \frac{U_m}{\omega \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (101.2)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R}{\frac{1}{\omega C} - \omega L} \quad (101.3)$$

ларни ҳосил қиламиз. Агар (101.1) хусусий ечимга бир жинсли тенгламанинг умумий ечимини қўшсак, берилган тенгламанинг умумий ечими ҳосил бўлади. Бу ечимни аввалги параграфда кўрган эдик [(100.4) формулага қ.]. Бу ечим экспоненциал  $e^{-\beta t}$  кўпайтувчини ўз ичига олади, шунинг учун тебраниш бошлангандан сўнг етарлича вақт ўтиши билан камайиб қолади ва уни ҳисобга олмас ҳам бўлади. Демак, ҳосил бўлган мажбурий тебранишлар (101.1) функция орқали ифодаланади. Эслатиб ўтамиз: аввалги бобда фақат ҳосил бўлган кучланишлар ва токлар қараб чиқилган эди.

$q$  зарядни  $C$  сизимга бўлиб, конденсатордаги кучланишни оламиз:

$$U_C = \frac{q_m}{C} \cos(\omega t - \psi) = U_{C_m} \cos(\omega t - \psi),$$

бунда

$$U_{C_m} = \frac{q_m}{C} = \frac{U_m}{\omega C \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (101.4)$$

(101.1) ни  $t$  бўйича дифференциаллаб, контурда ҳосил бўлган токни топамиз:

$$i = -\omega q_m \sin(\omega t - \psi) = I_m \cos\left(\omega t - \psi + \frac{\pi}{2}\right). \quad (101.5)$$

Токнинг амплитуда қиймати

$$I_m = \omega q_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (101.6)$$

га тенг, бу (95.2) ифода билан мос тушади.

(101.5) га  $\varphi = \varphi - \pi/2$  белги киритиб,  $i$  ток учун (95.3) формула билан мос тушувчи ифодага келамиз. (101.3) га биноан

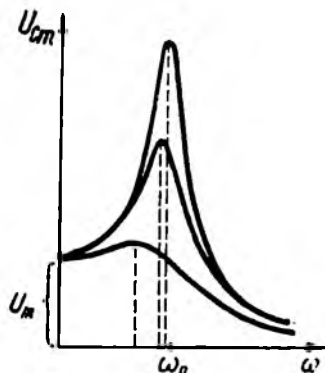
$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \left( \varphi - \frac{\pi}{2} \right) = - \frac{1}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}.$$

Шундай қилиб, биз яна (95.1) формулага келдик.

Конденсатордаги  $q$  заряд ва  $U_C$  кучланиш учун резонанс частота қуйидагига тенг [1 том, (75.11) формулага қ.]:

$$\omega_q = \omega_U = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{2L^2}} \ll \omega_0. \quad (101.7)$$

219- расмда  $U_C$  учун резонанс эгри чизиқлари тасвирланган ( $q$  учун ҳам резонанс эгри чизиқлари худди шундай кўринишда бўлади). Улар механикавий тебранишлар учун олинган резонанс эгри чизиқларга ўхшашдир (1 том, 189- расмга қ.)  $\omega \rightarrow 0$  да резонанс эгри чизиқлари  $U_m$  кучланишли ўзгармас кучланиш манбаига уланган конденсатор эришадиган  $U_{Cm} = U_m$  кучланишга интилади.  $\beta = R/2L$  катталиқ қанча кичик бўлса, яъни контурнинг актив қаршилиги қанча кичик ва индуктивлиги қанча катта бўлса, резонансда максимум шунча баланд ва ўткир учли бўлади.



219- расм.

220- расмда ток кучи учун резонанс эгри чизиқлари тасвирланган. Бу эгри чизиқлар механикавий тебранишлардаги тезлик учун олинган резонанс эгри чизиқларга мос келади. Ток кучининг амплитудаси (101.6)  $\omega L - 1, \omega C = 0$  да максимал қийматга эришади. Демак, ток кучи учун резонанс частота контурнинг  $\omega_0$  хусусий тебраниш частотаси билан мос келади. Резонанс эгри чизиқлари билан кесишувчи  $I_m$  ўқдаги кесма узунлиги нолга тенг, яъни кучланиш ўзгармас бўлганда конденсатор уланган ёпиқ занжирдан ток ўта олмайди.

Сўниш кам бўлганда ( $\beta^2 \ll \omega_0^2$ ) кучланиш учун резонанс частота (101.7) ни  $\omega_0$  га тенг деб фараз қилиш мумкин:

$$\omega_U \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad \omega_C L - \frac{1}{\omega_U C} \approx 0.$$

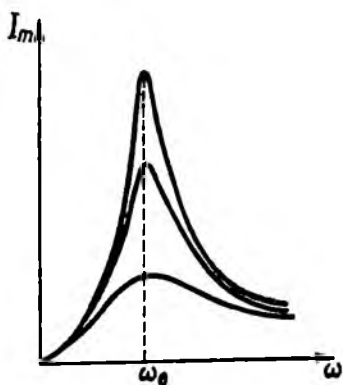
(101.4) формулага биноан резонанс вақтида ҳосил бўлган

конденсатордаги кучланиш амплитудаси  $U_{Cm \text{ рез}}$  нинг ташқи кучланиш амплитудаси  $U_m$  га бўлган нисбати

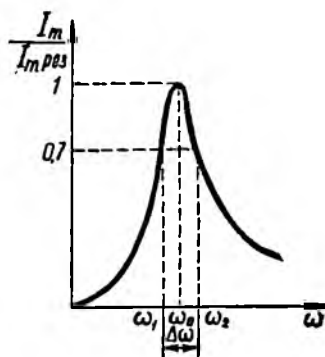
$$\frac{U_{Cm \text{ рез}}}{U_m} = \frac{1}{\frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot \sqrt{R^2}} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q$$

га тенг бўлади, бунда  $Q$  — контурнинг асслиги [(100.9) формулага қ.].

Контурнинг асслиги резонанс эгри чизиқларнинг ўткирлигини ҳам характерлайди. Бунга ишонч ҳосил қилиш мақсадида ток кучи учун тўла қувватнинг ярмига мос келувчи резонанс эгри чизиқлар кенглигини ҳисоблайлик. Резонанс эгри чизиқлар кенглиги деганда частоталарнинг  $2\omega$  айирмаси тушунилади. Бу частоталар айирмаси учун  $I_m^2$  резонанс қийматнинг 0,5 қисмини ташкил қилади ( $I_m \approx 0,7 I_{m \text{ рез}}$ ) (221-расм).



220- расм.



221- расм.

(101.6) формулага мувофиқ ток кучи амплитудасининг квадрати қуйидагига тенг:

$$I_m^2 = \frac{U_m^2}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Резонанс вақтида  $I_m^2$  нинг қиймати  $I_{m \text{ рез}}^2 = \frac{U_m^2}{R^2}$  га тенг. Ампли-

туда квадрати  $I_m^2$  қуйидаги

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2 = R^2$$

шартни қаноатлантирувчи частоталарда  $I_{m \text{ рез}}^2$  резонанс қийматнинг 0,5 қисмини ташкил қилади.

Қавсни очиб, унча мураккаб бўлмаган ўзгартиришлардан сўнг қуйидаги тенгламага келамиз:

$$\left(\frac{\omega^4}{LC}\right)^2 - 2\frac{\omega^2}{\left(\frac{1}{LC}\right)^2} - R^2 \frac{C}{L} \frac{\omega^2}{\left(\frac{1}{LC}\right)} + 1 = 0.$$

(100.9) формулага мувофиқ  $R^2 \frac{C}{L} = \frac{1}{Q^2}$ ,  $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$ . Шунинг учун қуйидаги тенгламани ёзишимиз мумкин:

$$\frac{\omega^4}{\omega_0^4} - \left(2 + \frac{1}{Q^2}\right) \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 1 = 0.$$

Бу тенгламани  $\omega^2/\omega_0^2$  га нисбатан ечамиз:

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = 1 + \frac{1}{2Q^2} \pm \sqrt{\left(1 + \frac{1}{2Q^2}\right)^2 - 1} = 1 + \frac{1}{2Q^2} \pm \frac{1}{Q} \sqrt{1 + \frac{1}{4Q^2}}.$$

Контурнинг аслиги катта бўлса, махражиди  $Q^2$  бўлган ҳадларни 1 га нисбатан ҳисобга олмасак ҳам бўлади. У ҳолда

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} = 1 \pm \frac{1}{Q} \approx \left(1 \pm \frac{1}{2Q}\right)^2,$$

бундан

$$\frac{\omega}{\omega_0} = 1 \pm \frac{1}{2Q}.$$

Шундай қилиб, частотанинг қидирилаётган қиймати қуйидагига тенг:

$$\omega_1 = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2Q}\right) \text{ ва } \omega_2 = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2Q}\right).$$

Бу ердан  $\omega_2 - \omega_1$  айирмани олиб, резонанс эгрилигининг кенглиги  $\Delta\omega$  ни топамиз. Эгриликнинг  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$  нисбий кенглиги контурнинг  $Q$  аслигига тескари катталиқ экан:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q}. \quad (101.8)$$

Бу формула фақат  $Q$  катта, яъни контурда эркин тебранишларнинг сўниши кам бўлган ҳол учунгина тўғри эканлигини эслатиб ўтамиз.

Биз бу параграфда ташқи кучланиш тебраниш контурининг элементлари билан кетма-кет уланганда юзага келувчи мажбурий тебранишларни қараб чиқдик (204-а расмга қ.). Равшанки, кучланиш манбаини тебраниш контурига параллел улаб ҳам контурда мажбурий тебранишлар ҳосил қилиш мумкин (215 расмга қ.). Бундай ҳолда резонанс частота (98.4) формуладан топилади.

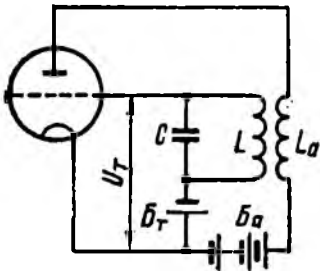
Резонанс ҳодисаси мураккаб кучланишлардан керакли ташкил этувчини ажратиб олиш учун қўлланилади. Контурга берилган кучланиш қуйидагига тенг бўлсин:

$$U = U_{m1} \cos(\omega t + \alpha_1) + U_{m2} \cos(\omega_2 t + \alpha_2) + \dots$$

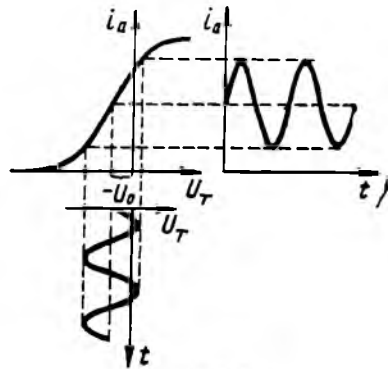
Контурни  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  ва ҳоказо частоталардан бирига созлаб (яъни шундай йўл билан контурнинг  $C$  ва  $L$  параметрларини танлаб), конденсаторда шу ташкил этувчидан  $Q$  марта катта қийматли кучланиш олиш мумкин, бу вақтда қолган ташкил этувчиларнинг конденсаторда ҳосил қилган кучланиши анча кучсиз бўлади. Масалан, радиоприёмник керакли узунликдаги тўлқинга созланаётганда худди шундай процесс амалга ошади.

### 102-§. Сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш

Сўнмас электр тебранишлар ҳосил қилиш учун лампали генераторлар—электрон лампали автотебраниш системалари қўлланилади. 222-расмда шундай генераторнинг энг содда схемаси келтирилган. Тебраниш ҳосил қилинадиган контур триоднинг катода билан тўрига уланган. Анод занжирига контурнинг  $L$  ғалтаги билан индуктив боғланган  $L_a$  ғалтак улан-



222- расм.



223- расм.

ган.  $B_T$  батарея лампанинг ишчи нуқтасини характеристиканинг (223- расм) тўғри чизиқли қисмининг ўртасига силжитиш учун хизмат қилади. Контурда тебраниш ювага келганда  $U_T$  тўр кучланиши  $B_T$  батареянинг  $U_0$  кучланиши ва конденсатордаги  $U_C = q/C$  кучланишларнинг қўшилишидан иборат бўлади:

$$U_T = U_0 + \frac{q}{C}. \quad (102.1)$$

224- расмда шу кучланишнинг графиги контурдаги  $q$  заряд ва  $i = q$  ток кучи графиклари билан таққосланган. Агар тебра-

нишлар унча катта бўлмаса,  $U_T$  кучланиш характеристиканинг тўғри чизиқли қисмида қолади. Бу ҳолда  $i_a$  анод токи билан  $U_T$  тўр кучланиши орасида чизиқли боғланиш ўринли бўлади:

$$i_a = i_0 + SU_T,$$

бу ерда  $S$  — тўғри чизиқли қисмда характеристиканинг тиклиги, яъни бу катталик ўзгармасдир [(75.2) формулага қ.]. Юқоридаги формулага  $U_T$  учун олинган (102.1) ифодани қўйиб, қуйидагини ҳосил қиламиз:

$$i_a = i_0 + SU_0 + S \frac{q}{C} = i_{y3-мас} + \frac{S}{C} q. \quad (102.2)$$

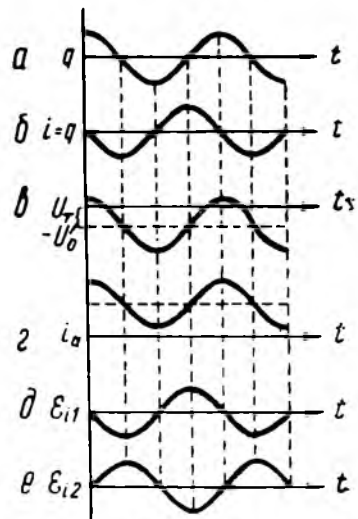
Шундай қилиб,  $q$  заряд синусоидал ўзгарганда,  $L_a$  ғалтакдан токнинг  $i_{y3-мас}$  ўзгармас ташкил этувчисидан ташқари  $i_{y3-чан} = \frac{S}{C} q$  ўзгарувчан ташкил этувчиси ҳам ўтади, бу ташкил этувчи  $q$  заряд билан бир тактда ўзгаради (224-г расм). Ана шу ўзгарувчан ташкил этувчи  $L$  ғалтакда ўзгарувчан ўзаро индукция э. ю к. ни юзага келтиради:

$$\mathcal{E}_i = -L_{12} \frac{di_a}{dt} = -\frac{L_{12} S}{C} \dot{q}, \quad (102.3)$$

бу ерда  $L_{12} = L$  ва  $L_a$  ғалтакларнинг ўзаро индуктивлиги.

Агар  $L_a$  ғалтакнинг учларини алмаштирсак (бу эса  $180^\circ$  га буриш билан тенг кучлидир),  $\mathcal{E}_i$  нинг йўналиши қарама-қарши томонга ўзгаради. 224-д ва е расмда  $L_a$  нинг иккала уланиш усули учун  $\mathcal{E}_i$  нинг графиклари кўрсатилган. Расмдан кўришиб турибдики, д) ҳолда  $\mathcal{E}_i$  контурдаги ток билан фаза бўйича мос тушади ва демак, ғалтаклар орасидаги боғланиш етарли даражада кучли бўлса, сўнмас тебранишларни турғунлаштириш мумкин. Контурда энергиянинг йўқолиши  $B_a$  ток манбаи ҳисобига тўлдириб турилади.  $L_a$  ғалтакни 224-е расмга мос равишда уланганда  $\mathcal{E}_i$  кучланиш  $i$  токка нисбатан қарама-қарши фазада бўлади ва бунинг натижасида у контурдаги тебранишга тўсқинлик қилади.

Генераторда бўлиб ўтадиган процессларнинг моҳияти шундан иборатки, бунда тебраниш контури лампанинг анод занжирига, бу ҳам ўз навбатида контурга таъсир кўрсатади. Тебра-



224- расм.

нишлар ҳосил қилишнинг бундай усули тескари боғланиш дейилади. Шунга асосан  $L_a$  ғалтакни тескари боғланиш ғалтаги дейилади.

Лампали генераторнинг (ва умуман ҳамма автотебраниш системаларининг, шу билан бир қаторда механикавий тебраниш системаларининг) қатъий назарияси жуда мураккабдир, чунки бу назария чизиқли булмаган дифференциал тенгламалар билан иш кўришга олиб келади. Чизиқлимаслик—автотебраниш системаларининг ўзига хос характерли хос-сасидир.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТ МАЙДОН

## 103-§. Уюрмавий электр майдони

Электромагнит индукциянинг ток индукцияланаётган контур қўзғалмас, индукция магнит оқимининг ўзгариши эса магнит майдонининг ўзгариши натижасида юзага келадиган ҳолини қараб чиқайлик. Индукцион токнинг ҳосил бўлиши шундан далолат берадики, бунда магнит майдонининг ўзгариши контурда ток ташувчиларга таъсир қилувчи ташқи кучларни юзага келтиради. Бу ташқи кучлар контурда рўй берадиган химиявий процессларга ҳам, иссиқлик процессларига ҳам боғлиқ эмас. Шунингдек, улар Лоренц кучлари ҳам бўлиши мумкин эмас, чунки Лоренц кучлари зарядлар устида иш бажармайди. Шунинг учун индукцион ток контурда ҳосил бўлувчи электр майдонига боғлиқ деган хулоса чиқариш мумкин. Электр майдонининг кучланганлигини  $E_{\text{в}}$  орқали белгилайлик<sup>1)</sup>.

(32.2) формулага асосан индукция э.ю.к.  $E_{\text{в}}$  векторнинг контур бўйича циркуляциясига тенгдир:

$$\mathcal{E}_i = \oint E_{\text{в}} dl. \quad (103.1)$$

(56.3) формулага мувофиқ

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{t}{dt} \int_s B_n dS, \quad (103.2)$$

бу ерда интеграл контур ўраб турган  $S$  ихтиёрий сирт бўйича олинади. Контур қўзғалмас бўлгани сабабли, вақт бўйича дифференциаллаш белгиси билан сирт бўйича интеграллаш белгиларининг ўринларини алмаштириш мумкин:

$$\frac{d}{dt} \int_s B_n dS = \int_s \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right) dS. \quad (103.3)$$

<sup>1)</sup> Бу белги ёрдамчи белги бўлиб, у кейинчалик қўлланиладиган  $E_q$  белгига тенг кучлидир. Кейинчалик  $B$  ва  $q$  индексларни ёзмаймиз.

В вектор вақтга қандай боғлиқ бўлса, координатага ҳам шундай боғлиқдир. (103.3) тенгламанинг ўнг қисми сиртнинг қўзғалмас нуқтасига тегишли  $\mathbf{B}$  нинг вақт бўйича ҳосиласи деб тушунилади. Шунинг учун интеграл остидаги ифодада вақт бўйича хусусий ҳосила симболи қўлланилган.

