

MIRZO ULUG'BEK NOMIDAGI
O'ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI



S.G. KALASHNIKOV

ELEKTR

526.2
537
K.140

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIV VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

**MIRZO ULUG‘BEK NOMIDAGI
O‘ZBEKISTON MILLIY UNIVERSITETI**

S.G.KALASHNIKOV

ELEKTR

**Qayta ishlangan va to‘ldirilgan ruscha to‘rtinchi (oltinchi)
nashridan tarjima**

O‘QUV QO‘LLANMA

Oliy va maxsus o‘rta ta‘lim vazirligi

**oliy o‘quv yurtlarining fizika ixtisosligi bo‘yicha o‘qiydigan
talabalari uchun o‘quv qo‘llanma sifatida ruxsat etgan**

**Toshkent
“Universitet”
2022**

UO'K: 537.8

KBK: 22.313ya73

K 18

Kalashnikov S.G. Elektr. O'quv qo'llanma. Ruscha 4-nashri (to'ldirilgan 6-nashri) asosida o'zbek tiliga tarjima qilingan. –T.: "Universitet", 2022. 528 bet.

Ushbu o'quv adabiyoti muallifning uzoq yillar davomida Moskva davlat universiteti Fizika fakultetida o'qigan ma'ruzalari asosida yaratilgan. Uzoq yillik tajribalar natijasida elektrodinamikaning asosiy qonunlari va ularning fizik ma'nosi sodda tilda bayon qilingan. Barcha kattaliklar SI sistemasida berilgan.

Universitetlarning fizika va fizika-matematika fakultetlari, fizik-texnik va injener-fizik institutlarning hamda fizika fani asosiy hisoblangan barcha OTMlarining talabalariga va soha bo'yicha mutaxassislarga mo'ljallangan.

20 ta jadval, 438 ta rasm.

UO'K: 537.8

KBK: 22.313ya73

K 18

Mas'ul muharrirlar:

G.B.Eshonqulov, F.Q.Turatov

Tarjimonlar:

F.Obidov, M.Usmonov



ISBN: 978-9943-8298-4-8

© "Universitet" nashriyoti, Toshkent, 2022 y.

MUNDARIJA

ELEKTR MAYDONI

I BOB. ELEKTR ZARYADLAR

8

1-§. Kirish (8). 2-§. Elektr zaryadlarning o'zaro ta'sir qonuni (9). 3-§. Birliklarning absoiyut elektrostatik sistemasi (11). 4-§. Birliklarning Xalqaro sistemasi SI (13). 5-§ Galvanik elementlar (14). 6-§. Elektrlanish – zaryadlarning qayta taqsimlanishidir (15). 7-§. Elektronlar (15).

II BOB. ELEKTR MAYDON

17

8-§. Elektr maydon to'g'risida tushuncha (17) 9-§ Elektr maydon kuchlanganligi (18) 10-§ Elektr maydonlarni qo'shish (19) 11-§ Zaryadning hajmiy va sirtiy zichligi (20) 12-§ Kuch chiziqlari (21) 13-§ Ostragradiy-Gauss teoremasi (24) 14-§ Puasson tenglamasi (31) 15-§ Elektr maydonda dipol (33)

III BOB. POTENSIALLAR FARQI

36

16-§ Elektrostatik maydonda bajarilgan ish (36) 17-§ Potensiallar farqi (37) 18-§ O'tkazgichlarda zaryadlarning muvozanat shartlari (39) 19-§ Potensiallar farqi va maydon kuchlanganligi (40) 20-§ Ekvivalent sirtlar (41) 21-§ O'tkazgichlar orasidagi kuchlanishni o'lchash (42) 22-§ Normal elementlar (44) 23-§ Elektr zond (45) 24-§ Eng soda elektr maydondagi potensial (46) 25-§ Berilgan zaryadlar maydondagi potensialni hisoblash (48) 26-§ Elektrostatikaning umumiy masalasi (50) 27-§ Elektr maydondagi o'tkazgichlar (52) 28-§ Kulon qonunini aniq tekshirish (53) 29-§ Uchliklar (54) 30-§ Elektrostatik generator (55)

IV BOB. ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

58

31-§ Elektr sig'im (58) 32-§ Oddiy kondensatorlarning sig'imi (59) 33-§ Ko'zgu tasvirlar metodi (62). 34-§ Zaryadlangan kondensator energiyasi (63). 35-§. Kondensatorlarni ulash (64). 36-§. Murakkab kondensatorlar (66). 37-§. Elektr maydon energiyasi (68).

V BOB. DIELEKTRIKLAR

70

38-§. Dielektriklarning qutblanishi (70). 39-§. Qutblanish vektori (73). 40-§. Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi (75). 41-§. Elektr siljish vektori (77). 42-§. Izotrop va anizotrop dielektriklar (80). 43-§. Kuch chiziqlari va siljish chiziqlarining sinishi (81). 44-§. Dielektriklarda elektr maydon qonunlari (83). 45-§. Dielektriklar bo'lgandagi mexanikaviy kuchlar (85). 46-§. Dielektriklar qutblanishining elektron nazariyasi (86). 47-§. Qutbsiz dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi (88). 48-§. Qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi (90). 49-§. Molekulalarning dipol momentlarini aniqlash (92). 50-§. Segnetoelektriklar (93). 51-§. Pyezoelektrik effekt (95). 52-§. Teskari pyezoelektrik effekt (99).

VI BOB. O'ZGARMAS ELEKTR TOK

104

53-§. Elektr tokning xarakteristikallari (104). 54-§. Uzluksizlik tenglamasi (106). 55-§. Elektr tokining ta'sir turlari (107). 56-§. Ballistik galvanometer (109). 57-§. Om qonuni (111). 58-§. Qarshiliklarni o'lchash (113). 59-§.

UO'K: 537.8

KBK: 22.313ya73

K 18

Kalashnikov S.G. Elektr. O'quv qo'llanma. Ruscha 4-nashri (to'ldirilgan 6-nashri) asosida o'zbek tiliga tarjima qilingan. –T.: "Universitet", 2022. 528 bet.

Ushbu o'quv adabiyoti muallifning uzoq yillar davomida Moskva davlat universiteti Fizika fakultetida o'qigan ma'ruzalari asosida yaratilgan. Uzoq yillik tajribalar natijasida elektrodinamikaning asosiy qonunlari va ularning fizik ma'nosi sodda tilda bayon qilingan. Barcha kattaliklar SI sistemasida berilgan.

Universitetlarning fizika va fizika-matematika fakultetlari, fizik-texnik va injener-fizik institutlarning hamda fizika fani asosiy hisoblangan barcha OTMlarining talabalariga va soha bo'yicha mutaxassislarga mo'ljallangan.

20 ta jadval, 438 ta rasm.

UO'K: 537.8

KBK: 22.313ya73

K 18

Mas'ul muharrirlar:

G'.B.Eshonqulov, F.Q.Turatov

Tarjimonlar:

F.Obidov, M.Usmonov



ISBN: 978-9943-8298-4-8

© "Universitet" nashriyoti, Toshkent, 2022 y.

MUNDARIJA ELEKTR MAYDONI

I BOB. ELEKTR ZARYADLAR

8

1-§. Kirish (8). 2-§. Elektr zaryadlarning o'zaro ta'sir qonuni (9). 3-§. Birliklarning absolyut elektrostatik sistemasi (11). 4-§. Birliklarning Xalqaro sistemasi SI (13). 5-§ Galvanik elementlar (14). 6-§. Elektrlanish -- zaryadlarning qayta taqsimlanishidir (15). 7-§. Elektronlar (15).

II BOB. ELEKTR MAYDON

17

8-§. Elektr maydon to'g'risida tushuncha (17) 9-§ Elektr maydon kuchlanganligi (18) 10-§ Elektr maydonlarni qo'shish (19) 11-§ Zaryadning hajmiy va sirtiy zichligi (20) 12-§ Kuch chiziqlari (21) 13-§ Ostragradsiy-Gauss teoremasi (24) 14-§ Puasson tenglamasi (31) 15-§ Elektr maydonda dipol (33)

III BOB. POTENSIALLAR FARQI

36

16-§ Elektrostatik maydonda bajarilgan ish (36) 17-§ Potensiallar farqi (37) 18-§ O'tkazgichlarda zaryadlarning muvozanat shartlari (39) 19-§ Potensiallar farqi va maydon kuchlanganligi (40) 20-§ Ekvivalent sirtlar (41) 21-§ O'tkazgichlar orasidagi kuchlanishni o'lchash (42) 22-§ Normal elementlar (44) 23-§ Elektr zond (45) 24-§ Eng soda elektr maydondagi potensial (46) 25-§ Berilgan zaryadlar maydondagi potensialni hisoblash (48) 26-§ Elektrostatikaning umumiy masalasi (50) 27-§ Elektr maydondagi o'tkazgichlar (52) 28-§ Kulon qonunini aniq tekshirish (53) 29-§ Uchliklar (54) 30-§ Elektrostatik generator (55)

IV BOB. ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

58

31-§ Elektr sig'im (58) 32-§ Oddiy kondensatorlarning sig'imi (59) 33-§ Ko'zgu tasvirlar metodi (62). 34-§ Zaryadlangan kondensator energiyasi (63). 35-§. Kondensatorlarni ulash (64). 36-§. Murakkab kondensatorlar (66). 37-§. Elektr maydon energiyasi (68).

V BOB. DIELEKTRIKLAR

70

38-§. Dielektriklarning qutblanishi (70). 39-§. Qutblanish vektori (73). 40-§. Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi (75). 41-§. Elektr siljish vektori (77). 42-§. Izotrop va anizotrop dielektriklar (80). 43-§. Kuch chiziqlari va siljish chiziqlarining sinishi (81). 44-§. Dielektriklarda elektr maydon qonunlari (83). 45-§. Dielektriklar bo'lgandagi mexanikaviy kuchlar (85). 46-§. Dielektriklar qutblanishining elektron nazariyasi (86). 47-§. Qutbsiz dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi (88). 48-§. Qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi (90). 49-§. Molekularning dipol momentlarini aniqlash (92). 50-§. Segnetoelektriklar (93). 51-§. Pyzeoelektrik effekt (95). 52-§. Teskari pyzeoelektrik effekt (99).

VI BOB. O'ZGARMAS ELEKTR TOK

104

53-§. Elektr tokning xarakteristikalari (104). 54-§. Uzlüksizlik tenglamasi (106). 55-§. Elektr tokining ta'sir turlari (107). 56-§. Ballistik galvanometer (109). 57-§. Om qonuni (111). 58-§. Qarshiliklarni o'lchash (113). 59-§.

Simlarning qarshiligi (114). 60-§. Qarshilikning temperaturaga bog'liqligi (115). 61-§. Om qonunining differensial shakli (117). 62-§. Elektrolitik vanna (120). 63-§. Aloqa liniyalarida yerlash (yerga ulash) (122).

VII BOB. ELEKTR YURITUVCHI KUCH

125

64-§. Tok manbalari (125). 65-§. O'zgarmas tokning ishi va quvvati. Joul-Lens qonuni (125). 66-§. Galvanik elementda ajralgan energiya (125). 67-§. Galvanik elementning elektr yurituvchi kuchi (127). 68-§. Manba qisqichlaridagi kuchlanish (130). 69-§. Elektr yurituvchi kuch va manba bajargan ish (132). 70-§. Tarmoqlangan zanjirlar. Kirxgof qoidalari (135). 71-§. Tashqi zanjirdagi quvvat va tok manbalarining foydali ish koeffitsiyenti (142). 72-§. Elektr maydon uchun energiyaning saqlanish qonuni (144). 73-§. Kvazistatsionar toklar (148). 74-§. Qarshilikli zanjirdagi kondensator (150).

MAGNIT MAYDON

VIII BOB. VAKUUMDA TOKLARNING MAGNIT MAYDONI

153

75-§. Toklarning magnit o'zaro ta'siri (153). 76-§. Magnit induksiya (155). 77-§. Absolyut elektromagnit birliklar sistemasi (159). 78-§. Magnit doimiysi (161). 79-§. Magnit maydonning kuchlanganligi (160). 80-§. Magnit maydonning kuch chiziqlari (163). 81-§. Magnit maydonning uyurmaviy xarakteri (165). 82-§. Tokning magnit momenti (170). 83-§. Parallel joylashgan tokli ikki o'tkazgich (172). 84-§. Magnit maydondagi mexanikaviy ish. Magnit oqimi (173). 85-§. Magnit maydonidagi tokli kontur (176). 86-§. Harakatlanayotgan zaryadning magnit maydoni (178). 87-§. Rouland va Eyxenvald tajribalari (179). 88-§. Lorens kuchi (182).

IX BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

184

89-§. Elektromagnit induksiya (184). 90-§. Lens qonuni (186). 91-§. Elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni (191). 92-§. Magnit kuchlanishni o'lchash (191). 93-§. O'zinduksiya (192). 94-§. Moddaning magnit singdiruvchanligi (196). 95-§. Tokning yo'qolishi va tiklanishi (196).

X BOB. MAGNIT MAYDON ENERGIYASI

200

96-§. Tokning xususiy energiyasi (200). 97-§. Magnit maydon energiyasi (201). 98-§. O'zaro induksiya (202). 99-§. Ikki tokning o'zaro energiyasi (204). 100-§. Magnit maydon mavjudligida energiyaning saqlanish qonuni (205). 101-§. Magnit maydondagi mexanikaviy kuchlar (209). 102-§. Faradey - Maksvell bosimi va tarangligi (211).

XI BOB. Magnetiklar

213

103-§. Muhitning magnitlanishi (213). 104-§. Magnetik ichidagi magnit maydon kuchlanganligi (214). 105-§. Magnit induksiya vektori (216). 106-§. Magnetiklarda magnit maydon qonunlari (218). 107-§. Jism shaklining magnitlanishga ta'siri (220). 108-§. Magnit induksiya chiziqlarining sinishi (223). 109-§. Moddalarning magnit xossalari. Diamagnitizm va paramagnitizm (226). 110-§. Ferromagnitizm (227). 111-§. Magnitlantirish ishi (232). 112-§. Magnit materiallar. Ferritlar (234). 113-§. Magnit zaryadlar. Magnetizmning formal nazariyasi (236). 114-§. Magnit o'zaro ta'sirga muhitning ta'siri (239).

115-§. Molekulyar toklarning tabiati (241). 116-§. Magnitomexanik va mexanomagnit hodisalar (243). 117-§. Elektronning magnit va mexanikaviy momentlari (245). 118-§. Para- va diamagnitizmning tushuntirilishi (246). 119-§. Ferromagnitizmni tushuntirish (250).

XII BOB. MAGNIT OQIMIDAN TEXNIKADA FOYDALANISH.

GENERATORLAR VA DVIGATELLAR

254

120-§. Magnit zanjirlari (254). 121-§. Elektromagnitlar (256). 122-§. Magnit oqimning tarmoqlanishi (258). 123-§. O'zgaruvchan tok generatorlari (260). 124-§. O'zgarmas tok generatorlari (261). 125-§. O'zgarmas tok elektr dvigateli (264). 126-§. Sinxron dvigatellar (265). 127-§. Ikki fazali tok (266). 128-§. Uch fazali tok (268). 129-§. Vektor diagrammalar (272). 130-§. Aylanuvchi magnit maydon (275).

XIII BOB. ELEKTR VA MAGNIT MAYDONLARINING

O'ZARO AYLANISHI. MAKSVELL NAZARIYASI

280

131-§. Uyurmaviy elektr maydon (280). 132-§. Uyurmaviy toklar (282). 133-§. Transformator (284). 134-§. O'zgaruvchan tokning siqib chiqarilishi (skin-effekt) (287). 135-§. Induksion tezlatich (289). 136-§. Siljish toki (291). 137-§. Maksvell tenglamalari (294). 138-§. Differensial shakldagi Maksvell tenglamasi (296). 139-§. Maksvell nazariyasining ahamiyati (299). 140-§. Harakatlanayotgan jismdagi elektromagnit maydon (300). 141-§. Elektromagnit hodisalar uchun nisbiy harakat muhimdir (303). 142-§. Harakatlanayotgan o'tkazgichlardagi elektromagnit induksiya (305). 143-§. Lorens almashtirishlari (308).

ELEKTRON VA ION HODISALARI

XIV BOB. METALLAR VA YARIMO'TKAZGICHLARDA

ELEKTR TOKNING TABIATI

311

144-§. Elektron zaryadi kattaligini o'lchash (311). 145-§. Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiati (313). 146-§. Elektr qarshilikning sababi (316). 147-§. Metallarning klassik elektron nazariyasi (318). 148-§. O'ta o'tkazuvchanlik (322). 149-§. Metallar klassik elektron nazariyasining qo'llanilish chegaralari (326). 150-§. Metallarda elektronlarkonsentratsiyasi va harakatchanligi (328). 151-§. Yarimo'tkazgichlar va izolyatorlar (331). 152-§. Yarim o'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi (332). 153-§. Yarimo'tkazgichlarning aralashmali o'tkazuvchanligi (334). 154-§. Energetik zonalar haqida tushuncha (336). 155-§. Elektronlarda impuls va energiya taqsimoti (341).

XV BOB. VAKUUMDA ELEKTR TOKLARI

346

156-§. Elektron emissiya (346). 157-§. Vakuumli diodning volt-amper xarakteristikasi (347). 158-§. To'yinich tokining temperaturaga bog'liqligi (349). 159-§. Elektron lampa to'g'rilagich sifatida (351). 160-§ Uch elektroli elektron lampalar (trioldlar) (353). 162-§. Elektr fluktuatsiyalar (356). 163-§. Ikkilamchi elektron emissiya (358). 164-§. Ko'p to'ri lampalar (360). 165-§. Avtoelektron emissiya (361).

**XVII BOB. ZARYADLANGAN ZARRALARNING ELEKTR VA
MAGNIT MAYDONLARDAGI HARAKATI**

363

178-§. Zaryadlangan zarralarning bir jinsli elektr maydondagi harakati (363).
179-§. Zaryadlangan zarralarning bir jinsli magnit maydondagi harakati (364).
180-§. Siklotron (367). 181-§. Elektronlarning solishtirma zaryadini magnit
fokuslash metodi yordamida aniqlash (369). 182-§. Magnetron (370). 183-§.
β-nurlarning solishtirma zaryadini aniqlash (373). 184-§. Elektronlarning
solishtirma zaryadini o'lchash natijalari (375). 185-§. Siklotron (diamagnit)
rezonansi (376). 186-§. Effektiv massa (378). 187-§. Elektron dastalarining
qaytishi va sinishi (380). 188-§. Elektron ossilograf (384).

XVII BOB. ELEKTRONLARDA ELEKTR TOK

386

189-§. Faradeyning elektroliz qonunlari (386). 190-§. Elektrolitik dissotsiatsiya
(388). 191-§. Ionlarning elektrolitlardagi harakati (391). 192-§.
Elektrolitlarning elektr o'tkazuvchanligi (393). 193-§. Elektrolitlarda
ionlarning harakatchanligi (394). 194-§. Elektrod potentsiali (397). 195-§.
Tokning kimyoviy manbalari (401). 196-§. Elektrolitning parchalanish
kuchlanishi (406). 197-§. Akkumulyatorlar (408).

XIX BOB. KONTAKTLARDAGI ELEKTR HODISALARI

410

198-§. Kontakt potentsiallar farqi (410). 199-§. Termoelektr (414). 200-§. Peltze
effekti (417). 201-§. Tompson effekti (421). 202-§. Termoelektr hodisalarning
qo'llanishi (423). 203-§. Yarimo'tkazgichlardagi elektron-kovak o'tishlar
(424). 204-§. Yarimo'tkazgichli diodlar (428). 205-§. Yarimo'tkazgichlardagi
muvozanatsiz elektronlar va kovaklar (430). 206-§. Yarimo'tkazgichli
kuchaytirgichlar (433).

ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR VA TO'LQINLAR

XX BOB. XUSUSIY ELEKTR TEBRANISHLAR

435

207-§. Xususiy elektr tebranishlar (435). 208-§. Tebranishlarning so'nishi
(437). 209-§. Xususiy elektr tebranishlar tenglamasi. So'nish bo'lmagandagi
tebranishlar (439). 210-§. So'nish bo'lgandagi tebranishlar (442). 211-§.
Tebranishlarni saqlash. Uchqunli kontur (446). 212-§. Avtotebranish
sistemalari (447). 213-§. Manfiy qarshiliklardan foydalanish (448). 214-§.
Lampali generatorlar. Teskari bog'lanish (450). 215-§. O'z-o'zidan uyg'onish
shartlari (453). 216-§. Relaksatsion tebranishlar (455).

XXI BOB. MAJBURIY ELEKTR TEBRANISHLAR.

O'ZGARUVCHAN TOKLAR

458

217-§. O'zgaruvchan tok zanjirida qarshilik (458). 218-§. O'zgaruvchan tok
zanjirida sig'im (459). 219-§. O'zgaruvchan tok zanjirida induktivlik (462).
220-§. O'zgaruvchan toklar uchun Om qonuni (464). 221-§. Kuchlanishlar
rezonansi (467). 222-§. Tebranishlarning qaror topishi (471). 223-§.
O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati (473). 224-§. O'zgaruvchan toklarning
tarmoqlanishi (476). 225-§. Toklarning rezonansi (478). 226-§. Parametrik
rezonans (481). 227-§. Kompleks kattaliklar (483). 228-§. Kompleks
qarshiliklar (487).

XXIII BOB. ERKIN ELEKTROMAGNIT. TO'LQINLAR **494**

237-§. Erkin elektromagnit to'lqinlarning hosil bo'lishi (494). 238-§. To'lqin tenglama (495). 239-§. Yassi elektromagnit to'lqinlar (496). 240-§ Elektromagnit to'lqinlarning xossalari (498). 241-§. Elektromagnit to'lqinlarni eksperimental tekshirish (499). 242-§. Elektromagnit to'lqinlar energiyasi (503). 243-§. Elementar dipol (508). 244-§. Elektromagnit to'lqinlar bosimi (511). 245-§. Elektromagnit maydon impulsi va massasi (512). 246-§. Harakatlanayotgan zaryadning elektromagnit massasi (516).

XXIV BOB. ELEKTROMAGNIT TO'LQINLARNING ALOQA

MAQSADLARIDA QO'LLANILISHI **518**

247-§. Radioaloqa prinsipi (518). 248-§. Tebranishlarni modulyatsiyalash (519). 249-§. Radiouzatgich (522). 150-§. Tebranishlar demodulyatsiyasi. Radio (524).

ELEKTR MAYDONI I BOB. ELEKTR ZARYADLAR

1-§. Kirish

Elektr zaryadlarga tegishli bo'lgan ba'zi elementar faktlarni eslatib o'tamiz. Kitobxonga bu faktlar o'rta maktab fizika kursidan ma'lumdur, shuning uchun ular haqida biz qisqacha to'xtalib o'tamiz.

Junga ishqalangan qahrabo yengil predmetlarni o'ziga tortish xususiyatiga ega bo'lishi qadim zamonlardan ma'lum edi. Biroq faqat XVI asrning ohiridagina ingliz vrachi Jilbert bu hodisani mukammal tekshirib chiqdi va boshqa ko'pgina moddalar ham shunday xossaga ega ekanligini topdi. Qahrabo kabi, ishqalangandan keyin yengil predmetlarni tortish xossasiga ega bo'lgan jismlarni u elektrlangan jismlar deb atadi (grekcha elektron-qahrabo). Endi biz bunday holatdagi jismlarda elektr zaryadlar bo'ladi, bu jismlarning o'zini esa zaryadlangan jismlar deb gapiramiz.

"Ishqalab elektrlashda" ishqalanishning o'zi hech qanday muhim rol o'ynamaydi. Turli moddalar bir-biriga zich tekkizilganda doim elektr zaryadlar paydo bo'ladi. Qattiq jismlar sirtida doim bo'ladigan mikroskopik g'adir-budurliklar va notekisliklar zich tegishga qarshilik ko'rsatadi. Jismlarni bosib va ularni bir-biriga ishqalab, biz ikkala jism sirtini ko'proq yaqinlashtiramiz. Ishqalanganga qadar esa ular faqat uncha ko'p bo'lmagan nuqtalari bir-biriga tegib turgan edi.

Ba'zi jismlarda elektr zaryadlar jismning turli qismlari orasida erkin ko'cha oladi, boshqa jismlarda esa bunday bo'lmaydi. Birinchi tur jismlar elektr o'tkazgichlar, ikkinchi tur jismlar esa izolyatorlar yoki dielektriklar deyiladi. Qattiq va suyuq holatdagi hamma metallar, tuz va kislotalarning suvdagi eritmaları va boshqa ko'pgina moddalar o'tkazgichlardir. Qahrabo, kvars, ebonit va normal sharoitdagi hamma gazlar izolyatorlarga misol bo'la oladi.

Jismlarni o'tkazgichlar va izolyatorlarga ajratish shartli ekanligini eslatib o'tamiz. Ma'lum bo'lgan barcha moddalar u yoki bu darajada elektr o'tkazadi. Biz mazkur jism izolyatoridan iborat deb gapirganimizda, bu bilan biz tajribani muayyan sharoitda jism orqali o'tgan zaryad qaralayotgan hodisada qatnashayotgan boshqa zaryadlarga qaraganda juda kam bo'lgan holni ifodalaymiz.

Tajriba ko'rsatadiki, zaryadlangan ikki jism yo itarishishi, yo bir-biriga tortilishi mumkin. Agar izolyatsiyalovchi ingichka ipak iplarga osib qo'yilgan ikki yengil jismni ipakka ishqalangan shisha tayoqcha bilan ularga tekkizib zaryadlasak ham xuddi shunday hodisa kuzatiladi. Agar jismlarning biri shisha tayoqcha bilan, boshqasi ebonit tayoqcha bilan zaryadlansa, unda

ikkala jism bir –biriga tortiladi. Bu, shisha va ebonit zaryadlari sifat jihatidan o‘zaro farq qiladi demakdir.

Tabiatda turli xil moddalar juda ko‘p bo‘lishiga qaramay, faqat ikki tur elektr zaryad mavjud: bular ipakka ishqalangan shishada hosil bo‘ladigan zaryadlarga o‘xshash zaryadlar va junga ishqalangan ebonitda hosil bo‘ladigan zaryadlarga o‘xshash zaryadlardir. Bu zaryadlarning birinchisi *musbat zaryadlar*, ikkinchisi *manfiy zaryadlar* deb ataladi. Demak, bir xil ishorali zaryadlar o‘zaro itarishadi, turli ishorali zaryadlar esa tortishadi.

Elektr zaryadlarni bilib olish (payqash) uchun mo‘ljallangan elektroskopning tuzilishi elektr itarishish hodisasiga asoslangan. U izolyatsiyalangan metal sterjendan iborat bo‘lib, unga yengli qog‘oz yoki metal yaproqlar mahkamlangan. Zaryadlangan jism tekkizilganda jism zaryadining bir qismi elektroskopga o‘tadi va elektr itarishish kuchi ta‘sirida yaproqchalar bir-biriga nisbatan biror burchakka og‘adi.

2-§ Elektr zaryadlarning o‘zaro ta‘sir qonuni

Elektr hodisalarni miqdoriy o‘rganishning boshlanishi XVIII asr oxiriga ya‘ni Kulon (1785 y) elektr zaryadlarning o‘zaro ta‘sir qonunini tajribada aniqlagan davrga to‘g‘ri keladi.

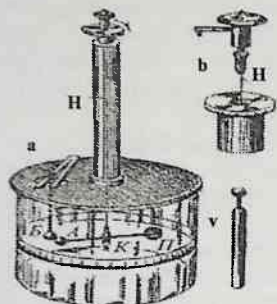
Zaryadlangan ixtiyoriy o‘lchamlardagi jismlar uchun bunday qonunni umumiy shaklda berish mumkin emas, chunki cho‘ziq jismlarning o‘zaro ta‘sir kuchi ularning shakli va o‘zaro joylashishiga bog‘liq. Biroq agar jismlarning o‘lchamlari ular orasidagi masofaga nisbatan juda kichik bo‘lsa, o‘zaro ta‘sir qonuni jismlarning shakli va ularning o‘zaro orientatsiyasiga (joylashishiga) bog‘liq bo‘lmay qoladi. Shuning uchun umumiy ahamiyatga ega o‘zaro ta‘sir qonunini faqat nuqtaviy zaryadlar uchun belgilash mumkin.

Elektr zaryadlar doimo hajmda taqsimlangani tufayli matematik nuqtada hech qanday chekli zaryadning bo‘lishi mumkin emas, albatta *nuqtaviy zaryad* deganda fizikada o‘lchamlari boshqa zaryadlargacha bo‘lgan masofaga nisbatan juda ham kichik bo‘lgan zaryadlangan jism tushuniladi.

Kulon tajribalarining sxemasi 1-rasmda tasvirlangan (Kulonning buralma tarozisi). Ingichka metall tola N ga izolyatsiyalovchi yengil shayin K osilgan bo‘lib, uning bir uchiga A sharcha, boshqa uchiga esa posangi P o‘rnatilsin. Tolaning yuqori uchi asbobning aylanuvchi kallagiga mahkamlangan bo‘lib u tolanning buralish burchagini aniq hisoblashga imkon beradi. Asbob ichiga o‘lchamlari A sharchaning o‘lchamlariga teng bo‘lgan izolatsiyalangan ikkinchi B sharchani kiritish mumkin. Katta shisha silindr asbobning sezgir qismlari havo harakati ta‘siridan himoyalaydi.

O‘zaro ta‘sir kuchi zaryadlar orasidagi masofaga qanday bog‘liqligini aniqlash uchun izolyatsiyalangan dastaga mahkamlangan uchinchi

zaryadlangan sharchani A va B sharchalarga tekkizib, ularga ixtiyoriy zaryad beriladi. Sharchalar itariladi va biror masofada turib qoladi, bu masofa asbob shkalasidan foydalanib o'lganadi. So'ngra asbob kallagini aylantirish orqali osma telasi buraladi, bunda tolaning turlicha buralish burchaklarida sharchalarning yaqinlashish masofalari belgilab boriladi. Mexanikadan ma'lumki, buralish deformatsiyasida (qaytuvchan elastik deformatsiyalar sohasida) buralish burchagi aylantiruvchi kuch momentiga proporsional, biz tolaning buralish burchagini necha marta orttirganimizni bilgan holda kuch momenti necha marta ortganini aniqlaymiz, bundan



1-rasm. Kulonning buralma tarozasi:

a-kallagi, v-sharcha A va asbobning umumiy ko'rinishi. b-asbob B larni zaryadlash uchun o'tkazgich.

shayin sharchasiga ta'sir qiluvchi kuchni ham aniqlashimiz mumkin. Bu tajribalar natijasida Kulon quydagi xulosaga keldi. Ikki nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchi ularni birlashtiruvchi chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'lib, zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional:

$$F \sim 1/r^2$$

Sharchalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi sharchalar zaryadining miqdoriga ham bog'liq. Bu bog'lanishni quyidagi tajriba yordamida aniqlash mumkin. Agar A va B sharchalardan biriga o'lchamlari xuddi shunday bo'lgan, lekin zaryadlanmagan sharchani qisqa vaqt tekkizib olinsa, ikkala sharchaning aynan birdayligi tufayli zaryad ular o'rtasida teng taqsimlanadi. Endi ularning birida dastlabki zaryadning faqat yarmi bo'ladi.

Masofa o'shanday bo'lishiga qaramay A va B sharchalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi ikki marta kamayadi. Buni takrorlab, sharcha zaryadini ikki, to'rt va hakoza marta kamaytirish va o'zaro ta'sir kuchi har qaysi sharchaning zaryadiga proporsional ekanligiga ishonch hosil qilish mumkin.

Bu masalani quyidagi tarzda aniqroq tadqiq qilish mumkin. A va B sharchalarga biror (noma'lum) zaryad beramiz va biror ma'lum masofada ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchi F_{AB} ni o'lchaymiz. So'ngra B sharchani zaryadlangan boshqa V sharcha bilan almashtiramiz va birinchi holdagi kabi bunda ham o'sha masofada joylashgan A va B sharchalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchi F_{AB} ni yana o'lchaymiz. Agar endi A sharcha zaryadini ixtiyoriy tarzda o'zgartirsak va A sharchaning B va V sharchalar bilan o'zaro ta'sir kuchini yana o'lchasa, unda tajriba $F_{AB} F_{AV}$ kuchlar nisbati ikkala holda

ham bir xil, ya'ni A sharchaning zaryadi kattaligi ga bog'liq emasligini ko'rsatadi. Bu degan so'z, yuqorida ko'rsatilgan kuchlar nisbati faqat B va V sharchalarning zaryadlariga bog'liq demakdir, binobarin, uni ikkala sharchaning zaryadlari kattaligi nisbatiga teng deyish mumkin, ya'ni

$$\frac{F_{AB}}{F_{AV}} = \frac{q_B}{q_V}$$

Bu munosabat ikki zaryad kattaliklari nisbati ta'rifidan iborat va u zaryadlarni taqqoslash usulini ko'rsatadi.

Olingan natija o'zaro ta'sir kuchi sharchalardan biri (A) ning zaryadiga proporsionalligini ko'rsatadi. Bu tajribada ikkala sharcha ham teng huquqli bo'lgani sababli undan o'zaro ta'sir kuchi q_1 va q_2 zaryadlarning har birining kattaligiga proporsionalligi kelib chiqadi.

Shunday qilib, ikki nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchi quydagi ga teng:

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

bu yerda f -proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, zaryad masofa va kuchlar o'lchov birliklarining tanlanishiga bog'liq.

Kuchning kattaligini emas, balki uning yo'nalishini ham ifodalash uchun Kulon qonunini vektor shaklida ko'rsatish mumkin:

$$\vec{F}_{12} = f \frac{q_1 q_2}{r_1^3} \vec{r}_{12} \quad (2.1a)$$

bunda \vec{F}_{12} - 2-zaryad tomonidan 1-zaryadga ta'sir qilayotgan kuch vektori, \vec{r}_{12} - 1-zaryaddan 2-zaryadga yo'nalgan radius-vektor.

Kulon tajribalari teskari kvadratlar qonuning yagona isbotidan emas, albatta. Hozirgi vaqtda Kulon qonuning juda katta masofalar uchun ham, juda kichik masofalar uchun ham juda aniq bajarilishini tasdiqlovchi ko'pgina boshqa eksperimental ma'lumotlar bor. Jumladan, atom hodisalari tadqiqoti Kulon qonunini hatto 10^{-15} m gacha masofalarda ham o'rinni deb xulosa chiqarishga imkon beradi.

3-§. Birliklarning absolyut elektrostatik sistemasi.

Kulon qonunidagi proporsionallik koeffitsiyenti f ni aniqlash uchun biz biror aniq birliklar sistemasini tanlashimiz lozim.

Har qanday birliklar sistemasi bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda tanlanadigan biror sondagi asosiy birliklardan va hosilaviy birliklar majmuyidan iborat. Hosilaviy birliklar asosiy (yoki boshqa hosilaviy) birliklardan muayyan fizikaviy qonunlarni ifodalaydigan va o'lchov birligi aniqlanishi kerak bo'lgan berilgan fizikaviy kattalikni boshqa o'lchov birligi oldindan ma'lum bo'lgan kattaliklar bilan bog'laydigan tegishli

tanlangan munosabatlar yordamida hosil qilinadi. Biror hosilaviy birlikni aniqlashda foydalanadigan bunday har bir munosabatni shu birlik uchun aniqlovchi munosabat deb ataymiz.

Fizikada hozirgacha birliklarning absolyut SGS sistemasi (mexanikaviy, elektr va magnit sistemalar) ko'p ishlatiladi. Bu sistemada uchta asosiy birlik; uzunlik (santimetr), massa (gramm) va vaqt (sekund) olingan. Bu sistemada kuch birligi sifatida dina olinadi. Agar masofa r ni sm da, kuch F ni esa dina hisobida o'lchasak, u holda Kulon qonunida yagona birlik – zaryadning o'lchov birligi noaniq bo'ladi. Shuning uchun bu birlikni shunday tanlash kerakki, bunda $f = 1$ bo'lsin, ya'ni Kulon qonuni eng sodda shaklni olsin. Zaryadning bunday birligi zaryadning *absolyut elektrostatik birligi* deb ataladi.

(2.1) formulada $r = 1$, $q_1 = q_2 = 1$ deb faraz qilib, $F = 1$ ni olamiz. Bu degani so'z, *zaryadning absolyut elektrostatik birligi shunday zaryadki, u vakuumda o'ziga teng bo'lgan, 1 sm uzoqdagi zaryadga 1 dina kuch bilan ta'sir qiladi* demakdir.

Agar zaryadlar absolyut elektrostatik birliklarda, kuch dina hisobida, masofa esa santimetr hisobida o'lchansa, u holda (2.1) Kulon qonuni quydagicha bo'ladi;

$$F = \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (3.1)$$

Asosiy birliklar sifatida santimetr, gramm va sekundni tanlab va zaryadning absolyut elektrostatik birligidan foydalanib, barcha elektr va magnit kattaliklarning o'lchab, birliklarini aniqlash mumkin. Biz ular bilan keyin tanishamiz. Bunday birliklar sistemasini elektrostatik sistema absolyut deyiladi va SGSI simvol bilan belgilanadi.

Shunday qilib SGSI sistemada zaryad birligi hosilaviy birlikdir. Kulon qonuni formulasi uning uchun aniqlovchi formula bo'ladi.

Bundan keyin biz hosilaviy birliklarning umum qabul qilingan usulda belgilanishlardan foydalanamiz. Buning uchun berilgan kattalikni aniqlovchi formula orqali ifodalaymiz va olingan ifodaga undagi fizikaviy kattaliklar o'miga ularning o'lchov birliklarini qoyamiz. Masalan, (3.1) dan quydagi ga ega bo'lamiz.

$$q = r F^{1/2}.$$

Shuning uchun 1 SGSI zaryad birligi

$$1SGSI_q = 1\text{sm} \cdot \text{dina}^{1/2}.$$

Hosilaviy birliklarni bunday belgilash usuli qulay, chunki bu belgilash ularning o'lchamligini aniqlaydi, ya'ni sistemaning boshqa birliklari o'zgarganda berilgan fizikaviy kattalikning o'lchov birligi qanday

o'zgarishini ko'rsatadi. Masalan, keltirilgan ifoda uzunlik birligi a marta va kuch birligi b marta ortganda zaryad birligi $ab^{1/2}$ marta ortishini ko'rsatadi.

Hosilaviy birliklarni asosiy birliklar orqali ham ifodalash mumkin. Masalan, 1 dina = $1g \cdot sm \cdot sek^{-2}$ ekanligini hisobga olib, quydagini olamiz.

$$1 \text{ SGSI}_q = 1 \text{ sm}^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot \text{sek}^{-1}.$$

4-§. Birliklarning Xalqaro sistemasi -SI

SGSI sistemasidan tashqari elektr va magnit birliklarning boshqa absolyut sistemalarni ham tashkil etish (tuzish) mumkin. Masalan, 77-§ da elektromagnit birliklar sistemasi SGSM bilan tanishamiz. Bu sistema ham SGSI sistemasi kabi uchta asosiy birlikdan; uzunlik (santimetr), massa (gramm), va vaqt (sekund), dan tuzilgan bo'lib, zaryadlarning elektrostatik o'zaro ta'sir qonuniga emas, balki toklarning magnit o'zaro ta'sir qonuniga asoslangan. Bu sistema ham absolyut sistema, chunki undagi barcha magnit birliklar magnetizm qonunlaridagi proporsionallik koeffitsiyentlarini bir birlikka tenglash orqali aniqlanadi. SGSI birliklar sistemasi elektr hodisalarini tavsiflash uchun, SGSM sistema esa magnit hodisalarini tavsiflash uchun juda qulay. Fizikaga oid adabiyotlarda elektr va magnit birliklarining simmetrik sistemasi deb ataladigan systema (Gauss sistemasi) keng qollaniladi. Bu sistema SGSI va SGSM sistemalarining birga qo'shilishidan iborat.

Biroq bu birliklarning absolyut sistemalari ko'p afzalliklarga ega bo'lishi bilan birga bu sistemalarda ko'pgina elektr va magnit kattaliklar birliklari amaliy maqsadlar uchun noqulay ekanligi ularning kamchiligi, chunki ular juda katta yoki juda kichik bo'lib chiqadi. Shuning uchun hozirgi vaqtda birliklarning Xalqaro sistemasi keng tarqalgan. U lotincha SI (The system international of units) harflar bilan va ruscha СИ (система интернациональная) harflar bilan qisqacha belgilanadi. Bu sistemani ishlab chiqishda elektr va magnit kattaliklarning asosiy o'lchov birliklarini elektrotexnika va radiotexnikada qabul qilingan amaliy birliklarga mos keltirishga harakat qilindi.

SI birliklar sistemasi ettita asosiy birlik: uzunlik-metr (m), massa-kilogramm (kg), vaqt-sekund (s, sek), tok kuchi-ampere (A), termodinamik temperatura-kelvin (K), yorug'lik kuchi-kandela (kd), modda miqdori- mol (ml) va ikkita qo'shimcha burchak birligi (*radian, steradian*) asosida tuzilgan. SI sistemasida elektr zaryad birligi kulon (Kl) hosilaviy birlik bo'lib, kuchi 1 A bo'lgan o'zgaraydigan tokli o'tkazgichning kesimidan 1 sek ichida o'tadigan zaryad kabi aniqlanadi.

$$1 \text{ Kl} = 1 \text{ A} \cdot \text{sek}.$$

Amperning ta'rif toklarning magnit o'zaro ta'siri qonuniga asoslangan va 83-§ da keltirilgan. Bu ta'rifdan 1 kulonda 0.1 s SGSI zaryad birligi bor

ekanligi kelib chiqadi, bunda $c=2.99790 \cdot 10^{10}$ sm/sek bilan ifodalangan bo'lib, yorug'likning vakuumdagi tezligi. Bundan keyin biz bu kattalikning yaxlitlangan qiymatidan foydalanamiz va biz 1 Kl zaryadga $3 \cdot 10^9$ SGSI zaryad birligi bor deb hisoblaymiz.

SI sistemasining SGSI sistemasidan ikkinchi farqi shundan iboratki, unda elektr qonunlari ratsionlashtirilgan shaklda yoziladi. Bu o'zgarish quydagidan iborat. Elektrga doir ko'pgina formulalar tarkibiga 4π ko'paytuvchi kiradi. Amaliy muhim formulalarda undan qutulish uchun Kulon qonuni uchun yozilgan ifodaga avval boshdanoq $1/4\pi$ ko'paytuvchi kiritiladi. Toklarning magnit o'zaro ta'siri asosiy qonuniga ham (79§ga qarang) xuddi shunday ko'paytuvchi kiritish qulaylik tug'dirar ekan. Shuning uchun SI birliklar sistemasida Kulon qonuni quydagi ko'rinishda yoziladi;

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}^2} \quad (4.1)$$

bunda (2.1) formuladagi f proporsionallik koeffitsiyenti o'rniga $1/4\pi\epsilon_0$ yozilgan. Bu yerda ϵ_0 birliklarning tanlanishiga bog'liq bo'lgan biror doimiy kattalik. Biroq zaryad birligi aniq bo'lganligi tufayli SGSI sistemasidan farqli ravishda SI sistemasida elektr qonunlariga muayyan o'lchamlikka ega bo'lgan ϵ_0 doimiy kiritiladi. Bu doimiyni endi biz *elektr doimiysi yoki vakuumning absolyut dielektrik singdiruvchanligi* deb ataymiz. SI sistemasida ϵ_0 ning qiymatini topish qiyin emas. Faraz qilaylik, bir-biridan $1m = 10^2 sm$ masofada uzoqlashtirilgan ikkita nuqtaviy zaryad $q_1 = q_2 = 1Kl$ vakuumda o'zaro ta'sirlashadi. Unda (3.1) formulaga ko'ra, o'zaro ta'sir kuchi quydagiga teng:

$$F = \frac{(3 \cdot 10^9)^2}{(10^2)^2} = 10^{14} \text{ dina} = 9 \cdot 10^9 N$$

Ikkinchi tomondan, (4.1) ga ko'ra

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1 \cdot 1}{1^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} N$$

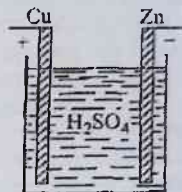
$$\text{Bundan } \epsilon_0 = \frac{1}{4\pi(9 \cdot 10^9)} = 8.85 \cdot 10^{-12} SI_{\epsilon_0}$$

kelib chiqadi. ϵ_0 ning o'lchov birligi to'g'risida 31-§ ga qarang.

5-§. Galvanik elementlar

Elektr zaryadlarni turli usullar bilan olish mumkin, biz ular bilan keyinroq tanishamiz. Hozir esa galvanik elementlar yordamida zaryadlar olish to'g'risida eslatib o'tamiz.

Elektr o'tkazuvchi eritma (kislota yoki tuzning suvdagi eritmasi) yordamida tutashirilgan ikki xil o'tkazgichdan iborat sistemaga *galvanik element* deyiladi. 2-rasmda eng oddiy elementlardan biri - Volta elementi ko'rsatilgan. Bu element sulfat kislolaning suvdagi kuchsiz eritmasiga tushirilgan, elektrodlar deb ataladigan mis va rux plastinkalaridan iborat. Mis musbat zaryadlanadi, rux esa manfiy zaryadlanadi. Ko'pincha musbat elektrod *anod*, manfiy elektrod esa *katod* deb ataladi. Turli galvanik elementlarning tuzilishi va ularda sodir bo'ladigan jarayonlar XVIII bobda qarab chiqiladi.



2-rasm. Volta elementi

6-§. Elektrlanish - zaryadlarning qayta taqsimlanishidir

Tajribalar shuni ko'rsatadiki har qanday jismda zaryad paydo bo'lishi kattaligi jihatdan unga teng, lekin ishorasi qarama-qarshi bo'lgan boshqa zaryadni yuzaga keltiradi. Masalan, galvanik elementlarda doim ikki elektrodga ega bo'lamiz, ulardan biri musbat, ikkinchisi manfiy zaryadlanadi. Ishqalab elektrlashda ham doim ikkala ishqalanayotgan jism zaryadlanadi, shu bilan birga kattaligi teng bo'lgan ishorali turli qishorali bo'ladi. Har qanday zaryadlash jarayonida bir xil kattalikdagi turli ishorali zaryadlar paydo bo'lishi hamma jismlarda doim musbat va manfiy zaryadlar bo'ladi degan xulosaga olib keladi. Biroq oddiy sharoitlarda har qanday jism hajmidagi musbat zaryadlar miqdori manfiy zaryadlar miqdoriga teng, shuning uchun jism zaryadlanmagan bo'lib tuyiladi. Har qanday zaryadlash jarayoni elektr zaryadlarini qayta taqsimlash jarayonidan iborat, bunda jismlarning birida (yoki jismning bir qismida) ortiqcha musbat zaryad boshqa jismda (yoki jismning boshqa qismida) ortiqcha manfiy zaryad hosil bo'ladi. Jismlardagi musbat va manfiy zaryadlarning umumiy miqdori o'zgarmaydi, bu zaryadlar jismlar o'rtasida qayta taqsimlanadi. Shuning uchun hamma jismlarda istalgan elektr jarayonda hosil bo'ladigan zaryadlarning algebraik yig'indisi hamma vaqt nolga teng.

7-§. Elektronlar

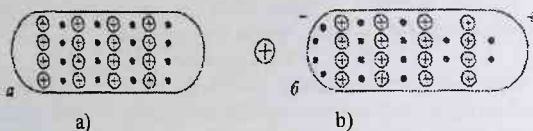
Hozirgi vaqtda elektr zaryadlar tabiatda biz eng sodda yoki elementar deb hisoblaydigan zaryadlangan zarralar ko'rinishida bo'lishi uzul-kesil aniqlangan. Manfiy zaryadlangan elementar zarra *elektron* deb ataladi, biz uni elektr hodisalarda ko'p uchratamiz. Har bir elektronning zaryadi bir xil va $1.60 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$ ga teng (144-§ ga qarang). Elektronning massasi juda ham kichik va atigi 10^{-30} kg . Shuning uchun jismning massasi sezilarli o'zgarmagan holda unga juda ko'p miqdorda elektronlar olib kelish va undan olib ketish mumkin. Har qaysi elementning atomi tarkibiga unga hos bo'lgan

muayyan miqdordagi elektronlar kiradi. Biroq atom butunicha olganda zaryadlanmagan, chunki unda kattaligi jihatidan atomdagi barcha elektronlar zaryadlarining yig'indisiga teng bo'lgan musbat zaryad mavjud. Atomning musbat zaryadi atom yadrosida bo'lib, atomning deyarli hamma massasi shu yadroga mujassamlashgandir. Agar atom bir yoki bir nechta elektron yo'qotsa, unda atom musbat zaryadlangan atomga yoki musbat ionga aylanadi. Agar atom qo'shimcha elektronlarni qamrab olsa, manfiy zaryadlangan atom yoki manfiy ion hosil bo'ladi. Biror jismning zaryadlanish jarayoni deganda unga biror miqdor elektronlar yoki ionlarning kelib qo'shilishi yoki unan olib ketilishi tushiniladi.

Moddaning turli hossalari unda elektronlar bo'lishi va ularning harakati bilan bog'lab tushintiruvchi nazariya *elektron nazariya* deb ataladi.

Elektr zarralari erkin ko'cha oladigan jismlar elektrni yaxshi o'tkazuvchi jismlar – o'tkazgichlardir. Metallarning elektr o'tkazuvchan bo'lishiga sabab undagi bir qism elektronlarning harakatchan holatda bo'lishidir. Bunday elektronlarga *erkin elektronlar* yoki *o'tkazuvchanlik elektronlari* deyiladi.

Agar izolyatsiyalangan zaryadlanmagan metall o'tkazgichga zaryadlangan jism yaqinlashtirilsa, u holda o'tkazgichda chetdan hosil qilingan, ya'ni induksiyalangan zaryadlar paydo bo'ladi. Elektron nazariya doirasida bu quydagicha tushintiriladi; ta'sir qiluvchi jismni yaqinlashtirish metallning o'tkazuvchanlik elektronlariga ta'sir qiluvchi kuchlar paydo bo'lishiga olib keladi, shu kuchlar ta'sirida elektronlar ko'cha boshlaydi va qayta taqsimlanadi. Bu ko'chish va qayta taqsimlanish yangi muvozanat holatga erishilguncha davom etadi. Masalan, agar ta'sir qiluvchi jism musbat zaryadlangan bo'lsa, u holda o'tkazuvchanlik elektronlari unga tortiladi va o'tkazgichning jismga yaqin uchida ortiqcha elektronlar, ya'ni manfiy zaryad paydo bo'ladi; uzoqdagi uchida elektronlar etishmay qoladi, binobarin, bu yerda ortiqcha musbat zaryad hosil bo'ladi (3-rasm).



3-rasm. Elektron nazariyada ekekr induksiya'ni tushintirish sxemasi.

Bundan keyin biz elektronlarning mavjudligini isbotlovchi, ularning hossalari aniqlashga imkon beruvchi va elektronlarning turli elektr hodisalarida qatnashishini tushintiruvchi asosiy tajribalarni qarab chiqamiz.

II BOB. ELEKTR MAYDON

8-§. Elektr maydon to'g'risida tushuncha

Elektr zaryadlarning o'zaro ta'siri tekshirilayotganda nima uchun zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar paydo bo'ladi va ular bir zaryaddan boshqasiga qanday beriladi, degan savol tug'ilishi tabiiydir. Xuddi shuningdek, quyidagi savolni ham qo'yish mumkin: faqat ikkita zaryad mavjud bo'lgandagina mexanikaviy kuchlar paydo bo'ladi, biroq faqat bittagina zaryad mavjud bo'lib, ikkinchisi umuman bo'lmasa, atrofdagi fazoda biror o'zgarish sodir bo'ladimi?

Fizika fanini taraqqiyoti jarayonida bu qo'yilgan savollarga javob berishda bir-biriga qarama-qarshi ikki xil yondashish mavjud edi. Ulardan birida quyidagicha faraz qilinar edi: jismlar boshqa jismlarga oraliq jismlar yoki muhitning ishtirokisiz masofada turib ta'sir qilish xossasiga ega ya'ni kuchlar bir jismdan boshqa jismga bo'shliq orqali, shu bilan birga bir onda uzatilishi mumkin (olisdan ta'sir qilish nazariyasi). Bu nuqtai nazardan qaraganda faqat bitta zaryad mavjud bo'lganda atrof fazoda hech qanday o'zgarish sodir bo'lmaydi.

Ikkinchi yondashishda esa bir-biri bilan bog'lanmagan jismlar orasida o'zaro ta'sir kuchlari bu jismlarni qurshab olgan biror muhit bo'lgandagina shu muhitning bir qismidan ikkinchi qismiga oxirgi tezlik bilan ketma-ket uzatilishi mumkin (yaqindan ta'sir qilish nazariyasi); hatto yagona zaryad bo'lganda ham atrofdagi fazoda ma'lum o'zgarishlar sodir bo'ladi.

Hozirgi zamon fizikasi yaqindan ta'sir qilish g'oyasini saqlab, olisdan ta'sir qilish g'oyasini inkor etadi. Haqiqatan ham, o'zaro ta'sir kuchlari, ya'ni harakat bo'shliq orqali, materiya ishtirokisiz uzatilishi mumkin deb faraz qilish, materiyasiz harakat mavjud deb faraz qilish bilan teng kuchlidir, bu esa hech qanday mazmunga ega emas.

Shunday qilib, tinch turgan zaryadlar orasida kuch paydo bo'lishi va uning uzatilishini tushunish uchun zaryadlar orasida o'zaro ta'sirni amalga oshiradigan biror fizikaviy agent bor deb faraz qilish lozim. Elektr maydon ana shu agentning o'zginasidir. Biror joyda elektr zaryad sodir bo'lganda uning atrofida, elektr maydon paydo bo'ladi. Elektr maydonning asosiy xossasi shundaki, mana shu maydonga joylashgan har qanday zaryadga kuch ta'sir qiladi.

Tinch turgan zaryadlarning o'zaro ta'sirlashuvini qarab chiqib, elektr maydon tushunchasiga kelamiz. Xuddi shu tarzda, harakatlanayotgan zaryadlar (toklar) yoki doimiy magnitlarning o'zaro magnit ta'sirlarini qarab chiqib, magnit maydon tushunchasiga kelamiz. Elektr va magnit maydonlar bir-biriga aylanishi mumkinligini va ularning har qaysisi unumiyroq bo'lgan elektromagnit maydonning xususiy holi ekanligini XII bobda ko'rib

chiqamiz. Elektr (va magnit) maydonlar ularni yaratgan (XXIII. bob) zaryadlarsiz (toklarsiz) mavjud bo'lishi mumkinligi, elektr va magnit hodisalarning asosiy sabablarini elektromagnit maydonda ko'rish lozimligi keyinroq ko'rsatiladi. Elektromagnit maydon ma'lum energiyaga ega va mana shu energiyani o'zi bilan olib yuradi (242-§), shuningdek, harakat miqdori va massaga ega (245-§). Binobarin, elektromagnit maydon elektr va magnit o'zaro ta'sirlarni tavsiflash uchun o'zimiz kiritgan abstrakt tasavvur bo'lmay, balki fizikaviy xossalarga ega bo'lgan obyektiv reallikdir. U materiyaning muayyan shakli bo'lib, elektr va magnit o'zaro ta'sirlarni amalga oshiradi. Shunday qilib, hozirgi zamon fizikasi maydon tushunchasi yordamida yaqindan ta'sir qilish to'g'risidagi tasavvurni kengaytiradi va uni nomexanikaviy hodisalarga tatbiq qiladi.

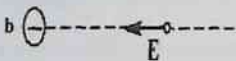
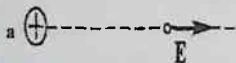
9-§. Elektr maydon kuchlanganligi

Elektr maydonning miqdoriy xarakteristikasi bo'lib maxsus fizikaviy kattalik elektr maydon kuchlanganligi xizmat qiladi.

Kattaligi q bo'lgan nuqtaviy elektr zaryadni qarab chiqamiz va shu zaryadning elektr maydoniga kattaligi q_1 bo'lgan boshqa sinov zaryadini kiritamiz. Sinov zaryadi q_1 ga F kuch ta'sir qiladi, bu kuch-maydonning turli nuqtasida turlicha bo'lib, Kulon qonuniga ko'ra u sinov zaryadi q_1 ning kattaligiga proporsional bo'ladi. Shuning uchun bu kuchning sinov zaryadiga nisbati F/q_1 sinov zaryadini tanlashga bog'liq bo'lmay, bu zaryad qayerda tursa, o'sha nuqtadagi elektr maydonni xarakterlaydi. Bu kattalik *maydon kuchlanganligi* deb ataladi.

Agar elektr maydonni bitta nuqtaviy zaryad hosil qilgan bo'lsa, maydon kuchlanganligining kattaligi bevosita Kulon qonunidan tenglikning ikkala qismini ikkinchi zaryadga bo'lish yo'li bilan olinadi. Maydon kuchlanganligini E orqali belgilab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (9.1)$$



4-rasm. Musbat (a) va manfiy (b) zaryadlar hosil qilgan elektr maydon kuchlanganligining yo'nalishi.

Nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganligi zaryadgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsional ravishda kamaya boradi. Elektr zaryad skalyar kattalik, kuch esa vektor kattalik bo'lgani sababli vektorni skalyarga bo'lishdan hosil qilingan maydon kuchlanganligi ham vektor kattalik bo'ladi.

Bu vektorning yo'nalishi maydonning qaralayotgan nuqtasiga joylashtirilgan musbat zaryadga ta'sir qilayotgan kuchning yo'nalishini aniqlaydi.

Masalan, agar maydonni musbat zaryad hosil qilgan bo'lsa, unda kuchlanganlik vektori zaryaddan tashqi fazoga radius vektor bo'yicha yo'nalgan (musbat sinov zaryadining itarilishi); agar maydonni manfiy zaryad hosil qilgan bo'lsa, unda kuchlanganlik vektori zaryadga qarab yo'nalgan bo'ladi (4- rasm).

Vektor shakldagi Kulon qonunidan foydalanib, biz nuqtaviy zaryadning elektr maydon kuchlanganligi ifodasini ham vektor shaklda yoza olamiz:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \mathbf{r} \quad (9.1a)$$

bu yerda r -zaryaddan maydonning qaralayotgan nuqtasigacha bo'lgan mosofaning absolyut qiymati, \mathbf{r} -zaryaddan shu nuqtaga yo'naltirilgan radius-vektori.

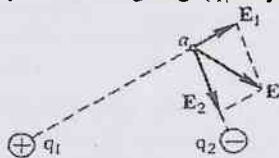
Aytilganlardan ko'rinadiki, agar biror nuqtada maydon kuchlanganligi ma'lum bo'lsa, u holda shu nuqtaga joylashtirilgan elektr zaryadga ta'sir qiluvchi kuchni aniqlash mumkin:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} \quad (9.2)$$

Xulosa qilib shuni aytib o'tish kerakki, nuqtaviy zaryad hosil qilgan maydon uchun sinov zaryadi kattaligini ixtiyoriy tanlash mumkin. Pastroqda qaraladigan murakkabroq hollarda sinov zaryadini kiritishning o'zi maydonni hosil qilayotgan zaryadlarning qayta taqsimlanishiga olib kelishi va shu sababli sinov zaryadi maydonning buzilishiga olib kelishi mumkin. Bunga yo'l qo'ymaslik uchun sinov zaryadi yetarlicha kichik bo'lishi lozim.

10-§. Elektr maydonlarni qo'shish

Endi q_1 va q_2 nuqtaviy zaryadlarning elektr maydonlarini qarab chiqamiz. $E_1 - q_1$ zaryadning a nuqtada hosil qilayotgan maydon kuchlanganligi (q_2 zaryad umuman bo'lmaganda), E_2 esa zaryad q_2 ning maydon kuchlanganligi (q_1 zaryad bo'lmaganda).



5-rasm. Elektr maydonlarni qo'shilishi

Tajriba ko'rsatadiki, natijaviy maydon kuchlanganligi E ni (ikkala zaryad ham mavjud bo'lganda) vektorlarni qo'shish qoidasiga ko'ra parallelogram qoidasi) topish mumkin (5-rasm). Yoki, boshqacha qilib aytganda, natijaviy elektr maydon kuchlanganligi alohida

zaryadlar hosil qiladigan maydonlar kuchlanganliklarining vektor yig'indisidir.

Elektr maydonlarni qo'shishning vektor qoidasi faqat ikkita zaryad uchungina emas, balki istalgan miqdordagi zaryadlar uchun ham o'rinlidir. Agar E_1, E_2, E_3 har bir zaryadning biror nuqtada hosil qilayotgan maydonlar kuchlanganliklari bo'lsa, u holda o'sha nuqtada **телефон** maydon kuchlanganligi E quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots = \sum_k E_k \quad (10.1)$$

(10.1) ifoda elektr maydonlarni qo'shish (yoki superpozitsiya) prinsipini ifodalaydi va elektr maydoning muhim xossasini bildiradi.

Bu prinsipning o'rinli ekanligi oldindan ma'lum emasligini va uning to'g'riligiga faqat tajriba orqali ishonch hosil qilish mumkinligini qayd qilib o'tamiz. Jumladan, qo'shish prinsipi yordamida elektr maydonlarini hisoblab, biz tajribaga mos natijalar olamiz.

11-§. Zaryadning hajmiy va sirtyi zichligi

Har qanday zaryadlangan jismlar hosil qiladigan elektr maydon kuchlanganligini (9.1a) va (10.1) formulalardan foydalanib hisoblash mumkin, ya'ni Kulon qonuni va superpozitsiya prinsipi orqali. Zaryadlangan jismlarning har birining chiziqli o'lchamlari bu jismlar va maydonning qaralayotgan nuqtasi orasidagi masofaga qaraganda kichik bo'lsa, u holda har qaysi jismni nuqtaviy zaryad deb qarash mumkin. Bu holda zaryadlangan har bir jism hosil qilayotgan maydon kuchlanganligini (9.1a) formula bo'yicha hisoblash va so'ngra maydonlarni qo'shish prinsipidan (10.1) foydalanib, ularning vektor yig'indisini topish mumkin.

Agar zaryadlangan jism juda katta bo'lib, uni nuqtaviy zaryad deb qarash mumkin bo'lmasa, u holda zaryadlarning jism ichida taqsimlanishini bilish lozim.

Zaryadlangan jism ichida kichik $\Delta\tau$ hajm ajratamiz va shu hajmdagi elektr zaryad miqdorini Δq bilan belgilaymiz. Hajm cheksiz kamayganda

$\frac{\Delta q}{\Delta\tau}$ nisbat limitiga muayyan nuqtada elektr zaryadlarning hajmiy zichligi deyiladi. Uni ρ orqali belgilab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta\tau} = \rho \quad (11.1)$$

Shunday qilib, zaryadning hajmiy zichligi jismning hajm birligidagi zaryad miqdori bilan o'lchanadi. Hajmning $d\tau$ elementidagi zaryad miqdori $\rho d\tau$ ga teng. Tekis zaryadlanmagan jism uchun ρ turli nuqtada turlicha

bo'lad. Agar ρ koordinatalar funksiyasi sifatida ma'lum bo'lsa, jism hajmidagi zaryad taqsimotini ifodalash mumkin bo'ladi.

Ko'pincha zaryadlar jism sirtida yotgan yupqa qatlam ichidagina taqsimlanadi. Bu holda zaryadning sirtiy zichligidan foydalangan qulay bo'ladi, ta'rifga ko'ra u

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \sigma \quad (11.2)$$

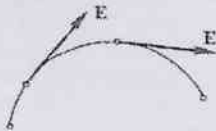
bu yerda Δq — sirtning ΔS qismidagi zaryad miqdori. Boshqacha qilib aytganda, zaryadning sirtiy zichligi jismning birlik sirtidagi zaryad miqdori bilan o'lanadi. Sirtning ΔS elementidagi zaryad miqdori σdS ga teng. Jism sirtidagi zaryad taqsimotini ifodalash uchun σ sirt koordinatalari funksiyasi sifatida ma'lum bo'lishi kerak.

Agar jism ichidagi zaryad taqsimoti ma'lum bo'lsa, u holda zaryadlar hosil qilayotgan elektr maydonni ham hisoblash mumkin. Buning uchun zaryadlangan jismini cheksiz kichik qismlarga bo'lib chiqiladi va ularni nuqtiaviy zaryadlar deb qarab, jismning har bir qismi hosil qilayotgan maydon kuchlanganligi hisoblanadi. So'ngra jismning har bir qismi uchun hisoblab topilgan maydonlarni qo'shib, to'la maydon topiladi, yig'indi odatda integrallashga keltiriladi.

Shuni qayd qilib o'tish kerakki, berilgan zaryadlar bo'yicha elektr maydonni aniqlash ko'pincha potentsiallar farqini (III bob) hisoblash bilan bajariladi, chunki bunda hisoblashlar ancha soddalashadi.

12-§. Kuch chiziqlari

Elektr maydonni tavsiflash uchun maydonning har qaysi nuqtasidagi kuchlanganlik vektori berilgan bo'lishi lozim. Buni analitik tarzda, maydon kuchlanganligining koordinatalarga bog'liqligini formula ko'rinishida ifodalab amalga oshirish mumkin.



6-rasm. Kuch chiziqlarini aniqlashga doir

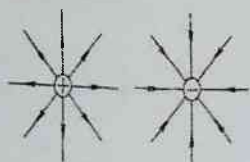
Biroq bunday bog'lanishni kuch chiziqlaridan foydalanib grafik tarzda ham berish mumkin.

Kuch chizig'i yoki maydon kuchlanganligining vektor chizig'i deb elektr maydonda o'tkazilgan shunday chiziqqa aytiladiki, bu chiziqning istalgan nuqtasiga

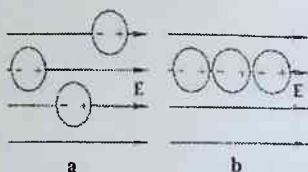
o'tkazilgan urinmaning yo'nalishi \mathbf{E} maydon kuchlanganligi vektori yo'nalishi bilan mos tushadi (6-rasm). Har qanday to'g'ri chiziq kabi urinma ham ikki o'zaro qarama-qarshi yo'nalishni ifodalaydi, shuning uchun kuch chizig'iga ma'lum yo'nalish beriladi, u chizmada strelka bilan belgilanadi.

Kuch chiziqlari yordamida faqat yo'nalishni emas, balki maydon kuchlanganligi kattaligini ham tasvirlash uchun maydon grafiklarida kuch chiziqlarini ma'lum zichlikda o'tkazish, chunonchi kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik sirt orqali o'tayotgan kuch chiziqlari soni muayyan nuqtada maydon kuchlanganligi kattaligiga teng (yoki proporsional) bo'lishi lozimligi shartlashilgan.

Maydon kuch chiziqlarini tasvirlab, maydonning o'ziga xos grafiklari yoki kartalarini olamiz. Ular maydonning turli qismlarida kuchlanganlik nimaga tengligini va u fazoda qanday o'zgarishini ko'rsatadi. Maydonlarni bu usulda tasvirlash ancha ko'rgazmali bo'lgani tufayli elektrotexnikada keng qo'llaniladi.



7-rasm. Nuqtaviy zaryadlaning kuch chiziqlari



8-rasm. Elektr maydondagi mayda zarralar.

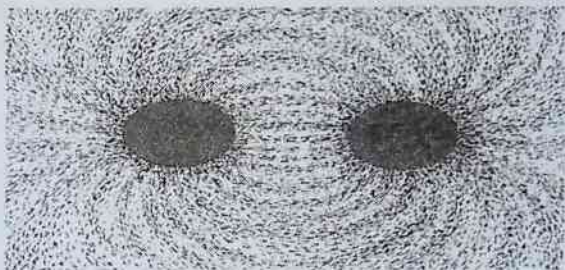
Aytilganlardan maydonning har qanday nuqtasi orqali kuch chizig'i o'tkazish mumkinligi kelib chiqadi. Bundan keyin maydonning har qaysi nuqtasida kuchlanganlik vektori ma'lum yo'nalishga ega bo'lgani uchun kuch chiziqlari hech qayerda o'zaro kesishmaydi.

Kuch chiziqlari induksion zaryadlar paydo bo'ladigan atrofdagi predmetlarda tugaydi (yoki boshlanadi).

7-rasmda misol tariqasida nuqtaviy zaryadning kuch chiziqlari manzarasi keltirilgan. Zaryaddan biror r masofada kuch chiziqlarining zichligi (zichligi) zaryaddan chiqqan kuch chiziqlari to'la soni N ning radiusi r bo'lgan sfera sirtiga nisbatiga teng ya'ni $N/4\pi r^2$. U ham maydon kuchlanganligi kabi zaryaddan uzoqlashgan sari masofaning kvadratiga teskari proporsional ravishda kamayib boradi. Agar elektr maydon kuchlanganligini hisoblash mumkin bo'lsa, unda bu maydonning kuch chiziqlari manzarasini ham chizish mumkin bo'ladi. Biroq murakkab shakldagi zaryadlangan jismlarning maydon kuchlanganligini hisoblash ma'lum qiyinchiliklarni tug'diradi. Bunday hollarda kuch chiziqlari manzarasini tajribada hosil qilish mumkin.

Agar elektr maydonga biror mayda zarralar joylashtirilsa, ularda induksiyalangan zaryadlar paydo bo'ladi (8a-rasm). Bunday zarralar turli ishorali zaryadlarning o'zaro tortishishi va bir xil ishorali zaryadlarning

o'zaro itarishishi ta'siri ostida kuch chiziqlari yo'nalishi bo'yicha zanjir ko'rinishida o'rinishida o'rinishida o'rinishida qadar siljiydi (8b-rasm). Elektr maydonni eksperimental tekshirishda xuddi ana shu hodisadan foydalaniladi. O'rganilayotgan maydonga mayda qattiq zarralar kukuni aralashtirilgan mos suyuq izolyator kiritiladi: kukun zarralari elektr maydonda bir elektroddan (zaryaddan) ikkinchisigacha cho'zilgan ko'p sonli zanjirlar shaklida joylashib qoladi va bu bilan kuch chiziqlarining shakli va joylashishini aks ettiradi.

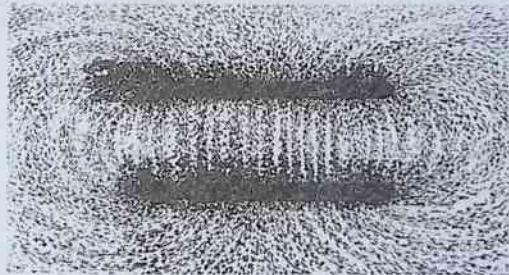


9-rasm. Turli ishorali zaryadlangan ikki sharcha orasidagi elektr maydondagi kuch chiziqlari

9-rasmda turli ishorali zaryad bilan zaryadlangan ikkita bir xil sharchalar orasidagi elektr maydon tasvirlangan.

Agar atrofdagi boshqa jismlar yetarlicha uzoqda, ya'ni sharchalar orasidagi masofaga qaraganda ancha uzoq masofada joylashgan bo'lsa, rasmda tasvirlangan maydon hosil bo'ladi.

Turli ishorali zaryadlar bilan zaryadlangan ikkita parallel metall plastinka orasidagi elektr maydonni ham qarab chiqamiz. Bunday sistema *yassi kondensator* deb ataladi.



10-rasm. Yassi kondensatorning elektr maydoni

Yassi kondensatorning elektr maydoni 10-rasmda tasvirlangan. Agar plastinkalar orasidagi masofa plastinkalarning o'lchamlariga qaraganda juda kichik bo'lsa, u holda bir plastinkadan chiqayotgan kuch chiziqlarining deyarli hammasi ikkinchisida tugaydi. Bu bir plastinkani zaryadlaganda boshqasida kattaligi shunda teng bo'lgan induksion zaryad paydo bo'ladi demakdir. Kondensatorning o'rta qismida kuch chiziqlari bir xil zichlikda joylashgan parallel chiziqlar ko'rinishiga ega bo'ladi. Binobarin, yassi kondensatorida maydon kuchlanganligi turli nuqtalarda bir xil bo'ladi. Bunday maydon eng sodd maydon bo'lib uni bir jinsli maydon deyiladi. 10-rasmdan yana shuni ko'rish mumkinki, plastinkalarning chetlariga yaqinroqda kuch chiziqlari egrilanadi, ya'ni maydon bir jinsli bo'lmay qoladi.

Xulosa qilib shuni qayd qilish mumkinki, kuch chiziqlari metall elektrodning sirtiga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi. Shunday bo'lishi tushunarli, agar maydon kuchlanganligi o'tkazgich sirtiga perpendikulyar bo'lmaganda edi, unda sirtga urinma bo'yicha yo'nalgan maydonning tashkil etuvchisi mavjud bo'lar edi. Bu tashkil etuvchi ta'siri ostida o'tkazgichning o'tkazuvchanlik elektronlari sirt bo'yicha harakatga kelar edi va biz elektr zaryadlar muvozanatiga ega bo'lolmas edik.

13-§. Ostrogradskiy—Gauss teoremasi

Quyida bayon qilinadigan muhim teoremani qo'llaganda elektr maydonni hisoblash ko'pincha juda soddalashadi. Bu qonun M.V.Ostrogradskiy tomonidan umumiy matematik teorema ko'rinishida aniqlangan va Gauss tomonidan elektr maydonga tatbiq qilingan edi.

Bu teoremani ta'riflash uchun elektr siljish yoki, boshqacha aytganda, elektr induksiya vektori degan yangi tushunchani kiritamiz. Ta'rifga ko'ra vakuum uchun elektr siljish vektori quyidagiga teng:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (13.1)$$

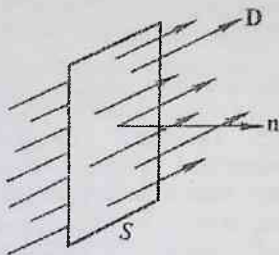
Ixtiyoriy muhit uchun bu tushunchaning umumlashtirilishi 41-§da beriladi. Agar elektr maydonini bitta nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan bo'lsa, unda zaryaddan r masofada elektr siljish kattaligi

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2} \quad (13.2)$$

ga teng bo'ladi, \mathbf{D} vektorning yo'nalishi \mathbf{E} maydonning yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. Shuni qayd qilib o'tamizki, SGSE sistemada vakuumda maydon kuchlanganligi va elektr siljish bir-biriga teng. SI sistemada ular turlicha.

Kuch chiziqlariga o'xshash (12-§) fazoda elektr siljishning taqsimlanishini grafik tarzda ifodalash uchun biz elektr siljish chiziqlaridan foydalanamiz. Fazoning har bir nuqtasida bu chiziqlarning yo'nalishi elektr

siljish vektori yo'nalishli bilan mos tushadi, ularning zichligi esa elektr siljish kattaligiga teng.



11-rasm. Berilgan sirt orqali elektr siljish oqimi.

Endi elektr siljish vektori oqimi tushunchasini kiritamiz. Elektr maydonda yassi sirt S ni qaraymiz va unga nisbatan \mathbf{n} normal yo'nalishini tanlaymiz (11-rasm). Dastavval, maydonni bir jinsli, ammo normal yo'nalishi bilan ixtiyoriy burchak α tashkil qiladi deb hisoblaymiz. Ushbu

$$N = SD \cos \alpha = SD_n \quad (13.3)$$

kattalik berilgan sirt orqali *elektr siljish vektorining* oqimi deyiladi. Bu yerda \mathbf{D} vektorning normal \mathbf{n} ning yo'nalishiga proyeksiyasi D_n orqali belgilangan. Elektr

siljish chiziqlarining zichligi D ga teng bo'lgani tufayli, berilgan sirt orqali elektr siljish vektorining oqimi shu sirt orqali o'tayotgan elektr siljish chiziqlarining to'la soniga teng deb aytish mumkin.

Agar maydon bir jinsli bo'lmasa va oqim o'tayotgan sirt yassi (tekis) bo'lmasa, bu sirtni cheksiz kichik dS elementlarga ajratish va har qaysi elementni tekis, uning yaqinidagi maydonni esa bir jinsli deb hisoblash mumkin bo'ladi. Shuning uchun istalgan elektr maydon uchun element sirti orqali oqimning siljishi $dN = D_n dS$ bo'ladi. Istalgan bir jinsli bo'lmagan elektr maydonda S sirt orqali to'la siljish oqimi quyidagiga teng:

$$N = \int_S D_n dS \quad (13.4)$$

Shuni qayd qilish lozimki, o'tayotgan siljish chiziqlari sonini aniqlaydigan siljish oqimi skalyar kattalikdir.

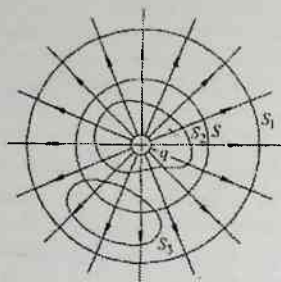
(13.3) dan ko'rinishicha, oqim musbat ham, manfiy ham bo'lishi mumkin. Siljish chiziqlarining yo'nalishi normal yo'nalishi bilan o'tkir burchak tashkil qilsa ($\cos \alpha > 0$), u holda oqim musbat bo'ladi. Agar bu burchak o'tmas burchak bo'lsa ($\cos \alpha < 0$), oqim manfiy bo'ladi.

Endi nuqtaviy musbat zaryad q ni qarab chiqamiz va bu zaryadni qurshab olgan va markazi zaryad turgan nuqtada bo'lgan berk sferik sirt S orqali elektr siljish oqimini hisoblaymiz (12-rasm). Normalning musbat yo'nalishi qilib tashqi normal yo'nalishini tanlaymiz. Bunda sferaning hamma nuqtalarida D bir xil va bundan tashqari hamma joyda $\cos \alpha = 1$.

Shuning uchun:

$$N = \frac{1}{4\pi R^2} q 4\pi r^2 = q$$

Bu natija faqat sferik sirt uchun o'rinli bo'lib qolmasdan, shuningdek, istalgan berk sirt uchun va bu sirt ichida zaryadning istalgancha joylashishi uchun ham o'rinlidir.



12-rasm. Ostrogradskiy—Gauss teoremasini keltirib chiqarishga doir.

Haqiqatan ham, olingan natija sferik sirt orqali o'tuvchi siljish oqimi sferaning radiusiga bog'liqligini va sfera S uchun hamda u bilan konsentrik bo'lgan istalgan boshqa S_1 sfera uchun birday bo'lishini ko'rsatadi (12-rasm). Bu zaryadlar bo'lmagan S va S_1 orasidagi fazoda siljish chiziqlari uzluksizligini bildiradi. Elektr siljish chiziqlari faqat elektr zaryadlarda boshlanadi va ularda tugaydi.

Ammo siljish chiziqlarining uzluksizligi sababli zaryadni qurshab olgan ixtiyoriy S_2 sirt orqali o'tadigan siljish chiziqlarining to'la soni, ya'ni N siljish oqimi qiymati S va S_1 sferalar uchun qanday qiymatga ega bo'lgan bo'lsa shuni qabul qiladi, ya'ni

$$N = \int D_n dS = q \quad (13.5)$$

Aksincha, agar berk sirt zaryadni qurshab olmagan bo'lsa (12-rasmda S_3), bu sirt orqali o'tuvchi siljish oqimi nolga teng, chunki sirt orqali kirayotgan siljish chiziqlari soni undan chiqayotgan siljish chiziqlari soniga teng.

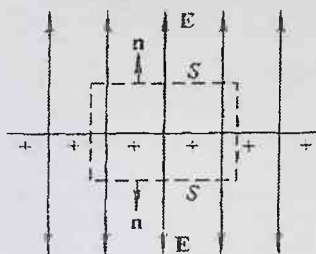
Shuningdek, (13.5) dan berk sirt orqali oqim zaryadning sirt ichida joylashishiga bog'liq emasligi kelib chiqadi. Bu olingan natija faqat bitta zaryad uchun o'rinli bo'lib qolmay, balki ixtiyoriy joylashgan istalgan sondagi zaryadlar uchun ham o'rinli ekanligini ko'rsatadi (bunda q deganda sirt ichida turgan barcha zaryadlarning algebraik yig'indisini tushunish lozim).

(13.5) formula Ostrogradskiy—Gauss teoremasini ifodalaydi: *berk sirt orqali elektr siljish oqimi sirt ichida joylashgan barcha zaryadlarning algebraik yig'indisiga teng.*

Bu teoremani isbot qilishda Kulon qonuniga tayandik, shuning uchun u Kulon qonunining natijasidir. Agar (2.1) formulada masofaning daraja

ko'rsatkichi 2 emas, balki boshqa biror butun son bo'lsa, u holda isbotlangan teorema ham o'rinli bo'lmas edi.

(13.5) formuladan siljish oqimining o'lchamligi ham elektr zaryadniki kabi bo'lishi ko'rinib turibdi. Shuning uchun zaryad kabi siljish oqimi birligi ham kulon hisoblanadi. Bu — 1 *Kl* zaryadni qurshab olgan berk sirt orqali o'tuvchi oqim.



13-rasm. Tekis zaryadlangan tekislikning elektr maydoni

siljish chiziqlari tekislikka faqat perpendikulyar yo'nalishi mumkin. Bu holda Ostrogradskiy—Gauss teoremasida berk (yopiq) sirt sifatida zaryadlangan tekislikka perpendikulyar bo'lgan va kuch chiziqlariga perpendikulyar joylashgan hamda zaryadlangan tekislikning har ikkala tomonidan ikkita yassi asos bilan chegaralangan to'g'ri silindrni tanlash qulay bo'ladi (13-rasm). Silindr yasovchilari siljish chiziqlariga parallel bo'lganligi tufayli ($\cos\alpha = 0$), silindrning yon sirlari orqali siljish oqimi nolga teng va shuning uchun silindrdan o'tadigan to'la oqim uning asoslari orqali o'tuvchi oqimlarning yig'indisiga teng: $N = 2DS$. Silindr ichiga qamalgan to'la zaryad σS ga teng. Shuning uchun Ostrogradskiy—Gauss teoremasini qo'llab:

$$2DS = \sigma S$$

ni hosil qilamiz, bundan:

$$D = \frac{1}{2}\sigma$$

Vakuumdagi tekis zaryadlangan tekislikning maydon kuchlanganligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$E = \frac{1}{2}\epsilon_0\sigma \quad (13.6)$$

2-misol. Zaryadlangan o'tkazgichning sirti. Endi ixtiyoriy zaryadlangan metall o'tkazgich sirti yaqinida metall o'tkazgichda zaryadlar

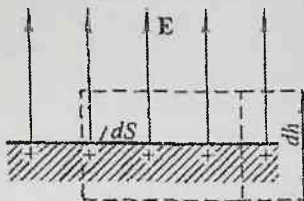
Elektr siljishni siljish oqimi zichligi kabi aniqlash mumkin. Shuning uchun elektr siljish birligi kvadrat metr ga kulondan iborat (Kl/m^2).

Elektr maydonni Ostrogradskiy—Gauss teoremasi yordamida hisoblashga doir ba'zi sodda misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Tekis zaryadlangan tekislik. Zaryadning sirtiy zichligi σ bo'lgan tekis zaryadlangan cheksiz tekislik berilgan. Simmetriya tufayli,

muvozanatda turgan bo'lganda maydon kuchlanganligi nimaga tengligini ko'rib chiqamiz.

Masalani yechishda elektr tok bo'lmaganda kuch chiziqlari doim o'tkazgich sirtiga perpendikulyar bo'lishini (12-§) hisobga olamiz. Bu holda o'tkazgich ichida maydon kuchlanganligi doim nolga teng. Haqiqatan ham, agar bu shunday bo'lmaganda edi, unda metallning o'tkazuvchanlik elektronlari harakatga kelar edi, ya'ni o'tkazgichda elektr tok paydo bo'lar edi, bu esa shartga zid.

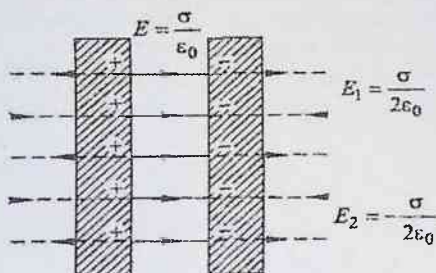


14-rasm. Zaryadlangan o'tkazgich sirtidagi elektr maydon.

O'tkazgich sirtida cheksiz kichik sirt elementi dS ni ajratamiz (14-rasm) va undagi zaryadning sirtiy zichligini σ orqali belgilaymiz. Yopiq sirt sifatida yana silindr olamiz. Bu silindrning asoslari dS va balandligi cheksiz kichik dh dan iborat. Mazkur holda o'tkazgichning cheksiz kichik sirt elementini qarab chiqish lozim. Chunki umumiy holda σ sirtning u nuqtasidan bu nuqtasiga o'tilganda o'zgaradi. Silindrning balandligi ham cheksiz kichik bo'lishi lozim, chunki ixtiyoriy shakldagi o'tkazgich olingan holda siljish chiziqlari o'tkazgichning sirtiga bevosita yaqin joydagina perpendikulyar bo'ladi. Bu holda to'la siljish oqimi bitta asos orqali o'tuvchi oqimga teng va quyidagiga ega bo'lamiz:

$$dDS = \sigma dS$$

Shuning uchun



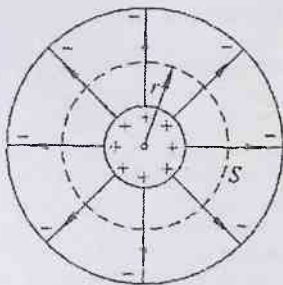
15-rasm. Yassi kondensator ichidagi elektr maydon kondensator qoplamalarining zaryadlangan tekisliklari hosil qilayotgan maydonlar yig'indisidan iborat.

$$D = \sigma, E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (13.7)$$

Shunday qilib, o'tkazgich sirtida D ning qiymati bevosita zaryadning sirtiy zichligiga teng, ya'ni o'tkazgich ichida birlik sirtga ko'chgan (siljigan) zaryad kattaligiga teng. Bu bilan «Elektr siljish» terminining kelib chiqishi tushuntiriladi. Bu natijari ajoyibligi shundaki, sirtning qaralayotgan

nuqtasi yaqinida maydon kuchlanganligi va elektr siljishi o'tkazgichning shakliga, undagi zaryad taqsimotiga, shuningdek, boshqa qo'shni o'tkazgichlar joylashishiga bog'liq emas.

(13.6) va (13.7) formulalarni solishtirganda ziddiyat bordek tuyiladi: biz ikkala holda ham zaryadlangan sirtlarga egamiz. biroq ular yaqinida maydon kuchlanganligi ikki marta farq qiladi. Aslida esa bu yerda hech qanday ziddiyat yo'q. (13.6) formula faqat tekislikda joylashgan zaryadlar hosil qilgan maydonni ifodalaydi. O'tkazgich sirti holida esa undan chiqayotgan kuch chiziqlari doim boshqa jismlarda tugaydi. Bu jismlarda induksion zaryadlar paydo bo'ladi. (13.7) formula qaralayotgan sirtidagi, shuningdek, atrofdagi jismlarda mavjud bo'lgan barcha zaryadlar ta'sirini hisobga oladi. Aytilganlarni yassi kondensator misolida tushuntirish mumkin (15-rasm). Biror plastinkada zichligi $+\sigma$ bo'lgan zaryad paydo bo'lganda ikkivchi plastinkada doim teskari ishorali $-\sigma$ zichlikli zaryad paydo bo'ladi. Bu zaryadlar o'zaro tortishish ta'siri ostida plastinkalarning ichki sirtlarida mujassamlanadi. Har qaysi plastinkaning zaryadlangan sirti o'zlaridan har ikki tomonda maydon kuchlanganligini hosil qiladi, bu maydon kuchlanganligi (13.6) formula bilan ifodalanib, $\pm\sigma/2\epsilon_0$ ga teng bo'ladi. Metall plastinkalar ichida va kondensator tashqarisida bu maydonlar qarama-qarshi (teskari) yo'nalgan, shuning uchun yig'indisi nolga teng. Aksincha, kondensator ichida bu maydonlar bir xil yo'nalgan va qo'shilib plastinkalar sirtida (13.7) ga muvofiq σ/ϵ_0 kuchlanganlikni beradi. Mazkur xususiy holda elektr maydon bir jinsli va shuning uchun uning kuchlanganligi plastinkalar sirtida qanday bo'lsa, maydonning boshqa nuqtalarida ham shunday. Buni 12-§ da bayon qilingan tajribada ko'rgan edik.



16-rasm. Shar kondensatorining elektr maydoni.

3- misol. Tekis zaryadlangan ikkita shar shaklidagi konsentrik elektrodlar orasidagi elektr maydonni ko'rib chiqamiz. Bunday elektrodlar sistemasini *shar kondensator* deyiladi.

Agar tashqi elektrodni yerga ulab, ichki sharga $+q$ zaryad berilsa, unda tashqi elektrodga induksiyalangan zaryad ($-q$) paydo bo'ladi. O'zaro tortishish ta'siri ostida bu zaryadlar faqat ichki shar sirtida va tashqi elektrodning ichki sirtidagina joylashadi.

Masalan: simmetriya shartidan ma'lumki ikkala sharda ham zaryadlar tekis taqsimlanadi va siljish chiziqlari faqat radial to'g'ri chiziqlar bo'lishi mumkin. Shuning uchun yopiq sirt sifatida elektrodlar orasida joylashgan va

ikkala elektrod bilan umumiy markazga ega bo'lgan r radiusli sferani tanlash qulay. Unda Ostrogradskiy—Gauss teoremasidan

$$N = D \cdot 4\pi r^2 = q$$

kelib chiqadi, undan

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \quad (13.8)$$

Bu formula elektrodlar orasida maydon kuchlanganligi ichki shar markazidan maydonning qaralayotgan nuqtasigacha masofa r ga bog'liq ekanligini, biroq tashqi elektrodning o'lchamlariga umuman bog'liq bo'lmasligini ko'rsatadi. Shuning uchun tashqi elektrodning radiusi qanchalik katta bo'lmasin, biz o'sha maydon kuchlanganligining o'zini olamiz.