(103.3) ни (103.2) формулага қўллаб,  $\oint \mathbf{E}_i$  учун ёзилган (103.1) ва (103.2) ни бир-бирига тенгласак, қуйидагини ола-миз:

$$\oint E_{i1} dl = - \int_s \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS. \quad (103.4)$$

Максвелл вақт ўтиши билан ўзгарувчи магнит майдони фазода ўтказувчан контур борми ё йўқми, бундан қатъи на-зар, шу фазода  $\mathbf{E}_B$  майдонни юзага келтиради деб фараз қил-ган эди. Контурнинг бўлиши, унда индукцион токнинг юза-га келишига қараб, фазонинг шу нуқталарида электр майдони борлигини билишгагина имкон беради.

Демак, Максвелл идеясига кўра вақт ўтиши билан ўзгарув-чи магнит майдонни электр майдонини юзага келтирар экан. Бу  $\mathbf{E}_B$  майдон қўзғалмас зарядлар юзага келтирадиган  $\mathbf{E}_q$  электростатик майдондан мутлақо фарқ қилади. Электростатик майдон потенциалдир, унинг кучланганлик чизиқлари заряддан чиқиб, зарядга киради.  $\mathbf{E}_q$  векторнинг исталган контур бўйи-ча циркуляцияси нолга тенг [(9.2) формулага қ.]:

$$\oint \mathbf{E}_q \cdot d\mathbf{l} = 0. \quad (103.5)$$

(103.4) формулага мувофиқ  $\mathbf{E}_B$  векторнинг циркуляцияси нолдан фарқлидир. Демак,  $\mathbf{E}_B$  майдон магнит майдони каби уюрмавий майдондир.  $\mathbf{E}_B$  майдоннинг кучланганлик чизиқлари берк бўлади.

Шундай қилиб, электр майдони потенциал ҳам ( $\mathbf{E}_q$ ), уюр-мавий ҳам ( $\mathbf{E}_B$ ) бўлиши мумкин экан. Умумий ҳолда электр майдонни зарядлар ҳосил қилган  $\mathbf{E}_q$  майдон билан магнит майдонининг вақт бўйича ўзгаришидан ҳосил бўлган  $\mathbf{E}_B$  май-донлар йиғиндисидан иборат бўлиши мумкин. (103.5) ва (103.4) ифодаларни қўшиб, йиғинди майдоннинг кучланганлиги  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_q + \mathbf{E}_B$  учун қуйидаги муносабатни ола-миз:

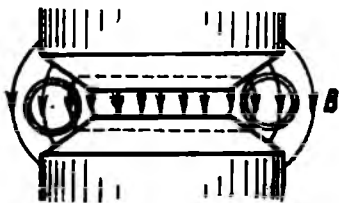
$$\oint \mathbf{E}_i \cdot d\mathbf{l} = - \int_s \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS. \quad (103.6)$$

Тенгламанинг чап томонидаги интеграл ихтиёрий берк кон-тур бўйича олинади, ўнг томонидаги интеграл эса шу контур ўраб турган ихтиёрий сирт бўйича олинади.

(103.6) ифода Максвелл электромагнит назариясининг асо-сий тенгламаларидан бири ҳисобланади.

Уюрмавий электр майдонидан электронларнинг бетатрон деб аталувчи индукцион тезлатгичида фойдаланилади. Бу асбоб махсус шаклдаги электромагнит қутблари орасига жойлаштирилган ичидан ҳавоси сўриб олинган тороидал камерадан тузилган (225-расм). Электромагнит чулғамига частотаси 100 *гц* атрофида бўлган ўзгарувчан ток берилади. Бунда ҳосил бўлган ўзгарувчан магнит майдони икки функцияни бажаради: биринчидан, электронларни тезлатувчи уюрмавий электр майдони ҳосил қилади ва иккинчидан, электронларни камера ўқи билан мос тушувчи орбитада тутиб туради.

Электронларни ўзгармас радиусли орбитада тутиб туриш учун электронлар тезлиги ортган сари майдоннинг магнит индукциясини орттириб бориш зарур [(64.2) формулага мувофиқ орбита радиуси  $v/B$  га пропорционалдир]. Шу са-



225- расм.

бабли, тезланиш учун токнинг фақат 2- ва 4- чорак даврларидан фойдаланиш мумкин, чунки бу даврларнинг бошида магнит чулғамидан ток ногла тенг бўлади. Шундай қилиб, бетатрон импульсли режимда ишлар экан. Импульс бошида камерага электрон пушқадан электронлар оқими киригилади, бу электронларни уюрмавий электр майдони қамраб олади ва улар доиравий орбита бўйлаб ортиб борувчи тезлик билан ҳаракатлана бошлайди. Магнит майдонининг ўсиш вақти ( $\sim 10^{-8}$  сек) да электронлар миллион мартага яқин айланиб улгурган ва бир неча юз *Мэв* га яқин энергияга эришган бўлади. Бундай энергияда электроннинг массаси тинч ҳолатдаги массасидан юз мартача катта бўлади, тезлиги эса ёруғликнинг бўшлиқдаги тезлиги *c* га деярли тенг бўлади.

Тезлатилувчи электрон ўзгармас  $r_0$  радиусли орбита бўйлаб ҳаракатланиши учун орбитадаги ва унинг ичидаги майдоннинг магнит индукциялари орасида қуйида биз келтирилган содда муносабат бажарилиши лозим. Уюрмавий майдон электрон ҳаракатланаётган орбитага ўтказилган уринма бўйлаб йўналган. Демак, **E** векторнинг шу орбита бўйлаб циркуляциясини  $2\pi r_0$ , **E** кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Шу билан бирга (103.1) ва (103.2) формулаларга асосан **E** векторнинг циркуляцияси  $-\frac{d\Phi}{dt}$  га тенг, бунда „—“ ишора **E** векторнинг йўналишини кўрсатади. Бизни фақат майдон кучланганлигининг катталиги қизиқтиради, шунинг учун келгусида „—“ ишорани ташлаб юборамиз. Циркуляция учун ёзилган иккала ифодани бир-бирига тенглаб, қуйидагини топамиз:

$$E = \frac{1}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt}.$$

Электроннинг ҳаракат тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\frac{d(mv)}{dt} = eE = \frac{e}{2\pi r_0} \frac{d\Phi}{dt} \quad (104.1)$$

$$\frac{mv^2}{r_0} = e v B_{\text{орб}} \quad (104.2)$$

(агар электрон массасининг унинг марказга интилма тезланишига бўлган куپайтмасини Лоренц кучига тенгласак, охириги тенгламани оламиз;  $B_{\text{орб}}$  — орбитадаги майдоннинг магнит индукцияси).

Вақт саноғини  $v$  ва  $\Phi$  лар нолга тенг пайтдан бошлаб олсак ва (104.1) тенгламани 0 дан  $t$  гача интегралласак, қуйидагини оламиз:

$$mv = \frac{e}{2\pi r_0} \Phi.$$

Магнит майдони орбита текислигига перпендикулярдир. Шунинг учун  $\Phi = \pi r_0^2 \bar{B}$  деб олсак бўлади, бунда  $\bar{B}$  — орбита юзидан ўтувчи магнит индукциянинг ўртача қиймати. У ҳолда

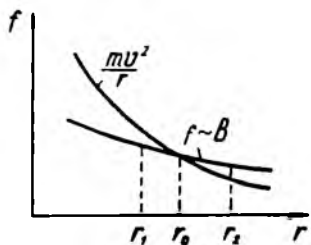
$$mv = \frac{er_0}{2} \bar{B}.$$

Охириги олинган муносабатни (104.2) билан гаққослаб, изланаётган шартни топамиз:

$$B_{\text{орб}} = \frac{1}{2} \bar{B}.$$

Шундай қилиб, электрон доимо  $r_0$  радиусли орбита бўйлаб ҳаракатланиши учун орбитадаги магнит индукция орбита ичидаги магнит индукция ўртача қийматининг ярмини ташкил қилиши керак. Бунга қутб учларини кесик конус кўринишида тайёрлаб эришилади (225-расмга қ.).

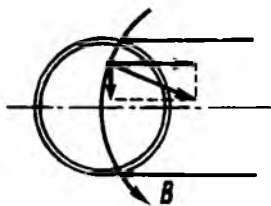
Электроннинг орбитада турғун ҳаракатланиши учун электрон тасодифий радиал оғишларга учраганда уни яна  $r_0$  радиусли орбитага қайтарувчи куч юзага келиши зарур. Бунинг учун магнит индукция орбита доирасида  $r$  нинг ортиши билан  $1/r$  га қараганда секинроқ камайиб борадиган бўлиши керак (226-расм). Марказга интилма тезланиш  $1/r$  қонун бўйича камайиб боради. Демак, электрон  $r_1 < r_0$  радиусли орбитага ўтганда Лоренц кучлари электронга зарур бўлган марказга интилма тезланиш бериш учун етарли бўлмайди, натижада у марказдан узоқлашиб яна  $r_0$  ради-



226-расм.

усли орбитага қайтади. Электрон  $r_2 > r_0$  радиусли орбитага ўтганда Лоренц кучи  $v^2/r_2$  тезланиш бериш учун зарур бўлган қийматдан катта бўлади, натижада электрон ўзининг турғун  $r_0$  радиусли орбитасига қайтади.

Магнит майдони „бочкасимон“ бўлганда электрон ўққа нисбатан турғун бўлади (225-расмга қ.). Лоренц кучи  $B$  индукция чизиқларига перпендикулярдир. Демак, электрон орбита текислигидан оғганда (яъни ўқ йўналишида), унинг орбитасини аввалги текисликка қайтарувчи ташкил этувчи куч юзага келади, буни 227-расмдан яққол кўриш мумкин.



227- расм.

Тезланиш олишнинг охириги циклида тезлатилган электронларни стационар орбитадан оғдирувчи ва уларни камера ичида жойлашган махсус нишонга йўналтирувчи қўшимча магнит майдони уланади. Электронлар нишонга урилгач, қаттиқ электромагнит нурлар ( $\gamma$ -нурлар, рентген нурлари) чиқаради.

Бетагонлар асосан ядровий текширишларда қўлланади. 50 Мэв гача энергияга эга бўлган унча катта бўлмаган тезлатгичлардан саноатда қаттиқ рентген нурлар манбаи сифатида массив буюмлар дефектоскопиясида фойдаланилади.

## 105- §. Силжиш токи

103- § да электромагнит индукция ҳодисасидан, фазода ўзгарувчи магнит майдонининг бўлиши уярмавий электр майдонини юзага келтиради деган хулоса чиқиши аниқланган эди. Максвеллнинг асосий ғояси шундан иборатки, у электр ва магнит майдони орасида тескари муносабат ҳам мавжуд бўлиши, яъни электр майдонининг вақт ўтиши билан ўзгариши магнит майдонини юзага келтириши лозим дейди. Бу ғоя жуда самарали чиқди. Максвеллнинг шу ғоя асосида ишлаб чиққан электромагнит майдон назарияси ажойиб экспериментал тасдиққа сазовор бўлди.

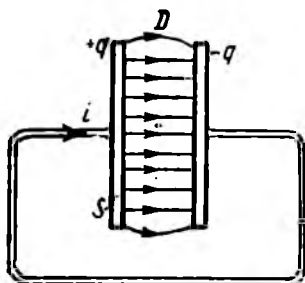
Максвелл ўзгарувчи электр майдони билан юзага келувчи магнит майдони орасидаги миқдорий муносабатни аниқлаш учун силжиш токи деб аталувчи катталикни киритди. Конденсатордан тузилган квазистационар ўзгарувчан ток занжирини қараб чиқайлик (228-расм). Эркин заряд ташувчилар ҳаракати, яъни ўтказувчанлик токи, конденсатор қопламалари орасидаги оралиқдан ташқари занжирнинг ҳамма қисмида мавжуддир. Демак, ўтказувчанлик токининг чизиқлари конденсатор қопламалари чегарасида узилишга эга бўлади. Лекин шунга қарамай, қопламалар орасидаги фазода ўзгарувчан электр майдони мавжуд бўлиб, уни  $D$  силжиш билан характер-

лаш мумкин. Максвелл ўтказувчанлик токининг чизиқлари қопламалар чегарасида силжиш токининг<sup>1)</sup> чизиқларига узлуксиз равишда айланади деб фараз қилган.

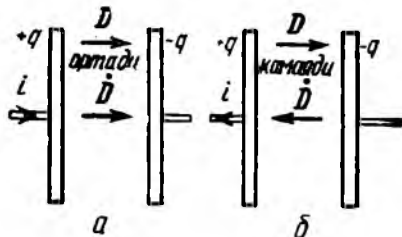
Ток кучининг оний қиймати  $i = \dot{q}$  га тенг. Қопламалар сиртига бевосита яқин жойлардаги ўтказувчанлик токининг зичлиги

$$j_{\text{утк}} = \frac{q}{s} = \frac{d}{dt} \left( \frac{q}{S} \right) = \dot{\sigma}$$

ифода орқали аниқланади, бу ерда  $S$  — қопламанинг юзи,  $q$  — ундаги тақсимланган заряд,  $\sigma$  — сиртий заряд зичлиги.



228- расм.



229- расм

Силжиш токининг чизиқлари ўтказувчанлик токининг чизиқлари каби қуюқликка эга бўлиши учун силжиш токининг  $j_{\text{сил}}$  зичлиги ҳам  $\dot{\sigma}$  га тенг бўлиши керак.  $j_{\text{сил}}$  ни қопламалар оралигидаги электр майдонининг параметрлари орқали ифода-лаймиз. (16.19) ва (8.6) формулаларга мувофиқ қопламалар оралигидаги электр силжиш  $D = \epsilon_0 E_0 = \sigma$  га тенг, бундан  $\dot{\sigma} = \dot{D}$ .

Шундай қилиб,

$$j_{\text{сил}} = \dot{D} \quad (105.1)$$

деб фараз қилиш мумкин.

229- расмда  $j_{\text{утк}}$  векторнинг йўналиши, демак,  $j_{\text{сил}}$  векторнинг йўналиши ҳам  $\dot{D}$  векторнинг йўналиши билан мос тушишлиги тушунтирилган. Зарядлар ишораси ва  $i$  токнинг йўналиши 229- а расмда кўрсатилгандек бўлса,  $j_{\text{утк}}$  вектор чапдан ўнгга йўналган бўлади. Шунингдек,  $D$  вектор ҳам чапдан ўнгга йўналган ва катталиги жиҳатидан ортиб боради. Демак,  $D$  вектор орттирмаси, яъни  $\dot{D}$  вектор ҳам  $j_{\text{утк}}$

<sup>1)</sup> Максвелл замонида электр майдони дунёвий эфир деб аталувчи гипотетик эластик муҳитдаги механик тарангланишлар сабабли юзга келади деб ҳисобланар эди. Ана шу тарангланишлар эфир зарраларини мувозанат вазиятидан силжитили деб фараз қилинган эди.

векторнинг йўналиши бўйича йўналади. Ток йўналиши 229-б расмда кўрсатилгандек бўлса,  $\vec{D}$  вектор катталиги жиҳатидан камайиб боради. Демак,  $\vec{D}$  вектор ўнгдан чапга йўналган, яъни яна  $\vec{j}_{\text{тк}}$  вектор йўналиши бўйича йўналган бўлади. Ана шунга асосан (105.1) ифодани вектор кўринишда ёзиш мумкин:

$$\vec{j}_{\text{сил}} = \vec{D}. \quad (105.2)$$

Максвелл силжиш токининг зичлигини аниқловчи (105.2) формулани исталган турдаги<sup>1)</sup> электр майдонига, шунингдек, уярмавий майдонга ҳам татбиқ этди. Максвелл ўтказувчанлик токига хос бўлган барча физикавий хоссалардан силжиш токига фақат биттасини — атроф муҳитда магнит майдон ҳосил қилиш хоссасини қўшди. Максвелл фикрига кўра магнит майдонини ҳисоблашда формулага токнинг тўла зичлигини, яъни ўтказувчанлик токи зичлиги билан силжиш токи зичликлари йиғиндисидан иборат бўлган зичлигини қўйиш керак:

$$\vec{j}_{\text{тўла}} = \vec{j}_{\text{тк}} + \vec{j}_{\text{сил}} = \vec{j}_{\text{тк}} + \vec{D}. \quad (105.3)$$

Хусусан,  $\vec{H}$  векторнинг ихтиёрий контур бўйича циркуляцияси [(44.7) формулага қ.]

$$\oint \vec{H}_t d\vec{l} = \int_S (\vec{j}_{\text{тўла}})_n dS = \int_S (\vec{j}_{\text{тк}} + \vec{D})_n dS \quad (105.4)$$

га тенг бўлиши керак.

(105.4) тенглама Максвелл назариясининг иккинчи асосий тенгламасидир.

(105.2) формулага мувофиқ силжиш токи ўзгарувчи электр майдони бўлган ҳамма жойда мавжуд бўлади. Демак, у ўзгарувчи электр токи ўтаётган ўтказгич ичида ҳам мавжуд. Бироқ ўтказгич ичида  $\vec{j}_{\text{сил}}$  одатда  $\vec{j}_{\text{тк}}$  га нисбатан ҳисобга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик бўлади.

Гаусс системасида силжиш токи қуйидаги ифода билан аниқланади

$$\vec{j}_{\text{сил}} = \frac{1}{4\pi} \vec{D}. \quad (105.5)$$

## 106-§. Электромагнит майдон

Максвелл ғояларига кўра ўзгарувчан магнит майдони ҳар доим ўзи ҳосил қилган электр майдони билан боғлиқ, ўз навбатида ўзгарувчан электр майдони ҳам доимо ўзи ҳосил қилган магнит майдон билан боғлиқдир. Шундай қилиб, электр

<sup>1)</sup> Бу ҳолда  $\vec{D}$  ўрнида  $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  ни тушуниш керак, чунки  $\vec{D}$  фақат вақтгагина эмас, балки координаталарга ҳам боғлиқ бўлиши мумкин.

ва магнит майдони ўзаро узвий боғланган—улар биргаликда электромагнит майдон ҳосил қилади.

Эйнштейн Майкельсоннинг фундаментал тажриба натижаларини<sup>1)</sup> ва бошқа тажрибавий далилларни анализ қилиб, механикавий ҳодисалар учун Галилей аниқлаган нисбийлик принципи ҳамма физикавий ҳодисаларга татбиқ қилиниши керак деган хулосага келди. Эйнштейн таърифлаган нисбийлик принципига мувофиқ, *ҳамма физикавий ҳодисалар, шунингдек, электромагнит ҳодиса қонунлари барча инерциал саноқ системаларда бир хил кўринишга эга* (яъни бир хил тенгламалар орқали ифодаланади).

Нисбийлик принциpidан электр ва магнит майдонларини алоҳида қараш фақат нисбий маъногагина эга экан деган хулосага келамиз. Ҳақиқатан, электростатик майдон қўзғалмас зарядлар системаси томонидан ҳосил қилинади. Бироқ, зарядлар бирор инерциал саноқ системасига нисбатан қўзғалмас бўлса ҳам, бошқа инерциал саноқ системасига нисбатан ҳаракатдадир, демак, улар фақат электр майдони ҳосил қилибгина қолмасдан, балки магнит майдони ҳам ҳосил қилади (ҳаракатланувчи заряд токка эквивалентдир). Ўзгармас ток ўтаётган қўзғалмас ўтказгич фазонинг ҳар бир нуқтасида ўзгармас магнит майдонини юзага келтиради. Лекин бу ўтказгич бошқа инерциал саноқ системаларига нисбатан ҳаракатда бўлади. Шунинг учун ҳар бир  $x$ ,  $y$ ,  $z$  координатали нуқталарда у ҳосил қилган магнит майдони ўзгаради, демак, уюрмавий электр майдони вужудга келади. Шундай қилиб, бирор саноқ системасига нисбатан „тоза“ электр майдони ёки „тоза“ магнит майдони бўлиб ҳисобланган майдон бошқа саноқ системасига нисбатан электр ва магнит майдонлар йиғиндисидан иборат бўлар экан.

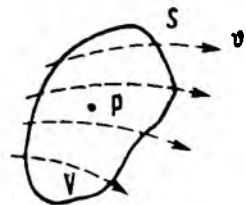
## 107- §. Вектор майдонлар хоссаларини тавсифлаш

Бирор сиртдан ўтувчи вектор оқими ва векторнинг берилган контур бўйича циркуляциясига қараб вектор майдоннинг характери ҳақида фикр юритиш мумкин. Бироқ бу катталиклар чегараланган ҳажмдаги—оқим ўтаётган сирт ёки контурнинг циркуляцияси олинаётган соҳадаги майдоннинг ўртача характеристикасини беради. Сиртнинг ёки контурнинг ўлчамларини кичрайтира бориб (уларни нуқтага интилтириб), берилган нуқтада вектор майдонни характерловчи катталикларни олиш мумкин. Бу катталикларни киритиш учун биз оқим ва циркуляция тушунчаларининг маъносини янада чуқурроқ тушуниб олишимиз лозим.

Бизга сиқилмайдиган узлуксиз оқувчан суюқлик тезлик векторининг майдони берилган бўлсин. Биз биламизки, бирор

<sup>1)</sup> Бу тажриба оптикада баён қилинади.

сиртдан ўтувчи тезлик вектори оқими шу сиртдан бирлик вақт ичида оқиб ўтган суюқлик ҳажмини беради.  $P$  нуқта атрофида берк  $S$  сирт оламиз (230-расм). Агар шу сирт билан чегараланган  $V$  ҳажмда суюқлик ҳосил бўлмаса ва йўқолмаса, у ҳолда сиртдан ташқарига чиқувчи оқим нолга тенг бўлиши равшан. Оқимнинг нолдан фарқли бўлиши сирт ичида манба борлигини ёки суюқликнинг оқиб кетиши (исроф бўлиш) мавжудлигини, яъни шу ҳажмга суюқлик кирадиган нуқталар (манбалар) ёки шу ҳажмдаги суюқлик чиқиб кетадиган нуқталар (оқиб кетиш) борлигини билдиради. Оқим катталиги оқиб кетиш<sup>1)</sup> ва манбанинг алгебраик йиғинди қувватини белгилайди. Манбалар қуввати оқиб кетиш қувватидан юқори бўлса, оқим катталиги мусбат, оқиб кетиш қуввати юқори бўлса—манфий бўлади.



230- расм.

Суюқлик оқими  $\Phi_{\text{суюқ}}$  нинг шу оқим чиқаётган ҳажм катталигига нисбатини, яъни

$$\frac{\Phi_{\text{суюқ}}}{V} \quad (107.1)$$

ифодани манбаларнинг  $V$  ҳажмдаги ўртача солиштирма қуввати деб атаймиз.  $P$  нуқтани ўз ичига олган  $V$  ҳажм қанча кичик бўлса, бу ўртача қатталиқ ҳақиқий солиштирма қувват қийматига шунча яқин бўлади.  $V$  нолга интилгандаги лимитда, яъни  $V$  ҳажми  $P$  нуқтага тортилганда (107.1) ифода манбаларнинг  $P$  нуқтадаги ҳақиқий солиштирма қувватини беради ва уни  $v$  векторнинг дивергенцияси (ёки тарқалиши) дейилади ( $\text{div } v$  орқали белгиланади). Шундай қилиб, таърифга кўра

$$\text{div } v = \lim_{V \rightarrow P} \frac{\Phi_{\text{суюқ}}}{V}.$$

Ихтиёрий  $A$  векторнинг дивергенциясини ҳам шунга ўхшаш аниқлаш мумкин:

$$\text{div } A = \lim_{V \rightarrow P} \frac{\Phi_A}{V} = \lim_{V \rightarrow P} \frac{1}{V} \oint_S A_n dS. \quad (107.2)$$

Интеграллаш  $V$  ҳажми ўраган ихтиёрий берк  $S$  сирт бўйича олинади.  $S$  нолга интилганда  $V \rightarrow P$  ўтиш содир бўлаётгани сабабли (107.2) ифода сирт шаклига боғлиқ бўлмайди.

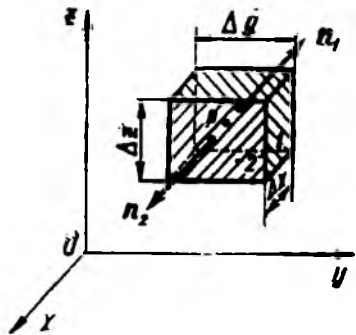
<sup>1)</sup> Манбанинг (оқиб кетишнинг) қуввати деганда бирлик вақт ичида ажралиб чиққан (ютилган) суюқлик ҳажми тушунилади. Оқиб кетишни манфий қувватли манба деб қараш мумкин.

Дивергенция берилган нуқта атрофида  $A(P)$  вектор функциянинг табиати қандай бўлишига, яъни  $A$  вектор (ёки унинг  $A_x, A_y, A_z$  компоненталари) фазонинг бир нуқтасидан иккинчи нуқтасига ўтганда ўзгариш характерининг қандай бўлишига қараб аниқланишини тушуниб олиш қийин эмас.

(107.2) ифодадан дивергенция фазодаги нуқталарнинг ҳолатларини аниқловчи координаталарнинг скаляр функцияси (ёки қисқача нуқтанинг функцияси) эканлиги маълум бўлди.

(107.2) ифода координаталар системасининг танланишига боғлиқ бўлмаган энг умумий ифода ҳисобланади.

Дивергенция ифодасини декарт координаталар системасида топайлик. Бунинг учун  $P(x, y, z)$  нуқта атрофида қирралари координаталар ўқларига параллел бўлган параллелепипед шаклидаги кичик ҳажмни кўриб чиқамиз (231-расм) [э.с.гагиб ўтамиз: (107.2) ифодадаги интеграл ихтиёрий шаклдаги сирт бўйича олиниши мумкин]. Ҳажм жуда кичик бўлгани сабабли [(107...)



231-расм.

га кўра биз уни нолга интилтаирамиз]  $A_x, A_y, A_z$  ларнинг қиймати параллелепипед олти ёғининг ҳар бирида ўзгармайди деб ҳисоблаш мумкин. Бутун берк сирт орқали ўтувчи оқим олгита ёқнинг ҳар бири орқали ўтаётган алоҳида оқимлар қўшилишидан ҳосил бўлади.

$x$  ўқиға перпендикуляр жойлашган бир жуфт ёқлар орқали ўтувчи оқимни топамиз (231-расмда бу ёқларни қийиқ чизиклар билан штрихланган ва 1 ҳамда 2 сонлар билан белгиланган). 2 ёққа туширилган  $n_2$  ташқи нормаль  $x$  ўқи йўналиши билан мос тушади. Демак,  $A_{n_2} = A_{x_2}$  ва 2 ёқ орқали ўтувчи оқим  $A_{x_2} \Delta y \Delta z$  га тенг (2 индекс  $A_x$  нинг қиймати 2 ёқ жойлашган жойда олинган эканлигини кўрсатади). 1 ёққа ўтказилган  $n_1$  нормаль  $x$  ўқиға қарама-қарши йўналган. Шунинг учун векторнинг  $x$  ўқиға ва  $n_1$  га туширилган проекциялари қарама-қарши ишорага эга. Шундай қилиб,  $A_{n_1} = -A_{x_1}$ , 1 ёқ орқали ўтувчи оқим эса  $-A_{x_1} \Delta y \Delta z$  га тенг (1 индекс  $A_x$  нинг қиймати 1 ёқ жойлашган жойда олинишини кўрсатади). 1 ва 2 ёқлардан ўтувчи оқимлар йиғиндис қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$(A_{x_2} - A_{x_1}) \Delta y \Delta z. \quad (107.3)$$

$A_{x_2} - A_{x_1}$  айирма  $A_x$  нинг  $x$  ўқи бўйича  $\Delta x$  силжиганда олган ортгирмаси,  $\Delta x$  жуда кичик бўлгани учун бу ортгир-

мани  $\frac{\partial A_x}{\partial x} \Delta x$  кўринишда ёзиш мумкин. У ҳолда (107.3) ифода

$$\frac{\partial A}{\partial x} \Delta x \Delta y \Delta z = \frac{\partial A_x}{\partial x} \Delta V$$

кўринишга ўтади.

Шунга ўхшаш мулоҳаза юритиб, у ва  $z$  ўқларига перпендикуляр бўлган бир жуфт ёқлар орқали ўтувчи оқимлар учун

$$\frac{\partial A_y}{\partial y} \Delta V \text{ ва } \frac{\partial A_z}{\partial z} \Delta V$$

ифодаларни олиш мумкин.

Демак, бутун берк сирт бўйича ўтган оқим қуйидаги ифода орқали аниқланади:

$$\Phi_A = \left( \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \right) \Delta V.$$

Бу ифодани  $\Delta V$  га бўлиб юборсак,  $\mathbf{A}$  векторнинг  $P(x, y, z)$  нуқтадаги дивергенциясини топамиз:

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}. \quad (107.4)$$

(Биз  $A_x$ ,  $A_y$  ва  $A_z$  ларни ҳар бир ёқ чегарасида ўзгармас катталиклар деб фараз қилиб,  $V \rightarrow P$  чегаравий ўтишни олдиндан пайқаган эдик).

$\mathbf{A}$  векторнинг фазонинг ҳар бир нуқтасидаги дивергенциясини билган ҳолда шу векторнинг чекли ўлчамдаги ихтиёрий сирт орқали ўтувчи оқимини ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун  $S$  сирт билан чегараланган ҳажми жуда кўп (чексиз кўп) сонли жуда кичик (чексиз кичик) ҳажмчаларга ажратамиз (232-расм). (107.2)

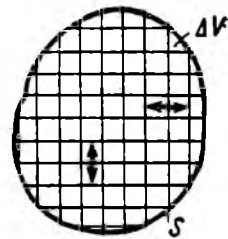
формулага мувофиқ  $\mathbf{A}$  векторнинг шу ҳажмчаларнинг ихтиёрий биттасидан чиқувчи оқимини

$$\text{оқим} = \operatorname{div} \mathbf{A} \Delta V$$

кўринишда ёзиш мумкин.

Агар бу ифоданинг ҳамма ҳажмчалар бўйича йиғиндисини олсак, ўнг томонда  $S$  сирт билан чегараланган бутун ҳажм бўйича олинган  $\int_V \operatorname{div} \mathbf{A} dV$  ҳосил бўлади, чап томонда эса  $\mathbf{A}$

векторнинг  $S$  сирт бўйича оқими ҳосил бўлади. Ҳақиқатда эса, икки қўшни ҳажмчани ажратиб турган ёқлардан ўтувчи ҳар бир оқим қўшилганда йиғиндида қарама-қарши ишора билан икки марта қатнашади (қўшни ҳажмчалар учун  $A_n$  катталик абсолют қиймати жиҳатидан бирдай, лекин ишораси



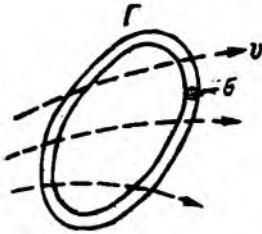
232- расм.

жиҳатидан турличадир). Шунинг учун ички тўсиқ орқали ўтувчи оқимлар ўзаро ейишади, фақат ҳажмчаларнинг ташқи ёқлари орқали ўтувчи оқимларгина компенсацияланмай қолади ва улар йиғиндиси  $S$  сирт орқали ўтувчи оқимни беради.

Шундай қилиб, биз қуйидаги Остроградский—Гаусс теоремаси деб юритиладиган муносабатга келамиз:

$$\oint_S A_n ds = \int_V \operatorname{div} A dV \quad (107.5)$$

Энди яна сиқилмайдиган идеал суюқлик оқимига қайтамыз. Берк чизиқ —  $\Gamma$  контурни кўз олдимишга келтирайлик. Суюқлик  $\Gamma$  контурни ўз ичига олган ўзгармас кесимли жуда ингичка каналдан ташқари бутун ҳажм бўйича қандайдир усул билан бир онга қотирилган деб фараз қиламиз (233-расм).



233- расм

Бу каналдаги суюқлик оқим характериға қараб (тезлик вектори майдоннинг характериға қараб)  $\vec{v}$  ҳаракатсиз бўлади,  $\vec{v}$  шу контур бўйича мавжуд икки йўналишнинг бирида ҳаракат қилади (айланади). Бу ҳаракатнинг ўлчови сифатида каналдаги суюқлик тезлигининг контур узунлиги  $l$  га бўлган кўпайтмасига тенг катталиқ оламиз. Бу катталиқни  $\vec{v}$  векторнинг  $\Gamma$  контур бўйича циркуляцияси деб атаган эдик<sup>1)</sup>. Шундай қилиб,

$$\vec{v} \text{ нинг } \Gamma \text{ бўйича циркуляцияси} = \oint \vec{v} l$$

(фараз қилганимизга кўра каналнинг кесими ўзгармас бўлгани учун тезлик модули  $v = \text{const}$ ). Деворлар қотган пайтда каналдаги суюқлик зарралари тезлигининг деворга перпендикуляр ташкил этувчиси йўқолади ва фақат унинг контурга уринма  $v_t$  ташкил этувчиси қолади. Бу ташкил этувчи  $d\vec{r}_t$  импульсга боғлиқдир. Бу импульс каналнинг  $dl$  қисмидаги заррачалар учун  $\rho \vec{v}_t dl$  қийматга эга (бунда  $\rho$ —суюқлик зичлиги,  $\rho$ —каналнинг кўндаланг кесим юзи). Суюқлик идеал бўлгани учун канал деворлари  $d\vec{r}_t$  нинг катталигини эмас, балки йўналишини ўзгартириши мумкин. Суюқлик зарраларининг ўзаро таъсири улар орасида импульснинг шундай қайта тақсимланишига олиб келадики, натижада ҳамма зарраларнинг тезлиги тенглашади. Бунда импульсларнинг алгебраик йиғиндиси ўзгармайди: ўзаро таъсирлашувчи зарралардан бирининг

<sup>1)</sup> Циркуляция маъносини бундан тушунтириш гоёси Фейнман лекцияларидан олинган („Фейнмановские лекции по физике“ га қаранг, 5- чиқиши, 17-бет, „Мир“, 1966).

олган импульси, иккинчи зарранинг йўқотган импульсига тенг. Бу эса

$$\rho \sigma v l = \oint \rho \sigma v_l dl$$

эканлигини билдиради, бу ерда  $\sigma$ —циркуляция тезлиги,  $v_l$  эса  $\sigma dl$  ҳажмдаги суюқлик тезлигининг канал деворлари қотмасдан аввалги уринма ташкил этувчиси.

Юқоридаги ифодани  $\rho \sigma$  га қисқартириб, қуйидагини оламиз:

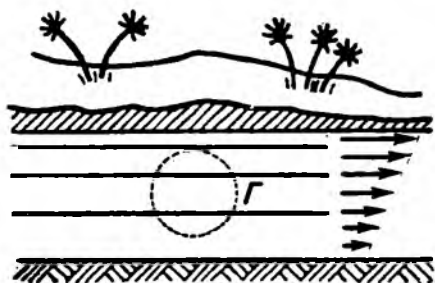
$$v \text{ нинг } \Gamma \text{ бўйича циркуляцияси} = v l = \oint v_l dl.$$

Исталган  $A$  векторнинг ихтиёрий  $\Gamma$  контур бўйича циркуляциясини ҳам худди шунга ўхшаш йўл билан аниқлаш мумкин:

$$A \text{ нинг } \Gamma \text{ бўйича циркуляцияси} = \bar{A}_l l = \oint A_l dl, \quad (107.6)$$

бу ерда  $\bar{A}_l$ —  $A$  вектор уринма ташкил этувчисининг контур бўйича ўртача қиймати.

Циркуляция нолдан фарқли бўлиши учун вектор чизиқлар берк ёки ҳеч бўлмаса контурни айланиб ўтиш йўналишида эгрилган бўлиши керак деб ўйлаш мумкин. Бундай фараз нотўғри эканлигига ишонч ҳосил қилиш қийин эмас. Суюқ-



234- расм.

ликнинг дарёдаги ламинар оқимини қараб чиқайлик. Дарё тубида суюқликнинг тезлиги нолга тенг ва сувнинг сиртига яқинлашган сари тезлик ортиб боради (234- расм). Оқим чизиқлари ( $v$  вектор чизиқлари) тўғри чизиқлидир. Шунга қарамай  $v$  векторнинг пунктир чизиқ билан тасвирланган контур бўйича циркуляцияси, равшанки, нолдан фарқли бўлади.

Циркуляция кўндаланг  $\Gamma$  контур ўлчамлари тартибдаги соҳа бўйича ўртачаланган майдон хоссаларини характерлайди. Майдоннинг  $P$  нуқтадаги хоссаларининг характеристикасини олиш учун  $\Gamma$  контурни  $P$  нуқтага тортиб ўлчамини кичрайти-

риш лозим. Бироқ бунда циркуляциянинг ўзи нолга айланади. Ҳақиқатан,  $A_1$  нинг ўртача қиймати чеклидир, контурнинг  $l$  узунлиги эса лимитда нолга айланади. Демак,  $\bar{A}_1 l$  кўпайтма ҳам нолга айланади. Шунинг учун  $A$  вектор майдоннинг  $P$  нуқтадаги характеристикаси сифатида  $P$  нуқтага тортилувчи ясси  $\Gamma$  контур бўйича олинган  $A$  вектор циркуляциясининг контур юзи  $S$  га нисбатининг лимитини олиш мақсадга мувофиқ<sup>1)</sup>:

$$\lim_{S \rightarrow P} \frac{A \text{ нинг } \Gamma \text{ бўйича циркуляцияси}}{S} \quad (107.7)$$

Бироқ (107.7) лимитни ҳисоблашда қуйидаги мураккабликни пайқаймиз: бу лимитнинг катталиги майдоннинг  $P$  нуқтадаги хоссаларигагина эмас, балки шунингдек, контурнинг контур текислигига ўтказиладиган мусбат  $n$  нормаль йўналиши билан берилиши мумкин булган фазодаги ориентациясига ҳам боғлиқдир (интеграллашда контурни ўнг винт қондаси бўйича айланиб ўтиш йўналиши билан боғлиқ булган нормаль мусбат ҳисобланади). (107.7) лимитни битта  $P$  нуқтанинг ўзида  $n$  нинг турли йўналишлари учун ҳисоблаб, турли хил қийматларни оламиз, бунда қарама-қарши йўналишлар учун олинган қийматлар фақат ишораси билан фарқ қилади ( $n$  нормаль йўналишининг қарама-қарши ўзгариши интеграллашда контурни айланиб ўтиш йўналишининг ўзгаришига эквивалентдир, бу эса циркуляция ишорасининг ўзгаришига олиб келади, холос. Нормалнинг бирор йўналиши учун (107.7) катталик берилган нуқтада максимал бўлади.