Agar tashqi elektrod ichki elektrodga qaraganda ancha katta bo'lsa, u holda ichki shar yaqinidagi elektr maydon tashqi elektrodning shakliga ham bog'liq bo'lmaydi. Bunga sabab shuki u uzoqlashtirilgan tashqi elektrodda uning shaklining o'zgarishi ichki shardagi zaryad taqsimotiga ta'sir qilmaydi u avvalgidek, tekis taqsimlangan bo'ladi. Binobarin, tashqi elektrod sifatida uzoqlashtirilgan yerga ulangan turli predmetlar» masalan: devorlar, xonaning poli va shifti olingan hollarda ham (13.8) formulani shar yaqinidagi maydon uchun qo'llash mumkin. Shuning uchun ko'pincha ikkinchi elektrod nimadan iboratligini ko'rsatmay turib, to'g'ridan-to'g'ri zaryadlangan shar maydoni to'g'risida gapiriladi.

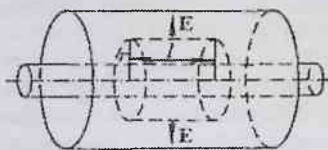
Sirti bo'yicha tekis zaryadlangan sharning elektr maydoni tashqi fazoda sharning to'la zaryadiga teng bo'lgan va shar markazida joylashtirilgan nuqtaviy zaryad maydoni bilan mos tushadi.

Agar hajmi bo'yicha tekis zaryadlangan shar qaralayotgan bo'lsa edi, shar tashqarisida maydon kuchlanganligi ham (13.8) formula bilan ifodalanar edi.

Ikkala holda ham shar ichida maydon kuchlanganligi turlicha. Sirti bo'yicha tekis zaryadlangan shar uchun istalgan ichki nuqtada maydon kuchlanganligi (16-rasm, shar kondensatorniki) nolga teng bo'ladi. Agar shar hajmi bo'yicha tekis zaryadlangan bo'lsa, unda maydon kuchlanganligi faqat shar markazida nolga teng bo'ladi va markazdan uzoqlashgan sari maydon kuchlanganligi r ga proporsional ravishda orta boradi. Shuningdek, Ostrogradskiy—Gauss teoremasi yordamida buning to'g'riligiga ishonch hosil qilish mumkin.

4-misol. Tekis zaryadlangan silindr. Ikkita koaksial metall silindr orasidagi elektr maydon kuchlanganligini ham hisoblaylik. Bunday sistemaga *silindrik kondensator* deyiladi.

Tashqi silindr yerga ulangan, ichki silindrga esa uning har bir uzunlik birligiga $+q_1$ zaryad berilgan deb faraz qilamiz. Unda tashqi silindrda ham uning uzunlik birligida $-q_1$ zaryad paydo bo'ladi va bu zaryadlar ikkala silindrning faqat bir-biriga qaragan sirtlaridagina mujassamlanadi. Silindrlarning uzunligini ularning radiuslariga nisbatan juda katta deb hisoblaymiz.



17-rasm. Slindrik kondensator maydonini hisoblashga doir

($\cos \alpha = 0$), yon sirt siljishi chiziqlariga perpendikulyar ($\cos \alpha = 1$) bo'lgani tufayli (13.5) formula quyidagini beradi:

$$D2\pi r l = q_1 l$$

Bundan "silindrlar o'qi"da r masofada turgan elektrodlar orasidagi nuqtada maydon kuchlangandigi

$$E = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r} \quad (13.9)$$

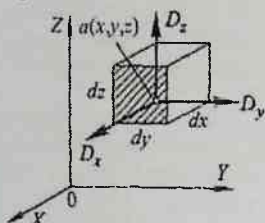
ni olamiz. Bu ifoda kondensatorlarning chekkalariga uncha ham yaqin bo'lmagan barcha sohalari uchun o'rinlidir. Bu ifodani amalda silindr chekkasidan tashqi silindrning bir diametr tartibidagi masofadayoq qo'llash mumkin.

Oldingi misoldagi kabi, bu holda, elektrodlar orasidagi maydon kuchlanganligi tashqi silindrning radiusiga bog'liq emas. Agar tashqi elektrodning o'lchamlari ichki silindrning radiusidan ancha katta bo'lsa, unda ichki silindr yaqinida maydon kuchlanganligi tashqi elektrodning shakliga bog'liq bo'lmaydi. Shuning uchun bu yerda ko'pincha tekis zaryadlangan silindr maydoni to'g'risida gapiriladi. Atrofdagi predmetlardan ancha katta masofaga uzoq'lashtirilgan metall simlar atrofida (13.9) formula bilan ifodalanadigan maydon kuchlanganligiga ega bo'lamiz.

14-§. Puasson teqlamasi

(13.5) formula shaklidagi Ostrogradskiy—Gauss teoremasi elektr siljish qiymatini biror yopiq sirt bilan chegaralangan hajm ichida turgan zaryad kattaligi bilan bog'laydi, ya'ni maydonning turli nuqtalariga tegishli bo'lgan kattaliklarni o'zaro bog'laydi. Bu teoreмага shunday shakl ham

berish mumkinki, unga maydonning faqat bitta nuqtasiga tegishli bo'lgan kattaliklar kirsin. Buning uchun teoremani cheksiz kichik hajmga tatbiq qilish lozim.



18-rasm. Ostragradskiy-Gauss teoremasini differensial shaklda keltirib chiqarishga doir.

To'g'ri burchakli koordinatalar sistemasi X, Y, Z ni kiritamiz va biror $a(x, y, z)$ nuqtada elektr siljishni $\mathbf{D} (D_x, D_y, D_z)$ orqali belgilaymiz. Uchi a nuqtada va yoqlari dx, dy, dz , koordinata o'qlariga parallel bo'lgan cheksiz kichik to'g'ri burchakli paralelepiped (18-rasm) ni qarab chiqamiz va uning sirti orqali siljish oqimini hisoblaymiz. a dan o'tadigan $dydz$ yoqlar (18-rasmda u shtrixlab ko'rsatilgan) orqali oqim:

$$x = -Ddydz$$

bo'ladi, bunda $dydz$ ga tashqi normal va D_x ning musbat yo'nalishi $\alpha = \pi$ ($\cos \alpha = -1$) burchak tashkil qilgani uchun minus ishora qo'yilgan. Kubning X o'q bo'yicha dx ga siljigan parallel qirradi (u ham shtrixlangan) orqali oqim ($D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx$) dan iborat. Shuning uchun bu ikki qirra orqali oqim

$$(D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx)dydz - D_x dydz = \frac{\partial D_x}{\partial x} d\tau$$

bo'ladi, bunda $d\tau = dx dy dz$ - paralelepipedning hajmi. Xuddi shu tarzda boshqa ikki juft qirralari orqali oqimni hisoblab va ularni qo'shib, paralelepipedning butun sirti orqali to'liq oqimni olamiz:

$$\left(\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) d\tau.$$

Agar qaralayotgan fazoda hajm bo'yicha $\rho = \rho(x, y, z)$ hajmiy zichlikda taqsimlangan zaryad mavjud bo'lsa, u holda paralelepiped hajmidagi zaryad miqdori $\rho d\tau$ ga teng bo'ladi. Buni (13.5) ga muvofiq paralelepiped sirti orqali o'tuvchi to'la oqim qiymatiga tenglab, quyidagini olamiz:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho \quad (14.1)$$

Ostrogradskiy-Gauss teoremasini differensial shaklda ifodalovchi bu munosabatni Puasson tenglamasi deb yuritiladi.

Vektor analizida yopiq sirt S orqali biror oqim vektori \mathbf{A} ning shu S sirt bilan chegaralangan hajm kattaligi τ ga nisbatining $\tau \rightarrow 0$ dagi limiti (agar

bu limit mavjud bo'lsa) S sirtning shakliga bog'liq bo'lmaydi. Bu nisbatning limiti A vektorning tarqalishi yoki divergensiyasi deb ataladi va maxsus simvol $\text{div}A$ bilan belgilanadi, Shunday qilib, ta'rifga ko'ra

$$\text{div}A = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \int_S A_n dS$$

Oqim vektori va hajm skalyar kattaliklar bo'lgani uchun vektorning divergensiyasi ham skalyardir. Bu tushunchadan foydalanib, Puasson tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\text{div}D = \rho$$

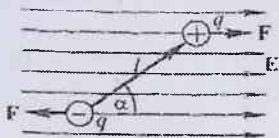
Agar D vektorning tashkil etuvchilari biror koordinatalar sistemasida shu koordinatalarning funksiyasi ko'rinishida berilgan bo'lsa u holda har doim har bir nuqtada $\text{div}D$ ning qiymatini hisoblash mumkin. Masalan: agar to'g'ri burchakli Dekart koordinatalaridan foydalansak,

$$\text{div}D = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}$$

bo'lishini yuqorida ko'rgan edik.

15-§. Elektr maydonda dipol

O'zaro qattiq bog'langan va bir-biridan l masofada joylashgan, kattaligi $+q$ va $-q$ bo'lgan ikkita nuqtaviy zaryadni qarab chiqamiz. Ikkala zaryadning siljishini l vektor bilan xarakterlaymiz. Bu vektor manfiy zaryaddan musbatga tomon yo'nalgan. Bunday juft zaryadlarga *elektr dipol* deb ataladi.



19-rasm. Bir jinsli maydondagi dipol.

Elektr dipollar bilan tez-tez ish ko'rishga to'g'ri keladi. Elektr maydondagi uncha katta bo'lmagan o'tkazuvchi jismni taqriban dipol deb qarash mumkin, chunki uning uchlari kattaliklari bo'yicha bir xil va ishoralari turlicha bo'lgan induksion zaryadlar hosil bo'ladi. Xuddi shunday zaryadlar dielektriklarda ham hosil

bo'lishini va shuning uchun elektr maydondagi uncha katta bo'lmagan dielektrik jismni ham dipol kabi qarash mumkinligini V bobda ko'ramiz. Nihoyat, ko'pgina molekullar markazlari bir-biriga nisbatan siljigan musbat va manfiy ionlardan tuzilgan. Bunday molekullarni ko'pgina hollarda elektr dipollar deb hisoblash mumkin.

Elektr maydonda dipolga ta'sir qiluvchi kuchni topamiz, shu bilan birga dastlab maydonni bir jinsli deb hisoblaymiz (19-rasm). Dipolning uchlari kattaligi $F = qE$ bo'lgan kuchlar ta'sir qiladi, bunda E —maydon

kuchlanganligi. Bu kuchlar qarama-qarshi yo'nalgan va juft kuchni hosil qiladi. Bu juftning kuch moment M

$$M = qEl \sin \alpha$$

ga teng. Bunda α l vektor va E maydon kuchlanganligi orasidagi burchak.

Juft kuch momenti kattaligi zaryad q ning dipol uzunligi l ga ko'paytmasiga tengligini ko'ramiz. Bu ko'paytmaga dipol momenti deyiladi. Dipol momenti p vektor kattalik bo'lib,

$$p = ql$$

ga teng. U ham xuddi l kabi manfiy zaryaddan musbatga tomon yo'nalgan. Elektr dipol momentining o'lchov birligi kulon-metr ($Kl \cdot m$).

Dipol momenti tushunchasidan foydalanib, dipolga ta'sir qilayotgan juft kuchlar momentini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$M = pE \sin(p, E) \quad (15.2)$$

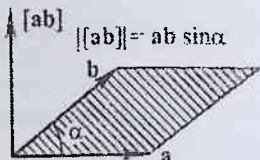
Bu juft momentning yo'nalishi dipolning aylanish o'qi bilan mos tushadi, ya'ni p va E ga perpendikulyar.

Agar vektorlar algebrasidagi belgilashlardan foydalansak u holda M juft kuch momenti kattaligi va yo'nalishini bitta formula bilan ifodalash mumkin. Ma'lumki a va b vektorlarning vektor ko'paytmasi $[ab]$ deb shunday vektorga aytiladiki, uning kattaligi $ab \sin(a, b)$ ga teng. Bu vektor a va b ga perpendikulyar bo'lib, o'ng parmaning a dan b ga aylantirgandagi ilgarilanma harakat yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan (20-rasm). Shuning uchun dipolga ta'sir qilayotgan juft kuchlar momentining vektori M ni quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

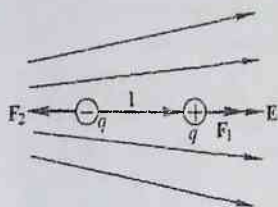
$$M = [pE] \quad (15.3)$$

Bir jinsli maydonda dipolga faqat bu kuch dipolni p va E ning parallel bo'lishini ta'minlovchi, shu yo'nalishda burishga intiluvchi juft kuch ta'sir qiladi. Elektr maydonda dipolni biror burchakka burish uchun ma'lum miqdorda ish bajarish lozim, bu ish dipolning potensial energiyasi ortishiga proporsional bo'lgani tufayli undan elektr maydondagi dipolning energiyasi uchun ifodani topish mumkin. Maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan dipolning energiyasini nolga teng ($\alpha = \pi/2$) deb olamiz. U holda dipol moment bilan maydon yo'nalishi α burchak hosil qilgandagi dipolning energiyasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$W = \int_{\frac{\pi}{2}}^{\alpha} pE \sin \alpha d\alpha = -pE \cos \alpha \quad (15.4)$$



20-rasm. Ikki vektorning vektor ko'paytmasi.



21-rasm. Bir jinsli bo'lmagan maydondagi dipol.

Endi bir jinsli bo'lmagan maydonda joylashgan dipolni qarab chiqamiz. Soddalik uchun dipol momenti maydon yo'nalishiga parallel ($\alpha = 0$) deb faraz qilamiz (21-rasm). Bu holda dipol uchlariga ta'sir qiluvchi kuchlar bir xil bo'lmay, ularning natijalovchisi nolga teng emas. Bir jinsli bo'lmagan maydonda dipolga uni katta kuchlanganlikli maydon sohasi tomon surishga intiladigan kuch ta'sir qiladi.

Bu kuch kattaligini topamiz. Koordinata o'qi X ni dipol momenti bo'yicha yo'naltiramiz va dipolning uzunligi Δl ni juda kichik (elementar dipol) deb hisoblaymiz. Dipolning manfiy uchiga ta'sir qiluvchi kuch $-qE$ dan iborat, bunda E - q zaryad turgan nuqtadagi maydon kuchlanganligi. Dipolning musbat uchiga ta'sir qiluvchi kuch $+q \left[E + \frac{dE}{dx} \Delta l \right]$ ga teng, bunda Δl dipol uzunligi. Bu holda to'liq kuch F quyidagiga teng bo'ladi:

$$F = q \left(E + \frac{dE}{dx} \Delta l - E \right) = q \Delta l \frac{dE}{dx} = p \frac{dE}{dx} \quad (15.5)$$

Bir jinsli maydonda $dE/dx = 0$ ga teng va natijalovchi kuch ham nolga teng. Agar dipol bir jinsli bo'lmagan maydonda tursa va u maydonga parallel bo'lmasa, u holda dipolga uni maydonga parallel qilib burishga intiluvchi kuch va dipolni kuchli maydon sohasiga tortuvchi kuchlardan iborat juft kuch ta'sir qiladi. To'g'ri burchakli koordinatalarda elektr maydon kuchlanganligining tashkil etuvchilari— E_x, E_y, E_z ; o'sha o'qlarda dipol momentining tashkil etuvchilari — p_x, p_y, p_z , bo'lsin. Xuddi yuqoridagi kabi ish tutib, kuchning X o'q bo'yicha tashkil etuvchisi:

$$F_x = p_x \frac{\partial E_x}{\partial x} + p_y \frac{\partial E_y}{\partial y} + p_z \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (15.6)$$

bo'ladi. F_y va F_z kuchlarning tashkil etuvchilari ham shunga o'xshash formulalar bilan ifodalanadi. Bu natijani vektor formula orqali ifodalash mumkin:

$$\mathbf{F} = (\mathbf{pgrad})\mathbf{E} \quad (15.7)$$

bu yerda

$$(\mathbf{pgrad}) = p_x \frac{\partial}{\partial x} + p_y \frac{\partial}{\partial y} + p_z \frac{\partial}{\partial z}$$

differentensial operator.

III BOB. POTENSIALLAR FARQI

16-§. Elektrostatik maydonda bajarilgan ish

Elektr maydon xossalarini tushunishda potentsiallar farqi yoki elektr kuchlanish tushunchasi katta ahamiyatga ega. Elektr maydon kuchlari bajargan ishni qarab chiqib, shu tushunchaga kelimiz.

Faraz qilaylik, elektr zaryad biror elektr maydonda 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko'chsin. Elektr maydonda zaryadga kuch ta'sir qilgani tufayli bunday ko'chishda ma'lum ish bajariladi. Bu ishni A_{12} orqali belgilaymiz. Agar shu zaryadning o'zi o'sha yo'lda teskari yo'nalishda ko'chsa (2-nuqtadan 1-nuqtaga), u holda ishning kattaligi o'zgaraydi, lekin uning ishorasi o'zgaradi, ya'ni $A_{12} = -A_{21}$.

Endi qo'zg'almas zaryadlar hosil qilgan elektr maydonni (*elektrostatik maydonni*) qarab chiqamiz. Shuni osongina ko'rish mumkinki, elektrostatik maydonda zaryad ko'chirishda bajarilgan ish zaryad harakatlanadigan yo'lining shakliga bog'liq bo'lmay, faqat 1- va 2-nuqtalarning vaziyati bilan, ya'ni yo'lining boshi va oxiri bilan aniqlanadi.

Haqiqatan bu shunday emas va zaryadni L kontur bo'ylab ko'chirishda (22-rasm) bajarilgan $A_{12}^{(L)}$ ish L_1 kontur uchun bajarilgan $A_{12}^{(L_1)}$ ishga teng emas, deylik. Shu bilan birga bu ikkala kontur ham 1- va 2-nuqtalarning o'zini tutashtiradi. Unda L va L_1 , yo'llardan tuzilgan berk kontur bo'yicha zaryadni ko'chirib, elektr kuchlar

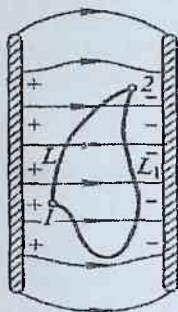
$$A_{12}^{(L)} + A_{21}^{(L_1)} = A_{12}^{(L)} - A_{12}^{(L_1)}$$

ish bajarganligini topamiz, bu ish nolga teng emas. Lekin bu energiya'ning saqlanish qonuniga zid. Agar maydonni hosil qilayotgan zaryadlar qo'zg'almas bo'lsa, unda qo'zg'aluvchi zaryadni ko'chirishda atrofdagi jismlarda hech qanday jarayon sodir bo'lmaydi. Zaryad dastlabki 1-nuqtaga qaytib kelganidan keyin qaralayotgan jismlar sistemasida hech qanday o'zgarish bo'lmaydi, shuning uchun ishdan yutmaymiz ham, yutqizmaymiz ham. Demak, bizning taxminimiz noto'g'ri, haqiqatda esa

$$A_{12}^{(L)} = A_{12}^{(L_1)}$$

bo'ladi.

Shunday qilib, elektrostatik maydonda ikki nuqta orasida zaryadni ko'chirish ishi shu nuqtalarni birlashtiruvchi yo'lining shakliga bog'liq

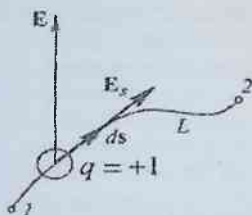


22-rasm. Zaryadni maydonda ko'chirishda bajarilgan ish yo'lining shakliga bog'liq emas.

bo'lmaydi. Zaryad berk kontur bo'yicha ko'chirishda bajarilgan ish nolga teng.

17-§. Potensiallar farqi

Endi elektrostatik maydonda 1 nuqtadan 2 nuqtaga kattaligi +1 bo'lgan musbat zaryad ko'chadi deb faraz qilamiz. 16-§ ga muvofiq bu ko'chishda maydon kuchlari bajarayotgan ish yo'lining shakliga bog'liq bo'lmaydi. Zaryad kattaligi aniq (+1) tanlanganligi tufayli bu ish faqat mavjud elektr maydonga bog'liq va shuning uchun uning xarakteristikasi bo'lib xizmat qiladi. Unga mazkur elektr maydonda joylashgan 1 va 2 nuqtalarning *potensiallari farqi* yoki 1- va 2-nuqtalar orasidagi *elektr kuchlanish* deyiladi. Elektrostatik maydonda 1- va 2- nuqtalarning potensiallar farqi +1 zaryadni 1-nuqtadan 2-nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlari bajaradigan ish bilan o'lchanadi.



23-rasm. Potensiallar farqini aniqlashga doir.

Har qaysi nuqtadagi maydon kuchlanganligini bilgan holda, istalgan ikki nuqta orasidagi potensiallar farqini ham hisoblash mumkin. Agar ds - zaryadning ko'chish elementi, E_s esa maydon kuchlanganligi vektorining ds yo'lanishga tushirilgan proyeksiyasi (23-rasm) bo'lsa, u holda +1 zaryadni ds kesmaga ko'chirishdagi ish $E_s ds$ bo'ladi. Shuning uchun 1- va 2-nuqtalarning potensiallari farqi

$$U_{12} = \int_1^2 E_s ds \quad (17.1)$$

bunda integrallash qaralayotgan 1- va 2-nuqtalarni tutashtiruvchi ixtiyoriy L kontur bo'yicha bajariladi.

Agar elektr maydonda birlik zaryad emas, balki ixtiyoriy kattalikdagi q zaryad ko'chayotgan bo'lsa, u holda har qaysi nuqtada zaryadga ta'sir qiluvchi kuch q marta ortadi. Shuning uchun q zaryadni 1 nuqtadan 2 nuqtaga ko'chirishda maydon kuchlari bajaradigan ish A_{12} quyidagiga teng:

$$A_{12} = qU_{12} \quad (17.2)$$

Aytilganlardan, potensiallar *farqi* yoki maydonning ikki nuqtasi orasidagi kuchlanishgina fizikaviy ma'noga ega, chunki ikki nuqta - yo'ning boshi va oxiridagi potensiallar berilgandagina ish aniqlanishi mumkinligi kelib chiqadi. Shunga qaramay, ko'pincha soddagina qilib muayyan nuqtadagi potensial yoki kuchlanish haqida gapiriladi, lekin bunda har doim potensiallar farqi nazarda tutiladi, ya'ni

nuqtalardan birining potentsiali oldindan tanlangan deb tushuniladi. Bunday doimiy nuqta "cheksizlikda", ya'ni barcha zaryadlangan jismlardan yetarlicha uzoqda tanlanadi.

Elektrostatik maydonda ikki nuqta orasidagi kuchlanish bu nuqtalarni tutashtiruvchi yo'lning shakliga bog'liq bo'lmasligini ko'rdik. Shuning uchun, agar +1 zaryadni berk kontur bo'yicha, masalan, 1-nuqtadan 2-nuqtaga L bo'yicha (22-rasm), so'ngra 2-dan 1-ga kontur bo'yicha ko'chirilsa, u holda bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_{12} + U_{21} = U_{12} - U_{12} = 0.$$

Elektrostatik maydonda berk kontur bo'yicha kuchlanish doim nolga teng. Bu tasdiq elektrostatik maydonning muhim xossasini ifodalaydi. Xuddi mana shu sababga ko'ra elektrostatik maydon uchun potentsiallar farqini kiritish mumkin, potentsiallar farqi ta'sir etuvchi maydon bilan bir qiymatli aniqlanadi (yo'lning shakliga bog'liq bo'lmaydi) va shuning uchun ham u maydon xarakteristikasi bo'lib xizmat qilishi mumkin.

(17.1) formuladan foydalanib, elektrostatik maydonning bu xossasini quyidagi shaklda ifodalash mumkin:

$$\oint E_s dS = 0 \quad (17.3)$$

bunda integraldagi doiracha integrallash yopiq kontur bo'yicha bajarilayotganini bildiradi.

Biror vektorining yopiq kontur bo'yicha olingan egri chiziqli integraliga shu vektorning kontur bo'yicha *sirkulyatsiyasi* deyiladi. Binobarin, elektr maydon kuchlanganligining istalgan kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng deb ham aytish mumkin.

Ikkita asosiy sababga ko'ra potentsiallar farqi tushunchasidan keng foydalaniladi. Birinchidan, elektr maydonni maydon kuchlanganligi yordamida tavsiflashdan ko'ra potentsial yordamida tavsiflash ancha oson. Maydon kuchlanganligi vektor kattalikdir, shuning uchun maydonning har qaysi nuqtasi uchun uchta skalyar kattalikni — kuchlanganlikning koordinatalari bo'yicha tashkil etuvchilarini bilish lozim. Potentsial skalyar kattalikdir, u har qaysi nuqtada bitta kattalik — o'zining son qiymati bilan aniqlanadi. Maydonning har qaysi nuqtasidagi potentsialni bilgan holda, kuchlanganlik vektorini aniqlash mumkinligini 19-§ da ko'ramiz.

Ikkinchidan, maydon kuchlanganligiga qaraganda potentsiallar farqini tajribada o'lchash ancha oson. Maydon kuchlanganligini o'lchashning qulay metodi yo'q. Aksincha, potentsiallar farqini o'lchash uchun juda ko'p metodlar va turli xil asboblardan mavjud. Shuning uchun ham elektr maydonni potentsial yordamida tasviflash ancha qulay.

SI sistemasida potentsiallar farqi birligi — volt (V). Agar (17.2) formulada U_{12} ni volt hisobida, q ni kulon hisobida ifodalasak, u holda A ish Joul hisobida kelib chiqadi.

Shuni ta'kidlab o'tamizki, (17.2) formuladan foydalanib, energiyani mexanikaviy birliklarda (erg, joul va shunga o'xshash) emas, balki elektr birliklarida ifodalash mumkin. Buning uchun elektronvolt (eV) deb ataladigan birlik xizmat qiladi. Bu energiya zaryadi elektronning zaryadiga teng bo'lgan ($e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$) zarra vakuumda potentsiallar farqi $1 V$ kuchlanishni o'tayotganda erishadigan energiya teng, ya'ni:

$$1eV = 1.60 \cdot 10^{-19} J = 1.60 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$$

Odatda, turli elementar zarralarning (elektron, proton va h.k.) energiyasi elektronvolt hisobida ifodalanadi. Bunda, shuningdek, energiyaning yirikroq birliklari: 1 kiloelektronvolt (keV) = $10^3 eV$, 1 megaelektronvolt (MeV) = $10^6 eV$ va boshqalar ham qo'llaniladi.

18- §. O'tkazgichlarda zaryadlarning muvozanat shartlari

Agar biror o'tkazgichda elektr zaryadlar muvozanatda bo'lsa, ya'ni bu o'tkazgichda elektr tok bo'lmasa, u holda o'tkazgich ichida joylashgan nuqtada maydon kuchlanganligi E_i nolga teng bo'ladi. Haqiqatan ham, agar bu shart bajarilmaganda edi, u holda har qanday o'tkazgichda bo'ladigan harakatlanuvchan elektr zarralar maydon kuchlari ta'siri ostida harakatga kelar edi va muvozanat buzilardi. Bundan tashqari, 12-§ da aniqlangan ediki, zaryadlar muvozanatdiligida o'tkazgich sirtida maydon kuchlanganligi vektori sirtga perpendikulyar. Bundan zaryadni o'tkazgichning istalgan nuqtasidan boshqa istalgan nuqtaga ko'chirish uchun hech qanday ish bajarish talab qilinmaydi degan fikr kelib chiqadi. Lekin (17.1) ga ko'ra, bu shuni anglatadiki, o'tkazgichning xoh ichida, xoh sirtida tanlangan, bari bir istalgan juft nuqtalarning potentsiallari farqi nolga teng bo'ladi. Elektr tok bo'lmaganda o'tkazgichning hamma nuqtalari bir xil potentsialga ega bo'ladi.

Yer ham o'tkazgich. Yerda toklar mavjudligiga qaramay, ular uncha katta emas, yerning zaryadini taxminan muvozanatga yaqin deb hisoblash mumkin. Shuning uchun ko'p hollarda yerning hamma nuqtalari bir xil potentsialga ega deb olish mumkin va unga ko'ra potentsialni o'lchashda doimiy nuqta (sanoq boshi) qilib yer tanlanadi va yerga nisbatan potentsial to'g'risida gapiriladi.

Agar ikki o'tkazgich metall sim bilan tutashtirilsa, unda ikkala o'tkazgich va sim yagona sistemani hosil qiladi. Agar o'tkazgichlar tutashtirilgunga qadar ular orasida potentsiallar farqi mavjud bo'lsa, u holda zaryadlar muvozanatda bo'lishi mumkin emas. Sim ichida maydon kuchlanganligi E nolga teng bo'lmaydi va simdagi o'tazuvchanlik

elektronlari harakatga keladi, ya'ni unda elektr tok paydo bo'ladi. Har ikkala o'tkazgichning potentsiali tenglashgunga qadar bu tok oqishi davom etadi.

19-§. Potentsiallar farqi va maydon kuchlanganligi

Agar potentsial taqsimoti ma'lum bo'lsa, ya'ni maydonning har qaysi nuqtasida uning qiymati ma'lum bo'lsa, unda har qaysi nuqtada bu maydon kuchlanganligini ham topish mumkin.

Bir jinsli elektr maydonda joylashgan 1- va 2-nuqtalarni qarab chiqamiz va +1 –birlik musbat zaryadni 1-nuqtadan 2-nuqtaga Δs to'g'ri chiziqli kesma bo'yicha o'tadi deb

faraz qilaylik (24-rasm). Bu ko'chishda elektr kuchlar bajargan ΔA ishni, birinchidan, maydon kuchlanganligi orqali ifodalash mumkin:

$$\Delta A = E_s \Delta s$$

bunda E_s – kuchlanganlik vektori E ning Δs yo'nalishga proeksiyasi. Ikkinchidan, mana shu ishning o'zini 1- va 2-nuqtalarning potentsiallar farqi ΔU_{12} orqali ham ifodalash mumkin:

$$\Delta A = \Delta U_{12}$$

Endi Δs ko'chishda potentsial orttirmasini

kiritamiz, ya'ni 2-nuqta (yo'lning oxiri) va 1-nuqta (yo'lning boshi) ning potentsiallar farqi ΔU_{12} ni kiritamiz. U holda

$$\Delta U = \Delta U_{21} = -\Delta U_{12}$$

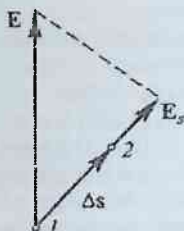
bo'ladi. Ish uchun yozilgan ikkala ifodani tenglashtirib, elektr maydon kuchlanganligi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$E_s = -\frac{\Delta U}{\Delta s}$$

Umumiy holda bir jinsli bo'lmagan maydonda 1 va 2 nuqtalarni bir-biriga cheksiz yaqin qilib tanlash lozim, bunda Δs kesmada maydon kuchlanganligini doimiy deb hisoblash mumkin bo'lsin. $\Delta s \rightarrow 0$ da limitga o'tib quyidagini olamiz:

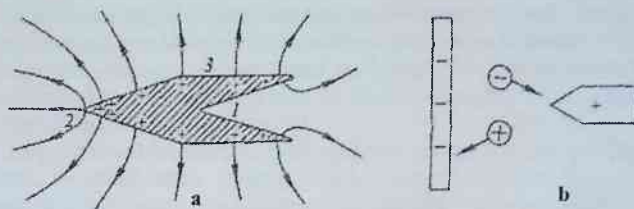
$$E_s = -\frac{dU}{ds} \quad (19.1)$$

Tenglikning o'ng qismida turgan hosila berilgan yo'nalishda potentsialning o'zgarish tezligini ifodalaydi. Kuchlanganlik vektorining berilgan yo'nalishga proyeksiyasi shu yo'nalishda teskari ishora bilan olingan potentsialning o'zgarish tezligiga teng ekanligi ko'rinib turibdi.



24-rasm. Potentsiallar farqi va maydon kuchlanganligini orasidagi munosabatga doir.

neytrallaydi.



35- rasm. O'tkazgich uchidagi elektr maydon kuchlanganligi va sirt zichligi hamda zaryadlarning oqib chiqish sababi.

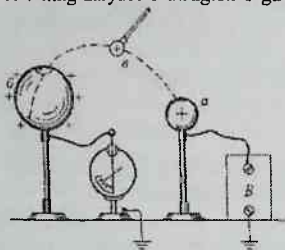
Bu hodisaning sababi shundaki, uchlik atrofida maydon kuchlanganligi katta bo'ladi. Bu kuchlanganlik yetarlicha katta bo'lganda atrofdagi havoda ionlanish boshlanadi (166-§ da mukammalroq qaraladi) va musbat hamda manfiy ionlar paydo bo'ladi (35-rasm, o'ngdagi). Uchlikdagi zaryadlarning ishorasi bilan birday ishorali zaryadli ionlar uchlikdan oqib chiqish yo'nalishida harakatlanadi; zaryadining ishorasi qarama-qarshi bo'lgan ionlar metall uchlikka tomon harakatlanadi va uning zaryadini kamaytiradi.

Metall uchlikdan oqib chiqish yo'nalishida harakatlanayotgan ionlar o'z harakati yo'lida neytral molekullarni ham ergashtirib ketadi. Buning natijasida metal uchlikdan havoning yo'nalgan oqimi yoki elektr shamoli paydo bo'ladi. Yoqilgan shamni uchlikka yaqin keltirib, uni payqash mumkin: sham alangasi uchlikdan kuchli og'adi va elektr shamoli bilan o'chirib qo'yilishi mumkin. Uchli o'tkazgichlarning sanab chiqilgan xossalari amalda turli qurilmalardan zaryadlarni chiqarib yuborishda foydalaniladi. Yuqori elektr kuchlanish ostida ishlaydigan barcha asbob va mashinalardan zaryadlarning oqib chiqishini oldini olish uchun metal qismlari yaxshilab dumaloqlanadi, metall sterjenlarning uchlariga esa silliq sharchalar joylashtiriladi; uchliklarning bo'lishi zaryadlarning oqib ketishiga va izolyatsiyaning buzilishiga olib kelishi mumkin edi.

30-§. Elektrostatik generator

Zaryadlar doim o'tkazgichning faqat tashqi sirtidagina taqsimlanish hodisasidan juda yuqori kuchlanish olishga mo'ljallangan elektrostatik generatorlarda foydalaniladi. Ularning ishlash prinsipi 36-rasmda tasvirlangan tajriba bilan tushuntiriladi. Izolyatsiyalangan o'tkazgichni kuchlanish maubai V bilan ulaymiz (manba sifatida zaryadlangan kondensator yoki 2—3 ming voltga mo'ljallangan to'g'rilagich olgan qulayroq) va yaqiniga elektrometrga ulangan izolyatsiyalangan kovak o'tkazgich b ni joylashtiramiz. O'tkazgichlar a va b ni bir daqiqaga metall

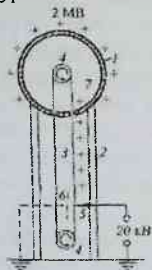
sterjen (izolyatsiyalangan dastada) bilan ulaymiz. O'tkazgich b o'tkazgich a ning kuchlanishigacha zaryadlanadi. Uni elektrometr ko'rsatishiga qarab aniqlaymiz. Endi izolyatsiyalangan dastaga mahkamlangan metal shar v ni olib, uni o'tkazgich a ga, so'ngra o'tkazgich b ning ichki sirtiga tekkizamiz. Shar v ning zaryadi o'tkazgich b ga butunlay o'tadi, bundan o'tkazgich b



36- rasm. Elektrostatik generatorning ishlash prinsipi.

dagi kuchlanish ortadi. Bu jarayonni ko'p marta takrorlab, o'tkazgich b dagi kuchlanishni o'tkazgich a dagiga qaraganda ancha orttirishimiz mumkin; umuman olganda uni cheksiz ko'p orttirish mumkin. Bayon qilingan jarayon yordamida musbat zaryadlarni kam potentsialli jismlardan ancha yuqori potentsialli jismlarga ko'chirish mumkin. Birinchi qarashda bu ajablanarli bo'lib ko'rinishi

mumkin, chunki ikkita o'tkazgichni bir-biriga ulaganda musbat zaryadlar doim yuqori potentsialli jismdan past potentsialli jisimga o'tadi. Aslida esa bu yerda hech qanday ziddiyat yo'q, chunki shar β ni a dan b ga ko'chirishda biz itarish kuchini yengamiz va mexanikaviy ish bajaramiz. Shuning uchun β ni b ga tomon yo'nalishida ko'chirganda shar v ning potentsialini orttiramiz. Shar v bo'shliq b ning ichida bo'lib qolganida uning potentsiali b ning potentsiali bilan tenglashadi.



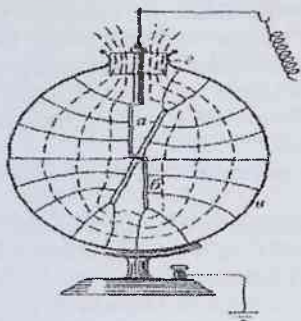
37-rasm. Elektrostatik generator

Shunday qilib, biz mexanikaviy ish bajarish bilan uncha katta bo'lmagan manbaga ega bo'lib, istalgan o'tkazgichni ancha yuqori kuchlanishgacha zaryadlay olamiz. Elektrostatik generatorda xuddi shunday hodisa amalga oshiriladi. U ichi kovak katta o'tkazgich 1 dan (odatda sharsimon shaklda bo'ladi) iborat bo'lib (37-rasm,) izolyatsiyalovchi kolonna 2 ga o'rnatilgan. Kolonna ichida rezinalangan materialdan qilingan cheksiz lenta 3 o'tadi. U lenta ikkita shkiv 4 da harakatlanib, 36-rasmdagi v shar rolini o'ynaydi.

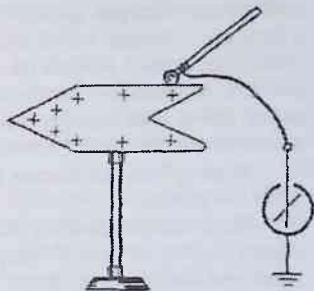
Lenta uchliklar sistemasi 5 yordamida zaryadlanadi. Bu uchliklar kuchlanish manbaining qutblaridan biriga ulangan, manbaining ikkinchi qutbi esa yerga ulangan. Uchliklar qarshisida lentaning teskari tomonida yerga ulangan plastinka 6 joylashtiriladi. Bu plastinka uchlik 5 dan lentaga oqib

26-rasmda eng sodda elektrometrlardan biri tasvirlangan. U metall sterjen b ga mahkamlangan yengil alyuminiy sterjen (a) dan iborat. Strelka gorizontal o'q atrofida aylana oladi. Strelka bilan sterjen metall korpus b ichiga joylashtirilgan va tok o'tkazmaydigan materialdan (qahrabo, kvars, ebonit va h.k.) qilingan probka (tiqin) g yordamida korpusdan yaxshilab izolyatsiyalangan. Asbob shkalaga ega bo'lib, strelkaning og'ish burchagini hisoblash imkonini beradi

Avval ikki o'tkazgich orasidagi kuchlanish qanday o'lchanishni qarab chiqamiz. Buning uchun o'tkazgichlardan biri elektrometr korpusiga ulanadi, ikkinchi o'tkazgich esa sterjenga ulanadi. Agar zaryadlangan o'tkazgich va yer orasidagi kuchlanishni o'lchash lozim bo'lsa, elektrometr korpusi yerga ulanadi, zaryadlangan o'tkazgich esa metall sim yordamida sterjenga ulanadi (27-rasm).



26-rasm. Strelkali elektrometr.
Ekvipotensial sirtlarning chizma tekisligi bilan kesimi punktir bilan, elektr maydonning kuch chiziqlari bilan tasvirlangan.



27-rasm. Zaryadlangan o'tkazgich va yer orasidagi kuchlanishni o'lchash.

Elektrometr strelkasini og'ishi strelka va korpus orasida mavjud bo'lgan kuchlanishga bog'liq bo'lishini ko'rish oson. Haqiqatan ham, strelkaga uni buradigan kuchlar ta'sir qiladi, chunki elektrometr ichida elektr maydon paydo bo'ldi. Elektrometr korpusi o'zgarmaydigan shaklda bo'lganligi tufayli bu maydon faqat elektrometrqa qo'yilgan kuchlanishga bog'liq. Har gal strelka va korpus orasida birday kuchlanish hosil qilib, biz strelka sirtida bir xil maydoni kuchlanishini olamiz, demak, strelkaga va uning og'ishiga ta'sir qiladigan kuchlar ham bir xil bo'ladi. Bu esa elektrometr kuchlanishni o'lchashni bildiradi. Bunday asbobni darajasini, ya'ni strelkaning turli og'ish burchaklariga qanday kuchlanish mos kelishini aniqlash mumkin.

Elektrometrdan foydalanib, o'tkazgichning sirti doimo ekvipotensial sirt bo'lishiga osongina ishonch qilish mumkin. 27-rasmda tasvirlangan tajribada elektrometрни o'tkazgichning turli nuqtalari bilan birlashtirganda, o'tkazgichning shakli qanchalik murakkab bo'lmasin, elektrometr strelkasining og'ishi o'zgarmaydi.

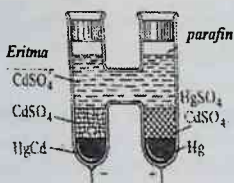
Tavsiflangan elektrometr yuqori (ming va bir necha o'n ming volt) kuchlanishlarni o'lchash uchun qulay. Past kuchlanishlarni o'lchash uchun boshqa turdagi elektrometrdan foydalaniladi.

22-§. Normal elementlar

Kuchlanishni elektrometr yordamida o'lchash uchun uni darajalash kerak. Hozirgi vaqtda elektrometrlarni darajalash uchun normal elementlardan foydalaniladi. Normal elementlar elektrodlar orasida kuchlanishning sezilarli doimiy (stabil) bo'lishini ta'minlaydigan moddalardan tuzilgan galvanik elementdan iborat. Bu kuchlanish aniq o'lchangan, shuning uchun normal elementlar kuchlanishlarning qulay etaloni hisoblanadi. Normal elementlarni har qanday laboratoriyada yasash mumkin. Mexanikaviy kattaliklarni o'lchashda uzunlik etaloni (metr) va massa (kilogramm) qanday vazifani bajarsa, elektr o'lchash texnikasida normal elementlar shu kabi rolni o'ynaydi.

Kadmiyli normal element keng tarqalgan. 20° C da uning kuchlanishi 1,0186 V ga teng.

Xona temperaturasida bu elementning kuchlanishi temperaturaga deyarli bog'liq bo'lmaydi: temperatura 1°C ha ortganda u 0,0001 V dan kamroqqa kamayadi. Kadmiyli normal elementning tuzilishi 28-rasmda ko'rsatilgan. U tutashtirilgan ikkita shisha probirikalardan iborat bo'lib, ularning



28-rasm. Kadmiyli normal element

tublariga sim plastinalar kavsharlangan. Probirikalardan birining tub qismiga kam miqdorda simob sulfat va kadmiy sulfat aralashmasidan iborat pasta solingan. Boshqa probirkaning tub qismida esa kadmiy amalgamasi solingan. Probirkalarga to'yingan kadmiy sulfat eritmasi to'ldirilgan. Bu elementda musbat elektrod (anod) bo'lib simob, manfiy elektrod (katod) bo'lib kadmiy amalgamasi xizmat qiladi.

Bunday elementdan juda kuchsiz toklargina, bir necha mikroamperdan oshmaydigan toklar olish mumkin, chunki faqat mana shu sharoitdagina uning kuchlanishi o'zgarmaydi deb hisoblash mumkin. Yuqori kuchlanishlar olish uchun normal elementlarni batareya qilib ulash kerak, bunda ularni o'zaro ketma-ket shunday ulash kerakki, oldingi elementning musbat qutbi keyingi

elementning manfiy qutbiga ulansin. Ketma-ket ulangan elementlar n ta bo'lganda batareyaning chetki elektrodleri orasidagi kuchlanish bitta elementnikiga qaraganda n marta katta bo'ladi.

Amalda normal elementlar batareyasi kamdan-kam qo'llaniladi. Kuchlanishlarni kompensatsion o'lchash sxemalaridan foydalanishda (70-§) faqat bitta normal elementdan foydalanib, o'lchanayotgan manba kuchlanishi normal element kuchlanishidan ancha katta yoki ancha kichik bo'lsada, uning kuchlanishini o'lchash mumkin ekan.

23- § Elektr zond

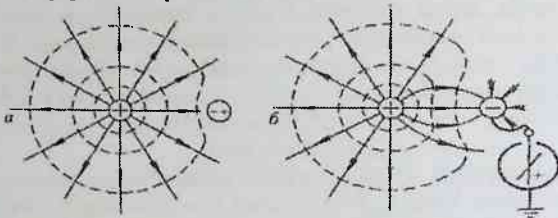
Endi dielektrik ichidagi potensialni qanday o'lchash mumkinligini qarab chiqamiz. Yerga nisbatan havoning biror nuqtasidagi potensialni o'lchash talab qilinsin. Agar biz mana shu nuqtaga metall sharcha joylashtirsak, sharchada induksion zaryadlar paydo bo'ladi. Bu zaryadlar qo'shimcha maydon hosil qiladi va shuning uchun natijaviy maydon o'zgaradi. Sharchani kiritish bilan elektr maydon buziladi.

Agar sharcha juda kichik bo'lsa, u holda turli ishorali induksion zaryadlar ham bir-biriga yaqin joylashadi va ular kiritadigan buzilish bevosita sharcha yaqinidagina ko'rinadi (29a-rasm). Shuning uchun ushbu nuqtada sharcha kiritilgunga qadar qanday potensial mavjud bo'lsa, sharcha amalda o'sha potensial oladi.

Agar bu potensialni o'lchaymiz deb sharchani elektrometrga sim bilan ulasak (29b-rasm), butunlay boshqacha manzaraga ega bo'lamiz. Bunda sharchada faqat bir xil ishorali zaryadlar bo'ladi, qarama-qarshi ishorali zaryadlar esa elektrometr ichida bo'ladi. Shuning uchun dastlabki maydon kuchli buziladi va ekvipotensial sirtlari va kuch chiziqlari ancha o'zgaradi. Bu holda ham elektrometr, har doimdagidek, sharchaning yerga nisbatan potensialini, ya'ni strelkaning korpusga nisbatan potensialini ko'rsatadi. Ammo bu potensial sharcha kiritilgunga qadar mavjud bo'lgan potensial butunlay boshqacha bo'ladi.

Aytilganlardan, maydonni buzuvchi induksion zaryadlarni yo'qotsak, potensialning to'g'ri qiymatini olishimiz tushunarli. Agar sharcha yaqinida havoda uncha ko'p bo'lmagan miqdorda ionlar hosil qilinsa, buni amalga oshirish mumkin. Unda ishorasi sharchaning zaryadiga qarama-qarshi bo'lgan ionlar induksion zaryadlar butunlay yo'qolib ketgunga qadar sharchaga o'tadi. Bu holdan amalda elektr zond qurish uchun foydalaniladi. Elektr zond uncha katta bo'lmagan metall elektrodan iborat bo'lib, uning atrofidagi gaz ionlanishi hosil qilinadi. Zondni uncha katta bo'lmagan gaz alangasiga qo'yib, gaz ionlanishini amalga oshirish mumkin (alangali zond). Buning uchun tok bilan cho'g'lantiriladigan metall simdan foydalanish mumkin (cho'g'lantirilgan tolali zond) yoki gaz ionlanishining boshqa

usulidan foydalanish mumkin. Zond elektrometrga metall sim bilan ulanadi. Elektrometring korpusi yerga ulangan bo'ladir. Elektrometr yerning zond turgan nuqtaga nisbatan potensialni beradi.



29-rasm. Kichkina metall sharcha maydonni uncha buzmaydi (a) va ammo sharchani elektrometrga ulanganda maydonning buzilishi ortadi (b).

Tutash chiziqlar - kuch chiziqlari, punktir - ekvipotensial chiziqlar.

24-§. Eng sodda elektr maydonlaridagi potensial

Kattaligi q bo'lgan bitta nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan elektr maydondagi potensialni hisoblaymiz. Bu maydonda zaryaddan biror r masofada turgan nuqtani qarab chiqamiz va cheksizlikka nisbatan shu nuqtadagi potensialni topamiz. Potensiallar farqi yo'ning shakliga bog'liq bo'lmagani tufayli, biz $+1$ zaryad r nuqtadan cheksizlikka radius bo'yicha, ya'ni kuch chizig'i bo'yicha siljiydi deb faraz qilishimiz mumkin. Unda

$$U = \int_r^{\infty} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (24.1)$$

Potensial zaryaddan uzoqlashgan sari masofaning birinchi darajasiga teskari proporsional ravishda kamaya boradi.

Shunga o'xshash, agar har qaysi nuqtada maydon kuchlanganligi ma'lum bo'lsa, boshqa maydonlardagi potensial taqsimotini ham hisoblash mumkin. Amaliy muhim ahamiyatga ega bo'lgan, ba'zi misollarni qarab chiqamiz.

1-misol. Shar kondensator. Radiuslari a (ichki) va (tashqi) bo'lgan konsentrik sfera ko'rinishidagi ikki elektrod berilgan. Bunday elektrodlar orasidagi maydon kuchlanganligi E (13.8) formula orqali ifodalanadi va fazoda xuddi nuqtaviy zaryad holdagi kabi o'zgaradi. Binobarin, ichki sfera va kondensator markazidan r masofada joylashgan biror nuqta (kondensator ichida) orasidagi potensiallar farqi quyidagiga teng:

$$U = \int_a^r E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_a^r \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right)$$

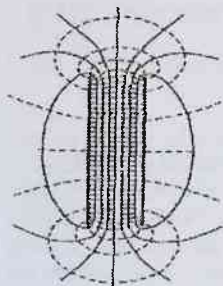
Bu formuladagi q zaryadni elektrodlar orasidagi potensiallar farqi U_0 orqali ifodalash mumkin:

$$U_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)$$

Bundan:

$$U = U_0 \frac{(1/a) - (1/r)}{(1/a) - (1/b)} \quad (24.2)$$

ni olamiz.



30-rasm. Yassi kondensatorning ekvipotensial sirtlari va kuch chiziqlari

Shunday qilib, elektrodlar orasidagi U_0 ni o'lchab, (24.2) formula bo'yicha maydonning istalgan nuqtasidagi potensialni hisoblab topish mumkin.

2-misol. Yassi kondensator. Musbat zaryadlangan plastinka va undan x masofada turgan ixtiyoriy nuqta orasidagi potensiallar farqini hisoblaymiz. Yassi kondensatorida maydon kuchlanganligi (13.7) formula orqali ifodalanadi. Shuning uchun:

$$U = \int_0^x E dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \int_0^x dx = \frac{\sigma}{\epsilon_0} x \quad (24.3)$$

Elektrodlar orasidagi to'la kuchlanish U_b quyidagiga teng:

$$U_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d \quad (24.3a)$$

bunda d — plastinkalar orasidagi masofa. Shuning uchun:

$$U = U_0 \frac{x}{d} \quad (24.36)$$

Yassi kondensatorida potensial masofa o'zgarishi bilan chiziqli qonun bo'yicha o'zgaradi. Biz bu hisoblashlarda plastinkaning chetlarida elektr maydon buzilishini hisobga olmadik. Shuning uchun olingan formulalarni faqat kondensatorning o'rta qismi uchun tatbiq qilish mumkin. Chekli o'lchamli yassi kondensatorning elektr maydoni 30-rasmda tasvirlangan.

3-misol. Silindrik kondensator. Koaksial silindrlar orasida potensiallarning taqsimlanishini ham qarab chiqamiz. B maydonning kuchlanganligi (13.9) formula bilan ifodalanadi. Shuning uchun ichki silindr va elektrodlar orasida joylashgan ixtiyoriy nuqta orasidagi potensiallar farqi quyidagiga teng:

$$U = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \int_a^r \frac{dr}{r} = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r}{a}$$

bu yerda r —qaralayotgan nuqtadan silindrlar o'qigacha masofa, a —ichki silindrning radiusi, q —ichki silindrning uzunlik birligidagi zaryad. Silindrlar orasidagi to'la kuchlanish U_0 quyidagiga teng:

$$U_0 = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a}$$

bunda b - tashqi silindrning radiusi.

Bundan

$$U = U_0 \frac{\ln \frac{r}{a}}{\ln \frac{b}{a}} \quad (24.4)$$

Silindrik kondensatorda potensial logarifmik qonun bo'yicha o'zgaradi.

25-§. Berilgan zaryadlar maydonidagi potensialni hisoblash

Biz oldingi paragraflardagi misollardan ma'lum bo'lgan maydon kuchlanganligiga qarab hisoblagan edik. Biroq, ko'pincha maydon kuchlanganligi noma'lum bo'ladi va uni topish talab qilinadi. Bunday hollarda dastlab potensial topiladi va buni topish ancha oson. So'ngra esa (19.1) formulaga ko'ra maydon kuchlanganligi hisoblanadi. Potensialni hisoblashda quyidagi ikki holni farqlash lozim: a) maydonni hosil qiluvchi zaryadlarning taqsimlanishi berilgan va b) maydonni hosil qiluvchi zaryadlangan jismlarning potentsiali berilgan. Oldin birinchi holni qaraymiz.

Agar, maydonni birgina — yagona nuqtaviy zaryad hosil qilinayotgan bo'lsa, unda bu maydonning potentsiali (24.1) formula bilan ifodalanadi.

Agar, bir nechta nuqtaviy zaryad bo'lsa, unda elektr maydonlarni qo'shish prinsipiga ko'ra (10-§) natijaviy maydon alohida zaryadlar hosil qilinayotgan maydonlarning yig'indisiga teng. Shuning uchun bu maydonning potentsiali alohida zaryadlar hosil qiladigan potentsiallar yig'indisiga teng, ya'ni

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i} \quad (25.1)$$

bu yerda U -cheksizlikka nisbatan qaralayotgan nuqtadagi natijaviy maydon potentsiali, r_i — qaralayotgan nuqtadan q_i -zaryadgacha bo'lgan masofa, yig'indi barcha nuqtaviy zaryadlar bo'yicha olinadi.

Zaryadlangan cho'ziq jismlarning maydon potentsialini ham xuddi shunga o'xshash hisoblash mumkin. Bu holda dastlab jism hajmining alohida cheksiz kichik elementi $d\tau$ hosil qiladigan potentsialni topish lozim ($d\tau$ ni nuqtaviy zaryad deb qarash mumkin). Bu potentsial

$$dU = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho dx}{r}$$

bunda ρ -zaryadning hajmiy zichligi, r —maydonning qaralayotgan nuqtasidan $d\tau$ gacha bo'lgan masofa. Potensialning to'la qiymati

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho d\tau}{r} \quad (25.2)$$

ga teng, bunda integrallash zaryadlangan jismning butun τ hajmi bo'yicha olinadi.

Agar zaryadlar faqat jismning sirtida joylashgan bo'lsa, unda

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\sigma dS}{r} \quad (25.3)$$

bu yerda σ -zaryadning sirtiy zichligi, dS —jism sirtining elementi, r —maydonning qaralayotgan nuqtasidan dS gacha bo'lgan masofa, integrallash esa butun zaryadlangan S sirt bo'yicha olinadi.

Dipolning elektr maydoni. Oldingi paragrafda olingan natijalarni dipolning elektr maydonini hisoblashga tatbiq qilamiz (31-rasm). (25.1) ga ko'ra maydonning biror a nuqtasidagi potensial

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

bo'ladi.

Endi dipolning l uzunligi a nuqtagacha bo'lgan r_1 va r_2 masofalarga qaraganda juda kichik (elementar dipol) deb hisoblaymiz. Bu holda

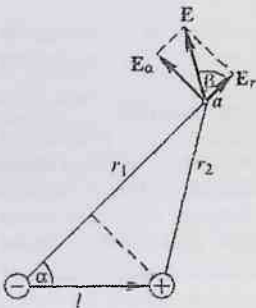
$$r_1 - r_2 = l \cos \alpha \quad r_1 r_2 = r^2$$

deyish mumkin va bunda potensial ifodasi

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \alpha}{r^2} \quad (25.4)$$

ko'rinishni oladi. Bu yerda p -dipol momentining absolyut kattaligi, α —dipol momentining yo'nalishi \mathbf{p} va dipol maydon qaralayotgan nuqtasigacha o'tkazilgan \mathbf{r} radius-vektor yo'nalishi orasidagi burchak.

U ning koordinatalarga bog'liqligini bilgan holda V uchun yozilgan ifodani koordinatalar bo'yicha differensiallab, maydon kuchlanganligi E ni (19.1) formuladan hisoblay olamiz. Buning uchun koordinatalar boshi dipol turgan nuqtada joylashgan qutb koordinatalari r va α dan foydalanamiz va



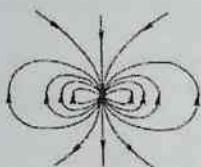
31- rasm. Dipolning elektr maydonini hisoblashga doir

qutb o'qini dipol moment \mathbf{p} yo'nalishi bo'yicha yo'naltiramiz. U holda kuchlanganlikning r radius yo'nalishidagi tashkil etuvchisi

$$E_r = -\frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p \cos \alpha}{2\pi\epsilon_0 r^3} \quad (25.5)$$

bo'ladi. r ga perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchisi:

$$E_\alpha = -\frac{\partial U}{r\partial \alpha} = \frac{p \sin \alpha}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (25.6)$$



32-rasm. Elementar dipolning kuch chiziqdari

$\alpha(r, \alpha)$ nuqtadagi kuchlanganlikning to'la kattaligi

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\alpha^2} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{3 \cos^2 \alpha + 1} \quad (25.7)$$

bo'ladi. Kuchlanganlik vektori \mathbf{r} yo'nalish bilan β burchak hosil qiladi:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{E_\alpha}{E_r} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha \quad (25.8)$$

Bu formulalar bilan maydonning har qaysi nuqtasidagi kuchlanganlik kattaligini va yo'nalishini aniq hisoblab topish mumkin. Bu maydonning kuch chiziqdari 32-rasmga tasvirlangan.

26-§. Elektrostatika umumiy masalasi

Zaryadlar taqsimoti noma'lum, lekin o'tkazgichlarning potentsiallari ma'lum bo'lgan hollar ko'p uchraydi. Bunday masalalarni quyidagi tarzda ta'riflash mumkin: shakli va o'zaro joylashishi ma'lum bo'lgan A, B, V va h.k. o'tkazgichlar sistemasi berilgan va hamma o'tkazgichlarning potentsiallari U_A, U_B va h.k. lar ma'lum (masalan, cheksizlikka nisbatan yoki o'tkazgichlardan biriga nisbatan); o'tkazgichlar orasidagi maydonning istalgan nuqtasidagi potensial qiymatini aniqlash talab qilinadi. Bu masala matematik jihatdan quyidagiga keltiriladi. Maydon kuchlanganligi \mathbf{E} ning koordinatalar bo'yicha tashkil etuvchilarini (19.1) ga muvofiq potensial orqali ifodalash mumkin:

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial U}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial U}{\partial z}$$

Bu ifodalarni Puasson tenglamasi (14.1) ga qo'yib, umumiy tenglamani hosil qilamiz, uni quyidagi ko'rinishdagi potensial qanoatlantiradi.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (26.1)$$

Agar o'tkazgichlar orasida zaryadlar bo'lmasa, unda hamma nuqtalarda $\rho = 0$ bo'ladi va (26.1) tenglama soddaroq ko'rinishga keladi:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (26.2)$$

Bu tenglama Laplas tenglamasi deyiladi. Shuning uchun potensial umumiy holda hisoblash koordinatalarning shunday funksiyasi $U(x, y, z)$ ni topishga keltiriladiki, bu funksiya o'tkazgichlar orasidagi butun fazoda (26.2) differensial tenglamani qanoatlantiradi, o'tkazgichlarning o'zida esa U_A , U_B va h.k berilgan doimiy qiymatlarni: oladi. Bunday masalaning yechimi bir qiymatli ekanligini ko'rsatish mumkin.

24, 25-§larda oddiy maydonlardagi potensial uchun biz topgan ifodalar (24.3) tenglamani va chegaraviy shartlarni qanoatlantirishiga ishonch hosil qilish oson.

Haqiqatan ham, yassi kondensatorning bir jinsli maydoni uchun potensial (24.3) formula bilan ifodalanadi. Potensial farqi bir koordinata x ga bog'liq va shuning uchun Laplas tenglamasi (26.2) da faqat bitta had bor. Potensialdan koordinatalar bo'yicha hosila olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U = \frac{\sigma}{\epsilon_0} x, \quad \frac{dU}{dx} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}, \quad \frac{d^2U}{dx^2} = 0.$$

Bundan tashqari, potensial chegaraviy shartlarni ham qanoatlantiradi, chunki bitta qoplamaning ($x=0$) va boshqa qoplamaning ($x=d$) barcha nuqtalarida doimiylikicha qoladi. Shar kondensatorning radial maydoni uchun (24.2) formulani topdik, bunda: $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Potensial uchun yozilgan ifodani koordinata bo'yicha differensiallab, quyidagini olamiz:

$$\frac{\partial U}{\partial x} \propto \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{x}{r}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \propto \frac{r^2 - 3x^2}{r^5}$$

Shunga o'xshash

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \propto \frac{r^2 - 3y^2}{r^5}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \propto \frac{r^2 - 3z^2}{r^5}$$

Shuning uchun

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \propto \frac{3r^2 - 3(x^2 + y^2 + z^2)}{r^5} = 0$$

(24.2) formula bilan ifodalanadigan potensial chegaraviy shartlarni ham qanoatlantiradi, chunki har qaysi qoplamaning hammasi nuqtalarida u doimiy ($r=a$ va $r=b$ bo'lganda). Silindrik kondensator maydonidagi potensial uchun topilgan (24.4) formula tenglamani ham va uning (26.2) chegaraviy shartlarini ham qanoatlantirishini shu tarzda tekshirish mumkin.

Umuman aytganda, (26.2) tenglamani yechish ancha murakkab bo'lib, matematik tizikaning maxsus qismi — potensial nazariyasining mazmunini

tashkil qiladi.

Agar elektrodlarning shakli potensial taqsimotini hisoblashni juda qiyinlashtiradigan darajada murakkab bo'lsa, u holda uni doim eksperimental tarzda aniqlash mumkin. Buning uchun elektr zond xizmat qilishi mumkin (23-§). 62-§ da tavsiflangan elektrolitik vannani qo'llash yanada qulayroq bo'ladi.

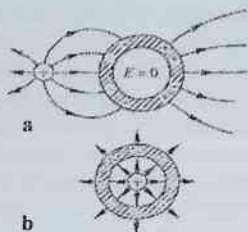
27-§. Elektr maydondagi o'tkazgichlar

Endi elektr tok bo'lmaganda elektr zaryadlar o'tkazgich ichida qanday taqsimlanishini qarab chiqamiz.

Zaryadlar muvozanatda bo'lishi uchun maydon kuchlanganligi E , o'tkazgich ichidagi istalgan nuqtada nolga teng bo'lishi kerakligini 18-§ da ko'rgan edik. Unda Puasson tenglamasi (14.1) dan o'tkazgich ichida zaryadning ρ , hajmiy zichligi ham nolga teng bo'lishi kelib chiqadi. Elektr tok bo'lmaganda zaryadlar faqat o'tkazgich sirtida taqsimlanadi.

Agar yaxlit o'tkazgichda uning ichki qismi olib tashlangan deb faraz qilsak, unda ichi kovak berk o'tkazgich hosil bo'ladi. Ichki qismida zaryadlar bo'lmagani tufayli, uni olib tashlash (ichki qismini) na maydon taqsimotini, na o'tkazgichning qolgan ichki qismida zaryad taqsimotini o'zgartiradi. Shuning uchun zaryadlarning muvozanatli taqsimoti yaxlit o'tkazgichda qanday bo'lsa, ichi kovak o'tkazgichda ham shunday bo'ladi, ya'ni zaryadlar faqat tashqi sirtida bo'ladi. Devor ichidagi istalgan nuqtada va ichki bo'shliqdagi istalgan nuqtada maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi. Zaryadlar muvozanat vaziyatda, ular qanday paydo bo'lganligiga bog'liq bo'lmagan ravshida o'tkazgich sirtida taqsimlanadi. Agar berk kovak metal o'tkazgich tashqi elektr maydonda turgan bo'lsa (33-a rasm), unda o'tkazgichda induksion zaryadlar paydo bo'ladi. Bu zaryadlar ham faqat tashqi sirtida mujassamlanadi. Elektr maydon esa metallning butun qalinligi bo'yicha ham, kovak ichida ham nolga teng bo'ladi. Shuning uchun kovak metal o'tkazgich barcha tashqi zaryadlarning elektr maydonini ekranlaydi. Bundan amalda elektrostatik himoya tuzilishida keng foydalaniladi. Sezgir elektr asboblarni tashqi elektr maydonlarning g'alayonlovchi ta'siridan to'sish uchun ularni yopiq metal yashiklarga joylab, yerga ulanadi.

Yopiq kovak o'tkazgich faqat tashqi zaryadlar maydonini ekranlashini qayd qilib o'tamiz. Agar elektr zaryadlar kovak ichida bo'lsa, induksion zaryadlar o'tkazgichning faqat tashqi sirtidagina emas, balki ichki sirtida ham paydo bo'ladi (33b-rasm). Bu induksiyalangan zaryadlar shunday taqsimlanadiki, bunda kovak ichidagi zaryadlar hosil qilgan maydon va induksion zaryadlar hosil qilgan maydon yig'indisiga teng bo'lgan to'liq maydon metallning butun qalinligi bo'yicha istalgan nuqtada nolga teng



33-rasm. Metall bo'shliq tashqarisidagi (a) va ichidagi (b) zaryad

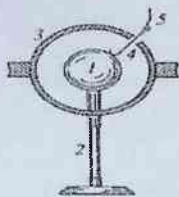
bo'lishi lozim (muvozanat sharti). Ammo kovak ichida maydon nolga teng bo'lmaydi. Bu yerdan kovak ichidagi zaryad bilan ichki sirtidagi induksion zaryadlari birlashtiruvchi kuch chiziqlar o'tadi. Tashqi sirtidagi induksion zaryadlar esa tashqi fazoda maydon hosil qiladi va shuning uchun yopiq o'tkazuvchi kovak shu kovak ichiga joylashgan elektr zaryadlar maydonini induksiyalamaydi.

Yuqorida bayon qilinganlarga muvofiq zaryadni bir o'tkazgichdan boshqasiga uzatishning muhim amaliy uslubi topiladi. Masalan, zaryadni metal sirtan elektrometrga uzatish talab qilingan bo'lsin. Bu uzatishni to'la amalga oshirish uchun elektrometri kovak o'tkazgich (shakli yopiq kovakka yani, masalan, metal silindr, ya'ni «faradey silindiri») bilan ulanadi va zaryadlangan o'tkazgich shu kovak ichiga kiritiladi. Bunda o'tkazgich to'liq razryadlanadi va uning zaryadi butunlay elektrometrga o'tadi.

28-§. Kulon qonunini aniq tekshirish

Oldingi paragrafda nima uchun zaryadlar faqat o'tkazgich sirtida taqsimlanishini tushuntirganda biz Ostrogradskiy—Gauss teoremasiga asoslangan edik. Ammo bu teorema Kulon qonunining natijasidir va shuning uchun zaryad taqsimotining biz topgan xossalari ham shu qonunining natijasi bo'ladi. Aksincha, agar nuqtaviy zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi

$$F \propto \frac{q_1 q_2}{r^{2+\delta}}$$



34-rasm. Kavendish tajribasi

qonun bilan ifodalanganda edi, unda δ ning noldan farqli bo'lgan istalgan qiymatida Ostrogradskiy—Gauss teoremasi o'rinni bo'lmas edi va zaryadlar faqat sirtida emas, balki o'tkazgichning hajmida ham taqsimlanar edi (1-qo'shimchaga qarang). Shuning uchun, haqiqatan ham o'tkazgichning hajmida zaryadlar bor-yo'qligini tajribada tekshirib, Kulon qonunining to'g'riligini va shu bilan birga burama tarozidagi tajribalarga qaraganda ancha aniqroq tekshirib ko'rish mumkin.

Kavendish masofa kvadratiga teskari proporsionallik qonunini o'rnatib, Kulonga qadar bir necha yil oldin bunday tajribalarni birinchi bo'lib bajargan edi. Bu tajribalarda 1-metal shar (34-rasm) izolyatsiyalovchi

taglikga o'rnatilgan edi. Yerdan izolyatsiyalangan ikkita metall yarim sfera 3-qo'zg'aluvchan tagliklarga (rasmda ko'rsatilmagan) o'rnatilgan edi va ularni bitta sfera qilib birlashtirganda 1-sharni qamrab olardi. Yarim sferalarning birida kichkina kovak bo'lib, unga izolyatsiyalangan 5-tolaga osilgan kalta 4-metall simni qo'yish mumkin. Bunda asbobni razryadlamay turib shar va sferani ulash mumkin. Tajribaning o'zi quyidagicha. 3-yarim sferalarni birga qo'yib, ularni 4-sim bilan sharga ulanadi va zaryadlanadi. Sfera zaryadining kattaligi to'g'risida elektrometr ko'rsatishiga qarab fikr yuritiladi. So'ngra 5-tola yordamida 4-sim chiqarib olinadi, ikkala sfera suriladi va ularni yerga ulab razryadlanadi. Bundan keyin elektrometr sharga ulanadi va unda biror zaryad borligi tekshiriladi. Tajriba doim sharda hech qanday zaryadning izi yo'qligini ko'rsatadi. Zaryadlarning o'zaro tortishish kuchi qonuni haqidagi masala katta prinsipial ahamiyatga ega bo'lgani uchun shunga o'xshash tajribalarni keyinroq Maksvell mukammallashtirilgan shaklda takrorlab ko'rgan edi. Maksvell o'z tajribalarining sezgirligiga asoslanib Kulon qonuni ko'rsatkichidagi b ning (agar u mavjud bo'lsa $1/21600$ dan oshmasligi kerak) qiymatini hisoblab chiqdi. Hozirgi vaqtda Kulon qonuni makroskopik masofalar uchun ancha aniqroq qilib tekshirilgan.

29-§. Uchliklar

Murakkab shakldagi o'tkazgichda (35-rasm, chapdagi) zaryad taqsimoti tadqiq qilinganda zaryadning sirtiy zichligi sirtning turli nuqtalarida turlicha ekanligi ma'lum bo'ldi: chuqurlik ichida u nolga yaqin (a nuqta) o'tkir uchli do'nglik uchida eng katta qiymatga ega (a nuqta) va yon sirtlaridagi nuqtalarda (b) oraliq qiymatlarga ega. (13.7)ga ko'ra maydon kuchlanganligi E zaryadning sirtiy zichligi σ ga proporsional. Shuning uchun, murakkab shaklli o'tkazgich sirtida maydon kuchlanganligi ham turlicha bo'ladi. U egrilik radiusi juda kichik bo'lgan sohalar yaqinida, ya'ni uchli joylarda juda ham katta bo'ladi. Bu metal uchlikdan zaryadlarning o'ziga xos oqib chiqib ketish hodisasiga olib keladi. Agar izolyatsiyalangan metal uchlikni yuqori kuchlanish manbai bilan ulansa, unda yaqin atrofda turgan izolyatsiyalangan o'tkazgichlar zaryadlanadi. Uchlikdan uncha uzoq bo'lmagan masofada metall plastinka bilan ulangan elektrometr joylashtirib, plastinka ancha yuqori kuchlanishgacha zaryadlanishini va shu bilan birga uchlikda qanday zaryad bo'lsa, xuddi o'shanday zaryad bilan zaryadlanishini ko'rish mumkin. Agar aksincha, elektrometr bilan plastinkani oldindan zaryadlansa va uchlikni yerga ulansa, u holda uchlikni plastinkaga yaqinlashtirilganda plastinka razryadlanadi; induksion zaryadlar uchlikdan yerga oqib o'tadi va plastinka zaryadini

Vektorlar analizida istalgan skalyar kattalik φ ning gradienti deb yo'nalishi φ kattalikning juda tez ortish yo'nalish bilan mos tushadigan vektorga aytiladi. Bu vektorning kattaligi esa juda tez o'zgarish yo'nalishida φ ning birlik uzunlikka siljishidagi o'zgarishiga teng. Bu vektor grad φ ko'rinisida belgilanadi. Aytilganlardan, elektr maydon kuchlanganligi potensialning teskari ishora bilan olingan gradientiga tengligi ko'rinadi:

$$E = -\text{grad}U \quad (19.2)$$

Shunday qilib, potensial taqsimotini bilgan holda biz har doim istalgan yo'nalishga maydon kuchlanganligining proyeksiyasini ham koordinatalar o'qida E_x, E_y, E_z proyeksiyalarni aniqlay olamiz.

Agar maydon bir jinsli bo'lsa, ya'ni maydonni yassi kondensator hosil qilayotgan bo'lsa, U — plastinkalar orasidagi kuchlanish, d — ular tashqi masofa bo'lsa,

$$E = \frac{U}{d} \quad (19.3)$$

bo'ladi. Bu munosabatdan elektr maydon birligini aniqlashda foydalaniladi. Kuchlanganlik birligi shunday maydonning kuchlanganligiki, unda 1 m kuch chizig'i uzunligida kuchlanish 1 V ga teng. U metrga volt deb ataldi (V/m). Aytilganlardan, agar o'tkazgichlar orasida elektr kuchlanish mavjud bo'lsa, unda ular orasida elektr maydon ham mavjud bo'lishi tushunarlidir. Bu hol zaryadlarning yerga o'tib ketishini tushuntiradi. Biror o'tkazgichni zaryadsizlantirmoqchi bo'lsak, unda uni yerga ulangan predmet bilan, masalan, vodoprovod kraniga ulaymiz yoki hatto unga qo'limizni tekkizamiz va o'tkazgichdagi zaryadlar "bizni tanamiz orqali yerga o'tib ketdi" deb aytamiz.

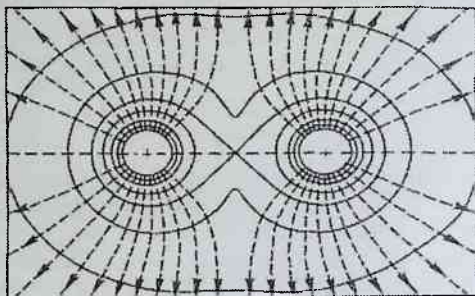
Bu hodisa ustida batafsilroq to'xtalib o'taylik. Hamma elektr ta'sirlar elektr maydon mavjudligi tufayli yuzaga keladi. Shuning uchun bu hodisalar qaralayotgan jism va atrofdagi predmetlar orasida kuchlanish bo'lgandagina kuzatiladi. Jismni yerga ulaganda bu jism bilan atrofdagi yerga ulangan predmet orasida kuchlanish yo'qoladi, demak, elektr maydon ham, hamma elektr ta'sirlar ham to'xtaydi. Yerga ulanishning o'zi muhim rol o'ynamaydi. Agar yerga ulangan predmetlar o'rnida yerdan izolatsiyalangan yopiq o'tkazgich bo'lganda ham (masalan, uy devorlari) xuddi shunday hodisani kuzatgan bo'lar edik.

20- §. Ekvipotensial sirtlar

Elektr maydonda bir xil potensialga ega bo'lgan nuqtalarni birlashtirib, *birday potentsialli sirtlar* yoki *ekvipotensial sirtlar* deb ataladigan sirtlarni olamiz. Avval biz elektr maydonlarni kuch chiziqlar yordamida tasvirlab ko'rsatgan edik, xuddi shunga o'xshash elektr maydonlarni ekvipotensial sirtlardan foydalanib ham grafik ravishda

tasvirlash mumkin. Ekvipotensial sirtlar chizma tekisligi bilan kesishib, ekvipotensial chiziqlarni beradi. Potensialning turli qiymatlariga to'g'ri keluvchi ekvipotensial chiziqlarni chizib mazkur maydonda potensial qanday o'zgarishi to'g'risida yaqqol tasavvurga ega bo'lamiz.

Ekvipotensial sirtning barcha nuqtalari bir xil potensialda bo'lgani tufayli unda zaryad ko'chishi ish talab qilmaydi. Bu degan so'z, zaryadga ta'sir qiluvchi kuch har doim siljishga perpendikulyar demakdir. Bundan kuch chiziqlari ekvipotensial sirtlarga doim perpendikulyar bo'ldi degan xulosa kelib chiqadi (25-rasm).



25-rasm. Bir xil ishorali zaryadlyangan ikki metall shar maydonining ekvipotensial chiziqlari (tutash chiziqlar) va kuch chiziqlari (punktir chiziqlar).

Agar ekvipotensial chiziqlarni potensialning bir xil orttirmasiga mos keladigan qilib chizsak, masalan, 1, 2, 3 va hokazo volt, unda kuch chiziqlari yo'nalishida potensialning o'zgarish tezligi qo'shni ekvipotensial chiziqlar orasidagi masofaga teskari proporsional bo'ladi. Bu, ekvipotensial-chiziqlarning zichligi maydon kuchlanganligiga proporsional: maydon kuchlanganligi qayerda katta bo'lsa, o'sha yerda ekvipotensial chiziqlar zich joylashadi. Ekvipotensial sirtlarni bilgan holda har doim ushbu maydonning kuch chiziqlarini yasash mumkin va aksincha. Shuning uchun har qanday elektr maydonni kuch chiziqlari yordamida qanchalik yaxshi tasvirlash mumkin bo'lsa, xuddi shuningdek, ekvipotensial sirtlar yordamida ham maydonni grafik tarzda yaxshi tasvirlash mumkin.

Agar zaryadlar muvozanatda bo'lsa, o'tkazgichning hamma nuqtalari bir xil potensialga ega bo'lishini 18-§ da ko'rgan edik. Demak, tok yo'qligida o'tkazgich sirti ekvipotensial sirt hisoblanadi.

21-§. O'tkazgichlar orasidagi kuchlanishni o'lchash

Elektr kuchlanishni to'g'ridan-to'g'ri tajribada o'lchash mumkin. Buning uchun *elektrometr* yoki *elektrostatik voltemetr*dan foydalaniladi.

chiqayotgan zaryadlarni ko'paytiradi. Rezina lenta shar 1 bilan ulangan uchliklar sistemasi 7 yonidan o'tib, keltirgan zaryadlarni unga beradi. Shar va yer orasida qanday kuchlanish bo'lishiga qaramay, bu zaryadlar sharning tashqi sirtiga to'la o'tadi. Amalda sharda hosil qilish mumkin bo'lgan maksimal kuchlanish zaryadlarning shardan chiqishi bilan aniqlanadi (asosan havoning ionlanishi tufayli). Vaqt birligida lenta keltirayotgan zaryadlar (lenta toki) sirqish tufayli yo'qalayotgan zaryadlarga (sirqish tokiga) teng bo'lib qolganda shar kuchlanishining ortishi to'xtaydi. Shuning uchun amalda imkon boricha lenta tokini oshirishga harakat qilinadi. Hozirgi vaqtda elektrostatik generatorlar zaryadlangan zarralarni (elektronlar va ionlarni) tezlashtirish uchun ishlatiladi. Ular yordamida 3-5 million voltgacha kuchlanish olish mumkin. Bunday generatorlarning balandligi 10—15 m, sharining diametri esa bir necha metrga yetadi. Ba'zan, elektrostatik generatorlar siqilgan gazli kameralarga joylashtiriladi, chunki gaz bosim ortganda katta kuchlanishlarda ionlasha boshlaydi.

IVBOB. ELEKTR MAYDON ENERGIYASI

31-§. Elektr sig'im

Orasida elektr kuchlanish mavjud bo'lgan ikki o'tkazgichni qarab chiqamiz va bitta o'tkazgichdan chiqayotgan barcha siljish chiziqlari ikkinchi o'tkazgichda tugaydi deb faraz qilamiz. Bunday juft o'tkazgichlarni biz oddiy kondensator yoki to'g'ridan-to'g'ri kondensator deb ataymiz.

Konsentrik sferalar ko'rinishidagi ikki o'tkazgichdan iborat shar kondensator (24- §) oddiy kondensator bo'ladi, chunki ichki sferadan chiqayotgan siljish chiziqlarining hammasi albatta tashqi sferada tugaydi. Agar ikkita parallel o'tkazuvchi, plastinkalar orasidagi masofa ularning o'lchamlariga qaraganda juda kichik bo'lsa, bunday plastinkalarni (yassi kondensator) ham oddiy kondensator deb hisoblash mumkin. Agar silindrlarning uzunligi ular orasidagi tirqishga qaragapda juda katta bo'lsa, bunday silindrik kondensator ham (24-§) oddiy kondensator bo'ladi. Kondensatorni hosil qiluvchi ikkala o'tkazgich uning qoplamalari deyiladi.

Siljish chiziqlari elektr zaryaddan boshlanib elektr zaryadda tugagani uchun oddiy kondensator qoplamalaridagi zaryadlar kattaligi jihatidan doim teng va ishorasi turli ishorali bo'ladi degan fikr kelib chiqadi.

Kondensator qoplamalari orasida istalgan nuqtadagi maydon kuchlanganligi doim qoplamalar zaryadi kattaligiga proporsional. Shuning uchun (17.1) ga muvofiq qoplamalar orasidagi kuchlanish U ham doim qoplamalar zaryadi q ga proporsional:

$$q = CU \quad (31.1)$$

bu formuladagi C koeffitsiyentni kondensatorning *elektr sig'imi* yoki to'g'ridan-to'g'ri uning *sig'imi* deyiladi. (31.1) dan $U = 1$ va $q = C$ kelib chiqadi. Bu, agar qoplamalar orasidagi kuchlanish birga teng bo'lsa, kondensatorning sig'imi har qaysi qoplamada bo'lgan zaryadlar bilan o'lchanadi demakdir.

Sig'im birligi bo'lib (F) xizmat qiladi. Bu har qaysi qoplamasidagi zaryad 1 Kl dan bo'lganda qoplamalar orasidagi kuchlanish 1 V ga teng bo'lgan kondensatorning sig'imi:

$$1F = 1 \text{ Kl} / V.$$

Amalda sig'imning bundan kichik birliklari: $1 \text{ mikrofarada (mkF)} = 10^{-6} \text{ F}$ va $1 \text{ pikofarada (pF)} = 10^{-12} \text{ F}$ ishlatiladi.

Kondensatorning sig'imi uning o'lchamlariga, shakliga va qoplamalari orasidagi muhitning xossalriga bog'liq.

Qoplamalari vakuumda turgan istalgan kondensatorning sig'imi C_0 bo'lsin. Agar qoplamalar orasida atmosfera havosi bo'lsa ham biz o'sha sig'imni olamiz. Qoplamalari orasidagi butun fazo bir jinsli biror izolyator bilan to'ldirilgan o'sha kondensatorning sig'imi C bo'lsin.

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon \quad (31.2)$$

nisbatni izolyatorning dielektrik singdiruvchanligi deyiladi. Dielektrik singdiruvchanlik ϵ shunday kattalikki, u moddaning elektr xossalarini xarakterlaydi va moddaning turiga va uning holatiga (temperaturasi, bosimi va k. larga) bog'liq. (31.2) formula bilan aniqlanadigan kattalik berilgan moddaning dielektrik singdiruvchanligi (ϵ) ning va vakuumning dielektrik singdiruvchanligi (ϵ_0) ga nisbatan yoki boshqacha aytganda vakuumga nisbatan dielektrik singdiruvchanligidan iborat. (31.2) day ko'rinishicha, bu kattalik o'lchamsiz kattalik. Dielektrik singdiruvchanlikning absolyut qiymati ϵ_0 ga qanday o'lchamlik va qanday kattalik berilishiga bog'liq. Absolyut elektrostatik sistemada $\epsilon_0=1$ deb qilinadi va o'lchamsiz kattalik deb hisoblanadi. Shuning uchun (31.2) bir vaqtning o'zida SGSE sistemasida dielektrik singdiruvchanlikning absolyut qiymatini aniqlaydi.

Birliklarning SI sistemasida ϵ_0 o'lchamga ega va birga teng emas (4-§). Shuning uchun SI sistemasida moddaning dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon\epsilon_0$ dan iborat. Misol tariqasida ba'zi moddalarning dielektrik singdiruvchanligi ϵ ni 1-jadvalda keltiramiz:

1-jadval

Modda	ϵ	Modda	ϵ
Vakuun	1	Shisha	5-10**
Havo*	1,000594	Etil spirt	27
Ebonit	2,7-2,9	Suv	81

* 0° C va 760 mm sim.ust da ** Sortiga qarab

32-§. Oddiy kondensatorlarning sig'imi

Oddiy shakldagi kondensatorlarning sig'imini hisoblash mumkin. Buning uchun har qaysi qoplamada biror miqdorda zaryad bor deb faraz qilib, qaraʼlayotgan kondensatorning elektr maydonidagi potensial $U(x, y, z)$ hisoblab topiladi. Agar bu masalani yechishning uddasidan chiqilsa, unda kondensator qoplamalari orasidagi kuchlanishning qiymati U ham olinadi. Shundan keyin sig'imni (31.1) formuladan topish mumkin. Ba'zi misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Yassi kondensator. Plastinkalar orasidagi oraliq ularning o'lchamlariga nisbatan juda kichik deb hisoblaymiz. Unda chekka effektlarni hisobga olmaslik mumkin. Yassi kondensator maydonida potensial taqsimotini biz 24-§ da hisoblagan edik. Agar qoplamalarning sirt birligida σ zaryad bo'lib, dielektrik sifatida vakuum olingan bo'lsa, unda qoplamalar orasidagi to'liq kuchlanish

$$U = \sigma \frac{d}{\epsilon_0}$$

ga teng, bunda d —plastinkalar orasidagi masofa. Agar har qaysi plastinkaning yuzi S ga teng bo'lsa, unda plastinkaning to'liq zaryadi $q = \sigma S$. Shuning uchun

$$C = \frac{q}{U} = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad (32.1)$$

Agar dielektrik sifatida vakuum emas, balki butun elektr maydon fazosini (oralig'ini) to'ldirib turuvchi dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lgan modda olingan bo'lsa, unda sigim ϵ marta ko'p bo'ladi:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S/d \quad (32.1a)$$

Qoplamlar orasidagi d masofa kamayganda sig'im ortadi.

2-misol. Shar kondensator. Agar kondensator qoplamlarida q zaryad bo'lsa, unda qoplamlar orasidagi vakuumdagi oraliqda kuchlanish (24-§)

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right)$$

Bo'ladi, bunda a va b —ichki va tashqi qoplamlarning radiuslari. Shuning uchun vakuum uchun sig'im:

$$C = \frac{q}{U} = \frac{4\pi\epsilon_0}{1/a - 1/b} \quad (32.2)$$

Agar tashqi radius b ichki radius a ga qaraganda juda katta bo'lsa, unda formula soddalashadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0 a \quad (32.3)$$

Tashqi qoplama sferik bo'lmay, balki istalgan shaklga ega bo'lib, lekin uning o'lchamlari ichki sferaning radiusidan ancha katta bo'lgan hol uchun ham bu natija o'rinli bo'ladi. Bu ifoda hamma vaqt kondensatorning sig'imini anglatsada, bunda ko'pincha yakka sharning sig'imi to'g'risida gapiriladi. Kondensatorning tashqi qoplama vazifasini bir xil potentsialga ega bo'lgan uzoqdagi jismlar (xona devorlari va shunga o'xshashlar) o'ynaydi.

Agar, aksincha, qoplamlar orasidagi masofa $b - a = d$ sferaning o'rtacha radiusi r ga qaraganda juda kichik bo'lsa, unda (32.2) ni quyidagi ko'rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$C = 4\pi\epsilon_0 \frac{ab}{b-a} \approx 4\pi\epsilon_0 \frac{r^2}{d} = \epsilon_0 \frac{S}{d}$$

bunda $S = 4\pi r^2$ —qoplamlar sirtining yuzi. Oraliq masofa juda kichik bo'lganda sferik va yassi kondensatorlar sig'imi ifodalari o'zaro mos kelishini ko'ramiz.

3-misol. Silindrik kondensator. Kondensator radiuslari a (ichki) va b (tashqi) bo'lgan ikkita koaksial silindrdan iborat bo'lsin. Silindrlarning

uzunligi ular orasidagi masofaga nisbatan juda katta deb hisoblaymiz. Qoplamalar orasidagi kuchlanish (24-§)

$$U = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{b}{a}$$

bo'ladi, bunda q_1 silindrlarning uzunlik birligidagi zaryad. Shuning uchun silindrik kondensatorning vakuum uzunlik birligiga to'g'ri kelgan sig'imi quyidagiga teng:

$$C_1 = \frac{q_1}{U} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)} \quad (32.4)$$

Bu formula, xususan, izolyator qatlami va metall zirh bilan qoplangan metall simdan iborat kabelning sig'imini ifodalaydi: (32.4) ifodani izolyator moddasining dielektrik singdiruvchanligi ϵ ga ko'paytirish lozim.