Шундай қилиб, (107.7) катталик бирор векторнинг циркуляция олинаётган контур текислигига ўтказилган нормалдаги проекциясига ўхшайди. (107.7) катталикнинг максимал қийматини шу векторнинг модули белгилайди, максимал қийматга эришилган вақтдаги мусбат  $n$  нормалнинг йўналиши эса шу векторнинг йўналишини беради. Бу вектор  $A$  векторнинг ротори (ёки уюрмаси) дейилади. У  $\text{rot } A$  символ билан белгиланади. Шу белгидан фойдаланиб, (107.7) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

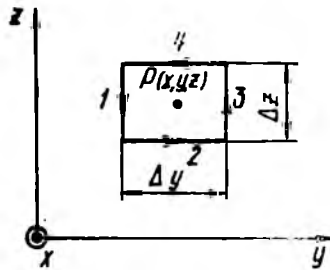
$$\lim_{S \rightarrow P} \frac{A \text{ нинг } \Gamma \text{ бўйича циркуляцияси}}{S} = (\text{rot } A)_n \quad (107.8)$$

Бу ерда  $(\text{rot } A)_n$  деганда  $\text{rot } A$  векторнинг  $\Gamma$  контур ўз ичига олган  $S$  юзага ўтказилган мусбат нормалдаги проекцияси тушунилади.

(107.8) ифода  $\text{rot } A$  векторнинг таърифи бўлиб хизмат қила олади. Бундан ротор  $P$  нуқтанинг вектор функцияси эканлиги келиб чиқади.

<sup>1)</sup> Дивергенция ҳолида эса сирт бўйича олинган интегрални шу сирт ўз ичига олган ҳажмга нисбати олинади. Ушбу ҳолда контур бўйича олинган интегрални шу контур ўраб турган сиртга нисбати олинади

(107.8) координаталар системасининг танланишига боғлиқ бўлмаган энг умумий ифода ҳисобланади. Бу муносабатнинг  $\text{rot } \mathbf{A}$  векторнинг Декарт координаталар системаси ўқларидаги проекцияси учун ифодасини топиш учун (107.8) катталикнинг  $S$  юзачанинг шундай ориентациядаги қийматини аниқлаш керакки, бу ориентацияда  $S$  юзага ўтказилган  $\mathbf{n}$  нормаль  $x, y, z$  ўқлардан бирига мос келсин. Масалан, агар  $\mathbf{n}$  векторни  $x$  ўқи бўйича йўналтирсак,  $y$  ҳолда (107.8) ифода  $(\text{rot } \mathbf{A})_x$  га айланади. Бу ҳолда  $\Gamma$  контур уз координата текислигига параллел текисликда ётади. Бу контурни томонлари  $\Delta y$  ва  $\Delta z$  бўлган тўғри тўртбурчак шаклида оламиз (235-расм; бу расмда  $x$  ўқи бизга томон йўналган; расмда кўрсатилган контурни айланиб ўтиш йўналиши  $x$  ўқининг йўналишига боғлиқ бўлиб, ўнг винт қондасидан топилади). Лимитда  $S \rightarrow P$  ўтишни назарда тутиб,  $A_y$  ва  $A_z$  ларни контур тўртала томонининг ҳар бирида ўзгармас деб ҳисоблаш мумкин. Контурнинг 1 қисми йўналиш бўйича  $z$  ўқига қарама-қаршидир. Шунинг учун бу қисмда  $A_z$  катталик  $-A_{z1}$  билан мос келади (бу ерда 1 индекс  $A_z$  катталик 1 қисм жойлашган жойда олинаётганини кўрсатади). Шунга ўхшаш талқин қилиб 2, 3 ва 4 қисмларда  $A_z$  мос ҳолда  $A_{y2}, A_{z3}$  ва  $A_{y4}$  ларга тенг эканлигини топамиз. Пировардида циркуляция учун қўйидаги қийматни топамиз:



235-расм.

$$(A_{z3} - A_{z1}) \Delta z - (A_{y4} - A_{y2}) \Delta y. \quad (107.9)$$

$A_{z3} - A_{z1}$  айирма  $A_z$  нинг  $y$  ўқи бўйича  $\Delta y$  га силжигандаги орттирмасидир.  $\Delta y$  жуда кичик бўлгани сабабли бу орттирмани  $\frac{\partial A_z}{\partial y} \Delta y$  кўринишда тасаввур қилиш мумкин. Худди шунга ўхшаш  $A_{y4} - A_{y2}$  айирмани  $\frac{\partial A_y}{\partial z} \Delta z$  кўринишда тасаввур қилиш мумкин. Бу ифодаларни (107.9) га қўйиб ва умумий кўпайтувчини қавсдан ташқарига чиқариб, қўйидагини ҳосил қиламиз:

$$\mathbf{A} \text{ нинг циркуляцияси} = \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \Delta y \Delta z = \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \Delta S,$$

бу ерда  $\Delta S$ —контурнинг юзи. Циркуляцияни  $\Delta S$  га бўлиб,  $\text{rot } \mathbf{A}$  нинг  $x$  ўқидаги проекцияси учун қўйидаги ифодани топамиз:

$$(\text{rot } \mathbf{A})_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \quad (107.10)$$

(биз лимитдаги  $S \rightarrow P$  ўтишни олдиндан биламиз, чунки контурнинг ҳар бир қисмида  $A_y$  ва  $A_z$  ўзгармас деб фараз қил-

ган эдик). Худди шундай мулоҳаза юритиб, қўйидагиларни топиш мумкин:

$$(\text{rot } \mathbf{A})_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \quad (107.11)$$

$$(\text{rot } \mathbf{A})_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}. \quad (107.12)$$

Бу (107.10)–(107.12) ифодалардан исталганини ўзидан аввалги ифодадан келтириб чиқариш мумкин [(107.10) учун аввалги ифода (107.12) ҳисобланади]. Бу координаталарни циклик ўзгартириш, яъни координаталар алмаштириш йўли билан қўйидаги схема бўйича амалга оширилади:



Шундай қилиб,  $\mathbf{A}$  векторнинг ротори Декарт координаталар системасида қўйидагича ифодаланади:

$$\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{i} \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \mathbf{j} \left( \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \mathbf{k} \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right). \quad (107.13)$$

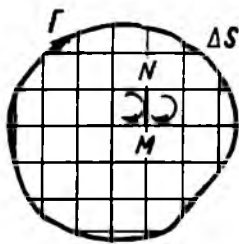
Бу ифоданинг ихчамроқ ёзувини кейинроқ кўрсатамиз.

$\mathbf{A}$  векторнинг бирор  $S$  сиртнинг ҳар бир нуқтасидаги ротор ифодасини билган ҳолда шу векторнинг  $S$  сиртни чегаралаган контур бўйича циркуляциясини ҳисоблаш мумкин. Бунинг учун  $S$  сиртни жуда кичик  $\Delta S$  элементларга бўлиб чиқамиз.  $\mathbf{A}$  векторнинг  $\Delta S$  ни чегаралаган контур бўйича циркуляциясини (107.8) га мувофиқ қўйидаги кўрinishда бериш мумкин:

$$\mathbf{A} \text{ нинг циркуляцияси} = (\text{rot } \mathbf{A})_n \Delta S,$$

бу ерда  $\mathbf{n}$  —  $\Delta S$  сирт элементига ўтказилган мусбат нормаль. Бу ифодаларни бутун  $S$  сирт бўйича йиғсак, ўнг томонда

$\int_S (\text{rot } \mathbf{A})_n dS$  ифодани, чап томонда эса  $\mathbf{A}$  векторнинг  $\Gamma$  контур бўйича циркуляциясини оламиз. Ҳақиқатан, сиртнинг қўшни элементларини ажратиб турувчи кесмаларга тўғри келувчи  $A_1 \Delta l$  ҳадларни қўшганда бу ҳадлар ўзаро ейишади. Масалан,  $MN$  нинг чап томонидаги  $\Delta S$  учун циркуляция  $N \rightarrow M$  йўналишда олинади,  $MN$  дан ўнг томондаги  $\Delta S$  учун эса шу қисмининг ўзини  $M \rightarrow N$  йўналишдаги циркуляцияси олинади (236-расм). Демак,  $MN$  га тўғри келувчи қўшни элементларнинг юзачалари учун  $A_1 \Delta l$  ҳадлар фақат ишораси билан фарқ қилади ва улар қўшилганда нолни



236- расм.

берилади. Бунда фақат алоҳида контурларнинг ташқи қисмлари (бу тун  $S$  сиртга нисбатан) учун олинган  $A_l \Delta l$  қўшилувчи ҳаётларгина компенсацияланмаган бўлади ва уларнинг йиғиндисини  $\oint A_l dl$  ни беради.

Шундай қилиб, биз

$$\oint A_l dl = \int_S (\text{rot } \mathbf{A})_n dS \quad (107.14)$$

муносабатга эга бўлдик, бу ифода Стокс теоремаси деб юритилади.

Векторлар анализи формулаларини ёзишда векторий дифференциал оператордан фойдаланилса, формулалар анча соддалашади. Бу оператор  $\nabla$  (набла) символ билан белгиланади ва набла оператор ёки Гамильтон оператори деб аталади. Бу оператор ташкил этувчилари  $\frac{\partial}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial}{\partial y}$  ва  $\frac{\partial}{\partial z}$  бўлган вектордир. Демак,

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (107.15)$$

Бу вектор узича маълум маънога эга эмас. У скаляр ёки вектор функциялар билан биргаликда маънога эга бўлиб, бу функцияларга символик равишда кўпайтирилади. Масалан,  $\nabla$  вектор  $\varphi$  скаляр катталikka кўпайтирилса,

$$\nabla \varphi = \mathbf{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (107.16)$$

вектор ҳосил бўлади, биламизки (11-§ га қ.), бу вектор  $\varphi$  функциянинг градиенти деб аталади.

Агар  $\nabla$  векторни  $\mathbf{A}$  векторга скаляр кўпайтирсак,

$$\nabla \mathbf{A} = \nabla_x A_x + \nabla_y A_y + \nabla_z A_z = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \quad (107.17)$$

скаляр катталик ҳосил бўлади, бу эса  $\mathbf{A}$  векторнинг дивергенциясидир [(107.4) га қ.]

Ниҳоят, агар  $\nabla$  ни  $\mathbf{A}$  векторга вектор кўпайтирсак, ташкил этувчилари  $[\nabla \mathbf{A}]_x = \nabla_y A_z - \nabla_z A_y$ ,  $\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}$  ва ҳоказо бўлган вектор ҳосил бўлади, бу  $\text{rot } \mathbf{A}$  нинг ташкил этувчиларига мос келади [(107.10) — (107.12) ларга қ.]. Демак, вектор кўпайтмани детерминант ёрдамида ёзилган ифодасидан фойдаланган ҳолда қуйидагини ёзиш мумкин:

$$\text{rot } \mathbf{A} = [\nabla \mathbf{A}] \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}. \quad (107.18)$$

$\nabla$  вектордан фойдаланганда шуни эсда тутиш керакки, бу вектор ўзидан ўнг томонда турган ҳамма функцияга таъсир қилувчи дифференциал оператор ҳисобланади. Шунинг учун  $\nabla$  ни ўз ичига олган ифодаларни ўзгартиришда векторлар алгебрасининг қоидалари каби дифференциал ҳисоб қоидаларини ҳам ҳисобга олиш керак. Масалан,  $\varphi$  ва  $\psi$  функциялар кўпайтмасининг ҳосиласи

$$(\varphi\psi)' = \varphi'\psi + \varphi\psi'$$

га тенг. Шунга мувофиқ

$$\text{grad}(\varphi\psi) = \nabla(\varphi\psi) = \psi\nabla\varphi + \varphi\nabla\psi = \psi\text{grad}\varphi + \varphi\text{grad}\psi.$$

Бирор  $\varphi$  функциянинг градиенти вектор функциядир. Шунинг учун унга дивергенция операциясини ҳам, ротор операциясини ҳам қўллаш мумкин:

$$\begin{aligned} \text{div grad } \varphi &= \nabla(\nabla\varphi) = (\nabla\nabla)\varphi = (\nabla_x^2 + \nabla_y^2 + \nabla_z^2)\varphi = \\ &= \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} = \Delta\varphi \end{aligned} \quad (107.19)$$

(бунда  $\Delta$  — Лаплас оператори),

$$\text{rot grad } \varphi = [\nabla, \nabla\varphi] = [\nabla, \nabla]\varphi = 0, \quad (107.20)$$

чунки бирор векторнинг ўз-ўзига вектор кўпайтмаси нолга тенг.

Электростатик майдон  $\mathbf{E}$  ни  $\varphi$  погенциалнинг градиенти кўринишида ёзиш мумкин [(11.3) формулага қ.]. (9.2) формулага кўра электростатик майдоннинг исталган контур бўйича циркуляцияси нолга тенг, бу эса (107.20) га мос келади.

$\mathbf{A}$  векторнинг ротори нуқтанинг вектор функцияси бўлади. Демак,  $\mathbf{A}$  векторнинг роторига дивергенция ва ротор операцияларини қўллаш мумкин:

$$\text{div rot } \mathbf{A} = \nabla[\nabla\mathbf{A}] = 0 \quad (107.21)$$

(векторлар алгебрасидан маълумки, векторларнинг аралаш кўпайтмаси шу векторлардан тузилган параллелепипед ҳажмига тенг; агар шу векторлардан икkitаси устма-уст тушса, у ҳолда параллелепипед ҳажми нолга тенг бўлади),

$$\begin{aligned} \text{rot rot } \mathbf{A} &= [\nabla, [\nabla\mathbf{A}]] = \nabla(\nabla\mathbf{A}) - (\nabla\nabla)\mathbf{A} = \\ &= \text{grad div } \mathbf{A} - \Delta\mathbf{A} \end{aligned} \quad (107.22)$$

[биз бу ерда  $[\mathbf{A}, [\mathbf{B}\mathbf{C}]] = \mathbf{B}(\mathbf{A}\mathbf{C}) - \mathbf{C}(\mathbf{A}\mathbf{B})$  формуладан фойдаландик].

(107.21) формуладан ротор майдонининг манбага эга эмаслиги, бундай майдон чизиқлари эса берк ёки чексизликка тарқалиши келиб чиқади. Магнит майдони чизиқлари ҳам худди шундай хоссага эга. Бу эса  $\mathbf{B}$  магнит индукция векторининг

## 108-§. Максвелл тенгламалари

Силжиш токининг кашф қилиниши Максвеллга электр ва магнит ҳодисаларининг ягона назариясини яратиш имконини берди. Бу назария ўша вақтда маълум бўлган барча экспериментал фактларни тушунтириб берди ва мавжуд эканлиги кейинроқ тасдиқланган бир қатор янги ҳодисаларни олдиндан айтиб берди. Максвелл назариясининг асосий натижаси ёруғлик тезлигида тарқалувчи электромагнит тўлқинлар мавжудлигининг исбот қилиниши эди. Бу тўлқинларнинг хоссаларини назарий текшириш Максвеллни ёруғликнинг электромагнит назариясини яратишга олиб келди.

Назариянинг асосини Максвелл тенгламалари ташкил қилади. Механикада Ньютон қонунлари, термодинамикада асосий қонунлар (бош қонунлар) қандай роль ўйнаса, электромагнитизмни ўрганишда Максвелл тенгламалари шундай роль ўйнайди.

Максвелл тенгламаларининг биринчи жуфтини (103.6) ва (44.1) тенгламалар ташкил қилади. Қулайлик учун уларни қайта ёзамиз:

$$\oint E_t dl = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS, \quad (108.1)$$

$$\oint_S B_n dS = 0. \quad (108.2)$$

Бу тенгламаларнинг биринчиси  $E$  нинг қийматларини  $B$  векторнинг вақт бўйича ўзгариши билан боғлайди ва электромагнит индукция қонунини ифодалайди. Иккинчи тенглама  $B$  векторнинг куч чизиқлари берк эканлигини (ёки чексизликка кетишини) акс эттиради.

Максвелл тенгламаларининг иккинчи жуфтини (105.4) ва (16.6) тенгламалар ташкил қилади:

$$\oint H_t dl = \int_S j_n dS + \int_S \left( \frac{\partial D}{\partial t} \right)_n dS, \quad (108.3)$$

$$\oint_S D_n dS = \int_V \rho dV \quad (108.4)$$

<sup>1)</sup> Биз аввалги ҳамма формулаларда  $A$  символ билан ихтиёрый векторни белгилан эдик. Магнит майдоннинг вектор потенциалини  $A$  символ билан белгилаш қабул қилинган.

(бу ерда ва келгусида  $j$  ни ўтказувчанлик токининг зичлиги деб тушунилади).

Биринчи тенглама ўтказувчанлик токи билан силжиш токи ва улар юзага келтирган магнит майдони орасидаги боғланишни аниқлайди. Иккинчи тенглама  $\mathbf{D}$  векторнинг куч чизиқлари заряддан бошланиб, зарядда тугаши мумкин эканлигини кўрсатади.

(108.1 — (108.4) тенгламалар Максвеллнинг интеграл шаклдаги тенгламаларидир. Улар  $\mathbf{E}$  ёки  $\mathbf{H}$  нинг бирор контур бўйича олинган қийматлари билан  $\mathbf{B}$  (мос ҳолда  $\mathbf{D}$ ) нинг сиртнинг контурга тегиб турган нуқтадаги қийматлари орасидаги боғланишни беради. Векторлар анализи теоремаларидан фойдаланиб интеграл шаклдаги тенгламалардан дифференциал шаклдаги тенгламаларга ўтиш мумкин. Дифференциал шаклдаги тенгламалар бирор нуқтадаги  $\mathbf{E}$  ёки  $\mathbf{H}$  нинг қиймати билан фазонинг шу нуқтасидаги  $\mathbf{B}$  (мос ҳолда  $\mathbf{D}$ ) нинг қиймати орасидаги боғланишни беради.

(108.1) формуланинг чап томони учун Стокс теоремасини қўлаймиз [(107.14) га қ.]. Бунда  $(\text{rot } \mathbf{E})_n$  функциянинг интегралли олинандиган сирт сифатида тенгламанинг ўнг томонидаги интеграл олинаётган сиртнинг ўзи олинади. У ҳолда 108.1) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$\int_S (\text{rot } \mathbf{E})_n dS = - \int_S \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS.$$

Ҳар иккала интеграл ҳам битта сирт бўйича олинмоқда. Шунинг учун олинган тенгликни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\int_S \left( \text{rot } \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right)_n dS = 0.$$

Бу тенглик ихтиёрий танланган  $S$  интеграллаш сирти учун бажарилиши керак, равшанки, бу шарт интегралостидаги ифода фазонинг исталган нуқтасида ихтиёрий ориентацияланган  $dS$  юзача учун нолга тенг бўлган ҳолдагина бажарилиши мумкин. Шундай қилиб, фазонинг ҳар бир нуқтасида

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

тенглик бажарилади деган хулосага келамиз.

(108.3) формулага Стокс теоремасини қўлаб ва юқоридагидек мулоҳаза юритиб, қуйидагини топамиз:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}.$$

Энди (108.4) формуланинг чап қисмига Остроградский—Гаусс теоремасини [(107.5) формулага қ.] қўлаймиз. Натижада қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\int_V \operatorname{div} \mathbf{D} dV = \int_V \rho dV.$$

Интеграл олиндиган ҳажм ихтиёрий танланган бўлса, юқоридаги муносабат ҳар иккала қисмдаги интеграл остидаги ифодалар фазонинг ҳар бир нуқтасида бирдай қийматга эга бўлган ҳолдагина бажарилади, яъни:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho.$$

Остроградский—Гаусс теоремасини (108.2) формулага қўласак, қуйидаги ифодани оламиз:

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0.$$

Шундай қилиб, Максвелл тенгламалари дифференциал шаклда қуйидагича ёзилади:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (108.5)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad (108.6)$$

(тенгламаларнинг биринчи жуфти),

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (108.7)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho \quad (108.8)$$

(тенгламаларнинг иккинчи жуфти).

Бу тенгламаларни ечишда уларни ташкил қилган катталиклар орасида мавжуд бўлган қуйидаги муносабатлардан фойдаланилади:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \quad (108.9)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (108.10)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}. \quad (108.11)$$

Еттита тенглама (108.5) — (108.11) нинг жами тинч ҳолатдаги муҳит электродинамикасининг асосини ташкил қилади.

(108.5) ва (108.7) тенгламаларни координата ўқларига проекциялаб, ҳар бир вектор тенглама ўрнига учта скаляр тенглама оламиз. (107.10) — (107.12) формулаларни эътиборга олиб, қуйидагиларни ёза оламиз:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{\partial B_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (108.12)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j_x + \frac{\partial D_x}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j_y + \frac{\partial D_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (108.13)$$

(107.4) муносабатдан фойдаланиб, (108.6) ва (108.8) тенгламаларни скаляр кўрнишида қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (108.14)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho. \quad (108.15)$$

Гаусс системасида Максвелл тенгламалари қуйидаги кўрнишига эга бўлади:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (108.16)$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 4\pi\rho. \end{aligned} \right\} \quad (108.17)$$

## ЭЛЕКТРОМАГНИТ ТҮЛҚИНЛАР

## 109-§. Тўлқин тенглама

Биз аввалги бобда ўзгарувчан электр майдони магнит майдонини юзага келтиради, магнит майдони ҳам, умуман айтганда, ўзгарувчан эканлигини тушунтирган эдик<sup>1)</sup>. Бу ўзгарувчан магнит майдони, ўз навбатида электр майдонини юзага келтиради ва ҳоказо. Шундай қилиб, зарядлар ёрдамида ўзгарувчан электр ёки магнит майдони уйғотилса, атроф фазода нуқтадан-нуқтага тарқалувчи электр ва магнит майдонларининг кетма-кет узаро алмашуви солид бўлади. Бу процесс фазода ҳам вақт бўйича даврий бўлади, демак, тўлқиндан иборат бўлади. Электромагнит тўлқинлар мавжудлиги тўғрисидаги хулоса ҳам Максвелл тенгламаларидан келиб чиқишини қуйида кўрсатамиз.

Киригувчанлик доимийлари  $\epsilon$  ва  $\mu$  бўлган бир жинсли нейтрал ( $\rho = 0$ ) ўтказмас ( $\mathbf{j} = 0$ ) муҳит учун Максвелл тенгламаларини ёзамиз. Бу ҳолда

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = \mu\mu_0 \operatorname{div} \mathbf{H} \quad \text{ва} \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = \epsilon\epsilon_0 \operatorname{div} \mathbf{E}.$$

Демак, (108.5) — (108.8) тенгламалар қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (109.1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (109.2)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (109.3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \quad (109.4)$$

<sup>1)</sup> Ҳосил бўлган магнит майдони ўзгармас бўлиши учун махсус шарт:

$$\dot{\mathbf{D}} = \operatorname{const}$$

бажарилиши зарур.

(109.1) тенгламага  $\text{rot}$  операциясини қўлаймиз

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) = -\mu\mu_0 \text{rot} \left( \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right). \quad (109.5)$$

Бу ерда  $\text{rot}$  симболи координаталар бўйича дифференциаллашни билдиради. Координаталар ва вақт бўйича дифференциаллаш тартибини ўзгартириб,  $\text{rot} \left( \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) = \frac{\partial}{\partial t}(\text{rot } \mathbf{H})$  деб ёзиш мумкин. (109.5) тенгламада шу алмаштиришни қўллаб ва ҳосил бўлган ифодага  $\text{rot } \mathbf{H}$  нинг (109.3) даги қийматини қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (109.6)$$

(109.3) тенгламага  $\text{rot}$  операциясини қўллаб ва юқоридагига ўхшаш алмаштиришлар бажариб, қуйидаги тенгламага келамиз:

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{H}) = -\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (109.7)$$

(107.22) га мувофиқ  $\text{rot rot } \mathbf{E} = \text{grad div } \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E}$ . (109.4) тенглама орқали ифодаланган шарт бажарилганда, бу тенгликнинг биринчи ҳади нолга айланали. Демак, (109.6) формуланинг чап қисми  $-\Delta \mathbf{E}$  кўринишда ёзилиши мумкин. Ҳосил бўлган формуланинг чап ва ўнг томонидаги минус ишорани ташлаб юбориб, ушбу тенгламага келамиз:

$$\Delta \mathbf{E} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

ёки  $\Delta \mathbf{E}$  ни ёйиб ёзсак,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (109.8)$$

Шунга ўхшаш йўл билан (109.7) тенгламани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}. \quad (109.9)$$

(109.8) ва (109.9) тенгламалар ўзаро ажралмас боғланишга эга эканлигини эслатиб ўтамиз, чунки улар ҳар бирида ҳам  $\mathbf{E}$ , ҳам  $\mathbf{H}$  бўлган (109.1) ва (109.3) тенгламалардан олинган.

Қуйидаги

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$$

кўринишдаги тенглама тўлқин тенгламани ифодалайди [I т., 80-§ га қ.]. Бундай тенгламани қаноатлантирувчи ҳар қандай функция бирор тўлқинни ифодалайди, бунда  $\frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$  нинг олдида-

ги коэффициентга тескари бўлган катталикнинг квадрат илдиздан чиқарилган қиймати шу тўлқиннинг фазавий тезлигини беради. Шундай қилиб, (109.8) ва (109.9) тенгламалар электромагнит майдонлар фазавий тезлиги

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (109.10)$$

га тенг бўлган электромагнит тўлқинлар кўринишида мавжуд бўлиши мумкин эканлигини кўрсатади.

Вакуум учун шу тенгламадан

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi \cdot 10^{-7}}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/сек} = c$$

ни ҳосил қиламиз [ $\epsilon_0$  ва  $\mu_0$  лар учун ёзилган (4.2) ва (38.3) қийматларга қ.].

Шундай қилиб, электромагнит тўлқинларнинг вакуумдаги фазавий тезлиги ёруғлик тезлигига тенг экан.

Гаусс системасида

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (109.11)$$

### 110-§. Ясси электромагнит тўлқин

Ясси электромагнит тўлқиннинг бир жинсли ўтказмас муҳитда ( $\rho = 0$ ,  $\mathbf{j} = 0$ ,  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ ,  $\epsilon$  ва  $\mu$  — ўзгармас) тарқалишини текширамиз.  $x$  ўқини тўлқин сиртга перпендикуляр йўналтирамиз.  $Y$  ҳолда  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$ , демак, уларнинг ташкил этувчилари ҳам  $y$  ва  $z$  координаталарга боғлиқ бўлмайди. Шунинг учун (108.12) — (108.15) тенгламалар соддалашиб, қуйидаги кўринишга келади:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_x}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \end{aligned} \right\} \quad (110.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_x}{\partial t} &= 0, \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\epsilon_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \epsilon_0 \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (110.2)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0, \quad (110.3)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0. \quad (110.4)$$

(110.2) тенгламаларнинг биринчиси ва (110.4) тенглама  $E_x$  ташкил этувчи  $t$  га ҳам,  $x$  га ҳам боғлиқ бўла олмаслигини кўрсатади. (110.1) тенгламаларнинг биринчиси ва (110.3) тенглама ҳам  $H_z$  учун худди шундай натижа беради. Шундай қилиб,  $E_x$  ва  $H_x$  ларнинг нолдан фарқи бўлиши, тўлқиннинг электромагнит майдонига қўшилувчи фақат ўзгармас бир жинсли майдонгагина боғлиқ бўлиши мумкин. Майдоннинг ўзи  $x$  ўқи бўйича ташкил этувчиларга эга эмас, яъни  $\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар тўлқин тарқалишига перпендикуляр — бу электромагнит тўлқинлар кўндаланг тўлқинлардир. Келгусида биз ўзгармас майдон йўқ ва  $E_x = H_x = 0$  деб фараз қиламиз.

(110.1) ва (110.2) ларнинг охириг иккита тенгламасини ўзаро боғлиқ бўлмаган иккита группага бирлаштириш мумкин:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, \end{aligned} \right\} \quad (110.5)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial x} &= \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \right\} \quad (110.6)$$

Биринчи группа  $E_y$  ва  $H_z$  ташкил этувчиларни, иккинчиси эса  $E_z$  ва  $H_y$  ташкил этувчиларни ўзаро боғлайди. Дастлаб у ўқи бўйича йўналган  $E_y$  ўзгарувчан электр майдони ҳосил қилинган деб фараз қилайлик. (110.5) нинг иккинчи тенгламасига мувофиқ бу майдон  $z$  ўқи бўйича йўналган  $H_z$  магнит майдонини ҳосил қилади. (110.5) нинг биринчи тенгламасига мувофиқ  $H_z$  майдон  $E_y$  электр майдонини ҳосил қилади ва ҳоказо. Бунда  $t_z$  майдон ҳам,  $H_y$  майдон ҳам ҳосил бўлмайди. Худди шунга ўхшаш, агар дастлаб  $E_z$  майдон ҳосил қилинган бўлса, у ҳолда (109.6) тенгламаларга биноан,  $E_z$  майдонни уйғотувчи  $H_y$  майдон пайдо бўлади ва ҳоказо. Бу ҳолда  $E_x$  ва  $H_x$  майдонлар ҳосил бўлмайди. Шундай қилиб, ясси электромагнит тўлқинни ифодалаш учун (110.5) ва (110.6) тенгламалар системасидан бирини олиш кифоя, фақат бунда бошқа тенгламалар системасида қатнашувчи ташкил этувчиларни нолга тенг деб олиш керак.

Тўлқинни тавсифлаш учун (110.5) тенгламани оламиз ва  $E_z = H_y = 0$  деб фараз қиламиз. Биринчи тенгламани  $x$  бўйича дифференциаллаймиз ва  $\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial H_z}{\partial x}$  алмаштиришни бажарамиз. Сўнгра иккинчи тенгламадан  $\frac{\partial H_z}{\partial x}$  нинг қийматини қўйиб,  $E_y$  учун тўлқин тенгламани ҳосил қиламиз:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}. \quad (110.7)$$

(110.5) тенгламанинг иккинчисини  $x$  бўйича дифференциаллаб, юқоридагига ўхшаш алмаштиришлардан сўнг  $H_z$  учун тўлқин тенглама топамиз:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (110.8)$$

$E$  ва  $H$  нинг қолган ташкил этувчилари нолга тенг, шунинг учун  $E = E_y$  ва  $H = H_z$  эканлигини эслатиб ўтамиз. Биз (110.7) ва (110.8) тенгламаларда  $E$  ва  $H$  лардаги  $y$  ва  $z$  индексларни сақлаб қолдик, чунки улар  $E$  ва  $H$  векторларнинг ўзаро перпендикуляр  $y$  ва  $z$  ўқлар бўйича йўналганлигини кўрсатади.

(110.7) ва (110.8) тенгламалар (109.8) ва (109.9) тенгламаларнинг хусусий ҳолидир. (110.7) тенгламанинг энг оддий ечими қуйидаги функция бўлади:

$$E_y = E_m \cos(\omega t - kx + \alpha_1). \quad (110.9)$$

(110.8) тенгламанинг счими ҳам шунга ўхшаш;

$$H_z = H_m \cos(\omega t - kx + \alpha_2). \quad (110.10)$$

Бу формулада  $\omega$  — тўлқин частотаси,  $k$  — тўлқин сони,  $y$   $\omega/v$  га тенг.  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  — тебранишнинг  $x = 0$  координатали нуқталардаги бошланғич фазалари.

(110.9) ва (110.10) функцияларни (110.5) тенгламаларга қўямиз:

$$kE_m \sin(\omega t - kx + \alpha_1) = \mu \mu_0 \omega H_m \sin(\omega t - kx + \alpha_2),$$

$$kH_m \sin(\omega t - kx + \alpha_2) = \epsilon \epsilon_0 \omega E_m \sin(\omega t - kx + \alpha_1).$$

Тенглик бажарилиши учун  $\alpha_1$  ва  $\alpha_2$  бошланғич фазалар тенг бўлиши керак. Бундан ташқари, қуйидаги муносабатлар ўринли бўлиши керак:

$$kE_m = \mu \mu_0 \omega H_m,$$

$$\epsilon \epsilon_0 \omega E_m = kH_m.$$

Бу иккита тенгламани бир-бирига кўпайтириб, қуйидагини топамиз:

$$\epsilon \epsilon_0 E_m^2 = \mu \mu_0 H_m^2.$$

Шундай қилиб, электромагнит тўлқинда электр ва магнит векторларининг тебраниши бир хил фазада ( $\alpha_1 = \alpha_2$ ) бўлади, бу векторларнинг амплитудалари эса ушбу муносабат билан боғланган:

$$E_m \sqrt{\epsilon \epsilon_0} = H_m \sqrt{\mu \mu_0}. \quad (110.11)$$

(110.11) формуладан бўшлиқда тарқалаётган тўлқин учун  $E_m$  ва  $H_m$  ларнинг қиймати орасида қуйидаги муносабат мавжуд деган хулоса чиқади:

$$\begin{aligned} \frac{E_m}{H_m} &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = \\ &= \sqrt{(4\pi)^2 900} = 120\pi \approx 377. \end{aligned} \quad (110.12)$$

(110.11) формула Гаусс системасида куйидаги кўринишга эга:

$$E_m \sqrt{\epsilon} = H_m \sqrt{\mu}.$$

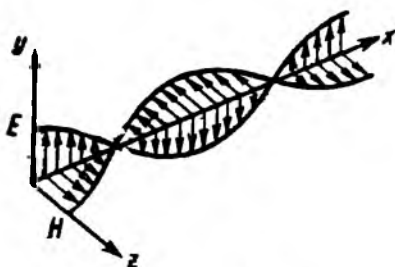
Демак, бўшлиқда  $E_m = H_m$  ( $E_m$  ни СГСЭ бирликда,  $H_m$  ни СГСМ бирликда ўлчанади).

(110.9) тенгламани у ўқнинг оргига ( $E_y j = E$ ), (110.10) тенгламани  $z$  ўқнинг оргига ( $H_z k = H$ ) кўпайтириб, вектор кўришидаги ясси электромагнит тўлқин тенгламасини оламиз:

$$\left. \begin{aligned} E &= E_m \cos(\omega t - kx), \\ H &= H_m \cos(\omega t - kx) \end{aligned} \right\} \quad (110.13)$$

(Биз  $a_1 = a_2$  деб фараз қилдик).

237-расмда ясси электромагнит тўлқиннинг „оний фотосурати“ кўрсатилган. Расмдан кўришиб турибдики,  $E$  ва  $H$  векторлар тўлқиннинг тарқалиш йўналиши билан ўнг винт системасини ҳосил қилади. Фазонинг маълум бир нуқтасидаги  $E$  ва  $H$  векторлар вақт ўтиши билан гармоник қонун бўйича ўзгаради. Улар бир вақтда нолдан бошлаб орта боради, сўнгра  $1/4$  давр ўтгач, энг катта қийматга эришади (бунда  $E$  юқорига йўналган бўлса, у ҳолда  $H$  ўнга йўналган бўлади; биз тўлқиннинг тарқалиш йўналиши бўйича қарамоқдамиз). Яна  $1/4$  давр ўтгач, ҳар иккала вектор бир вақтда нолга айланади. Сўнгра



237-расм.

яна энг катта қийматга эришади (лекин бу сафар  $E$  пастга йўналган,  $H$  эса — чапга). Ниҳоят, тебраниш даври тугагандан кейин векторлар яна нолга айланади.  $E$  ва  $H$  векторларнинг бундай ўзгаришлари фазонинг ҳар бир нуқтасида рўй беради, лекин улар фаза бўйича силжиган бўлиб, бу силжиш  $x$  ўқи бўйича ҳисобланувчи нуқталар орасидаги масофа билан белгиланади.

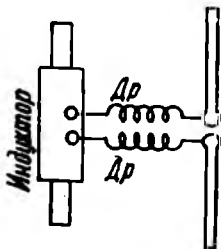
## 111-§. Электромагнит тўлқинларни экспериментал текшириш

Максвеллнинг электромагнит тўлқинлар мавжудлиги ҳақидаги назариясининг натижаларини 1888 йилда Герц экспериментал текширди. Герц тўлқинлар ҳосил қилиш учун ўзи ихтиро қилган учқун оралиқ билан ажралиб турувчи иккита стержендан иборат вибратордан фойдаланди (238-расм).

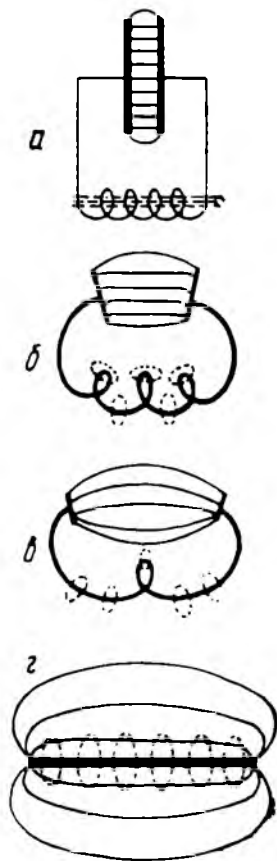
$C$  конденсатор ва  $L$  индуктив ғалтақдан тузилган тебраниш контурида электр майдони конденсатор қопламалари оралиғи-

да, магнит майдони эса ғалтак ичида тўпланади (239-а расм). Конденсатор ва ғалтакни ўраб турган фазода майдон амалда нолга тенг, шунинг учун тўлқинларнинг сезиларли тарқалиши содир бўлмайди. Тўлқинларнинг тарқалиши сезиларли роль ўйнаши учун майдон ҳосил бўладиган соҳани атроф фазодан ажратиш керак. Бунга эришиш учун конденсатор қопламалари орасидаги ва ғалтак ўрамлари орасидаги масофани узайтириш керак (239-б ва в расм). Натижада биз Герц вибраторининг ҳосил қиламиз (239-г расм). 239-а—г расмларда тасвирланган шакл ўзгартириш процессида контурнинг сифими ва индуктивлиги кескин камаяди, бу эса яна ҳам қулайлик яратади, чунки бундай ҳол частотанинг ортшига олиб келади [(99.2) формулага қ.], демак, тўлқин узунлиги камаяди. Кичик узунликдаги тўлқинлар билан эксперимент ўтказиш осон бўлади. Герц частотани  $10^8$  гц тартибга етказди ва узунлиги 10 дан 0,6 м гача бўлган тўлқинлар олди.