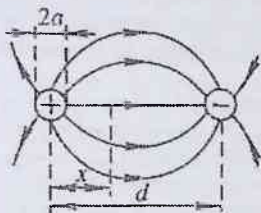
Agar silindrlar orasidagi $b - a = d$ masofa ularning radiusiga nisbatan juda kichik bo'lsa, unda (32.4) soddalashadi. Bu ufoda $\ln(b/a)$ ni qatorga yoyib, faqat birinchi tartibli had bilan chegaralanish mumkin:

$$\ln(b/a) = \ln(1 + d/a) \approx d/a$$

Shuning uchun

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{d/a} = \frac{\epsilon_0 S}{d}$$

bunda S orqali kondensator qoplamalarining uzunlik birligiga to'g'ri kelgan yuza belgilangan: $S = 2\pi a$. Bu holda ham sig'im yassi kondansator uchun yozilgan formulaning o'zi bilan ifodalanadi. Bu natija umumiy xarakterga ega ekanligini va kondensator qoplamalari orasidagi masofa qoplamalarning egrilik radiusiga qaraganda juda kichik bo'lgan holdagina qoplamalari istalgan shakldagi kondensatorlar uchun ham o'rinli ekanligini qayd qilib o'tamiz. Bu istalgan bir jinsli bo'lmagan maydonni kichik masofalarda bir jinsli maydon deb qarash mumkin, degan fikrning natijasidir.



38-rasm. Ikki simli
linyaning elektr maydoni

4-misol. Ikki simli liniya (uzatkich). Endi radiuslari a va o'qlari orasidagi masofa d bo'lgan ikkita parallel silindrik simlarni qarab chiqamiz (38- rasm). Boshqa barcha jismlar, hatto Yer ham d ga nisbatan katta masofada turibdi, deb hisoblaymiz va shuning uchun ikkala simni oddiy kondensator deb qaraymiz.

Agar d masofa a bilan taqqoslanadigan darajada bo'lsa, unda zaryadlar sim sirti bo'yicha notekis taqsimlanadi va elektr maydonni hisoblash

murakkab bo'ladi. Shuning uchun biz $d \gg a$ deb faraz qilamiz. Bu holda ikkala silindr ham tekis zaryadlanadi va ular hosil qilayotgan maydon kuchlanganligini (13.9) formuladan topish mumkin. Elektrostatik maydonda kuchlanish yo'lining shakliga bog'liq bo'lmagani tufayli uni hisoblash uchun simlar o'qini tutashiruvchi va ularning sirtiga perpendikulyar bo'lgan to'g'ri chiziq ko'rinishidagi eng oddiy yo'lni tanlaymiz. Bu liniyada biror x nuqtadagi maydon kuchlanganligi E (32- rasm) quyidagiga teng:

$$E = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0 x} + \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0 x d - x}$$

Bunda q_1 -simning uzunlik birligidagi zaryad. Shuning uchun simlar orasidagi kuchlanish

$$U = \int_a^{d-a} E dx = \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \int_a^{d-a} \frac{dx}{x} + \frac{q_1}{2\pi\epsilon_0} \int_a^{d-a} \frac{dx}{d-x} = \frac{q_1}{\pi\epsilon_0} \ln \frac{d-a}{a} \approx \frac{q_1}{\pi\epsilon_0} \ln \frac{d}{a}$$

bo'ladi. Ikki simli liniyaning har bir uzunlik birligiga to'g'ri kelgan sig'im

$$C_1 = \frac{q_1}{U} = \frac{\pi\epsilon_0}{\ln(b/a)} \quad (32.5)$$

ϵ_0 ning o'lchov birligi. SI birliklari sistemasida elektr sig'imi tushunchasi elektr doimiysi ϵ_0 (absolyut dielektrik singdiruvchanlik) ning o'lchov birligini aniqlashda foydalaniladi. Masalan, (32.1) formuladan foydalanib,

$$\epsilon_0 = Cd/S$$

ga ega bo'lamiz. Bunga C , d va S larning o'lchov birliklarini qo'yib, quyidagini topamiz.

$$1\epsilon_0 = (1F \cdot 1m) / 1m^2 = 1 F/m;$$

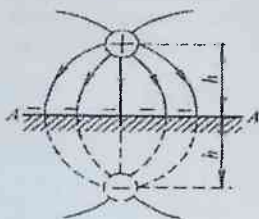
bu metrga farada deb ataladi.

33-§. Ko'zgu tasvirlar metodi

Elektr maydonni hisoblashda va sig'imni hisoblab chiqarishda zaryadlarning ko'zgu tasvirlari metodi deb ataladigan yordamchi usul foydali bo'ladi. Bu metod quyidagi qoidaga asoslangan: agar elektr maydonda biror ekvipotensial sirti o'sha shakldagn o'tkazgich bilan almashtirilsa va unda qaralayotgan ekvipotensial sirtidagiga teng potensial hosil qilinsa, elektr maydon o'zgarmaydi.

Bu qoidani bir-biridan $2/g$ masofada joylashgan ikki nuqtaviy zaryad $+q$ va $-q$ ning elektr maydoniga tatbiq qilamiz (30- rasm), Qaralayotgan maydonni AA tekislik bilan ikki teng qismga ajratish mumkin, Bu tekislik hamma yerda kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'ladi, binobarin, ekvipotensial sirt bo'ladi. Shuning uchun, agar AA da cheksiz o'tkazuvchi tekislik tursa, unda bu tekislik va $+q$ zaryad orasidagi maydon o'zgarmaydi va ikkita nuqtaviy zaryad $+q$ va $-q$ larning maydoni bilan mos tushadi. Bu

o'tkazuvchi tekislikda induksiyalangan zaryadlarning ta'sirini hisobga olish imkonini beradi.



39-rasm. Nuqtaviy zaryad va o'tkazuvchi tekislik orasidagi elektr maydon.

$+q$ zaryad tekislik ustida qanday masofada joylashgan bo'lsa, $-q$ zaryad tekislik orqasida xuddi shunday h masofada joylashgan va shuning uchun ham o'tkazuvchi tekislikda uning ko'zgu tasviri bo'ladi. Shuning uchun topilgan natijani quyidagicha ta'riflash mumkin: nuqtaviy zaryad va cheksiz o'tkazuvchi tekislik orasidagi elektr maydon qaralayotgan zaryad va uning o'tkazuvchi tekislikdagi ko'zgu tasviri hosil qiladigan maydon bilan mos tushadi. Yoki boshqacha aytganda, induksiyalangan zaryadlari bo'lgan o'tkazuvchi tekislik ta'sirini berilgan zaryadning o'tkazuvchi tekislikdagi ko'zgu tasviri bo'lgan nuqtaviy zaryad ta'siri bilan almashtirish mumkin.

Ko'rib chiqqan metodni yerdan h balandlikka osilgan radiusi a bo'lgan silindrik simning sig'imini hisoblab topishga qo'llaymiz. Biz havo telegraf liniyasida shunday holga ega bo'lamiz. Bu maydonning kuch chiziqlari (simga perpendikulyar bo'lgan tekislikda) ham 39-rasm bilan tasvirlanadi. Sim va yer orasidagi fazodagi maydon simning va uning ko'zgu tasvirining maydoni bilan mos tushadi va shuning uchun masala ikkita parallel sim holiga keladi. Ammo o'sha zaryadda yer sirti va sim orasidagi kuchlanish ikki sim orasidagi kuchlanishning faqat yarmiga teng bo'ladi, demak, sig'im ikki marta katta bo'ladi, (32.5) ifodani 2 ga ko'paytirib va $d = 2h$ deb yer ustida simning uzunlik birligiga to'g'ri kelgan sig'im uchun quyidagi ifodani topamiz:

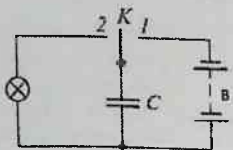
$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln(2h/a)} \quad (33.1)$$

34-§. Zaryadlangan kondensator energiyasi

Agar zaryadlangan kondensator qoplamalarini metall sim bilan tutashirsak, unda elektr tok paydo bo'ladi, kondensator zaryadsizlanadi. Kondensator zaryadsizlanishidagi elektr tok simda ma'lum miqdorda issiqlik ajratadi, demak, zaryadlangan kondensator energiyaga ega.

Agar 40-rasmdagi sxemada kalit K ni 1 vaziyatga o'tkazsak, unda C kondensator elementlar batareyasi B bilan ulanadi va batareya kuchlanishigacha zaryadlanadi. Kalitni 2 vaziyatga o'tkazsak, kondensator elektr lampochka orqali zaryadsizlanadi. Bunda lampochka chaqnaqab o'chadi. Endi zaryadlangan kondensator energiyasini hisoblaymiz. Buning uchun kondensator zaryadsizlanmoqda deb faraz qilamiz va zaryadsizlanish

jarayonida uning qoplamlaridagi kuchlanishning o'niy qiymatini i orqali belgilaymiz. Zaryadsizlantirishda uning energiyasi issiqlikka aylanadi.



40-rasm. Kondensatorni elektr lampochka orqali razryadlashda uning energiyasi issiqlikka aylanadi

Agar qoplamlar orasidagi kam miqdorda dq zaryad o'tsa, unda 17-§ ga ko'ra elektr kuchlarning ishi δA quyidagiga teng bo'ladi:

$$\delta A = udq$$

Bu formulada qoplamlardagi q zaryadni (31.1) formuladagi kuchlanish orqali ifodalab quyidagini olamiz: $\delta A = Cudu$

Agar sig'im kuchlanishga bog'liq bo'lmasa u holda δA ish kondensatorni dW energiyasini oshirishga sarf bo'ladi. δA ifodasini kuchlanishning U (zaryadsizlanish boshlanishi) va 0 (zaryadsizlanish tugashi) qiymatlari orasida integrallab, butun zaryadsizlanishi vaqtida elektr kuchlar bajargan to'liq ishga teng bo'lgan kondensator energiyasi W ni topamiz:

$$A = W = C \int_0^U u du = \frac{1}{2} CU^2 \quad (34.1)$$

Kondensator energiyasining sig'im va kuchlanishga bog'liqligini yuqori bayon qilingan tajribada ham ko'rsatish mumkin (40- rasm). Agar batareya kuchlanishini orttirsak (masalan, ketma-ket ulangan elementlar sonini orttirsak), unda lampochkaning chaqnashi yanada ravshanroq bo'ladi. Agar batareyani o'zgarishsiz qoldirib, kondensator sig'imini o'zgartirsak, unda sig'im ortishi bilan lampochkaning cho'g'lanishi ortadi.

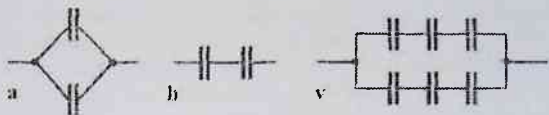
(31.1) munosabatdan foydalanib, zaryadlangan kondensator energiyasini quyidagi ko'rinishlardan istalgan biri orqali ifodalash mumkin:

$$W = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2C} q^2 = \frac{1}{2} qU \quad (34.2)$$

Kondensatorlar o'zida energiya to'plash qobiliyati tufayli elektrotexnikada va radiotexnikada keng qo'llaniladi.

35-§. Kondensatorlarni ulash

Agar kondensatorga yetarlicha katta kuchlanish berilsa, unda kondensator «teshiladi», ya'ni uning qoplamlari orasida (dielektrik ichida yoki uning sirtida) uchqun paydo bo'ladi va izolyatsiya buzilishi tufayli kondensator ishdan chiqadi. Shuning uchun har bir kondensator faqat sig'imi bilan emas, balki yana maksimal ishchi kuchlanishi bilan ham xarakterlanadi. Muayyan kondensatorlarga ega bo'lgan holda kerakli ishchi kuchlanishida istalgan sig'imni olish uchun kondensatorlar batareya qilib ulanadi. 41-a rasmda kondensatorlarning parallel ulanishi ko'rsatilgan.



41-rasm. a) parallel b) ketma-ket c) aralash.

Bu holda barcha kondensatorlar uchun U kuchlanish umumiy bo'ladi va bu quyidagiga ega bo'lamiz:

$$q_1 = C_1 U \quad q_2 = C_2 U$$

Batareyadagi yig'indi zaryad

$$q = \sum q_i = U \sum C_i$$

ga teng, shuning uchun batareyaning sig'imi

$$C = q/U = \sum C_i \quad (35.1)$$

Parallel ulangan kondensatorlar batareyasining sig'imi har bir kondensatorning sig'imi yig'indisiga teng. Bu holda har qaysi kondensatoridagi kuchlanish batareyadagi kuchlanishga teng bo'lgani tufayli, batareyaning yo'l qo'yilgan ishchi kuchlanishi ham bitta kondensatorniki kabi bo'ladi.

41b-rasmda kondensatorlarning ketma-ket ulanishi ko'rsatilgan. Bu holda batareyaning to'liq zaryadiga teng bo'lgan q zaryad hamma kondensatorlar uchun bir xil, biz quyidagini yoza olamiz:

$$U_1 = q/C_1 \quad U_2 = q/C_2$$

Batareyadagi kuchlanish esa har qaysi kondensatoridagi kuchlanishlarning yig'indisiga teng bo'ladi ya'ni

$$U = \sum U_i = q \sum 1/C_i$$

Butun batareya sig'imi C uchun quyidagicha topamiz:

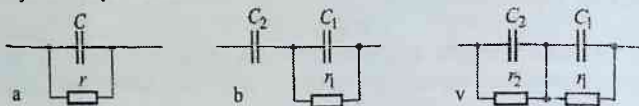
$$\frac{1}{C} = \sum 1/C_i \quad (35.2)$$

Kondensatorlar ketma-ket ulanganda sig'imlarning teskari qiymatlaridan yig'indi olinadi. Bu holda har qaysi kondensatoridagi kuchlanish batareyadagi kuchlanishdan kam bo'ladi va shuning uchun yo'l qo'yilgan ish kuchlanishi bitta kondensatornikidan katta bo'ladi.

41b-rasmda kondensatorlarni aralash ulash ko'rsatilgan. Bunday batareyaning sig'imini (35.1) va (35.2) formulalardan foydalanib aniqlash oson. Buni bajarishni kitobxonga topshiramiz.

Amalda kondensatordan foydalanganda doim shuni nazarda tutish lozimki, (har qanday kondensatorning dielektrigi ideal izoiyator bo'lmay, elektrni oz bo'lsada, o'tkazadi. Shuning uchun har qanday real kondensatordan bir oz bo'lsada, zaryad sirqishi ro'y beradi va uni ideal C kondensator (sirqish yo'q) da

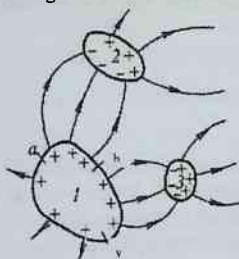
parallel ulangan katta r qarshilikdan iborat ekvivalent sxema bilan ra'svirlash mumkin (42a-rasm). Kondensatorlar parallel ulangan holda sirqishi muhim rol o'ynamaydi va har qaysi kondensatordagi kuchlanish avvalgidek batareyaning to'liq kuchlanishiga teng bo'laveradi. Ammo ketma-ket ulanganida bo'lmaydi. Agar zaryad sirqimaydigan C_2 kondensator (42b-rasm) r_1 sirqishga ega bo'lgan kondensator bilan ketma-ket ulansa, unda vaqt o'tishi bilan C_1 kondensator zaryadsizlana boradi va nihoyat batareyaning to'liq kuchlanishi C_2 kondensatorda bo'lib qoladi. Real holda ikkala kondensatorda ham sirqish bo'lganda (42v-rasm) barqarorlashgan kuchlanish sig'imga bog'liq bo'lmay, balki sirqishga bog'liq bo'ladi. Kam sirqiydigan kondensatorda kuchlanish katta bo'ladi va u teshilishi mumkin. Shuning uchun o'zgarmas kuchlanishlar bilan ishlanganda kondensatorlarning ketma-ket ulanishi qo'llanilmaydi, undan o'zgaruvchan tok zanjirlarida foydalaniladi.



42-rasm. Sirqishli kondensatorlarning ekvivalent sxemalari.

36-§. Murakkab kondensatorlar

Shu paytgacha biz oddiy kondensatorlarni ko'rib chiqdik. Ularda qoplamalarning biridan chiqayotgan siljish chiziqlari ikkinchisida tugar edi. Ammo murakkabroq hollar ham bo'lishi mumkin, unda siljish chiziqlari bir nechta o'tkazgichlar orasida taqsimlanishi mumkin (43-rasm). Biz bunday o'tkazgichlar sistemasini murakkab kondensatorlar deb ataymiz.



43-rasm. Murakkab kondensatorning maydoni.

Bu holda jismlardan birining zaryadi elektr maydonni hosil qilishda qatnashayotgan barcha o'tkazgichlarning potensialiga bog'liq bo'ladi. Bu zaryadni quyidagi tarzda topish mumkin. 1-o'tkazgichni qarab chiqamiz (43-rasm) va unda sirtning ab qismini ajratamiz. Bu sirt siljish chiziqlari bilan faqat 2-o'tkazgichga ulanadi. Bunday sohaning zaryadi $q_{ab} = C_{ab} \cdot U_{12}$ ga teng bunda C_{ab} — 2-jismga nisbatan ab sohaning sig'imi, U_{12} — 1-va 2-jismlar orasidagi kuchlanish. Shunga o'xshash sirtning boshqa bv qismi uchun $q_{bv} = C_{bv} U_{13}$ va h.k. ga ega bo'lamiz. Shuning uchun t ning to'liq zaryadi quyidagiga teng:

$$q_{ab} = C_{ab} U_{12} + C_{bv} U_{13} + C_{ba} U_{14} \quad (36.1)$$

bu yerda U_{14} oraqali *ba* sohadan kelayotgan siljish chiziqlari tugaydigan 1-o'tkazgich va jism orasidagi kuchlanish belgilangan.

Har bir juft o'tkazgich orasidagi kuchlanishlar yoki potentsiallar farqi U_{12} U_{13} ,... o'rniga (36.1) ga har qaysi o'tkazgichning potentsiali U_1, U_2, \dots ni (masalan, cheksizlikka nisbatan) kiritishimiz mumkin:

$$U_{12} = U_1 - U_2, \quad U_{13} = U_1 - U_3$$

Bu ifodalarni (36.1) ga qo'yib yana q_1 zaryad uchun barcha o'tkazgichlar potentsiallarining chiziqli funksiyasini quyidagi ko'rinishida olamiz:

$$q_1 = C_{11}U_1 + C_{12}U_2 + \dots = \sum_k C_{1k}U_k \quad (36.2)$$

va shunga o'xshash boshqa o'tkazgichlarning zaryadi uchun

$$q_i = \sum_k C_{ik}U_k \quad (36.2a)$$

bunda i —o'tkazgichning nomeri. Bu formulalardagi C_{1k} ko'effitsiyentlar odatiy fizikaviy ma'noga ega, (36.2) dan 1-o'tkazgichning potentsiali birga teng bo'lib, boshqa barcha o'tkazgichlarning potentsiali nolga teng bo'lganda C_{11} ko'effitsiyent 1-o'tkazgichning zaryadiga teng; 2-jismning potentsiali 1 birga teng bo'lib, boshqa barcha o'tkazgichlarning potentsiali esa (1-jismni ham qo'shganda) nolga teng bo'lganda C_{12} ko'effitsiyent 1-jismdagi zaryadga teng va h.k. C_{ik} qaralayotgan o'tkazgichning shakli va o'lchamlariga, ularning o'zaro joylashishiga va atrof muhitning xossalariga bog'liq.

(36.2a) tenglamalar sistemasini potentsiallarga nisbatan hal qilish va aksincha, hamma potentsiallarni o'tkazgichlarning to'liq zaryadlarning orqali ifodalash mumkin. O'tkazgichlarning potentsiali ham zaryadlarning chiziqli funksiyasi bo'ladi, biz quyidagini yoza olamiz:

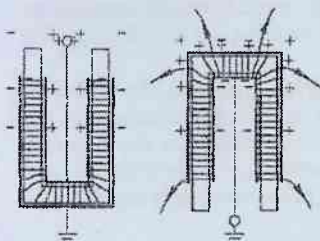
$$U_k = \sum_i p_{ik}q_i \quad (36.3)$$

C_{ik} va p_{ik} ko'effitsiyentlar quyidagi simmetriya shartlarini qanoatlantirishini ko'rsatish mumkin:

$$C_{ik} = C_{ki} \quad p_{ik} = p_{ki}$$

Biz bular ustida to'xtalib o'tmaymiz.

Murakkab kondensator hamda istalgan o'tkazgichdagi zaryad hamma o'tkazgichning potentsiali bilan aniqlanishini ko'ramiz. Buni oddiy tajribada tushuntiramiz. Yer yuzi yaqinida (yerga ulangan predmetlar) joylashgan silindrik kondensatorni ko'rib chiqamiz (44-rasm). Bu yerda biz uchta o'tkazgichga ega bo'lamiz:



44-rasm. Murakkab kondensatorga misol.

tashqi qoplama, ichki qoplama va yer, (36.1) formulaning o'ng qismida ikki had bo'ladi. Ikkala qoplamaning sig'imini C orqali, yerga nisbatan tashqi qoplamaning sig'imini c orqali belgilaymiz (bunda sterjening yerga nisbatan sig'imini hisobga olmaymiz). Agar tashqi qoplama yerga ulansa, unda $U_{13} = 0$. Shuning uchun kondensatorni U kuchlanishgacha zaryadlanganda u

$$q_1 = CU$$

miqdor zaryadlar to'playdi. Agar ichki qoplama yerga ulansa, unda u U_{13} nolga teng bo'lmay, kondensatordagi zaryad miqdori 1-holdagiga qaraganda ko'p bo'ladi:

$$q_2 = CU + cU$$

37-§. Elektr maydon energiyasi

Zaryadlangan kondensator ma'lum energiyaga ega bo'lishini ko'rdik. Shuning uchun bu energiya qayerda mujassamlashganligi to'g'risida savol qo'yishimiz mumkin. Masalan, energiya kondensator qoplamlarida, ya'ni elektr zaryadlarda mujassamlashgan deb faraz qilish mumkin. Ammo kondensator energiyasi uning elektr maydonida, ya'ni qoplamlar orasidagi fazoda mujassamlashgan deyish ham mumkin. Faqat tajriba bu savolni hal qilib berishi mumkin. Biz o'zgarmas elektr maydonlar bilan ish ko'rar ekanmiz, doim elektr maydon bilan qurshab olingan zaryadga va aksincha, elektr zaryadlar bilan birgalikda elektr maydonlarga duch kelamiz. Shuning uchun bunday tajribani amalga oshirishning iloji yo'q. Biroq vaqt o'tishi bilan o'zgaradigan maydonlarni qarab chiqib bizni qiziqitirgan tajriba ma'lumotlariga ega bo'lishimiz mumkin. Shunday elektromagnit to'lqinlar mavjudki, ular elektr va magnit maydonlardan iborat bo'lib, vaqt bo'yicha o'zgaradi va fazoda ma'lum tezlik bilan tarqaladi. Buni biz keyinroq (XXIII bobda) ko'ramiz. Elektromagnit to'lqinlaridagi elektr maydonlarni ularni yuzaga keltirgan elektr zaryadlarsiz olish mumkin (xuddi shuningdek, magnit maydonlarni ham — ularni tiklab turadigan elektr toklarsiz olish mumkin).

Tajriba elektromagnit to'lqinlar energiyaga ega bo'lib, shu energiyani o'zi bilan ko'chirib yurishini ko'rsatadi va bu energiyadan radiotexnikada aloqa maqsadlari uchun va boshqa texnikaviy qurilmalarda foydalanamiz. Elektromagnit to'lqinlarning mavjudlik vaqti yuqorida qo'yilgan savolga javob beradi va energiya elektr maydonda mujassamlashgan degan xulosa chiqarishga imkon beradi.

Bu natijani hisobga olib, kondensator energiyasi uchun yozilgan) ifodani unga maydonning xarakteristikasi—uning kuchlanishini ko'radigan qilib o'zgartira olamiz:

$$W = \frac{1}{2} \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d} U^2 = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 \left(\frac{U}{d} \right)^2 Sd$$

Ammo U/d bu maydonning kuchlanganligi E ning o'zi (19- §ga q.), Sd maydon egallagan hajm. Bir jinsli maydonning energiyasi maydon egallagan hajmga proporsional ekanligini ko'ramiz. Shuning uchun har qaysi hajm birligidagi energiya haqida yoki elektr maydoni energiyasining *hajmiy zichligi* haqida gapirish maqsadga muvofiq bo'ladi. U quyidagiga teng:

$$u = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E^2 \quad (37.1)$$

Agar elektr maydon bir jinsli bo'lmasa, uni har doim elementar $d\tau$ hajmlarga bo'lish mumkin va cheksiz kichik hajm ichida uni bir jinsli deb hisoblash mumkin. Shuning uchun $d\tau$ maydon hajmi ichiga qamalgan energiya $u d\tau$ bo'ladi. Har qanday elektr maydonning to'liq energiyasi quyidagi ko'rinishda berilishi mumkin:

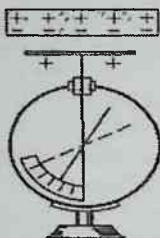
$$W = 1/2 \epsilon_0 \int_{\tau} \epsilon E^2 d\tau \quad (37.2)$$

bunda integrallash qayerda elektr maydon bo'lsa, o'sha butun τ hajm bo'yicha bajariladi.

V BOB. DIELEKTRIKLAR

38-§. Dielektriklarning qutblanishi

Elektr maydonga biror dielektrik kiritilganda elektr maydon o'zgaradi. Ushbu bobda dielektrik bo'lganda elektr maydon qanday o'zgarishini va o'zgarish sababi nimadan iboratligini ko'rib chiqamiz.

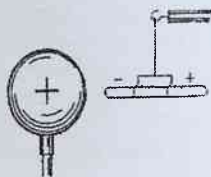


45-rasm. Elektrometrga zaryadlanmagan dielektrik yaqinlashtirilganda uning ko'rsatishi kamavadi.

Bu savolni hal qilish uchun tajribaga murojat qilamiz. Elektrometrga zaryadlanmagan biror dielektrikni, masalan yo'g'on shisha plastinkani yaqinlashtiramiz (45-rasm). Plastinka elektrometr yaqinida turganda elektrometr ko'rsatishining kamayishini, plastinka uzoqlashtirilganda yana tiklanishini ko'ramiz. Agar elektrometrga dielektrik o'rniga o'tkazgich yaqinlashtirsak, unda ham shunga o'xshash hodisani kuzatar edik. Ammo biz o'tkazgichda induksion zaryadlar hosil bo'lishini, ular elektr maydonni o'zgartirishini bilamiz. Bundan elektr

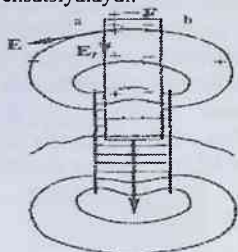
maydondagi dielektrikda ham zaryadlar hosil bo'ladi; dielektrikning jismga yaqin qismida ta'sir qiluvchi jismning zaryadiga teskari ishorali bo'lgan zaryadlar, dielektrikning uzoqdagi qismida (boshqa uchida) bir xil ishorali zaryadlar hosil bo'ladi, degan xulosa chiqarish mumkin (45-rasm).

Agar dielektriklar hatto dastlab zaryadlangan bo'lmasa ham, ularda zaryadlarning hosil bo'lishi dielektriklarga ta'sir qiluvchi kuchning paydo bo'lishiga olib keladi. Ingichka tolaga shisha yoki parafin tayoqcha osib (46-rasm), unga zaryadlangan shar yaqinlashtiramiz. Tayoqcha burila boshlaydi va o'z o'qi bilan maydonning kuch chiziqlari bo'yicha joylashadi, ya'ni shunday joylashadiki, uning o'qi shar markziga yo'nalgan bo'lib qoladi. Bu yana tayoqchanning sharga yaqin qismida shar zaryadiga teskari ishorali zaryadlar, uzoqdagi qismida bir xil ishorali zaryadlar paydo bo'lishiga guvohlik beradi. Bunday kuchlarni quydagi tajribada ham kuzatish mumkin. Yassi kondensatorning izolyat- siyalangan ikkita metal plastinkasini qo'zg'almaydigan qilib mahkamlaymiz. Tarozi shayinining bir

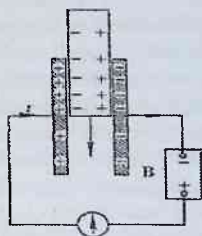


46-rasm. Elektr maydonida dielektrik tayoqcha buritadi va maydonning kuch chiziqlari bo'yicha joylashadi.

uchiga shisha plastinka osib, uni kondensator qoplamalariga tegmaydigan qilib orasiga shunday joylashtiramizki, u kondensator orasidagi fazoning faqat bir qisminigina to'ldirs'in va uni muvozanatlaymiz. Endi kondensator qoplamalari orasida elektr maydon hosil qilamiz. Buning uchun ularni bir necha ming voltli manbaga ulaymiz. Shisha plastinkaga ta'sir qiluvchi kuchning paydo bo'lish sababini 47-rasm tushuntiradi. Elektr maydondagi shisha plastinkada zaryadlar paydo bo'ladi. Bir jinsli bo'lmagan maydon sohasida (qoplamalar chetiga yaqin joyda) kondensatorning maydon kuchlanganligi E qoplamalar a va b paralell bo'lgan tashkil etuvchi E_r ga ega. Shuning uchun shisha plastinkalarga uni kondensator ichiga tortuvchi kuchlar ta'sir qiladi. Oxirida yana bir ibratli tajribani ko'rib chiqamiz. Ketma-ket qilib yassi kondensator, kuchlanishi manbai B va sezgir galvanometr G ni ulaymiz (48-rasm). Agar kondensator izolyatsiyasi yetarlicha yahshi bo'lsa, unda galvanometr hech qanday tokni ko'rsatmaydi. Endi kondensatorga shisha plastinkani tez kiritamiz. Dielektrikni kiritishda galvanometer qisqa muddatli tokni ko'rsatadi. Plastinkaning harakatlanishi to'xtagach, bu tok ham yo'qoladi. Plastinkani chiqarib olishda zanjirda teskari yo'nalishli tok paydo bo'ladi. Bu tajribada tokning paydo bo'lishi dielektrikda zaryadlarning hosil bo'lishiga yana guvohlik beradi. Bu zaryadlar qoplamalardagi zaryadlarning ta'sirini qisman kompensatsiyalaydi.



47-rasm. Dielektrik plastinka elektr maydonga tortiladi



48-rasm. Kondensatorga dielektrik plastinka kiritilayotganda zanjirda elektr tok paydo bo'ladi.

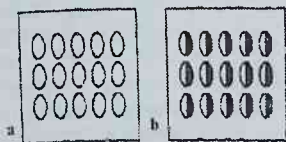
Qoplamalar orasidagi kuchlanish o'zgarishsiz qolishi uchun (kondensator manbaga ulangan) manbadan plastinkalarga qo'shimcha zaryadlar o'tishi dielektrikdagi zaryadga teng bo'lishi lozim shuning uchun zanjirda tok hosil bo'ladi. Dielektrikni chiqarib olayotganda bu qo'shimcha zaryadlar qaytadan manbaga o'tadi va zanjirda teskari yo'nalishdagi tok paydo bo'ladi.

Keltirilgan tajribalar elektr maydonga kiritilgan dastlab zaryadlanmagan dielektrlarda elektr zaryadlar paydo bo'lishini ko'rsatadi. Dielektrikda elektr qutblar paydo bo'ladi. Shu sababli bu hodisani *dielektrlarning qutblanishi* deb ataladi. Elektr maydondagi dielektrlarda paydo bo'lgan zaryadlarni qutblovchi zaryadlar deb ataymiz.

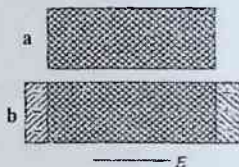
Dielektrlarning qutblanish hodisasi o'tkzichlardagi induksiya hodisasi bilan o'xshashlikka ega. Ammo bu ikki hodisa o'rtasida muhim farq ham bor. Elektr maydonda o'tkazgichlarni qismlarga ajratib, induksion zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin va shuning uchun maydon yo'qolganidan keyin o'tkzichning ajratilgan qismlari zaryadlanganicha qoladi. Elektr maydonda dielektrlarni ajratganda esa maydon yo'qotilganidan keyin dielektrikning har qaysi qismini avvalgidek zaryadlanmagan bo'lib qoladi. Qutblovchi zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin emas.

Bu safar quyidagicha tushuntiriladi. Metallarda manfiy zaryad o'tkazuvchanlik elektronlari ko'rinishida faqat harakatchan holatda mavjud bo'ladi. Ular ancha masofaga ko'chishi mumkin. Shuning uchun metallarda induksion zaryadlarni bir-biridan ajratish mumkin. Dielektrlarda esa ikkala ishorali zaryadlar bir-biri bilan bog'langan bo'lib, bitta molekula chegarasidagi masofaga siljishi mumkin.

Qutblanmagan dielektrikni (elektr maydon bo'lmaganda) sxematik tarzda molekullarning to'plami ko'rinishida tasvirlash mumkin. Ularning har birida teng musbat va manfiy zaryadlar molekulaning butun hajmi bo'yicha tekis taqsimlangan (49a-rasm). Dielektrikning qutblanishida har qaysi molekuladagi zaryadlar qarama-qarshi tomonga siljiydi va molekulaning bir uchida musbat zaryad, boshqa uchida esa manfiy zaryad hosil bo'ladi (49b-rasm). Bunda har bir molekula elektr dipolga aylanadi.



49-rasm. Qutblanmagan (a) va qutblangan (b) dielektrikning modeli



50-rasm. Zaryadlarning ko'chishi dielektrikning qutblanishidir. a-qutblanmagan dielektrik b- qutblangan dielektrik

Molekulalar ichida zaryadlarning siljishi dielektrikda ba'zi zaryadlarning paydo bo'lishi kabi namoyon bo'ladi. Haqiqatdan ham, qutblanmagan dielektrikni bir-biri bilan mos keladigan, har biri musbat yoki

manfiy zaryad bilan tekis (bir xil) to'ldirilgan ikkita bir xil (bir-biriga aynan o'xshash) hajmlar deb tasavvur qilish mumkin (50a-rasm). Dielektrikning qutblanishini bu hajmlarning qarama-qarshi tomonga qisqa masofaga siljishi kabi qarash mumkin (50b-rasm). Bunda dielektrik ichida hali ham musbat zaryadlar miqdori manfiy zaryadlar miqdoriga teng bo'ladiyu, lekin dielektrikning uchlaridan birida kompensatsiyalanmagan musbat zaryadli boshqa qatlam, ikkinchi uchida esa komiensatsiyalanmagan manfiy zaryadli yupqa qatlam paydo bo'ladi, ya'ni qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi.

39-§. Qutblanish vektori

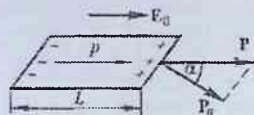
Dielektrikning qutblanishida uning har bir molekulasida elektr dipolga aylanadi va binobarin, ma'lum elektr moment oladi (15-§), u quyidagiga teng:

$$p = ql$$

Avvalgidek, bunda ham siljish vektori l manfiy zaryaddan musbat zaryad tomon yo'nalgan deb hisoblanadi. Dielektrikning qutblanishi miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun *qutblanish vektori* deb ataladigan maxsus fizikaviy kattalik xizmat qiladi. Dielektrikning qutblanish vektori deb *Hajm birligidagi dielektrikning elektr momentiga* aytiladi. U birlik hajm ichidagi barcha molekularning elektr momentlarining yig'indisiga teng:

$$P = \frac{1}{\tau} \sum p_i$$

Agar dielektrik bir jinsli va zaryadlarning siljishi l hamma nuqtalarda bir xil bo'lsa, unda P vektor ham butun dielektrik bo'yicha bir xil bo'ladi. Bunday qutblanishni *bir jinsli qutblanish* deyiladi.



51-rasm. Qutblanish vektori P ni aniqlashga doir.

Qutblanish vektori P ni bilgan holda qutblovchi zaryadlarni aniqlash mumkin va aksincha. Qutblanishni bir jinsli deb hisoblab, elektr maydonda asosi S va qirrasida L bo'lib, P vektorga parallel bo'lgan og'ma prizma ko'rinishidagi bir bo'lak dielektrikni qarab chiqamiz (51-rasm),

Prizmaning asoslaridan birida sirtiy zichligi $-\sigma'$ bo'lgan manfiy qutblovchi zaryadlar, boshqasida esa zichligi $+\sigma'$ bo'lgan musbat zaryadlar paydo bo'ladi va prizma

$$p = \sigma' SL$$

elektr momentga ega bo'ladi. Agar α prizma asosiga yo'nalgan normal bilan P vektor orasidagi burchak bo'lsa, unda prizmaning hajmi quyidagiga teng:

$$\tau = SL \cos \alpha,$$

shuning uchun

$$p = \frac{\sigma' \tau}{\cos \alpha}$$

Ammo, ikkinchi tomondan, mana shu kattalikning o'zini hajm birligidagi elektr moment orqali ham ifodalash mumkin:

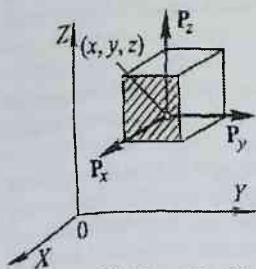
$$p = P \tau$$

Oxirgi ikkita tenglikni tenglashtirib, biz quyidagi ifodani olamiz:

$$\sigma' = P \cos \alpha = P_n$$

Bu formulada P_n tashqi normal yo'nalishiga \mathbf{P} vektorning proeksiyasini bildiradi. 51-rasmda prizmaning o'ng tomoni uchun α o'tkir burchak ($\cos \alpha > 0$) va σ' musbat. Chap tomoni uchun α o'tmas burchak ($\cos \alpha < 0$) va σ' manfiy bo'ladi.

Olingan natija qutblovchi zaryadlarning sirtiy zichligi sirtining muayyan nuqtasida qutblanish vektorining normal tashkil etuvchisiga teng ekanligini ko'rsatadi. Shuningdek, u zaryadlarning siljish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan sirt birligi orqali o'tgan zaryad miqdori qutblanish vektori kattaligiga tengligini belgilaydi.



52-rasm. Hajmiy qutblovchi zaryadlarni aniqlashga doir.

Agar \mathbf{P} vektor turli nuqtalarda turlicha bo'lsa (bir jinsli bo'lmagan qutblanish), unda dielektrikda hajmiy zaryadlar ham paydo bo'lishi mumkin.

Qutblovchi zaryadlarning hajmiy kattaligini quyidagi tarzda topish mumkin. Qutblangan dielektrik ichida qirralari dx , dy , dz bo'lgan cheksiz kichik parallelepipedni qarab chiqamiz. Bu parallelepipedning qirralari X , Y , Z to'g'ri burchakli koordinatalar o'qiga parallel. Parallelepipedning uchlaridan biri turgan (x, y, z) nuqtada qutblanish vektori o'qlar bo'yicha P_x , P_y , P_z tashkil etuvchilarga ega

bo'lsin (52-rasm). Undan (39.2)ga ko'ra parallelepipedning shtrixlangan qirrasini orqali chiquvchi musbat zaryadlar miqdori quyidagiga teng:

$$\left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dy dz$$

Boshqa parallel qirrasini orqali parallelepipedga kiruvchi musbat zaryadlar miqdori esa

$$P_x dy dz$$

bo'ladi. Shuning uchun musbat zaryad ortirmasi quyidagiga teng.

$$P_x dydz - \left(P_x + \frac{\partial P_x}{\partial x} dx \right) dydz = -\frac{\partial P_x}{\partial x} d\tau$$

bunda $d\tau = dx dy dz$ — parallelepiped hajmi. Xuddi shu tarzda Y va Z o'qlarga perpendikulyar bo'lgan boshqa bir juft qirralarini qarab, qutblanish vaqtida parallelepiped ichidagi musbat zaryadlarning to'la miqdori quyidagi ifoda bilan beriladi:

$$-\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \right) d\tau$$

Ikkinchi tomondan, bu zaryad $\rho' d\tau$ ga teng, bunda ρ' — izlanayotgan qutblovchi zaryadlarning hajmiy zichligi, Shuning uchun

$$-\rho' = \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} \quad (39.3)$$

Agar qutblanish bir jinsli bo'lsa, unda $\mathbf{P} = \text{const}$ va $\rho' = 0$. Shuni qayd qilib o'tamizki, ba'zi hollarda va bir jinsli bo'lmagan qutblanishda (39.3) ifoda nolga aylanishi mumkin (44-§ ga q.).

40-§. Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi

Biz II bobda vakuumdagi elektr maydon kuchlanganligini birlik musbat sinov zaryadiga ta'sir qiluvchi kuch kabi aniqlagan edik. Dielektriklarga o'tishda bu ta'rifga qo'shimcha aniqliklar kiritish talab qilinadi.

Sinov zaryadining o'lchamlari dielektrikning molekulari orasidagi masofalarga qaraganda kichik deb faraz qilamiz, unda dielektrik ichidagi elektr maydon turli nuqtalarda turlicha bo'lib, molekularlarning zaryadlangan uchlarida - dipollarda, ayniqsa, katta qiymatlarga erishadi. Maydonning bu o'zgarishlari mikroskopik masshtablardagina ro'y beradi, shuning uchun uni bevosita kuzatish qiyin. Shu tarzda aniqlangan maydonni *mikroskopiya* maydon (\mathbf{E}_m) deb yuritiladi.

Ammo barcha real tajribalarda o'lchamlari atomlararo masofalarga qaraganda ancha katta bo'lgan o'lchamli jismlar (yoki bu jismlarning qismlari) bilan ish ko'ramiz. Bunday hollarda bizni mikroskopik maydon (\mathbf{E}_m) ning hajm bo'yicha o'rtachalangan qiymati, ya'ni makroskopik maydon qiziqtiradi. Elektr maydon kuchlanganligining bu o'rtacha qiymatini *dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi* deb ataladi. Shunday qilib, ta'rifga ko'ra

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m = \frac{1}{\tau} \int \mathbf{E}_m d\tau$$

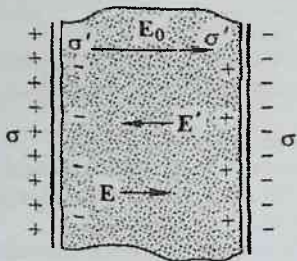
ga teng bo'ladi. Shuni qayd qilib o'tamizki, bu formuladagi τ mikroskopik katta bo'lishi, ya'ni undagi molekular soni ko'p bo'lishi lozim. Ammo u

makroskopik jihatdan juda kichik bo'lishi, ya'ni uning butun o'lchamlari davomida maydonning makroskopik qiymati amalda o'zgarmasligi lozim. Bu ikkala talabni qanoatlantiradigan shunga o'xshash kichik hajmlarni fizikaviy cheksiz kichik hajmlar deyiladi (matematik cheksiz kichik hajmlardan farq qiladi).

Xuddi shunga o'shsh dielektrik ichidagi potensial deb makroskopik potensialni, ya'ni biror fizikaviy kichik hajm bo'yicha uning o'rtacha qiymatini aytiladi. E maydon va U potensialning makroskopik qiymatlari ham vakuumdagi ifodalar bilan bog'langan. Yassi kondensator holida biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = U / a$$

bunda U — qoplamalar orasidagi potensial, a — ular orasidag masofa.



Butunlay bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilgan yassi kondensatorni (bir jinsli maydonni) qarab chiqamiz. Dielektrik ichidagi maydonning kuchlanganligi E ikki maydonning yig'indisidan iborat: metall qoplamalardagi zaryadlar hosil qilgan maydon E_0 va qutblangan dielektrik hosil qilgan maydon E' (53-rasm). E_0 maydon σ / ϵ_0 ga teng, bunda σ — metall qoplamalardagi zaryadning sirtiy zichligi. Qutblangan dielektrikning ta'sirini esa uning sirtida paydo bo'layotgan qutblovchi zaryadlar

53-rasm. Dielektrik ichidagi elektr maydonning kuchlanganligini qoplama zaryadlari maydoni E va qutblovchi zaryadlar maydoni E_0 orasidagi faradan iborat.

(39-§) orqali ifodalash mumkin. Shuning uchun $E' = -\sigma' / \epsilon$, bunda σ' — qutblovchi zaryadlarning sirtiy zichligi.

$$E = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon}$$

Kondensator qoplamalarida zaryadning sirtiy zichligi ($\sigma - \sigma'$) ga teng bo'ganda dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi vakuumdagi maydon kuchlanganligiga mos keladi. Qoplamalar zaryadi va qutblovchi zaryad orasidagi farqni ko'pincha *erkin zaryad* deb ataladi.

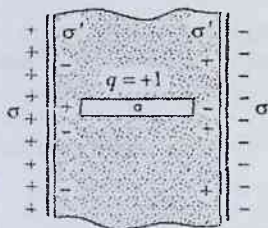
Yuqorida aytilganlarga asosan shuni qayd qilib o'tamizki, dielektrikka botirilgan q zaryadli makroskopik jismga ta'sir qiluvchi kuch umumiy holda qE ga teng bo'lmaydi. Vakuumda ham shunday bo'lgan edi.

Haqiqattan ham avval qattiq jismni qarab chiqamiz. Unga zaryadlangan jism kiritish uchun unda bo'shliq qilishimiz lozim. Ammo uning sirtida

qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi va shuning uchun jismga ta'sir qiluvchi kuch bo'shliqning shakliga bog'liq bo'ladi.

Suyuq va gazsimon dielektriklar holida ham bu o'rinli bo'ladi, chunki zaryadlangan jismni kiritayotib, shu jism bilan muhitning bir qismini siqib chiqaramiz va unda ham «bo'shliq» hosil qilamiz. Bu «bo'shliq» shakliga ko'ra zaryadlangan jismga mos keladi. Biroq suyuqlik va gazlar holida jismga qo'shimcha yana mexanikaviy kuch ta'sir qiladi. Bu kuch elektr maydonda dielektrikning deformatsiyalanishidan hosil bo'ladi (elektrostriksiya, 45- § ga q.).

Shu bilan birga dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligini sinov zaryadiga ta'sir qilayotgan kuch yordamida ham aniqlash mumkin. Buning uchun zaryadlarning siljish yo'nalishiga parallel qilib dielektrik ichida kesilgan tor uzun tirqishni ko'z oldimizga keltiraylik (54-rasm) va sinov zaryadi bo'shliq devorlariga tegmaydi, deb hisoblaylik. Qutblovchi zaryadlar faqat bo'shliqning chetlaridagina paydo bo'ladi, agar uning diametri uzunligiga qaraganda kichik bo'lsa, unda bu zaryadlar hosil



54-rasm. Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligini aniqlashga doir

qiladigan maydon ham hisobga olmaydigan darajada kichik bo'ladi. Shuning uchun bo'shliq ichida dielektrikning tashqi sirtida faqat erkin zaryadlar ($\sigma - \sigma'$) hosil qilayotgan maydon kuchlanganligi bo'ladi, bu esa dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligining xuddi o'zginasi ekanligini biz ko'rgan edik. Dielektrik ichida maydon kuchlanganligi dielektrikda zaryadlarning siljish yo'nalishiga parallel qilib qirqilgan tor bo'shliq ichidagi maydon kuchlanganligiga teng. U shu bo'shliq ichidagi +1 zaryadga ta'sir qiluvchi kuchga teng. Amalda dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligini aniqlash uchun kondensator qoplamalaridagi kuchlanishni o'lchash yetarli bo'ladi. Unda yassi kondensator uchun maydon kuchlanganligini formuladan, boshqa shakldagi kondensatorlar uchun esa vakuum uchun oldin olingan tegishli formulalar bo'yicha topish mumkin.

41-§. Elektr siljish vektori

Endi ikkita bir jinsli va bir jinsli qutblangan 1- va 2-dielektriklar chegarasini qarab chiqamiz (55-rasm). Har qaysi dielektrikning ajralish chegarasi yaqinida zichliklari σ_1' va σ_2' bo'lgan qutblovchi zaryadlar paydo

bo'lib, bu zaryadlar qarama-qarshi ishoraga ega bo'ladi. Ajralish chegarasi sirtiy zichligi $(\sigma'_1 - \sigma'_2)$ bo'lgan zaryad bilan zaryadlanib qoladi, shundan

qo'shimcha elektr maydon $\frac{\sigma'_1 - \sigma'_2}{2\epsilon_0}$ paydo bo'ladi.

Bu maydon ajralish chegarasiga perpendikulyar bo'lib, har qaysi dielektrikda qarama-qarshi tomonga yo'nalgan (55- rasm).

Har qaysi dielektrikdagi to'liq maydon kuchlanganligini E_1 va E_2 orqali belgilaymiz va har qaysi maydonni ikki tashkil etuvchiga ajratamiz: (E_{r1} va E_{r2}) ajralish chegarasiga urinma va (E_{n1} va E_{n2}) chegaraga normal. 1-dielektrikdan 2-dielektrikka yo'nalishni normal deb hisoblaymiz. Ajralish sirtidagi

zaryadlarning elektr maydoni shu sirtga perpendikulyar bo'lgani uchun maydonni tashkil qiluvchi urinma o'zgarmaydi va ikkala dielektrikda ularning qiymati bir xil bo'ladi:

$$E_{r1} = E_{r2} \quad (41.1)$$

Aksincha, maydonning normal tashkil etuvchilari turlicha bo'ladi ularning farqi quyidagiga teng:

$$E_{n2} - E_{n1} = (\sigma'_1 - \sigma'_2)/\epsilon_0 = (P_{n1} - P_{n2})/\epsilon_0$$

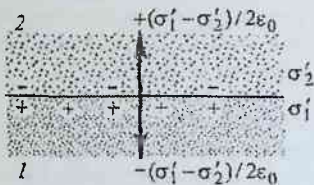
bunda P_{n1} va P_{n2} har qaysi dielektrikdagi qutblanish vektorining normal tashkil etuvchilari. Ammo 13-§ ga ko'ra maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi sirt birligi orqali o'tgan kuch chiziqlari oqimidan iborat. Shuning uchun 1- va 2- dielektriklarda ajralish sirti birligi orqali o'tuvchi kuch chiziqlar miqdori bir-biriga teng emas, demak, kuch chiziqlarining bir qismi ajralish chegarasida uziladi. Agar bo'lishish sirtida qutblangan zaryadlardan tashqari sirtiy zichligi σ bo'lgan zaryad bo'lsa, u holda yuqoridagi ifoda quyidagicha yoziladi:

$$E_{n2} - E_{n1} = (P_{n1} - P_{n2})/\epsilon_0 + \sigma/\epsilon_0$$

13-§ da biz vakuumda elektr siljish tushunchasi $\epsilon_0 E$ ni kiritdik, endi bu tushunchani ixtiyoriy dielektrik uchun umumlashtiramiz va dielektrikda elektr siljishni quyidagicha aniqlaymiz:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (41.2)$$

Unda yuqorida aytilganlardan, ajralish chegarasiga o'tkazilgan elektr siljish vektorining normal tashkil etuvchilari uzluksiz bo'ladi:



55-rasm. Ikki dielektrik chegarasidagi qutblovchi zaryadlar va ular hosil qilayotgan elektr maydon.

$$D_{n2} - D_{n1} = \sigma$$

Agar 1-dielektrik o'rniga metall bo'lsa, u holda

$$D_{n1} = 0 \quad \text{va} \quad D_n = \sigma \quad (41.3)$$

bu yerda 2 indeks tushirib qoldirilgan. Metall sirtidagi dielektrikda elektr siljishning normal tashkil etuvchisi tok yo'q bo'lgan vaqtda metall sirtidagi zaryad zichligiga teng. Zaryadlanmagan dielektriklar uchun ($\sigma = 0$) bo'linish chegarasiga elektr siljishi tashkil etuvchilari uzluksiz, quyidagicha:

$$D_{n1} = D_{n2} \quad (41.4)$$

D_{n1} kattalik 1-dielektrikda ajralish sirti birligi kesib o'tuvchi siljish chizqlari soniga, D_{n2} esa 2-dielektrikda shu maydonning o'zi uchun siljish chiziqlari soniga teng bo'lgani tufayli (41.4) dan quyidagi kelib chiqadi, ya'ni dielektriklarning ajralish chegarasida elektr siljish chiziqlari uzilmaydi. Shuning uchun bir jinsli bo'lmagan dielektriklarda elektr maydonni tavsiflash uchun maydon kuchlanganligi \mathbf{E} o'rniga elektr siljish \mathbf{D} dan foydalanish ancha qulaydir. Elektr siljishni kiritishning ham asosiy ma'nosi shunda.

Dielektrikda hajmiy qutblovchi elektr siljish chiziqlarining uzluksiz qolishini ko'rsatish oson. Haqiqatdan ham, (39.3) ga ko'ra dielektrikda zaryadlarning hajmiy zichligi quyidagiga teng:

$$\rho' = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right)$$

Shuning uchun Ostrogradskiy—Gauss teoremasiga ko'ra

$$\varepsilon_0 \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}\right) = -\left(\frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z}\right)$$

yoki

$$\frac{\partial}{\partial x}(\varepsilon_0 E_x + P_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\varepsilon_0 E_y + P_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon_0 E_z + P_z) = 0$$

Ammo olingan natija yopiq sirt orqali $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}_0 + \mathbf{P}$ vektori nolga tengligini ko'rsatadi, demak, siljish chiziqlari hech qayerda paydo bo'lmaydi va dielektrik ichida uzilmaydi.

Bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilgan yassi kondensatorni qarab chiqamiz (53-rasm). Unda 40-§ ga ko'ra, dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

$$E = E_0 - \sigma' / \varepsilon_0 = E_0 - P / \varepsilon_0$$

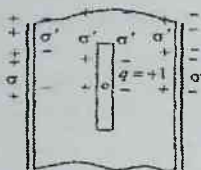
Binobarin,

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E_0 \quad (41.5)$$

ya'ni bir jinsli dielektrik polida dielektrik ichidagi maydon kuchlanganligi kondensator qoplamalarining o'zi hosil qilayotgan vakuumdagi elektr siljish bilan mos keladi. Agar q —kondensator qoplamalarining zaryadi, S —har qaysi qoplamaning yuzi bo'lsa, unda

$$D = \sigma = q/S \quad (41.6)$$

bo'ladi.



56-rasm. Dielektrik ichida elektr siljishini aniqlashga doir.

Bu formuladan D ni amalda o'lchash usuli kelib chiqadi. Dielektrik ichidagi elektr siljishni o'lchash uchun dielektrikni chegaralab turgan qoplamalardagi zaryad kattaligini o'lchash yetarli. Elektr siljish vektori ta'rifini boshqa shaklda ham berish, mumkin.

Bir jinsli dielektrikda zaryadlarning siljish yo'nalishiga perpendikulyar qilib kesilgan tor tirqishni qarab chiqamiz (56- rasm). Unda formulaga ko'ra dielektrik ichida elektr siljish qanday bo'lsa, tirqish ichida ham xuddi shunday bo'ladi. Shuning uchun dielektrik ichidagi elektr siljish dielektrikda zaryadlarning siljish yo'nalishiga perpendikulyar qilib kesilgan uzun tor bo'shliq ichidagi elektr siljishga teng. Bu bo'shliq $+1$ zaryadga ta'sir qiluvchi kuch D/ϵ ga teng.

42-§. Izotrop va anizotrop dielektriklar

Katta (massiv) shisha bo'lagidan turli shaklda kesib olingan plastinkalardagi elektr siljishni o'lchasak, unda maydonning qiymati E bir xil bo'lganda hamma plastinkalardagi elektr siljish bir xil bo'ladi. (41.2) ga ko'ra qutblanish vektori P ham hamma plastinkada bir xil, binobarin, qutblanish maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Bunday dielektriklarni *izotrop* dielektriklar deyiladi. Izotrop dielektriklarda zaryadlar elektr maydon yo'nalishida siljiydi va shuning uchun E va P vektorlar parallel.

Biroq boshqa ko'pgina moddalar uchun bu shunday emas. Agar kristalldan turli tarzda kesib olingan kvars kristali plastinkasidagi elektr siljishni tekshirsak, maydon E bir xil bo'lishiga qaramay D turlicha bo'adi. Bu kvarsning dielektrik xossalari maydonning kristall o'qlariga nisbatan yo'nalishiga borliq bo'lishini ko'rsatadi. Bunday dielektriklarni *anizotrop* dielektriklar deyiladi. Anizotrop dielektriklarda, umuman olganda, E va P yo'nalishlar mos tushmaydi, shuning uchun E va D ning yo'nalishlari ham turlicha.

Tajriba ko'rsatadiki, elektr maydon keng intervalda o'zgarganda qutblanishni muayyan nuqtada maydon kuchlanganligi E ga proporsional deb hisoblash, mumkin. Shuning uchun izotrop dielektrik uchun

$$\mathbf{P} = \alpha \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (42.1)$$

deb yozish mumkin, α — skalyar kattalik. U muayyan moddaning *dielektrik qabul qiltuvchanligi* deb ataladi. α o'Ichamsiz bo'lishi uchun bu formulaga ε_0 ni kiritamiz. (42.1) ni (41.2) ga olib borib qoysak:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (42.2)$$

ni olamiz, bunda ε orqali quyidagi belgilangan:

$$\varepsilon = 1 + \alpha. \quad (42.3)$$

Bunday tarzda aniqlanayotgan ε kattalik moddaning dielektrik singdiruvchanligidir (nisbiy). Uni biz 31-§ da kondensatorning sig'imi dielektrikning xossalriga bog'liqligini qarayatganda kiritgan edik. haqiqattan ham, aniqlik uchun kondensatorni dielektrik bilan to'ldirishda kondensator kuchlanish manbaiga ulanganligicha qoladi deymiz. Bu qoplamalar orasidagi kuchlanish, binobarin, kondensatordagi maydon kuchlanishi o'zgarmaydi degan so'zdir. Unda (42.2) formuladan, kondensator ichida elektr siljish ε marta o'zgarishi kelib chiqadi. Ammo bu (41.6) formulaga ko'ra, qoplamalarning zaryadi ham, binobarin, kondensatorning sig'imi ham shuncha marta o'zgaradi, demakdir.

Anizotrop muhitlarda (kristallarda) \mathcal{D} ning E ga chiziqli bog'lanishi quyidagicha:

$$\begin{aligned} D_x &= \varepsilon_{xx} \varepsilon_0 E_x + \varepsilon_{xy} \varepsilon_0 E_y + \varepsilon_{xz} \varepsilon_0 E_z \\ D_y &= \varepsilon_{yx} \varepsilon_0 E_x + \varepsilon_{yy} \varepsilon_0 E_y + \varepsilon_{yz} \varepsilon_0 E_z \\ D_z &= \varepsilon_{zx} \varepsilon_0 E_x + \varepsilon_{zy} \varepsilon_0 E_y + \varepsilon_{zz} \varepsilon_0 E_z \end{aligned} \quad (42.4)$$

yoki qisqa shaklda:

$$D_i = \sum_k \varepsilon_{ik} \varepsilon_0 E_k, \quad i, k = x, y, z. \quad (42.5)$$

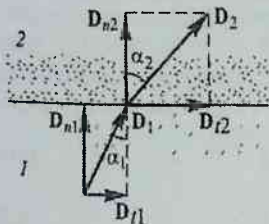
ε_{ik} - dielektrik singdiruvchanlikning 2-tartibli tenzori deyiladi va u 9 ta komponentadan iborat. Bu tenzor simmetrik hisoblanib ($\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}$), 6 ta mustaqil komponentaga ega.

Juda kuchli elektr maydonlari uchun (42.4) munosabat buziladi va \mathbf{P} va \mathbf{E} , shuningdek \mathbf{D} va \mathbf{E} o'rtasidagi bog'lanish nochiziqli bo'lib qoladi. Bu kabi kuchli maydonlar lazerlarda bo'ladi. \mathbf{D} ning E ga nochiziqli bog'lanishi nochiziqli optika uchun o'rinli bo'ladi.

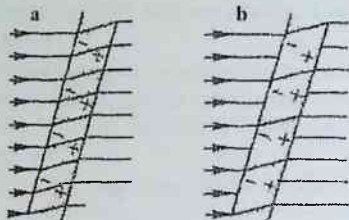
43-§. Kuch chiziqdari va siljish chiziqdarining sinishi

(41.2) va (41.4) munosabatlar doim ikki muhitning ajralish chegarasida bajariladi va ular elektr maydon uchun chegaraviy shartlardan iborat. Bu

munosabatlardan siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining yo'nalishi ajralish chegarasidan o'tishida o'zgarishi kelib chiqadi.



57-rasm. Ikki dielektrik chegarasida siljish chiziqlarining sinishi.



58-rasm. Dielektrik plastinkasidagi siljish chiziqlari (chapda) va kuch chiziqlari (o'ngda).

D_{n1} va D_{t1} 1-dielektrikda D_1 -siljish vektorining ajralish sirtiga normal bo'yicha tashkil etuvchisi va ajralish sirti bo'yicha tashkil etuvchisi (57-rasm), D_{n2} va D_{t2} 2-dielektrikdagi D_2 -siljish vektorining tashkil etuvchilari bo'lsin. 2-dielektrikdagi D_2 vektor va ajratish chegarasiga o'tkazilgan normal orasidagi burchakni α_2 orqali, 1-dielektrikdagi D_1 vektor va mos normal orasidagi burchakni α_1 orqali belgilaymiz. 57-rasmdan,

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = D_{t1} / D_{n1}, \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = D_{t2} / D_{n2}$$

Lekin $D_{n1} = D_{n2}$ shuning uchun

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{D_{t2}}{D_{t1}}$$

Keyin (42.2) va (41.1) chegaraviy shartdan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$D_{t2} = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{t2}, \quad D_{t1} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{t1}, \quad E_{t1} = E_{t2}$$

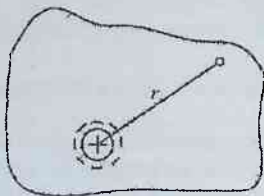
Bundan uzil-kesil quyidagini olamiz:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

Bu formula siljish chiziqlarining siljish qonunini ifodalaydi. Bu formula ε ni katta bo'lgan dielektrikka kirgan siljish chiziqlari normaldan uzoqlashishini ko'rsatadi.

Izotrop dielektrlarda kuch chiziqlarining siljish qonuni qanday bo'lsa. siljish chiziqlarining siljish qonuni ham xuddi shunday, chunki har qaysi dielektrikda D va E vektorlarning yo'nalishi mos tushadi. Biroq siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining manzarasi farq qiladi. Bu farq shundan iboratki, ajralish chegarasida siljish chiziqlari uzluksiz bo'ladi, kuch

chiziqlarining bir qismi esa bu chegarada uziladi (41-§). 58-rasmda dielektrik plastinkadagi siljish chiziqlari va kuch chiziqlari misol teriqasida ko'rsatilgan. Bunda plastinkaning uzunligi va kengligi juda katta deb faraz qilinadi. Shunday ekan, plastinka chetlarida maydonning buzilishi plastinkaning qaralayotgan qismiga ta'sir qilmaydi, (42.2) ga ko'ra kuch chiziqlarining zichligi plastinka tashqarisidagiga qaraganda plastinka ichida kamroq. Yana shuni qayd qilamizki, plastinka ichida siljish chiziqlari sinish tufayli zichlashadi bu esa plastinkada D siljish ortishini



59-rasm. Dielektrikda nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligini aniqlashga doir.

ko'rsatadi.

44- §. Dielektriklarda elektr maydon qonunlari

Elektrostatikada Kulon qonuni asosiy qonun hisoblanadi. Shuning uchun dastavval bu qonun qanday o'zgarishini ko'rib chiqamiz.

Dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lgan bir jinsli izotrop dielektrikda $+q$ nuqtaviy zaryad turgan bo'lsin. Uni tekis zaryadlangan shar ko'rinishigida tasavvur qilaylik (59-rasm). Shar markazidan r masofada maydon kuchlanganligini hisoblaymiz, Sharga yondosh dielektrik chegarasida zichligi $-\sigma'$ bo'lgan manfiy qutblovchi zaryad paydo bo'lsin. 42-§ da aytilganlarga ko'ra u quyidagiga teng:

$$\sigma' = \alpha \epsilon_0 E(\alpha) = (\epsilon - 1)E(\alpha).$$

bu yerda $E(\alpha)$ —shar markazidan a masofada dielektrikdagi maydon kuchlanganligi, α —shar radiusi. Shuning uchun to'liq qutblovchi zaryad quyidagiga teng.

$$q' = 4\pi a^2 \sigma' = 4\pi a^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1)E(a).$$

Masalaning simmetriya shartidan, kuch chiziqlar faqat radial to'g'ri chiziqlar bo'lishi mumkin, ularning zichligi esa zaryaddan hisoblangan masofaning kvadratiga teskari proporsional, demak

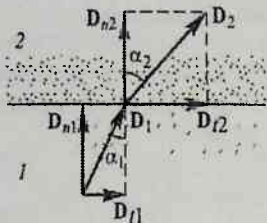
$$E(a)/E(r) = r^2/a^2$$

Shuning uchun

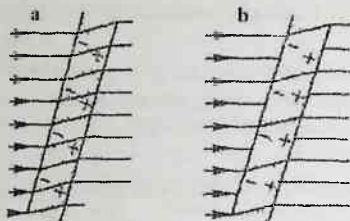
$$q' = 4\pi r^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1)E(r).$$

r nuqtada maydon kuchlanganligi vakuumda ($q \rightarrow q'$) erkin zaryad hosil qilayotgan maydon kuchlanganligiga teng. Binobarin,

munosabatlardan siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining yo'nalishi ajralish chegarasidan o'tishida o'zgarishi kelib chiqadi.



57-rasm. Ikki dielektrik chegarasida siljish chiziqlarining sinishi.



58-rasm. Dielektrik plastinkasidagi siljish chiziqlari (chapda) va kuch chiziqlari (o'ngda).

D_{n1} va D_{t1} 1-dielektrikda D_1 -siljish vektorining ajralish sirtiga normal bo'yicha tashkil etuvchisi va ajralish sirti bo'yicha tashkil etuvchisi (57-rasm), D_{n2} va D_{t2} 2-dielektrikdagi D_2 -siljish vektorining tashkil etuvchilari bo'lsin. 2-dielektrikdagi D_2 vektor va ajratish chegarasiga o'tkazilgan normal orasidagi burchakni α_2 orqali, 1-dielektrikdagi D_1 vektor va mos normal orasidagi burchakni α_1 orqali belgilaymiz. 57-rasmdan,

$$\operatorname{tg}\alpha_1 = D_{t1}/D_{n1}, \operatorname{tg}\alpha_2 = D_{t2}/D_{n2}$$

Lekin $D_{n1} = D_{n2}$ shuning uchun

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\operatorname{tg}\alpha_1} = \frac{D_{t2}}{D_{t1}}$$

Keyin (42.2) va (41.1) chegaraviy shartdan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$D_{t2} = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{t2}, \quad D_{t1} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{t1}, \quad E_{t1} = E_{t2}$$

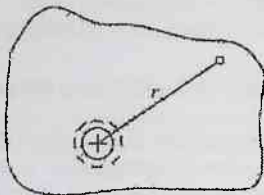
Bundan uzil-kesil quyidagini olamiz:

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\operatorname{tg}\alpha_1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$$

Bu formula siljish chiziqlarining siljish qonunini ifodalaydi. Bu formula ε ni katta bo'lgan dielektrikka kirgan siljish chiziqlari normaldan uzoqlashishini ko'rsatadi.

Izotrop dielektrlarda kuch chiziqlarining siljish qonuni qanday bo'lsa, siljish chiziqlarining siljish qonuni ham xuddi shunday, chunki har qaysi dielektrikda \mathbf{D} va \mathbf{E} vektorlarning yo'nalishi mos tushadi. Biroq siljish chiziqlari va kuch chiziqlarining manzarasi farq qiladi. Bu farq shundan iboratki, ajralish chegarasida siljish chiziqlari uzluksiz bo'ladi, kuch

chiziqlarining bir qismi esa bu chegarada uziladi (41-§). 58-rasmda dielektrik plastinkadagi siljish chiziqlari va kuch chiziqlari misol teriqasida ko'rsatilgan. Bunda plastinkaning uzunligi va kengligi juda katta deb faraz qilinadi. Shunday ekan, plastinka chetlarida maydonning buzilishi plastinkaning qaralayotgan qismiga ta'sir qilmaydi, (42.2) ga ko'ra kuch chiziqlarining zichligi plastinka tashqarisidagiga qaraganda plastinka ichida kamroq. Yana shuni qayd qilamizki, plastinka ichida siljish chiziqlari sinish tufayli zichlashadi bu esa plastinkada D siljish ortishini



59-rasm. Dielektrikda nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligini aniqlashga doir.

ko'rsatadi.

44- §. Dielektrlarda elektr maydon qonunlari

Elektrostatikada Kulon qonuni asosiy qonun hisoblanadi. Shuning uchun dastavval bu qonun qanday o'zgarishini ko'rib chiqamiz.

Dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lgan bir jinsli izotrop dielektrikda $+q$ nuqtaviy zaryad turgan bo'lsin. Uni tekis zaryadlangan shar ko'rinishigida tasavvur qilaylik (59-rasm). Shar markazidan r masofada maydon kuchlanganligini hisoblaymiz, Sharga yondosh dielektrik chegarasida zichligi $-\sigma'$ bo'lgan manfiy qutblovchi zaryad paydo bo'lsin. 42-§ da aytilganlarga ko'ra u quyidagiga teng:

$$\sigma' = \alpha \epsilon_0 E(\alpha) = (\epsilon - 1)E(\alpha).$$

bu yerda $E(\alpha)$ —shar markazidan a masofada dielektrikdagi maydon kuchlanganligi, α —shar radiusi. Shuning uchun to'liq qutblovchi zaryad quyidagiga teng.

$$q' = 4\pi a^2 \sigma' = 4\pi a^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1)E(a).$$

Masalaning simmetriya shartidan, kuch chiziqlar faqat radial to'g'ri chiziqlar bo'lishi mumkin, ularning zichligi esa zaryaddan hisoblangan masofaning kvadratiga teskari proporsional, demak

$$E(a)/E(r) = r^2/a^2$$

Shuning uchun

$$q' = 4\pi r^2 \epsilon_0 (\epsilon - 1)E(r).$$

r nuqtada maydon kuchlanganligi vakuumda (q — q') erkin zaryad hosil qilayotgan maydon kuchlanganligiga teng. Binobarin,

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

Bu yerdan $E(r)$ ni topamiz:

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \frac{E_0(r)}{\epsilon} \quad (44.1)$$

bunda $E_0(r)$ orqali vakuumda nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan, maydon kuchlanganligi belgilangan.

Olingan formula dielektriklar uchun Kulon qonuni ifodalaydi. U bir jinsli dielektrikda nuqtaviy zaryadning maydon kuchlanganligi uning vakuumdagi qiymatiga qaraganda E marta kamayishini ko'rsatadi. Buning fizikaviy sababi dielektrikda elektr maydonni kamaytiruvchi qutblovchi zaryadlarning paydo bo'lishidir.

Ammo, agar biz ikki nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchini topmoqchi bo'lib ifodani ϵ ga bo'lsak, unda biz umumiy holda noto'g'ri natija olgan bo'lardik, chunki kuch sinov zaryadi turgan bo'shliqning shakliga bog'liq bo'lishi mumkin (40-§ bilan taqqoslang).

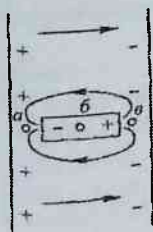
Biz (44.1) formulani keltirib chiqarishda hajmiy qutblovchi zaryadlar yo'q deb hisoblagan edik. Haqiqatdan ham shunday ekanligiga radial maydon holida osongina ishonish mumkin. Biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mathbf{P} = a\epsilon_0\mathbf{E} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} \mathbf{D}.$$

Siljish chiziqlari doim uzluksiz bo'lgani tufayli, unda masalaning sferik simmetriyaliligi kuchga kirib

$$D(r) = D(a)a^2/r^2, \quad D = D(a)a^2r/r^3$$

bo'ladi. Shuning uchun (39.3) formula bo'yicha qutblovchn zaryadlarning hajmiy zichligini hisoblab, quyidagiga ega bo'lamiz:



60-rasm. Bir jinsli bo'lmagan dielektrikli kondensator.

$$\frac{\partial P_x}{\partial x} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a)a^2 \frac{\partial x}{\partial x r^3} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a)a^2 \frac{r^3 - 3rx^2}{r^6},$$

$$\frac{\partial P_y}{\partial y} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a)a^2 \frac{r^3 - 3ry^2}{r^6},$$

$$\frac{\partial P_z}{\partial z} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon} D(a)a^2 \frac{r^3 - 3rz^2}{r^6},$$

$$\rho' = \frac{\partial P_x}{\partial x} + \frac{\partial P_y}{\partial y} + \frac{\partial P_z}{\partial z} = 0$$

(44.1) dan dielektrikda nuqtaviy zaryad hosil qiladigan potensial (cheksizlikka nisbatan) quyidagicha:

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r}$$

Endi Ostrogradskiy—Gauss teoremasiga murojaat qilamiz (13-§). (42.2) dielektrikda nuqtaviy zaryad hosil qiladigan elektr siljish

$$D = q / (4\pi r^2)$$

ekanligi kelib chiqadi. U vakuumda dielektrik bo'lmagandagi kabi bo'lib chiqdi. Dielektriklar uchun Ostrogradskiy—Gauss teoremasi qanday ko'rinishga ega bo'lsa, vakuum uchun ham xuddi shunday ko'rinishga ega, bunda q orqali dielektrikning qutblovchi zaryadlarni hisobga olmay, jismlardagi haqiqiy zaryadlar belgilangan.

Bundan, quyidagi kelib chiqadi: har qanday kondensator (manbadan uzib quyilgan) bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilganda elektr siljish D o'zgarmaydi. Maydon kuchlanganligi $E = D / \epsilon\epsilon_0$ esa maydonning har qanday nuqtasida ϵ marta kamayadi. Ammo shuni aytish kerakki, dielektrik butun elektrli maydonni to'ldirgan holdagina maydon ϵ marta kamayadi. Agar bu shart bajarilmasa, u holda kuchlanganlik uning vakuumdagi E_0 qiymatidan katta ham, kichik ham bo'lishi mumkin. Masalan, 60-rasmda tasvirlangan holda b nuqtadagi maydon kuchlanganligi E_0 dan kichik, ammo a va b nuqtalarda E_0 dan katta bo'ladi.

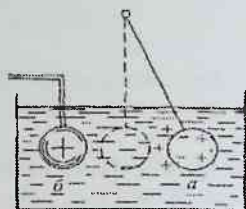
45-§. Dielektriklar bo'lganidagi mexanikaviy kuchlar

38-§ da tasvirlangan tajribalar elektr maydondagi dielektriklarga mexanikaviy kuchlar ta'sir qilishini ko'rsatadi. Agar dielektrik butunlay zaryadlanmagan bo'lsa ham bu kuchlar paydo bo'ladi.

Biz bu kuchlarning paydo bo'lishini yuqorida tushuntirgan edik. Elektr maydondagi dielektriklarda qutblovchi zaryadlar paydo bo'lishi tufayli (sirtiy zaryadlar ham, hajmiy zaryadlar ham) bu kuchlar hosil bo'ladi va shuning uchun dielektrikning har qaysi sirt va hajmi elementiga muayyan kuch ta'sir qiladi.

Agar jism vakuumda emas, balki biror boshqa muhitda turgan bo'lsa, unda qutblanish atrofidagi muhitda ham sodir bo'ladi va shuning uchun jisimga ta'sir qiluvchi kuchlar jismining qutblovchi zaryadlariga qanday bog'liq bo'lsa, atrof muhitning qutblovchi zaryadlariga ham shunday bog'liq bo'ladi. 61-rasmda tasvirlangan tajriba bu aytilganlarga yaxshi misol bo'ladi. Ipga parafin sharcha a ni osib, uni izolyatsiyalangan metall sharcha b yaqiniga joylashtiramiz. Sharchalarning ikkalasi ham havoda turganida metall sharchani zaryadlasak, parafin sharcha unga tortiladi. Agar ikkala sharchani ham atsetonga botirsak (atsetonning dielektrik singdiruvchanligi parafinnikiga qaraganda katta), unda parafin sharcha metall sharchadan itariladi.

Bu tajriba quyidagicha tushuntiriladi. Sharcha sirtida sirtiy zichligi σ_1' bo'lgan qutblovchi zaryadlar, sharchaga yondosh muhit chegarasida sirtiy zichligi σ_2' bo'lgan qarama-qarshi ishorali qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi; shuning uchun sharcha sirtiga ta'sir qiluvchi kuch natijaviy zaryad ($\sigma_1' - \sigma_2'$) ga bog'liq. Agar muhitning dielektrik singdiruvchanligi $\epsilon_2 < \epsilon_1$ bo'lsa, unda $\sigma_2' < \sigma_1'$ bo'ladi. Agar $\epsilon_2 > \epsilon_1$ bo'lsa, unda $\sigma_2' > \sigma_1'$, natijaviy zaryad ishorasini o'zgartiradi va shuning uchun tortishish kuchi itarishish kuchiga o'tadi.



61-rasm. Parafin sharcha a zaryadlangan metal b sharchaga havoda tortiladi, ammo atsetonda undan itariladi.

Dielektrikdagi jismga ta'sir qiluvchi kuchning kattaligi jismdagi faqat erkin zaryadlarigagina bog'liq emas. Qutblanish tufayli dielektrikning har bir hajm elementiga kuchlar ta'sir qiladi va shuning uchun elektr maydonda dielektriklar deformatsiyalanadi. Bu hodisa *elektrostriksiya* hodisasi deyiladi. Elektrostriksiya tufayli dielektrik ichida mexanikaviy kuchlar paydo bo'ladi. Shuning uchun dielektrikdagi biror jismga ta'sir qiluvchi mexanikaviy kuchni bevosita to'la hisoblash, odatda, juda murakkab ish. Ammo ko'pgina hollarda mexanikaviy kuchlarni ularning paydo bo'lishini sinchiklab qarab o'tirmay, energiyaning saqlanish qonuni yordamida hisoblash mumkin. Bu masalaga biz 72-§ da qaytamiz.

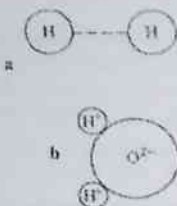
46-§. Dielektriklar qutblanishining elektron nazariyasi

Dielektriklar qutblanishining sababi hamma jismlarning atomlari va molekullari zaryadlangan elementar zarralardan tashkil topganligidadir. Biz bu haqda gapirgan edik. Elektr maydonda bu zaryadlar siljiydi va shuning uchun elektr moment paydo bo'ladi. Ammo bu siljishlar turli dielektriklarda turlicha xarakterga ega.

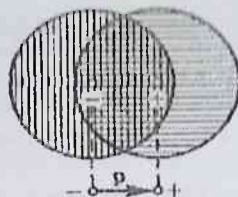
Ko'pgina moddalarning molekullari zaryadlanmagan atomlardan tuzilgan. Bunga vodorod molekulasi misol bo'la oladi (62a-rasm). Bunday molekullarni qutbsiz molekullar deb atalgan. Boshqa ko'pgina moddalarning molekullari, aksincha, zaryadlangan holatdagi atomlarga, ya'ni ionlarga (qutbli molekula) ega. Suv molekulasi qutbli molekula, unda kislorodning manfiy ioni va vodorodning ikkita musbat ioni bor (62b-rasm).

Qutbsiz molekulaning elektr maydon yo'qligida qo'pol qilib aytganda markazlari mos tushadigan tekis zaryadlangan ikki sfera ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Tekis zaryadlangan sferaning tashqi fazodagi maydoni sfera markaziga joylashgan shunday kattalikdagi nuqtaviy zaryad

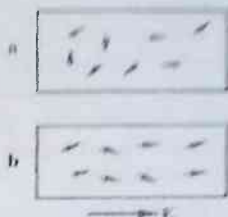
maydoniga teng bo'lgani uchun bunday molekulaning *elektr momenti nolga* teng bo'lishi ravshan.



62-rasm. Vodorodning qutbsiz molekulasi (a) va suvning qutbli molekulasi (b) ning modellari



63-rasm. Elektron qutblanish sxemasi



64-rasm. Dipol qutblanish sxemasi

Elektr maydonda ikkala zaryad ham qarama-qarshi tomonga siljiydi, shuning uchun molekula shunday elektr maydoni hosil qiladiki, u dipol maydoni bilan mos tushadi. Dipolning har qaysi nuqtaviy zaryadlari tegishli sferaning zaryadiga teng bo'lib, zaryadlar orasidagi masofa esa sferalar markazinig siljishiga teng (63-rasm).

Uchta kuchli bo'lmagan maydonlarda molekuladagi zaryadlar siljishini elektr maydon kuchlanganligiga proporsional deyish mumkin.

Shuning uchun molekulaning dipol momenti p ni maydonga proporsional deyish mumkin:

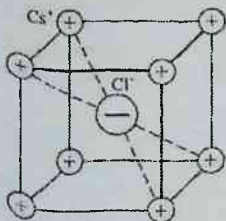
$$p = \beta \epsilon E'$$

bunda E' —molekulaga ta'sir qiluvchi maydon kuchlanganligi. Bu maydon dielektrik ichidagi o'rtacha maydon E dan farq qiladi (batafsil 47-§ ga q.), shuning uchun biz maxsus belgilash kiritdik. Molekulaning *qutblanuvchanligi* deb ataladigan β proporsionallik koeffitsiyenti molekulaning tuzilishiga bog'liq. Qutblanishning bu tavsiflangan turi *siljish elektron qutblanish* deb ataladi.

Endi qutbli molekullari dielektriklarni qarab chiqamiz bu holda har bir molekula maydon yo'qligida ham ma'lum dipol momenti p_0 ga ega. Biroq maydon yo'nalishiga issiqlik harakati tufayli molekullar butunlay xaotik (tartibsiz) joylashadi (64a-rasm) va shuning uchun dipollarning butun momentlarining vektor yig'indisi nolga yaqin. Tashqi elektr maydon qo'yilganda har qaysi dipolga kuchlar ta'sir qiladi, bu kuchlar dipolni elektr maydonga parallel joylashtirishga intiladi. Shuning uchun dipollar joylashishida qisman tartiblashadi (64b-rasm), tashqi maydon qanchalik kuchli bo'lsa va temperatura qanchalik past bo'lsa, tartiblashish shuncha yuqori bo'ladi. Bu holda hamma molekulalarning dipol momentlarining

yig'indisi endi nolga teng bo'lmaydi va dielektrik elektr momentga ega bo'ladi. Qutblanishning bunday turi *orientatsion* yoki *dipol qutblanish* deb ataladi.

Qattiq dielektrlarda zaryadlar siljishining qutblanishga olib keladigan ya'na bir turini topamiz. Ko'pgina moddalarning kristall panjaralari musbat va manfiy ionlardan tuzilgan. Seziy xlorid kristali bunga misol bo'la oladi. Uning Panjarasining elementar yacheykasi markazlangan kubdan iborat bo'lib (65-rasm), uchlarida, Cs^+ musbat ionlar, markazida esa Cl^- - manfiy ionlar joylashgan.



65-rasm. Seziy xlorid $CsCl$ kristalining elementar yacheykasi.

Har doim unchalik ko'p bo'lmagan momenti namoyon bo'lmaydi. Har doim unchalik ko'p bo'lmagan miqdordagi ionlar havodan kristall sirtiga o'tiradi va unda kristallning qutblovchi zaryadini kompensatsiyalovchi sirtiy zaryad hosil qiladi. Kompensatsiyalovchi zaryadlar kristallning elektr o'tkazuvchanligi tufayli ham paydo bo'lishi mumkin. Tashqi maydon quyilganda har qaysi oddiy panjaralarga qarama-qarshi yo'nalgan kuchlar ta'sir qila boshlaydi. Buning oqibatida panjaralar siljiydi va kristall kompensatsiyalanmagan qo'shimcha elektr momentga ega bo'ladi, ya'ni kristall qutblanadi. qutblanishning bu turini *siljish ionli qutblanishi* yoki to'g'ridan to'g'ri *ionli qutblanish* deyiladi.

Qarab chiqilgan qutblanish turlari birgalikda kelishi mumkin. Masalan, suyuq va gazsimon qutbli dielektrlarda molekular maydon ta'sirida faqat orientirlanibgina qolmay, balki deformatsiyalanishi ham mumkin va shuning uchun ularda bir vaqtda ham elektron, ham dipol qutblanish ro'y berishi mumkin. Qattiq dielektrlarda qutblanishning uchala turi mavjud bo'lishi mumkin.

47-§. Qutbsiz dielektrlarning dielektrik singdiruvchanligi

Yuqoridagi paragrafda bayon qilingan tasavvurlardan dielektrik singdiruvchanlikni hisoblash va uni dielektrikning atomlar doimiysi bilan bog'lash mumkin. Dastavval qutbsiz dielektrlari ko'rib chiqamiz.

Dielektrik elektr maydonda turgan bo'lsin va dastlab molekulaga ta'sir qilayotgan E' maydon dielektrik ichidagi o'rtacha maydon E bilan mos

Barcha Cs^+ ionlar i va barcha Cl^- ionlarini alohida-alohida qarab chiqib, ular bir-biriga nisbatan kubning diagonali yo'nalishida yarim diagonal masofaga qurilgan ikkita oddiy kub panjara hosil qilishini topamiz. Ionli kristallar tashqi maydon yo'qligida ham elektr momentga ega bo'lishi mumkin. Biroq ularning elektr

tushadi deb hisoblaymiz. Unda dielektrikning har bir molekulasida p dipol momentiga ega bo'ladi, u (46.1) formula bilan ifodalanadi, bunda $E' = E$. Agar n — dielektrikning hajm birligidagi molekular soni bo'lsa, unda hajm birligidagi elektr moment (qutblanish quyidagiga teng):

$$P = n\beta\epsilon E,$$

D siljish uchun esa, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E(1 + n\beta).$$

Ikkinchi tomondan, $D = \epsilon\epsilon_0 E$ bo'lgani uchun

$$\epsilon = 1 + n\beta \quad (47.1)$$

bo'ladi. Olingan bu ifoda ϵ dielektrik singdiruvchanlikni dielektrik ichidagi molekular konsentratsiyasi n va molekularning qutblanuvchanligi β bilan bog'laydi. (47.1) formula juda taqribiydir. Uni keitirib chiqarishda, molekulada zaryadlarni siljitivchi elektr maydon E' elektr maydonning o'rtacha qiymati E ga teng deb hisoblangan edi. Ammo bu to'g'ri emas. Molekulaning qutblanishini hisoblashda bizni o'rtacha maydon emas, balki barcha molekula turgan nuqtadagi maydon qiziqtiradi. O'rtacha maydon E barcha zaryadlarning ta'sirini hisobga oladi, ya'ni kondensator qoplamalaridagi zaryadlar va qaralayotgan molekula bilan birgalikda barcha molekularning zaryadlari ta'sirini hisobga oladi. E' maydon esa qaralayotgan molekuladan tashqari barcha zaryadlarning ta'sirini ifodalaydi. Bitta molekulaning zaryadi dielektrikning boshqa molekularining zaryadlariga qaraganda kam bo'lsa-da, bu zaryadlar qaralayotgan zaryadga bevosita yaqinda bo'ladi juda ham bog'liq. Ichki maydonni faqat kub panjarali kristallar uchun oddiygina hisoblash mumkin. Ular uchun ϵ birga yaqin).

Zich dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi uchun ifoda olishda molekulaga ta'sir qiluvchi E' maydon kattaligini (ichki maydon) aniqlash lozim. Umuman aytganda, bu murakkab masala, chunki ichki maydon dielektrikning strukturasi juda ham bog'liq. Ichki maydonni faqat kub panjarali kristallar uchun oddiygina hisoblash mumkin. Ular uchun

$$E' = E + P / 3\epsilon_0 \quad (47.2)$$

bunda P — qutblanish vektori. Bu formulani molekulari xaotik bo'lgan qutbsiz suyuqliklar va gazlarga ham tajriban tatbiq qilish mumkin. (47.2) formula dan foydalanib, zich dielektriklarning elektron qutblanishini hisoblash mumkin. Bu holda hajm birligidagi elektr momenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = np = n\beta\epsilon_0(E + P / 3\epsilon_0)$$

Shuning uchun-D siljish uchun quyidagini olamiz:

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + n\beta[\varepsilon_0 E + \frac{1}{3}(D - \varepsilon_0 E)] =$$

$$= \varepsilon_0 E + \frac{1}{3}n\beta(D + 2\varepsilon_0 E).$$

$D - \varepsilon_0 E$ bo'lgani uchun bundan

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{n\beta}{3} \quad (47.3)$$

kelib chiqadi (bu Klauzius — Mosotti formulasi).

(47.3) munosabat qutbsiz dielektriklar uchun $\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}$ kattalik

molekulalar konsentratsiyasiga, binobarin, mazkur dielektrikning zichligiga to'g'ri proporsionalligini ko'rsatadi. Bu natija tajribada, bosimlari keng intervalda o'zgaradigan gazlar uchun yaxshi tasdiqlanadi. Bundan tashqari, (47.3) da molekulalarning konsentratsiyasi (zichligi) o'zgarmaganda dielektrik singdiruvchanlik temperaturaga bog'liq bo'lmaydi, chunki molekulalarning qutblanuvchanligi β temperaturaga bog'liq bo'lmay, faqat ularning tuzilishigagina bog'lidir. Bu natija ham tajribada yaxshi tasdiqlanadi, qutbsiz dielektriklar o'zgarmas hajmda qizdirilganda yoki sovitilganda ularning dielektrik singdiruvchanligi o'zgarmaydi. (47.3) formula ko'pincha boshqacharoq ko'rinishda yoziladi. Molekulalar konsentratsiyasi n ni moddaning μ -molekulyar og'irligi, uning zichligi d va Avogadro soni N orqali ifodalash mumkin: $n = Nd / \mu$

$$\frac{N\beta}{3} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \frac{\mu}{d} = const \quad (47.3a)$$

ga ega bo'lamiz. Chap tomondagi kattalikni mazkur moddaning *molekulyar qutblanishi* deyiladi. U faqat molekulaning qutblanuvchanligi β ga, ya'ni moddaning turiga bog'liq bo'lib, lekin temperatura va bosimga bog'liq bo'lmaydi, binobarin, uning holati o'zgarganda ham mazkur modda uchun u doimiylicha qoladi. Berilgan d da ε ni tajribada o'lchab, molekulyar qutblanishni aniqlash va (47.3a) formula bo'yicha molekulalarning qutblanuvchanligini topish mumkin.