Тебраниш уйғотиш учун вибратор индукторга уланади (238-расм). Учқун оралқдаги кучланиш тешиш қийматиغا эриш-



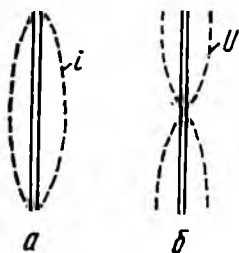
238- расм.



239- расм.

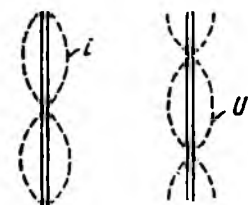
ганда, вибраторнинг ҳар иккала ярмини туташтирувчи учқун ҳосил бўлади (шунга кўра 239-г расмда вибратор ўртасидаги узилган қисм кўрсатилмаган). Натижада учқун учқунча давом этадиган эркин сунувчи тебранишлар ҳосил бўлган. Тебранишларда юзга келадиган юқори частотали токни индуктор чулғамига ўтказмаслик учун вибратор билан индук-

тор орасига  $DP$  дроссель, яъни катта индуктивликка эга бўлган ғалтак уланган (ўзгарувчан ток учун индуктив қаршилиқ  $\omega L$  га тенг). Учқун ўчгандан сўнг вибратор индуктордан яна заряд олади ва процесс янгидан қайтарилади. Шундай қилиб, Герц вибратори кетма-кет келувчи бир қатор кучсиз сўнувчи тўлқинларни уйғотган.



240- расм.

Вибраторда тебраниш вақтида ток ва кучланишнинг турғун тўлқинлари ҳосил бўлган. Ток кучи  $i$  (240-а расм) вибратор ўртасида максимал (ток дўнглиги) ва унинг учларида нолга айланган (ток тугунлари).  $U$  кучланиш вибратор ўртасида тугунга, учларида эса дўнгликларга эга (240-б расм). Шундай қилиб, вибратор асосий (яъни энг кичик частотада тебранаётган торга ўхшашдир. Вибратор тарқатаётган тўлқиннинг  $\lambda$  узунлиги вибратор узунлигидан тахминан икки марта катта. Шу сабабли бундай вибраторни ярим тўлқинли вибратор дейилади. Агар вибраторда частотаси икки марта катта бўлган мажбурий тебранишлар уйғотилса,



241- расм.

у ҳолда ток ва кучланишларнинг тақсимланиши 241-расмда тасвирланган кўринишда бўлади. Бу ҳолда вибратор биринчи обертоп частотасида тебранаётган торга ўхшайди.

Бундан гашқари, Герц тарқатилаётган тўлқинларни ўртасида унча катта бўлмаган учқун оралиққа эга бўлган ярим тўлқинли вибратор ёрдамида ҳам текширди. Бундай вибраторни тўлқин электр майдонининг кучланганлик векторига параллел жойлаштирилганда унда ток ва кучланиш тебранишлари уйғотилган. Вибраторнинг узунлиги  $\lambda/2$  га тенг бўлгани учун унда резонанс натижасида тебранишлар шундай интенсивликка эришадики, бунда учқун оралиқда унча катта бўлмаган учқунлар сакраши юзага келади<sup>1)</sup>.

Герц катта металл кўзгуларда ва асфальт призма (ўлчами 1 м дан ортиқ ва оғирлиги 1,2 т) ёрдамида электромагнит тўлқинларнинг қайтиши ва синишини амалга оширди ҳамда ушбу ҳар иккала ҳодиса оптикада ёруғлик тўлқинлари учун аниқланган қонунларга бўйсунганини кўрсатди. Герц вибраторни ботиқ кўзгунинг фокусига жойлаштириб, йуналишга эга бўлган ясси тўлқинни ҳосил қилди. Тўлқиннинг тарқалиш

<sup>1)</sup> Ҳозирги демонстрацияларда учқун оралиққа унча катта бўлмаган лампочка уланади. Лампочка шуъаланишининг равшанлиги тўлқин интенсивлигини кўрсатади.

Йўналишига ясси кўзгу жойлаштириб, турғун тўлқин олди Герц тўлқинларнинг тугунлари ва дўнгликлари орасидаги масофани ўлчаб, тўлқин узунлиги  $\lambda$  ни топди,  $\lambda$  нинг вибраторнинг тебраниш частотаси  $\nu$  га бўлган кўпайтмаси электромагнит тўлқинларнинг тезлигини берди, бу эса ёруғлик тезлиги  $c$  га яқин бўлиб чиқди. Герц тўлқинлар йўлига бир-бирига параллел бўлган мис симлардан ясалган тўр жойлаштириди ва тўрни нур атрофида айлантирганда ундан ўтаётган тўлқинларнинг интенсивлиги кескин ўзгарганлигини пайқайди. Тўр  $E$  векторга перпендикуляр бўлганда, тўлқин тўрдан халалсиз ўтган. Тўр  $E$  га параллел жойлаштирилганда тўлқин тўрдан ўтмаган. Шундай қилиб, электромагнит тўлқинларнинг кўндаланг тўлқин эканлиги исбот қилинган.

П. Н. Лебедев Герц тажрибаларини давом эттирди. У 1894 йилда тўлқин узунлиги 6 мм га тенг бўлган электромагнит тўлқинларни ҳосил қилди ва уларнинг кристалллардан ўтишини текширди. Бунда тўлқинларнинг иккиламчи синиши пайқалди (Оптикага қ.).

А. С. Попов 1896 йилда биринчи марта электромагнит тўлқинлар ёрдамида 250 м масофага ахборот узатишни амалга оширди (бунда „Генрих Герц“ сўзи узатилган эди) Шу билан радиотехникага асос солинган.

## 112-§. Электромагнит майдон энергияси

Электромагнит тўлқинларни пайқаш мумкинлиги (учқун чиқиши, лампочканинг шуълаланиши ва шунга ўхшашларга қараб) бу тўлқинларнинг ўзи билан энергия кўчириб юришини кўрсатади. Тўлқиннинг энергия кўчириб юришини кўрсатиш учун энергия оқими зичлиги деб аталувчи вектор катталики киритилган эди (1 т., 82-§ га қ.). У сон жиҳатдан бирлик вақтда энергия оқими йўналишига перпендикуляр жойлашган бирлик юзачадан ўтган энергия миқдорига тенг. Энергия оқими зичлиги векторининг йўналиши энергиянинг кўчиш йўналиши билан мос тушади. Ўша параграфда энергия оқими зичлигини энергия зичлиги билан тўлқин тезлигини ўзаро кўпайтириб ҳосил қилиш мумкинлиги кўрсатилган эди [1 т., (82.8) формулага қ.].

Электромагнит майдон энергиясининг зичлиги  $w$  электр майдонининг энергия зичлиги билан [(30.2) формула билан аниқланадиган] магнит майдонининг энергия зичлиги [(61.8) формула билан аниқланадиган] йиғиндисидан иборат бўлади:

$$w = w_E + w_H = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2}.$$

$E$  ва  $H$  векторлар фазонинг берилган нуқтасида бир хил фазада ўзгаради<sup>1)</sup>. Шунинг учун  $E$  ва  $H$  ларнинг амплитуда-

<sup>1)</sup> Бу фақат ўтказмас муҳит учун ўринлидир. Ўтказувчи муҳитда  $E$  ва  $H$  ларнинг фазалари мос тушмайди.

вий қийматлари орасидаги (110.11) муносабат уларнинг оний қийматлари учун ҳам тўғридир. Бундан электр ва магнит майдонлар энергияларининг зичликлари вақтнинг ҳар бир оқида бирдай деган хулоса чиқади:  $w_E = w_H$ . Шунинг учун қуйидагича

$$w = 2w_E = \varepsilon\varepsilon_0 E^2$$

деб ёзишимиз мумкин.

$E\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu\mu_0}$  эканлигидан фойдаланиб, электромагнит тўлқинининг энергия зичлиги учун ёзилган ифодани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$w = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0} EH. \quad (112.1)$$

(109.10) формулага мувофиқ электромагнит тўлқинининг тезлиги  $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}$  га тенг.

Энергия зичлиги  $w$  ни  $v$  тезликка кўпайтириб, энергия оқими зичлигини оламиз:

$$S = wv = EH. \quad (112.2)$$

**E** ва **H** векторлар ўзаро перпендикуляр ва тўлқиннинг тарқалиш йўналиши билан ўнг винт системасини ҳосил қилади. Шунинг учун  $[EH]$  векторнинг йўналиши энергиянинг кўчиш йўналиши билан мос тушади, бу векторнинг модули эса  $EH$  ( $\sin \alpha = 1$ ) га тенг. Демак, энергия оқими зичлиги векторини **E** ва **H** ларнинг вектор кўпайтмаси кўринишида бериш мумкин:

$$S = [EH]. \quad (112.3)$$

**S** векторни Пойтинг вектори деб аталади.

Гаусс системасида **S** нинг ифодаси қуйидаги кўринишни олади:

$$S = \frac{c}{4\pi} [EH]. \quad (112.4)$$

Энергия оқими  $\Phi_w$ , яъни бир бирлик вақтда бирор **S** сирт орқали тўлқин кўчирган энергия миқдори [1 т., (82.14) формулага қ.]

$$\Phi_w = \int_S S_n dS \quad (112.5)$$

га тенг (бу ерда  $S_n$ —вектор **S** нинг нормал ташкил этувчиси,  $dS$ —**S** сиртнинг элементи).

(112.5) формуланинг қўлланишига мисол сифатида стационар (яъни вақт ўтиши билан ўзгармайдиган) ток ўтаётган цилиндр шаклидаги бир жинсли ўтказгичнинг бир қисмини қараб

чиқамиз (242-расм). Бу қисмда дастлаб, ташқи кучлар йўқ деб ҳисоблаймиз. У ҳолда (33.4) формулага мувофиқ ўтказгичнинг ҳар бир нуқтасида қуйидаги муносабат бажарилади:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E}.$$

Стационар (ўзгармас) ток ўтказгичнинг бутун кесими бўйича  $\mathbf{j}$  ўзгармас зичликда тақсимланади. Демак,  $\mathbf{E}$  242-расмда тасвирланган ўтказгич қисмида бир жинсли бўлади. Ўтказгич ичида фикран  $r$  радиусли ва  $l$  узунликли цилиндрик ҳажм ажратамиз. Бу цилиндр ён сиртининг ҳар бир нуқтасида  $\mathbf{H}$  вектор  $\mathbf{E}$  векторга перпендикуляр ва шу сиртга ўтказилган уринма бўйича йўналган (242-расмга қ.).

$\mathbf{H}$  катталики  $\frac{1}{2} jr$  га тенг [(44.7) теоремага мувофиқ  $2\pi r H = j\pi r^2$ ]. Шундай қилиб, (112.3) вектор сиртнинг ҳар бир нуқтасида ўтказгич ўқиға томон йўналган ва  $S = EH = \frac{1}{2} Ejr$  катталikka эга.  $S$  ни  $2\pi rl$

га тенг бўлган цилиндр ён сиртига кўпайтириб, биз текшираётган ҳажм ичига электромагнит энергия оқими киришини топамиз ( $\mathbf{S}$  вектор оқими):

$$\Phi_s = 2\pi rl \cdot S = 2\pi rl \cdot \frac{1}{2} Ejr = Ej \cdot \pi r^2 l = Ej \cdot V, \quad (112.6)$$

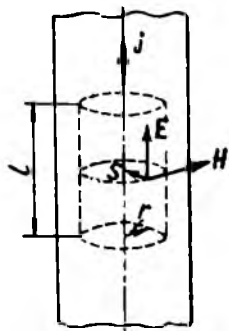
бу ерда  $V$ —цилиндр ҳажми.

(34.5) га биноан  $Ej$  катталики ўтказгичнинг бирлик ҳажмида бирлик вақтда ажралиб чиқадиган иссиқлик миқдори. Демак, (112.6) тенглик лентж—жоуль иссиқлиги шаклида ажралиб чиққан энергия ўтказгичга унинг ён сиртидан электромагнит майдон энергияси шаклида кириб боришини кўрсатади.

Шуни таъкидлаб ўтамизки,  $\Phi_s$  энергия оқими ўтказгич ичкарасига кирган сари энергиянинг ютилиши ва иссиқликка айланиши ҳисобига сусаяди [бунда  $S$  ҳам (у ўтказгич ўқидан цилиндр сиртигача бўлган масофага пропорционалдир), оқим ўтаётган сирт ҳам камаяди].

Энди ўтказгичнинг биз текшираётган қисми чегарасида майдони бир жинсли ( $\mathbf{E}^* = \text{const}$ ) бўлган ташқи кучлар таъсир қилади деб фараз қилайлик. Бу ҳолда (35.4) формулага мувофиқ ўтказгичнинг ҳар бир нуқтасида

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*) = \frac{1}{\rho}(\mathbf{E} + \mathbf{E}^*)$$



242- расм.

муносабат ўринли бўлиб, бундан

$$E = \rho j \quad E^* \quad (112.7)$$

экаи келиб чиқади.

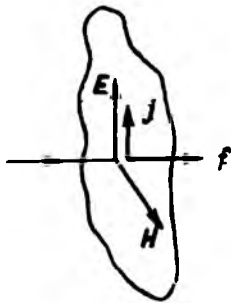
Занжирнинг биз текшираётган қисмида ташқи кучлар қаршилик кўрсатмайди, балки ток ўтишига ёрдам беради деб ҳисоблаймиз. Бу  $E^*$  нинг йўналиши  $j$  нинг йўналиши билан мос келишини билдиради.  $\rho j = E^*$  муносабат бажарилади деб фараз қилайлик. Бунда электростатик майдон кучланганлиги  $E$  нинг ҳар бир нуқтада нолга тенглиги ва ён сиртдан электромагнит энергия оқими ўтмаслиги маълум бўлди. Бу ҳолда иш ташқи кучлар ҳисобига бажарилади.

Агар  $E^* > \rho j$  муносабат ўринли бўлса, у ҳолда (112.7) ифодадан  $E$  векторнинг  $j$  векторга қарама-қарши йўналганлиги келиб чиқади. Бунда  $E$  ва  $S$  векторлар 242-расмда кўрсатилгандек қарама-қарши йўналган бўлади. Демак, электромагнит энергия оқиб қирмайди, балки ўтказгичнинг ён сиртидан атроф фазога оқиб чиқади.

Хулоса қилиб шунни айтиш мумкинки, энергия стационар ток ўтаётган берк занжирнинг ташқи кучлар таъсир қилаётган қисмларидан занжирнинг бошқа қисмларига ўтказгичлар бўйлаб эмас, балки ўтказгични ўраб турган фазо орқали  $S$  вектор билан характерланадиган электромагнит энергия оқими шаклида узатилар экан.

### 113-§. Электромагнит майдон импулси

Электромагнит тўлқин бирор жисмга урилганда унга босим бериши керак. Бу босимнинг келиб чиқишини ўтказувчи жисм ( $\sigma \neq 0$ ) мисолида осон тушунтириш мумкин. Ясси электромагнит тўлқин жисмнинг ясси сиртига унинг нормали бўйича тушаётган бўлсин (243-расм). Тўлқиннинг электр вектори жисмда зичлиги  $j = \sigma E$  бўлган ток уйғотади. Тўлқиннинг магнит майдони токка катталиги жисмнинг бирлик ҳажмига нисбатан ҳисоблаганда (47.2) формула бўйича аниқланадиган



243-расм.

$$f_{\text{бирл. ҳажм}} = |jB| = \mu\epsilon_0 |jH|$$

куч билан таъсир қилади.

243-расмдан кўришиб турибдики, бу кучнинг йўналиши тўлқиннинг тарқалиш йўналиши билан мос тушади.

Жисм ўзига тушаётган энергияни тўла ютадиган ҳол учун босим Максвелл ҳисобига мувофиқ, тушаётган тўлқин ўзи билан олиб келган энергия зичлигининг ўртача (вақт бўйича) қийматига тенг:

$$p = \bar{w} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2}{2} \quad (113.1)$$

Агар жисм тўлқинни тескари йўналишда  $S = kS_0$  интенсивлик билан қайтарса бунда  $S_0$ —интенсивлик, яъни тушувчи тўлқин энергияси оқимининг зичлиги,  $k$ —қайтариш коэффициенти), у ҳолда босим

$$p = (1 + k)\bar{w} \quad (113.2)$$

га тенг бўлади, бунда  $\bar{w}$  — тушувчи тўлқин энергияси оқимининг ўртача зичлиги. Идеал қайтарувчи жисм учун  $k = 1$  ва  $p = 2\bar{w}$ .

Электромагнит тўлқиннинг босим кўрсатиш хоссасидан электромагнит тўлқин майдонининг импульсга эга эканлиги келиб чиқади. Бўшлиқдаги майдоннинг бирлик ҳажм импульси (импульс зичлиги) қуйидаги қийматга эга эканлиги ҳисоблаб топилган:

$$K_{\text{бирл. ҳажм}} = \frac{1}{c^2} S = \frac{1}{c^2} [EH], \quad (113.3)$$

Импульснинг мавжудлиги электромагнит майдон импульс билан  $K = mc$  муносабатда боғланган массага эга деган фикр юритишга мажбур этади (майдон вакуумда  $c$  тезлик билан тарқалади). (113.3) ифоданинг модулини  $c$  га бўлиб, бирлик ҳажмдаги майдон массасини оламиз:

$$m_{\text{бирл. ҳажм}} = \frac{EH}{c^3}.$$

$\frac{EH}{c}$  ифода майдоннинг энергия зичлиги  $w$  ни беради. Демак,

$$m_{\text{бирл. ҳажм}} = \frac{w}{c^2}.$$

Биз ҳосил қилган муносабат нисбийлик назариясидан келиб чиқувчи масса ва энергия орасидаги

$$W = mc^2$$

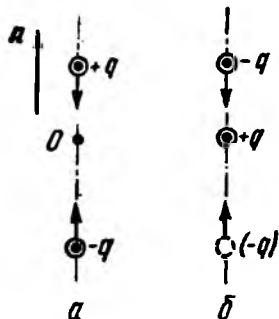
муносабатнинг хусусий ҳолидир. Бу муносабатга кўра система энергиясининг ҳар қандай ўзгариши унинг массасининг ўзгариши билан боғлиқдир ва аксинча, система массасининг ўзгариши унинг энергиясининг ўзгаришига олиб келади.