48-§. Qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi

Endi gazsimon qutbli dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi nimalarga bog'liq va qanday bog'liqligini qarab chiqamiz. Dastlab molekulalar deformatsiyalanmaydi deb faraz qilamiz, ya'ni elektron qutblanishni e'tiborga olamiz.

Bunday dielektrikning hajm birligidagi elektr momenti

$$P = \frac{1}{\tau} \sum_i p E_i$$

bunda p_{E_i} —biror i -molekula elektr momentining tashqi maydon yunalishiga proeksiyasi, τ —dielektrikning hajmi. Animo o'rtacha qiymatning ta'rifiga ko'ra

$$\frac{1}{\tau} \sum_i p E_i = n \bar{p}_E$$

bunda n — hajm birligidagi molekularlar soni, p_E — maydon yo'nalishiga molekulaning dipol momenti proeksiyasining o'rtacha qiymati. Shuning uchun qutblanishni hisoblash p_E ni aniqlashga keltiriladi.

Statistik fizika qonunlariga ko'ra hisoblash quyidagini beradi:

$$\bar{p}_E = \frac{p_0^2}{3kT} E' \quad (48.1)$$

bu yerda p_0 — bitta molekulaning dipol momenti kattaligi (doimiysi), $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K — Bolsman doimiysi, T — dielektrikning absolyut temperaturasi, E' —dipolga ta'sir qiluvchi maydon kuchlanganligi. (48.1) ni keltirib chiqarayotganda, E' maydon uncha katta emas va dipollarning joylashishida bir oz tartiblashtiradi xolos, deb faraz qilingan.

(48.1) formula bilan ifodalangan natija hisoblab chiqarilgan sifat jihatidan shunday ham tushunarli: E' maydon qanchalik katta bo'lsa, dipollar orientatsiyasi shunchalik kuchli, maydon yo'nalishiga dipol momentining proeksiyasi ham shunchalik katta bo'ladi aksincha, temperatura qanchalik ham yuqori bo'lsa, issiqlik harakatining dezorientatsiya ta'siri shunchalik kuchli, dipol momentining proeksiyasi ham shunchalik kichik bo'ladi (48.1) ni (46.1) bilan taqqoslab, qutbsiz dielektrlarda molekulaning qutblanuvchanligi β qanday rol o'ynasa, dipol qutblanishda $p_0^2 / 3\epsilon_0 kT$ ham xuddi shunday rol o'ynaydi. Bu kattalikni (47.3) ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{p_0^2 n}{9\epsilon_0 kT} \quad (48.2)$$

qutbli dielektrlarning dielektrik singdiruvchanligi temperaturaga bog'liq bo'lib, dielektrlarni qizdirganda u kamayishini ko'rsatadi.

Yana bir marta qayd qilib o'tamizki, ichki maydon kattaligini (47.2) formula bilan tasavvur qilish mumkin bo'lgandagina (47.3) formula singari oxirgi formula ham urinli bo'ladi.

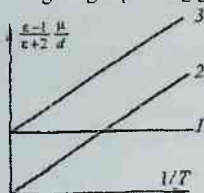
Dielektrikda qarab chiqilgan qutblanish turlarining hammasi mavjud bo'lsa, unda dielektrik singdiruvchanlik quyidagicha ifodalanadi:

$$\varepsilon = 1 + n \left[\beta + p_0^2 / (3\varepsilon_0 kT) \right] \quad (48.3)$$

bunda birinchi had elektron qutblanish, ikkinchi had ionli qutblanish, uchinchi had esa dipol qutblanishdir.

49-§. Molekulalarning dipol momentlarini aniqlash

Debay va Lanjevenga tegishli bo'lgan yuqorida qarab chiqilgan dielektriklarning qutblanish nazariyasi dielektrik singdiruvchanlikning temperaturaga bog'liq ekanligiga olib keladi. U 66-rasmda ko'rsatilgan.



66-rasm. Molekulyar qutblanishning temperaturaga nazariy bog'lanishi.

Ordinata o'qiga molekulyar qutblanish qiymati, absissa o'qiga absolyut temperaturaga teskari kattalik qo'yilgan. Sof qutbsiz dielektriklar uchun ($p_0=0$) molekulyar qutblanish temperaturaga bog'liq bo'lmaydi va $1/T$ o'kka parallel to'g'ri chiziq 1 bilan tasvirlanadi.

Sof qutbli dielektriklar uchun ($\beta=0$), bu (48.2) bog'lanishga ko'ra koordinata boshidan o'tuvchi 2-to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Agar molekularlar ham doimiy dipol momenti p_0 ga ega bo'lib, ham sezilarli deformatsiyalansa ($\beta \neq 0$), unda qutblanishning ikkala turi kuzatiladi va qaralayotgan bog'lanish 1- va 2-to'g'ri chiziqlarning qo'shilishidan olinadigan to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi.

Dielektrik singdiruvchanlik E ning temperaturaga bog'liqligini tajribada tekshirib, muayyan dielektrikda qutblanishning qaysi turi o'rinli ekanligini aniqlash va siljishniq elektron qutblanishini va orientatsion (dipol) qutblanishni ko'rsatish mumkin. (47.3) va (48.2) formulalardan, molekulaning qutblanuvchanligi β ni yoki mos ravishda uning dipol momenti p_0 ni topish mumkin. Ba'zi moddalar molekularining dipol momentlari qiymati quyidagi 2-jadvalda keltirilgan.

Modda	Kimyoviy formulasi	p_0 -dipol momenti, 10^{33} Klm
Vodorod, azot, kislorod	H_2, N_2, N_2	0
Uglerod tetraxlorid	CCl_4	0
Vodorod xlorid	HCl	3,4
Vodorod bromid	HBr	2,6
Uglerod (IV)-oksid	CO	0,40
Etil efir	$(C_2H_5)_2O$	3,8
Suv	H_2	6,2

Dipol momentini bilgan holda molekullarning o'lichamlarini baholash (aniqlash) mumkin. Eng oddiy hol ikki *ionli* molekuladir, uning uchun $p_0 = ql$ (q — ionlar zaryadi, l — ularning markazlari orasidagi masofa). Masalan, *HCl* ning molekulasi uchun q elektronning zaryadiga teng, ya'ni $e = 1,60 \cdot 10^{19} \text{ Kl}$, ma'lumki, vodorodda faqat bitta elektron bor. Shuning uchun ionlarning markazlari orasidagi masofa uchun quyidagini topamiz:

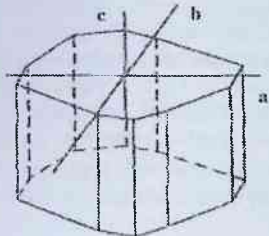
$$l = (3,4 \cdot 10^{-30}) : (1,60 \cdot 10^{-19}) \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ m.}$$

Bu esa kimyo va molekulyar fizika ma'lumotlaridan aniqlanadigan molekullar o'lchami bilan mos keladi.

50-§. Segnetoelektriklar

Qattiq holatdagi ba'zi kimyoviy birikmalarning dielektrik xossalarni juda g'alati va qiziq bo'ladi. Dastlab bu xossalar segnet tuzi kristallarida topilgan edi va shuning uchun shunga o'xshash barcha dielektriklar *segnetoelektriklar* (yoki ferroelektriklar) deb ataldi. Segnet tuzining dielektrik xossalarni birinchi bo'lib 1930—1934 yillarda I.V.Kurchatov va P.P.Kobeko sinchiklab o'rgangan. Ular segnetoelektriklarning barcha asosiy xossalarni aniqladilar.

Segnet tuzi $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ vino kislotasining ikkilangan natriy-kaliyli tuzidan iborat. Uning kristali rombik sistemadan iborat bo'lib, odatda 67-rasmda ko'rsatilgan ko'rinishga ega. Segnet tuzi kristallari keskin anizotrop xossalarni qayd qiladi.



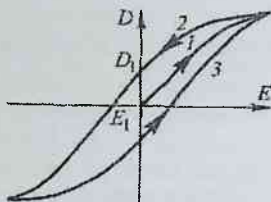
67-rasm. Segnet tuzi kristali

Quyida tavsiflanadigan segnetoelektrik xossalar kondensatorlarning elektr maydoni kristallografik o'q a bo'yicha yo'nalganda kuzatiladi (67-rasm). Segnet tuzining birinchi xossasi shundaki, biror temperatura intervalida uning dielektrik singdiruvchanligi juda katta bo'lib, qiymati 10000 ga yaqin bo'ladi.

Segnet tuzining ikkinchi muhim xossasi elektr siljishning maydon kuchlanganligiga bog'liqligini tadqiq qilishda qayd qilinadi. Siljish maydonga proporsional bo'lmay qoladi, demak, dielektrik singdiruvchanligi maydon kuchlanganligiga bog'liq. Bu bog'liqlik turli segnetoelektriklar uchun turlicha. Uchinchi xossasi shundan iboratki, segnet tuzida elektr siljishning qiymati faqat maydon kuchlanganligining qiymati bilan emas, balki qutblanishning oldingi holatlariga ham bog'liq. Bu hodisa dielektrik

gisterezis deyiladi (110-§). Siljish D ning maydon kuchlanganligi E bog'liqligi 68-rasmda tasvirlangan ko'rinishga ega bo'ladi.

Maydonni dastlabki orttirishda siljishning o'sishi egri chiziq tarmog'i bilan tasvirlanadi. Agar so'ngra elektr maydon (kondensatordagi kuchlanish) kamaytirilsa, unda siljishning kamayish 2-egri chiziq tarmog'i bo'yicha bo'ladi. Maydon nolga tenglashganda, siljish nolga teng bo'lmaydi va D_1 kesma bilan tasvirlanadi. Bu segnet tuzida qoldiq qutblanish borligini bildiradi va hatto tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham segnet tuzi qutblangan bo'lib qoladi. Qoldiq qutblanishni yo'qotish uchun teskari yo'nalishdagi E elektr maydon hosil qilish lozim. Elektr maydonni bundan keyingi siklik o'zgarishidagi siljish o'zgarishidagi halqasimon egri chiziq—gisterizis halqasi orqali tasvirlanadi.



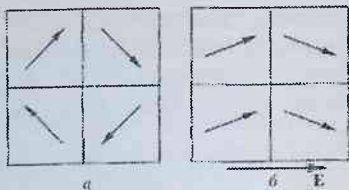
68-rasm. Segnetoelektrlardagi dielektrik gisterezis.

Bu xossalar faqat segnet tuzi uchun emas, balki hamma segnetoelektriklar uchun ham taalluqlidir.

Segnetoelektrik xossalar temperaturaga kuchli bog'liq. Temperatura biror T_k qiymatidan ortganda (bu temperatura turli moddalar uchun turlicha bo'ladi) segnetoelektrik xossalari yo'qoladi va segnetoelektriklar oddiy dielektriklarga aylanadi. Bu temperaturani Kyuri sharafiga *Kyuri temperaturasi* yoki *Kyuri nuqtasi* deyiladi. U birinchi bo'lib temir va unga o'xshash moddalar (ferromagnetiklar) ning magnit xossalarini o'rganishda bunday kritik temperatura mavjudligini topgan edi. Ba'zi hollarda, masalan, segnet tuzi uchun ikkita Kyuri temperaturasi mavjud bo'lib ($+24^{\circ}\text{C}$ va -18°C) manashu ikkala nuqta orasida yotgan temperaturalardagina segnetoelektrik xossalar kuzatiladi. Kyuri nuqtalari bitta yoki bir necha bo'lishi barcha segnetoelektriklarning to'rtinchi xossasidir.

Segnet tuzidan tashqari boshqa birikmalar, masalan, $-\text{KH}_2\text{PO}_4$ (kaliy fosfat) va KH_2AsO_4 ham segnetoelektrik xossalarga ega. Amalda bariy metatitanati BaTiO_3 muhim segnetoelektrikdir. Uning Kyuri nuqtasi 80°C ga yaqin. Segnetoelektriklar muhim amaliy ahamiyatga ega. Segnetoelektriklar asosida murakkab dielektriklar tayyorlanib va ularga turli aralashmalar o'shib, sig'imi katta, o'lchamlari kichik bo'lgan kondensatorlar olish va ularga yuqori sifat berish mumkin.

Segnetoelektrik xossalarning vujudga kelishiga sabab, segnetoelektrlarda zarralar orasida kuchli o'zaro ta'sir ostida sodir bo'ladigan o'z-o'zidan qutblanishdir. Bu o'zaro ta'sir natijasida segnetoelektriklar alohida sohalariga o'z-o'zidan qutblanish sohalariga taqsimlanadi. O'z-uzidan qutblanish sohaları hatto tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham katta elektr momentni paydo bo'ladi.



69-rasm. Segnetoelektrlarda o'z-o'zidan qutblanish sohasi va ularda qutblanish vektorining yo'nalishi (sxematik ko'rinishi).

Oddiy sharoitlarda o'z-o'zidan qutblanish namoyon bo'lmaydi. Agar ko'rsatilgan sohalar kichik bo'lsa, unda qutblanish vektori turli sohalarda turlicha yo'nalgan va butun segnetoelektrik elektr momentining natijaviy qiymati nolga yaqin (69a-rasm). Bunday joylashish minimum energiyaga to'g'ri keladi, aks holda segnetoelektrik atrofida qo'shimcha energiyaga ega bo'lgan elektr maydon paydo bo'lar edi. Agar o'z-o'zidan qutblanish sohasi katta bo'lsa yoki agar kristallning hammasi bitta shunday sohadan iborat bo'lsa, unda odatda qutblanish namoyon bo'lmaydi, chunki kristall sirtida kristallning qutblovchi zaryadlarini kompensatsiyalaydigan sirtiy zaryadlar hosil bo'ladi (havodan ionlarning o'tirishi tufayli yoki kristallning elektr kuzatuvchanligi hisobiga shunday bo'ladi). Shuning uchun ikkala holda ham segnetoelektrikning biror sabablarga ko'ra paydo bo'ladigan elektr moment o'zgarishini kuzatish mumkin.

Tashqi elektr maydonda ayrim sohalarida qutblanish yo'nalishining o'zgarishi ro'y beradi. Bu o'zgarish shundayki, qutblanish vektorlari maydon yo'nalishiga parallel bo'lgan vaziyatga yaqinlashadi va maydon qanchalik kuchli bo'lsa, u shu vaziyatga shunchalik kuchli yaqinlasha boradi. (69b-rasm). Shuning uchun butun segnetoelektrikning elektr momenti o'zgaradi va bu o'zgarish uning qutblanishi kabi qabul qilinadi.

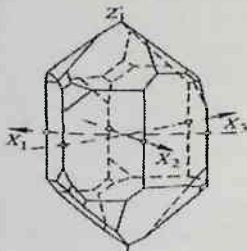
O'z-o'zidan qutblanish sohalarining bo'lishi segnetoelektriklarning eng umumiy va aniq belgisidir.

51-§. Pyezoelektrik effekt

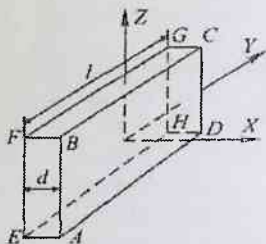
Biz shu paytgacha dielektriklarning tashqi elektr maydon ta'siridagi qutblanishini qarab chiqqan edik. Ba'zi kristallarda tashqi maydon bo'lmasa ham qutblanish sodir bo'lishi mumkin. Agar kristallarni mexanikaviy deformatsiyalasak, shunday bo'ladi. 1880 yilda Pier va Jak Kyuri tomonidan kashf qilingan bu hodisa *pyezoelektrik effekt* deb ataldi.

Pyezoelektrik zaryadlarni payqash uchun kristall plastinka yoqlariga metall qoplamalar qo'yiladi. Qoplamalar tutashtirilmagan paytda deformatsiyalanish natijasida potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Qoplamalar tutashtirilganda ularda induksiyalangan zaryadlar hosil bo'ladi. Bu zaryadlar kattaligi jihatidan qutblovchi zaryadlarga teng bo'lib, ishorasi ularga qarama-qarshi bo'ladi. Deformatsiya jarayonida qoplamalarni tutashtiruvchi zanjirda tok paydo bo'ladi.

Pyezoelektrik effektning asosiy xossalarini kvars misolida ko'rib chiqamiz. SiO_2 kvarsning kristallari turli kristallografik modifikatsiyalarda uchraydi. Bizni qiziqtirayotgan kristallar (α -kvars) trigonal kristallografik sistema deb ataladigan sistemaga taalluqli bo'lib, odatda 70-rasmda ko'rsatilgan shaklga ega.



70-rasm. Kvars kristali.



71-rasm. Pyezoelektrik o'qiga perpendikulyar qirg'ilgan kvars plastinkasi.

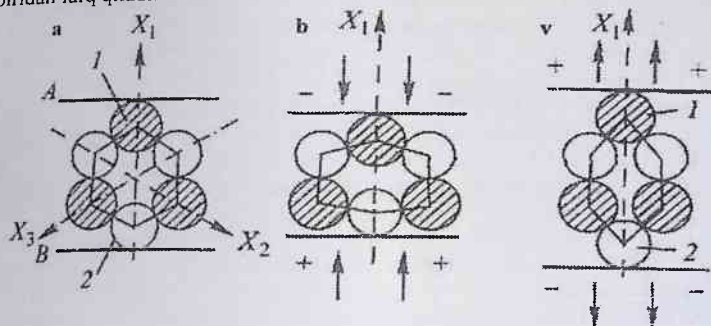
Ular ikkita piramida bilan chegaralangan bo'lib, olti yoqli prizmani eslatadi. Ammo yana qator qo'shimcha yoqlarga ega. Bunday kristallar to'rtta kristall o'qi bilan xarakterlanib, ular kristall ichida muhim yo'nalishni aniqlaydi. Bu o'qlardan biri, yani Z o'qi piramidalar uchini birlashtirdi. Z o'qiga perpendikulyar bo'lgan X_1, X_2, X_3 o'qlar oltiyoqli prizmaning qarama-qarshi qirralarini birlashtiradi. Z o'qi bilan aniqlangan yo'nalish pyezoelektrik jihatdan aktivmas bu yo'nalish bo'yicha siqqanda yoki cho'zganda hech qanday qutblanish ro'y bermaydi. Aksincha, Z o'qiga perpendikulyar bo'lgan istalgan yo'nalishda qisqanda yoki cho'zganda elektr qutblanish paydo bo'ladi. Z o'qi kristalli *optikaviy o'qi* deyiladi, X_1, X_2, X_3 o'qlarini esa *elektrik* yoki *pyezoelektrik* o'qlar deyiladi.

X pyezoelektrik o'qlardan biriga perpendikulyar qilib kiritilgan kvars plastinkani Z va X o'qlarga perpendikulyar bo'lgan o'qni Y orqali belgilaymiz (71-rasm). Plastinka X o'qi bo'yicha chizilganidan unga perpendikulyar bo'lgan ABCD va EFGH yoqlarida turli ishorali qutblovchi

zaryadlar paydo bo'lar ekan. Bunday pyezoelektrik effekti *bo'ylama effekt* deyiladi. Agar deformatsiya ishorasi o'zgartirilsa, ya'ni cho'zish o'rniga siqilsa, unda qutblovchi zaryadlarning ishorasi ham teskarisiga o'zgaradi.

Deformatsiyaning mazkur turida (cho'zilishida yoki mos ravishda siqilishda) muayyan ishorali qutblovchi zaryadlarning paydo bo'lishi X o'qlarning uchlari teng huquqli emasligi va X o'qlar muayyan yo'nalishlarga ega bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi (bu 70-rasmda strelkalar bilan ko'rsatilgan). Bu degan so'z, bunday muayyan deformatsiyada zaryadning ishorasi X o'qi yoqning tashqi normalni bo'yicha yo'nalganmi yoki ichki normalni bo'yicha yo'nalganmi, shunga bog'liq. Uchlari teng huquqli bo'lmagan bunday o'qlar qutb o'qlari (qutblanish o'qlari) deb ataladi. X_1 , X_2 , X_3 qutb o'qlaridan farqli o'laroq Z o'qining uchlari butunlay teng huquqli bo'lib, u qutbsiz o'qdan (qutblanmaydigan o'qlar) iborat.

Qutb o'qi uchlari teng huquqlimasligi faqat pyezoelektrik effektdagina namoyon bo'lmay, boshqa hodisalarda, ham namoyon bo'ladi. Masalan, qutb o'qining turli uchlari joylashgan yoqlarni kimyoviy yedirish tezligi turlicha bo'lib, bunda yedirishdan hosil bo'lgan figuralar bir-biridan farq qiladi.



72 - rasm. Pezoelektrik effektni tushuntirishga doir.

Bo'ylama pyezoelektrik effekt bilan bir qatorda, ko'ndalang pyezoelektrik effekt ham mavjud. U quyidagidan iborat. Y o'qi bo'yicha siqqanda yoki cho'zganda X o'qi bo'yicha qutblanish bo'ladi va o'sha $ABCD$ va $EFGH$ yoqlarida qutblovchi zaryadlar paydo bo'ladi. Bunda har qaysi yoqdagi zaryadlarning ishorasi X bo'yicha cho'zganda (bo'ylama effekt) qanday bo'lsa, Y bo'yicha siqqanda (ko'ndalang effekt) ham shunday bo'ladi.

Pyezoelektrik effekt quyidagicha tushuntiriladi. 46-§ da ion kristallarda musbat va manfiy ionlar markazlarining mos tushmasligi tufayli tashqi elektr maydon bo'lmaganda ham elektr moment bo'lishi to'g'risida gapirgan

edik. Biroq bu qutblanish odatda namoyon bo'lmaydi, chunki u sirdagi zaryadlar bilan kompensatsiyalanadi. Kristall deformatsiyalanganda panjaraning musbat va manfiy ionlari bir-biriga nisbatan siljiydi va shuning uchun, umuman gapirganda, kristallning elektr momenti o'zgaradi. Elektr momentning bu o'zgarishi pyezoelektrik effektida ko'rinadi.

Kvars pyezoelektrik effektning paydo bo'lishini 72-rasm sifat jihatdan tushuntiradi. Bu yerda L optikaviy o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislikda S_i musbat ionlar (shtrixlangan doirachalar) va O manfiy ionlar (shtrixlaimagan doirachalar) ning proeksiyalari sxematik tarzda ko'rsatilgan. Bu rasm kvarsning elementar yacheykadagi ionlarning haqiqiy konfiguratsiyasiga mos kelmaydi. Elementar yacheykada ionlar bitta tekislikda yotmaydi, ularning soni rasmda ko'rsatilgandan ko'proq. Bu rasm ionlarning o'zaro joylashish simmetriyani to'g'ri tushuntirib beradi, bu esa sifat jihatidan tushuntirish uchun yetarlidir. 72a-rasm deformatsiyalanmagan kristallga mos keladi. X o'qqa perpedikulyar bo'lgan A yoqda turtib chiqib turgan musbat zaryadlar, unga parallel B yoqda turtib chiqib turgan manfiy zaryadlar bor. X o'qi bo'yicha siqilganda (72b-rasm) elementar yacheyka deformatsiyalanadi. Bunda musbat ion 1- va manfiy ion 2-yacheyka ichiga «botadi», bundan turtib chiqib turgan zaryadlar (L tekislikdagi musbat va B tekislikda manfiy zaryadlar) kamayadi, bu A tekislikdagi manfiy zaryad va B tekislikda musbat zaryad paydo bo'lishiga ekvivalentdir. X_1 o'qi bo'yicha cho'zilganda buning teskarisi bo'ladi (72v-rasm): 1- va 2-ionlar yacheykadan «itariladi». Shuning uchun A yoqda cho'zilganda musbat zaryad, V yoqda esa manfiy zaryad hosil bo'ladi.

Qattiq jism nazariyasidagi hisoblarning tajriba bilan to'g'ri kelishi pyezoelektrik effekt elementar yacheykasi simmetriya markaziga ega bo'lmagan kristallardagina mavjud bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Masalan, CsCl kristallarining elementar yacheykasi (65-rasm) simmetriya markaziga ega bo'lib, bu kristallarda pyezoelektrik effekt qayd qilinmaydi. Kvars yacheykasida ionlarning joylashishi shundayki, unda simmetriya markazi yo'q va shuning uchun pyezoelektrik effekt bo'lishi mumkin.

Qutblanish vektori kattaligi P ning (va unga proporsional bo'lgan pyezoelektrik zaryadlarning sirtiy zichligi σ ning) muayyan intervaldagi o'zgarishlari mexanikaviy deformatsiyalar kattaligiga proporsional X o'qi bo'yicha bir tomonga cho'zilish deformatsiyasini urqali belgilaymiz:

$$u = \Delta d / d$$

bunda d —piastinkaning qalinligi, Δd esa deformatsiyada uning o'zgarishi. Unda, masalan, bo'y lama effekt uchun

$$P = P_x = \beta u = \beta \frac{\Delta d}{d}$$

ga ega bo'lamiz. β kattalik *pyezoelektrik modul* deyiladi. β ning ishorasi musbat bo'lishi ham, manfiy bo'lishi ham mumkin u o'lchamsiz kattalik bo'lgani uchun unda P qanday birliklarda o'lchansa, β ham xuddi shunday birliklarda o'lchanadi, ya'ni Kl/m^2 hisobida. X perpendikulyar bo'lgan yoqlardagi pyezoelektrik zaryadlarning sirtiy zichligi kattaligi $\sigma' = P_x$ ga teng.

Deformatsiyada pyezoelektrik qutblanishning ro'y berishi tufayli kristall ichida elektr siljish ham o'zgaradi. Bu holda siljishning umumiy ta'rifida P deb $P_F + P_u$ yig'indini tushunish lozim, bunda, P_F — elektr maydon bilan, P_u esa deformatsiya bilan bog'liq bo'ladi. Umumiy holda E , P_F va P_u yo'nalishlar mos tushmaydi va D uchun juda murakkab ifoda olinadi. Biroq yuqori simmetriya o'qlari bilan mos keladigan ba'zi yo'nalishlar uchun ko'rsatilgan vektorlarning yo'nalishi birday bo'ladi. Unda siljish kattaligi uchun quyidagini yozish mumkin:

$$D = \epsilon \epsilon_0 E + \beta u$$

bunda E — kristall ichidagi elektr maydon kuchlanganligi, ϵ — deformatsiya doimiy bo'lgandagi dielektrik singdiruvchanlik, X elektr o'qlardan birortasi bo'yicha bir tomonlama cho'zilish (siqilish) deformatsiyasida munosabat o'rinli bo'ladi. Bu ifoda pyezoelektriklar nazariyasidagi ikkita asosiy ifodaning biridir (ikkinchi munosabat 52-§ da keltirilgan).

Pyezoelektrik effekt faqat bir tomonlama cho'zilishdagina sodir bo'lmay, balki siljish deformatsiyalarida ham sodir bo'ladi.

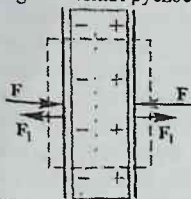
Pyezoelektrik xossalar kvarsdan tashqari boshqa ko'pgina kristallarda ham kuzatiladi. Kvarsga qaraganda segnet tuzida bu xossalar ancha kuchliroq namoyon bo'ladi. Davriy sistemaning 2- va 6- guruhlaridagi elementlarning birikmalari (CdS , ZnS), shuningdek, ko'pgina boshqa kimyoviy birikmalar ham kuchli pyezoelektriklardir.

52-§. Teskari pyezoelektrik effekt

Pyezoelektrik effekt bilan birga teskari hodisa ham mavjud: pyezoelektrik kristallarda qutblanish mexanikaviy deformatsiya bilan bo'ladi. Shuning uchun, agar kristallga mahkamlangan metall qoplamalarga elektr kuchlanish berilsa, unda maydon ta'siri ostida kristall qutblanadi va deformatsiyalanadi.

Teskari pyezoeffektning mavjud bo'lishi energiyaning saqlanish qonunidan va to'g'ri effektning mavjudlik faktidan kelib chiqishini ko'rish oson. Pyezoelektrik plastinkani qarab chiqamiz (73-rasm) va biz uni F tashqi kuchlar bilan siqayapmiz deb faraz qilaylik. Agar pyezoeffekt bo'lmaganda edi, unda tashqi kuchlarining ishi elastik deformatsiyalangan plastinkaning potensial energiyasiga teng bo'lardi. Pyezoeffekt mavjudligida plastinkada zaryadlar paydo bo'ladi va qo'shimcha energiyani o'z ichiga olgan elektr maydon hosil bo'ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra bunday

piezoelektrik plastinka siqilganda katta ish bajarilishi, demak, unda siqishga (qarshilik ko'rsatuvchi F_1) qo'shimcha kuchlar paydo bo'lishi kelib chiqadi. Shuning o'zi teskari pyezoeffekt kuchlardir.



73-rasm. To'g'ri va teskari piezoelektrik effektlar orasidagi bog'lanish.

qilinganda plastinka cho'ziladi. Teskari piezoelektrik effekt tashqi ko'rinishi jihatdan elektrostriksiya (45-§) ga o'xshashdir. Ammo bu ikkala hodisa turlicha. Pyezoeffekt maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lib, maydon o'zgariganida ishorasini qarama-qarshi ishoraga o'zgartiradi. Simmetriya markaziga ega bo'lmagan ba'zi kristallardagina pyezoeffekt kuzatiladi. Elektrostriksiya hodisasi qattiq dielektrlarda ham, suyuq dielektrlarda ham bo'ladi.

Agar plastinka mahkamlangan bo'lib, deformatsiyalana olmasa, unda elektr maydon qilinganda plastinkada qo'shimcha mexanikaviy kuchlanish paydo bo'ladi. Uning kattaligi s kristall ichidagi elektr maydon kuchlanganligiga proporsional:

$$s = -\beta E$$

bunda β —to'g'ri pyezoeffekt holidagi piezoelektrik modul. Bu formuladagi minus ishora yuqorida ko'rsatilgan to'g'ri va teskari pyezoeffektlardagi ishoralar munosabatini ifodalaydi.

Kristallar ichidagi to'liq mexanikaviy kuchlanish deformatsiyalar yuzaga keltirgan kuchlanish va elektr maydon ta'sirida paydo bo'lgan kuchlanishning yig'indisidan iborat. U quyidagiga teng:

$$s = C\epsilon - \beta E$$

bu yerda C —o'zgarimas elektr maydoni bir tomonlama cho'zilish deformatsiyasidagi elastiklik moduli (Yung moduli). Yuqoridagi formulalar piezoelektrik nazariyasidagi asosiy munosabatlardandir.

(52.3) va (52.4) formulalarni yozganimizda E ni mustaqil o'garuvchilar sifatida olib, D va s ni ularning funksiyalari deb hisoblagan edik. Bu shart emas albatta, boshqa bir just kattalik: ulardan biri mexanikaviy kattalik, boshqasi elektr kattalikni, mustaqil o'zgaruvchilar deb hisoblashimiz mumkin edi. Unda u , s , E va D orasida ikkita chiziqli munosabatni olgan

bo'lardik, ularning koeffitsiyentlari boshqa bo'lardi. Qaralayotgan masalalarning turiga qarab asosiy pyezoelektrik munosabatlarni turlicha shaklda yozish qulayroq.

Hamma kristallar anizotrop bo'lgani tufayli ϵ , C va β doimiylar plastinka yoqlarining kristall o'qlariga nisbatan orientatsiyaga bog'liq. Bundan tashqari, bu doimiylar plastinkaning yon yoqlari qay darajada mahkamlanganligiga yoki erkinligiga bog'liq (deformatsiyalanishda chegaraviy shartlarga bog'liq). Bu doimiy kattaliklarning tartibi to'g'risida tasavvur hosil qilish uchun bu kattaliklarning qiymatlarini quyidagi holda kvars uchun keltiramiz: plastinka X o'qi bo'yicha kesilgan va uning yon yo'lari erkin, $\epsilon=4,5$; $C=7,8 \cdot 10^{10}$ Pa; $\beta=0,18$ Pa. Endi asosiy munosabatlar qo'llanilishiga misol ko'rib chiqamiz. Yuqorida ko'rsatilgani kabi kesilgan kvars plastinka X o'qi bo'yicha cho'ziladi, shu bilan birga yoqlariga tegadigan qoplamalar tutashtirilmagan deb faraz qilamiz. Deformatsiyaga qadar qoplamalarning zaryadi nolga tengligi, kvars dielektrik bo'lganligi tufayli deformatsiyadan keyin ham qoplamalar zaryadlanmagan bo'ladi. Elektr siljish qoidasiga ko'ra bu $D=0$ ekanligini anglatadi. Unda munosabatlardan, deformatsiyalanishda plastinka ichida kuchlanganligi

$$E = -\frac{\beta}{\epsilon_0 \epsilon} u \quad (52.5)$$

bo'lgan elektr maydon hosil bo'ladi.

Bu ifodani plastinkadagi mexanikaviy kuchlanish uchun

$$s = Cu - \beta \left(-\frac{\beta}{\epsilon_0 \epsilon} u \right) = C \left(1 + \frac{\beta^2}{\epsilon_0 \epsilon C} \right) u \quad (52.6)$$

ni topamiz. Kuchlanish, peoelektrik effekt yo'qligidagi kabi, deformatsiyaga proporsional. Ammo plastinkaning elastiklik xossalari end elastiklikning *effektivlik* moduli bilan xarakterlanadi

$$C' = C \left(1 + \frac{\beta^2}{\epsilon_0 \epsilon C} \right) \quad (52.7)$$

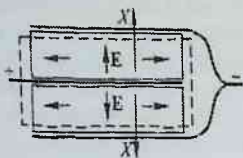
u C dan katta. Elastik birlikning ortishi deformatsiyaga qarshilik qiladigan teskari pyezoeffektda qo'shimcha kuchlanishning paydo bo'lishidan kelib chiqqan. Kristallning mexanikaviy xossalari uning pyezoelektrik xossalari bilan ta'siri quyidagi kattalik bilan xarakterlanadi:

$$K^2 = \frac{\beta^2}{\epsilon \epsilon_0 C} \quad (52.8)$$

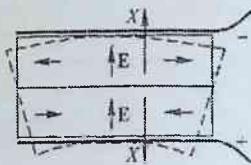
Bu kattalik (K) dan olingan kvadrat ildiz *elektromexanikaviy bog'lanish konstantasi* deyiladi. ϵ , C va β ning yuqorida keltirilgan qiymatlaridan foydalanib kvars uchun $K^2 \approx 0,01$ ekanligini topamiz. Boshqa barcha

ma'lum bo'lgan pyezoelektrik kristallar uchun K^2 birdan kichik bo'lib, 0,1 dan ortmas ekan.

Endi pyezoelektrik maydon kattaligini baholaymiz. X o'qiga perpendikulyar bo'lgan kvars plastinkaning yoqlariga $1 \cdot 10^6$ Pa mexanikaviy kuchlanish qo'yilgan deylik. Unga ko'ra deformatsiya $u = 1,3 \cdot 10^{-6}$ ga teng bo'ladi. Bu qiymatni formulaga qo'yib, $E = 5900$ V/m = 59 V/sm ni olamiz. Plastinkaning qalinligi $d = 0,5$ sm bo'lganda qoplamalar orasidagi kuchlanish $U = Ed = 30$ V ga teng bo'ladi. Pyezoelektrik maydonlar va kuchlanishlar nihoyatda katta bo'lishi mumkinligini ko'ramiz. Kvars o'rniga kuchliroq pyezoelektriklar olib va deformatsiyaning tanlangan turlaridan tegishli tarzda foydalanib, ko'p ming voltlab Pyezoelektrik kuchlanishlarni olish mumkin.



74-rasm. Siqilishda ishlaydigan qo'sh pyezoelement



75-rasm. Egilishda ishlaydigan qo'sh pyezoelement.

Pyezoelektrik effekt (to'g'ri va teskari) turli xil elektromexanikaviy o'zgartirgichlarning tuzilishida keng ishlatiladi. Buning uchun ba'zan turli xildagi deformatsiyalarni amalga oshirishga mo'ljallangan tarkibiy pyezoelementlardan foydalaniladi.

74-rasmda siqilishda ishlaydigan ikki plastinkadan iborat pyezoelement keltirilgan. Kristalldan plastinkalar shunday tarzda qirqib olinganki, ular bir vaqtda yo siqiladi, yoki cho'ziladi. Agar aksincha, bunday pyezoelement tashqi kuchlar bilan siqilsa yoki cho'zilsa, unda ularning qoplamalari orasida kuchlanish paydo bo'ladi. Bu pyezoelementda plastinkalarning ulanishi kondensatorlarning parallel ulanishiga mos keladi.

75-rasmda egilishda ishlaydigan pyezoelement ko'rsatilgan. Qoplamalar orasida kuchlanish paydo bo'lganda plastinkalardan biri ko'ndalang yo'nalishda siqiladi va bo'ylama yo'nalishda cho'ziladi, boshqa plastinka esa cho'ziladi va qisqaradi, shundan egilish deformatsiyasi paydo bo'ladi. Agar bunday pyezoelement tashqi kuchlar bilan siqilsa, unda uning qoplamalari orasida elektr kuchlanish paydo bo'ladi. Plastinkalarning bu holdagi ulanishi kondensatorlarning ketma-ket ulanishiga to'g'ri keladi. Ravshanki, bunday pyezoelement siqilish va cho'zilishga javob bermaydi: bu holda plastinkalarning har birida elektr maydon hosil bo'ladi, ammo bu

maydonlar qarama-qarshi yoʻnalgan va shuning uchun qoplamalar orasidagi kuchlanish nolga teng.

Elektromexanikaviy oʻzgartirgichlar turli tarzda elektroakustik va oʻlchash apparaturasida koʻp qoʻllaniladi. Masalan, pyezoelektrik mikrofon va telefon pyezoelektrik adapter, manometrlar, vibratsiyalar oʻlchagichlari va boshqalar shular jumlasidandir. Kvarsning pyezoelektrik tebranishlari eng muhim qoʻllanilishga ega. Agar kvars plastinkani kondensator plastinkalari orasiga joylashtirsak va plastinkalar orasida oʻzgaruvchan kuchlanishga; hosil qilsak, unda plastinkalardan birining xususiy mexanikaviy chastotasi bilan mos keladigan elektr tebranishlar chastotasida mexanikaviy rezonans boshlanadi va plastinkada juda kuchli mexanikaviy tebranishlar paydo boʻladi. Bunday kvars plastinka texnikada, biologiyada va meditsinada, shuningdek, koʻpgina fizikaviy va fizika-kimyoviy tadqiqotlarda qoʻllaniladigan tovush chastotalaridan juda yuqori chastotali kuchli toʻlqin nurlangichi (kvars nurlangich) boʻladi. Radiotexnikada va boshqa texnikaviy qurilmalarda elektr tebranish generatorlarining chastotalarini stabillashda pyezoelektrik tebranishlardan foydalaniladi.

VI BOB. O'ZGARMAS ELEKTR TOKI

53-§. Elektr tokning xarakteristikalari

Elektr zaryadlarning har qanday harakatini biz *elektr tok* deb ataymiz.

Metallarda faqat elektronlar erkin ko'chishi mumkin. Shuning uchun metallardagi elektr tok o'tkazuvchanlik elektronlarining harakatidir. XVIII bobda tok o'tkazuvchi eritmalarda erkin elektronlar yo'qligini, harakatlanuvchi zaryadlangan zarralar bo'lib esa ionlar xizmat qilishini ko'ramiz. Gazlarda ionlar ham, elektronlar ham harakatlanuvchan holatda mavjud bo'lishi mumkin (XVIII bob).

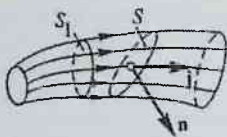
Musbat zarralarning harakat yo'nalishini tokning yo'nalishi deb hisoblash shartlashilgan. Shuning uchun metallarda tokning yo'nalishi elektronlarning harakat yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi.

Zaryadlangan zarralar harakatlanadigan chiziq *tok chiziqlari* deb atalgan. Tok chiziqlarining yo'nalishi qilib musbat zaryadlarning harakat yo'nalishi qabul qilingan. Biz tok chiziqlarini chizib, tok hosil qiluvchi elektronlar va ionlarning harakati to'g'risida ayoniy tasavvur olamiz.

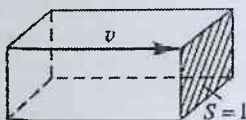
Agar tokli o'tkazgich ichida fikran naycha ajratib, uning yon sirti tok chiziqlaridan iborat bo'lsa, unda zaryadlangan zarralar harakatlanganda naychaning yon sirtini kesmaydi va naychadan tashqariga chiqmaydi ham, tashqaridan naychaga kirmaydi ham. Bunday naychani *tok naychasi* deyiladi (76-rasm). Izolyatorida turgan metall simning sirti tok naychalaridan biridir.

Elektr tokning miqdoriy xarakteristikasi bo'lib ikki asosiy kattalik: *tok zichligi* va *tok kuchi* xizmat qiladi.

■ Tok zichligi vaqt birligi ichida tok chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan *stre-birligi* orqali o'tadigan zaryad miqdoriga teng.



76-rasm. Tok naychasi.



77-rasm. Tok zichligini aniqlashga doir.

O'tkazgich ichida tok chiziqlariga perpendikulyar joylashgan, demak, zaryadlangan zarralarning v tezligi yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan yuzga birligiga teng yuzacha ajratamiz (77-rasm). Shu yuzacha asosida zarralarning harakat tezligi v ga teng bo'lgan uzunlikda to'g'ri burchakli parallelepiped yasaymiz. Unda vaqt birligi ichida qaralayotgan yuzcha orqali o'tadigan zarralar soni parallelepiped ichiga qamalgan zarralar soniga teng bo'ladi. Agar n zaryadlangan zarralar konsentratsiyasi bo'lsa, unda

parallelepiped ichidagi zarralar soni nv ga teng bo'ladi, ular tashiydigan zaryad esa nev bo'ladi, bunda e -bitta zarraning (masalan, elektronning) zaryadi. Shuning uchun tok zichligining kattaligi quyidagiga teng:

$$j = nev. \quad (53.1)$$

n va e skalyar kattaliklar, tezlik esa vektor kattalik bo'lgani sababli tok zichligi vektori j ni kiritish mumkin, u quyidagi tarzda aniqlanadi:

$$j = nev \quad (53.1a)$$

Tezlik v zaryadlangan zarralarning muayyan nuqtadagi harakatini xarakterlagani tufayli, unda tok zichligi vektori j ham o'tkazgichning muayyan nuqtasidagi elektr tokini aniqlaydi.

Agar o'tkazgich ichida tok zichligi vektori j ga perpendikulyar bo'lgan cheksiz kichik yuzcha dS ni ajratsak, unda dt vaqt ichida shu yuzcha orqali o'tadigan zaryad kattaligi quyidagiga teng:

$$dq = j dS dt$$

Agar dS yuzcha j ga perpendikulyar bo'lmasa, unda bu ifodada j ning o'miga dS ga perpendikulyar bo'lgan tok zichligi tashkil etuvchisi j_n ni olish lozim.

Har qanday o'tkazgichdagi tok kuchi i vaqt birligida o'tkazgichning to'la kesimi orqali o'tadigan zaryad kattaligiga teng. Agar dt vaqt ichida o'tkazgich kesimi orqali o'tgan zaryad dq bo'lsa, unda

$$i = \frac{dq}{dt} \quad (53.2)$$

Zaryad dq va vaqt dt skalyar bo'lgani tufayli tok kuchi ham skalyar kattalikdir. O'tkazgichning har qaysi nuqtasidagi tok zichligi vektori j ni bilgan holda u orqali tok kuchini ham ifodalash mumkin. Yuroqida aytilganlardan

$$i = \int_S j_n ds \quad (53.3)$$

kelib chiqadi, unda integrallash ixtiyoriy kesimli o'tkazgichning butun sirti S bo'yicha olinadi (76-rasm).

Tok kuchi birligi bo'lib amper (A) xizmat qiladi. Tok $1A$ bo'lganda $1sek$ vaqt ichida otkazgichning to'la kesimidan $1Kl$ zaryad o'tadi. Amalda bundan mayda birliklar: 1 milliamper (mA)= 10^{-3} A va 1 mikroamper (mkA)= 10^{-6} A ham ishlatiladi.

Tok zichligining birligi kvadrat metrga Amper (A/m^2). Agar tok zichligi va tok kuchi vaqt o'tishi bilan o'zgarmasa, bunda o'tkazgichga o'zgarmas yoki stasionar tok bor deb gapiramiz. O'zgarmas tok uchun o'tkazgichning hamma kesimlarida tok kuchi bir xil bo'ladi. Haqiqatdan ham, agar biror S va S_1 kesimlar (76-rasm) uchun tok kuchi turlicha bo'lsa,

unda bu kesimlar orasiga qamalgan zaryad kattaligi vaqt o'tishi bilan o'zgaradi, chunki S_1 orqali kirayotgan zaryad S orqali chiqayotgan zaryadga teng bo'lmasdi. Biroq unda o'tkazgich ichidagi elektr maydon ham o'zgaradi va tok o'zgaray qolmas edi.

54-§. Uzlüksizlik tenglamasi

Tokli o'zkazgich ichidagi biror yopiq S sirtini qarab chiqamiz va j_n deb sirt elementi dS ga tashqi normalda zichlik vektori j ning proyeksiyasini nazarda tutamiz. Unda tok zichligi ta'rifidan, butun S sirt orqali vaqt birligida tashqariga ketayotgan musbat zaryad kattaligi

$$\oint_S j_n dS$$

bunda integrallash butun yopiq sirt bo'yicha olinadi. Shu bilan birga, elektrning asosiy qonunlaridan biriga ko'ra, elektr zaryadlar saqlanadi: ular faqat jismlar (yoki jismning turli qismlari) orasida qayta taqsimlanadi, lekin paydo bo'layotgan musbat va manfiy zaryadlarning to'liq yig'indisi nolga teng (6-§ taqqoslang). Shuning uchun, agar dq/dt yopiq sirt S ichiga qamalgan musbat zaryadlarning vaqt birligi ichidagi o'zgarishi bo'lsa, unda

$$-\frac{dq}{dt} = \oint_S j_n dS \quad (54.1)$$

Bu munosabat *uzlüksizlik tenglamasi* deyiladi.

Puasson tenglamasini o'zgartirgandagi kabi ish tutib (14-§), biz (54.1) tenglamani muhitning bir nuqtasidagi tok va zaryadlarni bog'lovchi differensial shaklda yozishimiz mumkin. Buning uchun yana cheksiz kichik parallelepipedni qarab chiqamiz. Bu parallelepipedning qirralari X, Y va Z koordinata o'qlariga parallel (18-rasm) va (54.1) formuladan foydalanamiz. Unda, 14-§ dagi kabi fikr yuritib, (54.1) formulaning o'ng qismi

$$\left(\frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} \right) d\tau$$

ga teng, bunda $d\tau = dx dy dz$ parallelepipedning hajmi. Ikkinchidan, agar ρ zaryadning hajmiy zichligi bo'lsa, unda $q = \rho d\tau$ va biz uzlüksizlik tenglamasini differensial shaklda olamiz:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} \quad (54.2)$$

Shuni qayd qilib o'tamizki, biz bu yerda xususiy hosilaning simvollaridan foydalandik, chunki ρ va j koordinatalarga qanday bo'lsa, vaqtga ham shunday bog'liq.

Vektor divergensiyasi (14-§ ga taqqoslang) tushunchasidan foydalanib, (54.2) tenglamani ancha ixchamlashtirib yozishi mumkin:

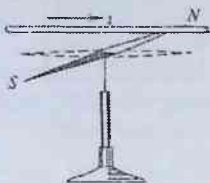
$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \mathbf{j} \quad (54.3)$$

Agar toklar o'zgaras bo'lsa, unda barcha elektr kattaliklar vaqtga bog'liq bo'lmaydi va uzluksizlik tenglamasidagi $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ nolga teng deyish lozim. Unda har qanday yopiq sirt orqali vektor oqimi \mathbf{j} nolga teng, demak, o'zgaras toklar uchun tok chiziqlari uzluksiz bo'ladi.

55- §. Elektr tokning ta'sir turlari

Elektronlar va ionlarning harakati bevosita ko'rinmaydi. Biroq bu harakat unga chambarchas bog'langan turli hodisalarni yuzaga keltiradi, biz ularga qarab tokning borligi va uning ta'siri to'g'risida fikr yuritamiz.

Tokning magnit ta'siri. 1820 yildayoq Kopengagenlik fizik, professor Ersted tokli o'tkazgichda magnit strelkaga ta'sir qiluvchi kuchlar paydo bo'lishini ochgan edi. Agar to'g'ri metall simni magnit merediani yo'nalishida (shimol-janub yo'nalishida) joylashtirilsa (78-rasm), sim uchlari galvanik element elektrodlariga ulanganida magnit strelka og'adi. Strelkaning og'ish yo'nalishini quyidagi qoidaga ko'ra aniqlash mumkin: agar o'ng qo'limiz kaftini simga yuqoridan qo'ysak va o'rta barmoqlarimizni tok yo'nalishida yo'naltirsak, unda ochilgan bosh barmoq strelkaning shimoliy uchining og'ish yo'nalishini ko'rsatadi. Magnit strelkani sim ustiga joylashtirib, strelkaning og'ishi teskariga o'zgarganini topamiz.



78-rasm. Tokli simning magnit ta'siri.

Agar metall simni biror o'tkazuvchi eritma, masalan, sulfat kislotaning suvdagi eritmasi to'ldirilgan shisha naycha bilan almashtirsak va tok o'tkazuvchi eritma ustunini unga tushirilgan metall sim yordamida batareya qutblariga ulasak, bunda ham magnit strelka og'adi. Agar sim o'rni o'zgaras tok bilan ta'minlanadigan gaz-razryad naycha (masalan, reklamada

ishlatiladigan neon lampa) olinsa ham strelkaning og'ishi kuzatiladi. Magnit ta'sir o'tkazgichning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma hollarda kuzatiladi va tokning eng umumiy belgisi hisoblanadi.

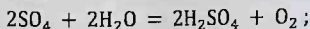
Tokning magnit ta'siridan magnitoelektrik asboblarda tok kuchini o'lchashda foydalaniladi. Bu asboblarda elastik prujinaga mahkamlangan va magnitning qutblari orasiga joylashtirilgan simli yengil ramkadan iborat. 83-§ da bu holda tokli ramkaga kattaligi tok kuchiga proporsional bo'lgan kuch momenti M ta'sir qilishini ko'ramiz:

$$M = ai \quad (55.1)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti a asbobning tuzilishiga (simlar o'rami soniga, magnit kuchiga va b.) bog'liq. Shuning uchun ramkaning og'ishiga qarab tok kuchini baholash mumkin. Ko'rsatishi tok kuchiga bog'liq bo'lgan asboblarning galvanometrlar degan umumiy nom olgan.

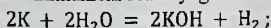
Tokning kimyoviy ta'siri. Elektr tok ba'zi o'tkazgichlarda ularni kimyoviy tarkibiy qismlarga ajratish mumkin.

Tokning kimyoviy ta'sirini oddiy tajribalarda kuzatish mumkin. Mis kuporosining suvdagi eritmasi CuSO_4 ga ikkita ko'mir plastinka tushirib (79-rasm), ularni galvanik element batareyasining qutblariga ulaymiz. Bir necha minutdan keyin eritmadan plastinkalarni chiqarib olib, batareyaning manfiy qutbiga ulangan plastinkaga mis qatlami o'tirganini ko'ramiz. Bu ko'mirning qora fonida yaxshi ko'rinadi. Batareyaning musbat qutbiga ulangan plastinkada esa qoldiq ajraladi. Biroq u suvga tekkanda tok birligiga bog'liq bo'lmagan ikkilamchi reaksiyaga kirishadi. U quyidagi yig'indi formula bo'yicha bo'ladi:

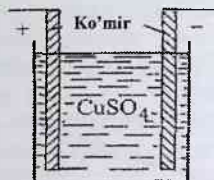


eritmada sulfat kislotada paydo bo'ladi va plastinkada gazsimon kislorod ajraladi.

Ikkinchi misol sifatida kaliy bromid KBr ning suvdagi eritmasi tok ta'sirida tarkibiy qismlarga ajralishini qarab chiqamiz. Bu holda musbat simda Br ajraladi, u o'zining qo'ng'ir rangi tufayli yaxshi ko'rinadi. Manfiy simda K ajraladi, u suv bilan ikkilamchi reaksiyaga kirishadi:



bunda manfiy simda kaliy o'rniga vodorod ajraladi.



79-rasm. Tok ta'sirida mis kuporosining ajralishi.

O'tkazgichning tok ta'sirida kimyoviy tarkibiy qismlarga ajralish hodisasi elektroliz deb atalgan (grekcha $\lambda\iota\omicron$ - ajrataman). Hamma o'tkazgichlarda elektroliz ham o'rinni bo'lavermaydi. Tokning kimyoviy ta'siri kuzatilmaydigan o'tkazgichlarni *birinchi klass* o'tkazgichlar deyiladi. Ularga barcha metallar, ko'mir va ko'pgina kimyoviy birikmalar kiradi. Elektroliz ro'y beradigan o'tkazgichlarni *ikkinchi klass* o'tkazgichlar yoki *elektrolitlar* deyiladi. Ko'pgina kislotalar va tuzlarning suvdagi eritmalari va qattiq hamda suyuq holatdagi ba'zi kimyoviy birikmalar elektrolitlardir.

Odatda, elektroliz hodisalari ikkilamchi reaksiyalar bilan murakkablashadi, bunga doir misollar yuqorida qarab chiqilgan edi. Ikkilamchi reaksiyalar tok bo'lishiga bog'liq emas va elektrolizga bevosita aloqasi yo'q. Agar tokning birlamchi ta'sirini ikkilamchi reaksiyadan

ajratsak, unda oddiy qoidani payqash mumkin: manfiy qutbda (katodda) doim metallar va vodorod ajraladi, musbat qutbda (anodda) esa qoldiq kimyoviy element ajraladi. Bunda elektrolitning tarkibiy qismi faqat elektrodalarda ajraladi.

Elektrodga o'tirgan istalgan moddaning massasi elektrolit orqali o'tgan to'liq zaryadga doim proporsional bo'ladi.

Biroq bitta zaryad ajratadigan moddaning miqdori turli moddalar uchun turlicha. Masalan, biror kumush tuzining suvdagi eritmasi orqali bir kulon zaryad o'tganida katodga 1,1180 mg kumush metall ajraladi, mis tuzi eritmasi orqali bir kulon zaryad o'tganida 0,3294 mg mis metall ajraladi (batafsil 189-§ ga q).

Elektroliz hodisasidan kulonometrlarda foydalaniladi. Ular tok zanjiriga ulanadigan elektrolitik vannadan iborat. Aniq asboblardan biri kumush kulonometridir. Unda kumush elektrodlar bo'lib, elektrolit sifatida azot kislotali kumush $AgNO_3$ ning suvdagi eritmasi bor.

Kulonometrlar zanjir orqali o'tgan zaryad kattaligini bevosita o'lchaydi. Agar m – ajralgan Ag ning massasi, mg da, t – tokning o'tish vaqti, sekund hisobida bo'lsa, unda tok kuchi quyidagiga teng:

$$i = 1,1180 \frac{m}{t}$$

Tokning issiqlik ta'siri. Elektr tok o'tkazgichlarni qizdiradi. Agar metall sim orqali tok o'tkazilsa, unda tok kuchi yetarlicha bo'lganda uni istalgan temperaturagacha qizdirish, erishigacha olib borish va bug'lantirish mumkin.

Issiqlik galvanometrlarining tuzilishi tokning issiqlik ta'siriga asoslangan. Ularda oksidlanmaydigan elastik materialdan qilingan metall sim bo'lib, bu sim orqali o'lchanishi lozim bo'lgan tok o'tkaziladi. Simning qizishi tufayli uzayishiga qarab tok kuchini baholash mumkin.

Magnitoelektrik va issiqlik galvanometrlari absolyut asboblardan bo'lmay, ular darajalashni talab qiladi.

56-§. Ballistik galvanometr

Galvanometr yordamida faqat tok kuchini emas, balki biror kondensatoridagi zaryad kattaligini ham o'lchash mumkin.

Magnitoelektrik galvanometrni qarab chiqamiz. Ramka harakatlanganidagi ishqalanish shunchalik kichikki, uni hisobga olmaslik mumkin deb hisoblaymiz. Ramka mexanikaviy tebranma sistemadir. U muayyan inersiya momentiga I ga ega bo'lib, unga osmaning elastiklik kuchi ta'sir qiladi. Osmaning elastiklik kuchi momenti M_n ni ramkaning burilish burchagiga proporsional deb hisoblash mumkin:

$$M_n = -f\alpha$$

bunda f osma yoki spiral prujinaning tuzilishiga bog'liq. Shuning uchun ramka muvozanat vaziyatdan chiqarilganda u davri

$$T = 2\pi\sqrt{l/f}$$

bo'lgan mexanikaviy aylanma tebranish qiladi. Endi galvanometrغا biror zaryadlangan kondensator uladik deylik. Kondensator zaryadsizlana boshlaydi va galvanometrda qisqa muddatli tok (tok impuls) paydo bo'ladi. Impuls vaqti τ ramkaning tebranish davriga qaraganda kichik deb hisoblaymiz: $\tau \ll T$ (ballistik rejim). Unda butun impuls vaqtida ramka sezilarli darajada burilishga ulgura olmaydi va hodisa mexanikadagi zarb hodisasiga o'xshash bo'ladi.

τ vaqt ichida ramkaga (55.1) ga muvofiq quyidagiga teng bo'lgan kuchning impuls momenti ta'sir qiladi:

$$\int_{\tau} M dt = a \int_{\tau} i dt = aq$$

bunda q – galvanometr orqali o'tgan hamma zaryad. Shuning uchun ramka quyidagi harakat miqdori momentini oladi:

$$I\omega_0 = aq$$

(ω_0 – ramkaning burchak tezligi) va quyidagi kinetik energiyani oladi:

$$W_k = \frac{I\omega_0^2}{2}$$

Tok impuls tugashi bilan ramka burila boshlaydi va uning kinetik energiyasi buralgan osmaning potentsiyal energiyasiga aylanadi:

$$W_p = \frac{f\alpha^2}{2}$$

Shuning uchun, agar α_m maksimal og'ish bo'lsa, unda

$$\frac{f\alpha^2}{2} = \frac{I\omega_0^2}{2}$$

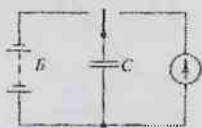
Bu tenglamalardan quyidagini topamiz:

$$q = \frac{I\omega_0}{a} = \frac{1}{a}\sqrt{fI}\alpha_m = b\alpha_m, \quad (56.1)$$

bunda b – muayyan asbob uchun doimiy bo'lib, uni *ballistik doimiy* deyiladi. Galvanometrning birinchi maksimal og'ishini o'lchab, galvanometr orqali o'tgan hamma zaryadlarning kattaligini aniqlash mumkinligini ko'ramiz.

Zaryadni ballistik metod bilan o'lchash juda qulay bo'lib, u amalda keng qo'llaniladi. Bunday o'lchashlar uchun ishlatiladigan galvanometrlarni *ballistik galvanometrlar* deyiladi. Ramka tebranishining so'nish vaqti oddiy galvanomeirdan farqli o'laroq, ballistik galvanometrlarda iloji boricha kam

qilinadi. Bundan tashqari, ballistik rejim shartlarini yaxshiroq bajarish uchun ramkaning inersiya momenti oshiriladi, bu esa uning xususiy tebranishlar davri katta bo'lishini ta'minlaydi (10–20 sek).



80-rasm. Ballistik doimiy aniqlovchi sig'imga taqqoslash uchun prinsipial sxema.

Yuqoridagi mulohazalarda ishqalanish tufayli ramka tebranishlarining so'nishini hisobga olmagan edik. Ishqalanishni hisobga olganda nazariya ancha murakkablashadi. Biroq bu muhim ahamiyatga ega emas, chunki odatda ballistik doimiy b ning kattaligini hisoblash yo'li bilan emas balki tajribada, ya'ni galvanometr zaryad bo'yicha darajalanadi. Buning uchun ishlatiladigan prinsipial sxema 80-rasmda ko'rsatilgan. Bu yerda C — sig'imi

ma'lum bo'lgan kondensator, B — kuchlanishi U ma'lum bo'lgan batareya. Bu holda kondensatorning zaryadi ham ma'lum: $q = CU$, shuning uchun galvanometr og'ishi α_m ni kuzatib, (56.1) formuladan b ni topish mumkin.

Agar 80-rasmdagi sxemaga bir gal sig'imi C_1 bo'lgan kondensator, ikkinchi gal sig'imi C_2 bo'lgan kondensator ulansa, unda ikkala holda galvanometrning og'ishlari nisbati sig'imlar nisbatiga teng bo'ladi:

$$\alpha_1 / \alpha_2 = C_1 / C_2$$

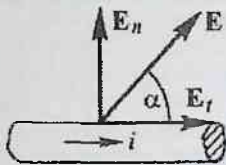
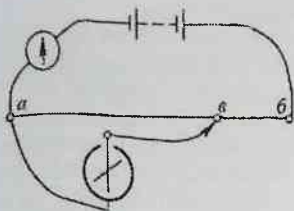
Shuning uchun ballistik galvanometr to'g'ridan-to'g'ri sig'imlarni taqqoslashga imkon beradi, ravshanki, bunda batareya kuchlanishini bilish shart emas.

57- §. Om qonuni

Agar o'tkazgichda tok bo'lsa, unda uning turli nuqtalaridagi potensial turlicha bo'ladi. Elektrometr korpusini ab tokli o'tkazgichning a uchiga ulab, strelkasini (sterjenini) biror boshqa b nuqtaga ulab (81-rasm), biz bu nuqtalar orasida kuchlanish borligini, b nuqta simning ikkinchi uchiga qanchalik yaqin bo'lsa, bu kuchlanish shunchalik katta bo'lishini payqaymiz. Tok borligida o'tkazgich bo'ylab kuchlanish tushuvi mavjud bo'ladi. Kuchlanish tushuvi 19-§ da aytilganlarga ko'ra, maydon kuchlanganligining o'tkazgich bo'yicha yo'nalgan tashkil etuvchisi E_t mavjudligini bildiradi (82-rasm). Bu esa tokli o'tkazgich sirtidagi maydon kuchlanganligi, binobarin, kuch chiziqlar o'tkazgich sirtiga perpendikular emasligini bildiradi. Bu kuch chiziqlar tok yo'nalishida biror α burchakka og'gan bo'lib bunda $\text{tg} \alpha = E_n / E_t$.

Tokni doimiy tutib turish uchun, ya'ni elektronlar tezligini o'zgartirmasdan saqlash uchun kuch uzluksiz ta'sir qilib turishi zarurligini ko'ramiz (bu kuch eE_t ga teng, bunda e — elektronning zaryadi). Bu,

o'tkazgichlarda elektronlar ishqalanish bilan harakatlanadi yoki boshqacha aytganda, o'tkazgichlar elektr qarshilikka ega degan ma'noni anglatadi.



81- rasm. Tokli o'tkazgich bo'yicha kuchlanishning tushuvi.

82- rasm. Tokli o'tkazgichning elektr maydoni.

Agar o'tkazgichning holati o'zgarishsiz qolsa (uning temperaturasi va h.k. lar o'zgarmasa), unda har qaysi o'tkazgich uchun uning uchlariga qo'yilgan U kuchlanish va undagi i tok orasida biror qiymatli bog'lanish mavjud: $i = f(U)$. Buni berilgan o'tkazgichning volt-ampere xarakteristikasi deyiladi.

Ko'pgina o'tkazgichlar uchun, ayniqsa, metallar uchun bu bog'lanish juda sodda ko'rinishga ega—tok kuchi quyidagi kuchlanishga proporsional, ya'ni

$$i = \Lambda U \quad (57.1)$$

Bu qonun *Om qonuni* deb ataladi.

Proporsionallik koeffitsiyenti Λ ni o'tkazgichning *elektr o'tkazuvchanligi* deyiladi, elektr o'tkazuvchanlikka teskari kattalikni *elektr qarshilik* deyiladi. Agar o'tkazgich qarshiligi R orqali belgilansa, unda

$$\Lambda = 1/R. \quad (57.2)$$

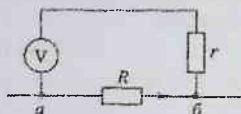
Elektr o'tkazuvchanlik va qarshilik o'tkazgich moddasiga, uning geometrik o'lchamlari va shakliga, shuningdek, o'tkazgichning holatiga bog'liq.

Qarshilik birligi bo'lib *Om* xizmat qiladi. Bu shunday o'tkazgichning qarshiligiki, uning uchlari orasida kuchlanish 1V bo'lganda 1A tok kuchi mavjud bo'ladi:

$$1 \text{ Om} = 1 \frac{\text{V}}{\text{A}}.$$

Elektr o'tkazuvchanlik birligiga *Om* ga teskari bo'ladi (Om^{-1}). Agar (57.1) da U ni volt hisobida, i ni amper hisobida o'lchansa, unda elektr o'tkazuvchanlik Λ *Om* ga teskari ifodalanadi, R qarshilik esa *Om* hisobida ifodalanadi. Katta qarshiliklarni o'lchashda yirik birliklar ishlatiladi:

1 kiloom (kOm) = 10^3 Om va 1 megaom (MOM) = 10^6 Om.



83-rasm. Voltmetr.

Om qonuniga ko'ra shu nuqtalar orasidagi kuchlanishga proporsional:

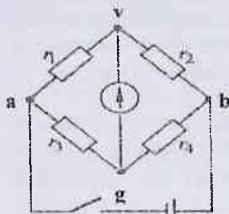
$$i = U/r.$$

Shuning uchun voltmetrning tokka sezgirligini va uning qarshiligi r ni bilgan holda kuchlanish U ni aniqlash mumkin. Bu kuchlanish bevosita asbob shkalasiga yozilgan bo'ladi.

Voltmetrni ulash zanjirdagi tok kuchini va kuchlanish taqsimlanishini o'zgartirmasligi uchun voltmetrda tok zanjirdagi tokka qaraganda kam bo'lishi lozim, buning uchun voltmetrning qarshiligi r zanjirning ab sohasi qarshiligi R ga qaraganda ancha katta bo'lishi lozim.

58-§. Qarshiliklarni o'lchash

Biror o'tkazgichning qarshiligini ampermetr va voltmetr yordamida osongina o'lchash mumkin. Agar ampermetr ko'rsatayotgan tok kuchi i amper hisobida, voltmetr bilan o'lchanayotgan o'tkazgich uchlaridagi kuchlanish U volt hisobida bo'lsa, unda o'tkazgichning qarshiligi Om hisobida bo'lib, $R = U/i$ ga teng. Bunda voltmetr tarmoqlanayotgan tok o'tkazgichdagi tokka qaraganda kichik deb faraz qilinadi. Agar voltmetr tokini hisobga olmaslik mumkin bo'lmasa, yozilgan formulada i deb o'tkazgichdagi tokni tushunish lozim, u $i = i_A - i_B$ ga teng, bunda i_A - ampermetr ko'rsatishi, i_B - voltmetr ko'rsatishi. Voltmetrdagi tokni voltmetr qarshiligini bilgan holda Om qonunidan topish mumkin. Shuningdek, voltmetrda tokni voltmetrning tokka sezgirligini, ya'ni voltmetr bir bo'limga og'ishiga tegishli tokni bilgan holda aniqlash mumkin.



84-rasm. Qarshiliklar ko'prigining sxemasi.

Bu metodning aniqligi ampermetr va voltmetrning aniqligi bilan belgilanadi va odatda uncha katta bo'lmaydi ($\sim 1\%$). Shuning uchun qarshiliklarni aniq o'lchashda qarshiliklarni taqqoslash metodi ishlatiladi. Bunda tok va kuchlanishni o'lchash talab qilinmaydi. Bu metod 84-rasmda tasvirlangan ko'prik sxemasida amalga oshiriladi. Bu yerda r_1, r_2, r_3, r_4 to'rita qarshilik bo'lib, ulardan biri noma'lum, G -sezgir

galvanometr. Ko'prik yelkaları qarshiliklari shunday tarzda o'zgartiriladi va tanlanadiki. galvanometr toki nolga teng bo'lsin. Bu holda

$$r_1/r_2 = r_3/r_4 \quad (58.1)$$

Shuning uchun ko'prikning uchta yelkasi qarshiligini bilgan holda to'rtinchi noma'lum qarshilikni aniqlash mumkin. (58.1) shartni quyidagicha tarzda olish mumkin: i_1, i_2, i_3, i_4 -mos holda r_1, r_2, r_3, r_4 ko'prik yelkalaridagi tok kuchlari. Agar galvanometr toki nolga teng bo'lsa, unda v va g nuqtalarda toklar tarmoqlanmaydi va shuning uchun $i_1 = i_2, i_3 = i_4$.

Ko'prik yelkaları uchlari orasidagi kuchlanish:

$$U_{av} = i_1 r_1, \quad U_{vb} = i_2 r_2 = i_1 r_2$$

$$U_{ag} = i_3 r_3, \quad U_{gb} = i_4 r_4 = i_3 r_4$$

Galvanometrda tok bo'lmaganda v va g nuqtalar orasidagi kuchlanish nolga teng. Bu quyidagini beradi:

$$U_{av} = i_1 r_1 = U_{ag} = i_3 r_3,$$

$$U_{vb} = i_2 r_2 = U_{gb} = i_4 r_4.$$

Ikkala tenglikni hadma-had bo'lib, (58.1) munosabatni olamiz. Unga ko'prik yelkaları qarshiliklari bilan birga ulovchi simlarning qarshiligi ham kiradi. Shuning uchun o'lchanayotgan qarshilik va ko'prikning qolgan yelkalarining qarshiliklari ulovchi simlarning qarshiligi qaraganda katta bo'lishi lozim.

59-§. Simlarning qarshiligi

O'tkazgichlarning qarshiligi ularning shakli va o'lchamlariga bog'liqligi haqida 57-§ da aytilgan edi. Agar o'tkazgichlar ko'ndalang kesimi o'zgarmas bo'lgan silindr shakliga ega bo'lsa (simlar), bog'lanish juda sodda ko'rinishda bo'ladi. Unda

$$R = \rho l/S, \quad (59.1)$$

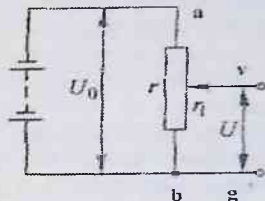
bunda l - o'tkazgichning uzunligi, S - uning ko'ndalang kesimi. Proporsionallik koeffitsiyenti ρ moddaning turiga va uning holatiga bog'liq bo'lib, berilgan moddaning solishtirma qarshiligi deyiladi. Solishtirma qarshilikka teskari kattalik moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deb ataladi.

Solishtirma qarshilik birligi $Om \cdot m$. Agar (59.1) da $l = 1, S = 1$ deyilsa, unda $R = \rho$. Binobarin, mazkur moddadan qilingan qirrasini l m bo'lgan kubning Om hisobida o'lchangan qarshiligi shu moddaning solishtirma qarshiligidir. Bunda tok kubning qirralaridan biriga parallel bo'ladi. Quyidagi jadvalda ba'zi moddalarning solishtirma qarshiliklari 3-jadvalda keltirilgan.

3-jadval.

Modda	Xona temperaturasidagi solishtirma qarshilik ρ ($Om \cdot m$)	Modda	Xona temperaturasidagi solishtirma qarshilik ρ ($Om \cdot m$)
Kumush	$(1.66 - 1.63) \cdot 10^{-8}$	NaCl ning suvdagi 10% li eritmasi	0,0825
Mis sim	$1,78 \cdot 10^{-8}$	Kimyoviy toza suv	$\sim 10^6$
Platina	$11,0 \cdot 10^{-8}$	Natron shisha	$\sim 10^9$
Konstantan (60% Cu, 40% Ni qotishmasi)	$49,0 \cdot 10^{-8}$	Chinni	$\sim 10^{13}$
Nixrom (67,5% Ni, 15% Cr, 16% Fe, 1,5% Mn)	$110 \cdot 10^{-8}$	Qahrabo, eritilgan kvars	$> 10^{18}$
Grafit	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$		

(59.1) oddiy bog'lanishdan amalda simlardan turli qarshiliklar tayyorlashda foydalaniladi. Agar tajriba vaqtida qarshilikni o'zgartirish lozim bo'lsa, unda sirpanuvchi kontaktli reostat ishlatiladi. U issiqbardosh izolyatsiyalovchi silindr (chinni, steatit) ga o'ralgan solishtirma qarshiligi yuqori bo'lgan (nixrom, nikelin) qotishmadan



85-rasm. Kuchlanish bo'lgichi.

qilingan bir qatlamli yalang'och simdan va sirpanuvchi kontaktdan iborat. 85-rasmda kuchlanish bo'lgichning sxemasi ko'rsatilgan. Agar reostatning a va b uchlari orasidagi kuchlanish U_0 bo'lsa, unda v va g ochiq nuqtalar orasidagi kuchlanish U quyidagiga teng:

$$U = U_0 r_1 / r$$

bunda r - reostatning to'liq qarshiligi, r_1 - b qisqich va sirpanuvchi kontakt orasidagi qismining qarshiligi.

60- §. Qarshilikning temperaturaga bog'liqligi

Solishtirma qarshilik moddaning turigagina bog'liq bo'lmay, uning holatiga, jumladan, temperaturasiga ham bog'liq bo'ladi. Solishtirma qarshilikning temperaturaga bog'liqligini berilgan modda qarshiligining temperatura koeffitsiyenti bilan xarakterlash mumkin:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (60.1)$$

U temperatura bir gradusga ortganda qarshilikning nisbiy orttirmasi qancha bo'lishini ko'rsatadi. Berilgan modda uchun qarshilikning temperatura koeffitsiyenti turli temperaturalar uchun turlicha, ya'ni solishtirma qarshilik temperatura o'zgarishi bilan chiziqli qonun bo'yicha o'zgarmay, balki unga yanada murakkabroq bog'liq bo'ladi. Biroq ko'pgina o'tkazgichlar uchun (ularga barcha metallar kiradi) temperaturaga qarab α ning o'zgarishi uncha katta bo'lmaydi. Agar temperaturaning o'zgarish intervali yetarlicha kichik bo'lsa, unda α ni taqriban doimiy deb hisoblash mumkin. U qaralayotgan temperatura sohasi ichida uning o'rtacha qiymatiga teng. Masalan, $0^\circ C$ dagi solishtirma qarshilik ρ_0 bo'lsa, $t^\circ C$ dagi uning qiymati ρ bo'lsa, unda

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (60.2)$$

deb hisoblash mumkin.

Qarshilikning temperatura koeffitsiyenti musbat bo'lishi ham, manfiy bo'lishi ham mumkin. Barcha metallarda temperatura ortishi bilan qarshilik ortadi, binobarin, metallar uchun $\alpha > 0$. Birinchi klass o'tkazuvchilardan ba'zilari uchun buning teskarisi kuzatiladi, biror temperatura intervalida temperatura ortishi bilan ularning qarshiligi kamayadi. Nihoyat, metallardan farqli o'laroq, hamma elektrolitlarda ular qizdirilganida qarshiligi kamayadi, ular uchun $\alpha < 0$.

Quyidagi 4-jadvalda ba'zi moddalar uchun α ning qiymatlari keltirilgan. Barcha sof metallar uchun qarshilikning temperatura koeffitsiyenti $1/273 = 0,00367$ ga, ya'ni gazlar kengayishining temperatura koeffitsiyenti kattaligiga yaqin. Shuni ham qayd qilib o'tish kerakki, ba'zi qotishmalar, masalan, konstantaning α si juda kichik bo'ladi. Shuning uchun bunday qotishmalardan qilingan simlar qarshiliklarning aniq namunalari (etalonlar) ni tayyorlashda ishlatiladi.

4-jadval

Modda	Temperatura $^\circ C$	Qarshilikning o'rtacha temperatura koeffitsiyenti α, K^{-1}
Kumush	0 – 100	$40 \cdot 10^{-4}$
Mis	18	$43 \cdot 10^{-4}$
Platina	0 – 100	$38 \cdot 10^{-4}$
Konstantan	18	$(-0,4 \text{ dan } +0,1 \text{ gacha}) \cdot 10^{-4}$
NaCl ning suvdagi 10% li eritmasi	18	- 0,021
Grafit	18	$-5 \cdot 10^{-4}$
Shisha	0 – 100	- 0,1 dan - 0,2 gacha

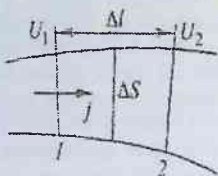
Olingan namunaga qarab

Metallar qarshiligining temperaturaga bog'liqligidan turli o'lchash asboblari va avtomatik qurilmalarda foydalaniladi. Ularning eng muhimi

qarshiliklar termometridir. U platina simdan qilingan qarshilikdan iborat bo'lib, ko'prik sxemasiga yelkalarining biri sifatida ulanadi. Platinning qarshiligi vaqt bo'yicha juda doimiy bo'lib, keng temperaturalar intervalida yaxshi o'rganilgan. Shuning uchun platina simning qarshiligini o'lchab temperaturani ham juda aniq o'lchash mumkin. Qarshiliklar termometrlarining afzalligi shundaki, suyuqlik oddiy termometrlardan foydalanish mumkin bo'lmagan juda past, juda yuqori temperaturalarda ulardan foydalanish mumkin. Ba'zi moddalarda juda past temperaturalarda ajoyib o'tkazuvchanlik holati sodir bo'lib, unda elektr qarshiligi butunlay yo'qoladi. Bu masalani keyinroq qarab chiqamiz (148-§).

61- §. Om qonunining differensial shakli

Om qonuni (57.1) va (59.1) formula simlardagi va umuman tok naychalari o'zgarimas kesimli silindrdan iborat bo'lgan hollardagi tok kuchini topishga imkon beradi. Ko'pincha tok naychalari silindr shaklida bo'lmagan o'tkazuvchi muhitlardagi tok kuchini hisoblashga to'g'ri keladi. Qoplamalari orasidagi fazo o'tkazuvchi muhit bilan to'ldirilgan sferik va silindrik kondensatorlar bunga misol bo'la oladi. Bu holda (59.1) formulani qo'llab bo'lmaydi, chunki qoplama sirtining turli nuqtalari uchun l masofa turlicha, har qaysi qoplamadagi S yuza turli kattalikka ega.



86-rasm. Differensial shakl-dagi Om qonuniga doir.

kattaligini esa ΔS orqali belgilaymiz. Bu kesmaga Om qonuni (57.1) ni va (59.1) formulani tatbiq qilib, quyidagini olamiz:

$$i = j\Delta S = \frac{U_1 - U_2}{\rho(\Delta l / \Delta S)}$$

yoki ΔS ga qisqartirib va muhitning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi kattaligi $\lambda = 1/\rho$ ni kiritib

$$j = \lambda \frac{U_1 - U_2}{\Delta l} = -\lambda \frac{U_2 - U_1}{\Delta l} = -\lambda \frac{\Delta U}{\Delta l}$$

ni hosil qilamiz. Bu formula juda aniq bo'lishi uchun $\Delta l \rightarrow 0$ da limitga o'tish lozim. chunki faqat mana shu holdagina naychanning qaralayotgan kesmasini silindrik deb hisoblash va unga (59.1) formulani tatbiq qilish mumkin. Ammo

$$\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \left(-\frac{\Delta U}{\Delta l} \right) = -\frac{dU}{dl} = E$$

bunda E – o'tkazgich ichidagi elektr maydon kuchlanganligi. Keyin \mathbf{j} va \mathbf{E} vektor ekanligini va izotrop muhitlar ichida ular bir xil yo'nalganligini hisobga olib, pirovardida quyidagini olamiz:

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} \quad (61.1)$$

Bu munosabat *Om qonunining differensial shakli* deb ataladi. Buning (57.1) dan (Om qonunining integral shaklidan) farqi shundaki, unda bir nuqtaning o'zidagi elektr holatni xarakterlovchi kattaliklar bor.

Anizotrop muhitlarda, masalan, ko'pgina kristallar shunday muhit bo'ladi, umuman olganda \mathbf{j} va \mathbf{E} yo'nalishlar mos tushmaydi. Bu holda (61.1) formula o'rniga ancha murakkabroq ifoda olinadi.

(61.1) ga kiruvchi \mathbf{E} maydon tok borligida o'tkazuvchi muhit ichidagi maydondan iborat. Biroq shuni ko'rsatish mumkinki, agar o'tkazuvchi muhit bir jinsli bo'lsa, u holda amaliy ahamiyatga ega bo'lgan barcha qiziq hollarda bu maydon elektrostatik maydon E_{st} bilan mos tushadi, ya'ni elektrodlar orasida o'tkazuvchi muhit o'rnida vakuum bo'lib, kuchlanish tok mavjudligidagi kuchlanish kabi bo'lganda, o'sha elektrodlar orasida mavjud bo'ladigan maydon bilan mos tushadi. Bundan bir jinsli o'tkazgichda elektrostatik maydonning kuch chiziqlari tok chiziqlari bilan mos tushishi kelib chiqadi (2- qo'shimchaga qarang).

O'tkazuvchi muhitlardagi tok kuchini hisoblashda quyidagicha ish tutiladi. Dastavval elektrodlar orasidagi berilgan kuchlanishga qarab o'tkazuvchi muhit ichidagi maydon kuchlanganligi aniqlanadi, ya'ni elektrostatika masalasi yechiladi va so'ngra (61.1) formuladan foydalanib, muhitning har bir nuqtasidagi tok zichligi \mathbf{j} aniqlanadi. So'ngra elektrodlardan birini butunlay o'rab olgan biror S yopiq sirtini fikran ajratiladi va (53.3) ga ko'ra i tok kuchini shu sirt orqali oqim vektori \mathbf{j} kabi aniqlanadi. Hisoblashlarni soddalashtirish uchun S sirtini masalaning simmetriya shartlariga to'g'ri keladigan qilib tanlash lozim.

1-misol. Sirqish mavjud bo'lgan sferik kondensator. Qoplamalari orasidagi fazo solishtirma elektr o'tkazuvchanligi λ bo'lgan modda bilan to'ldirilgan sferik kondensator berilgan bo'lsin. Uning elektr maydonining potentsiali U ni hisoblab qo'ygan edik, u (24.2) formula bilan ifodalanadi. Bundan maydon kuchlanganligini topamiz:

$$E = -\frac{dU}{dr} = \frac{U_0}{1/a - 1/b} \frac{1}{r^2}$$

Shuning uchun (61.1) ga ko'ra markazdan r masofada tok zichligi quyidagiga teng:

$$j = U_0 \frac{\lambda}{1/a - 1/b} \frac{1}{r^2}$$

Mazkur holda (53.3) dagi S sirt sifatida qoplamalar orqali o'tadigan biror r radiusli sferani tanlasak qulay bo'ladi. Unda $j_n = j$, bundan tashqari sferaning hamma nuqtasida j o'zgarmas. Shuning uchun

$$i = jS = U_0 \frac{\lambda}{1/a - 1/b} \frac{1}{r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{4\pi\lambda}{1/a - 1/b} U_0$$

Kondensator orqali o'tayotgan tok kuchi (57.1) ga muvofiq qoplamalar orasidagi U_0 kuchlanishga proporsional. Kondensatorning elektr o'tkazuvchanligi Λ quyidagiga teng:

$$\Lambda = \frac{i}{U_0} = \frac{4\pi\lambda}{1/a - 1/b}$$

Shu formulalardan sferik kondensatordagi sirqish toki i ni va sirqish qarshiligi $R = 1/\Lambda$ ni hisoblash mumkin.

2- misol. Sirqish mavjud bo'lgan silindrik kondensator. Bu holda maydon kuchlanganligini (24.4) formuladan topamiz:

$$E = -\frac{dU}{dr} = -\frac{U_0}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

Tok zichligi j quyidagiga teng:

$$j = -U_0 \frac{\lambda}{\ln(b/a)} \frac{1}{r}$$

Bizni tok yo'nalishi emas, balki faqat uning kattaligi qiziqtirayotgani uchun minus ishorani tushirib qoldiramiz. Yopiq sirt sifatida qoplamalar orasidan o'tadigan r radiusli silindri tanlash maqsadga muvofiqdir. Bu holda ham $j_n = j$ bo'lib, silindr sirtida o'zgarmas. Shuning uchun kondensatorning uzunlik birligiga to'g'ri kelgan tok kuchi

$$\frac{i}{l} = jS = U_0 \frac{\lambda}{\ln(b/a)} \frac{1}{r} 2\pi r = \frac{2\pi\lambda}{\ln(b/a)} U_0$$

ga teng bo'ladi. Mazkur holda va shunga o'xshagan boshqa barcha masalalarda tok kuchi qoplamalar orasidagi kuchlanishga proporsional. l uzunlikdagi kondensatorning elektr o'tkazuvchanligi

$$\Lambda = \frac{2\pi\lambda}{\ln(b/a)} l$$

Kabelning sirqish tokini va sirqish qarshiligini hisoblashda ana shu formulalardan foydalaniladi.

Sferik va silindrik kondensatorlarning elektr o'tkazuvchanligi Λ uchun olingan ifodalarni sig'im C uchun olingan ifodalar bilan taqqoslab (32-§), bu kattaliklarning nisbati

$$\frac{C}{\Lambda} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\lambda} \quad (61.2)$$

bo'lishini ko'ramiz.

Bu nisbat ikkala turdagi kondensator uchun bir xil bo'lib, faqat elektrodlar orasidagi muhitga bog'liq. Bu natija bir-biriga nisbatan har qanday joylashgan ixtiyoriy shakldagi o'tkazgichlar uchun ham o'rinli.

Olingan natija to'g'ri bo'lishi uchun λ -muhitning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi o'tkazgichlarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligidan ancha kichik bo'lishi lozim.

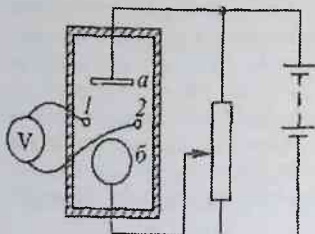
Ko'pgina hollarda (61.2) formula foydali. Masalan, agar bir juft o'tkazgichning sig'imini aniqlash lozim bo'lsa, unda ularning sig'imini bevosita o'lchash o'rniga (sig'im kattaligi kichik bo'lganda uni o'lchash oson ish emas) o'tkazgichlarni λ si ma'lum bo'lgan muhitga joylashtirish va elektr o'tkazuvchanlikni o'lchash, shundan keyin (61.2) formulaga ko'ra ular sig'imini topish mumkin. Aksincha, olingan ifoda elektr o'tkazuvchanlikni o'lchash ishini sig'imni o'lchashga olib kelishga imkon beradi.

62- §. Elektrolitik vanna

Bir jinsli muhitda elektrostatik maydonning kuch chiziqlari tok chiziqlari bilan mos tushishi haqida 61-§ da bayon qilgan edik. Elektr maydonlarni eksperimental tadqiq qilishning qimmatli amaliy metod shunga asoslangan.

Agar ikki o'lchovli biror elektr maydon berilgan bo'lib, uning ekvipotensial sirtini tajribada aniqlashni istasak, unda maydon hosil qiladigan elektrodning metall modelini tayyorlash va kuchsiz o'tkazadigan muhitga joylashtirish lozim. Modellar o'z o'lchamlari bo'yicha asl nusxa bilan mos kelmasligi mumkin, lekin ularga o'xshash bo'lishi va o'shanday tarzda joylashishi lozim. Elektrodarga haqiqiy elektrodarga beriladigan kuchlanishga proporsional kuchlanish beriladi. Unda elektrod modellari orasida potensial taqsimoti haqiqiy elektrodlar orasidagi potensial taqsimoti o'xshash bo'ladi. Muhitning turli nuqtalaridagi potentsialni o'lchash uchun unga uncha katta bo'lmagan o'tkazgich - zond joylashtiriladi. Zond kalta metall shtift ko'rinishida bo'lishi mumkin.

O'tkazuvchi muhit sifatida yetarlicha katta vannaga qo'yilgan biror elektrolit ishlatiladi. Shuning uchun ham bu ko'rsatilgan metod elektrolitik



87-rasm. Eng sodda elektrolitik vanna.

vanna metodi deb ataladi. 87-rasmda eng sodda elektrolitik vannalardan birining sxemasi ko'rsatilgan. Nam qum to'ldirilgan yog'och yashikka tekshiriladigan *a* va *b* elektrodlar botirilgan. Yashikning o'lchamlari elektrodlar orasidagi masofadan bir necha marta katta bo'lishi lozim. Elektrodlariga batareyadan va kuchlanish bo'lgichdan kuchlanish beriladi. Voltmetrning klemmalariga ulangan 1- va 2-zondlar qumga botiriladi. Ekvipotensial chiziqlarni aniqlash uchun

zondlardan biri qo'zg'altirilmaydi, boshqasini esa turli nuqtalarda bitirib chiqib shunday nuqtalar topiladiki, bu nuqtalarda voltmetrning og'ishi nolga teng bo'lsin. Ekvipotensial chiziqlardan biri shu tarzda topiladi. So'ngra birinchi zondni potensial boshqacha bo'lgan boshqa nuqtaga ko'chirib, joylashtiriladi va ikkinchi zond yordamida boshqa ekvipotensial chiziqda yotgan nuqtalar topiladi va h.k. Shu tarzda ish tutib, berilgan elektrod uchun elektr maydonning ekvipotensial chiziqlarining shakli va joylashishini aniqlash mumkin. Voltmetr o'rnida nol galvanometrardan foydalanagan ma'qul, unda nolchini bo'lim shkalaning o'rtasida joylashgan.

61-§ da o'tkazuvchi muhitda maydonning elektrostatik maydon bilan mos tushishi to'g'risida gapirganda o'tkazuvchi muhitni bir jinsli deb faraz qilgan edik. Elektrolitik vannada esa ajralish chegarasiga ega bo'lgan elektrolit va havodan iborat bir jinsli bo'lmagan muhitga egamiz. Ammo bu natijani o'zgartirmaydi. Haqiqatan ham, o'qlari parallel bo'lgan silindrik elektrodlar holida (ikki o'lchovli maydon) barcha tok chiziqlari elektrodlariga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi. Elektrolit sirti shunday sirtlarning biridir. Bu tok chiziqlari va kuch chiziqlari shu tekislikni kesib o'tmaydi, demak, bu sirtning bo'lishi chiziqlarning taqsimlanishini buzmaydi.

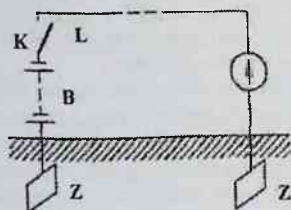
Elektr zondlarga qaraganda elektrolitik vannaning afzalliklari ko'p (23-§). Elektrolit ichida tok oqishining o'zi tok iste'mol qiladigan asboblari: voltmetrlar va galvanometrlarni ishlatish imkonini beradi. Bu asboblari galvanometrlarga qaraganda ancha qulay va ishonchli bo'ladi. Bundan tashqari, vannada tok va kuchlanishlarning taqsimlanishi begona elektrostatik ta'sirlarga sezgir emas. Shuning uchun elektrolitik vanna elektr

maydonlarni tekshirishning eng oddiy va qulay metodi bo'lib, amalda keng qo'llaniladi.

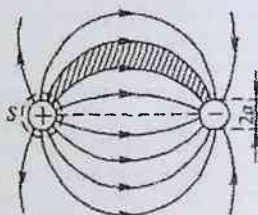
Agar aniq o'lchashlar o'tkazish lozim bo'lsa, unda 87- rasmda tasvirlangan vanna uncha yaroqli emas. Uning kamchiliklaridan biri o'zgarmas tokda elektroliz ro'y berishi va elektrolitlarning tarkibiy qismlari elektrodga o'tirishidir (elektrodlar qutblanadi, 195-§ ga q.). Natijada elektrodlar orasidagi kuchlanish tajriba davomida bir oz o'zgaradi va o'lchash aniq bo'lmay qoladi. Bu noqulaylikdan qutulish uchun o'zgaruvchan tok qo'llaniladi. Ko'pincha elektrolitik vannaga pantograf ham ulanadi, u richaglar sistemasidan iborat bo'lib, uning bir uchida zond, boshqa uchida zond vaziyatini qog'ozda belgilab turuvchi yozuvchi moslama turadi.

63- §. Aloqa liniyalarida yerlash (yerga ulash)

61-§ natijalari aloqa liniyalarida yerlashning ishlashini tushunishga imkon beradi. Yerlash sxemasi 88-rasmda ko'rsatilgan. Telegraf va telefon liniyalari qurishda faqat bitta sim (L) yotqiziladi. Bu simga yuborish stansiyasidagi tok manbai B ning faqat bir qutbi ulanadi, uning ikkinchi qutbi esa yerga ko'milgan metall list Z ga ulanadi. Qabul qilish stansiyasidagi apparatning ham (88-rasm G galvanometr ko'rinishida ko'rsatilgan) bir uchi liniya va ikkinchi uchi xuddi shunday boshqa listga ulanadi.



88-rasm. Aloqa liniyalarida yerlash.



89-rasm. Yerlashning ishlashini tushuntirishga doir.

Yer zanjimi tutashtiruvchi ikkinchi sim vazifasini o'taydi. Bunda muhimi shundaki, yerlash qarshiligi stansiyalar orasidagi masofaga bog'liq bo'lmaydi. Elektrodlar orasidagi muhit (quruq tuproq, harsang tosh va sh.o.) elektrni yomon o'tkazsa-da, yerlash qarshiligi nisbatan kam bo'ladi (yaxshi yerlanganda om va bir necha o'n om hisobida).

Yerlash xossalarini tushunib olish uchun radiusi a ga teng bo'lgan shar ko'rinishida ikkita bir xil elektrodlarni qarab chiqamiz. Ular solishtirma elektr o'tkuzuvchanligi λ bo'lgan cheksiz bir jinsli muhitga botirilgan deb

faraz qilamiz (89-rasm). Sharlar orasidagi muhitni tok naychalariga ajratib, ularni parallel ulangan o'tkazgichlar kabi qarash mumkin (tok naychalaridan biri 89-rasmda shtrixlab ko'rsatilgan). Sharlar orasidagi masofani orttirib har qaysi tok naychasini uzaytiramiz, bundan uning qarshiligi ham ortadi. Ammo bunda muhitdagi tok chiziqlari ikkala shardan borgan sari uzoqlashadi (chegaraviy holda sharlar orasidagi masofa cheksiz bo'lganda tok chiziqlari sharlarning radiuslari bo'yicha yo'naladi va cheksizlikka ketadi). Shuning uchun muhitni bo'lib chiqqan tok naychalarining kesimi ham ortadi, bu esa har qaysi naycha qarshiligining kamayishiga olib keladi. Kesimning ortishi uzunlik ortishini kompensatsiyalaydi. Bu esa qarshilikning masofaga bog'liq bo'lmashligining fizikaviy sababidir.

61-§ da bayon qilingan metoddan foydalanib sharlar orasidagi qarshilikni hisoblaymiz. Sharlardan birini uning sirtiga zich tegib turadigan yopiq sirt S bilan o'raymiz va u orqali o'tadigan tok kuchini hisoblaymiz. Sharlar orasidagi masofa $r \gg a$ deb hisoblaymiz. Bu holda sharlarning bir-biriga induksion ta'sirini hisobga olmaslik va sharlarda zaryadlar tekis taqsimlangan deb hisoblash mumkin. Agar sharlardagi zaryadlar $+q$ va $-q$ ga teng bo'lsa, unda ularning potentsiallari (cheksizlikka nisbatan)

$$U_{1\infty} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{a}, \quad U_{2\infty} = -\frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{a}$$

munosabatlar bilan ifodalanadi. Potentsiallar farqi yoki sharlar orasidagi kuchlanish

$$U = U_{1\infty} - U_{2\infty} = \frac{1}{2\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{a}$$

Shuning uchun har qaysi shar sirtidagi kuchlanish orqali ifodalangan maydon kuchlanganligi

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q}{a^2} = \frac{U}{2a}$$

bo'ladi. Bundan tok kuchini shar sirti orqali topamiz:

$$i = \int_S j dS = \lambda \int_S E dS = \lambda \frac{U}{2a} \cdot 4\pi a^2 = 2\pi a \lambda U$$

Binobarin, sharlar orasidagi muhitning qarshiligi R quyidagiga teng:

$$R = \frac{U}{i} = \frac{1}{2\pi a \lambda}$$

Bundan qarshilik elektrodlar orasidagi masofaga umuman bog'liqmasligini va faqat sharlar radiusi bilan hamda muhitning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi bilan aniqlanishini ko'ramiz.

Olingan natijani tajribada osongina namoyish qilish mumkin. Buning uchun katta vannaga quyilgan biror elektrolitga kichkina ikkita metall sharcha tushiramiz va ularni batareya hamda ampermetrdan iborat zanjirga ulaymiz. Elektrolitga faqat sharlar sirti tegishi uchun tok keltiruvchi simlar shisha trubka bilan izolyatsiyalanadi. Ampermetr ko'rsatishlarini belgilab olamiz va sharlar orasidagi masofani o'zgartiramiz. Ular orasidagi masofa bir necha radiusga ortguncha ampermetrning ko'rsatishi sharlar orasidagi masofaga deyarli bog'liq bo'lmaydi, demak, qarshilik ham o'zgarishsiz qoladi. Sharlar bir-biriga radiuslari tartibidagi masofaga yaqinlashtirilishi bilanoq ampermetr tok ortganini ko'rsatadi.

Yana 89-rasmga murojaat qilib, kuch chiziqlarining qalinligi bevosita sharlar yaqinidagina katta bo'lishini ko'ramiz. Bu, maydon kuchlanganligi sharlar yaqinidagina katta bo'ladi, binobarin, kuchlanishning asosiy qismi bevosita elektrodلarga yaqin muhit sohalariga to'g'ri keladi. Shuning uchun yerlash qarshiligi amalda shu sohalarining solishtirma elektr o'tkazuvchanligigagina bog'liq. Yerlash qarshiligini kamaytirish uchun elektrodلar tuproq osti suvlari chuqurligida ko'miladi. Unda Yer tarkibida bo'lgan tuzlarning erishi sababli elektr o'tkazuvchanlik yuqori bo'ladi.

VII BOB. ELEKTR YURITUVCHII KUCH

64-§. Tok manbalari

O'tkazgich uchlarida kuchlanish hosil qilish uchun zaryadlangan kondensatorlardan foydalanilsa, o'tkazgichda o'zgarmas tok olish mumkin emasligini ko'rish oson. Haqiqatan ham, tok mavjud bo'lganda zaryadlarning bir qoplamadan ikkinchisiga o'tishi kuzatiladi va bunda tok yo'nalishi qoplamalar zaryadlarining kamayishi yo'nalishida bo'ladi. Natijada qoplamalar orasidagi kuchlanish kamaya boradi va Om qonuniga ko'ra (57-§) o'tkazgichdagi tok kuchi kamayadi. Bu hol har qanday elektrostatik maydon uchun umumiy: bunday maydon doim zaryadlarni potentsiallar farqi kamayadigan qilib ko'chiradi.

O'zgarmas tok olish uchun elektr zanjiridagi zaryadlarga elektrostatik maydon kuchidan farq qiladigan qandaydir kuchlar ta'sir qilishi lozim. Bunday kuchlar chet kuchlar deb atalgan. Chet kuchlar paydo bo'ladigan har qanday qurilmani tok manbai deb ataymiz. Masalan, galvanik elementlar tok manbai bo'ladi.

Agar gidrostatik o'xshatishdan foydalanilsa, unda elektrostatik maydonni tutash idishlarda suyuqlik sathini tenglashtirishga intilayotgan og'irlik kuchiga o'xshatish mumkin, tok manbaini esa og'irlik kuchiga qarshi ishlayotgan va suyuqlik toki borligiga qaramay idishlardagi sathlar farqini tiklayotgan nasos bilan taqqoslash mumkin.

Bizning hozirgi vazifamiz tok manbalarining miqdoriy xarakteristikalarini aniqlash va ular bilan zanjirdagi tok kuchi orasidagi bog'lanishni tushunib olishdir. Tok manbai sifatida galvanik elementni olamiz, so'ngra olingan natijalarni har qanday manba uchun umumlashtiramiz. Bu masalalarni tahlil qilishda termodinamikaning birinchi qonuniga (energiya saqlanishining umumiy qonuniga) asoslanamiz va yopiq tok zanjirida energiyalarning qanday o'zgarishlari ro'y berayotganini qarab chiqamiz.

65-§. O'zgarmas tokning ishi va quvvati. Joule-Lens qonuni.

Zanjirning istalgan sohasida elektr tok ma'lum ish bajaradi. Zanjirning ixtiyoriy sohasi berilgan bo'lib, (90-rasm) uning uchlari orasida U kuchlanish mavjud bo'lsin. Elektr kuchlanishning ta'rifiga ko'ra (17-§) birik zaryadni a va b nuqtalar orasida ko'chirishda bajarilgan ish U ga teng. Agar zanjir sohasida tok kuchi i ga teng bo'lsa, unda t vaqt ichida $i \cdot t$ zaryad o'tadi va bu sohada elektr tok bajargan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = U i t \quad (65.1)$$

Bu ifoda har qanday holdagi o'zgarmas tok uchun, birinchi va ikkinchi sinf o'tkazgichlar, elektromotorlar va boshqalarni ulash mumkin bo'lgan

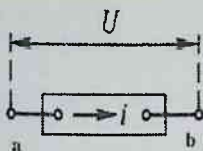
zanjirning har qanday sohasi uchun o'rinli. Tokning quvvati, ya'ni vaqt birligida bajarilgan ish quyidagiga teng:

$$P = A/t = U_i \quad (65.2)$$

(65.2) formuladan SI sistemasida kuchlanish birligini aniqlash uchun foydalaniladi. Kuchlanish birligi volt quyidagicha aniqlandi:

$$1V = 1W/A$$

Volt shunday kuchlanishki, quvvati $1W$ bo'lganda elektr zanjirida kuchi $1A$ bo'lgan o'zgarimas tok hosil qiladi.



90-rasm. Elektr tokining bajarilgan ishini hisoblashga doir

Endi zanjir sohasi qo'zg'almas birinchi sinf o'tkazgichdan iborat deb hisoblaymiz. Unda o'tkazgichda ajraladigan issiqlikning hammasi ishga aylanadi. Agar o'tkazgich bir jinsli bo'lib, Om qonuniga bo'ysunsa (bunga barcha metallar va elektrolitlar kiradi),

unda $U = iR$, bunda R o'tkazgichning qarshiligi. Bu holda:

$$A = i^2 Rt. \quad (65.3)$$

Bu qonunni birinchi bo'lib Lens va undan mustaqil ravishda Joul aniqlagan edi. Shuni qayd qilib o'tamizki, tokli o'tkazgichlarning qizish xossasidan texnikada keng foydalaniladi. Ulardan eng muhimi — cho'g'lanma yoritish lampalaridir.

Zamonaviy cho'g'lanma lampalar qator olimlarning qunt bilan va uzoq muddatli ishlarining natijasi. Cho'g'lanma lampa taraqqiyotida A.N.Lodiginning ishlari katta ahamiyatga ega. U 1873 yildayoq Peterburgda turli tipdagi lampalarni ochiq namoyish qildi. Lodiginning birinchi lampalari shisha shar shakliga ega bo'lib, unda ikkita mis sterjenga maxsus ko'mir sterjen mahkamlangan edi. Lampalarning xizmat qilish muddatini oshirish usullarini qidirishda u xodimlari bilan birgalikda lampalar ichidan havoni so'rib olishni taklif qildi va uzoqroq xizmat qiladigan sirti kuyib ko'mirga aylanadigan organik tolalar ko'rinishidagi cho'g'lanma jismlarni topgan edi. 1890 yilda Lodigin qiyin eriydigan metallar: volfram, molibden va boshqalardan qilingan metall tolali cho'g'lanma lampalar kiritdi. Juda keng sanoat masshtabida qo'yilgan Edison ishlari cho'g'lanma lampalarni praktikaga tatbiq qilishga olib keldi. Keyingi vaqtlarda ikki muhim takomillashtirish qilindi: cho'g'lanadigan jismni ingichka spiral ko'rinishida tayyorlana boshlandi, bu issiqlik berishni kamaytirishga olib keldi va sezilarli darajada changlanmagani holda (Lengmyur) cho'g'lanma tola temperaturasini oshirish imkoniga ega bo'lish uchun lampa balloni inert gazlar bilan to'ldirila boshlandi.

66-§. Galvanik elementda ajratilgan energiya

Zanjirida biror galvanik element tok hosil qilib, unda element ichida kimyoviy reaksiya ro'y beradi. Bu peim elementlarda asosiy reaksiya katod elementi bo'lib hisoblangan rux elektrodning elektrolit bilan birikishidan iborat va shuning uchun element ishlayotgan vaqtda metall rux sarf bo'ladi, eritmada esa yangi muhdabur — reaksiya mahsulotlari paydo bo'ladi. Eng soddada element — Volta elementida (2-rasm) bu reaksiya quyidagicha bo'ladi:



Ammo tajriba har qanday reaksiyada ma'lum miqdorda energiya yo'yutilishini, yo' ajralishini ko'rsatadi. Bundan keyin biz kimyoviy reaksiya tashqi doimiy bosim ostida ro'y beradi deb faraz qilamiz. Bunda Q_x issiqlik miqdori ajraladi:

$$Q_x = pm \quad (66.1)$$

bunda m —reaksiyada ajralgan modda miqdori, p —kattalik kimyoviy reaksiyaning issiqlik effektini aniqlaydi va qaralayotgan moddaning massa birligi reaksiyaga kirishganda qancha miqdorda issiqlik miqdori ajralganini ko'rsatadi. Agar reaksiya vaqtda issiqlik ajralayotgan bo'lsa, unda p musbat, agar issiqlik yutilayotgan bo'lsa, p manfiy bo'ladi. Masalan, ko'rsatilgan reaksiyada lgr ruxning sulfat kislotada bilan o'zaro ta'sirlashishida rux sulfat hosil bo'lishida 6900J issiqlik ajraladi va shuning uchun rux bo'yicha hisoblangan mazkur reaksiyaning issiqlik effekti $p = 6,9 \cdot 10^6 \text{ J/kg}$ bo'ladi.

Kimyoviy reaksiya energiyasi galvanik elementlarda ajratilgan energiyaning o'zginasidir. Uning o'lchovi reaksiyaning issiqlik effekti.

67-§. Galvanik elementning elektr yurituvchi kuch

Endi qarshiligi R bo'lgan o'tkazgich bilan tutashtirilgan galvanik elementni qarab chiqamiz (91-rasm). Tok yo'qligida simlarda rux mahsuloti kimyoviy reaksiya ro'y bermaydi deb hisoblaymiz. Bu reaksiya uchun hamma metallar kombinatsiyasi uchun o'rinni birlashtirish uchun Volta elementida zanjir uzoq bo'lsa ham, juda kam mahsulot kislotada rux eriydi. Agar ruxni simob bilan ishlab rux mahsulotini qoplansa va elektrolit sifatida rux xlorid eritmasi ZnCl_2 eritmasi NH_4Cl tanlansa, unda tok yo'qligida rux juda sekin eriydi biz qilayotgan taxmin haqiqatga yaqin bo'ladi.

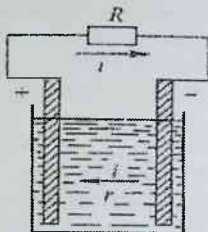
Tok borligida elektrolitga o'tgan elektrod massasi

$$m = Kq$$

ga teng, bunda K —elektrod metalining elektrokimyoviy ekvivalenti (189-§ga taqqoslang), q —element orqali o'tgan to'liq zaryad, kimyoviy reaksiyalarda ikkala elektrodda ajraladigan energiya uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Q_x = (p_1 K_1 + p_2 K_2) q$$

Element tutashtirilganda zanjirda tok ham ish bajaradi, u Joule—Lense issiqligiga aylanadi. Biz zanjirda hech qayerda elektr zaryadlari to'planmasligini, demak, tok faqat tashqi zanjirdagina mavjud bo'lmay, balki element ichida ham bo'lishini hisobga olishimiz kerak. Tok uchun galvanik element ichki qarshilik deb ataladigan ma'lum



91-rasm. Galvanik elementli elektr zanjiri.

qarshilik ko'rsatadi. Bu qarshilik elektrolit va elektrodning qarshiligidan iborat. Element doimiy temperaturada saqlanadi deb hisoblaymiz va undan biz faqat kuchsiz tok olamiz (qat'iy qilib aytganda cheksiz kichik tok olamiz). Bu holda element ichida elektrolitda sezilarli konsentratsiyalar farqi ham, sezilarli temperaturalar farqi ham paydo bo'lmaydi va vaqtning istalgan momentida elementning holati tok yo'qligidagi muvozanat holatidan juda kam farq qiladi. Elementning bunday ish rejimini ko'pincha kvazistatik rejim deb ataladi. Biroq, agar element temperaturasi doimiy saqlansa, unda tok borligida element atrof muhitga Q_r miqdorda issiqlik beradi (yoki, aksincha, undan oladi). Bu issiqlik temperaturani doimiy saqlab turish uchun kerak.

Endi qaralayotgan yopiq zanjirga termodinamikaning birinchi qonunini (energiya saqlanishining umumiy qonunini) tatbiq qilamiz, Unda

$$Q_x = A + Q_r \quad (67.1)$$

bunda A —tok bajargan ish. Albatta, bu formulaga kirgan barcha kattaliklar bir sistema birliklarida (issiqlik yoki mexanikaviy birliklarda) ifodalanishi lozim. Juda aniq fikr yuritganimizda biz yana quyidagini: tok borligida ikki turli o'tkazgich kontaktlarida qo'shimcha miqdorda issiqlik ajralishi yoki yutilishini (tokning yo'nalishiga bog'liq ravishda) hisobga olishimiz lozim edi. Biroq Peltie issiqligi deb ataladigan bu issiqlik (200-§ ga q.) odatda kimyoviy reaksiyalardagi issiqlik va Joule—Lense issiqligiga qaraganda ancha kam, shuning uchun ham ularni hisobga olmasa ham bo'ladi.

Hatto kvazistatik rejimda kimyoviy reaksiyaning hamma energiyasi tok bajargan ishga aylanmay, faqat

$$A = Q_2 - Q_1$$

farqigina aylanadi. Agar biz elementdan chekli bir tok kuchi olingan bo'lsak, unda element ichida qo'shimcha jarayonlar ro'y beradi. Bu jarayonlar konsentratsiyalar va temperaturalar farqi bilan bog'liq bo'lgan jarayondir. Tokning foydali ishi bundan ham kam bo'ladi. Kvazistatik jarayon uchun A kattalik kimyoviy reaksiyaning maksimal ishi deyiladi. Berilgan temperaturadagi maksimal ish Q_2 energiyaning ma'lum ulushidan iborat bo'lib, u ham Q_2 kabi zanjir orqali o'tgan zaryad kattaligiga proporsional. Shuning uchun

$$A = \mathcal{E}q$$

deyish mumkin, bunda \mathcal{E} —birlik zaryadga mo'ljallangan muayyan kimyoviy reaksiyaning (yoki reaksiyalarning) maksimal ishi. U galvanik elementning elektr yurituvchi kuchi deb ataladigan bo'ldi.

A ni tokning to'liq ishiga (tashqi zanjir va manba ichidagi) tenglashtirib,

$$\mathcal{E}q = Ri^2t + ri^2t$$

ga ega bo'lamiz, bunda r —elementning ichki qarshiligi. Tenglikning ikkala qismini zaryad kattaligi $q = it$ ga bo'lib, quyidagini topamiz:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \quad (67.2)$$

Olingan bu qonun (67.2) yopiq zanjir uchun Om qonuni deyiladi. Tashqi va ichki qarshiliklarning yig'indisi ($R+r$) ni zanjirning to'la qarshiligi deyiladi. (67.2) formula har qanday galvanik element uchun unga xarakterli bo'lgan kattalikni—elektr yurituvchi kuchni (EYuK) shunday tarzda kiritish mumkinki, uni zanjirning to'la qarshiligiga bo'lishdan chiqqan bo'linma zanjirdagi tok kuchiga teng bo'ladi.

(67.2) dan ζ ning o'lchamligi kuchlanish o'lchamligiga mos kelishi ko'rinib turibdi, shuning uchun EYuK ham kuchlanish birliklarida ifodalanadi.

Kimyoviy reaksiyada ajralgan Q_2 energiya kabi berilgan kattaligi zaryadning o'tishidagi A maksimal ish ham faqat elektrodlar va elektrolitning tabiatigagina bog'liq. Shuning uchun galvanik elementning E.Y.Ki uning tarkibiga kiruvchi moddalarning turiga bog'liq bo'lib, element o'lchamlariga bog'liq bo'lmaydi. Aksincha, elementning ichki qarshiligi esa, har qanday boshqa o'tkazgichlar singari, uning o'lchamlari va shakliga bog'liq.

Yuqorida biz galvanik elementning EYuKning kimyoviy reaksiyaning maksimal ishi orqali aniqlagan edik. Biroq EYuKni bevosita kimyoviy reaksiyaning issiqlik effekti orqali ifodalash ham mumkin. Termodinamikada har qanday izotermik kvazistatik jarayonda bajariladigan

A ish manbaidan o'layotgan Q_p issiqlik miqdori bilan quyidagi munosabat orqali bog'langan ko'rsatiladi:

$$A = Q_p + T(\partial A / \partial T)_p$$

bunda p indeks tegishli kattaliklar o'zgarish tashqi bosim ostida o'lganini ko'rsatadi (Gibbs—Gelmgols formulasi). Bunga Q_p o'rniga tekisla keltirilgan Q_x uchun yozilgan ifodani qo'yib va $A = \mathcal{E}q$ deb quyidagini olamiz:

$$\mathcal{E} = (p_1 K_1 + p_2 K_2) + T(\partial \mathcal{E} / \partial T)_p$$

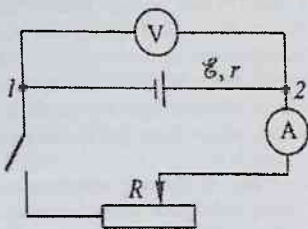
bunda o'ng qismdagi birinchi qo'shiluvchi birlik o'tgan zaryadga mo'ljallangan elementdagi Kimyoviy reaksiyaning issiqlik effektidir. Bu munosabatni Gelmgols olgan edi va u galvanik elementlar nazariyasida asosiy hisoblanadi.

Biz galvanik element ko'rinishidagi tok manbaini qarab chiqib Om qonuni (67.2) ni oldik. Ammo bu qonun umumiy ahamiyatga ega. Har qanday tok manbaini, uning elektr yurituvchi kuchi bilan shunday xarakterlash mumkinki, bunda Om qonuni (67.2) o'rinni bo'ladi. Har qanday manbaning E.Yu. K. ni tajribada o'lchash oson bo'lgani uchun (68-§), (67.2) formula katta ahamiyatga ega bo'lib, u har qanday zanjirdagi tok kuchini hisoblashga imkon beradi.

Om birinchi bo'lib bu (67.2) qonunni tajribada boshqa yo'l bilan aniqlaganligini qayd qilib o'tamiz. U galvanik element bilan emas, balki termoelement bilan eksperiment o'tkazib, bu qonunni nazariy tushuntirishda elektr tok bilan suyuqlik va issiqlik oqimlari o'rtasidagi o'xshashlikdan foydalangan edi.

68-§. Manba qisqichlaridagi kuchlanish

Tok manbai o'zgaruvchan tashqi qarshilik R va ampermetr A dan iborat zanjir berilgan bo'lsin (92-rasm). Manba qisqichlaridagi kuchlanishni voltmeter yordamida o'lchaymiz. Voltmetrning ulanishi 1 va 2 nuqta orasidagi kuchlanishni



92-rasm. Ishlayotgan manba qisqichlaridagi kuchlanishni o'lchash.

o'zgartirish uchun voltmeter qarshiligini yetarlicha katta qilib olamiz. Voltmetr ko'rsatadigan kuchlanish zanjirdagi tok kuchiga bog'liqligini topamiz.

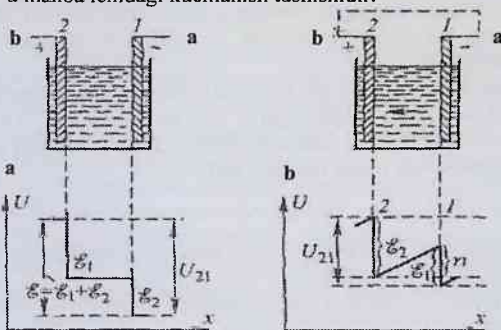
Zanjir ochiq bo'lganda ($I=0$) u eng katta bo'lib, tashqi qarshilik R ni nolgacha kamaytirganda (ampermetr qarshiligini ham qo'shganda) nolga intiladi.

Ishlayotgan manba qisqichlaridagi kuchlanish o'zgaruvchan kattalik bo'lib, manba nagruzkasiga bog'liq. Buning tushuntirilishini Om qonunidan topamiz. Voltmetr ko'rsatadigan kuchlanish 1- va 2-nuqtalar orasidagi kuchlanishdir. Om qonuni (57-1) ni EYuK bo'lmagan tashqi $2R_1$ zanjirga tatbiq qilib quyidagini olamiz: $U_{21} = Ri$

Lekin zanjirdagi tok kuchi Om qonuni (67.2) bilan ifodalanadi,

$$U_{21} = R \frac{\mathcal{E}}{R+r} = \mathcal{E} \left(1 - \frac{r}{R+r} \right) = \mathcal{E} - ri \quad (68.1)$$

shuning uchun qisqichlardagi kuchlanish EYuKdagi qadar kam ekanligini ko'ramiz, u manba ichidagi kuchlanish tushishidir.



93-rasm. Ochiq (a) va yopiq (b) galvanik element zanjirida potensial taqsimoti.

Olingan formula tashqi qarshilik R ichki qarshilik r ga qaraganda qanchalik katta bo'lsa, manba ichida kuchlanish tushishi ham shunchalik kam bo'lishini va qisqichlardagi kuchlanish EYuK ga shunchalik yaqin bo'lishini ko'rsatadi. Agar $R \gg r$ (zanjir ochiq) bo'lsa, unda $U = \mathcal{E}$: elektr yurituvchi kuch ochiq manba qisqichlaridagi kuchlanishga teng bo'ladi. Bu har qanday manbaning EYuK ni juda oson aniqlashga imkon beradi va EYuK larni o'lchashning barcha metodlari asosida yotadi.

(68.1) formulaning ma'nosini tushuntirish uchun galvanik element zanjirida potensial taqsimlanishini qarab chiqamiz. Zanjir ochiq bo'lganda (tok yo'q) metall elektrodlar ichida, simlarda va butun elektrolitda (chet kuchlar bo'lmaganda) potensial o'zgarmas bo'ladi (93a-rasm). Elektrodlar va elektrolit orasidagi yupqa chegaraviy qatlamlarda esa chet kuchlar mavjud bo'lib, \mathcal{E}_1 va \mathcal{E}_2 potensialni tez (sakrab) o'zgartiradi. Bu sakrashlar yig'indisi elektrodlar orasidagi kuchlanishga teng bo'lib, elementning to'la

EYuK dan iborat. Zanjirning a va b nuqtalari tutashtirilganda potensialning (93b-rasmda ko'rsatilgan) qayta taqsimlanishi ro'y beradi. Rasmdan ko'rinishicha, bu holda 1- va 2-nuqtalar orasidagi (elektrodlar orasidagi) kuchlanish endi $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ yig'indiga teng bo'lmay, balki element, ichida kuchlanish tushishi kattaligi r i qadar kamayadi.

Zaryadlar yopiq zanjirda aylanma harakat qiladi: zanjirning tashqi qismida musbat zaryadlar musbat elektroddan manfiy elektrodba, manba ichida esa manfiy elektroddan musbat elektrod tomon ko'chadi. Bunday bo'lishi tushunarlidir. 93b-rasmdan ko'rinib turibdiki, bu elektrolitning butun qalinligi bo'yicha zaryadlar katta potensialdan kichik potensial tomon harakatlanishiga mos keladi, ya'ni xuddi tashqi zanjirdagi kabi bo'ladi. Potensiallar sakrab turadigan chegara qatlamlarda musbat zaryadlar potensial ortib boradigan yo'nalishda harakatlanadi. Bu chet kuchlar yordamida amalga oshiriladi.

Agar tashqi qarshilik R ichki qarshilik r dan ancha kichik bo'lsa, unda (68.1) dan $U \ll \mathcal{E}$ kelib chiqdi. Agar $R \rightarrow 0$ bo'lsa, unda $U \rightarrow 0$ bo'ladi. $R \ll r$ hol manbaning qisqa tutashuvi deyiladi. Bunda (67.2) ga ko'ra tok kuchi maksimal bo'ladi (qisqa tutashuv toki):

$$i_{\max} = \frac{\mathcal{E}}{r} \quad (68.2)$$

Manbaning sifati faqat uning EYuK i bilan emas, balki ichki qarshiligi bilan ham belgilanishini ko'ramiz. (68.2) formula zanjirning biror qismidagi kuchlanishni undagi tok kuchi bilan bog'laydi va shuning uchun uni zanjirning EYuK i li qismi (94-rasm) uchun Ohm qonuni deb atash mumkin. Bundan keyin uni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$U_{12} = Ri - \mathcal{E} \quad (68.3)$$

bu yerda r -zanjir qismining to'liq qarshiligi (manba va o'tkazgichlarning qarshiligi).

Formuladan foydalanilganda

94-rasm. EYuK i li zanjir sohasi.

Quyidagi ishoralar qoidasiga rioya qilish lozim: agar tok 1-nuqtadan 2-nuqtaga yo'nalgan bo'lsa, unda tok musbat deb hisoblanadi; agar 2-nuqtadan 1-nuqtaga ko'chib borishda manbaning manfiy qutbidan musbat qutbga o'tilsa, EYuK musbat deb hisoblanadi.

69-§. Elektr yurituvchi kuch va manba bajargan ish

Yuqorida galvanik elementlar misolida kiritilgan elektr yurituvchi kuch shunchasini u har qanday tok manbai uchun o'rinli bo'ladigan qilib jumlashtirish mumkin. Qo'zg'almas birinchi klass o'tkazgichlardan

iborat tashqi zanjirga tok yuboradigan ixtiyoriy tok manbaini qarab chiqamiz. Zanjirdagi tok kuchi uchun ifodani oldingi ko'rinishda yozamiz:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R + r}$$

(yopiq zanjir uchun Om qonuni) va umumiy holda \mathcal{E} qanday fizikaviy ma'noga ega ekanligini aniqlaymiz. Bu tenglikning ikkala qismini ham $it = q$ ga ko'paytiramiz, bunda t -tokning o'tish vaqti, q -zanjirdan o'tgan to'liq zaryad. Unda

$$i^2 Rt + i^2 rt = \mathcal{E}it = \mathcal{E}q$$

Chap tomonda butun zanjir bo'yicha tok bajargan to'liq ish, ya'ni manba bajargan ish turibdi. Uni A orqali belgilab

$$A = \mathcal{E}it = \mathcal{E}q \quad (69.1)$$

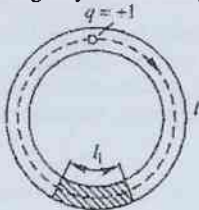
ni olamiz. Binobarin, har qanday tok manbai bajargan ish uning EYuK ining zanjirdan o'tgan to'liq zaryadga ko'paytmasi bilan ifodalanadi.

(69.1) da $q = +1$ deb $\mathcal{E} = A$ ni olamiz. Bu EYuKni ish orqali ta'riflash imkonini beradi: har qanday zanjirdagi elektr yurituvchi kuch $+1$ zaryadni shu zanjir bo'yicha ko'chirishda bajariladigan ish bilan o'lchanadi.

64-§ da har qanday tok manbaida zaryadlarga elektrostatik maydon kuchlaridan farq qiladigan qandaydir kuchlar (chet kuchlar) ta'sir qiladi, albatta. EYuK li zanjirda bajariladigan ish chet kuchlar bajargan ishdir, shuning uchun EYuK ni mana shu kuchlar orqali ifodalash mumkin. Yangi kattalik kiritib, uni chet kuchlarning maydon kuchlanganligi deb ataymiz. Bu kattalikni $+1$ zaryadga ta'sir qiluvchi kuch kabi aniqlaymiz. Bu kuch elektrostatik maydondan tashqari har qanday sabablar bilan yuzaga kelgan. Unda $+1$ zaryadga ta'sir qiluvchi to'liq kuch

$$E + E^*$$

bo'ladi, bunda E —elektrostatik maydon kuchlanganligi, E^* —chet kuchlarning maydon kuchlanganligi.



95-rasm. EYuK ta'rifiga doir.

l yopiq zanjir bo'yicha bajariladi. Ammo 17-§ ga ko'ra elektrostatik maydonda yopiq kontur bo'yicha kuchlanish nolga teng, ya'ni

Endi EYuK li l -yopiq zanjirni qarab chiqaylik (95- rasm) va $+1$ zaryad bu zanjirni aylanib o'tadi deb faraz qilaylik. Unda bajariladigan ish

$$\oint_l (E_l + E_l^*) dl$$

bunda l indeks tegishli kattalikning dl ko'chish yo'nalishiga proeksiyasini belgilaydi, integrallash esa butun

$$\oint E_i dl = 0$$

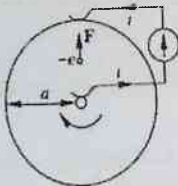
Shuning uchun

$$\mathcal{E} = \oint E_i^* dl \quad (69.2)$$

Agar zanjirning l_1 qismidagina (95-rasm) E_i^* noldan farqli bo'lsa, unda boshqa hamma sohalar uchun (69.2) dagi integral ostidagi ifoda nolga teng bo'ladi va shuning uchun integrallashni zanjirning faqat l_1 sohasi bo'yicha olish mumkin.

(69.2) formula EYuK uchun eng umumiy ta'rif beradi va har qanday hollar uchun yaroqli, muayyan manbada zaryadlarni qanday kuchlar harakatlantirishi ma'lum bo'lsa, unda doim chet kuchlarning maydon kuchlanganligi E ni topish mumkin va (69.2) ga ko'ra manbaning to'liq EYuK ini hisoblash mumkin. EYuK ni esa har qanday holda ochiq manba kuchlanishiga qarab o'lchash mumkin.

Elektr yurituvchi kuchlarning fizikaviy tabiati turli manbalarda turlicha. Masalan, galvanik elementlarda bu molekulyar o'zaro ta'sir kuchlari (195-§), termoelektrik hodisalarda—elektron gazning bosim kuchlari (199-§), elektromagnit induksiyada — elektr maydon kuchlari (elektrostatik emas, balki uyurmayy; 131-§ ga qarang). Quyida bu kuchlarning sodir bo'lish sabablarini mukammalroq qarab chiqamiz va ayrim hollarda EYuK ni qanday hisoblash mumkinligini ko'ramiz.



Hozir biz juda sodda misol bilan cheklanamiz. Radiusi a bo'lgan metall disk (96-rasm) ω burchak tezlik bilan aylanayotgan bo'lsin. Disk elektr zanjiriga disk o'qi va uning aylanasiga tegadigan sirpanuvchi kontaktlar yordamida

96-rasm EYuK ni hisoblashga misol ulangan.

Shu holda metallning har bir elektroniga markazdan qochma kuch ta'sir qiladi. Mana shu kuchning o'zi chet kuch bo'ladi. Shuning uchun diskda EYuK paydo bo'ladi va disk o'qi hamda tashqi chetlari orasida kuchlanish yuzaga keladi. Mana shu EYuK kattaligini hisoblaymiz. Markazga intilma kuch

$$F = mr\omega^2$$

ga teng, bunda r —disk o'qidan elektrongacha bo'lgan masofa, m —elektronning massasi, Mana shu kuch elektron zaryadi I ga ta'sir qiladi va shuning uchun

$$E^* = \frac{F}{e} = \frac{mr\omega^2}{e}$$

Paydo bo'ladigan EYuK quyidagiga teng:

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

bunda $a = 0.1m$, $\omega = 10^3 \frac{rad}{s}$, $m = 9 \cdot 10^{-31} kg$, $e = 1.6 \cdot 10^{-19} Kl$ deb olib

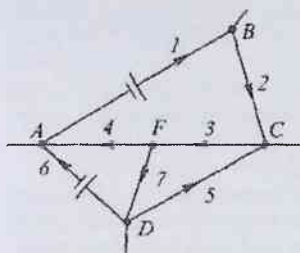
EYuK kattaligini topamiz:

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

70-§. Tarmoqlangan zanjirlar. Kirxgof qoidalari

Biz shu paytgacha bitta yopiq konturdan iborat bo'lgan oddiy elektr zanjirlar bilan ish ko'rib keldik. Endi murakkabroq hol — tarmoqlangan zanjirni qarab chiqamiz. Bunday zanjir 97-rasmda tasvirlangan. Bu yerda tarmoqlanish nuqtalari A, B, C, F bo'lib, unda uch va undan ko'p simlar kesishadi. Tarmoqlanish nuqtalari orasida zanjirning 1, 2, 3, ..., 7 sohalari bo'lib, ular muayyan r_1, r_2, \dots, r_7 qarshiliklarga ega va ularda $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_7$ EYuK lar bo'lishi mumkin. Tasvirlangan bu kontur ham o'z navbatida boshqa bundan murakkabroq zanjir tarkibiga kirishi mumkin. Sohalarning qarshiliklari va ulardagi EYuK, lar berilgan deb hisoblaymiz. Masala zanjirning hamma sohalariidagi tok kuchini hisoblashdan iborat.

Biror tarmoqlanish nuqtasi, masalan, F nuqtani qarab chiqamiz. Bu nuqtada uchta soha (3, 4 va 7) tutashadi, ulardagi tok i_3, i_4 va i_7 . Bu toklarga tegishli i shoralar qo'yamiz; agar ular tarmoqlanish nuqtasiga, kelayotgan bo'lsa, (i_3) musbat deb hisoblaymiz, agar ular undan (i_4 va i_7) ketayotgan bo'lsa, manfiy deb hisoblaymiz.



97-rasm. Tarmoqlangan zanjir.

Toklar ishorasini tanlash ixtiyoriy va aksincha, biz tugunga kelayotgan toklarni manfiy, tugundan ketayotgan toklarni musbat deb hisoblashimiz ham mumkin edi. $i_3 - i_4 - i_7$ toklarning algebraik yig'indisi vaqt birligi ichida F nuqtaga kelayotgan zaryaddan iborat. Agar mazkur zanjirda toklar o'zgarmas bo'lsa, unda bu toklarning yig'indisi nolga teng, chunki aks holda qaralayotgan nuqtaning potentsiali vaqt o'tishi bilan o'zgaradi, demak,

zanjirdagi toklar ham o'zgaradi. Bu har qanday tarmoqlanish nuqtasiga nisbatan o'rinli va shuning uchun har qanday tarmoqlanish nuqtasi uchun

$$\sum i_k = 0 \quad (70.1)$$

Bu formula *Kirxgofning birinchi qoidasini* ifodalaydi; zanjirning har qanday tarmoqlanish nuqtasida uchrashuvchi tok kuchlarining algebraik yig'indisi nolga teng. Endi tarmoqlangan zanjirda biror yopiq kontur, masalan, *ABCFA* konturni ajratamiz (97-rasm). Uning alohida sohalariga Om qonuni (68.3) ni qo'llash mumkin. U holda *A* va *B* nuqtalarning potentsiallari farqi uchun quyidagi ifodaga ega bo'lamiz: $U_{AB} = U_A - U_B = i_1 r_1 - \mathcal{E}_1$

Shunga o'xshash boshqa sohalar uchun:

$$U_B - U_C = i_2 r_2 - \mathcal{E}_2$$

$$U_C - U_F = i_3 r_3 - \mathcal{E}_3$$

$$U_F - U_A = i_4 r_4 - \mathcal{E}_4$$

bo'ladi. Bu tengliklarni hadma-had qo'shib, chap qismlarning yig'indisi nolga teng ekanligini topamiz, bundan

$$i_1 r_1 + i_2 r_2 + i_3 r_3 + i_4 r_4 = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_4$$

Har qanday yopiq kontur uchun xuddi shunga o'xshash munosabat olamiz, shuning uchun

$$\sum i_n r_n = \sum \mathcal{E} \quad (70.2)$$

Yozilgan munosabat Kirxgofning ikkinchi qoidasini ifodalaydi. Agar tegishli sohadagi EYuK nolga teng bo'lsa, *ir* ko'nyatmaning har biri shu soha uchlari orasida mavjud bo'ladigan potentsiallar farqini belgilaydi, ya'ni bu ko'paytma (*ir*) shu sohadagi kuchlanish tushuvi bo'ladi. Shuning uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasini quyidagi tarzda bayon qilish mumkin: har qanday yopiq, kontur uchun barcha kuchlanishlar tushuvining yig'indisi shu konturdagi barcha elektr yurituvchi kuchlarning yig'indisiga teng. Kirxgof qoidalari elektr maydonning yangi xossalarni ifodalamaydi. Ma'lumki, Kirxgofning birinchi qoidasi toklarning stasionarlik shartining o'zginasidir. Ikkinchi qoida esa yopiq kontur bo'yicha elektr kuchlanish nolga tengligidan kelib chiqadi, demak, bu qoida elektrostatik maydonning asosiy xossalarni natijasidir, unga ko'ra yopiq kontur bo'yicha zaryad harakatlanishida bajarilgan ish nolga teng (17-§).

Ammo Kirxgofning ikkala qoidasi ham tarmoqlangan zanjirlarga doir masalalarni yechishda juda foydalidir. Bu qoidalarni murakkab zanjir tarkibiga kiradigan tarmoqlanish nuqtalari va turli yopiq konturlarga tatbiq qilib, biz barcha noma'lum toklarni aniqlash uchun tenglamalar olamiz. Bunda olinadigan mustaqil tenglamalar soni noma'lum toklar soniga doim teng bo'lishini ko'rsatish mumkin, shuning uchun Kirxgofning ikkala

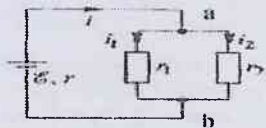
qoidasi tarmoqlangan zanjirga doir masalalarning umumiy yechish metodini beradi.

Kirxgof qoidalari (70.1) va (70.2) yordamida tenglamalar tuzishda 68-§ da keltirilgan ishoralar qoidasiga qat'iy rioya qilish lozim. Masalan, 97-rasmdagi zanjirda 1 sohadagi EYuK ni plyus ishora bilan, 6 sohadagi EYuKni minus ishora bilan olish lozim.

Bu ishoralar qoidasi bilan bog'liq holda tenglamalar tuzishda qiyinchiliklar tug'iladigandek bo'lib ko'rinishi mumkin. Alohida toklarning yo'nalishi oldindan ma'lum bo'lmagani uchun tenglamalar tuzishda bu yo'nalishlarni bilish talab qilinadi, ularni masala yechimidan topish lozim. Biroq aslida bunday qiyinchilik yo'q. Boshidanoq tenglamalar tuzishda har qaysi soha uchun toklarning biror yo'nalishini tanlash va ularni musbat deb hisoblash mumkin. Boshqacha aytganda, dastlabki sohalardagi toklar ma'lum yo'nalishlar bo'yicha oqayapti deb faraz qilib, unga muvofiq ravishda EYuK uchun ishoralar qoidasini tatbiq qilish lozim. Toklarning haqiqiy yo'nalishi masala yechilganda aniqlanadi: agar qaysi bir tok musbat chiqsa, demak, uning yo'nalishi taxmin qilingan yo'nalish bilan mos tushadi; agar u manfiy chiqsa, demak, u haqidatda (aslida) musbat deb olingan yo'nalishga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

Nihoyada shuni qayd qilib o'tamizki, Kirxgof metodi birinchi tartibli algebraik tenglamalar sistemasini yechishga olib keladi. Murakkab zanjirlar uchun yuqori tartibli determinantlarni hisoblash talab qilinadi. Bu juda mushkul ish. Shuning uchun ham tenglamalar sistemasi sonini kamaytirishga imkon beradigan turlicha yordamchi uslublar tavsiya qilingan edi. Ulardan birini 3-qo'shimchada qarab chiqamiz.

1-misol. *Qarshiliklarni parallel ulash. Shunt.* EYuK \mathcal{E} va ichki qarshiligi r bo'lgan zanjirning a va b tarmoqlanish nuqtalariga ikkita r_1 va r_2 qarshiliklar uchlari ulangan bo'lsin (98-rasm). Zanjirdagi tok kuchi i ni hisoblaymiz. Toklarning musbat yo'nalishini rasmda ko'rsatilgandek qilib tanlaymiz. Unda a nuqta uchun Kirxgofning birinchi qoidasi quyidagini beradi: $i - i_1 - i_2 = 0$



98- rasm. Qarshiliklarni parallel ulash.

Kirxgofning ikkinchi qoidasini $a_1 b r_1 a$ va $a_1 b \mathcal{E} a$ konturlarga tatbiq qilib va ularni soat strelkasi bo'yicha aylanib o'tib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$-r_1 i_1 + r_2 i_2 = 0, \quad ri + r_i i = \mathcal{E}$$

Biz uchta noma'lum tokni aniqlash uchun uchta tenglama oldik, bundan boshqa mustaqil tenglamalar yo'qligiga osongina ishonish mumkin. Dastlabki ikki tenglamadan i_1 tokni yo'qotib, quyidagi munosabatni olamiz:

$$i_2/i = r_1/(r_1 + r_2)$$

O'sha tenglamalarning o'zidan i_2 tokni yo'qotib, quyidagini topamiz:

$$i_1/i = r_2/(r_1 + r_2)$$

Shuning uchun

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{r_2}{r_1}$$

parallel ulangan ikki o'tkazgichdagi toklar nisbati ularning qarshiliklari nisbatiga teskari bo'ladi. i_1 uchun yozilgan ifodani sistemaning uchinchi tenglamasiga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$i \left(r + \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \right) = \mathcal{E}$$

Olingan ifodani Om qonuni (62.2) bilan taqqoslab, parallel ulangan ikkala o'tkazgichning qarshiligi quyidagi qarshilikka ega bo'lishini ko'ramiz:

$$R = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}$$

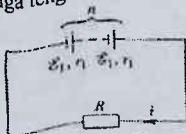
Olingan natijani yana ham qulayroq ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$$

Agar ikki o'tkazgich o'mida istalgancha miqdordagi o'tkazgichlarni qarab chiqsak, u holda natija shunga o'xshash bo'ladi:

$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{r_n} \quad (70.3)$$

Zanjirning parallel ulangan o'tkazgichlardan tuzilgan qismi o'tkazuvchanligi alohida-alohida o'tkazgichlar o'tkazuvchanliklarining yig'indisiga teng bo'ladi.



100-rasm. Nagruzka R ni ta'minlovchi ketma-ket ulangan n ta manbadan iborat batareya



99-rasm. Shunt.

O'lov asboblari *shunt* ulashda qarshiliklarni parallel ulashdan foydalaniladi. Biror zanjirdagi tok kuchini bundan kam tok kuchiga mo'ljallangan ampermetr yordamida o'lchash talab qilingan deylik. Bu holda ampermetrga parallel qilib *shunt* deb ataladigan r qarshilik ulanadi (99-rasm). Unda yuqorida olingan natijalarga muvofiq, zanjirdagi i tok kuchi ampermetr toki i_A bilan quyidagi munosabatda bog'langan:

$$i = \frac{i_A(r+r_A)}{r}$$

bunda r_A -ampermetrning qarshiligi. Masalan, $10A$ gacha tokka mo'ljallangan ampermetr bilan $100 A$ gacha tok kuchini o'lchash lozim bo'lsa, unda $(r+r_A)/r=10$ bo'lishi lozim, bundan

$$r = r_A/9$$

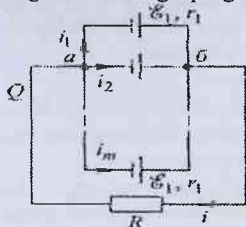
2- misol. Tok manbalarini ulash. n ta bir xil manba ketma-ket ulanib, tashqi zanjirga tutashtirilgan bo'lsin (100-rasm). Har qaysi manbaning EYuK \mathcal{E}_1 orqali, uning ichki qarshiligini r_1 , tashqi zanjirning qarshiligini R orqali belgilaymiz. Unda Kirxgofning ikkinchi qoidasi

$$i(nr_1 + R) = n\mathcal{E}$$

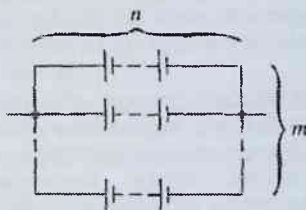
ni beradi. Bu formulani Om qonuni (67.2) bilan taqqoslab, ko'ramizki, batareya EYuK \mathcal{E} va ichki qarshiligi r bo'lgan xuddi bitta manba kabi ishlaydi va ular quyidagi qiymatga ega:

$$\mathcal{E} = m\mathcal{E}_1, \quad r = nr_1$$

n ta bir xil manba ketma-ket ulanganda batareyaning EYuK va uning ichki qarshiligi bitta manbaga qaraganda n marta katta bo'ladi.



101-rasm. Nagruzka R ni ta'minlovchi parallel ulangan m ta manbadan iborat batareya.



102-rasm. Manbalarni aralash ulab batareya tuzish.

Endi 101-rasmda ko'rsatilgan parallel ulanishni qarab chiqamiz. Bu holda alohida- alohida manbalarning barcha musbat qutblari bir tugunga va barcha manfiy qutblari boshqa tugunga ulanadi va batareyaning a va b

qutblarini hosil qiladi. Toklarning musbat yo'nalishlarini 101-rasmda ko'rsatilgandek tanlaymiz va tasvirlangan zanjirga Kirxgofning ikkala qoidasini tatbiq qilamiz, a nuqta uchun birinchi qoida quyidagini beradi:

$$i = i_1 + i_2 + i_3 \dots i_m$$

Zanjirning alohida-alohida oddiy konturlariga ikkinchi qoidani tatbiq qilib:

$$r_1 i_1 - r_2 i_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = 0,$$

$$r_2 i_2 - r_3 i_3 = 0,$$

.....

$$r_1 i_{m-1} - r_1 i_m = 0,$$

$$R i + r_1 i_m = \mathcal{E}_1.$$

Bu tenglamalardan (oxirgisidan tashqari) quyidagini topamiz:

$$i_1 = i_2 = i_3 = \dots = i_m = i/m$$

Endi oxirgi tenglama quyidagini beradi;

$$(R + r_1/m) = \mathcal{E}_1$$

Bunday batareya xuddi bitta manba kabi ishlashi ko'rinib turibdi, bu manba uchun

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1, \quad r = r_1/m$$

m ta bir xil tok manbalari parallel ulanganda batareyaning EYuK bitta manbaning EYuKga teng, batareyaning ichki qarshiligi esa bitta manbaning ichki qarshiligidan m marta kam.

102-rasmda manbalarni aralash ulash ko'rsatilgan. Bunday batareya m ta parallel ulangan zvenolardan iborat bo'lib, ularning har birida ketma-ket ulangan n ta manba bor. Bunday batareyaning EYuK va ichki qarshiligi quyidagi qiymatlarga ega bo'lishini tasavvur qilish oson

$$\mathcal{E} = n\mathcal{E}_1, \quad r = r_1 n/m$$

Manbalarni batareya qilib ulashdan foydalanib, EYuK va ichki qarshilikni keng chegaralarda o'zgartirish va ularni berilgan tashqi zanjirni ta'minlashga yetadigan qiymatlarga yetkazish mumkin.

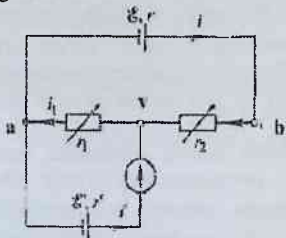
3-misol. EYuKni kompensatsion o'lchash metodi. EYuKni kompensatsiya yordamida o'lchashning muhim metodini qarab chiqamiz.

Bu metod sxemasi 103-rasmda ko'rsatilgan. EYuK lari \mathcal{E} va \mathcal{E}' bo'lgan ikkita manba bir-biriga qarama-qarshi ulangan. r_1 va r_2 qarshiliklar o'zgaruvchan, shu bilan birga har doim

$$r_1 + r_2 = r = \text{const}$$

shart bajariladi.

Agar ucha yuqori bo'lmagan aniqlik bilan (~1 %) cheklanish mumkin bo'lsa, unda bu ikkala r_1 va r_2 qarshilikni a va b nuqtalar orasiga tortilgan bir jinsli sim ko'rinishida tanlash va b -nuqtani sirpanuvchi kontakt qilib olish mumkin. Aniq o'lchashlarda esa r_1 va r_2 sifatida qarshiliklar magazini olinadi.



103-rasm. Potensiometrning prinsipial sxemasi

Toklarning musbat yo'nalishini rasmda ko'rsatilgandek qilib tanlaymiz va qaralayotgan sxemaga Kirxgof qoidalarini tatbiq qilamiz. a va b nuqtalar uchun birinchi qoida quyidagini beradi:

$$i_1 - i - i' = 0$$

$a\mathcal{E}bva$ va $a\mathcal{E}'$ va konturlar uchun ikkinchi qoida quyidagi tenglamalarga olib keladi:

$$ir + i(R - r_1) + i_1 r_1 = \mathcal{E},$$

$$i' r' + i_1 r_1 = \mathcal{E}'.$$

Bu tenglamalar barcha noma'lum toklarni aniqlash uchun yetarli. Ammo biz xususiy hol bilan cheklanamiz. r_1 va r_2 qarshiliklar shunday tanlanganki, galvanometr zanjiridagi tok $i' = 0$ bo'ladi deb faraz qilamiz. Bu holda yozilgan tenglamalar quyidagini beradi:

$$i_1 = i, \quad i(R + r) = \mathcal{E}, \quad i r_1 = \mathcal{E}'.$$

Bu ikki tenglamadan:

$$\mathcal{E}' = \mathcal{E} \frac{r_1}{R + r}$$

Endi EYuK \mathcal{E}' bo'lgan manba o'rniga sxemaga EYuK \mathcal{E}'' bo'lgan boshqa manba uladik va o'zgaruvchan qarshiliklarni o'zgartirib yana kompensatsiyaga erishdik deb faraz qilaylik. Buning uchun r_1 qarshilik o'rniga r_1'' qarshilikni kiritish talab qilingan bo'lsin. Unda

$$\mathcal{E}'' = \mathcal{E} \frac{r_1}{R + r}$$

Oxirgi ikki tenglikni bir-biriga hadma-had bo'lib,

$$\frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E}''} = \frac{r_1}{r_1''}$$

ni topamiz. EYuK larni kompensatsiya metodi bilan taqqoslash asosida mana shu tenglik yotadi. Shuni qayd qilib o'tamizki, taqqoslanayotgan EYuK lar nisbati manbalarning ichki qarshiliklariga va boshqa qarshiliklarga umuman bog'liq bo'lmay, faqat taqqoslanayotgan manbalar ulanayotgan zanjir sohasi qarshiligi bilan aniqlanadi. Yordamchi manba EYuK \mathcal{E} ni ham bilish talab qilinmaydi. Bu manba o'lchash vaqtidagina yetarlicha doimiy bo'lishi va taqqoslanayotgan \mathcal{E}' va \mathcal{E}'' EYuK lardan katta bo'lishi lozim. EYuKni bu metod bilan o'lchash uchun taqqoslayotgan manbalardan biri sifatida EYuK juda aniq bo'lgan normal element (22-§) tanlanadi.

EYuK ni kompensatsion metod bilan amaliy o'lchashda asosan 103-rasmdagi sxema bo'yicha tuzilgan potensiometr lar xizmat qiladi. Ularda r_1 va r_2 qarshiliklar odatda knopka kontaktli aniq qarshiliklar magazini ko'rinishida juftlangan dastakli qilib tayyorlanadi. Qarshiliklardan biri ortishi bilan unga mos ravishda boshqasi avtomatik tarzda kamayadi.

71-§. Tashqi zanjirdagi quvvat va tok manbaining foydali ish ko'effitsiyenti

Endi tok manbai energiyasidan foydalanish haqidagi muhim amaliy masalani qarab chiqamiz. EYuK \mathcal{E} va ichki qarshiligi r bo'lgan biror manba qarshiligi R bo'lgan tashqi zanjirga ulangan bo'lsin. Bunda tashqi zanjirda P_a quvvat ajraladi. U quvvat

$$P_a = Ui = Ri^2 = \mathcal{E}^2 \frac{R}{(R+r)^2}$$

ga teng. Bizda berilgan manba yordamida tashqi zanjirda olish mumkin bo'lgan maksimal quvvat $(P_a)_{maks}$ ga erishish istagi bo'lsin. Buning uchun tashqi qarshilik R ni o'zgartiramiz. Endi P_a ifodasini R bo'yicha differensiallab va birinchi hosilani nolga tenglashtirib, maksimal quvvatga mos keluvchi qiymatni olamiz. Bu quyidagicha bo'ladi:

$$\frac{dP_a}{dR} = \mathcal{E}^2 \frac{r^2 - R_m^2}{(r + R_m)^4} = 0$$

bundan r va R doim musbat ekanligini hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$R_m = r.$$

Agar tashqi zanjirning qarshiligi manbaining ichki qarshiligiga teng bo'lsa, tashqi zanjirda ajraladigan quvvat eng katta qiymatga erishadi. Bunda zanjirdagi tok $\mathcal{E}/2r$ ga, ya'ni qisqa tutashuv tokining yarmiga teng, quvvatning mumkin bo'lgan eng katta qiymati:

$$(P_a)_{maks} = \mathcal{E}^2/4r$$

Biroq tok manbalaridan amaliy foydalanishda faqat quvvatgina muhim bo'lmay, shu bilan birga ularning foydali ish koeffitsiyentlari (FIK) ham muhim ahamiyatga ega. Manba tashqi zanjirga ishlayotganda tok manba ichidan ham o'tadi va shuning uchun quvvatning bir qismi manba ichida issiqlik ajralishiga sarf bo'lib, isrof bo'ladi. Bu quvvat

$$P_i = ri^2$$

bo'ladi, u holda manbaning foydali quvvati

$$P = Ri^2 + ri^2 = \mathcal{E}i$$

Shuning uchun manbaning FIKi

$$\eta = \frac{P_a}{P} = \frac{U}{\mathcal{E}}$$

ga teng. Hamma vaqt $U < R$ bo'lgani uchun $\eta < 1$ bo'ladi.

P_a va η ning manbadan olinayotgan tok kuchi i ga qanday bog'liqligini batafsilroq qarab chiqamiz. Foydali quvvat P_a ni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$P_a = P - P_i = \mathcal{E}i - ri^2$$

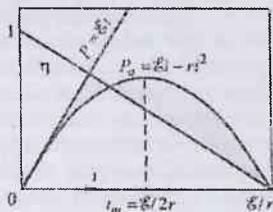
i o'zgarishi bilan P_a parabolik qonun bo'yicha o'zgaradi. Agar

$$i(\mathcal{E} - ri) = 0$$

bo'lsa, $P_a = 0$ aylanadi. Bu tokning ikki qiymatini beradi: $i_1 = 0$, va $i_2 = \mathcal{E}/r$

Birinchi yechim zanjir ochiqligiga ($R \gg r$) mos keladi, ikkinchi yechim esa qisqa tutashuvga ($R \ll r$) mos keladi, FIK ning tok kuchiga bog'liqligi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$\eta = \frac{P_a}{P} = \frac{(\mathcal{E}i - ri^2)}{\mathcal{E}i} = 1 - \frac{ri}{\mathcal{E}}$$



104-rasm. Manba quvvati p , tashqi zanjirdagi quvvat P_a va manbaning FIK ning tok kuchiga bog'liqligi.

Zanjir ochiq bo'lgan holda FIK eng katta qiymatga erishadi, ya'ni $\eta = 1$, so'ngra chiziqli qonun bo'yicha kamayib borib, qisqa tutashuvda, nolga aylanadi, P , P_a va η ning tok kuchi i ga bog'liqligi 104-rasmda grafik tarzda tasvirlangan. Bundan eng katta foydali quvvat P_a va eng katta FIK η ni olish shartlari

birgalikda bajarilmasligini ko'ramiz. P_a eng katta qiymatga erishganda tok kuchi $\varepsilon / 2r$ ga va FIK $\eta = 1/2$ yoki 50% ga teng. FIK birga yaqin bo'lganda foydali quvvat P_a mazkur manba erisha oladigan maksimal quvvat $(P_a)_{max}$ ga qaraganda kam.

Elektr kuch qurilmalarida yuqori FIK olish muhim talablardan hisoblanadi. Buning uchun

$$\frac{ri}{\varepsilon} = \frac{ri}{(R+r)i} = \frac{r}{R+r} \ll 1$$

bo'lishi kerak, ya'ni manbaning r -ichki qarshiligi R -nagruzka (tarmoq) ning qarshiligi ga qaraganda kichik bo'lishi lozim.

Bunda manba ichida ajraladigan quvvat P_1 nagruzkadagn foydali quvvat P_a ga qaraganda kichik bo'ladi.

Qisqa tutashuv holida, yuqorida ko'rganimizdagi kabi, $P_a = 0$ va quvvatning hammasi manba ichida ajraladi, bu esa manbaning ichki qismlarini qizdirishi va uni ishdan chiqarishi mumkin. Shu sababli, qudratli (katta quvvatli) manbalar (dinamomashina, akkumulyatorlar batareyasi) da qisqa tutashuvga yo'l qo'ymaslik kerak.

72-§. Elektr maydon uchun energiyaning saqlanish qonuni

Energiyaning saqlanish qonuni tabiatning umumiy qonunidir, shuning uchun, u elektr hodisalariga ham tatbiq qilinadi. Elektr maydonda energiyaning aylanishini tahlil qilishda ikki holga ajratish qulay bo'ladi:

1) o'tkazgichlar zaryadi o'zgarmaydi (ya'ni o'tkazgichlar izolyatsiyalangan) va 2) o'tkazgichlar potentsiali o'zgarmaydi (o'tkazgichlar tok manbalariga ulangan). Dastavval ikkinchi holni qarab chiqamiz.

Biz jismlar sistemasi (o'tkazgichlar va dielektriklar) ga egamiz, deb faraz qilamiz va bu jismlarga iloji boricha cheksiz kichik va cheksiz sekin (kvazistatik) ko'chishlarga imkon beramiz. Jismlar temperaturasini o'zgartirmasdan saqlab turamiz, buning uchun agar issiqlik ajralayotgan bo'lsa jism olib ketiladi, agar issiqlik yutilayotgan bo'lsa, unga issiqlik berib turiladi. Dielektriklar izotrop, kam siqiladigan va mos ravishda ularning zichligi doimiy deb hisoblaymiz. Bu hollarda jismlarning elektr maydon bilan bog'liq bo'lmagan ichki energiyalari qiymati o'zgarmaydi. Bundan tashqari, dielektriklarning dielektrik singdiruvchanligi ham (ular zichlik va temperaturaga bog'liq) doimiylicha qoladi. Qaralayotgan sistemada energiyaning qanday aylanishi sodir bo'lishini ko'rib chiqamiz.

Elektr maydonda turgan har qanday jismga kuchlar ta'sir qiladi. Bu kuchlarni ba'zan maydonning ponderomotor kuchlari deyiladi, ular jismlar ichidagi zaryadlarga ta'sir qiluvchi, kelib chiqishi bo'yicha noelektrostatik

bo'lgan elektr yurituvchi kuchlardan farqli kuchlardir. Jismlar cheksiz kichik masofaga ko'chganda maydonning ponderomotor kuchlari cheksiz kichik miqdor ish bajaradi, uni biz δA orqali belgilaymiz. Elektr maydon ma'lum energiyaga ega bo'lishini 37-§ da ko'rgan edik. Agar jismlar ko'chadigan bo'lsa, ular orasidagi elektr maydon o'zgaradi, binobarin, uning energiyasi ham o'zgaradi. Jismlar cheksiz kichik masofaga ko'chganda maydon energiyasi ortishini dW orqali belgilaymiz.

O'tkazgichlar ko'chganda ularning o'zaro sig'imi o'zgaradi, shuning uchun ularning potentsiali doimiyligicha qolishi uchun o'tkazgichlarga yo biror miqdor zaryad berish kerak, yo olish kerak. Unda har qaysi tok manbai $\mathcal{E}dq = \mathcal{E}idt$ miqdor ish bajaradi, bunda \mathcal{E} -manbaning EYuK i -undagi tok kuchi; dt -ko'chish vaqti. Bunda qaralayotgan jismlar sistemasida elektr toklar paydo bo'ladi va uning har qaysi qismida tegishli ri^2dt Joul-Lens issiqligi ajraladi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra barcha tok manbalarining bajargan ishi elektr maydonning mexanikaviy energiyasi elektr maydon energiyasining ortishi Joul-Lens issiqligiga teng bo'lishi lozim.

$$\sum \mathcal{E}idt = \delta A + dW + \sum ri^2dt \quad (72.1)$$

Agar hamma o'tkazgichlar va dielektriklar qo'zg'almas bo'lsa, unda $\delta A = dW = 0$ va tok manbalarining hammasi bajargan ish issiqlikka aylanadi.

Endi o'tkazgichlar zaryadi o'zgarayotgan holni qarab chiqamiz. Bu yerda tok manbalari qaralayotgan sistemaga kirmagani tufayli (72.1) formulaning chap qismi nolga teng bo'ladi. Bundan tashqari, Joul-Lens issiqligi (u jismlar ko'chganida ulardagi zaryadlarning qayta taqsimlanishi natijasida ajralishi mumkin) odatda boshqa qo'shiluvchilarga qaraganda hisobga olmasa bo'ladigan darajada kam. Unda energiyaning saqlanish qonuni quyidagini beradi:

$$\delta A + dW = 0 \quad (72.2)$$

Bu holda elektr maydonning mexanikaviy ishi elektr maydon energiyasining kamayishiga teng. Ko'pgina hollarda elektr maydondagi mexanikaviy kuchlarni jismning ayrim qismlariga maydon ta'sirini qarab chiqib o'tirmay, bevosita energiyaning saqlanish qonunidan foydalanib hisoblash ancha oson. Buning uchun quyidagicha yo'l tutiladi. Agar maydondagi biror jisnga ta'sir qiluvchi F kuchni topish talab qilinsa, unda bu jism biror kichik dr ga ko'chadi deb faraz qilinadi. Unda noma'lum kuchning ishi $Fdr = F_r dr$ bo'ladi. So'ngra bu ko'chish bilan bog'liq bo'lgan qolgan hamma energiya o'zgarishlar hisoblanadi va shundan keyin energiyaning saqlanish qonuni (72.1) yoki (72.2) dan dr yo'nalishga,

noma'lum kuchning proeksiyasi F_x topiladi. Qaralayotgan ko'chishlarni koordinata o'qlariga parallel qilib tanlab, kuchlarning shu o'qlar bo'yicha tashkil qiluvchilarini topish mumkin, demak, noma'lum kuchning kattaligi va yo'nalishini aniqlash mumkin.

1-misol. Dielektrik singdiruvchanligi ϵ bo'lgan bir jinsli va izotrop dielektrikda turgan yassi kondensator plastinkalari orasidagi tortishish kuchi F ni hisoblaylik. Dielektrikni suyuqlik ko'rinishda deb, plastinkalar ko'chirilganda u (suyuqlik) kondensatorga kira oladi yoki undan chiqa oladi deb faraz qilamiz. Plastinkalarni manbadan uzib qo'yamiz.

Simmetriya tasavvurlaridan ravshanki, mazkur holda kuch plastinka sirtlariga faqat perpendikulyar bo'lgani uchun ko'chishni plastinka normali bo'yicha deb tanlash lozim.

Agar plastinkalar orasidagi masofa dx ga kamaysa, unda mexayaikaviy ish

$$\delta A = F dx$$

ga teng. Maydon energiyasining o'zgarishi

$$dW = -\frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} S dx$$

va (72.2) tenglik

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

ni beradi. Shunday qilib, plastinkaning birlik yuziga ta'sir qiluvchi kuch

$$f = \frac{F}{S} = \frac{\epsilon \epsilon_0 E^2}{2} \quad (72.3)$$

ga teng, ya'ni elektr maydon energiyasining hajmiy zichligiga teng.

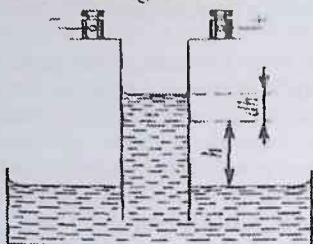
Agar plastinkalar orasida vakuum bo'lsa ($\epsilon = 1$), unda kuch quyidagiga teng bo'lardi:

$$F_0 = \frac{\epsilon_0 E^2}{2S}$$

Manbadan uzib qo'yilgan kondensator dielektrik bilan to'ldirilganda dielektrik ichida maydon kuchlanganligi ϵ marta kamayadi, tortishish kuchi $\epsilon (1/\epsilon)^2 = 1/\epsilon$ marta o'zgaradi, ya'ni ϵ marta kamayadi.

Olingan natija birinchi qarashda tushunarsiz bo'lib tuyuladi. Haqiqatan ham, qoplamalar zaryadlari dielektrikdan tashqarida bo'ladi, maydon vakuumda qanday bo'lsa, unda ham shunday bo'ladi. Shuning uchun ham o'zaro ta'sir kuchi ϵ marta kamayishi tushunarsizdir. Suyuqliklar va gazsimon dielektriklar holida kondensator plastinkalarini itaradigan elektrostriksiya kuchlari paydo bo'lishi (45-§) bilan tushuntiriladi. Natijaviy kuch plastinkalar orasidagi elektrostatik tortishish kuchi (dielektrik kiritilganda u o'zgarmaydi) va elektrostriksiya kuchi orasidagi farqqa teng. Energiyaning saqlanish qonuni sistemada ta'sir qiluvchi barcha kuchlarni avtomatik tarzda hisobga oladi va bu natijaviy kuch ϵ marta

kamayishini ko'rsatadi. Agar dielektrik va kondensator plastinkalari orasida hech bo'lmaganda yuqqa tirqish bo'lganda edi, unda bu elektrizatsiya kuchlari plastinkalarga uzatilmas, dielektrik kiritilganda esa ular orasidagi o'zaro tortishish kuchi o'zgarmas edi.



105-rasm. Suyuq dielektrikning elektr maydonga tortilishi.

Hisoblashda plastinkalar kuchlanish manbaiga ulangan, binobarin, U kuchlanishni va plastinkalar orasidagi maydon kuchlanganlig $E = U/d$ ni doimiy deb hisoblaymiz.

Agar suyuqlikning h balandligi dh ga ortsa, unda izlanayotgan kuchning bajargan ishi

$$dA = Sfdh$$

ga teng, bunda S -kondensatorning gorizontaal kesimi. Elektr maydon energiyasining o'zgarishi

$$dW = \left(\frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} - \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \right) Sdh$$

bo'ladi. Plastinkaga qo'shimcha

$$dq = (\epsilon\epsilon_0 E - \epsilon_0 E)adh$$

zaryad o'tadi (bunda a - plastinkalarning eni) va tok manbai bajargan ish

$$\epsilon dq = Udq = U(\epsilon\epsilon_0 E - \epsilon_0 E)adh = (\epsilon\epsilon_0 E^2 - \epsilon_0 E^2)Sdh$$

bo'ladi. Simlar qarshiligini juda kam va shunga mos ravishda $\mathcal{E} = U$ deb faraz qildik. Bu ifodalarni (72.1) tenglamaga qo'yib,

$$f = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} - \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad (72.4)$$

ni topamiz. Mexanikaviy kuchlanish f ajralish chegarasining ikkala tomonida elektr maydon energiyasining hajmiy birliklari farqiga teng (101-§ bilan taqqoslang).

Olingan natija simlar qarshiligiga bog'liqmas. Agar bu qarshilikni kichik deb faraz qilmasak, undan $\mathcal{E}idt$ va $ri^2 dt$ ni (72.1) ga birlashtirib, quyidagini topar edik:

$$\mathcal{E}idt = ri^2 dt = (\mathcal{E} - ri)idt = Uidt$$

2-misol. Suyuq dielektrikni qisman botirilgan yassi (tekis) kondensatorlarni qarshi chiqariz (105-rasm).

Plastinkalar zaryadlanganda bir jinsli bo'lmagan maydon sohasida suyuqlikka kuchlar ta'sir qiladi (38-§) va suyuqlik kondensatorga tortiladi (suriladi). Suyuqlikning har bir birlik gorizontaal sirtiga ta'sir qiladigan elektr maydon kuchi f ni hisoblaymiz.

ya'ni bu ham xuddi avvalgidek bo'lib chiqdi.

73-§. Kvazistatsionar toklar

Shu vaqtgacha biz faqat o'zgarmas toklarni qarab chiqdik. Ammo olingan qonunlarni ko'pgina hollarda o'zgaruvchan toklarga ham tatbiq qilish mumkin, buning uchun tok kuchining o'zgarishi juda tez bo'lmasligi lozim.

Haqiqatan ham, o'zgarmas tokli biror konturda elektr yurituvchi kuchlar kam o'zgaradi deb faraz qilaylik. Konturda tok kuchi o'zga boshlaydi, lekin bir oz vaqt o'tgandan keyin yangi barqaror qiymatga erishadi.

EYuK ni bosqichma-bosqich o'zgartirib, konturda bosqichma-bosqich o'zgaradigan tokni hosil qilamiz, uning barqarorlashgan ayrim qiymatlariga o'zgarmas tokning barcha qonunlarini tatbiq qilsa bo'ladi.

Endi tok bosqichlari sonini oshirib, har qaysi bosqich kattaligini kamaytiraylik. Unda limitda uzluksiz o'zgaruvchan tok olamiz. Tokning o'zgarishi sekin bo'lib, zanjirda elektr muvozanat o'rnatish vaqti ichida toklarning va EYuK larning nisbiy o'zgarishlari kam bo'lsa, unda toklar va EYuK larning oniy qiymatlari ham xuddi tok bosqichma-bosqich o'zgarandagi kabi, bunda ham o'zgarmas toklarning barcha qonunlariga bo'ysunadi. Bunday toklarni sekin o'zgaradigan yoki kvazistatsionar toklar deyiladi. Shuni qayd qilib o'tamizki, elektr muvozanat o'rnatilish tezligi juda katta va shuning uchun kvazistatsionar toklar tushunchasiga oddiy ma'nodagi juda tez jarayonlar mos tushadi. Barcha texnikaviy o'zgaruvchan toklar kvazistatsionar toklardir. Radnotexnikada ishlatiladigan sekundiga million marta tebranadigan elektr tebranishlarni ham ko'pincha kvazistatsionar deb qarash mumkin. Bu aytilganlardan, o'zgarmas tok qonunlarini elektr kattaliklarning oniy qiymatlariga tatbiq qilinsa, unda kvazistatsionar elektr jarayonlarga tegishli masalalarni ham shu qonunlar yordamida yechish mumkin ekanligi kelib chiqadi. Biroq bunda algebraik munosabatlar o'miga differensial tenglamalar olamiz, ularni integrallash izlanayotgan kattaliklarning vaqtga bog'liqligini beradi.

Barqarorlashmagan elektr jarayon kvazistatsionar bo'lishi uchun ikki shart bajarilishi lozim. Jumladan, agar o'tkazuvchi muhit ichida zichligi ρ bo'lgan ortiqcha hajmiy zaryad paydo bo'lsa, unda bu zaryad o'zi hosil qilgan elektrostatik maydon ta'sirida vaqt o'tishi bilan quyidagi qonun bo'yicha kamayadi:

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right) \quad (73.1)$$

bu yerda ρ_0 — vaqtning $t = 0$ momentida zaryadning hajmiy zichligi,

$$\tau_M = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\lambda} \quad (73.2)$$

bunda ϵ —muhitning dielektrik singdiruvchanligi, λ —uning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi. τ_M vaqt esa dielektrik relaksatsiya vaqti yoki Maksvell relaksatsiya vaqti deyiladi. Bu vaqt hajmiy zaryad $e = 2,71$ marta kamayguncha ketgan vaqtga teng. Maksvell relaksatsiya vaqti, binobarin, elektr jarayonlarning stasionarligi tiklanadigan vaqt davomi kattaligini aniqlaydi. Toklarni kvazistatsionar deb hisoblash mumkin bo'lishi uchun qaralayotgan barqarorlashmagan jarayonning xarakterli vaqti quyidagi shartni qanoatlantirishi lozim:

$$\tau_M \ll T \quad (73.3)$$

Agar vaqt o'tishi bilan tok davriy o'zgarsa (elektr tebranishlar), unda T deb tebranishlar davrini tushunish lozim va yuqoridagi shart quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\omega \tau_M \ll 1$$

bunda $\omega = 2\pi/T$ —doiraviy tebranishlar chastotasi.

Biroq elektr konturlari (zanjirlari) ni qarayatganda kontur o'lchamlariga yana bitta shart qo'yish lozim. Gap shundaki, konturning biror qismida elektr holatning har qanday o'zgarishida elektr g'alayonlanish kontur bo'yicha chekli tezlik bilan tarqaladi:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

ga teng (XXII bob). Bu yerda $c = 3 \cdot 10^8$ m/sek — yorug'likning vakuumdagi tezligi, ϵ va μ o'tkazgichni qurshab olgan muhitning dielektrik va magnit singdiruvchanligi. Agar l —o'tkazgichning uzunligi bo'lsa, unda g'alayonlanishning kontur bo'yicha o'tish vaqti

$$\tau = \frac{l}{v} = \frac{l}{c} \sqrt{\epsilon\mu} \quad (73.4)$$

ga teng. Shuning uchun kvazistatsionarlikning ikkinchi sharti quyidagicha:

$$\tau \ll T \quad (73.5)$$

Davriy o'zgaradigan toklar uchun u quyidagi ko'rinishga ega:

$$\omega \tau \ll 1 \quad (73.5a)$$

Bu shart bajarilganda barcha elektr kattaliklarning oniy qiymatlari konturning har qaysi qismida ham xuddi o'zgarmas tok holidagi kabi bo'ladi. Jumladan, tarmoqlanmagan oddiy kontur uchun oniy tok kuchi o'tkazgichning har qanday kesimida bir xil bo'ladi.

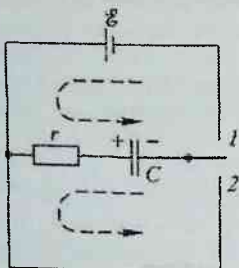
τ_M ning qiymati katta oraliqda o'zgaradi. Yomon o'tkazadigan moddalarda (izolyatorlarda) u bir necha daqiqalar bilan o'lchanishi mumkin.

Metallarda elektr o'tkazuvchanlik katta bo'lgani tufayli τ_M kattaligi tartibi bo'yicha 10^{-17} sek ga teng.

O'tkazgichlarning xossalari qarang, (73.3) va (73.5) kvazistatsionarlik shartlaridan biri odatda biri ikkinchisidan kuchliroq, shuning uchun ularning faqat bittasigina aniqlovchi bo'ladi.

74-§. Qarshilikli zanjirdagi kondensator

Kvazistatsionar toklarga misol sifatida kondensatorlarning zaryadlanishi va zaryadsizlanish jarayonini qarang chiqamiz. Sig'imi C bo'lgan kondensator 106-rasmdagi sxemaga ulangan bo'lsin.



106-rasm. Kondensatorning zaryadlanishi va zaryadsizlanishi.

Unda kalitni 1-vaziyatga qo'yib, kondensatorni manbadan zaryadlaymiz, kalitni 2-vaziyatga o'tkazib, kondensatorni zaryadsizlaymiz. Dastlab zaryadlanish jarayonini qarang chiqamiz. ε orqali manbaning EYuKini, r orqali esa zanjir qarshiligini (manbaning ichki qarshiligi bilan birgalikda) belgilaymiz va tokning musbat yo'nalishini 106-rasmda ko'rsatilganidek tanlaymiz, $\varepsilon r C \mathcal{E}$ konturga Kirxgofning ikkinchi qoidasini tatbiq qilib

$$ri + U = \varepsilon$$

ni olamiz; bu yerda i - tok kuchining oniy qiymati, U - kondensatordagi kuchlanishning oniy qiymati. Ammo

$$U = \frac{q}{C}, \quad i = \frac{dq}{dt}$$

bunda q - kondensator zaryadi. Yozilgan 3 ta tenglikdan uchta o'zgaruvchi kattalik q , i va U dan ikkitasini yo'qotishimiz va ularning birortasi uchun tenglama olishimiz mumkin. q va i ni yo'qotib, quyidagini olamiz.

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{rC} - \frac{\varepsilon}{rC} = 0$$

Biz U ni aniqlash uchun o'zgarmas koeffitsiyentli birinchi tartibli differensial tenglama oldik. Yangi $u = U - \varepsilon$ o'zgaruvchi kiritamiz. Unda

$$\frac{du}{dt} + \frac{u}{rC} = 0$$

Bu tenglamada o'zgaruvchilari ajraladi va natijada integrallab, quyidagini topamiz:

$$u = A \exp\left(-\frac{t}{rC}\right)$$

Integrallash doimiysi A boshlang'ich shartga bog'liq. Vaqtni kalit ulangan paytdan boshlab hisoblaylik. Unda boshlang'ich shart quyidagi ko'rinishga ega:

$$t = 0, U = 0, u = -\mathcal{E}$$

Bu

$$A = -\mathcal{E}$$

ni beradi.

Dastlabki U o'zgaruvchiga qaytib kondensatoridagi kuchlanish uchun uzil-kesil quyidagini topamiz:

$$U = \mathcal{E} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{rC}\right) \right] \quad (74. 1)$$

$t = 0$ da bu ifoda masalaning shartiga muvofiq $U = 0$ ni beradi. Vaqt t o'tishi bilan U uzluksiz ortadi va manbaning EYuKiga asimptotik yaqinlashadi. Zaryad tokining vaqtga bog'liqligi quyidagi ko'rinishga ega:

$$i = \frac{-U + \mathcal{E}}{r} = \frac{\mathcal{E}}{r} \exp\left(-\frac{t}{rC}\right)$$

Vaqtning boshlang'ich momentida tok kuchi eng katta qiymatga ega bo'ladi va zaryadlash jarayonida nolga asimptotik intiladi. Kondensator zaryadsizlanayotganda dastlabki tenglamalar quyidagicha bo'ladi:

$$ri = U, U = q/C, i = -dq/dt.$$

Oldingidan farqli o'laroq, i tok uchun yozilgan ifodaga minus ishora kiradi, chunki biz tanlagan tokning musbat yo'nalishi kondensator zaryadining kamayishiga mos keladi. Yozilgan tenglamalardan q va i ni yo'qotib, quyidagini olamiz:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{rC} = 0$$

bundan

$$U = B \exp\left(-\frac{t}{rC}\right)$$

Agar vaqt sanoq boshi zaryadsizlanish jarayonining boshlanishi bilan mos kelsa, unda boshlang'ich shart quyidagicha bo'ladi:

$$t = 0, U = \mathcal{E}$$

Bu holda integrallash doimiysi $U = \mathcal{E}$ ga teng va kondensator kuchlanishining vaqtga bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$U = \varepsilon \exp\left(-\frac{t}{rC}\right) \quad (74.2)$$

Olingan natijalardan ko'rinadiki, zaryadlanish va zaryadsizlanish jarayonlari (elektr muvozanat o'rnatilishi) bir onda ro'y bermay, balki chekli tezlik bilan ro'y beradi. Qarab chiqilgan qarshilikli va sig'imli kontur uchun elektr muvozanatning o'rnatilish tezligi quyidagi ko'paytmaga bog'liq bo'lib,

$$T = rC. \quad (74.3)$$

vaqt o'lchamligiga ega va muayyan konturning vaqt doimiysi deyiladi. Vaqt doimiysi EYuKulanganidan qancha vaqt o'tgach, kuchlanish (demak, kondensator ichidagi maydon kuchlanganligi) $e = 2,71$ marta kamayishini ko'rsatadi. Agar r va C ni xalqaro birliklarda (Om va Faradda) ifodalasak, unda T sekund hisobida ifodalanadi. Agar r va C ni SGSE birliklar sistemasida ifodalasak ham, T ni sekund hisobida olamiz, chunki ikkala sistemada ham vaqt birligi bo'lib sekund xizmat qiladi.

Masalani yechayotgandayoq jarayonlarni kvazistatsionar deb faraz qildik. Buning to'g'riligini a posterioridan aniqlash mumkin, buning uchun olingan yechim kvazistatsionarlik sharti (73.3) va (73.5) ni qanoatlantirishini tekshirib ko'rish lozim. Qaralayotgan jarayonlar uchun vaqt doimiysi $T = rC$ xarakterlidir.

Masalan, agar kondensatorning sig'imi $C = 1mkF$, konturning qarshiligi $r = 1 Om$ bo'lsa, unda $T = 10^{-6} \cdot 1 = 10^{-6} sek$. Shunday qilib, (73.3) shart katta zapas bilan bajariladi, chunki metall ichida τ_M vaqt doimiysi T dan ancha kichik (73-§ bilan taqqoslang). Agar konturning uzunligi $l = 1m$ bo'lsa, unda g'alayonlanishning tarqalish vaqti $\tau = l/v \sim 10^{-8} sek$ bo'ladi. Shuning uchun (73.5) shart ham bajariladi, demak, biz topgan yechim to'g'ri ekan. Biroq C va r ni kamaytirganda (73.5) shart buzilishi mumkin. Bu holda jarayonlarni butunlay boshqacha, jumladan, elektromagnit to'lqinlarning kontur bo'yicha tarqalishi kabi qarashimiz lozim (XXII bob).

MAGNIT MAYDON

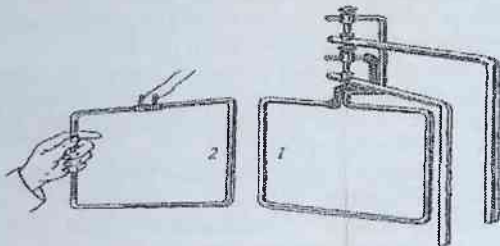
VIII BOB. VAKUUMDA TOKLARNING MAGNIT MAYDONI

75- §. Toklarning magnit o'zaro ta'siri

Biz elektr toklar magnitlarga ta'sir qilishini va aksincha, magnitlar elektr toklarga ta'sir qilishi to'g'risida gapirgan edik (55-§). Tokli ikki o'tkazgich ham shunday tarzda o'zaro ta'sirlashadi.