Агар ёруғлик, Максвелл фараз қилганидек, электромагнит тўлқиндан иборат бўлса, у жисмга босим кўрсатиши керак. Тўғри, бу босимнинг (113.1) формула бўйича ҳисобланган қиймати жуда кичик. Масалан, кучи миллион шамга генг бўлган ёруғлик манбаининг 1 м масофадаги босими ҳаммаси бўлиб фақат  $10^{-7}$  н/м<sup>2</sup> ( $10^{-4}$  дина/см<sup>2</sup>) атрофида бўлади. П. Н. Лебедев ёруғлик босимини топди ва уни ўлчашга муяссар бўлди. У жуда катта усталик ва ихтирочиликни талаб қилувчи тажрибаларни амалга ошириб, 1900 йилда ёруғликнинг қаттиқ жисмларга ва 1910 йилда газларга босимини ўлчади. Ўлчаш натижалари Максвелл назарияси билан тўла мос келди.

## 114-§. Диполнинг нурланиши

Герц вибраторидаги тебранишлар вақтида унинг диполь электр моментининг даврий ўзгариши содир бўлади. Шунинг учун бундай кўринишдаги нурлатгичлар диполлар деб ҳам юритилади. Герц вибратори ярим тўлқинли диполдан иборатдир ( $l$  узунлик  $\lambda/2$  га тенг). Узунлиги тўлқин узунлигидан кичик ( $l \ll \lambda$ ) бўлган диполь нурланишини қараб чиқайлик. Бу элементар диполь деб аталади.

Бирор  $O$  нуқта атрофида қарама-қарши фазада тебранувчи иккита  $+q$  ва  $-q$  заряд энг оддий диполни ҳосил қилади (244-а расм). Бундай системанинг диполь электр momenti вақт ўтиши билан



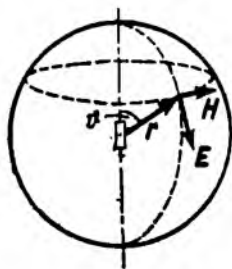
244- расм.

$$p = q/\cos \omega t \cdot n = p_m \cos \omega t \quad (114.1)$$

қонун бўйича ўзгаради, бунда  $l$ —ҳар бир заряд тебранишининг иккиланган амплитудаси,  $n$ —диполь ўқи бўйича йўналган бирлик вектор,  $p_m = qlp$ .

Қўзғалмас мусбат  $+q$  заряд ва унинг атрофида  $l$  амплитуда билан тебранаётган манфий  $-q$  заряддан ташкил топган система ҳам худди юқоридагидек электр моментга эга (244-б расм). Бундай нурланувчи системани текшириш муҳим аҳамиятга эга, чунки у атом электронининг электр

ромагнит тўлқинлар нурлашидан дарак беради. Классик тасаввурларга кўра, электронлар атомда ядро атрофида эллиптик орбита бўйлаб айланади. Эллипс бўйлаб ҳаракатни иккита ўзаро перпендикуляр тебранишларга ажратиш мумкин (1т.,



245- расм.

71-§ га қ.). Шундай қилиб, атом нурланишини элементар диполь нурланишига ўхшатиш мумкин [кўринувчи ёруғликнинг тўлқин узунлиги ( $\sim 10^{-7}$  м) орбита диаметри ( $\sim 10^{-10}$  м) дан анча катта].

Диполга бевосита яқин жойларда электрромагнит тўлқин манзараси мураккаб характерга эга. У диполнинг тўлқин зона деб аталувчи оралиғида анча соддалашади. Бу зона тўлқин узунлигидан етарлича катта бўлган ( $r \gg \lambda$ ) масофадан бошланади. Агар тўлқин бир жинсли изотроп муҳитда тарқалаётган бўлса, у ҳолда тўлқин фронти

тўлқин зонада сферик кўринишда бўлади (245-расм).  $E$  ва  $H$  векторлар ҳар бир нуқтада ўзаро перпендикуляр ва нурга, яъни диполдан берилган нуқтага ўтказилган радиус-векторга

перпендикулярдир (тўлқин зонасидаги нуқталаргача бўлган масофага nisbatan диполь ўлчамларини ҳисобга олмаса ҳам бўлади).

Тўлқин фронтининг диполь ўқидан утувчи текисликлар билан кесилишидан ҳосил бўлган кесимларни меридианлар, диполь ўқи-га перпендикуляр текисликлар билан кесилишидан ҳосил бўлган кесимларни параллеллар деб атаймиз. У ҳолда  $\mathbf{E}$  вектор тўлқин зонанинг ҳар бир нуқтасида меридианга ўтказилган уринма бўйича йўналган,  $\mathbf{H}$  вектор эса параллелга ўтказилган уринма бўйича йўналган деб айтиш мумкин. Агар  $r$  нур бўйича қаралса, у ҳолда тўлқиннинг оний манзараси 237-расмдагидек бўлади, фақат бу манзара амплитуданинг нур бўйича сил-жиганда камайиб бориши билан фарқ қилади.

$\mathbf{E}$  ва  $\mathbf{H}$  векторлар ҳар бир нуқтада  $\cos(\omega t - kr)$  қонун бўйича тебранади. Тебранишнинг  $E_m$  ва  $H_m$  амплитудалари нур-лагичгача бўлган  $r$  масофага ва  $r$  радиус-вектор йўналиши билан диполь ўқи орасидаги  $\vartheta$  бурчакка боғлиқ (245-расм). Бу боғланиш вакуум учун қуйидаги кўринишда бўлади:

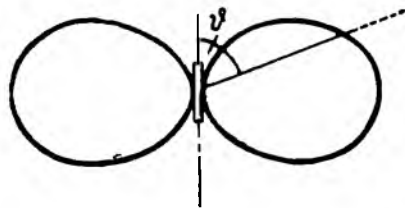
$$E_m \sim H_m \sim \frac{1}{r} \sin\vartheta.$$

Энергия оқими зичлигининг  $\bar{S}$  ўртача қиймати  $E_m H_m$  кў-пайтмага пропорционал, яъни

$$\bar{S} \sim \frac{1}{r^2} \sin^2\vartheta. \quad (114.2)$$

Бу формуладан тўлқин интенсивлиги нур йўналиши бўйича ( $\vartheta = \text{const}$  бўлганда) нурлагичгача бўлган масофа квадра-тига тескари пропорционал равишда ўзгариб борар экан деган хулосага келамиз. Бундан ташқари, интенсивлик  $\vartheta$  бурчакка ҳам боғлиқ. Диполь ўз ўқи-га перпендикуляр йўналишларда ( $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ )

кучли нурланади, ўз ўқи йўна-лишида ( $\vartheta = 0$  ва  $\vartheta = \pi$ ) эса нурланмайди. Тўлқин интен-сивлигининг  $\vartheta$  бурчакка боғ-лиқлиги диполнинг йўналиш диаграммаси ёрдамида яқ-қол тасвирланади (246-расм). Бу диаграмма шундай тузи-лиши керакки, унинг диполь марказидан чиққан нурни ке-сиб ҳосил қилган кесмаси маълум бир масштабда  $\vartheta$  бурчак остида нурланиш интен-сивлигини бериши керак.



246- расм.

Барча йўналишлар бўйлаб бирлик вақтда нурлатилган энер-гия нурланиш интенсивлиги (ёки қуввати) дейилади.

Ҳисоблашлар элементар диполнинг нурланиш интенсивлиги учун қуйидаги ифодани берди:

$$I = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{1}{6\pi c^2} \ddot{\mathbf{p}}^2. \quad (114.3)$$

(114.1) формулага мувофиқ  $\ddot{\mathbf{p}}^2 = q^2 l^2 \omega^4 \cos^2 \omega t$ . Буни (114.3) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$I = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{q^2 l^2 \omega^4}{6\pi c^2} \cos^2 \omega t. \quad (114.4)$$

$\overline{\cos^2 \omega t} = \frac{1}{2}$  бўлгани учун вақт бўйича ўртача нурланиш интенсивлиги қуйидагига тенг бўлади:

$$I = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{q^2 l^2 \omega^4}{12\pi c^2} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{p_m^2 \omega^4}{12\pi c^2}.$$

Шундай қилиб, диполнинг ўртача нурланиш интенсивлиги диполнинг электр моменти амплитудасининг квадратига ва частотанинг тўртинчи даражасига пропорционал. Шунинг учун кичик частоталарда электр системаларининг (масалан, sanoat частотасидаги ўзгарувчан токни узатиш линиялари) нурланиши ниҳоятда кучсиз бўлади.

Агар диполь қўзғалмас ва тебранувчи зарядлар системасидан иборат бўлса, (114.4) формуладаги  $I$  тебраниш амплитудасини билдиради,  $l^2 \omega^4 \cos^2 \omega t$  катталиқ эса тебранувчи заряд тезланиши  $w$  нинг квадратига тенг бўлади. Бу ҳолда нурланиш интенсивлиги учун қуйидаги формулани ёзиш мумкин:

$$I = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{q^2 w^2}{6\pi c^2}. \quad (114.5)$$

Бу формула заряднинг ихтиёрий ҳаракатида ўз кучини сақлайди. Тезланиш билан ҳаракатланаётган ҳар қандай заряд электромагнит тўлқин уйғотади, бунда нурланиш қуввати (114.5) формула билан берилади. Бетатронда тезлатилаётган электронлар ҳам (104-§ га қ.)  $\omega_n = \frac{v^2}{r_0}$  марказга интилма тезланиш туфайли ҳосил бўлган нурланиш ҳисобига энергия йўқотади. (114.5) формулага мувофиқ нурланишда сарфланаётган энергия миқдори электронларнинг бетатронда эришган тезлигининг ортиши ( $v^4$  га пропорционал) билан кескин ортади. Шунинг учун электронларнинг бетатронда эришиши мумкин бўлган тезлиги 500 Мэв атрофида чегараланган (бу қийматга мос келадиган тезликда нурланишда сарфланадиган энергия уюрмавий электр майдонининг электронларга берадиган энергиясига тенг).

Тезланиш гармоник қонун бўйича ўзгарадиган ҳолдан фарқли равишда,  $w$  ихтиёрий бўлганда нурланиш монохроматик тўл-

қиндан эмас, балки турли частотали тўлқинлар тўпламидан иборат бўлади.

(114.5) формулага мувофиқ  $w = 0$  да интенсивлик нолга айланади. Демак, ўзгармас тезлик билан ҳаракатланаётган электрон электромагнит тўлқинлар тарқатмайди. Бироқ бу хулоса электрон ҳаракатланаётган муҳитда электроннинг  $v_{эл}$  тезлиги ёруғликнинг  $v_{ер} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$  тезлигидан катта бўлмаган ҳолдагина ўринлидир.  $v_{эл} > v_{ер}$  бўлган ҳолда<sup>1)</sup> 1934 йилда С. И. Вавилов ва П. А. Черенков кашф қилган нурланиш кузатилади. Бу нурланиш тўғрисида китобнинг Оптика бўлимида батафсилроқ гапирилади.

---

<sup>1)</sup> Бу ҳол электроннинг вакуумдаги ҳаракати вақтида амалга ошмайди, чунки нисбийлик назариясига мувофиқ исталган зарранинг тезлиги  $c$  ёруғлик тезлигидан катта бўла олмайди.

**СИ ва ГАУСС СИСТЕМАСИДА ЭЛЕКТР  
ва МАГНИТ КАТТАЛИКЛАРИНИНГ  
ЎЛЧОВ БИРЛИКЛАРИ**

СИ бирликлар системасида:  
электр доимийси

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi (2,99776)^2 \cdot 10^9} \text{ ф/м} \approx \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \text{ ф/м},$$

магнит доимийси  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}.$

Гаусс бирликлар системасида:  
электродинамик доимий

$$c = 2,99776 \cdot 10^{10} \text{ см/сек} \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}.$$

Бирликлар орасидаги муносабат тақрибан берилган. Аниқ қийматлар олиш учун охириги устунда келтирилган катталиклардаги 3 ни 2,99776 га ва 9 ни  $(2,99776)^2$  га алмаштириш керак.

Катталик ва унинг белгиси	Ўлчов бирлиги ва унинг белгиси		Бирликлар орасидаги муносабат
	СИ	Гаусс системаси	
Куч $f$	ньютон ( $\text{н}$ )	дина ( $\text{дина}$ )	$1 \text{ н} = 10^5 \text{ дина}$
Иш $A$ ва энергия $W$	жоуль ( $\text{ж}$ )	эрг ( $\text{эрг}$ )	$1 \text{ ж} = 10^7 \text{ эрг}$
Заряд $q$	кулон ( $\text{к}$ )	СГСЭ бирл.	$1 \text{ к} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЭ бирл.}$
Электр майдон кучланганлиги $E$	метрга вольт $\text{в/м}$	СГСЭ бирл.	$1 \text{ СГСЭ бирл.} = 3 \cdot 10^4 \text{ в/м}$
Потенциал $\phi$ , потенциаллар фарқи ёки кучланиш $U$ ва э.ю.к $\mathcal{E}$	вольт ( $\text{в}$ )	СГСЭ бирл.	$1 \text{ СГСЭ бирл.} = 300 \text{ в}$
Электр диполь моменти $p$	$\text{к} \cdot \text{м}$	СГСЭ бирл.	$1 \text{ к} \cdot \text{м} = 3 \cdot 10^{11} \text{ СГСЭ бирл.}$
Қутбланиш вектори $P$	$\text{к/м}^2$	СГСЭ бирл.	$1 \text{ к/м}^2 = 3 \cdot 10^5 \text{ СГСЭ бирл.}$
Диэлектрик қабул қилувчанлик $\chi$	СИ бирл.	СГСЭ бирл.	$1 \text{ СГСЭ бирл.} = 4\pi \text{ СИ бирл.}$
Электр силжиш (электр индукция) $D$	квадрат метрга кулон ( $\text{к/м}^2$ )	СГСЭ бирл.	$1 \text{ к/м}^2 = 4\pi \cdot 3 \cdot 10^5 \text{ СГСЭ бирл.}$

Катталик ва унинг белгиси	Ўлчов бирлиги ва унинг белгиси		Бирликлар орасидаги муносабат
	СИ	Гаусс системаси	
Электр силжиш оқими (электр индукция оқими) $\Phi$	кулон ( $\kappa$ )	СГСЭ <sub>бирл.</sub>	$1 \kappa = 4\pi \cdot 3 \cdot 10^9$ СГСЭ <sub>бирл.</sub>
Электр сифими $C$	фарада ( $\phi$ )	сантиметр ( $см$ )	$1 \phi = 9 \cdot 10^{11}$ см
Ток кучи $i$	ампер ( $a$ )	СГСЭ <sub>бирл.</sub>	$1 a = 3 \cdot 10^9$ СГСЭ <sub>бирл.</sub>
Ток зичлиги $j$	квадрат метрга ампер ( $a/m^2$ )	СГЭС <sub>бирл.</sub>	$1 a/m^2 = 3 \cdot 10^5$ СГЭС <sub>бирл.</sub>
Электр қаршилиқ $R$	ом ( $ом$ )	СГСЭ <sub>бирл.</sub>	$1$ СГСЭ <sub>бирл.</sub> = $9 \cdot 10^{11}$ ом
Солиштира қаршилиқ $\rho$	ом·м	СГСЭ <sub>бирл.</sub>	$1$ СГСЭ <sub>бирл.</sub> = $9 \cdot 10^9$ ом·м
Магнит индукция $B$	тесла ( $тл$ )	гаусс ( $гс$ )	$1 тл = 10^4$ гс
Магнит индукция оқими $\Phi$ ва оқим тугиниши $\psi$	вебер ( $вб$ )	максвелл ( $мкс$ )	$1 вб = 10^8$ мкс
Магнит моменти $p_m$	$a \cdot m^2$	СГСМ <sub>бирл.</sub>	$1 a \cdot m^2 = 10^3$ СГСМ <sub>бирл.</sub>
Магнитланиш вектори $J$	метрга ампер ( $a/m$ )	СГСМ <sub>бирл.</sub> (гаусс)	$1$ СГСМ <sub>бирл.</sub> = $10^3 a/m$
Магнит майдон кучланганлиги $I$	метрга ампер ( $a/m$ )	эрстед ( $\vartheta$ )	$1 a/m = 4\pi \cdot 10^{-3}$ э
Магнит қабул қилувчанлик $\chi$	СИ <sub>бирл.</sub>	СГСМ <sub>бирл.</sub>	$1$ СГСМ <sub>бирл.</sub> = $4\pi$ СИ <sub>бирл.</sub>
Индуктивлик $L$ ва ўзаро индуктивлик $L_{12}$	генри ( $гн$ )	сантиметр ( $см$ )	$1 гн = 10^9$ см

## II ИЛОВА

## СИ ВА ГАУСС СИСТЕМАСИДА ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМНИНГ АСОСИЙ ФОРМУЛАЛАРИ

Номи	СИ	Гаусс системаси
Кулон қонуни	$f = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$	$f = \frac{q_1 q_2}{r^2}$
Электр майдон кучланганлиги (таъриф буйича)		$E = \frac{f}{q}$
Нуқтавий заряднинг майдон кучланганлиги	$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}$	$E = \frac{q}{\epsilon r^2}$

Ифони	СИ	Гаусс системаси
Зарядланган текисликлар орасидаги ва зарядланган ўтказгич сирти яқинидаги майдон кучланганлиги	$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$	$E = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}$
Потенциал (таъриф бўйича)		$\varphi = \frac{W_p}{q}$
Нуқтавий заряд потенциали	$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r}$	$\varphi = \frac{q}{\epsilon r}$
Майдон кучларининг заряд устида бажарган иши	$A = q(\varphi_1 - \varphi_2)$	$E = -g \operatorname{grad} \varphi$
E ва $\varphi$ орасидаги боғланиш		$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E_l dl$
$\varphi$ ва E орасидаги боғланиш		$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed$
Бир жишли майдонда $\varphi$ ва E орасидаги боғланиш		$\oint E_l dl = 0$
Электростатик майдон учун E вектор циркуляцияси		$p = ql$
Диполнинг электр моменти		$M =  pE $
Диполга электр майдонида таъсир қилувчи механикавий момент		$W = -pE$
Диполнинг электр майдонидаги энергияси		$p = \beta \epsilon_0 E$   $p = \beta E$
"Эластик" молекуланинг диполь моменти		$P = \frac{\sum \Delta V p}{\Delta V}$
Қутбланиш вектори (таъриф бўйича)		$P = \chi \epsilon_0 E$   $P = \chi E$
P ва E орасидаги боғланиш		$\sigma' = P_n = \chi \epsilon_0 E_n$   $\sigma' = P_n = \chi E_n$
P ва боғланган зарядларнинг сиртий зичлиги орасидаги боғланиш		$D = \epsilon_0 E + P$   $D = E + 4\pi P$
Электр силжиш (электр индукция) (таъриф бўйича)		$\epsilon = 1 + \chi$   $\epsilon = 1 + 4\pi\chi$
Нисбий диэлектрик киритувчанлик $\epsilon$ билан диэлектрик қабул қилувчанлик $\chi$ орасидаги боғланиш		$\chi_{СИ} = 4\pi\chi_{ГС}$
$\chi$ нинг СИ даги ( $\chi_{СИ}$ ) ва Гаусс системасидаги ( $\chi_{ГС}$ ) қийматлари орасидаги боғланиш		$D = \epsilon \epsilon_0 E$   $D = \epsilon E$
D ва E орасидаги боғланиш		$D = \epsilon_0 E$   $D = E$
Вакуум учун D ва E орасидаги боғланиш		