Toklarning o'zaro ta'siri ham toklarning magnit strelkalarga ta'siri bilan bir vaqtda, ya'ni 1820-yilda ochilgan va Amper tomonidan mukammal o'rganilgan edi. U maxsus moslamalarga (Amper stanoklariga) o'rnatilgan turli shakldagi qo'zg'aluvchan sim konturlarning tabiatini tekshirgan edi.

107-rasmda to'g'ri burchakli kontur o'rnatilgan Amper stanogi tasvirlangan. U simobli idishchalar tubiga tiriladigan ikkita vertikal uchliklarga o'rnatilgan to'g'ri burchakli sim ramkadan iborat. Ninali podshipniklarda ishqalanish juda kam bo'lgani tufayli ramka vertikal o'q atrofida erkin aylanishi mumkin, bunda ramka simob kontaktlar yordamida doim tok zanjiriga ulanganligicha qoladi.

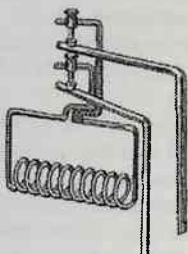


107- rasm. To'g'ri burchakli ramkali Amper stanogi.

Ikki to'g'ri tokning o'zaro ta'siri

Agar qo'zg'aluvchan ramkaga boshqa (qo'zg'almaydigan) tokli ramka yaqinlashtirilsa, unda toklarning o'zaro ta'sirini kuzatish mumkun. Qo'zg'aluvchan ramkaning qirralaridan birini qo'zg'almaydigan ramkaning qirralaridan istalgan biriga yetarlicha yaqinlashtirilganda amalda faqat yaqinlashtirilgan qirralargina o'zaro ta'sirlashadi deb hisoblash va shu tarzda ikkita to'g'ri chiziqli toklarning o'zaro ta'sirini tekshirish mumkin. Bunda bir xil yo'nalgan toklar (parallel toklar) bir-biriga tortilishini, qarama-qarshi yo'nalgan toklar (antiparallel toklar) bir-biridan itarilishini ko'rish oson. Bunday stanokdan foydalanib, tok va magnitning o'zaro ta'sirini va ikkita tokning o'zaro ta'sirini tekshirish mumkin. Agar qo'zg'aluvchan ramkaning vertikal qirralaridan biriga to'g'ri magnit yaqinlashtirilsa, unda ramka buriladi. Magnitning shimoliy qutbi janubiy

qutbga almashtirilganda ramka teskari tomonga aylanadi. Agar ramkadagi tok yo'nalishi o'zgartirilsa ham kuch yo'nalishi o'zgaradi.



108- rasm. Ramka solenoid bilan almashtirilgan Amper stanogi.

108-rasmda to'g'ri uzun g'altakli (solenoidli) Amper stanogi ko'rsatilgan. Agar bunday solenoidning uchlariga to'g'ri magnit yaqinlashtirilsa, solenoid uchlaridan biri magnitning shimoliy qutbidan itarilishi, ammo janubiy qutbga tortilishi, xuddi shu vaqtning o'zida solenoidning ikkinchi uchi uchun buning teskarisi kuzatiladi. Bu tajriba solenoid o'zini xuddi to'g'ri magnit kabi tutishini ko'rsatadi. Solenoidning tok soat strelkasi yo'nalishiga qarshi yo'nalishda oqib o'tadigan uchi (agar g'altak uchidan qaralsa) magnitning shimoliy qutbga to'g'ri keladi, tok soat strelkasi yo'nalishi

bo'yicha oqib o'tadigan uchi esa magnitning janubiy qutbga mos keladi. Agar magnit olib qo'yilsa, unda tokli solenoid kompasning magnit strelkasi kabi Yerning magnit meridiani yo'nalishida o'rnashadi.

Yuqoridagi tajribada magnitni boshqa (qo'zg'almas) solenoid bilan almashtirib, ikkita solenoidning o'zaro ta'sir kuchini tekshirish mumkin. Bunda yana osongina ishonish mumkinki, solenoidlarning har biri o'z ta'siriga ko'ra to'g'ri magnitga o'xshaydi.

Tavsiflangan va ularga o'xshash tajribalar tokli konturlarning o'zaro ta'siri toklarning magnitga ta'siriga o'xshashligini, shuningdek, magnitlarning toklarga ta'siriga o'xshashligini ko'rsatadi. Shuning uchun qarab chiqilgan tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri *magnit o'zaro ta'sirlar* deb ataladi.

O'tkazgichlarning magnit o'zaro ta'siri I bobda qarab chiqilgan elektr ta'sirdan farq qiladi. O'tkazgichlarda zaryadlar bo'lganida elektr o'zaro ta'sir paydo bo'ladi va u zaryadlar kattaligiga bog'liq; magnit o'zaro ta'sir esa o'tkazgichlardagi zaryadlarga bog'liq bo'lmaydi va o'tkazgichlarda tok bor bo'lganda paydo bo'ladi va u toklar kattaligiga bog'liq. Agar zaryadlangan jism yopiq metall qobiq ichida tursa, unda qobiqdan tashqarida turgan boshqa zaryadlarning unga ta'siri kuzatilmaydi. Agar tokli konturning bir uchi o'tkazuvchi qobiq bilan ekranlansa, unda-magnit o'zaro ta'sir saqlanib qoladi.

Toklarning magnit o'zaro ta'sirini talqin qilishda zaryadlarning elektr o'zaro ta'sirini tushuntirishdagi masalalarga duch kelamiz. Bu yerda ham, nima uchun boshqa kontur borligida tokli konturga ta'sir qiluvchi kuchlar

paydo bo'lad va bu kuchlar bir o'tkazgichdan boshqasiga qanday uzatiladi, deb savol berish mumkin. Tokli sim atrofida boshqa sim bo'lmasa va magnit o'zaro ta'sir namoyon bo'lmasa, fazoda biror o'zgarish ro'y beradimi?

8-§ da bayon qilingan sabablarga ko'ra hozirgi zamon fizikasi elektr hodisalardagi kabi magnit hodisalarda ham uzoqdan ta'sir qilish mumkinligini inkor qiladi. Magnit o'zaro ta'sir kuchlarining paydo bo'lish sabablarini tokli o'tkazgich atrofida *magnit maydon* paydo bo'lishida ko'ramiz. Magnit maydon ko'pgina fizikaviy xossalarni eltuvchi ekanligini keyinroq ko'ramiz. Magnit maydonning asosiy xossalaridan biri shuki, undagi tokli o'tkazgichga kuchlar ta'sir qiladi.¹

Tokli sim atrofida hatto boshqa o'tkazgichlar bo'lmasa ham, magnit o'zaro ta'sir kuzatilmasa ham magnit maydon paydo bo'ladi. Bu holda o'tkazgichni o'rab olgan fazoda muayyan fizikaviy o'zgarishlar sodir bo'ladi. Magnit hodisalarni tekshirishning asosiy masalasi — magnit maydon xossalarini va u bo'ysunadigan qonunlarni o'rganishdan iborat.

Biz magnit hodisalarni o'rganishni toklar orasidagi o'zaro ta'sirni tekshirishdan boshlaymiz. Dastlab bu o'zaro ta'sirni vakuumda qarab chiqamiz, so'ngra magnit hodisalarga muhit ta'sirini hisobga olamiz.

76- §. Magnit induksiya

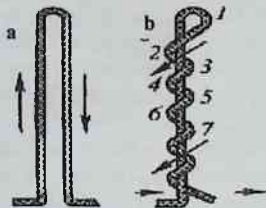
Amper tajribalarida ikki o'tkazgichning o'zaro ta'sir kuchi ularning har biridagi tok kuchiga proporsional ekanligi aniqlangan edi. Keyingi tajribalar shuni ko'rsatdiki, agar tokli o'tkazgich 109a-rasmda ko'rsatilgandek bukilsa, unda u magnit ta'sir hosil qilmaydi. Aksincha, bunday o'tkazgich boshqa o'tkazgichlarning ta'sir kuchini sezmaydi. Agar o'tkazgichning bir qismi ikkinchisi atrofida ixtiyoriy tarzda o'ralsa ham magnit ta'sir kuzatilmaydi (109b-rasm).

Bu natijalardan o'tkazgichning istalgan dl_1, dl_2 va dl_3 elementlari birgalikda (110-rasm) bu elementni tutashtiruvchi dl element kabi magnit ta'sir hosil qiladi, degan xulosa kelib chiqadi. Jumladan, b o'tkazgichning bukilgan kesmalari 12 va 23 ning (109- rasm) ta'siri shundayki, ular o'rnida 1 va 3 qutblarni birlashtiruvchi ta'g'ri chiziqli kesma olingandagi ta'sir kabi bo'ladi, 34 va 45 ning ta'siri 35 ning ta'siriga teng va h.k. Shuning uchun butun b o'tkazgichning ta'siri ham xuddi a o'tkazgichniki kabi bo'ladi (109-rasm), ya'ni nolga teng.

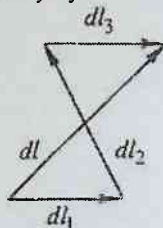
Aytilganlardan, cheksiz kichik sim kesmasining magnit ta'siri idl ko'paytmaga bog'liq ekanligi kelib chiqadi, bunda i -tok kuchi dl -tok bo'yicha yo'nalgan va dl kesma uzunligiga ega bo'lgan vektor. Bu ko'paytmani *tok elementi* deyiladi.

Chekli o'lchamdagi konturlarning o'zaro ta'sir kuchi ayrim tok elementlari o'zaro ta'sirining qo'shilishidan hosil bo'ladi. U konturlarning

o'lchamlariga, ularning shakli va o'zaro joylashishiga bog'liq va shuning uchun tokli konturlar o'zaro ta'sirining umumiy qonunini ta'riflash mumkin emas. Ammo tok elementlari uchun bunday qonun berish mumkin. Magnit o'zaro ta'sir qonunlaridagi tok elementi tushunchasi elektr o'zaro ta'sir qonunlarida nuqtaviy zaryad tushunchasi kabi rol o'ynaydi.



109- rasm. Bukilgan a va b o'tkazgichlarning magnit ta'siri bo'lmaydi.



110- rasm. Tok elementi tushunchasiga doir

Amper tajribalari va keyingi ko'pgina tadqiqot natijalarini quyidagi tarzda ta'riflash mumkin. Biror tok elementiga ta'sir qilib, mexanikaviy kuch hosil qila oladigan magnit maydon qobiliyatini maydonning har qaysi nuqtasiga biror \mathbf{B} vektor kiritib, miqdoriy tavsiflash mumkin. Bunda $i d\mathbf{l}$ tok elementiga ta'sir qiluvchi kuch quyidagiga teng:

$$d\mathbf{F} = i[d\mathbf{l} \cdot \mathbf{B}] \quad (76.1)$$

\mathbf{B} vektorni *magnit induksiya vektori* deyiladi va u magnit maydonning asosiy xarakteristikasi bo'ladi, (76.1) munosabat esa magnit induksiya ta'rifidan iborat.

Chekli o'lchamli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi to'liq kuchni uning alohida elementlaridagi kuchlarni qo'shib topish mumkin. Agar simning to'g'ri chiziqli kesmasi bo'lib, uning hamma nuqtalarida magnit induksiya doimiy bo'lsa, unda (76.1) formuladan quyidagiga ega bo'lamiz:

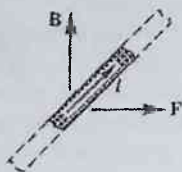
$$\mathbf{F} = i[\mathbf{l} \times \mathbf{B}] \quad (76.1a)$$

Ikki vektorning vektor ko'paytmasi ta'rifiga muvofiq (15- §) bu kuchning kattaligi

$$F = iBl \sin(\mathbf{l}, \mathbf{B}) \quad (76.1b)$$

Kuchning yo'nalishi \mathbf{l} va \mathbf{B} ga perpendikulyar bo'lib, o'ng parma qoidasiga bo'ysunadi: parma dastasi \mathbf{l} vektordan \mathbf{B} vektorga harakatlantirilganda parma \mathbf{F} kuch yo'nalishida ilgari lanma harakat qiladi. \mathbf{l}, \mathbf{B} va \mathbf{F} vektorlarning o'zaro joylashishi 111-rasmda tasvirlangan. Endi

(76.1) formulaga kiruvchi magnit induksiyaning qanday topish mumkinligini qarab chiqamiz.



111-rasm. Magnit maydonning tokka ta'siri.

Tajriba ko'rsatadiki, elektr maydon singari magnit maydon uchun ham magnit induksiyaning keng o'zgarish sohasida superpozitsiya prinsipi o'rinli bo'ladi; agar har biri B_1 , B_2 va h.k. magnit induksiya hosil qiladigan bir nechta tokli kontur bo'lsa, unda natijaviy maydonning magnit induksiyasi alohida konturlarning maydonlar induksiyasining vektor yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 \dots = \sum \mathbf{B}_k$$

Bundan superpozitsiya prinsipi tok elementlari uchun ham o'rinli, deb xulosa chiqarish mumkin. Shuning uchun biror tokli kontur hosil qilayotgan magnit induksiyaning topish uchun mazkur konturni alohida tok elementlariga bo'lib, shu tok elementlarining magnit induksiyalarini qo'shib chiqish kerak. Tok elementi hosil qiladigan induksiya nimaga teng?

Tok elementining magnit maydon induksiyasini

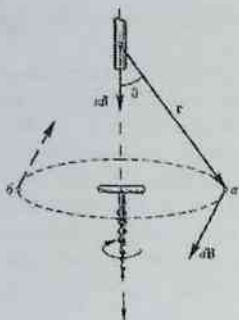
$$d\mathbf{B} = K \frac{i[\mathbf{dl} \cdot \mathbf{r}]}{r^3} \quad (76.2)$$

ga teng deb olgan holdagina biz magnit o'zaro ta'sir kuchlarining to'g'ri qiymatini olgan bo'lamiz. Bu yerda \mathbf{r} – tok elementidan qaralayotgan nuqtagacha o'tkazilgan radius vektor; K – proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, birliklarni tanlashga bog'liq.

(76.2) dan ko'rinadiki, tok elementidan r masofa uzoqda joylashgan nuqtadagi magnit induksiya kattaligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$d\mathbf{B} = K \frac{idl \sin \vartheta}{r^2} \quad (76.2a)$$

bunda ϑ - \mathbf{dl} va \mathbf{r} orasidagi burchak (112-rasm). $d\mathbf{B}$ vektorining yo'nalishi \mathbf{dl} va \mathbf{r} ga perpendikulyar, ya'ni ular yotgan tekislikka perpendikulyar. Bu yo'nalish o'ng parma qoidasiga bo'ysunadi; magnit induksiyaning yo'nalishi tok yo'nalishida ilgarilanma harakat qilayotgan o'ng parma dastasi uchining harakat yo'nalishi bilan mos tushadi. Masalan, agar tok yuqoridan pastga tik oqayotgan bo'lsa (112-rasm), unda o'ng parmani soat strelkasi bo'yicha (yuqoridan qaraganda) aylantirish lozim; shuning uchun magnit induksiya a nuqtada chizmadan kitobxon tomon yo'nalgan bo'ladi, b nuqtada esa kitobxondan chizma orqasiga yo'nalgan bo'ladi. (76.2)



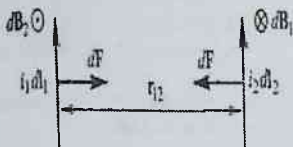
112-rasm. Tok elementining magnit induksiyasi.

formulani *Bio-Savar-Laplas* qonuni deb yuritiladi. (76.1) va (76.2) formulalar birgalikda ikkita tok elementining o'zaro ta'sir qonunini to'liq ifodalaydi.

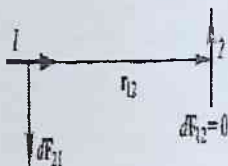
Misol tariqasida 113-rasmda ko'rsatilgan ikkita parallel tok elementi $i_1 dl_1$ va $i_2 dl_2$ ni qarab chiqamiz. $\sin(\alpha_{1, r_{12}}) = 1$ bo'lgani uchun (76.2a) formuladan $i_1 dl_1$ tok elementi hosil qilayotgan induksiya $dB_1 = Ki_1 dl_1 / r_{12}^2$ ga teng ekanligi kelib chiqadi. U chizma tekisligiga perpendikulyar bo'lib, kitobxondan chizma orqasiga yo'nalgan. Unda (76.1b) formula bo'yicha $i_2 dl_2$ tok elementiga ta'sir qiluvchi kuch quyidagiga teng:

$$dF = K \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r_{12}^2} \quad (76.3)$$

chunki $\sin(\alpha_{2, B}) = 1$. Bu kuch ikkala tok elementini birlashtiruvchi chiziq bo'yicha 2 tok elementidan 1 tok elementiga yo'nalgan. Ikkinchi tok elementi $i_2 dl_2$ ga ta'sir qiluvchi kuch ham shunday kattalikka ega, lekin qarama-qarshi tomonga yo'nalgan.



113- rasm. Ikkita parallel tok elementi



114-rasm. Ikkita o'zaro perpendikulyar tok elementi.

Shuni qayd qilib o'tamizki, (76.1) va (76.2) formulalar bilan ifodalanadigan toklarning o'zaro ta'sir qonuni birinchi qarashda Nyutonning uchinchi qonunini qanoatlantirmaydi. Masalan, 114-rasmda tasvirlangan 1- va 2-tok elementlari uchun 2-nuqtada 1-tok hosil qilayotgan induksiya nolga teng, chunki $\sin(\alpha_{1, r_{12}}) = 0$. Shuning uchun $dF_{12} = 0$. 1-nuqtada 2-tok hosil qilayotgan induksiya esa noldan farqli va 1-tokga perpendikulyar yo'nalgan, binobarin dF_{21} noldan farqli. Bunday natija olinganining sababi shuki, tajribada faqat chekli kattalikdagi yopiq konturlarning o'zaro ta'sirini tekshirish mumkin. Shuning

uchun tok elementlarining o'zaro ta'sir qonunini biror qo'shiluvchiga (yopiq kontur bo'yicha yig'ganda nolga aylanadigan) aniqlikda chiqarish mumkin. Bunday qo'shiluvchi (76.2) da tushirib qoldirilgan, bu esa Nyutonning uchinchi qonuni buzilgandek bo'lib tuyulishiga sabab bo'ladi. Biroq bu qo'shiluvchi hech qanday rol o'ynamaydi, chunki (76.1) va (76.2) formulalarni yopiq konturlarga tatbiq qilib Nyutonning uchinchi qonuniga mos keladigan natijalar olamiz.

77- §. Absolyut elektromagnit birliklar sistemasi

Magnit induksiya uchun yozilgan (76.2) ifodaga K proporsionallik koeffitsiyenti kirgan bo'lib, u birliklarning tanlanishiga bog'liq. Shuning uchun magnit o'zaro ta'sir kuchini hisoblashda biror aniq birliklar sistemasi ustida to'xtalishimiz va tanlangan bu sistemada K qanday qiymatga ega ekanligini aniqlashimiz lozim.

Agar uchta asosiy mexanikaviy birlik asosida tuzilgan absolyut birliklar sistemasi SGS dan foydalansak, unda dl_1 , dl_2 , va r_{12} uzunliklarni santimetr hisobida, kuchni dina hisobida o'lchash lozim. Bunda tok kuchi birligi hosilaviy birlik bo'ladi, shuning uchun uni K proporsionallik koeffitsiyenti birga aylanadigan qilib tanlash mumkin. Bunday tok kuchi birligi *absolyut elektromagnit tok kuchi birligi* (SGSM— tok kuchi birligi) deyiladi.

(76.3) formuladan tok kuchini ifodalab va olingan ifodada fizikaviy kattaliklarni ularning o'lchov birliklari bilan almashtirib (hosilaviy birliklar hosil qilish qoidalariga muvofiq) quyidagini topamiz:

$$1 \text{ SGSM}_{\text{tok kuchi birligi}} = 1 \text{ dina}^{1/2}.$$

Bu birlik SGS — tok kuchi birligidan farq qiladi. SGS sistemada (3-§) zaryad birligining ifodalanishini hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$1 \text{ SGSE}_{\text{tok kuchi birligi}} = 1 \text{ dina}^{1/2} \cdot \text{sm}/\text{sek}.$$

Agar i_e — SGS— birliklarda o'lchangan biror tok kuchi, i_M —SGSM— birliklardagi o'sha tok bo'lsa, unda quyidagicha yozish mumkin:

$$i_M = \frac{1}{c} i_e \quad (77.1)$$

bunda c — biror o'lchamli doimiy bo'lib, *elektrodinamik doimiy* deyiladi. Uning o'lchamligi tezlik o'lchamligi bilan mos keladi.

Doimiy kattalik c ning qiymatini faqat tajribada aniqlash mumkin. A.G.Stoletov, Veber va boshqa tadqiqotchilar shunday tajribalarni amalga oshirgan edilar. Sig'imi juda aniq o'lchangan puxta ishlangan kondensator bir sekundda ko'p marta zaryadlanib, galvanometr zanjir orqali zaryadsizlangan. Kondensator qancha kuchlanishgacha zaryadlanganligi elektrostatik metod bilan o'lchanib, undan kondensator zaryadi va tok kuchini elektrostatik birliklarda aniqlash mumkin. Tokning magnit ta'siriga

asoslangan galvanometr bilan o'sha tokni o'lchab uning qiymatlarini magnit birliklarda topish va undan c ni aniqlash mumkin. Bu tajribalar elektrodinamik doimiy vakuumda yorug'likning tarqalish tezligiga teng, ya'ni $3 \cdot 10^{10}$ sm/sek ekanligini ko'rsatdi.

Bunday mos kelish tasodifiy emas. XIX asrning ikkinchi yarmidayoq Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasini takomillashtirdi. Bu nazariyaga ko'ra, yorug'lik elektromagnit to'lqinlardir va vakuumda yorug'lik tezligi istalgan elektromagnit to'lqinlarning tarqalish tezligi kabi elektrodinamik doimiyga teng bo'lishini nazariy jihatdan ko'rsatdi.

Toklarning magnit o'zaro ta'siri qonunidan elektr birliklarning yangi sistemasi — *absolyut elektromagnit sistemasini* tuzish mumkin. Bu sistemada barcha mexanikaviy birliklar xuddi SGS (santimetr, gramm, sekund) sistemasidagi kabi qoladi, ammo elektr va magnit birliklarini aniqlashda zaryadning elektrostatik birligi (SGS sistemasidagi kabi) emas, balki tok kuchining elektromagnit birligi asos qilib olinadi.

Ikkala sistemadagi asosiy elektr kattaliklar orasidagi munosabatni topish qiyin emas. Zaryad kattaligi bu tok kuchining vaqtga ko'paytnasidan iborat: $q = it$. Shuning uchun zaryad kattaligi tok kuchi kattaligi kabi ikkala sistemada ham bir xil. Agar q_M — SGSM sistemada o'lchangan zaryad kattaligi, q_E — SGS sistemada o'lchangan o'sha zaryad kattaligi bo'lsa, u holda

$$q_M = \frac{1}{c} q_E$$

bo'ladi.

Agar istalgan jismning zaryadi 1 SGSM birlikka, boshqa jismning zaryadi 1 SGS birlikka teng bo'lsa, unda ikkala zaryadni taqqoslab, birinchi jismdagi zaryad ikkinchi jismdagiga qaraganda $3 \cdot 10^{10}$ marta ko'pligini topamiz.

Tok kuchining kuchlanishga ko'paytmasi quvvatni beradi: $iU = P$, u ikkala sistemada ham bir xil birliklarda (erg/sek da) o'lchanadi. Shuning uchun

$$i_E U_E = i_M U_M$$

binobarin,

$$U_M = U_E \frac{i_E}{i_M} = U_E c.$$

SGSM sistemada birga teng bo'lgan kuchlanish SGSE sistemada birga teng bo'lgan kuchlanishdan $3 \cdot 10^{10}$ marta kichik. Shunga o'xshash tarzda ish tutib, barcha elektr kattaliklarni SGSM sistemada ifodalash mumkin.

Biroq fizikaga doir adabiyotlarda, odatda, SGSE va SGSM sistemalar qo'llanilmaydi, balki elektr va magnit birliklarning absolyut simmetrik sistemasi *Gauss birliklar sistemasi* deb ataladigan sistema keng ishlatiladi. Bu sistema ham uchta asosiy birliklar: santimetr, gramm va sekund asosida tuzilgan bo'lib, ikkala SGS va SGSM sistemalarning qo'shilishidan iborat. Gauss birliklar sistemasi 1-ildovada qarab chiqilgan.

78- §. Magnit doimiysi

Birliklarning Xalqaro sistemasi SI da tok kuchi birligi asosiy birliklardan biri hisoblanadi, binobarin, u aniqlangan. Shuning uchun undagi proporsionallik koeffitsiyentini o'lcamsiz qilib bo'lmaydi. Magnit induksiya uchun ifoda ratsionallashtirilgan shaklda yoziladi, ya'ni maxrajda 4π ko'paytuvchi qo'shiladi, keyin bu ko'paytuvchi ko'p uchrab turadigan boshqa formulalarga kirmasligi lozim. Shuning uchun tok elementi hosil qiladigan magnit induksiya kattaligi SI sistemada quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{idl \sin \vartheta}{r^2} \quad (78.1)$$

bu yerda μ_0 — yangi o'lchamli doimiy bo'lib, *vakuumning absolyut magnit singdiruvchanligi* yoki *magnit doimiysi* deyiladi.

Agar (78.1) formulada hamma kattaliklar SI birliklarda o'lchansa, ya'ni uzunlik — metr, tok kuchi — amper, mexanikaviy kuch — Nyuton hisobida o'lchansa, u holda

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ SI}_{\mu_0}.$$

μ_0 ning bu qiymati 83-§ da beriladigan amper ta'rifidan bevosita kelib chiqadi. SI sistemada μ_0 ning o'zining o'lchov birligi esa metrga genri (Gn/m) deb nom oldi. Bu nomning ma'nosi 94-§ da tushuntiriladi.

(78.1) formula bo'yicha magnit induksiyaning hisoblab, SI birliklarida tesla (Tl) bilan ifodalanishini topamiz. 1 Tl bo'lgan bir jinsli magnit maydonda 1 A tok o'tayotgan 1 m uzunlikdagi B vektorga perpendikulyar o'tkazgichga 1N kuch ta'sir qiladi:

$$1N = 1A \cdot 1m \cdot 1Tl$$

bundan

$$1Tl = 1N / (1A \cdot 1m) = 1N / (A \cdot m)$$

79- §. Magnit maydonning kuchlanganligi

Magnit maydonni tavsiflashda magnit induksiya bilan birgalikda yana boshqa fizikaviy kattalik — magnit maydonning kuchlanganligidan foydalaniladi. Agar \mathbf{B} — vakuumda maydonning istalgan nuqtasidagi magnit induksiyasi bo'lsa, u holda o'sha nuqtada magnit maydon kuchlanganligi deb

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} / \mu_0 \quad (79.1)$$

ga aytiladi. μ_0 skalyar bo'lgani uchun \mathbf{B} kabi \mathbf{H} ham vektordir.

SGSM absolyut birliklar sistemasida μ_0 birga teng bo'lgan o'lcamsiz kattalik. Shuning uchun bu sistemada vakuumda \mathbf{H} va \mathbf{B} bir-biriga mos keladi. SI sistemada \mathbf{B} va \mathbf{H} hatto vakuumda ham turli o'lchamlikka ega

bo'lib, bir-biridan farq qiladi (76.2a) va (79.1) formulalarda idl tok elementi hosil qilayotgan magnit maydon kuchlanganligi kattaligi

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{idl \sin\vartheta}{r^2} \quad (79.2)$$

ekanligini topamiz yoki vektor shaklda

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{i[d\mathbf{l} \cdot \mathbf{r}]}{r^3} \quad (79.2 a)$$

Hozircha biz vakuumdagi magnit maydonni qarayatgan ekanmiz, \mathbf{B} va \mathbf{H} vektorlarning birortasini bilish biz uchun yetarli (qaysi biri bo'lishidan qat'iy nazar), chunki agar \mathbf{B} ni bilsak, unda (79.1) formulaga ko'ra \mathbf{H} ni topa olamiz va aksincha. Ammo magnitlanadigan muhit ichida bunday emas (XI bob).

Tokli biror sodda kontur uchun vakuumda magnit maydon kuchlanganligini topamiz.

1-misol. *Aylanma o'tkazgich markazidagi magnit maydon* (115-rasm). Bu holda o'tkazgichning hamma elementlari radius-vektorga perpendikulyar va $\sin\vartheta=1$. Simning hamma elementlaridan doira markazigacha bo'lgan masofa bir xil bo'lib, doira radiusiga (R) teng. Shuning uchun (79.2) quyidagini beradi:

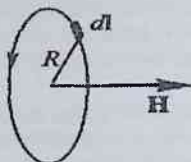
$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{i}{R^2} dl$$

Barcha tok elementlari o'ram tekisligiga perpendikulyar bo'lgan bir xil yo'nalishdagi magnit maydon hosil qiladi va shuning uchun o'ram markazida to'la maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

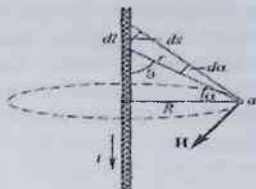
$$H = \frac{i}{4\pi R^2} \int dl = \frac{i}{4\pi R^2} 2\pi R = \frac{i}{2\pi R} \quad (79.3)$$

Magnit maydon yo'nalishni o'ng parma qoidasiga ko'ra topamiz, buning uchun parmani doiraga o'tkazilgan urinmaga parallel (tok yo'nalishida) joylashtirish lozim. Agar tok o'rami soat strelkasiga teskari yo'nalishda oqib o'tayotgan bo'lsa, u holda o'ng parma qoidasi magnit maydonning o'ramdan kuzatuvchiga yo'nalganligini aniqlab beradi (115-rasm).

2- misol. *To'g'ri tokning magnit maydoni.* O'tkazgich o'qidan R masofada joylashgan a nuqtada (116-rasm) to'g'ri o'tkazgich hosil qilayotgan maydon kuchlanganligini topamiz. O'tkazgich uzunligi R ga nisbatan juda katta deb hisoblaymiz. Bu holda ham o'tkazgichning hamma elementlarining magnit maydoni kuchlanganligi bir xil (chizma tekisligiga perpendikulyar, 116-rasm) va shuning uchun kuchlanganliklarning absolyut qiymatlarini qo'shish mumkin.



115- rasm. Aylanma tok markazidagi magnit maydon



116- rasm. To'g'ri tokning magnit maydonini hisoblashga doir.

O'tkazgichning biror dl elementining maydon kuchlanganligi (79.2) formula bilan ifodalanaadi. 116- rasmdan ko'rinadiki

$$\frac{dl \sin \vartheta}{r} = \frac{dl \cos \alpha}{r} = \frac{ds}{r} = d\alpha, \quad r = \frac{R}{\cos \alpha}$$

Bu ifodalarni (79.2) ga qo'yib, o'tkazgichning bir elementi hosil qiladigan kuchlanganlikni topamiz, u quyidagiga teng:

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{idl \sin \vartheta}{r^2} = \frac{i}{4\pi R} \cos \alpha d\alpha$$

Shuning uchun maydonning to'liq kuchlanganligi

$$H = \frac{i}{4\pi R} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \alpha d\alpha = \frac{i}{2\pi R}$$

Bu maydon o'tkazgich va R kesma bo'lgan tekislikka perpendikulyar yo'nalgan.

Magnit maydon kuchlanganligi birligi. Agar (79.3) va (79.4) formulalarda tok kuchi — amper, uzunlik — metr hisobida o'lchansa, magnit maydon kuchlanganligi SI birliklarida o'lchanadi. Bu birlik metr ga amper (A/m) deyiladi.

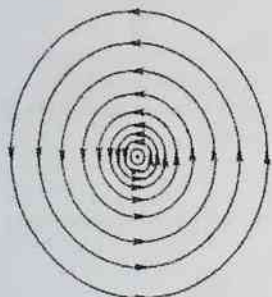
80-§. Magnit maydonning kuch chiziqlari

Elektr maydonlar singari magnit maydonlarni ham kuch chiziqlari yordamida grafik tarzda tasvirlash mumkin. Magnit maydon kuchlanganligi yo'nalishi bilan har qaysi nuqtada mos tushadigan urinma chiziqni *magnit kuch chizig'i* yoki *magnit maydonning kuchlanganlik chizig'i* deyiladi.

Ravshanki, magnit maydonning har qaysi nuqtasi orqali kuch chizig'i o'tkazish mumkin. Istalgan nuqtada maydon kuchlanganligi muayyan yo'nalishga ega bo'lgani tufayli berilgan maydonning har qaysi nuqtasida ham kuch chizig'ining yo'nalishi yakkayu yagona bo'lishi mumkin, demak, elektr kuch chiziqlari singari magnit kuch chiziqlari ham kesishmaydi.

Elektr kuch chiziqlariga o'xshash magnit kuch chiziqlari ham shunday qalinlikda (zichlikda) chiziladiki, kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan

sirt birligini kesib o'tuvchi kuch chiziqlari soni berilgan joydagi magnit maydon kuchlanganligi kattaligiga teng (yoki proporsional) bo'ladi. Shuning uchun magnit kuch chiziqlarini tasvirlab, magnit maydon kuchlanganligi fazoda kattaligi va yo'nalishi bo'yicha qanday o'zgarishini yaqqol tasavvur qilish mumkin.

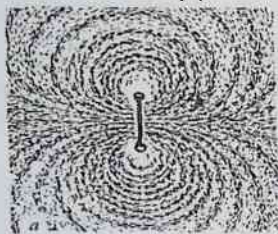


117-rasm. To'g'ri tokning magnit maydon kuch chiziqlari

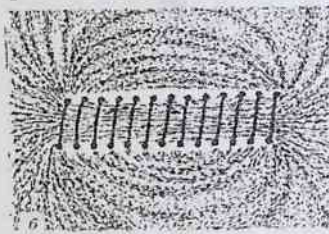
Magnit induksiya chiziqlarini ham xuddi shunga o'xshash biror (istalgan) vektor maydonni xarakterlovchi istalgan vektor chizig'i kabi chizish mumkin.

To'g'ri tok maydonining kuch chiziqlarini qarab chiqamiz. 79-§ da H kuchlanganlik o'tkazgich va maydonning qaralayotgan nuqtasi joylashgan tekislikka doim perpendikulyar. Shuning uchun mazkur holda kuch chiziqlari markazi tok o'qida joylashgan konsentrik aylanalardan iborat (117-rasm). Tajribada magnit kuch chiziqlarining ko'rinishi to'g'risida tasavvur hosil qilish mumkin.

Buning uchun qo'zg'aluvchi magnit strelkasi har doim o'z o'qi bilan kuch chiziqlari yo'nalishida joylashib oladigan holdan foydalaniladi.



a



b

118- rasm Aylanma tok (a) va solenoid (b) magnit maydonlarning kuch chiziqlari

Temir qipiqalaridan foydalanilsa, bundan ham qulayroq bo'ladi. Magnit maydonda temir zarrachasi magnitlanadi va magnit strelkasiga o'xshab qoladi. Bu tajribalarni amalda qilib ko'rayotganda tekshirilayotgan tokli sim gorizontal shisha plastinka (yoki karton qog'oz) dan o'tkazilib, unga (shisha plastinkaga) bir oz miqdorda temir qipiqalari sepiladi. Plastinka yengilgina

titratilganda (chertilganda) qipiq zarrachalari zanjir hosil qiladi, ularning shakli tekshirilayotgan maydon kuch chiziqlariga yaqin bo'ladi.

118-rasmda aylanma tok maydoni va solenoid maydoni kuch chiziqlarining shunday usul bilan olingan manzarasi keltirilgan.

Rasmdan ko'rinishicha, solenoidning o'rta qismida kuch chiziqlari parallel to'g'ri chiziqlardan iborat. Bu ushbu holda maydon kuchlanganligi barcha nuqtalarda bir xil ekanligini, ya'ni solenoidning o'rta qismida maydon bir jinsli ekanligini ko'rsatadi. Solenoid uchlarida esa kuch chiziqlari egrilanadi va tarqaladi, demak, maydon bir jinsli bo'lmay qoladi.

81-§. Magnit maydonning uyurmaviy xarakteri

118- rasmdan magnit maydon kuch chiziqlari *uzluksiz* ekanligi ko'rinib turibdi: ularning na boshi, na oxiri bor. Bu istalgan tokli kontur hosil qilgan har qanday magnit maydon uchun o'rinlidir.

Uzluksiz vektor chiziqlarga ega bo'lgan vektor maydonlar *uyurmaviy maydonlar* deb ataldi. Magnit maydon uyurmaviy maydon ekanligini ko'ramiz. Magnit maydonning elektr maydondan muhim farqi ham ana shunda.

Elektrostatik maydonda kuch chiziqlari doim ochiq: ular elektr zaryadlarda boshlanib, elektr zaryadlarda tugaydi. Magnit kuch chiziqlarining na boshi va na oxiri bo'ladi. Bu tabiatda magnit zaryadlar yo'qligidan dalolat beradi.

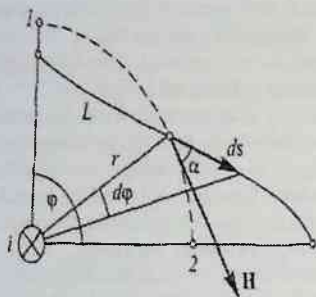
Elektr tok elektr zaryadlarning harakatlanishidan iborat. Magnit zaryadlari bo'lmagani tufayli magnit toki ham mavjud emas.

17-§ da berilgan kontur bo'yicha elektr kuchlanish tushunchasini kiritdik. Elektrostatik maydonda kuchlanish konturning shakliga bog'liq bo'lmaydi va yopiq kontur uchun har doim nolga teng. Bu faqat nuqtalarning vaziyatiga bog'liq bo'lgan ikki nuqtaning potentsiallar farqini kiritishga imkon beradi.

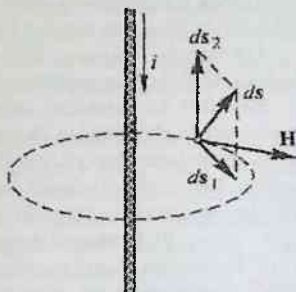
Shunga o'xshash L kontur bo'yicha magnit kuchlanishi tushunchasini kiritamiz:

$$U_M = \int_L H_s ds$$

bunda ds -kontur L ning uzunlik elementi, H_s -magnit maydon kuchlanganligining ds yo'nalishga proyeksiyasi. Ammo qo'zg'almas zaryadlar maydonndagi elektr kuchlanishdan farqli o'laroq magnit kuchlanish L konturning shakliga bog'liq va bu konturning faqat boshi hamda oxirgi nuqtalarining vaziyati bilan aniqlanmaydi. Shuning uchun magnit maydonda bir qiymatli potentsiallar farqi mavjud bo'lmaydi. Umuman aytganda, yopiq kontur bo'yicha magnit kuchlanish nolga teng emas.



119-rasm. Magnit kuchlanishni hisoblashga doir.



120-rasm. ds kesma bo'yicha magnit kuchlanishi ds₁ bo'yicha magnit kuchlanishiga teng.

Magnit kuchlanish nimaga bog'liqligini qarab chiqamiz. Buni to'g'ri uzun o'tkazgich hosil qiladigan maydon misolida qarab chiqish eng oson. Kontur biror kuch chiziqlari bilan mos tushadigan 1- va 2-nuqtalar orasidagi aylanadan iborat deb faraz qilamiz (119- rasm). Bu holda konturning hamma nuqtalarida (aylanada) maydon kuchlanganligi bir xil. Keyin kontur kuch chizig'i bilan mos tushgani uchun unda hamma nuqtalarda $H_s = H = \frac{i}{2\pi r}$ va shuning uchun

$$U_M = \frac{i}{2\pi r} s,$$

bunda s — 1- va 2-nuqtalar orasidagi aylana yoyining uzunligi. Ammo s/r konturning boshlang'ich (1) va oxirgi (2) nuqtalariga o'tkazilgan radius-vektor tashkil qilgan φ burchak. Shuning uchun

$$U_M = \int H_s ds = i\varphi/2\pi \quad (81.1)$$

Endi tokka perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotgan ixtiyoriy L konturni (119-rasm) qarab chiqamiz. Bu konturning ds elementi bo'yicha magnit kuchlanish

$$dU_M = H_s ds = H \cos \alpha ds = \frac{i}{2\pi r} \cos \alpha ds$$

bo'ladi, bunda α — \mathbf{H} va ds orasidagi burchak. Ammo

$$\frac{ds \cos \alpha}{r} = d\varphi$$

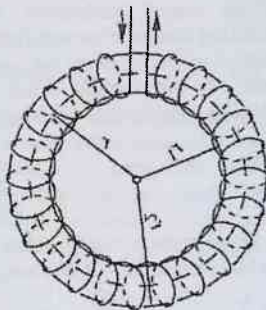
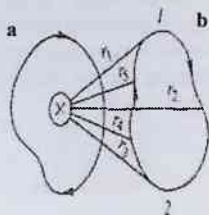
va shuning uchun butun kontur bo'yicha magnit kuchlanishni qo'shib, (81.1) formulani olamiz.

Agar L kontur tokka perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotmasa, unda bu konturning istalgan ds elementini tokka perpendikulyar parallel bo'lgan ds_1 tashkil etuvchiga va tokka parallel bo'lgan ds_2 tashkil etuvchiga ajratish mumkin (120-rasm). ds_2 tashkil etuvchi \mathbf{H} ga perpendikulyar bo'lgani tufayli uning uchun $H_s = 0, dU_M = 0$. Bu ds_1 bo'yicha magnit kuchlanish qanday bo'lsa, ds bo'yicha ham xuddi shunday demakdir, Bundan ixtiyoriy kontur bo'yicha magnit kuchlanish tokka perpendikulyar bo'lgan tekislikka shu kontur proeksiyasi uchun qanday bo'lsa, bu ixtiyoriy kontur bo'yicha ham shunday bo'lishi kelib chiqadi.

Endi tokli o'tkazgich o'rab olgan (121a-rasm) yopiq kontur bo'yicha magnit kuchlanishni yoki magnit maydon kuchlanganligi sirkulyatsiyasini qarab chiqamiz (17-§ bilan taqqoslang). Bu holda $\varphi = 2\pi$ va shuning uchun

$$\oint H_s ds = i \quad (81.2)$$

(81.2) formula uchun ham o'ng parma qoidasi o'rinli: konturning musbat yo'nalishida aylanib chiqish tok yo'nalishida ilgari lamma harakat qilayotgan o'ng parmaning aylanish yo'nalishi bilan mos tushadi. Masalan, 121-rasmda tok kitobxondan chizma orqasiga oqayotgandek taxmin qilinadi va shuning uchun konturni soat strelkasi bo'yicha aylanib chiqish lozim.



121-rasm. Tokni uragan (a va v) va o'ramagan (b) konturlar.

122-rasm. Toroidal g'altak.

Agar yopiq kontur tokli o'tkazgichni o'ramagan bo'lsa (121b-rasm) u holda bunday konturni l nuqtadan boshlab soat strelkasi bo'yicha aylanib chiqishda radius-vektor ketma-ket r_1, r_2, r_3 vaziyatlarni egallaydi va φ burchak ortadi. Agar 2-nuqtadan boshlab aylanib chiqilsa, unda radius-vektorlarning ketma-ket vaziyatlari r_3, r_4, r_5 va h. k. bo'ladi va φ burchak

kamayadi; biz I nuqtaga qaytganimizda $\varphi = 0$ bo'ladi. Shuning uchun tokni o'ramagan har qanday yopiq kontur uchun magnit kuchlanish nolga teng.

Yopiq kontur tokni bir emas, balki n marta o'rab olgan bo'lsa (121- rasm, $n=2$), magnit kuchlanish n marta ko'p bo'ladi.

(81.2) formula magnit maydonning muhim xossasini ifodalaydi. Bu formula faqat to'g'ri sim uchun o'rinli bo'lmay, istalgancha taqsimlangan toklar hosil qilgan vaqt bo'yicha doimiy bo'lgan magnit maydon uchun ham o'rinli. Shunday qilib, *yopiq kontur bo'yicha magnit kuchlanish qaralayotgan kontur bilan chegaralangan sirdan o'tayotgan to'liq tok kuchiga teng.*

(81.2) formuladan magnit kuchlanish ham tok kuchi o'lchanadigan birliklarda, ya'ni amper hisobida o'lchanishi ko'rinib turibdi.

Qarab chiqilgan teorema ko'pgina hollarda to'g'ridan-to'g'ri magnit maydon kuchlanganligini hisoblashga imkon beradi. Endi ba'zi muhim misollarga murojaat qilamiz.

1-misol. Toroidal g'altak. Yopiq, toroidal g'altak ichidagi maydon kuchlanganligini hisoblaymiz (122-rasm). Simmetriya tasavvurlaridan ravshanki, markazi toroid markazi bilan mos tushadigan aylananing hamma nuqtalarida H kuchlanganlik bir xil bo'ladi. Shuning uchun bu aylana bo'yicha magnit kuchlanish $H \cdot 2\pi r$ ga teng. Qaralayotgan aylana g'altakning hamma o'ramlaridagi toklarni o'raydi. Agar g'altakning hamma o'ramlari soni N , undagi tok kuchi i ga teng bo'lsa, unda biz qaralayotgan aylana Ni tok kuchini o'rab turgan bo'ladi. Shuning uchun magnit kuchlanish to'g'risidagi teorema ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

$$H \cdot 2\pi r = Ni$$

bundan

$$H = \frac{Ni}{2\pi r} \quad (81.3)$$

Shuni nazarda tutish lozimki, toroid ichidagi maydon kuchlanganligi to'la bir jinsli emas. G'altakning ichki tomonida kuchlanganlik eng katta

$$H_1 = N \frac{i}{2\pi r_1} \text{ va tashqi tomonida eng kichik } H_2 = N \frac{i}{2\pi r_2} .$$

Ikkala maydonning nisbiy farqi quyidagiga teng:

$$\frac{H_2 - H_1}{H_1} = \frac{r_2 - r_1}{r_1}$$

2- misol. Solenoid. Endi toroid radiusi r ni cheksiz orttiramiz. Unda $(r_2 - r_1)/r_2$ kattalik nolga intiladi va maydon bir jinsli bo'lib qoladi. Bunda toroidning istalgan kesmasi to'g'ri g'altak yoki solenoidga aylanadi.

Solenoid ichidagi maydon kuchlanganligini (81.3) formuladan topish mumkin. Bunda

$$\frac{N}{2\pi r} = n$$

qalingini bilgan holda (n — g'altakning uzunlik birligidagi o'ramlar soni) quyidagini topamiz:

$$H = ni. \quad (81.4)$$

Yetarlicha uzun solenoidda magnit maydon kuchlanganligi tok kuchi va g'altakning uzunlik birligidagi o'ramlar soni ko'paytmasiga teng ekanligini ko'ramiz. Bu ko'paytma metrga amper-o'ramlar soni deyiladi.

Solenoidlar texnikaviy qurilmalarda va laboratoriya praktikasida keng ishlatiladi, chunki ular yordamida kuchlanganligi ma'lum bo'lgan bir jinsli magnit maydon hosil qilish mumkin.

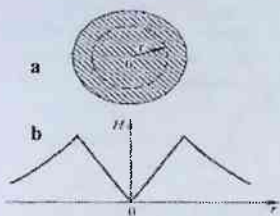
3- misol. *To'g'ri uzun o'tkazgich.* To'g'ri uzun o'tkazgich o'qidan R masofada simdan tashqarida yotgan nuqtada bu sim hosil qiladigan magnit maydonni ham hisoblashni qarab chiqamiz. Bu holda magnit kuchlanishni hisoblash uchun kontur sifatida tokka perpendikulyar va tok o'qida markazga ega bo'lgan R radiusli aylananani tanlash qulay. Magnit kuchlanish to'g'risidagi teorema

$$2\pi RH = i$$

ni beradi, bundan

$$H = \frac{i}{2\pi R} \quad (\text{simdan tashqarida}) \quad (81.5)$$

Bu natijani biz 79-§ dayoq olgan edik. Ayrim tok elementlari maydonini bevosita qo'shib chiqishiga qaraganda magnit kuchlanish yordamida hisoblash ancha sodda ekanligini ko'ramiz. Endi o'tkazgich uchidan r masofada turgan o'tkazgich ichidagi ixtiyoriy nuqta maydon kuchlanganligini hisoblaymiz. Yopiq konturni yana aylana ko'rishida tanlaymiz. Bu aylana o'tkazgich o'qidagi shu nuqta orqali o'tadi (123-rasm, punktir bilan ko'rsatilgan). Unda magnit kuchlanish



123-rasm. Tokli to'g'ri simning magnit maydoni.

to'g'risidagi teoreмага ko'ra

$$2\pi rH = \pi r^2 j$$

ga ega bo'lamiz, bunda i — tok zichligi (o'tkazgichning hamma nuqtasida birday). Bundan quyidagi olinadi:

$$H = \frac{1}{2}j = \frac{i}{2\pi a^2} \quad (\text{sim ichida}).$$

bu yerda i — simning hamma kesimi orqali to'liq tok kuchi, a — o'tkazgichning radiusi.

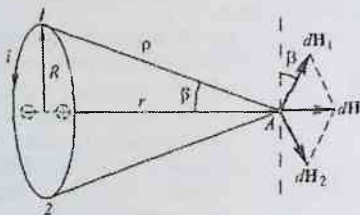
Shunday qilib, o'tkazgich ichidagi maydon kuchlanganligi o'qdan masofaga qarab chiziqli qonun bo'yicha ortadi, taqshi fazoda esa giperbolik qonun bo'yicha kamayadi. Bu bog'liqlik 123-rasmda yuqorida grafik tasvirlangan.

82- §. Tokning magnet momenti

Ko'pgina hollarda o'lchamlari ulardan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofaga qaraganda juda kichik o'lchamli yopiq konturlar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bunday toklarni biz elementar toklar deb ataymiz.

Bunga o'xshash toklar barcha atomlarda bo'ladi, chunki ularda yopiq orbita bo'yicha harakatlanuvchi elektronlar bor (XI bob). Atomlar juda kichik bo'lgani tufayli bu toklarni deyarli hamma masalada elementar deb qarash mumkin.

Elementar tok hosil qiladigan magnet maydon nimalarga bog'liqligini qarab chiqamiz. Tok kuchi i bo'lgan R radiusli aylanma tok berilgan bo'lsin. Tok o'qida uning markazidan r masofada turgan biror a nuqtadagi magnet maydonni hisoblaymiz (124-rasm). Bu holda tokning barcha elementlari radius vektorga perpendikulyar va shuning uchun (79.2) formulada $\sin \vartheta = 1$.



124- rasm. Tokli aylanma o'ramning magnet maydoni.

Keyin 124-rasmdan ko'rinadiki, bir diametrdagi joylashgan 1 va 2 juft tok elementlari hosil qiladigan dH_1 va dH_2 magnet maydonlar qo'shilib, tok bo'yicha yo'nalgan dH maydonni beradi. Shuning uchun butun aylanma tokning to'liq maydoni uning o'qi bo'yicha yo'nalgan.

Bitta tok elementi hosil qiladigan maydonning tok o'qi bo'yicha tashkil etuvchisi

$$\frac{1}{4\pi} \frac{idl \sin \beta}{\rho^2} = \frac{1}{4\pi} \frac{idlR}{\rho^3}$$

bo'lad. Bu ifodani butun tok elementlari bo'yicha qo'shib, quyidagini olamiz:

$$H = \frac{1}{4\pi\rho^3} \int dl = \frac{1}{4\pi\rho^3} \cdot 2\pi R = \frac{iS}{2\pi\rho^3}$$

bunda $S = \pi R^2$ – tok o'qib o'tadigan yuza.

Agar tok elementar tok bo'lsa, ya'ni agar $\rho \gg R$ bo'lsa, unda ikkinchi tartibli aniqlikkacha olingan formulada $\rho \approx r$ deyish mumkin. Oxirgi natijani quyidagi ko'rinishda yozish qulaydir:

$$H = \frac{P_m}{2\pi r^3}, \quad p_m = iS \quad (82.1)$$

Agar biz tok o'qi bo'yicha yo'nalgan (124-rasmda u punktir bilan tasvirlangan) elementar elektr dipolga ega bo'lsak edi, u holda elektr dipol hosil qiladigan elektr maydon, ham qaralayotgan misoldagi magnit maydon yo'nalishi bilan bir xil yo'nalgan bo'lar edi, u ham tok o'qi bo'yicha yo'nalar edi. Elektr siljish kattaligi $D = \epsilon_0 E$ esa (25.5) ga muvofiq ($\cos \alpha = 1$ deb faraz qilinganda) quyidagiga teng bo'lar edi:

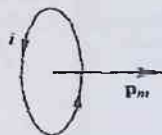
$$D = \frac{p}{2\pi r^3} \quad (82.2)$$

bunda p – dipolning elektr momenti. (82.2) formula ham xuddi (82.1) formula kabi ko'rinishga ega. Ammo p elektr dipol momenti rolini iS ko'paytma bajaradi; u tokning magnit momenti deb ataladi. Magnit moment birligi ($A \cdot m^2$) bo'lad.

Dipolning elektr momenti vektor kattalikdir (15- §). Shunga o'xshash tokning magnit momenti ham vektordir. O'ram tekisligiga o'tkazilgan normal yo'nalishini tokning magnit momenti yo'nalishi qilib olinadi (125-rasm). Agar \mathbf{n} normalning birlik vektori bo'lsa, u holda tokning magnit momenti \mathbf{p}_m quyidagiga teng:

$$\mathbf{p}_m = iS\mathbf{n} \quad (82.3)$$

Yuqorida biz aylanma tokning xususiy holi bilan cheklanib, kuzatish nuqtasi tok o'qida yotadi, deb hisoblagan edik. Ammo tokning magnit momenti tushunchasi umumiy ahamiyatga ega. Ixtiyoriy kuzatish nuqtasida istalgan shakldagi elementar tokning magnit maydoni kuchlanganligini (25.5) va (25.6) formulalardan topish mumkinligini ko'rsatish oson, bunda ularni $\epsilon_0 E_r$ va $\epsilon_0 E_d$ orqali ifodalash va dipolning elektr momenti \mathbf{p} ni (82.3) formula bilan aniqlanadigan tokning magnit momenti \mathbf{p}_m bilan almashtirish



125- rasm. Tokning magnit momenti.

lozim. Elementar yopiq tokning magnit ta'siri uning magnit momenti bilan aniqlanishini ko'ramiz.

83- §. Parallel joylashgan tokli ikki o'tkazgich

Biror tokli o'tkazgich hosil qilayotgan magnit maydonni bilgan holda shu maydonda tokli boshqa o'tkazgichga ta'sir qiladigan kuchni hisoblash mumkin.

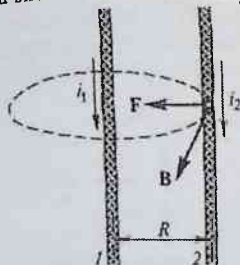
Misol sifatida tokli ikkita cheksiz uzun parallel 1- va 2-o'tkazgichni qarab chiqamiz (126-rasm) va 1-o'tkazgich tomonidan 2-o'tkazgichning l uzunlikdagi kesmasiga ta'sir qiladigan kuchni hisoblaymiz. 2-o'tkazgich turgan joyda 1-o'tkazgich hosil qiladigan magnit maydon kuchlanganligi (79.4) formula bilan ifodalanadi, binobarin, magnit induksiya quyidagiga teng:

$$B_1 = \frac{\mu_0 i_1}{2\pi R}$$

Induksiya 2-o'tkazgichga perpendikulyar, binobarin, $\sin(\mathbf{l}, \mathbf{B}) = 1$. Shuning uchun (76.16) quyidagini beradi:

$$F = \mu_0 \frac{i_1 i_2}{2\pi R} l \quad (83.1)$$

Agar biz 2-tok hosil qilayotgan induksiya B_2 ni hisoblab, so'ngra 1-o'tkazgichga ta'sir qilayotgan kuchni topsak, unda bari-bir o'sha (83.1) formulani olar edik. Bunday bo'lishi tushunarli, chunki magnit o'zaro ta'sirda ta'sir va aks ta'sirning tenglik qonuni bajariladi.



126- rasm. Tokli ikkita parallel simlarning o'zaro ta'siri.

O'ng parma qoidasini 126-rasmga tatbiq qilib, agar ikkala o'tkazgichda ham tok yo'nalishi bir xil bo'lsa, unda paydo bo'ladigan kuchlar o'tkazgichlar orasidagi R masofani kamaytirishga intiladi; agar toklar qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'lsa, unda bu kuchlar R masofani kattalashtirishga intiladi: parallel toklar o'zaro tortishadi, antiparallel toklar o'zaro itarishadi.

Amper ta'rifi. 4-§ da SI sistemasining to'rtinchi asosiy birligi — amper toklarning magnit o'zaro ta'sirlari orqali aniqlanishi haqida gapirilgan edi. Buning uchun xuddi mana shu ikkita parallel toklarning o'zaro ta'sir qonunidan foydalanamiz. Amper o'zgarish tokining kuchi bo'lib, u vakuumda bir-biridan 1 m masofada joylashgan, doiraviy kesimi juda kichik bo'lgan cheksiz uzun ikkita parallel to'g'ri

o'tkazgichdan o'tganda bu o'tkazgichlar ichida uzunlikning har metrda SI sistemaning $2 \cdot 10^{-7} N$, kuch kattaligiga teng kuch hosil qiladi.

Bundan biz 78-§ da keltirib chiqargan μ_0 ning qiymati bevosita aniqlanadi. Haqiqatdan ham, (83.1) formuladan va amper ta'rifidan

$$2 \cdot 10^{-7} = \mu_0 \frac{1 \cdot 1}{2\pi \cdot 1} 1$$

kelib chiqadi, bunda

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ SI birligi.}$$

Amper va SGSM hamda SGSE sistemalaridagi tok kuchi birligi orasidagi munosabatni topamiz. Ratsionallashtirilmagan SGSM sistemada $\mu_0 = 1$. Bundan tashqari, biz hamma formulaga yana 4π ko'paytuvchi kiritishimiz lozim. Shuning uchun SGSM sistemasida (83.1) formula o'rniga quyidagiga ega bo'lamiz:

$$F = \frac{2i_{1M}i_{2M}}{R} l \quad (83.2)$$

bunda tok kuchi SGSM birliklarida, uzunlik — santimetr, kuch esa dina hisobida o'lchanadi. Agar har ikkala tokning kuchi 1 A, $R = l (l = 1m)$ bo'lsa, u holda kuch $2 \cdot 10^{-7} N = 2 \cdot 10^{-2}$ dina bo'ladi va biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$2 \cdot 10^{-2} = 2 \cdot i_{1m} i_{2m}$$

Bundan ko'rinadiki, $i_{1m} = i_{2m} = 0.1$. Bu SI sistemasida 1 A ga teng bo'lgan tok kuchi SGSM sistemasida 1 SGSM-tok birligiga teng degan so'z.

1 SGSM-birlikka teng bo'lgan tok kuchi SGS sistemasida $3 \cdot 10^{10}$ SGS - tok birligiga teng bo'ladi, unda 1 A ga $3 \cdot 10^9$ SGS - tok birligi to'g'ri keladi.

84- §. Magnit maydondagi mexanikaviy ish. Magnit oqimi

Magnit maydonda tokli o'tkazgichga kuchlar ta'sir qilgani tufayli o'tkazgich harakatlanganida ma'lum ish bajariladi. Bu ish kattaligini topamiz.

Tok zanjiriga kirgan l uzunlikdagi to'g'ri o'tkazgich o'z-o'ziga parallel ravishda ilgari lanma harakatlanib, dx kesmaga ko'chadi va l -vaziyatdan 2-vaziyatga o'tadi, deylik (127-rasm). Magnit induksiya B ning yo'nalishi l ga ham, dx ga ham perpendikulyar deb hisoblaymiz. O'tkazgichga

$$F = ilB$$

kuch ta'sir qiladi va shuning uchun mexanikaviy ish δA quyidagi formula bilan ifodalanadi:

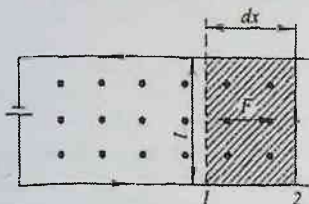
$$\delta A = ilBdx = iBdS,$$

bunda $dS = ldx$ — tokli o'tkazgich harakatlanayotganda chizgan yuza (124-rasm)da shtrixlangan).

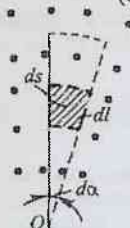
Agar induksiya B boshqacha yo'nalgan bo'lsa, unda uni doim dS ga perpendikulyar bo'lgan tashkil etuvchi B_n va dS ga parallel bo'lgan tashkil etuvchi B_t ga taqsim qilish mumkin. Kuch F doim B ga perpendikulyar

bo'lgani uchun (76-§) unda B_t tashkil etuvchi dx ga perpendikulyar bo'lgan kuch hosil bo'ladi va bu kuchning ishi nolga teng bo'ladi. Shuning uchun.

$$\delta A = iB_n dS \quad (84.1)$$



127-rasm. O'tkazgich ilgarilanma harakatlanganida mexanikaviy ishni hisoblashga doir.



128-rasm O'tkazgich aylanma harakatlanganida mexanikaviy ishni hisoblashga doir.

Endi o'tkazgichning aylanma harakatini qarab chiqamiz. Tok zanjiriga kirgan o'tkazgichning dl elementi magnit maydonda $d\alpha$ burchakka burilsin (128-rasm). Harakatlanganda u $dS = l d\alpha dl$ yuza chizadi, bunda l — aylanish oqi 0 dan elementning uzunligi. dl elementning ko'chish yo'nalishida unga ta'sir qiluvchi kuch $idlB_n$ bo'ladi, bunda B_n — kuchlanganlikning tashkil etuvchisi bo'lib, u dS ga perpendikulyar. Shuning uchun bajariladigan ish

$$\delta A = i dl B_n l d\alpha = iB_n dS$$

ga teng bo'lib, bu ham ilgarilanma harakatdagi singari (84.1) formula bilan ifodalanadi.

Ammo o'tkazgichning har qanday harakatini ilgarilanma va aylanma harakatga keltirish mumkin. Demak, (84.1) formula o'tkazgichning istalgan harakati uchun mexanikaviy ishni aniqlaydi.

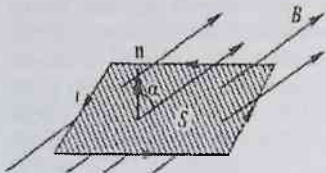
Agar magnit oqimi tushunchasi kiritilsa, olingan natijani qulayroq shaklda tasavvur qilish mumkin.

Induksiya B bo'lgan bir jinsli magnit maydonda turgan tekis (yassi) yuza S ni qarab chiqamiz (129- rasm). S yuza orqali magnit oqimi yoki magnit induksiya vektori oqimi deb quyidagi kattalikni aytiladi:

$$\Phi = BS \cos \alpha = B_n S \quad (84.2)$$

bu yerda α — yuzaga o'tkazilgan n normal yo'nalishi va induksiya B yo'nalishi orasidagi burchak, B_n — B vektorning n normalga proyeksiyasi. B_n skalyar kattalik bo'lgani uchun magnit oqimi ham skalyar kattalikdir. Magnit oqimi $B_n S$ mazkur sirt orqali o'tadigan magnit induksiya chiziqlarining to'liq soniga teng.

Magnit oqimi faqat o'z kattaligi bilan xarakterlanmay, $\cos \alpha$ qanday ishoraga ega ekanligiga ham bog'liq. Bu ishora n normalning musbat yo'nalishining tanlanishiga bog'liq.



129-rasm. Magnit oqimi ta'rifiga doir

Barcha elektromagnit hodisalarda qaralayotgan sirtni chegaralovchi konturdan oqib o'tayotgan tokning magnit oqimiga bog'lanishini qarashga to'g'ri keladi. Shuning uchun normalning musbat yo'nalishini shu tok yo'nalishi bilan bog'lash tabiiydir. Normalning

maydonga musbat yo'nalishi tok yo'nalishida aylanayotgan o'ng parmaning siljish yo'nalishi bilan mos tushadi deb hisoblaymiz (129-rasm bilan taqqoslang). Jumladan, tokli biror o'tkazgich kontur o'zi bilan chegaralangan sirt orqali hosil qiladigan magnit oqimi doim musbat ekanligi kelib chiqadi.

Agar magnit maydon bir jinsli bo'lmasa, qaralayotgan sirt tekis bo'lmasa, unda uni cheksiz kichik dS elementlarga ajratish mumkin. Sirtning har bir elementini tekis yuza deb, shu elementidagi istalgan maydonni bir jinsli deb qarash mumkin. Shuning uchun sirt elementi orqali magnit oqimi

$$d\Phi = B_n dS$$

bo'ladi, butun sirt orqali to'liq oqim esa

$$\Phi = \int_S B_n dS. \quad (84.3)$$

Agar (84.2) va (84.3) da B ni tesla, S ni m^2 hisobida ifodalasak, unda magnit oqimi ham SI birliklarda veber (Vb) hisobida ifodalangan bo'ladi (91-§ ga q.).

Magnit oqimi tushunchasidan foydalanib, (84.1) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\delta A = i d\Phi. \quad (84.4)$$

bu yerda δA – maydon kuchlari bajargan ish; $d\Phi$ – tokli kontur bilan chegaralangan sirtida magnit oqimining ortishi.

Agar o'tkazgich biror chekli masofaga ko'chsa, u holda

$$A = i(\Phi_2 - \Phi_1) \quad (84.5)$$

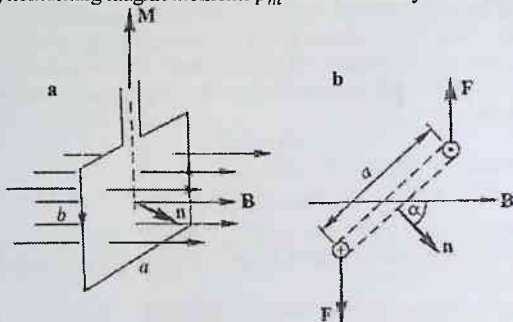
bunda Φ_2 – ko'chish oxirida kontur orqali magnit oqimi, Φ_1 – boshlang'ich vaziyatdagi oqim; bunda ko'chish vaqtida konturdagi tok kuchi doimiy saqlanadi deb hisoblaymiz.

Bu formulada magnit oqimini veber hisobida, tok kuchini amper hisobida ifodalab, ishni joul hisobida olamiz.

85- §. Magnit maydondagi tokli kontur

Endi magnit maydondagi tokli yopiq konturga ta'sir qiluvchi mexanikaviy kuchlarni topamiz. Dastlab, kontur to'g'ri burchakli ramka shakliga ega (130-rasm) va magnit maydon bir jinsli deb hisoblaymiz. (76.1 a) formulaga ko'ra a qirruga ta'sir qiluvchi kuchlar ularga va magnit induksiya B ga perpendikulyar va shuning uchun o'ramni cho'zishga (yoki siqishga) intiladi. b qirruga ta'sir qiluvchi F kuch esa o'ram tekisligi B ga perpendikulyar bo'ladigan qilib, uni burishga intiladi. Binobarin, o'ramga biror M momentli juft kuch ta'sir qiladi. Ravshanki, bu faqat to'g'ri burchakli ramka uchun o'rinli bo'lmay, ixtiyoriy shakldagi kontur uchun ham o'rinli bo'ladi.

Juft kuch momenti kattaligi M ni (ixtiyoriy shakldagi tekis kontur uchun ham) bevosita (84.4) formuladan topish mumkin. Buning uchun konturning maydon kuchlari ta'sirida cheksiz kichik $d\alpha$ burchakka burilishiga imkon beramiz. Konturdagi i tok kuchini o'zgarmaydi va binobarin, konturning magnit momenti $p_m = iS$ ni doimiy deb hisoblaymiz.



130- rasm. Magnit maydondagi tokli to'g'ri burchakli ramka.

a) yondan ko'rinishi b) yuqoridan ko'rinishi.

Unda maydon kuchlarining mexanikaviy ishi $\delta A = M d\alpha$ ga teng bo'ladi. Shu bilan birga konturdan o'tuvchi magnit oqimi $\Phi = SB \cos \alpha$ bo'ladi, α burchak $d\alpha$ ga kamayganda uning o'zgarishi $d\Phi = SB \sin \alpha d\alpha$ ga teng bo'ladi. Shuning uchun (84.4) formuladan

$$M d\alpha = iSB \sin \alpha d\alpha$$

ga ega bo'lamiz, bundan

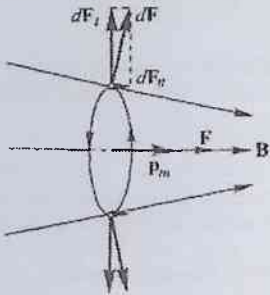
$$M = p_m B \sin \alpha. \quad (85.1)$$

Olingan natijalarni juft kuch momenti yo'nalishi va kattaligini beradigan vektor formula bilan ifodalash mumkin:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}_m \mathbf{B}]. \quad (85.2)$$

Bu formula elektrostatik maydonda elektr dipolga ta'sir qiluvchi juft kuchlar momenti uchun yozilgan ifodaga o'xshash.

Endi bir jinsli bo'lmagan magnit maydondagi tokli kichik o'ramni qarab chiqamiz (131-rasm) va dastlab induksiya chiziqdari o'ram tekisligiga o'tkazilgan normalga simmetrik deb hisoblaymiz. O'ramning ayrim sohaslariga ta'sir qiluvchi $d\mathbf{F}$ kuchlar tokka va magnit maydonga perpendikular bo'ladi. Biroq endi induksiya chiziqdari parallelmasligi tufayli bu kuchlar o'ram tekisligi bilan biror burchak hosil qiladi. Bu kuchlarning o'ramga parallel bo'lgan dF_t tashkil etuvchilari o'ramni cho'zadigan yoki siqadigan kuchlarni hosil qiladi. O'ram tekisligiga perpendikulyar bo'lgan dF_n tashkil etuvchilari esa o'ramni magnit maydonda ko'chirishga intiluvchi \mathbf{F} kuchni beradi.



131- rasm Bir jinsli bo'lmagan maydondagi tokli o'ram.

O'ng parma qoidasini qo'llab, shuni ko'rish osonki, agar tok momenti \mathbf{p}_m magnit induksiyasiga parallel bo'lsa (rasmda ko'rsatilgandek bo'lsa), unda o'ram maydonning kuchliroq sohasiga tortiladi. Agar \mathbf{p}_m vektor induksiyaga antiparallel bo'lsa, unda o'ram itarib chiqariladi va maydonning kuchsizroq sohasiga ko'chadi.

Yuqoridagi uslubdan foydalanib, bu kuch kattaligini topamiz. O'ram \mathbf{p}_m yo'nalishda kichik dx kesmaga siljiydi deylik. Unda mexanikaviy ish $\delta A = F dx$. Magnit oqimining o'zgarishi

$$d\Phi = S \frac{\partial B_n}{\partial x} dx \text{ bo'ladi, bunda } B_n - B$$

ni tashkil etuvchisi bo'lib, o'ram tekisligiga normal. Shuning uchun (84.4) formula

$$F dx = iS \frac{\partial B_n}{\partial x} dx$$

ko'rinish oladi, binobarin,

$$F = p_m \frac{\partial B_n}{\partial x} \quad (85.3)$$

Magnit maydonda tokli kichik o'ramga ta'sir qiluvchi kuch magnit induksiyaning qaralayotgan yo'nalishda o'zgarish tezligiga proporsionaldir.

Xuddi shunday mulohaza yuritib, tokli kichik konturning magnit induksiya yo'nalishiga nisbatan ixtiyoriy orientatsiyasi uchun kuchning umumiy ifodasini topish oson. Agar p_{mx} , p_{my} va p_{mz} to'g'ri burchakli koordinatalar o'qida kontur, magnit moment vektorining tashkil etuvchilari. B_x , B_y va B_z magnit induksiya vektorining tashkil etuvchilari bo'lsa, unda X o'q yo'nalishidagi kuch (15.6) formula kabi ifodalanadi:

$$F_x = p_{mx} \frac{\partial B_x}{\partial x} + p_{my} \frac{\partial B_y}{\partial y} + p_{mz} \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (85.4)$$

Kuchning F_y va F_z tashkil etuvchilari uchun ham shunga o'xshash formulalar o'rinli bo'ladi. Bu natijalarni vektor formula ko'rinishida yozish mumkin:

$$\mathbf{F} = (\mathbf{p}_m \text{grad})\mathbf{B} \quad (85.4a)$$

bunda

$$p_m \text{grad} = p_{mx} \frac{\partial}{\partial x} + p_{my} \frac{\partial}{\partial y} + p_{mz} \frac{\partial}{\partial z}$$

differensial operator kiritilgan.

Umumiy holda o'ram tekisligiga perpendikulyar bo'lmagan turli jinsli maydonda o'ramni burishga intiluvchi juft kuchlar ham, uni ilgari lanma siljituvchi kuch ham ta'sir qiladi.

Chekli o'lchamli tokli konturga ta'sir qiluvchi kuchni shu kontur bilan chegaralangan S yuzani dS elementlarga ajratib topish mumkin. Bu elementlardan birday i tok kuchi konturdagi yo'nalishda oqib otadi. To'liq kuch magnit momentlari $i dS$ bo'lgan alohida elementlarga ta'sir qiluvchi kuchlarning yig'indisidan iborat.

86-§. Harakatlanayotgan zaryadning magnit maydoni

Biz yuqorida tokli har bir o'tkazgich atrof muhitda magnit maydon hosil qilishini ko'rdik. Ammo har qanday o'tkazgichdagi elektr toki zaryadlangan zarralar harakatidan iboratdir: metallarda elektronlar harakatidan, elektrolitlarda — ionlar harakatidan, gaz razryadda ionlar va elektronlar harakatidan iborat. Bundan har qanday harakatlanuvchi zaryad o'z atrofida magnit maydon hosil qiladi, deb xulosa chiqarish mumkin. Bu maydon kattaligini topamiz. Uzunligi l bo'lgan i tokli kichik kesmani qarab chiqamiz. (79.2) formulaga ko'ra bu kesma r masofadagi biror nuqtada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligi:

$$\frac{1}{4\pi} \frac{i l \sin \vartheta}{r^2}$$

bo'ladi. Ammo tok kuchini tok zichligi j va o'tkazgich kesimi S orqali ($i = jS$), tok zichligini esa zaryadlangan zarralar konsentratsiyasi n va

ularning tezligi v orqali $j = nev$, bunda e — zarraning zaryadi) ifodalash mumkin. Bu

$$il = jSl = nevSl = Nev$$

ni beradi, bunda N — o'tkazgich kesmasidagi to'liq zarralar soni. Shuning uchun maydon kuchlanganlikni quyidagi ko'rinishda tasavvur qilish mumkin;

$$\frac{1 Nev \sin \vartheta}{4\pi r^2}$$

Bundan bitta zaryadlangan zarra hosil qiladigan maydon kuchlanganligi quyidagi qiymatga ega bo'lishi kelib chiqadi:

$$H = \frac{1 ev \sin v}{4\pi r^2} \quad (86.1)$$

Bu maydonning yo'nalishi zarralar tezligi v ga va zaryaddan qaralayotgan nuqttagacha o'tkazilgan radius-vektorga r perpendikulyar bo'lib, avvalgidek o'ng parma qoidasiga bo'ysunadi. (132- rasm).

Vektorlar algebrasi foydalanib, harakatlanayotgan zaryadning kattaligi ham, maydon yo'nalishini ham bitta formula bilan ifodalash mumkin:

$$H = \frac{1 e[\mathbf{vr}]}{4\pi r^3} \quad (86.2)$$

Bu formula v tezlik bilan harakatlanayotgan musbat zaryadning maydon kuchlanganligini

ifodalaydi. Agar manfiy zaryad harakatlanayotgan bo'lsa, u holda formuladagi e ni $-e$ ga almashtirish lozim.

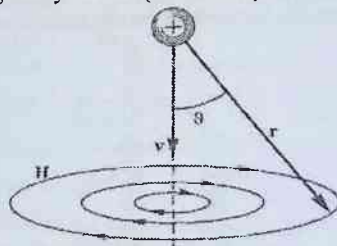
(86.2) ni (79.2a) bilan taqqoslab, harakatlanayotgan zaryad o'zining magnit xossalriga ko'ra tok elementiga ekvivalent ekanligini ko'ramiz:

$$il = ev \quad (86.3)$$

(86.1) va (86.2) formulalarni 79- § natijalaridan oldik. Bu natijalar o'z navbatida qo'zg'almas (kuzatuvchiga nisbatan) o'tkazgich kontur bilan qilingan tajribalarda aniqlangan edi. Shuning uchun bu formulalarga kirgan v tezlik nisbiy tezlikdan, ya'ni kuzatuvchiga nisbatan va magnit maydonni o'lchaydigan asboblarga nisbatan tezlikdan iborat (141-§ bilan taqqoslang).

87-§. Rouland va Eyxenvald tajribalari

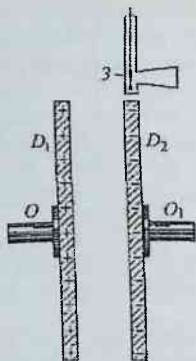
86- § da olingan natijalar faqat harakatlanayotgan elektronlar yoki ionlar uchun o'rinli bo'lmay, balki har qanday zaryadlangan jism uchun ham



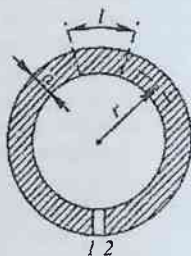
132-rasm. Harakatlanayotgan zaryadning magnit maydoni

o'rinlidir. Agar zaryadlangan jism kuzatuvchiga nisbatan qo'zg'almas bo'lsa, uning uchun faqat elektr maydon mavjud bo'ladi. Agar zaryadlangan jism kuzatuvchiga nisbatan harakatlansa, unda elektr maydon dan tashqari magnit maydon ham mavjud bo'ladi. Bu xulosalar Rouland tomonidan tajribada sifat jihatdan tekshirilgan va A.A. Eyxenvald tomonidan 1901 yilda o'rganilgan edi.

Eyxenvald tajribalaridan birining sxemasi 133- rasmda ko'rsatilgan. Ikkita parallel metall disk D_1 va D_2 lar O va O_1 o'qlar atrofida aylana oladi. Disklar yaqinida ingichka ipda uncha katta bo'lmagan magnit strelka osilgan bo'lib, uning o'qi disklar tekisligiga parallel. Strelkaning burilishini kuzatish uchun u bilan birga uncha katta bo'lmagan ko'zgucho K mahkamlangan. Strelka o'tkazuvchi g'ilof ichiga joylashtirilib, u strelkani elektr toklar va disk aylanishida hosil bo'ladigan havo oqimi ta'siridan saqlaydi. Ikkala diskni turli ishorada zaryadlab, tez aylantiriladi. Bunda yo diskarning bittasi, yoki ikkala disk birgalikda bir yo'nalishda, shuningdek, qarama-qarshi yo'nalishda aylanadi. Tajribalar disklar aylanganda magnit strelka og'ganini ko'rsatadi, bu esa magnit maydon hosil bo'lishini ko'rsatadi.



133- rasm. Eyxenvald tajribasi.



134- rasm. Eyxenvald tajribalariga doir.

(86.3) formulani miqdoriy baholash uchun diskarni to'xtatib, ular orqali chet manba toki o'tkaziladi va disklar aylangan vaqtda strelka qanday burchakka og'gan bo'lsa, bunda ham xuddi shunday burchakka og'diruvchi tok kuchi aniqlanadi. Tajribalar bu tok kuchi (86.3) formulaga mos kelishini ko'rsatdi.

Agar disk izolyatsiyalovchi materialdan tayyorlangan bo'lib, o'lichamlari 134-rasmda ko'rsatilgan halqa ko'rinishidagi metall qoplamaga

ega bo'lsa, hisoblash juda oson bo'ladi. Bunday halqaning l kichik kesmasi al sirtga ega bo'lib (a -halqaning eni), undagi zaryad kattaligi $al\sigma$ dan iborat (σ -zaryadning sirt zichligi). Agar v – halqaning harakat tezligi bo'lsa, unda (86.3) ga ko'ra qaralayotgan kesma tok elementiga ekvivalent:

$$il = a/\sigma v$$

bundan

$$i = a\sigma v$$

Agar halqaning o'rta radiusi r bo'lsa, disk esa sekundiga n marta aylansa, unda $v = 2\pi rn$. Yana $2\pi ra = S$ halqaning to'la sirti ekanligini, hisobga olib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$i = a\sigma 2\pi rn = qn$$

bunda q – halqaning to'liq zaryadi.

Sonli misol qarab chiqamiz. Halqaning yuzi $S = 100 \text{ sm}^2 = 10^{-2} \text{ m}^2$, disklar orasidagi masofa $d = 1 \text{ sm} = 10^{-2} \text{ m}$ bo'lsin. Unda disklarning sig'imi:

$$C = \epsilon_0 \frac{S}{d} = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{10^{-2}}{10^{-2}} = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} F$$

Agar disklar orasidagi kuchlanish $U = 10^4 \text{ V}$ bo'lsa unda

$$q = CU = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \cdot 10^4 = \frac{1}{36\pi} 10^{-5} \text{ Kl.}$$

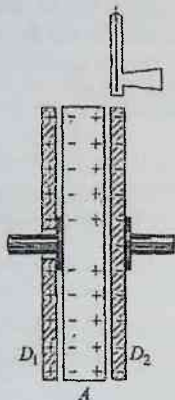
Aylanish tezligi $n = 100$ ayl/sek bo'lganda tok kuchi

$$i = \frac{1}{36\pi} 10^{-5} \cdot 10^2 \approx 0.9 \cdot 10^{-5} A$$

bo'ladi. Halqaning l va 2 uchlarini tok manbaiga tutashtirib (134- rasm) va halqada shunday tok kuchi hosil qilib, bunda ham strelkani disk aylanayotgandagidek og'diramiz.

Keltirilgan misol juda kam tok kuchi hosil bo'lishini va shunga o'xshash hollarda hosil bo'ladigan maydonlar juda kuchsiz bo'lishini ko'rsatadi. Odatda, bu maydonlar Yerning magnit maydonidan bir necha o'n ming marta kichik bo'lgani uchun tajriba qilish juda murakkab.

Agar D va D_1 disklar orasiga elektr singdiruvchanligi ϵ bo'lgan dielektrik disk ∂ joylashtirilsa (135-rasm), unda metall disklardagi zaryadlar ϵ marta ortib, ϵq ga teng bo'ladi. Shuning uchun disklar aylanayotganda va dielektrik va qo'zgalmas bo'lganda, magnit maydon ham ϵ marta ortadi. Dielektrik sirtida qutblovchi zaryadlar paydo bo'lib, disk ∂ ning har qaysi sirtida ularning kattali $(\epsilon - 1)q$ ga teng. Agar D va D_1 disklarni harakatlantirmay turib, ∂ diskni aylantirsak, unda ham magnit maydon hosil bo'ladi. Biroq bu maydon D va D_1 disklar aylanishida hosil bo'lgan maydonga qaraganda ancha kichik bo'ladi, chunki ∂ diskda ikki xil ishorali



135- rasm. Eyxenvaldning harakatlanuvchi dielektrik bilan qilgan tajribasi.

zaryadlar paydo bo'lib, uning ta'siri bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan ikkita aylanma tokka mos keladi.

Agar nihoyat, dielektrikli butun kondensatorni bir butun (yaxlit) qilib aylantirilsa, unda har qanday metall diskda harakatlanuvchi ϵq zaryad bo'ladi, dielektrikning unga yaqin sirtida esa qarama-qarshi ishorali zaryad $-(\epsilon - 1)q$ bo'ladi. Shuning uchun magnit ta'siri $\epsilon q - (\epsilon - 1)q = q$ ga proporsional bo'ladi, ya'ni dielektrik yoqligidagi kabi bo'ladi.

Bu hollarning hammasini Eyxenvald tajribada tekshirgan edi. Bu tajribalar har qanday harakatlanuvchi zaryadlar, ularning tabiatidan qat'iy nazar, qutblovchi zaryadlar ham magnit maydon hosil qilishini ko'rsatdi.

88- §. Lorens kuchi

Endi magnit maydonning tokka ta'siriga qaytamiz. Har qanday tok zaryadlangan zarralar (elektronlar yoki ionlar) harakatidan iborat bo'lganidan magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadga kuch ta'sir qilishi kelib chiqadi. Bu kuch kattaligini aniqlash qiyin emas. Uzunligi l bo'lgan tokli o'tkazgichga magnit maydonda

$$ilB \sin(\mathbf{l}, \mathbf{B})$$

kuch ta'sir qiladi, bunda i — o'tkazgichdagi tok, \mathbf{B} — magnit induksiya. Ikkinchi tomondan

$$il = Nev$$

bunda N — o'tkazgich ichida harakatlanayotgan zaryadlangan zarralarning to'liq soni. \mathbf{l} yo'nalish musbat zarralarning harakat tezligi \mathbf{v} ning yo'nalishi bilan mos tushishini hisobga olib (tok yo'nalishi bilan ham mos tushadi), kuch uchun yozilgan ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$NevB \sin(\mathbf{v}, \mathbf{B})$$

o'tkazgichga ta'sir qilayotgan kuch harakatlanayotgan to'liq, zarralarga proporsional, demak, bitta zarraga ta'sir qilayotgan kuch

$$F = evB \sin(\mathbf{v}, \mathbf{B})$$

ga teng. Bu kuchning yo'nalishi tezlik \mathbf{v} ning yo'nalishiga va magnit induksiyasi \mathbf{B} ning yo'nalishiga perpendikulyar bo'lib, o'ng parma qoidasig bo'ysunadi (136-rasm).

Olingan natijani quyidagi vektor formula ko‘rinishida ifodalash mumkin:

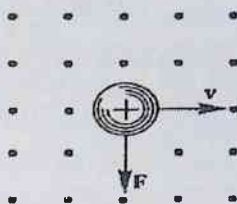
$$\mathbf{F} = e[\mathbf{vB}] \quad (88.1)$$

Agar yana elektr maydon bo‘lsa, unda to‘liq ish quyidagiga teng:

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + [\mathbf{vB}]) \quad (88.2)$$

(88.2) ifodani birinchi bo‘lib G. Lorens olgan edi va shuning uchun harakatlanayotgan zaryadga ta‘sir qiluvchi kuchni Lorens kuchi deyiladi.

(88.2) formulani 86-§ ning natijalarni kabi tokli qo‘zgalmas konturlarning o‘zaro ta‘siri to‘g‘risidagi tajriba ma’lumotlarni tahlil qilib oldik. Shuning uchun (88.2) ga kirgan tezlik magnit maydonga nisbatan tezlikning o‘zi (143-§ bilan taqqoslang). Lorens kuchi magnit maydonda elektron va ionlarning harakatida namoyon bo‘ladi. Bu hodisalar XVII bobda qaraladi.



136- rasm. Magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadga ta‘sir qiluvchi kuchning yo‘nalishi.

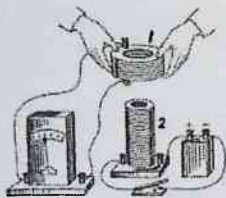
IX BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

89- § Elektromagnit induksiya

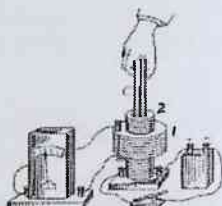
Oldingi bobda elektr toklar o'z atrofida magnit maydon hosil qilishini ko'rgan edik. Teskari hodisa ham mavjud: magnit maydon elektr toklarni hosil qiladi. Bu hodisa 1831 yilda Faradey kashf qilgan edi. U *elektromagnit induksiya* deb ataldi.

Elektromagnit induksiya hodisasini tushuntiruvchi ba'zi tajribalarni qarab chiqamiz. Buning uchun simdan qilingan 1- va 2-g'altaklardan foydalanamiz (137-rasm). Ulardan birini (1) ikkinchisiga (2) kiydirish mumkin. 1-g'altakni galvanometrغا, 2-g'altakni tok manbaiga ulaymiz. Agar 1-g'altak 2-g'altakka nisbatan (ya'ni magnit maydonga nisbatan) qo'zg'almasa, 2-g'altakning magnit maydoni qanchalik kuchli bo'lmasin, 1-zanjirida tok bo'lmaydi. Endi 1-g'altakni harakatlantira boshlaymiz. Biz galvanometrda tok paydo bo'lganligini ko'ramiz. Bu tok faqat g'altak harakatlangandagina mavjud bo'ladi va g'altak qanchalik tez harakatlansa, tok ham shunchalik kuchli bo'ladi. G'altaklar bir-biriga yaqinlashtirilganda ham, uzoqlashtirilganda ham 1-g'altak zanjirida tok paydo bo'ladiku, ammo ikkala holda ham toklar qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

Agar 1-g'altakni harakatlantirmay, tokli 2-g'altak harakatlantirilsa, bunda ham g'altak harakatlanganda galvanometr tok paydo bo'lganligini ko'rsatadi.



137- rasm. 1-g'altakni 2-g'altakning magnit maydonida harakatlantirilganda 1-g'altak zanjirida tok paydo bo'ladi.

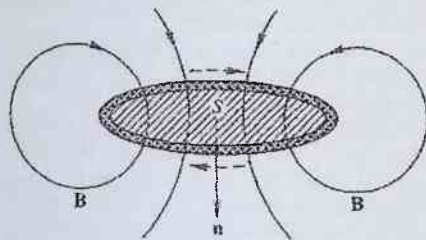


138-rasm. Temir o'zak C harakatlantirilganda 2-g'altakning magnit maydoni o'zgaradi va 1-g'altak zanjirida tok paydo bo'ladi.

1- va 2-g'altaklarni harakatlantirmay, 2-g'altakdagi tok kuchini reostat yordamida o'zgartirish mumkin. Unda tok kuchi (ya'ni magnit maydon) har qanday o'zgariganida 1-g'altak zanjirida tok paydo bo'lardi. Magnit maydon kuchaytirilganda 1-g'altakdagi tokning yo'nalishi maydon susaytirilganda yo'nalishiga qarama-qarshi, agar magnit maydon o'zgarmasa, 1-g'altakda tok paydo bo'lmaydi.

Bu tajribalar induksion tokning paydo bo'lishiga magnet maydonning o'zgarishi sabab bo'lishini ko'rsatadi. Bu o'zgarish qay tarzda hosil bo'lishi farqsizdir. 138-rasmda tasvirlangan tajribada ikkala 1- va 2-g'altak o'zgar-mas bo'lib, lekin 2 ga temir o'zak C kiritiladi yoki chiqariladi. O'zak kiritilayotganda u magnitlanadi va maydon kuchayadi; o'zak chiqarilayot-ganda maydon susayadi. O'zak harakatlantirilgandagina 1-g'altak zanjiridan tok oqadi.

Doimiy magnetni harakatlantirib ham o'zgaruvchi magnet maydon hosil qilishimiz mumkin. Agar tokli 2-g'altakni butunlay olib qo'ysak va 1-g'altakka doimiy magnet kiritsak (yoki chiqarsak) ham galvanometr tok paydo bo'lganini ko'rsatadi. Agar g'altak harakatlanib, magnet tinch tursa ham xuddi shuning o'zi kuzatiladi. Magnet va g'altak yaqinlashtirilganda va uzoqlashtirilganda tokning yo'nalishini kuzatib, xuddi oldingi tajribadagi kabi ular qarama-qarshi yo'nalganligiga ishonch hosil qilishi mumkin.



139- rasm. Yopiq o'tkazgich va magnet induksiya chiziqlari o'zaro "ilashgan"

Faradey o'zining ko'pgina tajribalari natijalarini quyidagi tarzda yaqqol ifodalab berdi. Magnet maydonni magnet induksiya chiziqlari yordamida tasvirlaymiz. Unda magnet induksiya kattaligi induksiya chiziqlari zichligi bilan karakterlanadi. Endi yopiq o'tkazgich magnet

maydonda harakatlanib, maydonning kuchliroq sohasiga o'tadi deylik. Unda o'tkazgich qamrab oladigan induksiya chiziqlari miqdori ortadi. Aksincha, o'tkazgich maydonning kuchsizroq sohasida harakatlanganda o'tkazgich qamrab oladigan induksiya chiziqlari soni kamayadi. Ammo magnet maydon uyurmaviy maydondir (81-§) va uning induksiya chiziqlarining oxiri yo'q. Bu tufayli maydonning induksiya chiziqlari sim kontur bilan zanjir zvenolariga o'xshab ilashishgan (139-rasm). Shuning uchun kontur qamrab olgan induksiya chiziqlari miqdorining har qanday o'zgarishi ular faqat sim konturini kesib o'tishi natijasidagina ro'y berishi mumkin. Xuddi shuningdek, agar o'tkazgich tinch turib, magnet induksiya kattaligi o'zgarsa, unda maydon kuchayganda induksiya chiziqlarining zichligi ortadi va ular bir-biriga tortiladi, maydon susayganda esa bir-biridan qochadi. Bu holda ham biror sondagi induksiya chiziqlarini o'tkazgich kesib o'tadi. Shuning uchun Faradey agar o'tkazgich yoki uning ixtiyoriy qismi magnet induksiya

chiziqlarini kesib o'tsa, o'tkazgichda induksion tok paydo paydo bo'ladi deb xulosa chiqardi.

Elektromagnit induksiyaning kashf qilinishi juda katta ilmiy va texnikaviy ahamiyatga ega. Bu hodisa faqat toklar yordamida magnit maydon olibgina qolmay, balki aksincha, magnit maydon yordamida elektr toki hosil qilish mumkinligini ko'rsatdi. Bu bilan elektr va magnit hodisalari orasida o'zaro bog'lanish borligi uzil-kesil aniqlangan edi.

90- §. Lens qonuni

E.X.Lens induksion tokning yo'nalishini aniqlashga beradigan muhim qonunni topdi. U bu qonunni quyidagicha ta'rifladi: "Agar metall o'tkazgich galvanik tok yaqinida yoki magnit yaqinida harakatlanayotgan bo'lsa, u holda bu o'tkazgichda shunday yo'nalishdagi galvanik tok uyg'onadiki, bu tok tinch turgan simning tashqaridan simga qo'yilgan harakat yo'nalishiga to'g'ri qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanishini yuzaga keltiradi, bunda tinch turgan sim faqat bu oxirgi harakat yo'nalishida yoki to'g'ri qarama-qarshi yo'nalishda harakatlana oladi deb faraz qilinadi".

Lens qonunini ixchamroq shaklda quyidagicha ifodalash mumkin: induksion tok hamma hollarda shunday tarzda yo'nalganki, uning ta'siri shu tokning hosil bo'lishiga sabab bo'lgan ta'sirga qarama-qarshi bo'ladi.

Lens qonunini o'tkazgichlar harakatlanmasdan, balki magnit maydon (tok kuchi) o'zgaradigan hollarga ham tatbiq qilish mumkin. Bu holda induksion toklar doim maydon hosil qiladi. Bu maydon shu toklar hosil qilgan tashqi maydonning o'rgarishiga qarshilik ko'rsatishga intiladi. Masalan, agar tajribada (137-rasm) g'altaklar harakatlantirmaydigan bo'lsa, unda 2-g'altakka tok ulangan (uning ortishida) 1-g'altakdagi tokning yo'nalishi qarama-qarshi bo'lar edi (induksion tok 2-g'altakning ortib borayotgan maydonni susaytirishga intiladi), tokni uzishda esa (uning kamayishida) 1-g'altakdagi tok ham 2-g'altakdagi tokning yo'nalishi kabi bo'ladi (kuchsizlanayotgan magnit maydonni quvvatlab turishga intiladi).

Lens qonuni energiya saqlanish qonunidan kelib chiqadi. Haqiqatan ham, har qanday elektr tok kabi induksion tok ham ma'lum ish bajaradi. Bu magnit maydonda yopiq o'tkazgich harakatlantirilganida tashqi kuchlar tomonidan qo'shimcha ish bajarilishi lozimligini anglatadi. Induksion toklar magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashib, harakatlanishga qarama-qarshi yo'nalganligi, ya'ni harakatlanishga to'sqinlik ko'rsatuvchi kuchlarni hosil qilgani uchun bu ish bajariladi.

91- §. Elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni

Faradey ko'pgina tajribalar natijasida elektromagnit induksiyaning asosiy miqdoriy qonunini topdi. Ammo hozir biz bu qonunning Maksvell keyinroq bergan boshqacha ta'rifini ko'rib chiqamiz.

Induksion tokning paydo bo'lishi elektromagnit induksiya vaqtida o'tkazgichda ma'lum elektr yurituvchi kuch paydo bo'lishini ko'rsatadi. 89-§ da agar o'tkazgich magnit induksiya chiziqlarini kesib o'tsa, ya'ni simli kontur bilan chegaralangan yuz orqali o'tayotgan induksiya chiziqlarining to'liq soni o'zgarsagina, induksion tok, binobarin, induksiya EYuK paydo bo'ladi. Biror sirt orqali o'tayotgan magnit induksiya chiziqlarining to'liq soni shu sirt orqali magnit oqimining o'zginasidir. Bundan, elektromagnit induksiya EYuK ning paydo bo'lishiga sabab magnit oqimining o'zgarishidir, deb xulosa qilish mumkin. Faradey tajribalari natijalarini analiz qilib Maksvell hamma hollarda ham elektromagnit induksiya EYuK kontur bilan chegaralangan yuz orqali magnit oqimining o'zgarishi tezligiga proporsional deb topdi, ya'ni

$$\mathcal{E} = f \frac{d\Phi}{dt}$$

bunda f -proporsionallik ko'paytuvchisi bo'lib, u birliklarning tanlanishigagina bog'liq.

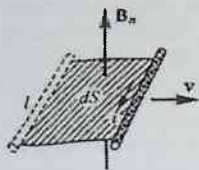
SI birliklar sistemasida EYuK volt, vaqt esa sekund hisobida o'lchanadi. Elektromagnit induksiya qonunidan esa magnit oqim birligi Veberni aniqlashda foydalaniladi. Uni biz 84-§ da ko'rgan edik. Bu birlik shunday tanlab olinadiki, f ko'paytuvchi birga aylansin.

Endi elektromagnit induksiya EYuK ning ishorasiga to'xtalib o'tamiz. 84-§ da magnit oqinga aniq ishora yozib qo'ygan edik. U ishora kontur tekisligiga o'tkazilgan musbat normalning tanlanishiga bog'liq. Normalning bu yo'nalishini o'ng parma qoidasi yordamida konturdagi tokning musbat yo'nalishi bilan bog'lagan edik. Shuning uchun normalning musbat yo'nalishini tanlab (ixtiyoriy), konturdagi tokning musbat yo'nalishi va EYuK ni qanday aniqlasak, oqim ishorasini ham shunday aniqlaymiz. Bundan foydalanib induksiya EYuK ning kattaligi va ishorasini quyidagi formula bilan ifodalash mumkin:

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (91.1)$$

bu formula elektromagnit induksiyaning asosiy qonunini Maksvell bergan shaklda ifodalaydi. Bu formuladagi minus ishora Lens qonuniga mos keladi. Buni aniq misolda tushuntiramiz. Normalning musbat yo'nalishi magnit induksiya yo'nalishi bilan mos tushsin (139-rasm). Unda kontur orqali oqim musbat bo'ladi. Tokning musbat yo'nalishi normal yo'nalishining tanlanishi bilan aniqlanadi va 139-rasmda punktir bilan ko'rsatilgan. Agar magnit maydon ortsa, ya'ni $d\Phi/dt > 0$ bo'lsa, unda (91.1) ko'ra $\mathcal{E} < 0$, binobarin, $i < 0$. Bu induksion tokning yo'nalishi biz tanlagan musbat yo'nalishga qarama-qarshi, demakdir. (91.1) formula elektromagnit induksiya qonunini

umumiy ko‘rinishda ifodalaydi. Bu formulani qo‘zg‘almas konturlarga, shuningdek, magnit maydonda harakatlanayotgan o‘tkazgichlarga ham tatbiq qilinadi. Bunga kirgan magnit maydondan vaqt bo‘yicha olingan hosila umumiy holda ikki qismdan iborat bo‘lib, biri magnit induksiyaning vaqt bo‘yicha o‘zgarishiga, ikkinchisi konturning magnit maydoniga nisbatan harakatiga (yoki uning deformatsiyalanishiga) bog‘liq. Bu qonunning tatbiq qilinishiga doir ba‘zi misollarni ko‘rib chiqamiz.



140-rasm. Magnit maydonda o‘tkazgichning harakatlanishi.

1-misol. Uzunligi l bo‘lgan to‘g‘ri o‘tkazgich magnit maydonda o‘ziga o‘zi parallel harakatlanadi (140-rasm). Bu o‘tkazgich yopiq zanjir tarkibiga kiradi, uni qolgan qismlari qo‘zg‘almaydi. O‘tkazgichda paydo bo‘ladigan EYuK ni topamiz.

Agar o‘tkazgichning oniy tezligi qiymati v bo‘lsa, unda kichik dt vaqt ichida $dS = lvdt$ yuzani chizib, shu vaqt ichida dS orqali o‘tadigan hamma magnit induksiya chiziqclarini kesib o‘tadi. Shuning uchun tarkibida harakatlanayotgan o‘tkazgich kirgan kontur orqali orqali o‘tuvchi magnit oqim o‘zgarishi $d\Phi = B_n lvdt$ bo‘ladi. Bu yerda B_n – magnit induksiyaning tashkil etuvchisi bo‘lib, dS ga perpendikulyar. Buni (91.1) formulaga qo‘yib, quyidagi EYuK ni olamiz:

$$\mathcal{E} = B_n lv \quad (91.2)$$

Indukcion tokning yo‘nalishi va EYuKning ishorasi Lens qonunidan aniqlanadi: tok shunday yo‘nalganki, bunda harakatlanayotgan o‘tkazgichga ta’sir qiluvchi mexanikaviy kuch tezlikka qarama-qarshi (harakatni tormozlaydi).

Sonli misolni qarab chiqamiz. Uzunligi $l = 2$ m bo‘lgan vertikal o‘tkazgich (avtomobil antenasi) yerning magnit maydonida sharqdan g‘arbga $v = 60 \text{ km/soat} = 60 \cdot \frac{10^3}{60 \cdot 60} \text{ m/s}$ tezlik bilan harakatlanmoqda. O‘tkazgich uchlari orasidagi kuchlanishi hisoblaymiz.

O‘tkazgich uzoq bo‘lganda unda tok bo‘lmaydi va uchlariidagi kuchlanish induksiya EYuK iga teng bo‘ladi. Yer maydoni magnit induksiya yashining gorizontal tashkil etuvchisi (ya’ni harakat yo‘nalishiga perpendikulyar tashkil etuvchisi) o‘rta kengliklar uchun $0,2 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ ga tengligini hisobga olib, (91.2) formuladan quyidagini topilamiz:

$$U = B_n lv = 0,2 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot \frac{10^3}{60} = \frac{2}{3} \cdot 10^{-3} \text{ V},$$

ya’ni 1 mV ga yaqin.

Yerning magnit maydoni janubdan shimolga yo'nalgan. Shuning uchun EYuK yuqoridan pastga yo'nalganligini topamiz. Bu, simning quyi uchi kattaroq potensialiga ega (musbat zaryadlanadi), yuqori uchi esa kamroq potensialga ega, degan so'zdir.

2-misol. Magnit maydonda yopiq sim konturi turibdi. Uni magnit induksiya oqimi Φ kesib o'tadi. Bu oqim nolgacha kamayadi deb, zanjirdan o'tgan to'liq zaryad kattaligini hisoblaymiz.

Magnit oqim yo'nalishi jarayonida EYuK ning oniy qiymati (91.1) formula bilan ifodalanadi. Binobarin, Om qonuniga ko'ra tok kuchining oniy qiymati

$$i = -\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dt},$$

dan iborat, bunda r —zanjirning to'liq qarshiligi. O'tgan zaryad miqdori

$$q = \int idt = -\frac{1}{r} \int_{\Phi}^0 d\Phi = \frac{\Phi}{r}. \quad (91.3)$$

Olingan bu ifoda elektromagnit induksiya qonunini Faradey topgan shaklda ifodalaydi, u o'z tajribalaridan: zanjirdan o'tgan zaryad miqdori o'tkazgich kesib o'tgan magnit induksiya chiziqlarining to'liq soniga proporsional va zanjir qarshiligiga teskari proporsional degan xulosani chiqardi.

SI sistemasida magnit oqim birligining ta'rifini (91.3) ga asoslangan: veber — magnit oqimi bo'lib, u nolgacha kamayganda qarshiligi 1 Om bo'lgan u bilan ilashgan konturda 1 Kl elektr miqdori o'tadi.

Bundan, shuningdek, magnit induksiya uchun SI birliklar sistemasida ta'rif kelib chiqadi: tesla — magnit induksiya bo'lib, unda yuza 1 m² bo'lgan ko'ndalang kesim orqali o'tayotgan magnit oqim 1 Vb ga teng.

(91.3) formula magnit induksiyani o'lchashning oddiy qulay usulidir. Buning uchun flyuksmetr xizmat qiladi. U uncha katta bo'lmagan yassi sim g'altak bo'lib, ballistik galvanometr ga ulangan (141-rasm). Maydon bir jinsli bo'lmaganda maydonning muayyan nuqtasida induksiya qiymatiga yaqinlashish uchun g'altakning o'lchamlari kichik qilib olinadi (diametri 1 sm ga yaqin).

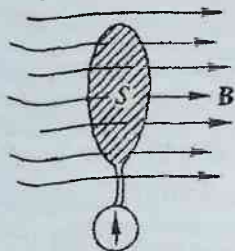
O'lchash vaqtida flyuksmetr g'altagi magnit induksiya yo'nalishiga perpendikulyar qilib joylashtiriladi. Unda g'altak orqali magnit oqimi $\Phi = BS_n$ ga teng bo'ladi, bunda S_n —g'altak yuzi, n —sim o'ramlar soni. So'ngra g'altak orqali magnit oqimni tez nolgacha kamaytiriladi. Bunga ham g'altakning magnit maydon sohasida tez chiqarib olib yoki magnit maydonni hosil qilayotgan tokni uzib, yoki g'altakni 90° ga burib erishiladi. Bunda zanjirdan

$$q = \frac{\Phi}{r} = \frac{Sn}{r} B = aB$$

zaryad o'tadi. Shuning uchun q zaryadni ballistik galvanometr bilan o'lchab va asbob doimiysi a ni bilib, magnit induksiya B ni aniqlash mumkin. a ning qiymati odatda hisoblanmaydi, uni tajriba yo'li bilan ma'lum induksiyali maydon yordamida (uzun selenoidlar maydoni) aniqlanadi.

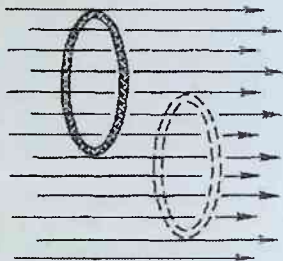
3-misol. Bir jinsli magnit maydonda yopiq sim o'rami ilgariharakatlanmoqda (142-rasm). Bu holatda o'ram yuzidan o'tayotgan magnit oqim doimiyligicha qoladi, (91.1) ga ko'ra induksiya EYuK $\mathcal{E} = 0$. Shuning uchun o'ramda tok ham bo'lmaydi. Bu misolda o'ramning alohida qismlari magnit induksiyasi chiziqlarini kesib o'tadi va ularda EYuK hosil bo'ladi. Konturning alohida qismlarida hosil bo'ladigan EYuK lar yig'indisiga teng bo'lgan konturning to'liq EYuK i bo'lsa teng bo'lib qoladi.

Bir jinsli magnit maydonda harakatlanayotgan yopiq qattiq konturda EYuK hosil bo'lishi uchun kontur burilishi lozim (143-rasm).



141-rasm. Prinsipi.

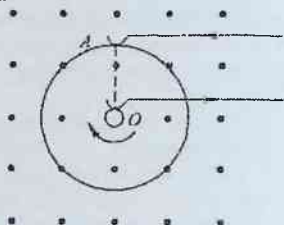
Flyuksmetr 142- rasm. O'ramning magnit maydonda magnit oqimini o'zgartirmay harakatlanishi



4-misol. Magnit maydonda aylanayotgan metall diskni ko'rib chiqamiz. Zanjirga diskning O o'qi va aylanasining a nuqtasida (144- rasm) tegadigan ishchi kontaktlar yordamida ulanishi mumkin.



143-rasm. Magnit maydonda o'ramning aylanishi.



144-rasm. Magnit maydonda diskning aylanishi.

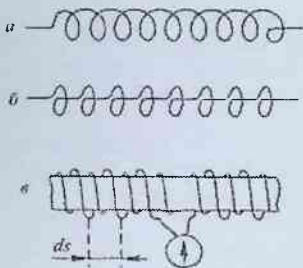
Magnit maydon disk tekisligiga perpendikulyar. Disk aylanishida hosil bo'ladigan induksiya EYuK ni olamiz.

Bu misolda diskning O va A nuqtalarini tutashtiruvchi radial qismi zanjir tarkibiga kiradigan harakatlanuvchi o'tkazgich bo'ladi. Induksiya EYuK o'tkazgichning moddasiga va uning kesimiga bog'liq bo'lmagani uchun kattaligi 1-misoldagi kabi bo'ladi. U disk radiusi OA ni l sek da kesib o'tadigan magnit induksiya chiziqlari soniga teng.

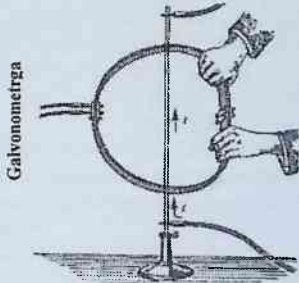
92-§. Magnit kuchlanishni o'lchash

Elektromagnit induksiya hodisasidan foydalanib, 81-§ da kiritilgan magnit kuchlanishni oddiygina o'lchash mumkin.

Magnit maydondagi uzun g'altakni ko'rib chiqamiz (145a-rasm). Uni yopiq o'ramlar va o'ramlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziqli kesmalar (yig'indisi) to'plami kabi qarash mumkin. Agar magnit maydon tezda nolgacha kamaysa, unda g'altak zanjiridan biror miqdor zaryad oqib o'tadi. Zaryad aylanma o'ramlar va to'g'ri chiziqli kesmalardagi qisqa vaqtli kuchlanish impulslari sababli vujudga keladi. Agar g'altak ikki qatlamli qilib o'ralgan bo'lsa, to'g'ri chiziqli kesmalarning ta'sirini yo'qotish mumkin (145b-rasm) chunki bu holda ichki va tashqi o'ramlarning to'g'ri kesmalari tashqi zanjirda qarama-qarshi toklar hosil qiladi va shuning uchun faqat g'altak o'ramlarining ta'sirigina qoladi.



145-rasm. Rogovskiy kamarining sxemasi.



146-rasm. To'g'ri tok maydonida magnit kuchlanishni o'lchash. Rogovskiy kamari tokini bir marta o'ragan.

Maydonning yo'qolish vaqti ichida zanjirda o'tgan zaryad kattaligini hisoblaymiz. Agar n – g'altakning uzunlik birligidagi o'ramlar soni bo'lsa (ikkala qatlamdagi), unda g'altakning ds elementi uzunligida nds o'ram bo'ladi, u 91-§ da aytilganga ko'ra

$$dq = \frac{Sn}{r} B_s ds = \mu_0 \frac{Sn}{r} H_s ds$$

zaryad beradi. Bu yerda B_s va H_s — magnit induksiyasi va mos ravishda magnit maydon kuchlanganligining ds yo'nalishga proyeksiyasi, μ_0 — magnit doimiysi, boshqa belgilanishlar avvalgi qiymatlarga ega. Shuning uchun zanjirdan o'tgan to'liq zaryad

$$q = \mu_0 \frac{Sn}{r} \int_l H_s ds = AU_M \quad (92.1)$$

bu yerda integrallash g'altak o'qi bilan mos keladigan l kontur bo'yicha olinadi. Zaryad magnit kuchlanishi U_M ga proporsional va shuning uchun g'altakni yetarlicha bukib, har qanday kontur bo'yicha magnit kuchlanishini o'lchash mumkin.

Shunga o'xshash o'lchashlarda Rogovskiy kamari xizmat qiladi. U elastik kamarga o'ralgan ikkita qatlamli ingichka g'altakdan iborat (146-rasm). Chulg'amning tashqi qatlam o'rtasidan chiqqan uchlari ballistik galvanometrغا ulanadi.

Rogovskiy kamaridan foydalanib, 81-§ da aniqlangan magnit kuchlanishi to'g'risidagi asosiy teoremani tekshirib ko'rish mumkin. Agar Rogovskiy kamarini to'g'ri tokni o'rovchi yopiq kontur shaklida bukilsa (146-rasm) va so'ngra magnit maydon hosil qilayotgan tok to'xtatilsa, unda ballistik galvanometr og'ishi yopiq kontur bo'yicha magnit kuchlanishini ko'rsatadi. Bunday Rogovskiy kamari hosil qilgan kontur tokni bir marta o'raguncha u har qanday bukilganda ham galvanometr strelkasining og'ishi o'zgarmasligiga ishonish oson. Agar yopiq kontur tokini ikki marta o'rgan bo'lsa, galvanometr og'ishi ham ikki marta ortadi. Agar kamar tokni o'ramasdan yopiq kontur hosil qilsa, unda galvanometrda hech qanday og'ish kuzatilmaydi.

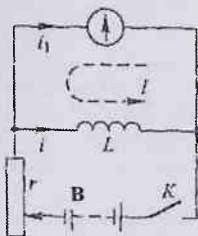
Rogovskiy kamaridan foydalanib yopiq yoki ochiq kontur bo'yicha istalgan magnit maydondagi (bu maydonni tokli kontur yoki magnit hosil qilishidan qat'iy nazar) magnit kuchlanishini o'lchash mumkin.

93-§. O'zinduksiya

Konturni kesib o'tayotgan magnit oqim o'zgarigan hollarda elektromagnit induksiya hodisasi kuzatiladi. Jumladan, bu oqim o'zgarishi qaralayotgan konturning o'zidagi tokning o'zgarishidan ham hosil bo'lishi mumkin. Shuning uchun biror konturdagi tok kuchining har qanday o'zgarishi unda induksiya EYuK paydo bo'lishiga sabab bo'ladi, u konturda qo'shimcha tok hosil qiladi. Bu hodisa o'zinduksiya deyiladi, o'zinduksiya EYuK hosil qilgan qo'shimcha toklar o'zinduksiya ekstratoklari deyiladi.

147-rasmda ekstratoklarni kuzatish mumkin bo'lgan tajribaning sxemasi berilgan. Batareya B, reostat r va kalit K dan iborat zanjirga bir necha ming o'ramli sim g'altak L ulangan. G'altakka parallel qilib galvanometr G

ulangan. Kalit yopiq bo'lganida batareya toki tarmoqlanadi: uning i qismi g'altak orqali, i_1 qismi esa galvanometr orqali o'tadi. Agar kalit uzilsa, unda g'altakda magnit oqim yo'qola boshlaydi va unda o'zinduksiya ekstratoki (uzilish ekstratoki) paydo bo'ladi. Lens qonuniga ko'ra bu tok magnit oqimimning kamayishiga to'sqinlik qiladi, ya'ni g'altakdagi kamayuvchi tok kabi yo'nalgan bo'ladi. Bu ekstratok datslabki tok i_1 ning yo'nalishiga



147- rasm. O'zinduksiya ekstratoki hodisasini kuzatish

qarama-qarshi yo'nalishda galvanometr orqali o'tadi. Shuning uchun galvanometr teskari tomonga og'adi. Kalit ulaganida ham (tok barqarorlashayotganda) g'altakda ekstratok paydo bo'ladi (bu tokni ulanish ekstratoki deyiladi). Uning g'altakdagi yo'nalishi batareyaning ortib boruvchi tokiga qarama-qarshi. Ammo ulanish holida ekstratok batareya va galvanometr orasida taqsimlanadi va bundan tashqari galvanometrda yo'nalishi ham batareya toki i ning ortish yo'nalishi kabi bo'ladi. Shuning uchun ulanish ekstratoki ancha

yomon seziladi.

Agar g'altakka temir o'zak joylashtirilsa, ekstratoklar ancha ortadi. Bunda galvanometrni uncha katta bo'lmagan cho'g'lanma lampa bilan almashtirish mumkin. Kalitni uzayotganda lampa "yalt etib" yonadi.

O'zinduksiya EYuK nimaga bog'liqligini qarab chiqamiz. Maydonning istalgan nuqtasida magnit induksiya kattaligi (magnit oqimi zichligi) g'altakdagi tok kuchi i ga proporsional. Shuning uchun g'altakni kesib o'tadigan magnit oqimi ham tokka proporsional:

$$\Phi = Li. \quad (93.1)$$

Proporsionallik koeffitsiyenti L ni konturning induktivligi deyiladi. Agar $i = 1$ bo'lsa, unda $\Phi = L$, ya'ni konturning induktivligi konturdagi tok kuchi birga teng bo'lganda shu kontur orqali o'tuvchi magnit oqimiga teng.

Induktivlik birligi – genre (Gn). U tok kuchi 1 A bo'lganda 1 Vb ga teng magnit oqim hosil bo'ladigan konturning induktivligidir:

$$1 Gn = 1 \frac{Vb}{A}.$$

O'zinduksiya hodisasiga elektromagnit induksiyaning asosiy qonunini tadbiiq qilib (91- §), o'zinduksiya EYuK uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\mathcal{E} = -L \frac{di}{dt} \quad (93.2)$$

O'zinduksiya EYuK tokdan vaqt bo'yicha olingan hosilaga, ya'ni tokning o'zgarish tezligiga proporsional. Konturning induktivligi uning shakli va o'lchamlariga, shuningdek, atrof muhitning xossalari bog'liq. (93.2) formulani chiqarishda L ni doimiy deb oldik. Ba'zi hollarda jumladan ferromagnitlarda induktivlik undan o'tayotgan tokka bog'liq bo'ladi va o'zgaradigan tok qiymatlarida vaqt o'tishi bilan o'zgaradi. Bu holda o'zinduksiya EYuK uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\mathcal{E} = - \left(L \frac{di}{dt} + i \frac{dL}{dt} \right) \quad (93.2a)$$

Dastlab kontur vakuumda yoki, amalda shuni o'zidek, atmosfera havosida turibdi deb hisoblaymiz. Kontur induktivligini hisoblash uchun shu kontur orqali o'tuvchi biror i tok hosil qilayotgan magnit oqim Φ ni topish lozim. Shundan keyin induktivlikni (93.1) formuladan topish mumkin. Ba'zi misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. *Solenoidning induktivligi.* Solenoid uzunligini uning diametriga qaraganda ancha katta deb hisoblaymiz, shuning uchun solenoid uchlari maydonning buzilishini e'tiborga olmaymiz. Bunday deb taxmin qilishda solenoid ichidagi hamma nuqtalarda maydon kuchlanganligini bir xil deb hisoblash mumkin. 81-§ ga ko'ra uning kattaligi

$$H = ni = Ni/l,$$

bu yerda n – uzunlik birligidagi o'ramlar soni, N – to'liq o'ramlar soni, l – solenoid uzunligi. Agar S – solenoidning kesim yuzi bo'lsa, unda bir o'ram orqali magnit oqim

$$\Phi_1 = \mu_0 \frac{Ni}{l} S$$

bo'ladi, hamma N o'ram orqali to'liq oqim esa

$$\Phi = \mu_0 \frac{N^2 S}{l} i$$

Shuning uchun havoda uzun solenoidning induktivligi

$$L = \mu_0 \frac{N^2 S}{l}. \quad (93.3)$$

Bu formula bilan yopiq toroidal g'altakning induktivligini ham aniqlash mumkin. Agar solenoidning uzunligi uning diametriga nisbatan uncha katta bo'lmasa, (93.3) formula noaniq bo'lib qoladi. Bu holda tuzatma kuchaytiruvchi kiritiladi. Uning qiymatini radiotexnikaga doir spravochniklardan topish mumkin.

2-misol. *Ikki simli linyaning induktivligi.* Tok zanjiri tajribada ikki uzun parallel sim bo'lsin (148-rasm). Har qaysi simning radiusi a ga, ularning o'qlari orasidagi masofa d ga teng. l uzunlikdagi kesma uchun simlar o'qi

chegaralangan yuza orqali magnit oqimini hisoblaymiz. Dastlab chapdagi bitta simning magnit oqimini qarab chiqamiz. $0 < x < a$ sohada (sim ichida) maydon kuchlanganligi quyidagiga teng (81-§):

$$ix/2\pi a^2.$$

shuning uchun sim ichida yotgan qaralayotgan yuza orqali o'tuvchi oqim

$$\mu_0 \frac{il}{2\pi a^2} \int_0^a x dx = \frac{\mu_0}{4\pi} il$$

bo'ladi. 81-§ ga muvofiq $x > a$ sohada maydon kuchlanganligi quyidagiga teng:

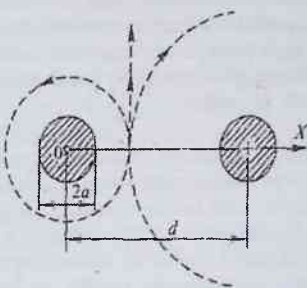
$$i/2\pi x,$$

bu esa yuzaning qolgan qismi orqali oqim uchun quyidagini beradi:

$$\mu_0 \frac{il}{2\pi} \int_a^d \frac{dx}{x} = \mu_0 \frac{il}{2\pi} \ln \frac{d}{a}$$

Ikkala o'tkazgichda toklar qarama-qarshi tomonga yo'nalgani uchun ikkala simning o'qlari orasida hosil bo'ladigan maydonlarning yo'nalishi bir xil bo'ladi (148- rasmga q). Shuning uchun sim hosil qiladigan to'liq oqim Φ bitta sim hosil qiladigan oqim ikki marta ko'p bo'ladi:

$$\Phi = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{d}{a} \right) li$$



148- rasm. Ikki simii linyaning induktivligini hisoblashga doir.

Bunda ikki simli linya induktivligi uchun quyidagi formulani olamiz:

$$L = \frac{\Phi}{i} = \frac{\mu_0}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{d}{a} \right) l \quad (93.4)$$

Agar liniyaning uzunligi (l) metrda ifodalangan bo'lsa, induktivlik (L) genrida ifodalanadi. Odatda, simlarning radiusi a ular orasidagi masofa d ga qaraganda juda kichik bo'ladi, shuning uchun qavs ichidagi $1/2$ kasri $\ln(d/a)$ ga qaraganda hisobga olmasa ham bo'ladi.

Magnit doimiysi μ_0 ning o'lchov birligi. SI birliklar sistemasida induktivlik tushunchasidan magnit doimiysi μ_0 ning o'lchov birligini belgilashda (vakuumning absolyut magnit singdiruvchanligini belgilashda) foydalaniladi. Masalan, agar solenoid induktivligi uchun (93.3) formuladan foydalanib, undan μ_0 ni ifodalasak va so'ngra boshqa barcha kattaliklarni ularning o'lchovlari bilan almashtirsak, SI sistemasida μ_0 ning o'lchov birligini quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$1 \text{ birlik } \mu_0 = 1 \text{ Gn} \cdot \text{m}/\text{m}^2 = 1 \text{ Gn}/\text{m}.$$

Bu metrga genri deb nom olgan. Bu haqda yuqorida gapirilgan edi.

94- §. Moddaniy magnit singdiruvchanligi

Tajriba har qanday konturning induktivligi shu kontur turgan muhitning xossalari bog'liq ekanligini ko'rsatadi. 93- § da bayon etilgan (147- rasm) tajriba yordamida bunga ishonch hosil qilish mumkin. Agar g'altak L ga temir o'zak kiritilsa, unda har qanday boshqa hollarda ekstratok kuchi ko'p marta ortadi, demak, g'altakning induktivligi ham juda ortadi.

Muhitni bir jinsli deb va qayerda magnit maydon bo'lsa, u o'sha joydagi butun fazoni to'ldiradi deylik. Bu yopiq toroidal g'altak uchun amalda quyidagini bildiradi: muhit hamma joyda g'altak ichida bo'ladi, chunki toroiddan tashqarida maydon juda kuchsiz (bitta yopiq o'ramning maydoni). Bu uzun solenoid uchun ham o'rinlidir.

L_0 – biror konturning vakuumdagi induktivligi, L – butun magnit maydonni to'ldiruvchi bir jinsli moddadagi o'sha konturning induktivligi bo'lsin. U holda

$$L/L_0 = \mu \quad (94.1)$$

nisbat moddaniy magnit singdiruvchanligi deyiladi. Magnit singdiruvchanlik moddaniy magnit xossalari xarakterlaydi, u moddaniy turiga va uning holatiga (masalan, temperaturasiga) bog'liq.

Biz dielektrik singdiruvchanlik ϵ (31-§) ga o'xshash magnit singdiruvchanlik μ ni kiritdik. Bu holda ham (94.1) formula bilan aniqlanadigan μ kattalik qaralayotgan modda va vakuumning (μ_0) absolyut magnit singdiruvchanliklari nisbatidan yoki vakuumga nisbatan magnit singdiruvchanligidan iborat. Ravshanki, ϵ singari μ ham o'lchamsiz kattalik. Moddaniy magnit singdiruvchanligining absolyut qiymati $\mu\mu_0$ ham μ_0 ning o'lchamligiga ega.

Konturning induktivligiga muhit ta'sir qilish fakti muhit o'zgarishi bilan konturni kesib o'tuvchi magnit oqimi o'zgarishini, binobarin, maydonning har bir nuqtasidagi induksiya ham o'zgarishini ko'rsatadi. Magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda (konturdagi tokning ayni bir qiymatida) induksiya vakuumdagiga qaraganda μ marta katta:

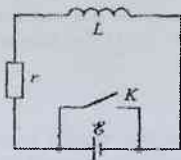
$$\mathbf{B} = \mu\mu_0 \mathbf{H} \quad (94.2)$$

Buning fizikaviy sabablarini XI bobda qarab chiqamiz. (94.1) formuladan ko'rinadiki, absolyut absolyut magnit singdiruvchanlik birligi $1\text{G}/\text{m}$ magnit maydon kuchlanganligi $1\text{A}/\text{m}$ bo'lganda 1T magnit induksiya hosil bo'ladigan muhitning magnit singdiruvchanligi birligi ekan.

95- §. Tokning yo'qolishi va tiklanishi

O'zinduksiya ekstratoklari Lens qonuniga muvofiq ularni hosil qilgan toklarning o'zgarishiga doim to'sinlik qiladi. Tok manbai zanjirga

ulanganida ekstratoklar manba hosil qilayotgan tokka qarama-qarshi yoʻnalgan boʻladi. Tok manba uzilganida ekstratoklarning yoʻnalishi manbaning kuchsizlanayotgan tok ning yoʻnalishi bilan bir xil boʻladi. Shuning uchun zanjirning induktivligi tok yoʻqolish va tiklanish jarayonini sekinlashtirganda koʻrinadi. Bu hodisani batafsilroq oʻrganamiz.



149-rasm. Induktivlik, qarshilik va EYuK li zanjir.

EYuK \mathcal{E} boʻlgan tok manbai, qarshilik r va induktivlik L dan iborat zanjir berilgan boʻlsin (149- rasm). Kalit K uzoq boʻlganda zanjirda manbaning EYuK taʼsir qiladi, unda $i = \mathcal{E}/r$ tok kuchi tiklanadi. Agar kalit K ulansa, unda tok manbai zanjirdan uziladi va tok yoʻqola boshlaydi. Tokni kvazistasionar deb hisoblaymiz va tokning yoʻqolish qonunini topamiz. Vaqtning t momentida oddiy tok kuchini i orqali belgilaymiz va $LKrL$ konturga Kirxgofning

ikkinchi qoidasini tadbiiq qilamiz (70-§). Zanjirda oʻzinduksiya EYuK $-L \frac{di}{dt}$ borligini hisobga olib, quyidagiga ega boʻlamiz:

$$ri = -L \frac{di}{dt}$$

Bu tenglamada oʻzgaruvchilarni ajratsak,

$$\frac{di}{i} = -\frac{r}{L} dt$$

boʻladi, uni integrallab quyidagini olamiz:

$$i = C \exp\left(-\frac{r}{L} t\right).$$

Integrallash doimiysi C ni boshlangʻich shartlardan aniqlash mumkin. Vaqtning $t = 0$ momentida manba uziladi deylik. Unda boshlangʻich shart $t = 0, i = i_0$ dan iborat, bundan $C = i_0$. Shuning uchun tokning kamyish qonuni quyidagi koʻrinishni oladi:

$$i = i_0 \exp(-t/T) \quad (95.1)$$

bunda

$$T = L/r \quad (95.2)$$

T kattalik vaqt oʻlchamiga ega, shuning uchun uni induktivlik va qarshilikli zanjirning vaqt doimiysi deyiladi. (95.1) dan koʻrinadiki, T vaqtini beradi shu vaqt davomida tok kuchi $e = 2,71$ marta kamayadi. Induktivlik qanchalik katta boʻlsa va qarshilik qanchalik kichik boʻlsa, tokning yoʻqolishi shunchalik sekin boʻladi.

(95.1) ga muvofiq tok kuchi 0 ga assimtotik intilishini $t = \infty$ vaqtdan keyingina tok toʻliq yoʻqolishini ($i = 0$) qayd qilib oʻtamiz. Ammo tokning

yo'qolishi uning kuchi yetarlicha kichik bo'lib ketganligini bildiradi. Bunday deyarli barqarorlashgan holatga chekli vaqt ichida erishiladi, ammo vaqt doimiysi T qanchalik katta bo'lsa, bu vaqt ham shunchalik katta bo'ladi.

Sonli misol qarab chiqamiz. $L = 1 \text{ G}$, $r = 100 \text{ om}$ bo'lsin. Unda $T = 0,001 \text{ sek}$ va shu vaqtdan keyin tok $e = 2,75$ marta kamayadi. Tok dastlabki kattaligining $0,001$ gacha t vaqtdan keyin kamayadi, uni (95.1) dan aniqlash mumkin.

$$\ln 1000 = t/0,01,$$

bunda $t = 0,069 \text{ sek}$

Agar 149-rasmda tasvirlangan zanjirda kalit K dastlab ulanib, keyin to'satdan uzilgan bo'lsa, zanjirda tokning tiklanish jarayoni boshlanadi. Bu holda zanjirda manbaning EYuK \mathcal{E} va o'z induksiya EYuK $-L \frac{di}{dt}$ mavjud bo'ladi va Kirxgofning ikkinchi qoidasi quyidagini beradi:

$$ri = \mathcal{E} - L \frac{di}{dt}$$

bu yerda r — zanjirning to'liq qarshiligi bo'lib, mazkur holda unga manbaning ichki qarshiligini ham qo'shish lozim.

Quyidagi yangi o'zgaruvchini kiritib

$$u = ri - \mathcal{E},$$

bu tenglamani ham yuqoridagi ko'rinishga keltirib, quyidagini olamiz:

$$\frac{du}{u} = -\frac{dt}{T},$$

bunda T orqali vaqt doimiysi belgilangan bo'lib, (95.2) formula bilan ifodalanadi. Shuning uchun

$$u = C \exp(-t/T)$$

Agar vaqt hisob boshi manbani ulash momenti bilan mos kelsa, unda boshlang'ich shart quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$t = 0, \quad i = 0, \quad u = -\mathcal{E}.$$

Bu $C = -\mathcal{E}$ ni beradi va biz quyidagiga ega bo'lamiz:

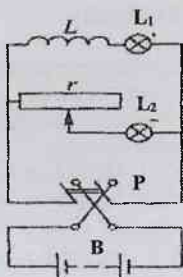
$$u = ir - \mathcal{E} = -\mathcal{E} \exp(-t/T).$$

Bundan tok kuchi i ni ifodalab, uzil-kesil quyidagini topamiz:

$$i = \frac{\mathcal{E}}{r} (1 - \exp(-t/T)). \quad (95.3)$$

Tok kuchi dastlabki qiymati $i = 0$ dan ortadi va barqaror qiymati \mathcal{E}/r ga asimptotik yaqinlashadi. Tokning tiklanish tezligi ham tokning yo'qolishidagi vaqt doimiysi T bilan aniqlanadi.

Induktivlik ta'sirini 150-rasmda ko'rsatilgan tajriba sxemasi yordamida namoyish qilish mumkin. Bu yerda ikkita parallel ulangan tarmoq bo'lib, ulardan bir necha o'n genriga ega bo'lgan g'altak L (yuqori voltli



150- rasm. Tokning tiklanish vaqtidagi induktivlik ta'sirini demonstratsiya qilish.

transformatorning ikkilamchi chulg'ami), ikkinchisi esa L g'altakning qarshiligiga teng bo'lgan r qarshilik L_1 va L_2 — bir xil cho'g'lama lampa bo'lib, demonstratsion ampermetr rolini o'ynaydi; P-o'chirib-ulovchi bo'lib, tok yo'nalishini o'zgartirish imkonini beradi, B — batareya. Zanjir batareyaga ulanganda L_2 lampa tez yonadi, odatda bir onda yonadi. L_1 lampa esa kechga qolib (1 sek tartibda) qiziydi va uning yorug'lanishi asta-sekin kuchayadi.

Batareyani tez-tez ulab-uzib turilganda L_1 lampa shu vaqtlar ichida yonib ulgura olmaydi va o'chiqligicha qoladi. Bu tajriba o'zgaruvchan tok zanjiridagi induktivlikning "tuyulma qarshiligi" sababini tushintiradi. Buni biz 219- §

da batafsil ko'rib chiqamiz.

Ko'pgina maqsadlar uchun, masalan, o'zgaruvchan tokda o'lchashlar o'tkazishda induktivligi iloji boricha kam bo'lgan g'altakli (simli) qarshiliklar ishlatilish kerak. Bunday induktivsiz g'altak yasash uchun ikki buklangan sim olinadi va hosil bo'lgan qo'sh simdan chulg'am tayyorlanadi. Bunday bifilyar (qo'sh tolali) g'altaklarni qarama-qarshi tokli ikkita g'altak deb qarash mumkin. Bunday g'altaklarning magnit maydoni deyarli nolga teng, shuning uchun ularning induktivligi juda kichik.

X BOB. MAGNIT MAYDON ENERGIYASI

96-§. Tokning xususiy energiyasi

Elektr zanjiridagi tokni orttirish uchun biror ish bajarish zarur bo'ladi. Bu ishni zanjirga ulangan tok manbai bajaradi, Aksincha, zanjirdagi tok kamayganda biror energiya ajraladi va tok manbai o'zgarmas tokdagiga qaraganda kamroq ish bajaradi. Bu masalani batafsil qarab chiqamiz.

149- rasmda tasvirlangan zanjirga yana qaytamiz, u L induktivlik va r to'liq qarshilikdan iborat. Dastlab unda barqarorlashgan o'zgarmas tok mavjud deylik. Bu tok kuchi manbaning elektr yurituvchi kuchi \mathcal{E} va zanjirning qarshili bilan aniqlanadi: $i = \mathcal{E}/r$. Zanjirda dt vaqt ichida $ri^2 dt$ Joul—Lens issiqligi ajraladi. Bunda $ri = \mathcal{E}$ bo'lgani uchun

$$ri^2 = \mathcal{E}idt$$

Bu tenglikning o'ng qismi shu dt vaqt ichida tok manbai bajargan ishni ifodalaydi. Manba bajargan ish Joul—Lens issiqligiga tengligini ko'ramiz, demak, doimiy magnit maydonni tutib turish (*quvvatlab turish*) uchun hech qanday ish talab qilinmas ekan.

Endi zanjirdagi tok di/dt tezlik bilan ortadi, deylik. Bu holda zanjirda o'zinduksiya EYuK paydo bo'lib, u quyidagi ekstratokni hosil qiladi:

$$\delta i = \frac{|\mathcal{E}|}{r} = \frac{L di}{r dt}$$

U i tokka qarshi yo'nalgan va shuning uchun zanjirdagi to'liq tok $i - \delta i$ bo'ladi. Bundan keyin tokning ortish jarayoni juda sekin ro'y beradi deb hisoblaymiz ($\delta i \ll i$) va hisoblashlarda birinchi tartibli hadlarni olib qolamiz.

Qaralayotgan jarayonda dt vaqt ichida $r(i - \delta i)^2 dt$ Joul—Lens issiqligi ajraladi. 'Bu issiqlik o'zgarmas tok holidagiga qaraganda

$$ri^2 dt - (i - \delta i)^2 dt = 2ri\delta i dt = 2Li \frac{di}{dt} dt = 2Lidi$$

miqdorga kichik, bu yerda $di - dt$ vaqt ichida zanjirda tokning ortishi.

Shu vaqt ichida manba $\mathcal{E}(i - \delta i)dt$ ish bajaradi va shuning uchun batareya bajaradigan ish

$$\mathcal{E}idt - \mathcal{E}(i - \delta i)dt = \mathcal{E}\delta i dt = Lidi$$

ga qadar kamayadi. Binobarin, tok orta boshlaganda tok manbaining ishi ajralgan issiqlik miqdoriga qaraganda ko'proq bo'ladi. Manba bajargan ortiqcha ishi

$$dW = Lidi$$

bo'ladi, bu zanjirdagi tok kuchi qiymatini i dan $i + di$ gacha oshirish uchun kerak bo'lgan ishdir. i tokning tiklanishi uchun za'rur bo'lgan to'liq ish

$$W = L \int_0^i idi = \frac{Li^2}{2} \quad (96.1)$$

Tok manbai uzilganda zanjirda W tokning ish ajraladi; uni uzilish ekstratoklari bajaradi. Shuning uchun (96.1) ifoda tokli kontur o'zida to'playdigan energiyani beradi. Uni tokning *xususiy energiyasi* deb ataladi. Xuddi mana shu energiya tajribada (147-rasm) galvanometr strelkasining og'ishida va uzilish ekstratoklarida lampaning «yalt» etib yonishida namoyon bo'ladi.

Tokli konturning xususiy energiyasi va zaryadlangan kondensatorning energiyasi (34-§) uchun yozilgan ifodalarni taqqoslab ko'rish foydaliydir:

$$\frac{1}{2} q^2 / C$$

Kondensator energiyasi zaryad kvadratiga proporsional, tok energiyasi esa tok kuchi kvadratiga proporsional, ya'ni zaryadlarning harakatlanish tezligiga bog'liq.

Mexanikada energiya ning ikki turi: potensial va kinetik energiyaga duch kelgan edik. Siqilgan prujinaning potensial energiyasi

$$\frac{1}{2} kx^2$$

ga teng, bunda x —prujina uchining siljishi, k —uning bikrligi, harakatlanayotgan jismning kinetik energiyasi

$$\frac{1}{2} mv^2$$

ga teng, bunda m —jismning massasi, v —uning tezligi.

Elektr va mexanikaviy hodisalar orasidagi o'xshashlikni rivojlantirib, kondensator energiyasi mexanikada potensial energiyaga mos kelishini, tokning xususiy energiyasi esa kinetik energiyaga mos kelishini ko'ramiz. Bunda sig'imga teskari bo'lgan kattalik $1/C$ prujinaning bikrligiga o'xshash, induktivlik esa jism massasiga o'xshash bo'ladi.

97-§. Magnit maydon energiyasi

Har qanday elektr tok doimo magnit maydon bilan o'ralgan bo'ladi. Shuning uchun tokning xususiy energiyasi qayerda mujassamlangan (lokallangan) — elektr zaryadlari harakatlanadigan o'tkazgich ichidami yoki magnit maydondami, ya'ni toklarni o'rab olgan muhitdami deb so'rash mumkin. Savolga faqat tajriba yordamida javob berish mumkin. Ammo hozircha biz o'zgarmas toklar bilan ish ko'ramiz, bunday tajribalarni bilishning imkoni yo'q, chunki bu holda toklar doim magnit maydon bilan o'ralgan va aksincha, magnit maydon ularni quvvatlab turgan toklar bilan birga mavjud bo'ladi, bu shuningdek, yopiq molekular toklari bo'lgan doimiy magnitlarga ham tegishli (XI bob).

Qo'yilgan savolga o'zgaruvchan magnit maydonlar yoki elektromagnit to'lqinlarni tekshirib ko'rib javob olish mumkin (XXII bob).

Elektromagnit to'lqinlarda fazoda va vaqtda o'zgaradigan hamda ularni quvvatlab turgan toklarsiz ham mavjud bo'ladigan magnit maydonlarga ega bo'lamiz. Elektromagnit to'lqinlar ma'lum energiyaga ega bo'lib va shuni ko'chirib yurgani tufayli bundan biz energiya magnit maydonda mujassamlangan deb xulosa chiqaramiz.

Hajm birligidagi magnit maydonga to'plangan energiya kattaligini topamiz. Buning uchun yopiq, toroidal g'altakni qarab chiqamiz. Uning induktivligi (93, 94-§)

$$L = \mu\mu_0 N^2 S / l$$

dan iborat, bunda μ -muhitning magnit sindiruvchanligi μ_0 -magnit doimiysi. Bu ifodani (96.1) ga qo'yib quyidagiga ega bo'lamiz.

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l} i^2.$$

Ammo $Ni/l = H$ -g'altak ichidagi maydonning kuchlanganligi (81-§). Shuning uchun

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 H^2 \tau$$

bunda $\tau = Sl$ -g'altak hajmi. Bir jinsli magnit maydonning energiyasi maydon band qilgan hajm τ ga proporsional. Shuning uchun maydonning hajm birligidagi energiyasi yoki magnit maydon energiyasining hajmiy zichligi quyidagiga teng:

$$\omega = \mu\mu_0 H^2 / 2$$

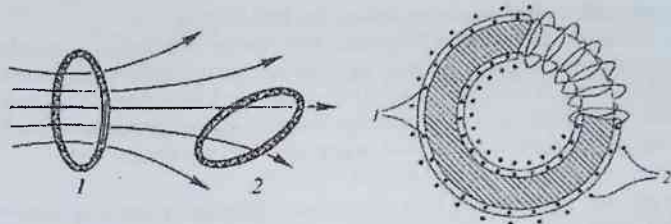
Agar magnit maydon bir jinsli bo'lmasa, uni cheksiz kichik $d\tau$ hajm elementlariga bo'lib, ularning har biridagi maydonni bir jinsli deb hisoblash mumkin. Hajm elementidagi energiya $\omega d\tau$ dan iborat. Har qanday magnit maydonning to'liq energiyasi

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 \int \mu H^2 d\tau$$

ga teng, bunda integral magnit maydon band qilgan butun τ hajm bo'yicha olinadi

96-§. O'zaro induksiya

Endi tokli ikki kontur, masalan, aylana shaklidagi 1- va 2-o'ramlarni qarab chiqamiz (151-rasn). Kontur hosil qiladigan maydon induksiya chiziqlarining bir qismi 2-kontur orqali o'tadi, ya'ni bu kontur bilan ishlagan bo'ladi, aksincha, 2-kontur hosil qiladigan induksiya chiziqlarining ma'lum bir qismi 1-kontur bilan ishlagan bo'ladi. Bu holda ikkala kontur orasida magnit bog'lanish mavjud deymiz.



151-rasm Ikki konturning magnet bog'lanishi **152-rasm** Magnet bog'lanishi ikkita bog'langan o'ram

1-konturning maydon induksiyasi shu konturdagi tok kuchi i_1 ga proporsional. Shuning uchun 1-kontur hosil qiladigan 2-kontur orqali o'tadigan magnet oqim Φ_{12} ham i_1 tokka proporsional:

$$\Phi_{12} = L_{12}i_1 \quad (98.1)$$

L_{12} koeffitsiyent 1- va 2-konturlarning o'zaro induksiya koeffitsiyenti deyiladi. U 1-konturdagi tok kuchi birga teng bo'lganda 1-kontur hosil qiladigan va 2-kontur orqali o'tadigan magnet oqimiga teng.

(96.1) va (93.1) ga taqqoslaganda induktivlikning o'lchamligi qanday bo'lsa, L_{12} niki ham shunday bo'lishi ko'rinib turibdi, shuning uchun induktivlik qanday birliklarda o'lchansa, o'zaro induksiya koeffitsiyenti ham xuddi shunday birliklarda o'lchanadi.

Xuddi shuningdek, agar 2-konturda biror i_2 tok kuchi bo'lsa, unda u 1-kontur orqali Φ_{21} magnet oqim hosil qiladi, shu bilan birga

$$\Phi_{21} = L_{21}i_2$$

bu yerda L_{21} — 2- va 1-konturlarning o'zaro induksiya koeffitsiyenti.

Har qanday ikkita kontur uchun o'zaro induksiya koeffitsiyentlari doim teng bo'lishini ko'rsatish mumkin (99-§):

$$L_{12} = L_{21} \quad (98.2)$$

Konturlar orasida magnet bog'lanish borligini quyidagicha ko'rsatish mumkin: konturlardan birida tok kuchi o'zgarganda boshqa konturda induksiya EYuKi hosil bo'ladi. Elektromagnet induksiyaning asosiy qonuniga ko'ra (92-§) quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12} \frac{di_1}{dt}, \quad \mathcal{E}_1 = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21} \frac{di_2}{dt}$$

bunda \mathcal{E}_2 —2-konturda paydo bo'ladigan induksiya EYuK, \mathcal{E}_1 —1-konturdagi induksiya EYuK.

O'zaro induksiya koeffitsiyenti konturlarning shakliga va o'lchamlariga hamda ularning o'zaro joylashishiga bog'liq bo'ladi.

Shuningdek, u atrof muhitning xossalari ham bog'liq.

O'zaro induksiya koeffitsiyentini hisoblashga diqqat soddaroq misolni qarab chiqamiz. Bir-biriga zich tegib turgan bir qatlamli ikkita toroidal g'altak (1 va 2) berilgan bo'lsin (152-rasm). Bu holda bitta g'altak hosil qiladigan barcha induksiya chiziqlari ikkinchi g'altak orqali ham o'tadi. G'altakning magnit maydon kuchlanganligi (81-§) quyidagiga teng:

$$H_1 = N_1 i_1 / l$$

Bu maydon 2-g'altakning bitta o'rami orqali quyidagiga teng magnit oqim hosil qiladi:

$$\mu_0 H_1 S = \mu_0 N_1 i_1 S / l$$

bunda S — g'altaklarning kesim yuzi. G'altakning hamma N_2 o'ramlari orqali to'liq oqim

$$\Phi_{12} = \frac{\mu_0 N_1 N_2 S}{l} i_1$$

dan iborat, bundan o'zaro induksiya koeffitsiyenti uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$L_{12} = \frac{\mu_0 N_1 N_2 S}{l} \quad 98.4$$

Agar 2-g'altakning 1-g'altak orqali o'tuvchi magnit oqimini hisoblasak, u quyidagiga teng bo'ladi:

$$H_2 = \frac{N_2 i_2}{l}, \quad \Phi_{21} = \frac{\mu_0 N_1 N_2 S}{l} i_2$$

Bundan o'zaro induksiya koeffitsiyenti L_{21} uchun (98.2) formulaga muvofiq (98.4) ifodani olamiz.

G'altak ichida magnit, singdiruvchanligi μ bo'lgan moddadan qilingan o'zak bo'lsa, magnit oqimi μ marta ortadi va o'zaro induksiya koeffitsiyenti μ marta ko'p bo'ladi.

99-§. Ikki tokning o'zaro energiyasi

Tokli ikki kontur hosil qilgan magnit maydon energiyasini hisoblaymiz. Vakuumda turgan ikkita toroidal g'altaklarni qarab chiqamiz. Bu eng sodda hol bo'lib, g'altaklardagi magnit maydon bir jinsli. G'altaklar ichidagi yig'indi maydonning kuchlanganligi

$$H = H_1 \pm H_2 = \frac{(N_1 i_1 \pm N_2 i_2)}{l}$$

«+» yoki «—» ishora olish ikkala g'altakdagi toklarning yo'nalishi bir xil yoki qarama-qarshiligiga bog'liq. Bu maydonning hajm birligida $1/2 \mu_0 H^2$ energiya to'plangan (97-§), maydonning butun hajmi $\tau = Sl$ dagi to'liq energiya quyidagiga teng:

$$W = \frac{1}{2} \mu_0 H^2 S l = \frac{\mu_0 S}{2l} \left[(N_1 i_1)^2 + (N_2 i_2)^2 \pm 2(N_1 i_1)(N_2 i_2) \right]$$

Ikkala g'altakning induktivliklari L_1 va L_2 uchun yozilgan ifodalardan (93- §) va ularning o'zaro induksiya koeffitsiyentlari L_{12} dan foydalanib (98-§), olingan natijani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$W = \frac{L_1 i_1^2}{2} + \frac{L_2 i_2^2}{2} \pm L_{12} i_1 i_2$$

Bu formulaning birinchi hadi 1-tokning xususiy energiyasini (96-§), ikkinchi qo'shiluvchi esa 2-tokning xususiy energiyasini ifodalaydi. Bu formula magnit bog'lanishiga ega bo'lgan konturlardagi ikki tokning energiyasi toklarning xususiy energiyalari yig'indisidan quyidagi kattalikka farq qilishini ko'rsatadi:

$$W_{12} = \pm L_{12} i_1 i_2$$

U ikki tokning o'zaro energiyasi deb ataladi.

Aytilganlardan ko'rinib turibdiki, toklarning o'zaro energiyasining paydo bo'lish sababi tokli bir necha kontur maydonida maydon kuchlanganliklari qo'shiladi (ustiga quyish yoki maydonlarning superpozitsiya prinsipi, 76-§), bu vaqtda magnit maydon energiyasi kuchlanganlik kvadratiga proporsional bo'lib, yig'indining kvadrati esa kvadratlari yig'indisiga teng emas.

Dastlab 1-konturda i_1 tokni hosil qilamiz, 2-konturda $i_2 = 0$ deylik. Buning uchun $\frac{1}{2} L_1 i_1^2$ ish talab qilinadi. So'ngra 2-konturda tok hosil qilib, (99.1) ga ko'ra $\frac{1}{2} L_2 i_2^2 \pm L_{12} i_1 i_2$ ga teng ish bajaramiz. Agar biz dastlab tok i_2 ni hosil qilganimizda edi (i_1 tok nolga teng bo'lardi), u holda buning uchun $\frac{1}{2} L_2 i_2^2$ ish bajarish zarur bo'ladi. Biroq bundan keyin i_1 tokni hosil qilish uchun $\frac{1}{2} L_1 i_1^2 \pm L_{12} i_1 i_2$ talab qilingan bo'lardi. Boshqa tokli kontur mavjudligida konturda tok hosil qilish ishiga teng emas ekanligini ko'ramiz: u ikkala tokning o'zaro energiyasi kattaligi qadar farq qiladi.

Xususiy hol: toroidal g'altaklarni qarab chiqib, (99.1) va (99.2) formulani oldik. Bu natija har qanday muhitda turgan ixtiyoriy shakldagi konturlar uchun ham o'rinni bo'lishiga osongina ishonish mumkin (5-qo'shimchaga q.).

100-§. Magnit maydon mavjudligida energiyaning saqlanish qonuni

Tabiatdagi har qanday boshqa jarayonlar kabi magnit maydon ham energiyaning saqlanish qonuniga bo'ysunadi. Buni ikki kontur misolida qarab chiqamiz.

Toklar i_1, i_2 EYuKlari $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ bo'lgan tok manbalari va to'liq

qarshiliklari r_1 va r_2 bo'lgan ikkita ixtiyoriy kontur berilgan bo'lsin. Konturlar harakatlanmasligi ham, harakatlanishi ham mumkin, ulardagi toklar esa o'zgarishi mumkin.

Har qaysi konturda, birinchidan, tok manbalari ma'lum ish bajaradi, Cheksiz kichik dt vaqt ichida ular bajargan ish quyidagiga teng:

$$\mathcal{E}_1 i_1 dt + \mathcal{E}_2 i_2 dt$$

Agar tok manbalari sifatida galvanik elementlar olinsa, u holda bu ish elementlardagi kimyoviy reaksiyalar hisobiga bajariladi.

So'ngra, konturlarda quyidagi Joule—Lens issiqligi ajraladi:

$$r_1 i_1^2 dt + r_2 i_2^2 dt.$$

Har qaysi konturga magnit o'zaro ta'sir kuchlari ta'sir qiladi. Shuning uchun konturlar harakatlanganida (yoki ular deformatsiyalanganda) ma'lum mexanikaviy ish bajariladi. Uning kattaligini δA ordali belgilaymiz.

Konturlar harakatlanganida yoki ulardagi tok kuchlari o'zgarganida magnit maydon o'zgaradi, binobarin, uning energiyasi ham o'zgaradi, 99-§ ga ko'ra magnit maydonning o'zgarishi quyidagiga teng:

$$dW = d\left(L_1 i_1^2 / 2 + L_2 i_2^2 / 2 \pm L_{12} i_1 i_2\right)$$

Konturlar sig'imini juda kichik deb hisoblaymiz, shuning uchun elektr maydon energiyasini hisobga olmaymiz.

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

tok manbalarining ishi = Joule-Lens issiqligi + mexanikaviy ish + magnit maydon energiyasining ortishi.

Yoki boshqacha:

$$\mathcal{E}_1 i_1 dt + \mathcal{E}_2 i_2 dt = (r_1 i_1^2 dt + r_2 i_2^2 dt) + \delta A + dW \quad (100.1)$$

Agar konturlar ikkita emas, balki undan ko'p bo'lsa unda energiyaning saqlanish qonuni quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\sum_k \mathcal{E}_k i_k dt = \sum_k r_k i_k^2 dt + \delta A \sum_k \sum_l L_{kl} i_k i_l / 2 \quad (100.1a)$$

Bu formulalagi ohirgi had magnit maydon energiyasi o'zgarishini, L_{kk} - k -konturning, o'zinduksiya koeffitsiyentini, L_{kl} — k - va l -konturlarning o'zaro induksiya koeffitsiyentini bildiradi, $k=l$ da yig'indining tegishli hadi k -konturning xususiy energiyasi $\frac{1}{2} L_{kk} i_k^2$ ni beradi, $k \neq l$ da $\frac{1}{2} L_{kl} i_k i_l + \frac{1}{2} L_{lk} i_l i_k = L_{kl} i_k i_l$ yig'indining har bir juft hadi k va l konturlarning o'zaro energiyasidan iborat. Aytganlarni misollarda tushuntiramiz,

1-misol. O'zgarmas tokli bitta kontur. Mazkur holda magnit maydon doimiy bo'lgani uchun maydon energiyasining o'zgarishi nolga teng. Agar kontur deformatsiyalanmasa, unda mexanikaviy ish ham $\delta A = 0$. Shuning uchun (100.1) quyidagini beradi:

$$\mathcal{E}idt = ri^2 dt$$

$$\xi idt = ri^2 dt.$$

Bu holda tok manbaning ishi butunlay issiqlikka aylanada (153a- rasm).

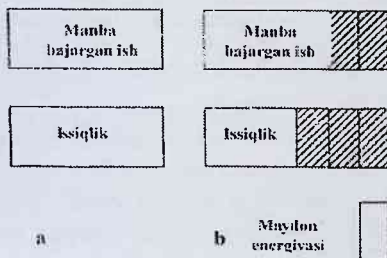
2-misol. Tok endi tiklanayotgan bitta kontur. Tokning tiklanish jarayonida tok kuchining vaqtga bog'liqligi 95-§ ga ko'ra, quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$i = i_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{r}{L}t\right) \right], \quad i_0 = \frac{\mathcal{E}}{r}$$

dt vaqtda tok manbaning ishi $\mathcal{E}idt$ ga teng. Tok tiklangan hol, bilan taqqoslanganda u

$$\mathcal{E}i_0 dt - \mathcal{E}idt = \mathcal{E}i_0 \exp\left(-\frac{r}{L}t\right) dt$$

kattalikka kamayadi. Shuning uchun butun tok tiklanish prosessida batareya nagruzkasining kamayishi ro'y beradi. U quyidagiga teng:



$$\mathcal{E}i_0 \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{r}{L}t\right) dt = Li_0^2$$

153-rasm. O'zgarmas tokli (a) va tok tiklanayotgan konturda (b) energiya aylanishi.

Ajralgan issiqlik miqdorining kamayishi

$$\int_0^{\infty} (ri_0^2 - ri^2) dt = ri_0^2 \int_0^{\infty} \left[2 \exp\left(-\frac{r}{L}t\right) - \exp\left(-\frac{2r}{L}t\right) \right] dt = \frac{3}{2} Li_0^2$$

Shuning uchun

$$\frac{3}{2} Li_0^2 - Li_0^2 = \frac{1}{2} Li_0^2$$

energiya «tejaladi». Bu energiya sodir bo'ladigan magnit maydon energiyasining o'ziga (tokning xususiy energiyasiga, 96-§) teng. Ko'ramizki, mazkur jarayonda magnit maydon energiyasi Joule—Lens issiqligiga ketadigan ishning tejalishi hisobiga hosil bo'ladi (153b-rasm).

3-misol. Tokli ikki kontur bir-biriga sekin yaqinlashmoqda. Konturlar tinch turganda

$$i_1 = \mathcal{E}_1 / r_1, i_2 = \mathcal{E}_2 / r_2$$

bo'ladi, bunda \mathcal{E}_1 va \mathcal{E}_2 — tok manbalarining EYuK r_1 va r_2 — konturlarining qarshiligi,

Konturlar harakatlanganida ularni kesib o'tuvchi magnit oqimi o'zgaradi, bu o'zgarishdan qo'shimcha induksiya EYuK paydo bo'ladi va konturlardagi toklar o'zgaradi. 1-kontur harakatlanganida undagi tok kuchi

$$i_1 + \delta i_1, \quad \delta i_1 = -\frac{1}{r_1} \frac{d\Phi}{dt}$$

bo'ladi, bunda $d\Phi_1$ — 1-kontur orqali 2-konturning hosil qiladigan magnit oqimi. Bundan keyin konturlar juda sekin yaqinlashadi deb hisoblaymiz, bunda $\delta i \ll i$, birinchi tartiblarnigina saqlab qolamiz.

Harakatlanish tufayli dt vaqt ichida manba bajargan ishning kamayishi quyidagiga teng:

$$\mathcal{E}_1 i_1 dt - \mathcal{E}_1 (i_1 + \delta i_1) dt = -\mathcal{E}_1 \delta i_1 dt = -r_1 i_1 \delta i_1 dt = i_1 d\Phi_1$$

Joule—Lens issiqlikning kamayishi:

$$r_1 i_1^2 dt - r_1 (i_1 + \delta i_1)^2 dt \approx -2r_1 i_1 \delta i_1 dt = 2i_1 d\Phi_1$$

Shuning uchun 1-konturdagi energiya yutug'i $2i_1 d\Phi_1 - i_1 d\Phi_1 = i_1 d\Phi_1$ ga teng.

Shunga o'xshash 2-konturdagi energiya yutug'i $i_2 d\Phi_2$ dir. Shuning uchun ikkala konturda Joule—Lens issiqligi hisobiga energiya tejami quyidagiga teng: $i_1 d\Phi_1 + i_2 d\Phi_2$.

Ammo 98-§ ga ko'ra $\Phi_1 = L_{12}(i_2 + \delta i_2)$, $\Phi_2 = L_{12}(i_1 + \delta i_1)$, bunda L_{12} -ikkala konturning o'zaro induksiya koeffitsiyenti. Shuning uchun faqat birinchi tartibli kichik hadlari saqlab qolib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$d\Phi_1 = (i_2 + \delta i_2) \frac{dL_{12}}{dt} \approx i_2 dL_{12}$$

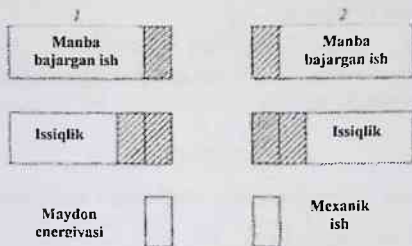
$$d\Phi_2 \approx i_1 L_{12}, \quad i_1 d\Phi_1 + i_2 d\Phi_2 \approx 2i_1 i_2 dL_{12}.$$

Konturlar yaqinlashishida mexanikaviy ish, 84-§ ga ko'ra, quyidagiga teng:

$$\delta A = (i_1 + \delta i_1) d\Phi_1 = (i_2 + \delta i_2) d\Phi_2 \approx i_1 i_2 dL_{12}.$$

Nihoyat, maydon energiyasining o'zgarishi:

$$dW = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} L_1 (i_1 + \delta i_1)^2 + \frac{1}{2} L_2 (i_2 + \delta i_2)^2 + L_{12} (i_1 + \delta i_1)(i_2 + \delta i_2) \right] dt$$



154- rasm. Bir- biriga sekin yaqinlashayotgan ikki konturda energiya aylanishi. bunda dt vaqt ichida tokni o'zgarimas deb hisoblash lozim. Agar konturlar deformatsiyalanmasa, unda $dL_1/dt = dL_2/dt = 0$ va

$$dW = (i_1 + \delta i_1)(i_2 + \delta i_2) \frac{dL_{12}}{dt} dt \approx i_1 i_2 dL_{12}$$

Biz ko'rayotgan holda issiqlikning kamayishida tejalgan energiyaning yarmi magnit maydon energiyasiga o'tadi, ikkinchi yarmi mexanikaviy ish bajarishga sarf bo'ladi (154-rasm).

101-§. Magnit maydondagi mexanikaviy kuchlar

Biz magnit maydonda har qanday tokli o'tkazgichga kuchlar ta'sir qilishini bilamiz. Magnit maydoning ponderomotor (ya'ni jismlarga ta'sir qiluvchi) kuchlarini ko'pgina hollarda energiyaning saqlanish qonuni yordamida oddiygina hisoblab chiqarish mumkin. Buning uchun qaralayotgan o'tkazgich iloji boricha cheksiz kichik siljiydi, deb va bunda ro'y beradigan energiya aylanishlarini hisoblab, energiya tenglamasi (100.1) dan ponderomotor kuchlar bajaragan δA ishni topish mumkin.

Biror tokli kontur deformatsiyalanishida ponderomotor kuchlar bajaradigan ishni hisoblaymiz. Buning uchun yakkaLANGAN konturni qarab chiqamiz. Unda \mathcal{E} EYuKli tok manabai bo'lib, L induktivlikka va r qarshilikka ega. Konturda tiklangan tok kuchi $i = \mathcal{E} / r$ ga teng. Bu kontur ixtiyoriy tarzda juda sekin deformatsiyalanadiki, uning induktivligi L o'zgaradi deb faraz qilaylik. Deformatsiya jarayonida konturdagi tok

$$\delta i = -\frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dt}$$

kattalikka o'zgaradi, bunda Φ -konturni kesib o'tuvchi magnit

oqim. Shuning uchun dt vaqt ichida tok manbai bajaragan ishning kamayishi

$$\mathcal{E} i dt - \mathcal{E} (i + \delta i) dt = -\mathcal{E} \delta i dt = i d\Phi$$

bo'ladi. Joule—Lens issiqligining kamayishi

$$ri^2 dt - r(i + \delta i)^2 dt = -2ri\delta i dt = 2id\Phi$$

Shunday qilib, dt vaqt ichida $id\Phi$ energiya yutiladi, butun deformatsiyalanish davomida

$$i\Delta\Phi = i^2(L_2 - L_1) = i^2\Delta L$$

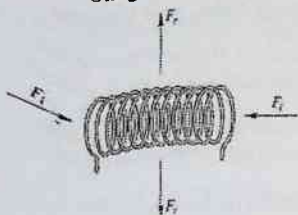
bunda ΔL -deformatsiya tufayli kontur induktivligining o'zgarishi. Magnit maydon energiyasining ortishi

$$\frac{L_2 i^2}{2} - \frac{L_1 i^2}{2} = i^2 \frac{\Delta L}{2}$$

Shuning uchun energiyaning saqlanish qonunidan izlanayotgan mexanikaviy ish quyidagiga teng: $\Delta A = i^2 \delta L - i^2 \frac{\Delta L}{2} = i^2 \frac{\Delta L}{2}$

Olingan natijani quyidagicha ham yozish mumkin:

$$\Delta A = \Delta \left(\frac{Li^2}{2} \right) i = const \quad (101.1)$$



155-rasm. Tokli solenoidga ta'sir qiluvchi kuchlar

ya'ni mexanikaviy ish konturdagi tok kuchi o'zgarimganda magnit maydon energiyasining o'zgarishiga teng. Topilgan natijani (101.1) solenoidga tatbiq qilamiz, Uning cho'lg'amlarining o'zaro tortishishi tufayli solenoidga tortuvchi F_r kuchlar paydo bo'ladi (155-rasm). Solenoidni o'zgarishsiz holatda tutib turish uchun

uning uchlariga tashqi $-F_i$ kuchini qo'yish lozim. Xuddi shunday har bir cho'lg'amga solenoidning magnit maydoni ta'sir qilishi tufayli F_r radial kuchlar paydo bo'lib, bu kuchlar solenoidni uzishga intiladi (155-rasm), (101.1) formuladan bu kuchlarni topamiz.

Solenoidning induktivligi quyidagi formula bilan ifodalanadi (93-§):

$$L = \mu_0 N^2 S / l$$

Shuning uchun solenoidning, cheksiz kichik qisqarishida, ya'ni dl ga qisqarganida ponderomotor kuchlarning bajargan ishi (101.1) ga ko'ra quyidagicha ifodalanadi:

$$\delta A = \frac{1}{2} i^2 \frac{\mu_0 N^2 S}{l^2} dl$$

Ikkinchi tomondan

$$\delta A = F_l dl$$

Ish uchun yozilgan ikkala ifodani tenglashtirib, quyidagini topamiz;

$$F_l = \frac{\mu_0 N^2 S}{2l^2} i^2$$

Olingan ifodani ancha qulay ko'rishda yozish mumkin. Solenoid uchining sirt birligiga ta'sir qiluvchi kuchni (siquvchi kuchlanishi) hisoblaymiz va solenoidda magnit maydon kuchlanganligi $H = Ni / l$ ni kiritamiz. Unda

$$f_l = \frac{F_l}{S} = 1/2 \mu_0 H^2 \quad (101.2)$$

Siquvchi kuchlanish solenoid magnit maydoni energiyasining hajmiy zichligiga teng. Endi ko'ndalang cho'zuvchi kuchlar nimaga tengligini ko'ramiz. Solenoid radiusi r cheksiz kichik ortganda, ya'ni dr ga ortganda (101.1) ga ko'ra ponderomotor kuchlar quyidagi ishni bajaradi:

$$\delta A = \frac{1}{2} i^2 dL = \frac{1}{2} i^2 d \left(\frac{\mu_0 N^2 \pi r^2}{l} \right) = \frac{\pi \mu_0 N^2 r^2}{l} i^2 dr$$

Bu ishni boshqacha ifodalash mumkin:

$$\delta A = f_r 2\pi r l dr$$

bunda f_r -radial kuch bo'lib, yon sirt birligiga mo'ljallangan (radial kuchlanish). Bundan

$$f_r = \mu_0 N^2 i^2 / 2l^2$$

ni olamiz. Bu ifodaga solenoid ichidagi magnit maydon kuchlanganligi ya'ni H ni kiritib, natijada

$$f_r = f_l = \frac{1}{2} \mu_0 H^2$$

ni olamiz. Siquvchi kuchlanish kabi radial kuchlanish ham magnit maydon energiyasining hajmiy zichligiga teng.

Agar solenoid magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan muhitda tursa, kuchlanish ham μ marta katta bo'lardi. Sonli misol qarab chiqamiz. P.L. Kapitsa maxsus generator yordamida solenoid orqali qisqa vaqtli qisqa tutashuv toklari o'tkazib, kuchlanganligi $3 \cdot 10^7$ A/m gacha bo'lgan magnit maydon oldi. Bunda g'altakdagi mexanikaviy kuchlanish katta qiymatlarga yetgan:

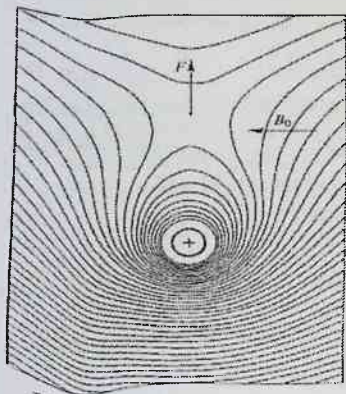
$$f_l = f_r = \frac{1}{2} 4\pi \cdot 10^{-7} (9 \cdot 10^{14}) = 10^9 \text{ H/m}^2$$

G'altaklar bu kuchlanishga bardosh berish uchun ular alohida mexanikaviy konstruksiyaga ega bo'lishi lozim.

102-§. Faradey—Maksvell bosimi va tarangligi

Oldingi paragrafda topilgan natijalarni juda ko'rgazmali izohlash

mumkin. Solenoidga ta'sir qiluvchi mexanikaviy kuchlanishlar f_i va f_r quyidagicha ekan: kuch chiziqlari cho'zilgan elastik tolalar kabi bo'lsa, ular qisqarishga intilib, har bir kvadrat metrga $1/2\mu\mu_0 H^2$ bo'ylama kuchlanish hosil qilar, bundan tashqari, ular bir-birini itarib, energiyaning hajmiy zichligi $1/2\mu\mu_0 H^2$ ga teng, bo'lgan yon tomondan beriluvchi bosimi hosil qilar ekan.



156- rasm. Magnit maydonda tokka ta'sir qiluvchi kuch maydon kuch chiziqlarining bosimi va taranglanishi natijasi kabi bo'ladi.

chiziqlari geometrik obraz bo'lib, biz uni maydonlarni grafik tarzda tasvirlash uchun kiritganmiz), shu bilan birga Faradey va Maksvell tasavvurlari ko'pgina hollarda juda foydali, chunki u elektromagnit maydondagi mexanikaviy kuchlarning xarakterini oddiy aniqlashga imkon beradi.

Misol sifatida bir jinsli magnit maydondagi to'g'ri tokni qarab chiqamiz (156-rasm). Tok berilgunga qadar maydonning kuch chiziqlari H_0 o'ngdan chapga yo'nalgan parallel to'g'ri chiziqlar ko'rinishiga ega. Tokning kuch chiziqlari esa konsentrik aylanalardan iborat. Ikkala maydon qo'shilib, bunda tasvirlangan kuch chiziqdari manzarasini beradi. Bundan sigma ta'sir qilayotgan kuch unga va dastlabki magnit maydonga perpendikulyar ekanligi to'g'risida xulosa chiqarish mumkin.

Bu faqat solenoid uchun o'rinli bo'lib qolmay, balki magnit maydonda boshqa hollardagi ponderomotor kuchlar uchun ham o'rinli ekan.

Elektr maydonda ham xuddi shunga o'xshash bo'ladi. Agar elektr kuch chiziqlari bo'ylama kuchlanish va yon tomon bosimiga ega bo'lib, ularning har biri maydon energiyasining hajmiy zichligi $1/2\epsilon\epsilon_0 E^2$ ga teng bo'lsa (72-§ dagi 1- va 2-misol bilan taqqoslang), elektr ponderomotor kuchlar ham xuddi shunday kattalikka ega bo'ladi.

Elektr va magnit kuch chiziqlarining taranglanishi va yonaki bosimi to'g'risidagi tasavvurni Faradey va Maksvell kiritishgan edi. Haqiqatda hech qanday fizikaviy kuchlar mavjud bo'lmasa ham (kuch

XII BOB. MAGNETIKLAR

103-§. MUHITNING MAGNITLANISHI

Biz shu vaqtgacha vakuumdagi magnit maydonni qarab chiqdik. Agar tokli o'tkazgichlar vakuumda emas, balki boshqa muhitda bo'lsa, u holda magnit maydon o'zgaradi. Bu turli moddalar magnit maydonda magnitlanishini, ya'ni ularning o'zi magnit maydon manbai bo'lib qolishini ko'rsatadi. Muhitdagi natijaviy magnit maydon tokli o'tkazgichlar va magnitlangan muhit hosil qiladigan maydonlar yig'indisidan iborat, shuning uchun u vakuumdagi maydonga teng bo'lmaydi. Magnitlanish qobiliyatiga ega bo'lgan moddalar *magnetiklar* deyiladi.

Magnitlanishning sababi hamma moddalarda bitta atom chegarasida tutashgan mayda elektr toklar (molekulyar toklar) mavjudligidir. Keyinroq biz magnetiklar ichida molekulyar toklar mavjudligini isbotlovchi va bu toklar tabiatini aniqlashga imkon beruvchi tajribalarni ko'rib chiqamiz (115, 116-§). Molekulyar toklar mavjudligini avval boshdan hisobga olamiz.

Agar magnetik magnitlanmagan bo'lsa, u holda u magnit maydon hosil qilmaydi. Bu, ularda molekulyar toklar tartibsiz joylashgan va ularning yig'indi ta'sirlari nolga teng degan so'z. Magnetik magnitlanishida molekulyar toklarning joylashishi qisman yoki butunlay tartiblanib qoladi. Shuning uchun magnitlangan magnetikni mayda orientatsiyalangan (ma'lum tartibda joylashgan) tok sistemasi kabi tasavvur qilish mumkin (157-rasm). 82- va 85-§ da yopiq toklarning magnit ta'sirlari ularning magnit momentlari bilan aniqlanishini ko'rgan edik:

$$p_m = iSn$$

bunda i - tok kuchi, S - tok oqib o'tadigan yuz, n - tokli o'ram tekisligiga o'tkazilgan birlik vektor normal. Magnetikda har qaysi molekulyar tok ma'lum magnit momentiga ega, demak, magnit ham magnitlanganida magnit momentiga ega bo'ladi, bu magnit momenti barcha molekulyar toklar magnit momentlarining vektor yig'indisiga teng. Shuning uchun moddaning har bir hajmi birligiga magnit momenti berib uning magnit holatini xarakterlash mumkin. Bu kattalik magnitlanish vektori deb ataladi.

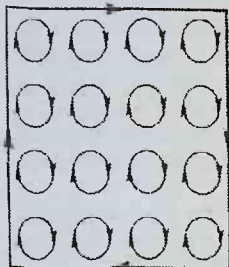
Magnitlanish vektorini I orqali belgilab, ta'rifga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

$$I = \sum p_m / \tau_v \quad (103.1)$$

bunda τ_v - fizikaviy jihatdan kichik hajm bo'lib (40-§ ga q.), yig'indi butun τ hajmdagi molekulyar toklardan olinadi.

Magnitlanish vektori moddaning magnit holatini xarakterlashda asosiy kattalik hisoblanadi. Biror jismning har bir nuqtasidagi magnitlanish

vektorini bilgan holda, qaralayotgan magnitlangan jism hosil qilayotgan magnet maydonni aniqlash mumkin.



157-rasm Bir jinsli magnitlangan magnetikdagi molekulyar toklarning modeli va ularga tegishli bo'lgan sirt toklari.

Aytib o'tilgan sirt toki kattaligi magnitlanish qiymati bilan aniqlanadi. Bir jinsli magnet maydonidagi yetarlicha uzun silindrik sterjenni (uzun solenoidni) ko'rib chiqamiz (158-rasm) va sirt tokining chiziqli zichligini, ya'ni sterjenning uzunlik birligiga to'g'ri kelgan tok kuchini j_1 orqali belgilaymiz. Unda sterjenning to'liq sirt toki kuchi $j_1 l$ dan iborat, bunda l —sterjenning uzunligi. Agar S sterjenning kesim yuzi bo'lsa, unda uning magnet momenti kattaligi quydagiga teng: $j_1 l S = j_1 \tau$ (τ —sterjenning hajmi). Ikkinchidan, I magnitlanish ta'rifiga ko'ra bu moment $I \tau$ ga teng. Ikkala ifodani tenglashtirib, quyidagini topamiz:

$$I = j_1 \quad (103.2)$$

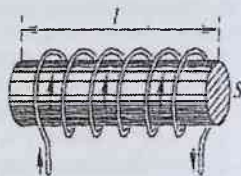
Bir jinsli magnitlanishda magnitlanish I ning qiymati magnetining sirt toki chiziqli zichligiga teng.

Magnitlanish birligi- metrga amper (A/m). Bu shunday magnitlanishki, bunda hajmi 1m^3 bo'lgan modda 1A/m^2 magnet momentga ega bo'ladi.

104-§. Magnetik ichidagi magnit maydon kuchlanganligi

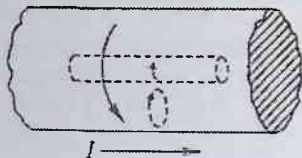
Biz dielektriklarning qutlanishini o'rganganda dielektrik ichida elektr maydon kuchlanganligini dielektrik hajmidagi mikroskopik maydonning

Agar magnetikning hamma nuqtalarida magnitlanish vektori bir xil bo'lsa (bir jinsli magnitlanish), masala ancha soddalashadi. Bu holda ularning kesmalariga yondashgan molekulyar toklarning qo'shilishida qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan toklar o'zaro kompensatsiyalanib, faqat magnetiklar sirtiga yondashgan tok kesmalarigina qoladi. Shuning uchun barcha molekulyar toklar ta'siri ham magnitlangan magnetikdan o'tuvchi biror sirt toki ta'siriga o'xshash bo'ladi (157-rasm). Bu holda quyidagini aytish mumkin: solenoidga temir o'zak kiritilganda o'zak sirtida ko'zga ko'rinmaydigan qo'shimcha amper-o'ramlar hosil bo'lgandek tuyuladi, ular magnitlanuvchi amper-o'ramlar soniga qo'shiladi.



158-rasm. Magnitlangan silindrdagi sirt toklar

oʻrtacha kuchlanganligi kabi aniqlagan edik. Shuningdek, bu kattalik dielektrikda qutblanish vektori yoʻnalishiga parallel qilib kesilgan tor tirqishdagi maydon kuchlanganligi (40-§) bilan mos tushishini ham koʻrgan edik.



159-rasm. Magnetik ichidagi magnit maydon kuchlanganligini aniqlashga doir. Molekulyar toklarning bittasi sxematik koʻrsatilgan.

Magnetizmni oʻrgana boshlaganda moddaning magnitlanish jarayoni dielektrikning qutblanish jarayoniga butunlay oʻxshash deb tahmin qilingan va uni moddalar ichida mayda elementar magnitlar (magnit dipollari) mavjudligi bilan tushuntirilgan edi. Shuning uchun magnetik ichidagi magnit maydon kuchlanganligini ham dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi kabi, yaʼni magnetikda magnitlanish vektori yoʻnalishiga parallel boʻlgan tor

tirqishda maydon kuchlanganligi singari aniqlagan edik.

Biroq keyinchalik shu narsa aniqlandiki, tabiatda hech qanday magnit zaryadlari mavjud emas ekan va jismlarning magnitlanishi ularda molekulyar toklarning boʻlishi bilan bogʻliq ekan. Ammo toklarning magnit maydoni uyurmaviy maydon boʻlib, zaryadlarning elektr maydoni esa uyurmaviy maydon emas. Bu har ikkala maydon turli xossaga ega va shuning uchun dielektrikda elektr maydon kuchlanganligining fizikaviy maʼnosi va magnetiklarda magnit maydonning fizikaviy maʼnosi turlicha boʻlib chiqdi.