Номи	СИ	Гаусс системаси
Нуқтавий заряднинг майдони $D$	$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}$	$D = \frac{q}{r^2}$
$D$ учун Гаусс теоремаси	$\oint D_n dS = \sum q$	$\oint D_n dS = 4\pi \sum q$
Кучланиш (таъриф бўйича)	$U = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}$	
Конденсаторнинг снгими (таъриф бўйича)	$C = \frac{q}{U}$	
Ясси конденсаторнинг снгими	$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$	$C = \frac{\epsilon S}{4\pi d}$
Зарядлар системасининг энергияси	$W = \frac{1}{2} \sum q\varphi$	
Зарядланган конденсаторнинг энергияси	$W = \frac{CU^2}{2}$	
Электр майдонининг энергия зичлиги	$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}$	$w = \frac{\epsilon E^2}{8\pi}$
Ток кучи (таъриф бўйича)	$I = \frac{dq}{dt}$	
Ток зичлиги (таъриф бўйича)	$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}$	
Ом қонуни	$I = \frac{1}{R} U$	
Ом қонунининг дифференциал кўриниши	$j = \frac{1}{\rho} E$	
Жоуль – Ленц қонуни	$Q = \int_0^t R I^2 dt$	
Жоуль—Ленц қонунининг дифференциал кўриниши	$w = \rho j^2$	
Иккита параллел тоқларнинг вакуумдаги ўзаро таъсир кучи (узунлик бирлиги учун)	$f = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{b}$	$f = \frac{2I_1 I_2}{b}$
Тоқли контурнинг магнит моменти	$p_m = IS$	$p_m = \frac{1}{c} IS$
Магнит индукция (таъриф бўйича)	$B = \frac{M_{\max}}{p_m}$	
Магнитланиш вектори (таъриф бўйича)	$J = \frac{\sum p_m}{\Delta V}$	

Номи	СИ	Гаусс системаси
Магнит майдони кучланганлиги (таъриф бўйича)	$H = \frac{1}{\mu_0} B - J$	$H = B - 4\pi J$
J ва H орасидаги боғланиш	$J = \chi H$	
Ҳисбий магнит киритувчанлик $\mu$ ва магнит сингдирувчанлик $\chi$ орасидаги боғланиш	$\mu = 1 + \chi$	$\mu = 1 + 4\pi\chi$
$\chi$ нинг СИ даги ( $\chi_{СИ}$ ) ва Гаусс системасидаги ( $\chi_{ГС}$ ) қийматлари орасидаги муносабат		$\chi_{СИ} = 4\pi\chi_{ГС}$
B ва H орасидаги боғланиш	$B = \mu\mu_0 H$	$B = \mu H$
Вакуумда B ва H орасидаги боғланиш	$B = \mu_0 H$	$B = H$
Био-Савар қонуни	$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{i [dl, r]}{r^3}$	$dH = \frac{1}{c} \frac{i [dl, r]}{r^3}$
Тўғри ток магнит майдонининг кучланганлиги	$H = \frac{1}{2\pi} \frac{I}{b}$	$H = \frac{1}{c} \frac{2I}{b}$
Айланма ток марказидаги магнит майдон кучланганлиги	$H = \frac{I}{2r}$	$H = \frac{1}{c} \frac{2\pi I}{r}$
Соленоиднинг май ток кучланганлиги	$H = ni$	$H = \frac{4\pi}{c} ni$
H вектор циркуляцияси	$\oint H_i dl = \sum I$	$\oint H_i dl = \frac{4\pi}{c} \sum I$
B учун Гаусс теоремаси		$\oint B_n dS = 0$
Ампер қонуни	$d\mathbf{l} = I [d\mathbf{l}, \mathbf{B}]$	$d\mathbf{l} = \frac{1}{c} I [d\mathbf{l}, \mathbf{B}]$
Лоренц кучи	$\mathbf{f} = e' [\mathbf{vB}]$	$\mathbf{f} = \frac{e'}{c} [\mathbf{vB}]$
Магнит майдонида магнит моментга таъсир қилувчи механикавий момент		$M = [p_m \mathbf{B}]$
Магнит майдонида магнит момент энергияси		$W = - p_m B$
Магнит индукция оқими (таъриф бўйича)		$\Phi = \int_S B_n dS$
Токли контурни магнит майдони бўйлаб кўчирилганда бажариладиган иш	$A = I \Delta\Phi$	$A = \frac{1}{c} I \Delta\Phi$
Гутиниш оқими ёки тўла магнит оқими (таъриф бўйича)		$\Psi = \sum \Phi$

Номи	СИ	Гаусс системаси
Индукция э. ю. к.	$\mathcal{E}_l = -\frac{d\Psi}{dt}$	$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\Psi}{dt}$
Индуктивлик (таъриф бўйича)	$L = \frac{\Psi}{i}$	$L = \frac{\Psi}{i/c} = c \frac{\Psi}{i}$
Соленоиднинг индуктивлиги	$L = \mu_0 n^2 l S$	$L = 4\pi \mu_0 n^2 l S$
Ўзиндукция э. ю. к. (ферромагнетиклар бўлмаганда)	$\mathcal{E}_s = -L \frac{dl}{dt}$	$\mathcal{E}_s = -\frac{1}{c^2} L \frac{dl}{dt}$
Ток магнит майдонининг энергияси	$W = \frac{LI^2}{2}$	$W = \frac{1}{c^2} \frac{LI^2}{2}$
Магнит майдонининг энергия зичлиги	$w = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}$	$w = \frac{\mu H^2}{8\pi}$
Богланган контурлар энергияси	$W = \frac{1}{2} \sum L_{ik} i_i i_k$	$W = \frac{1}{2c^2} \sum L_{ik} i_i i_k$
Силжиш токининг зичлиги (таъриф бўйича)	$j_{\text{сн.л}} = \dot{D}$	$j_{\text{сн.л}} = \frac{1}{4\pi} \dot{D}$
Максвелл тенгламаларининг интеграл шакли	$\oint E_l dl =$ $= - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS$ $\oint B_n dS = 0$ $\oint H_l dl = \int_S j_n dS +$ $+ \int_S \left( \frac{\partial D}{\partial t} \right)_n dS$ $\oint D_n dS = \int_V \rho dV$	$\oint E_l dl =$ $= - \frac{1}{c} \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS$ $\oint B_n dS = 0$ $\oint H_l dl =$ $= \frac{4\pi}{c} \int_S j_n dS +$ $+ \frac{1}{c} \int_S \left( \frac{\partial D}{\partial t} \right)_n dS$ $\oint D_n dS = 4\pi \int_V \rho dV$
Максвелл тенгламаларининг дифференциал шакли	$\text{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ $\text{div} B = 0$ $\text{rot} H = j + \frac{\partial D}{\partial t}$ $\text{div} D = \rho$	$\text{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$ $\text{div} B = 0$ $\text{rot} H = \frac{4\pi}{c} j +$ $+ \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}$ $\text{div} D = 4\pi \rho$

Номи	СИ	Гаусс системаси
Электромагнит тўлқинлар тезлиги	$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}}$	$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$
Электромагнит тўлқинда $E$ ва $H$ векторлар амплитудалари орасидаги муносабат	$E_m \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} = H_m \sqrt{\mu_0 \mu}$	$E_m \sqrt{\epsilon} = H_m \sqrt{\mu}$
Пойнтинг вектори	$S = [EH]$	$S = \frac{c}{4\pi} [EH]$
Электромагнит майдоннинг импульс зичлиги	$K = \frac{1}{c^2} [EH]$	$K = \frac{1}{4\pi c} [EH]$
Диполь нурланишининг интенсивлиги	$I = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{2}{3c^3} \ddot{p}^2$	$I = \frac{2}{3c^3} \ddot{p}^2$

Русча тўртинчи нашрига сўз боши . . . . .	3
Русча биринчи нашрига ёзилган сўз бошидан . . . . .	4

**I Б О Б. Вакуумда электр майдони**

1-§. Кириш . . . . .	7
2-§. Зарядларнинг ўзаро таъсири. Кутлон қонуни . . . . .	8
3-§. Бирликлар системалари . . . . .	10
4-§. Формулаларни рационаллаштириб ёзиш . . . . .	11
5-§. Электр майдони Майдон кучланганлиги . . . . .	12
6-§. Майдонлар суперпозицияси. Диполь майдони . . . . .	15
7-§. Кучланганлик чизиқлари. Кучланганлик векторининг оқими . . . . .	18
8-§. Гаусс теоремаси . . . . .	20
9-§. Электростатик майдон кучларининг иши . . . . .	29
10-§. Потенциал . . . . .	30
11-§. Электр майдонинг кучланганлиги билан потенциали урганишдаги боғланиш . . . . .	34
12-§. Эквипотенциал сиртлар . . . . .	37

**II Б О Б. Диэлектрикларда электр майдони**

13-§. Қутбли ва қутбсиз молекулалар . . . . .	40
14-§. Бир жинсли ва бир жинсли бўлмаган электр майдонларидаги инполь . . . . .	42
15-§. Диэлектрикларнинг қутбланиши . . . . .	44
16-§. Диэлектриклардаги майдонни тасвирлаш . . . . .	50
17-§. Электр силжиш чизиқларининг синиши . . . . .	58
18-§. Диэлектрикда зарядга таъсир қилувчи кучлар . . . . .	61
19-§. Сегнетоэлектриклар . . . . .	65
20-§. Тўғри ва тескари пьезоэлектрик эффект . . . . .	67

**III Б О Б. Электр майдонда ўтказгичлар**

21-§. Ўтказгичдаги зарядларнинг мувозанати . . . . .	69
22-§. Ташқи электр майдондаги ўтказгич . . . . .	72
23-§. Ван-де-Грааф генератори . . . . .	73
24-§. Электр сизими . . . . .	74
25-§. Конденсаторлар . . . . .	76
26-§. Конденсаторларни улаш . . . . .	79

**IV Б О Б. Электр майдон энергияси**

27-§. Зарядлар системасининг энергияси . . . . .	81
28-§. Зарядланган ўтказгичнинг энергияси . . . . .	82
29-§. Зарядланган конденсаторнинг энергияси . . . . .	83
30-§. Электр майдонининг энергияси . . . . .	85

## V Б О Б. Үзгармас электр токи

31-§. Электр токи . . . . .	90
32-§. Электр юритувчи куч . . . . .	92
33-§. Ом қонуни. Үтказгичларнинг қаршилиги .	94
34-§. Жоуль – Ленц қонуни . . . . .	96
35-§. Занжирнинг бир жинсли бўлмаган қисми учун Ом қонуни	98
36-§. Тармоқланган занжирлар. Кирхгоф қондаси	99
37-§. Ток манбаининг фойдали иш коэффициенти .	103

## VI Б О Б. Вакуумда магнит майдони

38-§. Токларнинг ўзаро таъсири . . . . .	105
39-§. Магнит майдони . . . . .	107
40-§. Био—Савар қонуни. Ҳаракатланувчи заряднинг майдони .	109
41-§. Тўғри ва айланма токларнинг майдонлари . . . . .	111
42-§. В векторнинг циркуляцияси. Соленоид ва торонднинг майдони	115

## VII Б О Б. Моддадаги магнит майдон

43-§. Моддадаги магнит майдони . . . . .	121
44-§. Магнетиклардаги майдонни ифодалаш .	122
45-§. Магнит индукция чизиқларининг синиши .	129

## VIII Б О Б. Магнит майдонининг тоқларга ва зарядларга таъсири

46-§. Магнит майдонидаги тоққа таъсир этувчи куч. Ампер қонуни . . . . .	133
47-§. Лоренц кучи . . . . .	134
48-§. Магнит майдонидаги тоқли контур . . . . .	137
49-§. Магнит майдонида токни кўчиришда бажарилган иш .	141

## IX Б О Б. Магнетиклар

50-§. Магнетиклар классификацияси . . . . .	144
51-§. Магнетомеханик ҳодисалар. Атом ва молекулаларнинг магнит моментлари .	145
52-§. Диамагнетизм	149
53-§. Парамагнетизм .	153
54-§. Ферромагнетизм	156

## X Б О Б. Электромагнит индукция

55-§. Электромагнит индукция ҳодисаси	161
56-§. Индукция электр юритувчи кучи .	163
57-§. Магнит индукциясини ўлчаш усуллари	167
58-§. Фуко тоқлари . . . . .	169
59-§. Ҳиндукция ҳодисаси . . . . .	171
60-§. Занжирни улаш ва узиш пайтидаги тоқ .	173
61-§. Магнит майдон энергияси .	176
62-§. Ҳзаро индукция . . . . .	178
63-§. Ферромагнетикларни қайта магнитлашда бажарилган иш .	183

## XI Б О Б. Электр ва магнит майдонларида зарядланган зарраларнинг ҳаракати

64-§. Бир жинсли магнит майдонида зарядланган зарраларнинг ҳаракати . . . . .	186
65-§. Ҳаракатланаётган зарядланган зарраларнинг электр ва магнит майдонларида ёғиши . . . . .	188

66-§.	Электроннинг зарядини ва массасини аниқлаш . . . . .	191
67-§.	Мусбат ионларнинг солиштирма зарядини аниқлаш Масс-спектрографлар	195
68-§.	Циклотрон	199
<b>XII Б О Б. Металларда ва ярим ўтказгичларда электр токи</b>		
69-§.	Металлардаги ток ташувчиларнинг табиати	202
70-§.	Металларнинг элементар классик назарияси .	204
71-§.	Металлар квант назарияси асослари	209
72-§.	Ярим ўтказгичлар .	216
73-§.	Холл эффекти	222
74-§.	Чиқиш иши . . . . .	225
75-§.	Термоэлектрон эмиссия Электрон лампалар .	228
76-§.	Контакт потенциаллар фарқи	233
77-§.	Термоэлектрик ҳодисалар	236
78-§.	Ярим ўтказгичли диод ва триодлар .	242
<b>XIII Б О Б. Электролитларда ток</b>		
79-§.	Эритмаларда молекулаларнинг диссоциацияси	249
80-§.	Электролиз	252
81-§.	Фарадей қонунлари . . . . .	254
82-§.	Электродитик ўтказувчанлик . . . . .	256
83-§.	Электролизнинг техникада қўлланилиши	258
<b>XIV Б О Б. Газларда электр токи</b>		
84-§.	Газ разрядининг турлари . . . . .	260
85-§.	Мустақил бўлмаган газ разряди .	260
86-§.	Ионизацион камералар ва счётчиклар . . . . .	264
87-§.	Мустақил разрядда ток ташувчиларни юзага келтирувчи процесслар . . . . .	270
88-§.	Газ разрядли плазма	275
89-§.	Ёлқин разряд .	277
90-§.	Ён разряд . . . . .	281
91-§.	Учқун ва тож разрядлар	284
<b>XV Б О Б. Ўзгарувчан ток</b>		
92-§.	Квазистационар тоқлар . . . . .	288
93-§.	Индуктив ғалтакдан ўтувчи ўзгарувчан ток	289
94-§.	Сигимдан ўтувчи ўзгарувчан ток . . . . .	291
95-§.	Сигим, индуктивлик ва қаршиликдан тўзилган ўзгарувчан ток занжири . . . . .	292
96-§.	Ўзгарувчан ток занжирида ажралувчи қувват	295
97-§.	Символик усул	297
98-§.	Тоқлар резонанси	301
<b>XVI Б О Б. Электр тебранишлар</b>		
99-§.	Актив қаршиликсиз контурда эркин тебранишлар .	305
100-§.	Сўнувчи эркин тебранишлар	308
101-§.	Мажбурий электр тебранишлар .	311
102-§.	Сўнмас тебранишлар ҳосил қилиш .	316
<b>XVII Б О Б. Электромагнит майдон</b>		
103-§.	Уюрмавий электр майдони .	319
104-§.	Бетатрон	321
		367

105-§. Силжиш токи . . . . .	323
106-§. Электромагнит майдон . . . . .	325
107-§. Вектор майдонлар хоссаларини тавсифлаш . . . . .	326
108-§. Максвелл тенгламалари . . . . .	337
<b>XVIII Б О Б. Электромагнит тўлқинлар</b>	
109-§. Ғўлқин тенглама . . . . .	341
110-§. Ясси электромагнит тўлқин . . . . .	343
111-§. Электромагнит тўлқинларни экспериментал текшириш . . . . .	346
112-§. Электромагнит майдон энергияси . . . . .	349
113-§. Электромагнит майдон импульси . . . . .	352
114-§. Диполнинг нурланиши . . . . .	354
<b>I и л о в а</b> СИ ва Гаусс системасида электр ва магнит катталликларининг ўлчов бирликлари . . . . .	<b>358</b>
<b>II и л о в а</b> СИ ва Гаусс системасида электромагнитизмнинг асосий формулалари . . . . .	<b>359</b>

*На узбекском языке*  
**ИГОРЬ ВЛАДИМИРОВИЧ САВЕЛЬЕВ**  
**КУРС ОБЩЕЙ ФИЗИКИ, Т. II.**

*Пособие для студентов высших  
технических учебных заведений*

Перевод с русского пятого издания „Наука“ М., 1973

*Издательство „Ўқитувчи“  
Ташкент—1975*

**Таржимонлар:** *Обидов Ф.* (сўз боши, 1—30-§ лар);  
*Қосимов А.* (31—63-§ лар);  
*Мирзахмедов Б.* (64—87-§ лар);  
*Пўлатов М.* (88-§ дан охиригача).

**Редакторлар:** *Пўлатов М., Шерматова М.*  
**Бадний редактор** *Соин Е.*  
**Техредактор** *Чигреева О.*  
**Корректор:** *Раҳматуллаева М.*

**Теришга берилди** 10/IX-1974 й. **Босишга рухсат этилди** 1/IV-1975 й. Қогоз № 3.  
60×90<sup>1/16</sup> Физ. б. л. 23,0. Нашр. л. 25,0. Тиражи 15000.

„Ўқитувчи“ нашриёти, Тошкент, Навоий кўчаси, 30. Шартнома 64-74.  
Баҳоси 70 т. Муқоваси 10 т.

Ўз ССР Министрлар Советининг нашриётлар, полиграфия ва китоб савдоси ишлари бўшқармасининг Морозов номли босмахонаси. Самарқанд Кузнецкая кўчаси. 82. 1975. Заказ № 9.

**Типография** имени Морозова областного управления по делам издательства, полиграфии и книжной торговли. Самарқанд, ул. Кузнецкая, 82.