Yuqorida aniqlangan magnetik ichidagi maydon kuchlanganligi qanday fizikaviy maʼnoga ega ekanligini aniqlaymiz. Qayerda magnit maydoni boʻlsa, magnetik oʻsha fazoni butunlay toʻldiradi deb hisoblaymiz. Toroidal gʻaltak holda esa magnetik yopiq toroidal oʻzak koʻrinishiga ega ekanligini bildiradi. Agar toʻgʻri solenoid magnitlanuvchi gʻaltak boʻlib xizmat qilsa, u holda magnetik juda uzun silindr shakliga ega va uning uchlarning taʼsirini hisobga olmasa ham boʻladi deb hisoblaymiz.

Magnitlanish vektoriga parallel boʻlgan tirqish ichidagi maydon kuchlanganligi (159-rasm) uch qism: magnitlanuvchi gʻaltak oʻramlari hosil qiladigan maydon H_0 , magnetikning tashqi sirtidagi toklar hosil qiladigan maydon H_1 va boʻshliqning ichki sirtida toklar hosil qiladigan maydon H_2 ning qoʻshilishidan iborat. Sirt toklarining chiziqli tezligi (103.2) ifoda bilan berilgani uchun maydon kuchlanganligini H_1 ni (81.4) formuladan topish mumkin, bunda $ni = j_1 l$ deyish lozim. Bu $H_1 = I ni$ beradi. Toklar ichki sirtida qarama-qarshi yoʻnalishga ega (159-rasm) shuning uchun ular hosil

qiladigan maydon $H_z = -I$ dan iborat. Tirqishdagi to'liq maydon kuchlanganligi

$$H = H_0 + I - I = H_0 \quad (104.1)$$

Bundan, cheksiz magnetik ichida magnit maydon kuchlanganligi magnitlanuvchi g'altakning magnit maydoni kuchlanganligiga teng ekanligini ko'ramiz.

Aytilganlardan magnetik ichida maydon kuchlanganligini o'lchash metodi kelib chiqadi. Buning uchun yuqorida ko'rsatilgan tirqishdagi maydonni (masalan, flyuksmetr yordamida, 91-§) yoki g'altakdan magnetikni chiqarib olib, magnetiksiz g'altak hosil qiladigan maydon kuchlanganligini o'lchash mumkin.

105-§. Magnit induksiya vektori

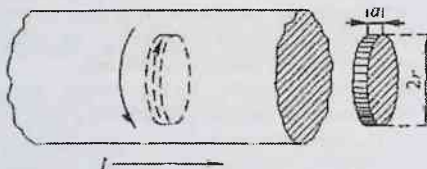
Endi magnitlanish vektori yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan tor tirqish ochilgan magnetikni ko'rib chiqamiz (160-rasm). Bunday tirqish ichidagi magnit induksiyaning magnit induksiya deyiladi.

Shunday qilib, magnit induksiya vektorini ham elektrostatik induksiya vektori kabi aniqlaymiz (41-§). Ammo 104-§ da ko'rsatilgan, sabablarga ko'ra magnit induksiyaning fizikaviy ma'nosi butunlay boshqacha ekan.

Magnetikdagi magnit induksiya to'la mikroskopik qiymatining hajm bo'yicha o'rtachasini (40-§ bilan taqqoslang), ya'ni magnetik ichidagi istalgan nuqtada magnitlovchi cho'lg'am singari barcha molekulyar toklar hosil qilgan induksiyaning (vakuumda) \vec{B}_m orqali belgilaymiz. U holda magnit induksiya quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{B} = \vec{B}_m - \vec{B}'$$

bunda \vec{B}' orqali magnetikning bo'shliqni oldin to'ldirib turgan, endi esa olib tashlangan qismi hosil qiladigan magnit induksiya belgilangan. Bo'shliq doiraviy tirqish shakliga ega deylik (hisoblash natijasi bo'shliqning shakliga bog'liq bo'lmaydi). Unda magnetikning olib tashlangan qismi disk shaklida bo'ladi. (160- rasm).



160-rasm. Magnetik ichida magnit induksiyaning aniqlashga doir.

Agar magnetikning magnitlanishi I bo'lsa, unda diskni aylanib oqib o'tuvchi tok kuchi al ga teng, bunda a - diskning qalinligi (103-§). Shuning uchun (79.3) ga ko'ra

$$B' = \frac{aI}{2r} \mu_0,$$

bunda r -disk (bo'shliq) radiusi. Bundan, agar $a/r \rightarrow 0$ (shartga ko'ra) bo'lsa, unda $B' \rightarrow 0$ bo'lishi ko'rinib turibdi, shuning uchun

$$\mathbf{B} = \overline{\mathbf{B}_m}. \quad (105.1)$$

Shunday qilib, ta'rifga ko'ra, *magnetikdagi magnit induksiya magnetik ichidagi mikroskopik magnit induksiyalar qiymatining hajm bo'yicha o'rtachasiga teng.*

Magnit induksiya uchun (105.1) ifodani boshqacha tassavvur qilish mumkin. Magnit induksiyaning o'rtacha qiymati $\overline{\mathbf{B}_m}$ magnitlovchi g'altak hosil qilayotgan induksiya $\mu_0 \mathbf{H}$ (bunda \mathbf{H} - magnetik ichidagi maydon bilan mos tushuvchi g'altak hosil qilayotgan maydon) va magnetikning sirt toklari hosil qilayotgan induksiyalar yig'indiyasidan iborat bo'ladi. Ammo, 104-§ da aytilganlarga ko'ra, sirt toklarining maydon kuchlanganligi \mathbf{I} ga teng, binobarin, ular hosil qilayotgan induksiya $\mu_0 \mathbf{I}$ dan iborat. Shuning uchun magnetikdagi magnit induksiyaning to'la qiymati

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{I} \quad (105.2)$$

ga teng. Bu formula magnetikdagi magnit induksiyaning boshqacha ta'rifini beradi. U magnetik ichidagi magnit maydon kuchlanganligi orqali magnit induksiya va uning magnitlanishini ifodalaydi. U elektr siljishini aniqlovchi (41.2) formulaga o'xshaydi.

Maydon kuchlanganligi \mathbf{H} va magnitlanish \mathbf{I} lar yo'nalish jihatdan bir-biri bilan mos tushmasligi mumkin. Bu ba'zi magnit kristallarida kuzatiladi. Bunday kristallarda magnitlanish kattaligi kristall o'qlariga nisbatan maydonning yo'nalishiga ham bog'liq. Bunday moddalarni *anizotrop magnetiklar* deyiladi. Bular uchun induksiya \mathbf{B} va kuchlanganlik \mathbf{H} ning yo'nalishlari turlicha bo'ladi.

Aksincha, ko'pgina moddalar uchun \mathbf{H} va \mathbf{I} ning yo'nalishlari doim mos keladi. Bunday moddalarning magnitlanishi magnitlovchi maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Shuning uchun ularni *izotrop magnetiklar* deb ataladi. Ularda \mathbf{B} va \mathbf{H} ning yo'nalishlari bir xil bo'ladi.

Izotrop magnetiklarda maydon induksiyasi va kuchlanganligi orasidagi bog'lanish ancha soddalashadi. Bu holda

$$\mathbf{i} = \kappa \mathbf{H} \quad (105.3)$$

deyish mumkin, bunda κ -skalyar kattalik bo'lib, magnetikning turiga va uning holatiga (temperatura va h.k. ga) bog'liq; u mazkur moddaning *magnit qabul qiluvchanligi* deyiladi, u dielektriklarning dielektrik qabul qiluvchanligiga o'xshash (42-§). Ammo, (42.1) formuladan farqli o'laroq, κ (xuddi α dielektrik qabul qiluvchanlik kabi) o'lchamsiz kattalik bo'lgani uchun (105.2) formulada μ_0 ni yozmaymiz. (105.3) ni (105.2) ga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$B = \mu\mu_0 H \quad (105.4)$$

bunda μ -moddaning nisbiy magnit singdiruvchanlik bo'lib, quyidagi munosabat bilan ifodalanadi:

$$\mu = 1 + \kappa \quad (105.5)$$

Moddaning magnit singdiruvchanligi μ magnit induksiya, ya'ni magnetikdagi magnit oqimning o'rtacha zichligi bitta magnitlovchi g'altak hosil qiladigan magnit oqim zichligidan necha marta ko'pligini ko'rsatadi. Shuning uchun fazo magnetik bilan to'ldirilganda μ marta ortadi va tokli konturni kesib o'tuvchi to'liq magnit oqim, binobarin, magnit singdiruvchanlikning (105.5) formula bilan ifodalangan ta'rifi 94-§ da berilgan ta'rif bilan mos tushadi.

106-§. Magnetiklarda magnit maydon qonunlari

Elektr maydonni o'rganganimizda ikkita asosiy kattalik-elektr maydon kuchlanganligi E va elektr siljish (elektrostatik induksiya) D ni kiritish zarur bo'lib qolgan edi. Shunga o'xshash magnit maydonni tavsiflash uchun ham ikkita asosiy kattalik - magnit maydon kuchlanganligi H va magnit induksiya B ni kiritish zarur. Shuning uchun magnetiklarda magnit maydon kuchlanganligi H va induksiya B ning ma'nosini yaxshiroq tushunib olish uchun ularni dielektriklardagi elektr maydon kuchlanganligi E va elektr siljish D ning kattaliklari bilan solishtirib ko'rish lozim.

Dielektrik ichidagi elektr maydon kuchlanganligi E kondensator qoplamalarining zaryadlari, shuningdek, dielektrikning molekula-dipollari hosil qilgan haqiqiy to'liq kuchlanganlikning hajm bo'yicha o'rtachasi \bar{E}_m dan iborat ekanligini 40-§ da ko'rgan edik. Bunda zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar aynan maydon kuchlanganligi E ning o'zi bilan aniqlanadi (elektr siljish D bilan emas). Magnit induksiya uchun ham shunga o'xshash holat kuzatiladi. Magnetiklarda B magnit g'altaklari, shuningdek, magnetikning o'zining molekulyar toklari (105- §) hosil qilgan to'liq magnit oqim zichligi B_m dan hajm bo'yicha olingan o'rtachasidir. Magnit maydonda tokka ta'sir qiluvchi kuch induksiya B ga (H ga emas) proporsional ekanligini 76-§ da ko'rgan edik. Shuning uchun magnetiklardagi magnit induksiya B dielektriklardagi elektr maydon kuchlanganligi E ga mos keladi.

Boshqa tomondan, elektr siljish D kondensator qoplamalari zaryadlari (dielektrikning qutblovchi zaryadlarini hisobga olmagan holda) hosil qilayotgan vakuumdagi elektr siljish bilan mos tushadi. Shunga o'xshash magnetikdagi magnit maydon kuchlanganligi magnitlanuvchi g'altaklarning o'zining (magnetikning molekulyar toklarni hisobga olmagan holda) magnit maydonidan iborat. Binobarin, magnetiklardagi magnit maydon kuchlanganligi H dielektriklardagi elektr siljish D ga mos keladi. Shuning uchun magnit induksiyani magnit maydon kuchlanganligi deb, magnit

maydon kuchlanganligini induksiya deb atagan to'g'riroq bo'ladi; ammo bu shu vaqtga qadar tarixiy an'analarga ko'ra shunday qilinmagan.

Induksiya \mathbf{B} va maydon kuchlanganligi \mathbf{H} ning fizikaviy ma'nosini bilgan holda, vakuumdan magnetikka o'tganda magnit maydon qonunlari qanday o'zgarishini tushunib olish oson.

Kuchlanganlik \mathbf{H} magnitlovchi g'altaklarning magnit maydon kuchlanganligini ifodalagani uchun, ravshanki, bu kuchlanganlik vakuumda ham va istalgan magnetikda ham bir xil bo'ladi. Shuning uchun toklarning magnit maydonini ifodalovchi barcha formulalar o'zgarmaydi. Jumladan, tok elementi hosil qiladigan maydon kuchlanganligi ham (79- §) vakuum uchun yozilgan ifoda ko'rinishiga ega bo'ladi:

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{i[d\mathbf{I}r]}{r^3} \quad (106.1)$$

Bu maydon muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'lmaydi.

Xuddi mana shu sababga ko'ra magnit kuchlanishi to'g'risidagi teorema ham o'zgarmaydi (81-§).

$$\oint H_s ds = i, \quad (106.2)$$

bunda avvalgidek chap qismidagi H_s -magnetikdagi magnit maydon kuchlanganligini, i -o'tkazgichlardagi (magnetiklarning molekulyar toklarini hisobga olinmagan) toklarning algebraik yig'indisini ifodalaydi.

Aksincha, vakuumdan magnetikka o'tishda magnit maydonning elektr toklarga mexanikaviy ta'siri o'zgaradi. Bu ta'sirlar magnit oqimning yig'indi zichligi bilan (magnitlovchi g'altaklar va molekulyar toklar bilan), ya'ni magnetikdagi induksiya \mathbf{B} bilan aniqlanadi. Fazo moddasining nisbiy magnit singdruvchanligi μ bo'lgan magnetik bilan fazo to'ldirilganda (magnitlovchi g'altaklarda tok o'zgarmagan holda) magnit induksiya $\mu\mu_0\mathbf{H}$ ga teng bo'lib qoladi, ya'ni μ marta ortadi va mexanikaviy kuchlar ham shuncha marta ortadi. Shuning uchun magnit maydonida tokli simga ta'sir qiluvchi kuch magnetik ichida quyidagiga teng:

$$\mathbf{F} = i[\mathbf{I}\mathbf{B}] = i\mu\mu_0[\mathbf{I}\mathbf{H}]. \quad (106.3)$$

Nihoyat, yana elektromagnit induksiya hodisasiga qaytamiz. 91-§ da induksiya EYuK qaralayotgan konturni kesib o'tuvchi magnit oqimning o'zgarish tezligiga bog'liqligini ko'rgan edik. Bu magnetiklar uchun ham o'rindir. Ammo mazkur holda yig'indi magnit oqim magnitlovchi g'altaklar hosil qiladigan oqim va molekulyar toklar hosil qiladigan oqimlar yig'indisidan iborat. Shuning uchun elektromagnit induksiyaning asosiy qonuni (91.1) da Φ deb magnetik ichidagi magnit induksiya oqimi vektori $\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H}$ ni tushunish lozim. Fazo magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan magnetik bilan to'ldirilganda induksiya EYuK dan μ marta ortadi.

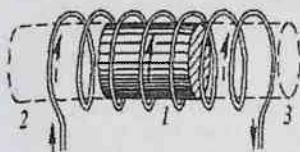
81- § da toklarning magnit maydon kuch chiziqlari uzluksiz bo'lishini ko'rgan edik. Bu, magnit induksiya chiziqlari $\mu_0 H$ ham vakuumda uzluksiz bo'ladi degan so'zdir. Ikkinchi tomondan 105- § da magnetik ichidagi magnit induksiya vakuumda magnitlovchi g'altaklar va magnetiklarning elementar toklari hosil qilgan magnit induksiya yig'indisidan iborat ekanligini gapirib o'tgan edik. Bundan magnetik ichidagi magnit induksiya chiziqlari ham hamma joyda uzluksiz ekanligi kelib chiqadi. Bu, har qanday yopiq sirt uchun u orqali kirayotgan induksiya chiziqlari soni chiqayotganlar soniga teng degan so'zdir, ya'ni *yopiq sirt orqali to'liq magnit induksiya oqimi har doim nolga teng*:

$$\int \mathbf{B}_n ds = 0 \quad (106.4)$$

Bu formula magnit maydon uchun Ostrogradskiy-Gauss teoremasini ifodalaydi.

107-§. Jism shaklining magnitlanishga ta'siri

Biz shu vaqtga qadar chegaralanmagan magnetiklarni yoki, aniqrog'i, magnitlovchi maydonning chiziqlari jism (toroidal yopiq o'zak, solenoid ichidagi cheksiz uzun to'g'ri silindr) sirtini kesib o'tmaydigan shakldagi jismlarni qarab chiqdik. Bu holda magnetik ichidagi maydon kuchlanganligi $H = H_0$, bunda H_0 -magnitlovchi g'altakning maydon kuchlanganligi.



161-rasm. Magnit maydondagi chekli magnetik

Endi chegaralangan magnetikini, masalan, kalta silindr l shakliga ega bo'lgan magnetikni qarab chiqamiz (161-rasm). Bu magnetikda magnit maydonni hosil qilishda qatnashadigan molekulyar tokli yon qismlari 2 va 3 yo'q. Shuning uchun chegaralangan magnetikdagi magnit maydon zichligi, ya'ni magnit induksiya B kam bo'ladi,

binobarin, maydon kuchlanganligi $H = B\mu\mu_0$ ham H_0 dan biror H_0 kattalik qadar kam bo'ladi:

$$H = H_0 - H_0 \quad (107.1)$$

bundagi H_0 maydon magnitsizlovchi maydon deyiladi. Magnetik qismlari 2 va 3 ning ta'siri mazkur moddaning magnitlanish kattaligi l ga proporsional bo'lgani tufayli quyidagicha faraz qilish mumkin:

$$H_0 = \beta I, \quad (107.2)$$

bunda β - o'lchamsiz ko'paytuvchi bo'lib, jismning shakli va o'lchamlariga bog'liq; u *magnitsizlovchi faktor* deb ataladi.

Magnitsizlovchi maydonni (107.2) formula bilan ifodalab, magnitlanish l ni jismning barcha nuqtalarida doimiy deb faraz qilamiz.

Hisoblashlar bu faqat ellipsoid uchun aniq bajarilishini ko'rsatadi. Ko'rsatilgan faraz shar (ellipsoidning xususiy holi), shuningdek, cheksiz ingichka sterjen va disk uchun ham o'rinli bo'ladi. Sterjen va diskni ellipsoidning chegaraviy holi deb qarash mumkin. Boshqa shakldagi jismlar uchun (107.2) formula faqat taqriban o'rinli bo'ladi va I deb magnitlanishning biror o'rtacha qiymatini tushunish lozim.

Aytilganlardan haqiqatda hech qanday «magnitsizlovchi» maydon mavjud emasligi ayon bo'ladi. Bu termin bilan biz biror jism ichidagi magnit maydon jismning shakligagina bog'liqligini va u yopiq toroid ichidagiga qaraganda kichikligini ifodalaymiz.

Endi oddiy shakldagi jismlar uchun magnitsizlovchi faktorini ko'rib chiqamiz. Yopiq toroid uchun $H = H_0$, $H_0 = 0$, shuning uchun $\beta = 0$. Uzunligining diametriga nisbati juda katta bo'lgan juda uzun sterjen uchun magnitsizlovchi faktor β juda kichik va amalda uni ham nolga teng deb hisoblash mumkin.

Magnitlovchi maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan yuqqa diskning magnitsizlovchi faktorini hisoblaymiz. 105-§ da diskdagi elementar toklar qo'shilib, kuchi al bo'lgan (a - diskning qalinligi) doiraviy sirt tokni berishini va u disk markazida quyidagi magnit maydonni hosil qilishini ko'rgan edik:

$$H' = al/2r$$

(r -diskning radiusi). Shuning uchun disk ichidagi induksiya quyidagi qiymatga ega:

$$B = \mu_0 H_0 + \frac{al}{2} r \mu_0$$

Cheksiz yuqqa disk uchun $a/r \rightarrow 0$, shuning uchun

$$B = \mu_0 H_0 \qquad H = \frac{B}{\mu \mu_0} = \frac{H_0}{\mu}$$

Bu natijani (107.1) ga qo'yib,

$$H_0 = H_0 - H = H(\mu - 1) = \kappa H$$

ni olamiz, chunki $\mu = 1 + \kappa$. Ammo (105.3) ga ko'ra $I = \kappa H$. Shuning uchun

$$H_0 = I,$$

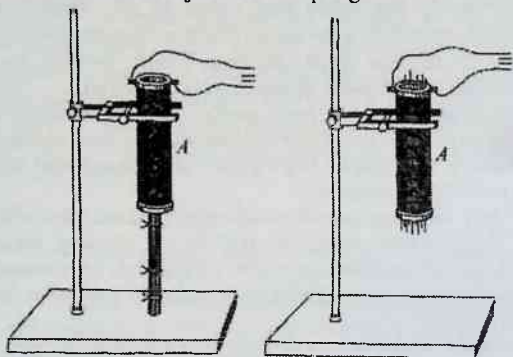
binobarin $\beta = 1$ (cheksiz yuqqa disk).

Shuningdek sharsimon magnetik uchun

$$\beta = 1/3 \quad (\text{shar})$$

ekanligini ham ko'rsatish oson. Olingan natijalar jismning shakli magnitlanishga ta'sir qilishini ko'rsatadi. Jism ichida maydon kuchlanganligi H qanchalik katta bo'lsa, har qanday jism moddasining magnitlanishi ham shunchalik katta bo'ladi. Bir xil moddadan qilingan, lekin shakli turlicha bo'lgan jismlarni tashqi maydonga joylashtirib, jismlar

ichida turlicha maydon kuchlanganligiga ega bo‘lamiz, shuning uchun turi shakldagi jismlar turlicha magnitlanadi. Qaysi jismning magnitsizlovchi faktori β kichik bo‘lsa, o‘sha jism kuchliroq magnitlanadi.



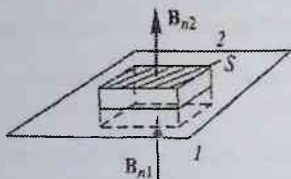
162-rasm. Temir simlar shu simlarning o‘zidan tashkil qilingan yo‘g‘on sterjenga qaraganda kuchliroq magnitlanadi.

Shu aytilganlarni tasdiqlovchi tajriba 162-rasmda tasvirlangan. Vertikal joylashgan sim g‘altak A ning ostki tomoniga sterjen ko‘rinishida qilib birga bog‘langan temir simlar dastasini joylashtiramiz va g‘altakka shunday tok kuchi beramizki, u sterjenni g‘altak ichiga tortib oladigan kuchdan bir oz kamroq bo‘lsin. Endi simlar dastasini chiqarib olib, ularni tutib turgan bog‘ichlarini yechib tashlaymiz va simlarni yana dastlabki joyga qo‘yamiz. O‘sha tok kuchida simlar g‘altak ichiga kuchli tortilganini ko‘ramiz. Bu ikkinchi hol har qaysi sim alohida magnitlangani tufayli sodir bo‘ladi, ingichka sim uchun magnitsizlovchi faktor yo‘g‘on sterjendagiga qaraganda kam bo‘lgani uchun magnitlanish ham katta bo‘ladi.

Yuqorida aytilganlar doimiy magnitlarga ham taalluqlidir. Ular magnetiklardan iborat bo‘lib, ulardagi molekulyar toklar tashqi maydon bo‘lmaganida orientatsiyalangan holatda bo‘ladi. Temir plastinka bilan magnit uchlarini tutashtirib, magnitsizlovchi faktorni kamaytiramiz, bundan magnit ichidagi maydon kuchlanganligi va magnit induksiya ortadi. Tasodifiy tashqi ta’sirlarda (mexanikaviy silkinish, tashqi magnitsizlovchi maydon) doimiy magnitlarning magnitlanishi kamaymasligi uchun magnit ichidagi maydon kuchlanganligi iloji boricha katta bo‘lishi kerak. Shuning uchun doimiy magnitlarni saqlashda uchini (qutblarini) doim temir plastinka («yakorlar») bilan tutashtirib qo‘yiladi.

108-§. Magnit induksiya chiziqlarining sinishi

Magnit singdiruvchanligi turlicha bo'lgan ikki xil muhitning ajralish chegarasida magnit induksiya chiziqlari, elektr siljish chiziqlariga o'xshab (43- §), o'z yo'nalishini o'zgartiradi, ya'ni sinadi.



163-rasm. Magnit maydon uchun chegaraviy shartlarni keltirib chiqarishga doir

parallelepipedning ustki yonidan o'tuvchi oqim $B_{n2}S$ bo'ladi. Xuddi shunga o'xshash ostki yonidan o'tuvchi oqim $B_{n1}S$ ga teng. Parallelepiped balandligini cheksiz kichik deb hisoblab uning yon sirti orqali oqimni hisobga olmaymiz, (106.4) ga ko'ra doim yopiq sirt orqali magnit induksiya oqimi nolga teng.

$$B_{n2}S - B_{n1}S = 0$$

yoki

$$B_{n1} = B_{n2} \quad (108.1)$$

induksiya oqimi nolga teng.

Magnit induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi uzluksizdir.

Bunga qarama-qarshi, magnit maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi ikkala muhitda turlicha bo'ladi. $B_{n1} = \mu\mu_0 H_{n1}$ va $B_{n2} = \mu_2\mu_0 H_{n2}$ bo'lgani tufayli

$$\frac{H_{n1}}{H_{n2}} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

Endi h balandligi cheksiz kichik bo'lgan to'g'ri burchakli konturini ko'rib chiqamiz (164-rasm), uzunligi l bo'lgan bitta qirrası 1-muhitda, boshqa qirrası 2-muhitda yotibdi.

164-rasm Magnit maydon uchun chegaraviy shartlarni keltirib chiqarishga doir.

Unga magnit kuchlanish to'g'risidagi teoremani (81-§) qo'llaymiz. Qaralayotgan kontur bo'yicha magnit kuchlanish $lH_{l2} - lH_{l1}$ ga teng, bunda H_{l1} va H_{l2} — ikkala muhitda magnit maydon kuchlanganligi tashkil etuvchilarining ajralish sirtiga o'tkazilgan urinma. Agar $E \rightarrow 0$ bo'lsa, unda komtur bilan chegaralangan

yuza ham nolga intiladi, demak, bu yuza orqali o'tadigan tok kuchi ham nolga intiladi. Shuning uchun

$$lH_{t2} - lH_{t1} = 0,$$

bundan

$$H_{t1} = H_{t2}.$$

Magnit maydon kuchlanganligining tashkil etuvchilari ikki muhitning ajralishi chegarasi orqali o'tishda o'zgaraydi.

Aksincha, induksiyaning urinma tashkil etuvchilari sakrab o'zgaradi:

$$\frac{B_{t1}}{B_{t2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

(108.1) va (108.2) ifodalar hamma hollarda bajariladi va ular magnit maydon uchun chegaraviy shartlarni ifodalaydi. Ular elektr maydon uchun yozilgan chegaraviy shartlarga (41-§) o'xshashdir.

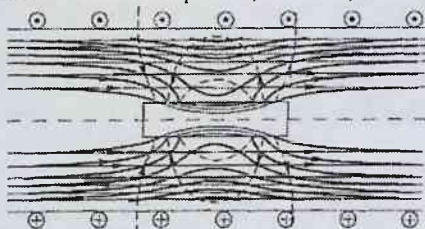
Bu formulalardan induksiya chiziqlarining sinish qonuni kelib chiqadi:

$$\frac{tg\alpha_1}{tg\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (108.3)$$

bunda, α_1 - 1-muhitdagi induksiya chiziqlari va ajralish sirtig'a o'tkazilgan normal orasidagi burchak, α_2 - 2-muhitdagi tegishli burchak.

Izotrop magnetiklarda induksiya va maydon kuchlanganligi yo'nalishlari o'zaro mos tushgani uchun (108.3) formula ham maydon kuchlanganligi chiziqlarining sinish qonunini ifodalaydi.

(108.3) dan induksiya chiziqlari magnit singdiruvchanligi katta bo'lgan muhitga kirishda normaldan uzoqlashadi, binobarin, zichlashadi.



165-rasm. Magnetik ichida induksiya chiziqlarining zichlashishi.

Magnetikning magnit singdiruvchanligi atrof muhitnikiga qaraganda katta. Hatto oddiy shakldagi jismlar uchun induksiya chiziqlari yo'lini hisoblash ancha murakkab ish, shuning uchun biz ularni faqat sifat jihatdan qarab chiqamiz. Masalan, magnit maydondagi to'g'ri burchakli brusok ko'rinishidagi magnetik bo'lagini qarab chiqamiz. Magnetik kiritilgunga qadar bu magnit maydon bir jinsli edi (165-rasm). Magnetikning magnit singdiruvchanligi atrof-muhitnikidan katta deb hisoblaymiz. Magnit

maydonda bu brusok magnitlanadi va o'zi ham maydon manbai bo'lib qoladi. Uning induksiya chiziqlari punktir bilan ko'rsatilgan. Bu maydon har qaysi nuqtada dastlabki bir jinsli maydon bilan parallelogramm qoidasi bo'yicha qo'shiladi, undan natijaviy maydon paydo bo'ladi. Bu maydon yo'g'on induksiya chiziqlari bilan ko'rsatilgan. 165-rasmdan ko'rinishicha, induksiya chiziqlarn brusokka tortilib, uning sirtida sinadi va brusok ichida ancha zich joylashadi.

166- a va b rasmda dastavval bir jinsli maydonga joylashtirilgan shar shaklidagi jismda induksiya chiziqlari ko'rsatilgan.

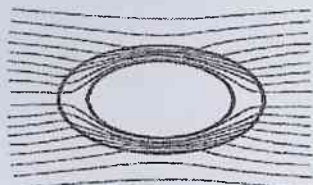


166-rasm. Magnit maydondagi shar.

a-sar moddasining magnit singdiruvchanligi atrof muhitnikiga qaraganda

katta; b-uning magnit singdiruvchanligi atrof muhitnikiga qaraganda kichik.

Bu holda shar ichidagi induksiya chiziqlari parallel to'g'ri chiziqlardan iborat bo'lib, induksiya qiymati sharning hamma nuqtasida bir xil. Bunda maydon kuchlanganligi H ham, magnitlanish I ham o'zgarmaydi, ya'ni shar bir jinsli magnitlanadi.



167-rasm. Dastlab bir jinsli maydonga joylashtirilgan temir silindr ichidagi magnit maydon induksiya chiziqlari. Havo bo'shlig'i ichida magnit maydon deyarli yo'q.

Agar bir jinsli magnit maydonga ichi bo'sh jism, masalan, silindr joylashtirilsa (silindr yasalgan moddaning magnit singdiruvchanligi atrof-muhitnikidan katta), unda induksiya chiziqlari silindrda zichlashadi (167-rasm). Silindr ichida esa bu chiziqlarning zichligi kamayadi, binobarin, silindr ichida magnit maydon kuchsizlanadi. Magnit himoya qurilmalarida shu holdan foydalaniladi. Sezgir o'lchov asboblari tashqi magnit maydon ta'siridan saqlash uchun ularni magnit singdiruvchanligi katta bo'lgan modda (temir) dan qilingan yopiq qobiq

ichiga joylashtiriladi. Ammo elektrostatik himoya (27-§) dan farqli o'laroq, bu uslub bilan tashqi maydonni bir necha yuz va ming marta kuchsizlantirish mumkin, xolos, uni umuman yo'q qilish mumkin emas, chunki tabiatda elektr o'tkazgichlar mavjud lekin magnetizm o'tkazgichlari yo'q. Agar

daslabki maydonning konfiguratsiyasi va jismning shakli induksiya chiziqlari uning sirtini kesib o'tmaydigan bo'lsa, unda induksiya chiziqlari sinmaydi va jism kiritilganda jismdan tashqaridagi magnit maydon o'zgarmaydi. Masalan, agar tokli uzun to'g'ri simga unga koaksial qilib uzun temir truba kiydirilsa, bu holda konsentrik aylanalar ko'rinishiga ega bo'lgan induksiya chiziqlari trubaning ichki sirtini ham, tashqi sirtini ham kesib o'tmaydi, butun fazodagi magnit maydon esa trubaning o'z yo'g'onligidan tashqari, trubani kiydirgunga qadar qanday bo'lsa, o'shandayligicha qoladi. Truba jismidagi magnit induksiya kattaligi esa μ marta ortadi.

109-§. Moddalarning magnit xossalari. Diamagnetizm va Paramagnetizm

Turli moddalarning magnit xossalari elektr xossalariga qaraganda turli-tumandir. Turli moddalarning dielektrik singdiruvchanligi ϵ doim birdan katta bo'ladi, magnit singdiruvchanligi esa birdan katta bo'lishi ham, birdan kichik bo'lishi ham mumkin. $\mu < 1$ bo'lgan moddalarni *diamagnitlar* yoki *diamagnetiklar*, $\mu > 1$ bo'lgan moddalarni *paramagnitlar* yoki *paramagnetiklar* deyiladi. Magnit qabul qiluvchanlik $\kappa = \mu - 1$ bo'lgani tufayli paramagnetiklar uchun κ musbat, diamagnetiklar uchun esa manfiy bo'ladi.

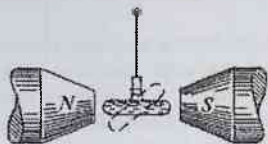
Moddalarning magnitlanishi I (hajm birligidagi magnit momenti) magnit maydon kuchlanganligi bilan $I = \kappa H$ ifoda orqali bog'langanini 105-§ da ko'rgan edik. Diamagnetiklarda κ ning manfiy qiymati shu moddalarda magnitlanish vektori magnitlovchi maydonga qarama-qarshi yo'nalganligini bildiradi. Magnitlanishning birinchi qarashda bunday kutilmagan xarakterini quyida ko'rib chiqamiz.

Moddalarning kuchli magnit maydondagi tabiatini kuzatib, diamagnetizm paramagnetizm borligini sifat jihatidan payqash oson. Atmosfera havosi paramagnetikdir. 760 mm sim. ust. da va xona temperaturasida uning magnit qabul qiluvchanligi $\kappa = 0,38 \cdot 10^{-6}$ ga teng. Shuning uchun $\kappa > 0,38 \cdot 10^{-6}$ bo'lgan barcha paramagnetiklar o'zini dielektrik singdiruvchanligi ϵ_1 atrof-muhitning dielektrik singdiruvchanligi ϵ_2 dan katta bo'lgan dielektriklar kabi tutadi, ya'ni ular kuchli magnit sohasiga tortiladi. Aksincha, $\epsilon_1 < \epsilon_2$ bo'lgan dielektriklarga qanday ishorali kuchlar ta'sir qilsa, diamagnetiklarga ham o'sha ishorali kuchlar ta'sir qiladi va ular magnit maydondan itarib chiqariladi.

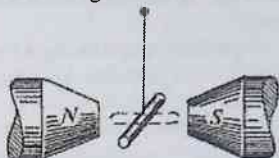
Paramagnetikka temir xlorid misol bo'ladi. Magnit maydonda ingichka ipga osilgan bu tuzning suvdagi eritmasi solingan shisha ampulani maydon tortadi va u maydon yo'nalishiga parallel o'mashadi (168- rasm)

Vismut diamagnetik. Vismut tayoqcha magnit maydondan itariladi va maydon yo'nalishiga perpendikulyar ravishda o'rtnashadi (169- rasm).

Agar jism o'zi magnitlana oladigan muhitda turgan bo'lsa, unga ta'sir qiluvchi kuchlar jismning magnitlanishigagina emas, balki atrof-muhitning magnitlanishiga ham bog'liq. Jumladan, κ si katta bo'lgan paramagnit muhitga joylashtirilgan paramagnetik o'zini diamagnetik kabi tutadi.



168-rasm. Magnit maydondagi paramagnit temir (II) xlorid eritmasi solingan ampula.



169- rasm. Magnit maydondagi diamagnit vismut tayoqchasi

Masalan, temir xloridning paramagnetli eritmasi solingan ampulani shu tuzning kuchliroq eritmasi quyilgan idishga (kyuvetaga) botirilsa, ampula magnit maydondan itariladi.

Quyidagi 5-jadvalda ba'zi moddalarning magnit qabul qiluvchanlik qiymati keltirilgan. Gazga tegishli ma'lumotlar 760 mm sim. ust bosimda va xona temperaturasida olingan. Jadvaldan ko'rinishicha, κ ning qiymatlari juda kam shuning uchun magnit singdiruvchanlik $\mu = 1 + \kappa$ birga yaqin: hamma dia- va paramagnit moddalar juda kuchiz magnitlanadigan moddalardir.

5-jadval

Modda	$\kappa \cdot 10^6$	Magnetikning turi	Modda	$\kappa \cdot 10^6$	Magnetikning turi
Azot	-	Diamagnetik	Kislorod	1,8	Paramagnetik
Karbon	0,0062	---<<---	Alyuminiy	21	---<<---
kislota	-5,3	---<<---	Platina	300	---<<---
Suv	-9,3	---<<---	Temir	2500	---<<---
Kumush	-26	---<<---	xlorid		
Vismut	-170	---<<---	($FeCl_3$)		

Muayyan modda uchun κ moddaning zichligiga taxminan proporsional. Shuning uchun ko'pincha turli jadvallarda solishtirma magnit qabul qiluvchanlik kattaligi $\kappa_1 = \kappa/d$ keltiriladi, bunda d -modda zichligi. κ o'lcham birligiga ega emas, undan farqli o'laroq κ_1 o'lcham birligiga ega bo'lib, uning birligi zichlik birligiga teskari.

110-§. Ferromagnetizm

Dia- va paramagnetiklar bilan birga shunday moddalar ham borki, ular juda kuchli magnitlanish qobiliyatiga ega. Ular *ferromagnetiklar* deb

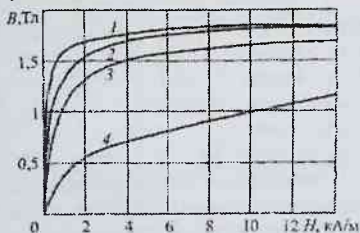
ataladi. Ko'pgina ferromagnetiklarning magnit singdiruvchanligi oddiy temperaturalarda bir necha yuz va ming birliklar bilan o'lchanadi, ular ba'zi maxsus tayyorlangan va qayta ishlangan ferromagnetiklarda milliongacha yetadi.

Ferromagnetiklar kuchli magnitlanish qobiliyatiga ega bo'lishidan tashqari dia va paramagnetiklardan muhim farq qiluvchi qator xossalarga ham ega.

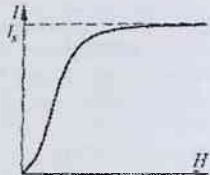
Magnitlanish egri chizig'i. Ferromagnetiklarning xarakterli xususiyati induksiya B va maydon kuchlanganligi H orasidagi murakkab chiziqli bo'lmagan bog'lanishdan iborat. Bu bog'lanishni A.G.Stoletov klassik ishlarida yumshoq temir misolida aniqlagan edi. Ferromagnetiklarda B induksiyaning H magnit maydon kuchlanganligiga bog'lanishi 170- rasmda ko'rsatilgan. Dastlab induksiya tez ortadi, ammo magnetikning magnitlanishiga qarab uning ortishi susayadi.

B induksiya va H maydonning qiymatlariga qarab magnetikning magnitlanishi $I = \frac{B}{\mu_0} - H$ (hajm birlikdagi magnit momenti) ni aniqlash mumkin. Ferromagnetiklar uchun I ning H ga bog'liqligi 171-rasmda tasvirlangan. Induksiya o'xshab magnitlanish I ham dastlab tez ortadi, so'ngra magnit to'yinish bo'ladi, bunda magnitlanish biror maksimal diymat I_s ga yetadi va deyarli maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'lmay qoladi.

B ning H ga chiziqli bog'lanmagani tufayli magnit singdruvchanlik $\mu = B\mu_0/H$ magnit maydon kuchlangiga bog'liq, μ ning B ga bog'liqlik egri chizig'i (172-rasm) maydon ortishi bilan dastlabki qiymatidan biror maksimal kattalik μ_m gacha ortadi, so'ngra maksimum orqali o'tganidan keyin μ kamayadi va birga juda yaqin bo'lgan qiymatga asimptotik intiladi.

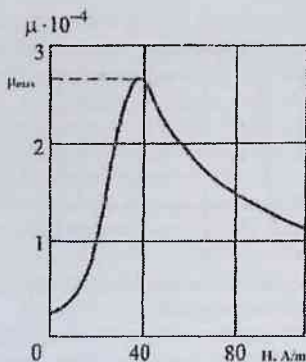


170-rasm. Magnit induksiyaning magnit maydon kuchlanganligiga bog'liqligi.

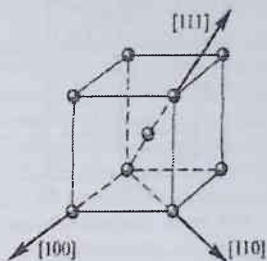


171-rasm. Ferromagnetiklarning magnitlanish egri chizig'i.

Ferromagnetikning magnit qabul qiluvchanligi $\kappa = I/H$ ham doimiy bo'lmay maydon kuchlanganligiga bog'liq ekan. U maksimumga ega bo'lib, maydon kuchli bo'lganda nolga yaqin qiymatga asimptotik intiladi.



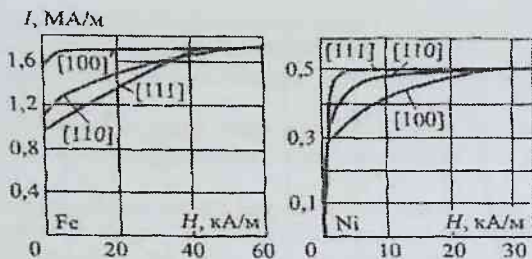
172-rasm. "Armko" temiri uchun magnit singdiruvchanligi μ ning maydon kuchlanganligiga bog'liqligi.



173-rasm. Temirning elementar kristall yacheykasi va uning asosiy kristallografik yo'nalishlari. (100) – oson magnitlanish yo'nalishi. (111)- qiyin magnitlanish yo'nalishi

Ferromagnetiklar magnitlanishining bu xossalari to'yinishdan uzoq bo'lgan magnitlanish sohalarida kuchli magnit maydon olish uchun ulardan foydalanish ancha samarali ekanligini ko'rsatadi. Juda kuchli maydonlar holda esa magnit to'yinish bo'ladi va ferromagnitdan foydalanish amalda befoйда bo'lib qoladi.

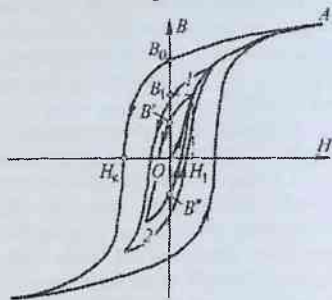
Magnitlanish anizotropiyasi. Barcha ferromagnetiklar magnit jihatdan anizotropdir. Ammo ferromagnetiklar mayda kristall tuzilishga ega bo'lib, undagi ayrim kristallchalar butunlay tartibsiz joylashgan bo'lsa, bu hollarda anizotropiya namoyon bo'lmaydi va uning magnitlanishi maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Agar ferromagnetik yaxlit kristalldan iborat bo'lsa, unda magnitlanish maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Agar ferromagnetik yaxlit kristalldan iborat bo'lsa, unda magnitlanish egri chizig'ining ko'rinishi turlicha bo'ladi va kristall o'qiga nisbatan magnitlovchi maydonning yo'nalishiga bog'liq bo'ladi. 173-rasmda temir kristalining elementar yacheykasi (markazlashgan kub) tasvirlangan va [100] (kub qirasi), [110] (yoq diagonali) va [111] (fazoviy diagonal) simvollar bilan belgilangan kristallografiya yo'nalishlari ko'rsatilgan; 174-rasmda temir va nikel monokristallarining magnit maydonining ko'rsatilgan uchta yo'nalishda magnitlanish egri chizig'i berilgan. Rasmdan ko'rinishicha, har qaysi ferromagnetik uchun eng katta (oson magnitlanish yo'nalishi) magnitlanish (berilgan maydonda) va eng kam (qiyin magnitlanish yo'nalishi) magnitlanish yo'nalishi mavjud.



174- rasm. Magnitlovchi maydonning turli yo'nalishlarida temir va nikel monokristallarning magnitlanish egri chizig'i

Gisterezis. Biz dastlab magnitlanmagan ferromagnetikni magnitlab, uni magnitlovchi g'altak ichiga joylashtirib, magnetik ichidagi magnit maydonni noldan H_1 qiymatgacha ortiramiz, deylik (175-rasm). Magnetikdagi induksiya qiymati $O1A$ induksiya egri chizig'ining $O1$ kesmasi bilan aniqlanadi va OB_1 ordinata kesmasi bilan tasvirlanadi. Endi yana magnit maydonni kamaytirsak, unda induksiya kamayishi 10 induksiya egri chizig'i kesmasi bilan emas, balki $1B'$ egri

chiziq bilan tasvirlanadi va maydon yana nolga tenglashganda induksiya nolga teng bo'lmay, OB' kesma bilan ifodalanadi. Bu holatda ferromagnetik doimiy magnetik bo'ladi. Agar bundan keyin magnitlovchi g'altakdagi tok yo'nalishi o'zgartirilsa va namuna teskari yo'nalishda magnitsizlantirilsa, unda induksiya egri chizig'i $B'2$ egri chiziq kesmasi bilan ko'rsatiladi.



175-rasm. Magnit gisterezisi.

Maydonni teskari yo'nalishda o'zgartirilganda induksiya $2B''1$ egri chiziqqa mos o'zgaradi. Ferromagnetikni siklik qayta magnitlashda undagi induksiya o'zgarishi sirtmoqsimon yopiq egri chiziq $1B'2B''1$ bilan tasvirlanadi.

Ferromagnetikda induksiya qiymati faqat mavjud bo'lgan magnit maydon bilan aniqlanib qolmay, dastlabki magnitlanish holatlariga ham bog'liq bo'ladi, shu bilan birga induksiya o'zgarishining magnit maydon kuchlanganligi o'zgarishidan o'ziga xos orqada qolishi ham ro'y beradi. Bu hodisa magnit *gisterezisi* deb nom oldi, yuqorida ko'rsatilgan siklik qayta

magnitlanishda B ning H ga bog'liqligini ko'rsatuvchi sirtmoqsimon egri chiziq *gisterezis halqasi* deyiladi. Magnit gisterezisi segnetoelektrlardagi dielektrik gisterezisga o'xshashdir (50-§).

175-rasmda ko'rsatilgan egri chiziqdan magnitlovchi egri chiziq yo'qotilganda ferromagnetik qoldiq magnetizmi saqlab qoladi, shu bilan birga magnetik ichida biror qoldiq induksiya mavjud bo'ladi. Magnitlovchi maydon amplitudasi orttirilganda u chegaraviy qiymat B_0 ga intiladi (175-rasm). Bu qoldiq magnitlanishni yo'qotish uchun ferromagnetik ichida dastlabki magnitlovchi maydonga qarshi yo'nalgan OH_k kesma bilan tasvirlangan maydon hosil qilish lozim. Bu maydonni ferromagnetikning *tutib qoluvchi* yoki *koersitiv* kuchi deyiladi.

Yuqorida aytilganlarga mos keladigan ferromagnitlarni magnitsizlantirish uchun amaliy uslub bor. Buning uchun ferromagnetik o'zgaruvchan tok bilan ta'minlanadigan g'altak ichiga joylashtirilib, bunda gisterezis tok kuchini asta-sekin nolgacha kamaytiriladi. Bunda ferromagnetik turli gisterezis sirtmog'iga mos keluvchi ko'p marta siklik qayta magnitlantiriladi, bunda gisterezis sirtmoqlari asta sekin kamayib, O nuqtaga tushadi (175- rasm). Bu nuqtada magnitlanish nolga teng.

Gisterezis ferromagnitning tarkibiga va uning ishlov berilganligiga juda bog'liq bo'ladi. Sof yumshoq temir, ya'ni qizdirilib, so'ngra sekin sovitilgan temir uchun gisterezis juda kuchsiz va gisterezis sirtmog'i juda tor bo'ladi. Toblangan po'latda esa gisterezis ancha sezilarlidir.

Kyuri temperaturasi. Para- va ferromagnetiklarning magnitlanish qobiliyati turli temperaturalarda turlicha, ya'ni ularning magnit qabul qiluvchanligi temperaturaga bog'liq. Temperatura ortishi bilan u kamayadi. Aksincha, diamagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi amalda temperaturaga bog'liq bo'lmaydi.

Ko'pgina paramagnetik moddalar uchun temperatura o'zgarishi bilan χ ning o'zgarishi Kyuri qonuniga bo'ysunadi

$$\chi = C/T,$$

bunda T -absolyut temperatura, C - moddaning turiga bog'liq bo'lgan doimiy (Kyuri doimiyi). Bunday moddalarning magnit qabul qiluvchanligi temperatura o'zgarishi bilan monoton o'zgaradi. Bunday moddalar *normal paramagnetiklar* deb ataladi.

Ferromagnetiklar uchun magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'liqligi ancha murakkab xarakterga ega. Temperatura ortganda ferromagnetiklarning magnitlanish qobiliyati kamayadi. Bunda magnit maydonning har qanday qiymatida ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanlik va singdiruvchandik qiymatlari pasayadi, gisterezis susayadi va

to'yinish magnitlanishi I_s kamayadi. Kyuri temperaturasi deb ataladigan biror T_k temperaturada ferromagnit xossalar butunlay yo'qoladi.

Turli ferromagnetiklar uchun kyuri temperaturasi turlicha: ba'zi moddalar uchun uning qiymati 6-jadvalda keltirilgan. 6-jadval

Modda	$T_k, ^\circ\text{C}$	Modda	$T_k, ^\circ\text{C}$
Kobalt	1150		360
Temir	770	Nikel	70
78% li permalloy (22% Fe, 78% Ni qotishma)	550	30% li permalloy Gadoloni	17

Kyuri temperaturasidan ancha yuqori temperaturalarda ferromagnetik paramagnetikka aylanadi. Bunday paramagnetiklar uchun magnit qabul qiluvchanlik κ ning temperaturaga bog'likligi Kyuri—Veys qonuniga rioya qiladi. Bu qonunning ko'rinishi quyidagicha:

$$\kappa = \frac{C}{T - T_k} \quad (110.2)$$

bu yerda C -moddaning turiga bog'liq bo'lgan doimiy, T_k - Kyuri temperaturasi.

111-§. Magnitlanish ishi

Har qanday magnetikni magnitlantirishda ma'lum ish bajriladi. Bu ish kattaligini energiyani saqlanish qonunidan foydalanib hisoblaymiz (100§).

Magnetik yopiq tor shakliga ega va unga kiydirilgan chulg'am yordamida tekis magnitlanadi deylik, chulg'amdagi tok kuchi i , batareyaning EYuKi \mathcal{E} , zanjirining to'liq qarshiligi r . Agar tok kuchi o'zgarmasa, unda magnit maydon ham o'zgarmaydi va uning energiyasi ham o'zgarmaydi. Bu holda tok manbai bajargan ish butunlay Joul-Lens issiqligiga aylanadi va unda biz quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mathcal{E}idt = ri^2 dt$$

Endi chulg'amdagi tok kuchi juda sekin ortadi deylik. Unda qarshilik r ning o'sha qiymatida tok kuchi δi kattalikka kam bo'ladi, chunki elektromagnit induksiya tufayli zanjirda tokka qarama-qarshi yo'nalgan o'z induksiya ekstratoki ham bo'ladi. Bunda dt vaqt ichida magnit maydon ham o'zgaradi va uning uchun δA ish sarflanadi. Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq:

$$\mathcal{E}(i - \delta i)dt = r(i - \delta i)^2 dt + \delta A$$

bo'lishi kerak. Manbaning ishi $\mathcal{E}\delta i dt = ri\delta i dt$ kattalikka kamayadi, issiqlikning kamayish miqdori $ri^2 dt - r(i - \delta i)^2 dt \approx 2ri\delta i dt$ ga teng, Bu ishlar farqi $ri\delta i dt$ magnitlantirish ishiga teng, shuning uchun

$$\delta A = ri\delta idt$$

Ammo elektromagnit induksiyaning asosiy qonuniga ko'ra cho'lg'amdagi EYuK $-S(dB/dt)N$ ga teng, bunda B -magnetikdagi induksiya, S -uning kesimi (o'ram yuziga teng), N -cho'lg'am o'ramlarining to'liq soni. Bundan

$$\delta i = \frac{S dB}{r dt} N$$

olinadi, binobarin.

$$\delta A = ri \frac{S dB}{r dt} N dt = SNidB$$

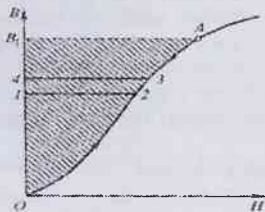
Bu tenglikning o'ng qismini magnetik (toroid) uzunligi l ga ko'paytirib va bo'lib, $Ni/l = H$ ekanligini qayd qilib (bu magnetik ichidagi maydonning kuchlanganligi), quyidagini topamiz:

$$\delta A = HdB_n \tau = (\mathbf{HdB})\tau,$$

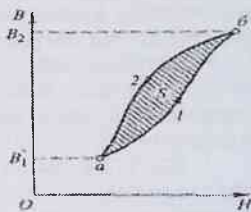
bunda $\tau = Sl$ -magnetikning hajmi. Magnetikning hajm birligida induksiyaning o'rttirish uchun zarur bo'lgan $\delta\omega$ ish quyidagiga teng:

$$d\omega = (\mathbf{HdB}) \quad (111.1)$$

Magnitlantirish ishi magnetik ichidagi jarayonlargagina bog'liq bo'lgani uchun (111.1) ifoda har qanday shakldagi magnetik uchun o'rinni bo'ladi.



176-rasm. Magnetikning gisteressiz magnitlanish ishi



177-rasm. Siklik qayta magnitlanishdagi ish giteressiz halqasining yuziga teng

Dastlab gisteressiz magnetikni ko'rib chiqamiz, u magnetik uchun magnitlanishning to'g'ri va teskari egri chiziqli tarmoqlariga mos tushadi (176-rasm). Magnitlanish cheksiz kichik ortishi uchun zarur bo'lgan ish, (111.1) ga ko'ra, bu grafikda 1234 yuzaning kattaligi bilan ifodalanadi. Induksiya noldan berilgan qiymat B gacha ortganda sarf bo'ladigan to'liq ish magnitlanish egri chizig'i va OB_1 o'q kesmasi bilan (shtrixlangan) chegaralangan OAB_1 yuzga teng. Magnetik magnitlanishida manba mana shu ishni sarf qiladi. Magnetik magnitsizlanganida magnit maydonda o'z induksiya ekstatikining ishi ko'rinishida to'plangan energiya manba zanjiriga qaytadi. Bu ish shunda ham magnitlanish egri chizig'i va ordinata

o'qi kesmasi OB_1 bilan chegaralangan yuz kattaligi bilan ifodalanadi. Agar gisterezis bo'lmasa, unda egri chiziqning ikkala tarmog'i ham mos tushadi va magnitsizlanish vaqtida magnitlanishda sarf bo'lgan ishning xuddi o'zi qaytadi. Gisterezisli magnetik uchun boshqacha bo'ladi. Bu holda induksiya B_1 dan boshqa biror B_2 qiymatgacha ortganida (177-rasm) magnitlanish egri chizig'i 1 tarmog'i bilan chegaralangan yuzga teng, ya'ni $B_2 a_1 b B_2$ yuzga teng ish talab qilinadi, dastlabki holatgacha magnitsizlanganda qaytariladigan ish $B_2 b_2 a B_1$ yuzga teng bo'ladi, bu yuz kichikroq qiymatga ega. Shuning uchun qayta magnitlanishning to'liq siklida magnetikning har qaysi hajm birligiga quyidagi energiya kiritiladi:

$$\omega = S \quad (111.2)$$

bunda S-gisterezis sirtmog'ining (halqasining) yuzi. Bu energiya magnetikda koersitiv kuchlarga qarshi ish bajarishga sarf bo'ladi va nihoyat issiqlikka aylanadi. Shuning uchun siklik qayta magnitlanishda ferromagnetiklar qiziydi va gisterezis qanchalik kuchli bo'lsa, u shuncha ko'proq qiziydi.

Davriy ravishda qayta magnitlanib turadigan ferromagnetikli o'zgaruvchan tok elektr qurilmalarini hisoblashda doim gisterezis issiqligi hisobga olinadi. Transformatorlarning temir o'zakkari (133- § ga q.) va dinamomashinalarning aylanadigan temir yakorlari xuddi ana shunday. Ularda gisterezis bo'lishi energiyaning biror qismini gisterezis issiqligiga foydasiz sarf bo'lishiga olib keladi va qurilmalarning foydali ish koeffitsiyentini kamaytiradi. Shuning uchun bunga o'xshash qurilmalarda maxsus yumshoq temir navlari (transformator temiri) ishlatiladi. Ularda gisterezis kuchsiz bo'ladi.

112-§. Magnit materiallar. Ferritlar

Hozirgi zamon elektrotexnikasida ferromagnetiklar katta rol o'ynaydi. Biz ferromagnetiklardan foydalanib magnit maydon hosil qilishda elementar toklarning qatnashishiga majbur qilamiz, bunda magnit maydonni magnitlovchi g'altaklarning o'ziga qaraganda ming marta «tekinga» orttiramiz deb aytilish mumkin.

Ferromagnetiklarga vazifasiga qarab turlicha talablar qo'yiladi. Masalan, ulardan transformatorlarda foydalanilganda magnit singdiruvchanligi yuqori bo'lishi va gisterezis kuchsiz bo'lishi («magnito-yumshoq» materiallar) muhim talablardan hisoblanadi. Doimiy magnitlar tayyorlashda esa qoldiq magnitlanish va koersitiv kuchning katta bo'lishi juda muhim. Hozirgi vaqtda ferromagnit materiallar sifatida temir va uning boshqa elementlar bilan qotishmasi keng ishlatiladi. Qotishmalar tarkibini tanlab va ularga ishlov berishni bir-biridan o'zgartirib magnit xossalari bir-biridan juda ham farqli ferromagnit materiallar olish mumkin ekan.

7- va 8-jadvallarda hozirgi zamon texnikasida qo'llaniladigan ba'zi moddalarning magnit xarakteristikalari keltirilgan.

7-jadval

Magnito-yumshoq materiallar	Tarkibi	Singdiruvchanligi		To'yinishdagi induksiya, T	Koersitiv kuch, A/m
		dastlabki	maksimal		
Temir	99,9% Fe	200	5000	2,15	80
Kremniy-temir qotishmasi	96,7% Fe; 3,3% Si	600	10 000	2,0	16
Shuning o'zi, vodorodda chiniqtirilgan	96,7% Fe; 3,3% Si	1500	40 000	2,0	8,0
78% li permalnoy Supermalloy	78% Ni; 22% Fe 79% Ni; 5% Mo; 16% Fe	8000 100 000	100 000 800 000	1,0 0,80	4,0 0,32

8-jadval

Yuqori koersitiv qotishmalar	Tarkibi	Koersitiv kuch, A/m	Qoldiq induksiya, T
Volframli po'lat	6% W; 0,7% C; 0,3% Mn;	5200	1,0
Alni qotishmasi	93% Fe;	40 000	0,70
Alniko 5 qotishmasi	25% Ni; 12% Al; 63% Fe; 8% Al; 14% Ni;	44 000	1,25
Platina-kobalt qotishmasi	51% Fe; 3% Cu; 51% Fe; 77% Pt; 23% Co;	21 000	0,45
Magniko qotishmasi	13,5% Ni; 9% Al; 24% Co; 3% Cu; ~50% Fe;	56 000	1,32

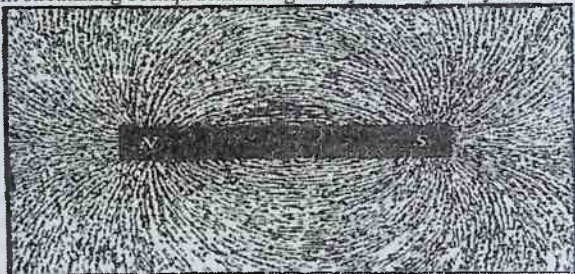
Keltirilgan ma'lumotlar magnit materiallar tayyorlashda katta yutuqlarga erishilganligini ko'rsatadi. Ba'zi qotishmalar (alniko, magniko) koersitiv kuchning va qoldiq induksiyaning juda ham, yuqoriligi bilan ajralib turadi, shuning uchun ham hozirgi vaqtda kuchli magnit maydon talab qilinadigan magneto-elektrik o'lchov asboblari va boshqa qurilmalarda ko'p ishlatiladigan yuqori sifatli doimiy magnitlar tamirlashga imkon beradi.

Magnit qotishmalar va kimyoviy birikmalarni tadqiq qilish magnit materiallarni qo'llashning yangi texnikaviy imkoniyatlarini ochib berdi. Masalan, ferromagnitnas elementlarning qotishmalari komponentalar orasidagi ma'lum munosabatda kuchli ferromagnetizmga ega bo'lishi qayd qilinadi. Marganes-vismut, marganes-surma, xrom-tellur va boshqalar shular jumlasidandir.

Ikkinchi muhim yutuq ferrit olishdadir (119-§ bilan taqqoslang). Ular $MeOFe_2O_3$ turidagi ferromagnit kimyoviy birikmalardan iborat, bunda Me quyidagi $Mn, Co, Ni, Cu, Mg, Zn, Cd, Fe$ ikki valentli kationlarning biri (yoki birikmasi). Temir va boshqa ferromagnit metallardan farqli o'laroq ferritlar magnit yarim o'tkazgichlar bo'lib (151-§), $10^2 - 10^6 \text{ Om} \cdot \text{sm}$ tartibda solishtirma elektr qarshilikka ega. Ferritlarning texnikaviy ahamiyati ham ana shunda. Yuqori chastotalar radiotexnikasida ferromagnit metallardan foydalanib bo'lmaydi, chunki ularning elektr o'tkazuvchanligi yuqori va bundan kelib chiqadigan uyurmaviy toklarga ketadigan yo'qotishlar ko'p bo'ladi (132-§ ga q.) Ferritlarda bu ko'rsatilgan kamchiliklar yo'q va qator radiotexnikaviy masalalarni yangicha hal qilishga imkon beradi.

113-§. Magnit zaryadlar. Magnetizmnining formal nazariyasi.

Magnetizmi ilk bor tadqiq qilinganda toklarning o'zaro ta'siri va magnitlarning o'zaro ta'siri turlicha deb taxmin qilingan edi. Magnitlarning o'zaro ta'sirini ularda magnit zaryadlar mavjudligi bilan va tabiatda ikki tur magnit zaryadlar mavjud bo'lib, bir xil ishorali magnit zaryadlar o'zaro itarishadi turli ishoralilari esa tortishadi deb tushuntirilar edi. Magnit strelkaning shimolga qaragan uchida mujassamlangan zaryadlarni shimoliy, magnit strelkaning boshqa uchida turgan zaryadlarni janubiy deb ataldi.



178-rasm. To'g'ri magnit maydoning kuch chiziqdari.

Ammo toklarning o'zaro magnit ta'siri kashf qilinishi bilan oq, Amper magnitlarning o'zaro ta'siriga sabab tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siridagi kabi bo'lishini va magnitlar ichida mayda yopiq elektr toklar (Amperning molekulyar toklari) bor degan taxmini ilgari surdi. Magnetizmnining bundan keyingi tadqiq qilinishi Amper gipotezasining to'g'riligini tasdiqladi va tabiatda magnit zaryadlar yo'q ekanligini ko'rsatdi. Shunga muvofiq ravishda biz ham magnit hodisalarni toklarning magnit maydonini tadqiq qilishdan boshladik. Magnit zaryadlar to'g'risidagi tasavvurlarga asoslangan va magnitlar o'zaro ta'sirini xayoliy magnit

zaryadlar o'zaro ta'siri bilan yuzaki o'xshashligidan foydalanadigan magnit nazariyasini magnetizmning formal nazariyasi deb atash mumkin.

80-§ da bayon qilingan uslubdan foydalanib, doimiy magnitlar hosil qiladigan maydon kuch chiziqlari manzarasini olish oson. Bunday manzaraning misoli 178- rasmda keltirilgan. Bunga o'xshash tajribalardan ko'rinadiki, kuch chiziqlari magnit uchlariga yaqinroqda ko'proq kiradi va chiqadi. Bu hol magnitlar atrofida magnit zaryadlar taqsimlangan shimoliy va janubiy qutblar mavjudligi haqidagi tasavvurga olib keldi.

Magnit uzunligining uning diametriga nisbati qanchalik katta bo'lsa, magnit zaryadlar magnitning shunchalik kam qismida mujassamlashgan bo'ladi. Shuning uchun juda uzun va ingichka magnitning uchlarida joylashgan nuqtaviy magnit zaryadlar to'g'risida taxminan gapirish mumkin.

Kulon uzun va ingichka magnit-qutblarining o'zaro ta'sir kuchini tajribada tekshirib, magnit zaryadlar ham xuddi elektr zaryadlar kabi o'zaro ta'sir qonuni bo'yicha ta'sirlashadi degan xulosaga keldi: ikkita nuqtaviy magnit zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi zaryadlarni tutashtiruvchi chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'lib, zaryadlar orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional:

$$F = f \frac{m_1 m_2}{r^3} r \quad (113.1)$$

bu yerda m_1 va m_2 - ikkala "magnit zaryad"ning kattaligi yoki magnetizm miqdori, f -proporsionallik koeffitsiyenti, u birliklarni tanlanishiga bog'liq. Magnit maydon kuchlanganligi elektrostatikadagi elektr maydon kuchlanganligini aniqlashga o'xshab topiladi:

$$F = mH \quad (113.2)$$

Formal nazariyada moddalarning magnitlanishi quyidagicha tushuntiriladi: atom va molekular o'zlarining magnit xossalari ko'ra elementar magnit dipollarga, ya'ni kattaliklari bir xil bo'lib, bir-biriga nisbatan kichik l kesmaga siljigan ishoralari turlicha bo'lgan ikkita magnit zaryadga o'xshash. Bunday dipol- larning magnit xossalari elektr dipollari, momentiga o'xshab aniqlanadigan magnit momentlari p_m bilan karakterlanadi:

$$p_m = q_m l \quad (113.3)$$

Shunday qilib, magnitlangan jismlarning o'zaro ta'sirini masofalar kvadratlariga teskari qonunga (113.1) bo'ysunadigan magnit zaryadlar to'g'risidagi tasavvurdan foydalanib formal tavsiflash mumkin. Ammo to'g'ri natijalar olish uchun (113.1) qonunda f ko'paytuvchini shunday tanlash lozimki, bunda jismlarda haqiqatan ham magnit zaryadlar emas,

balki yopiq toklar mavjud bo'lsin. Shuning uchun *S*l sistemasida magnit zaryadlari uchun Kulon qonunini quyidagi ko'rinishda yozish lozim:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{m_1 m_2}{r^3} \mathbf{r} \quad (113.4)$$

bu yerda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Gn/m}$ - magnit doimiysi. μ - muhitning nisbiy magnit singdiruvchanligi.

Toklarning va xayoliy magnit dipollarining o'zaro ta'sir qonunlarini taqqoslab *f* ning qiymatini belgilash mumkin, ikkita elementar 1- va 2-tokni qarab chiqamiz. Ularning magnit momentlari \mathbf{p}_{m1} va \mathbf{p}_{m2} ikkala tokni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha bir xil yo'nalgan. 2-tok turgan nuqtada 1-tok hosil qiladigan magnit induksiyasi (82.1) formulaga ko'ra

$B = \mu\mu_0 p_{m1} / 2\pi r^3$ dan iborat, shuning uchun 2-tokga, ta'sir qiluvchi kuch (85.3) formulaga ko'ra quyidagiga teng:

$$F = p_{m2} \frac{\partial B}{\partial r} = - \frac{3\mu_0 \mu p_{m1} p_{m2}}{2\pi r^4}$$

Agar ikki tok o'rinda xuddi toklardagi kabi magnit momentlarga ega bo'lgan ikkita elementar magnit dipollar bo'lsa, unda (113.1) va (113.2) formulalardan va elektr dipollari holdagi kabi fikr yuritib (15.25-§§) quyidagini olar edik:

$$F = - \frac{6f p_{m1} p_{m2}}{r^4}$$

Kuch uchun yozilgan ikkala ifodani solishtirib $f = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}$ ekanligini ko'ramiz.

Magnit zaryadlar (113.3) va elektr zaryadlar (4.1), (44.1) uchun yozilgan Kulon qonunini bir-biri bilan taqqoslab, ular orasidagi muhim farqni topamiz: o'zaro ta'sir kuchi uchun yozilgan ifodada magnit singdiruvchanlik $\mu\mu_0$ suratda, dielektrik singdiruvchanlik $\epsilon\epsilon_0$ esa maxrajda turadi. Magnit zaryadlar va magnit dipollar haqiqatda mavjud emasligi ham shunda namoyon bo'ladi. Haqiqatan ham, molekula-dipollar bo'lgan dielektriklarda elektr maydonda qutblovchi zaryadlar hosil bo'ladi, ular zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sirni susaytiradi. Magnetiklarda esa molekulyar toklarning magnit maydonda orientatsiyalanishi tufayli magnit oqimning (magnit induksiyaning) yig'indi zichligi ortadi, shuning uchun toklarga ta'sir qiluvchi mexanikaviy kuchlar va ularga ekvivalent bo'lgan dipollar ham ortadi.

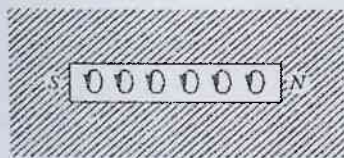
Ravshanki, Kulon qonuni (113.3) dan va xuddi elektrostatikadagi kabi ish tutib, tinch turgan magnit zaryadlar yoki magnitostatikaning magnit maydon haqidagi to'liq nazariyani rivojlantirish mumkin.

Magnetizmning formal nazariyasidan hozirgi vaqtda ham foydalaniladi, chunki bu nazariyada hisoblashlar oson va ancha ayon. Biroq hamma vaqt shuni yodda saqlash lozimki, haqiqatda magnit hodisalari toklarning o'zaro ta'siri bilan bog'liqdir.

114-§. Magnit o'zaro ta'sirga muhitning ta'siri

Toklar va magnitlarning o'zaro ta'siri atrof-muhitning xossalariga bog'liq. Chunki atrof-muhit toklar va magnitlar hosil qiladigan maydon bilan magnitlanadi va atrof-muhitning o'zi qo'shimcha kuchlar hosil qiluvchi magnit oqim maubai bo'lib qoladi.

Agar cheksiz magnetikda tokli ikki kontur bo'lsa, unda bu toklarning har biri hosil qilayotgan magnit oqim zichligining yig'indisi $B = \mu\mu_0 H$ induksiya bilan ifodalanadi, buni biz 105-§ da ko'rgan edik. Shuning uchun ikki tokning o'zaro ta'sir kuchi atrof-muhitning magnit singdiruvchanligi μ ga proporsional.



179-rasm. Doimiy magnit tashqi muhit uchun singdiruvchan bo'lmagan bo'shliq ichidagi molekulyar toklar sistemasidan iborat.

Har qanday doimiy magnit toklar (elementar toklar) sistemasidan iborat bo'lgani uchun magnitlar orasida ta'sir qiluvchi kuchlar ham μ ga proporsional bo'lib ko'rinishi mumkin. Ammo haqiqatda esa bu bog'lanish murakkabroq bo'ladi, chunki toklar va magnitlar orasida muhim farq bor: atrof-muhit tokli kontur ichiga kiradi, lekin magnitlar ichiga

kirmaydi. Shuning uchun magnetik ichiga har qanday magnitning kiritilishi magnetikning yaxlitligini buzishi aniq va uning bir jinsliligini buzadi. Magnetik ichidagi magnit atrof-muhitning magnit singdiruvchanligidan farq qiluvchi boshqa magnit singdiruvchanlik μ' ga ega bo'lgan modda bilan to'ldirilgan bo'shliqning o'zgi (179-rasm).

Magnitlar to'yinguncha magnitlangan deb faraz qilinsa masala ancha soddalashadi. Unda $\mu' \approx 1$ bo'ladi va magnitni ichida vakuum bo'lgan bo'shliq ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Ishning mohiyatini yaxshiroq bilib olish uchun biz bundan keyin faqat mana shu hol bilan cheklanamiz xolos. Dastavval tok va magnitning o'zaro ta'sirini qarab chiqamiz. Magnitga (ya'ni molekulyar toklarga) ta'sir qiluvchi kuch magnit ichidagi magnit induksiya qiymati bilan aniqlanadi. Bu induksiya vakuu'da tok hosil qiladigan induksiya $\mu_0 H$ va magnitlangan muhit hosil qiladigan induksiya B' ning qo'shilishidan hosil bo'ladi. Ammo B' bo'shliqning shakliga juda ham bog'liq bo'ladi. Shuning uchun magnitga ta'sir qiluvchi

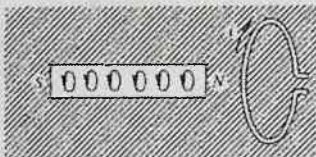
kuch magnitning shakliga bog'liq bo'lib magnitlarga ta'sir qiluvchi kuchga muhitning magnit singdiruvchanligi ta'sir qilishi to'g'risida hech qanday umumiy qonun qabul qilish mumkin emas.

Maydonga parallel joylashgan uzun magnit holini ko'rib chiqamiz (180-rasm). Magnit ichidagi (ya'ni maydonga parallel bo'lgan tirqishdagi, 104- § bilan taqqoslab ko'ring) maydonning kuchlanganligi H_1 magnetik ichidagi maydon kuchlanganligidan iborat, u vakuumdagi maydon kuchlanganligi H_0 bilan mos tushadi. Shuning uchun magnit ichidagi induksiya μH_0 ga teng va magnetik ichida tok va magnit orasidagi o'zaro ta'sir kuchi F xuddi vakuumdagi (F_0) kabi bo'ladi, ya'ni

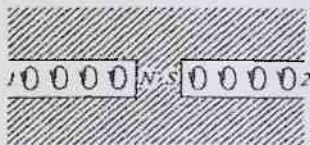
$$F = F_0 \quad (114.1)$$

va muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq emas.

Nyutonning uchinchi qonuniga ko'ra magnit tokka - F kuch bilan ta'sir qiladi, bu kuch kattaligi jihatidan teng, yo'nalishi jihatidan qarama-qarshi. Lekin tokka ta'sir qiluvchi kuch $\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{H}$ induksiya bilan aniqlanadi.



180-rasm. Tokli kontur va magnetdagi doimiy magnit



181-rasm. Magnetik ichidagi ikkita doimiy magnit.

Bundan uzun magnit hosil qilingan induksiya μ ga bog'liq emasligi, binobarin, magnit maydon kuchlanganligi μ marta kamayishi kelib chiqadi:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0/\mu \quad (114.2)$$

Endi ikkita magnitning o'zaro ta'siriga o'tamiz. O'qlari o'zaro mos tushadigan ikkita juda uzun magnitni qarab chiqamiz (181-rasm). Agar 2-magnit umuman bo'lmasa, unda 1-magnit tashqi fazoda (114.2) formula bilan ifodalanadigan maydon kuchlanganligini H_{1a} ni hosil qilar edi. Bu maydon kuchlanganligi 2-magnit ichida ham bo'ladi (104-§ bilan taqqoslab ko'ring):

$$H_{2i} = H_{1a} = H_0/\mu$$

Shuning uchun 2-magnit ichidagi induksiya $\mu_0 H/\mu$, ya'ni vakuumdagiga qaraganda μ marta kam bo'ladi, binobarin, uzun magnitlar qutblarining o'zaro ta'sir kuchi muhitning magnit singdiruvchanligiga teskari proporsional

$$F = F_0/\mu \quad (114.3)$$

Agar magnitlarning shakli boshqacha bo'lsa, unda natijalar ham boshqacha bo'lib chiqardi.

To'yinmagunga qadar magnitlangan magnitlar holida, yuqorida qarab chiqilgan bo'shliqlar ichida $\mu' \neq 1$ bo'lgan magnit moddasi bo'lar edi va o'zaro ta'sir kuchlari μ' ga ham bog'liq bo'lar edi.

115-§. Molekulyar toklarining tabiati

Moddalarning magnitlanishini tushuntirishda atom va molekular ichida yopiq elektr toklar (molekulyar toklar) mavjud degan tasavvurni asos qilib olgan edik. Endi bu toklarning fizikaviy tabiati qanday ekanligini ko'rib chiqamiz.

Hamma atomlar musbat zaryadlangan yadrolardan tuzilganligi, ularda amalda atomning hammasi massasi va biror miqdorda elektronlar mujassamlashganligi haqida gapirgan edik (7-§). Atomdagi elektronlar soni shundayki, ularning to'liq manfiy zaryadi yadroning musbat zaryadiga teng, shuning uchun normal holatda atom elektr jihatdan neytral bo'ladi.

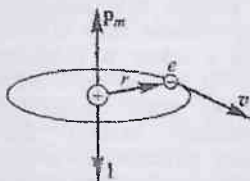
Yadro zaryadi, binobarin, atomdagi elektronlar miqdori ham elementning davriy sistemadagi o'rniga juda bog'liq. Agar Z – elementning tartib nomeri, e – elektronning zaryadi bo'lsa, unda yadro zaryadi $+Ze$ ga teng bo'lib, atomda Z elektron bo'ladi. Masalan, vodorod atomi ($Z = 1$) atigi bitta elektronga ega, Na atomi ($Z = 11$) – 11 ta elektron, temir atomi ($Z = 26$) – 26 ta elektronga ega.

Atomdagi elektronlar uzluksiz harakatda bo'ladi. Ko'pgina maqsadlar uchun, masalan, magnit hodisalarini tushuntirishda elektronlar quyosh sistemasi planetalari kabi (atomning planetar modeli orqali) yadro atrofida doiraviy yoki elliptik orbitalar bo'yicha aylanadi deb hisoblash mumkin. Atom elektronlarining har biri o'z xususiy orbitasi bo'yicha harakatlanadi, turli elektron orbitalar turli tekislikda yotadi.

Orbita bo'yicha aylanadigan elektronlar yopiq elektr tokdan iborat va aynan mana shularning o'zi molekulyar toklardan iborat deb faraz qilish tabiiydir. Amper ham molekulyar toklarning mavjudligini taxmin qilgan edi.) Bu molekulyar toklar moddalarning magnitlanishini belgilaydi. Bu

haqiqatan ham shunday ekanligini isbotlovchi tajribalarni 116-§ da ko'rib chiqamiz.

Elektronlarga faqat zaryadlar emas, balki massa ham xos bo'lgani tufayli orbital harakatlanuvchi har qaysi elektron faqat magnit momentigagina ega bo'lib qolmay (har qanday yopiq tok kabi), pildiroqqa o'xshab, yana ma'lum harakat miqdorining mexanikaviy momentiga yoki aylanma impulsiga ham ega bo'ladi. Orbitadagi



132-rasm. Elektron orbitasining magnit (p_m) va mexanikaviy (l) momentlari.

elektronning magnit momenti va uning harakat miqdori momenti orasida oddiy bog'lanish bor. Uni doiraviy orbita misolida ko'rib chiqamiz (182-rasm). Agar elektron har sekundda v marta aylansa, unda tok kuchi $i = ev$ ga teng. Orbitaning magnit momenti kattaligi p_m

$$p_m = evS$$

dan iborat, bunda S – orbita yuzasi. Agar elektron, 182-rasmda ko'rsatilganidek, soat strelkasi bo'yicha aylansa, unda tok soat strelkasiga qarama-qarshi (elektronning zaryadi manfiy) yo'naladi va orbitaning magnit momenti vektori, o'ng parma qoidasiga mos ravishda, orbita tekisligiga perpendikulyar ravishda pastdan yuqoriga yo'naladi.

Orbitaning harakat miqdorining momenti l quyidagiga teng:

$$l = m\omega r^2 = 2mvS,$$

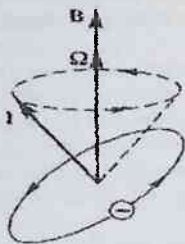
bunda $\omega = 2\pi v$ elektronning burchak tezligi. l vektor yo'nalishi ham o'ng parma qoidasiga bo'ysunadi. 182-rasmdan l va p_m ning yo'nalishi qarama-qarshi ekanligi ko'rinib turibdi. Aytilganlardan, orbita magnit momentining uning mexanikaviy momentiga nisbati v va S ga bog'liq bo'lmisligi va faqat quyidagi universal doimiy bilan aniqlanishi kelib chiqadi.

$$\Gamma = p_m/l = -1/2 (e/m)$$

bunda e/m – elektronning solishtirma zaryadi bo'lib, $1,76 \cdot 10^{11}$ Kl/kg ga teng. Bu formuladagi minus ishora p_m va l ning yo'nalishi qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi. $\Gamma = p_m/l$ nisbatni *giromagnit nisbat* deyiladi. (115.1) formulani doiraviy orbita uchun yozdik. U elliptik orbitalar uchun ham o'rinli ekanligini ko'rsatish oson.

Endi orbitada harakatlanayotgan elektronga tashqi magnit maydon ta'sir qilsa, nima ro'y berishini ko'rib chiqamiz.

Magnit maydonda yopiq tokka juft kuch ta'sir qiladi (85-§). Orbitada elektron pildiroqqa o'xshagani uchun bu juft kuch ta'siri ostida elektron ham xuddi pildiroq kabi precession harakat qiladi, ya'ni qo'shimcha tekis aylanish (harakat) oladi, bunda l vektor B induksiya yo'nalishi atrofida biror Ω burchak tezlik bilan konus chizadi (183-rasm). Oddiy hisoblashlar ko'rsatadiki (5-qo'shimchaga qarang), agar aylanayotgan zarra manfiy zaryadga (elektronga)



183-rasm. Larmor precessiyalari

ega bo'lsa, unda burchak tezlik vektori Ω induksiya yo'nalishi B ga parallel yo'nalgan, precessiyaning burchak tezligi kattaligi esa

$$\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{m} \right) B \quad (115.2)$$

ga teng bo'ladi. Bu presessiyaning tezligi orbitaning orientatsiyasiga, ya'ni \mathbf{l} va \mathbf{B} vektorlar orasidagi burchakka bog'liq emas.

Biz ta'riflagan natija Larmor teoremasining mazmunidan iborat: *magnit maydonning harakatlanayotgan elektronga ta'siri, tashqi magnit maydon yo'nalishi atrofidagi boshlang'ich tekis aylanma harakatining qo'shilishidan iborat.*

Shunday qilib, tashqi magnit maydon elektron orbitalarini bevosita qayta orientatsiyalamay, ularni faqat presessiyalantiradi. Agar presessiyani tomzlovchi biror sabab bo'lsa, masalan, qo'shni atomlar bilan to'qnashishlar bo'lsa, unda elektron o'z orientatsiyasini asta-sekin o'zgartirib, nihoyat shunday tarzda joylashib qolishga intiladiki, bunda orbitaning magnit momenti magnit maydonga parallel bo'lib qoladi.

Atom elektronlar to'plamidan iborat, shuning uchun magnit va mexanikaviy momentlarga ega bo'lib, ular atomning ayrim elektronlari momentlarining vektor yig'indisidan iborat. Tashqi maydonda atomlar dastlab presessiyalanadi, keyin esa to'qnashishlar ta'siri ostida maydon yo'nalishida orientatsiyalanadi, bunda modda ma'lum yig'indi magnit momentga ega bo'ladi, ya'ni magnitlanadi.

116-§. Magnitomexanik va mexanomagnit hodisalar

Yuqorida ko'rib chiqilgan tasavvurlar, ya'ni atomning harakatlanuvchi elektronlari molekulyar toklardan iboratligi to'g'risidagi tasavvurlar moddalar magnitlanishining har qanday o'zgarishi ma'lum mexanikaviy hodisalar bilan ro'y berishiga olib keladi. Haqiqatan ham, \mathbf{l} elektron orbitaning mexanikaviy momenti uning magnit momenti \mathbf{p}_m bilan (115.1) ifoda orqali bog'langan. Agar \mathbf{I} – magnitlanish vektori, τ – jism hajmi bo'lsa, unda jismning to'liq magnit momenti $\mathbf{I}\tau$ dan iborat bo'ladi. U barcha molekulyar toklar momentlarining vektor yig'indisiga teng.

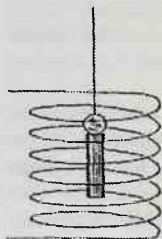
$$\mathbf{I}\tau = \sum \mathbf{p}_m$$

(115.1) ga ko'ra bu magnit momentga harakat miqdorining mexanikaviy momenti \mathbf{L} to'g'ri keladi.

$$\mathbf{L} = \sum \mathbf{l} = \frac{1}{\tau} \mathbf{I}\tau. \quad (116.1)$$

Agar jism dastavval magnitlanmagan bo'lsa, unda $\mathbf{I} = 0$ va barcha elementar toklarning mexanikaviy momentlari yig'indisi $\mathbf{L} = 0$ bo'ladi. Elementar toklar magnitlanganda (116.1) formula bilan ifodalanadigan mexanikaviy momentlar yig'indisi \mathbf{L} ga ega bo'ladi. Ammo elementar toklar orientatsiyasi to'qnashishlar, ya'ni ichki kuchlar ta'siri ostida ro'y beradi, shuning uchun harakat miqdori momentning saqlanish qonuniga bo'ysunishi lozim. Demak, magnitlanayotganda jism harakat miqdori

momenti L ga ega bo'lishi ya'ni magnitlanish vektori I ga parallel bo'lgan o'q atrofida aylana boshlashi lozim.

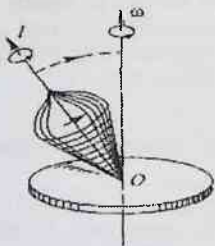


184-rasm.

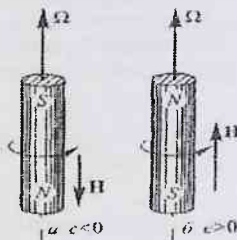
Magnitomekanik hodisani kuzatish uchun tajriba sxemasi.

Magnitlanishda aylana harakatning yuzaga kelishi *magnitomekanik* hodisa deb ataladi. U mexanikadagi Jukovskiy skameykasi bilan qilinadigan tajribaga o'xshaydi: agar aylanayotgan kursida o'tirgan kishi aylanayotgan maxovikni bursa, unda sistema harakat miqdorining saqlanish qonuni tufayli kursi eksperimentator bilan birga aylana boshlaydi.

Magnitomekanik hodisani 1915 yilda birinchi bo'lib Eynshteyn va Gaz tajribada kuzatishgan edi. Bu tajribalarda uncha katta bo'lmagan temir silindrchani ingichka tolaga osib, solenoid ichiga joylashtirilgan edi (184-rasm). Silindrni magnitlayotganda u burila boshlaydi, magnit maydon o'zgartirilganda aylanish yo'nalishi o'zgaradi. Silindr burilishi unga mahkamlab qo'yilgan uncha katta bo'lmagan ko'zgu yordamida qayd qilinadi. Bunda yuzaga keladigan burchak tezlik juda kichik bo'ladi. Masalan: diametri bir necha millimetr bo'lgan temir silindr 10^4 A/m maydonda 10^{-3} rad/sek burchak tezlikka ega bo'ladi xolos. Shuning uchun kuzatiladigan effektni kuchaytirish uchun Eynshteyn va Gaz mexanikaviy rezonans hodisasidan foydalanishdi: ular silindrning buralma tebranish chastotasini o'zgaruvchan tok chastotasiga tenglashtirdilar.



185-rasm Pildiroqning majburiy presesiyasi



186-rasm. Mexanomagnit hodisasi.

Magnitomekanik hodisa bilan birga unga teskari bo'lgan hodisa ham mavjud jismning mexanikaviy aylanishi shu jismni magnitlantiradi.

Ma'lumki, agar aylanayotgan pildiroqni biror o'q atrofida qo'shincha aylanishda (majburiy presessiya) qatnashishga majbur qilinsa, unda

pildiroqqa juft kuch ta'sir qila boshlaydi, bu juft kuch pildiroq o'qi va majburiy presessiya o'qi orasidagi burchakni kamaytirishga va pildiroqni bu ikkala o'qning parallel joylashtirishga intiladi (185-rasm).

Atomlar ma'lum harakat miqdori momentiga ega bo'lgani tufayli jismni aylantirganda bu atomlar xuddi pildiroq kabi orientatsiyalanadi. binobarin, magnitlanadi.

Aylantirganda magnitlanish (*mexanomagnit* hodisa) tajribada kuzatiladi va uni birinchi bo'lib, Barnett payqagan edi. Bu tajribada uncha katta bo'lmagan silindri o'z o'qi atrofida tez aylantirilib so'ngra aylanish tufayli hosil bo'lgan magnitlanish o'lchanadi. Odatda kuzatilayotgan effektning miqdoriy o'lchovi qilib tashqi magnit maydon kuchlanganligi H qabul qilinadi. Bu magnit maydon kuchlanganligi ham aylantirgandagi kabi magnitlanadi (ekvivalent maydon). Bu ekvivalent maydon juda ham kichik bo'ladi. Masalan, aylanish tezligi hatto 6000 ayl/min bo'lganda ham bu magnitlanish taxminan $10^{-2} A \cdot m$ ga teng, ya'ni Yerning magnit maydonidan taxminan ming marta kam bo'ladi.

Mexanomagnit hodisa (xuddi magnitomekanik hodisa kabi) magnitlanishga sabab bo'luvchi molekulyar toklarning mexanikaviy momentga ega bo'lishini ko'rsatadi. Hosil bo'layotgan magnitlanish ishorasini aniqlab, harakatlanayotgan zarralar zaryadining ishorasini aniqlash mumkin. Masalan, agar zarralar manfiy zaryadga ega bo'lsa, unda har qaysi elementar tokning magnit va mexanikaviy momentlari qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi (115-§). Shuning uchun jismning magnit momenti va ekvivalent maydonning yo'nalishi ham aylanishning burchak tezligiga qarama-qarshi bo'ladi (186a-rasm). Agar zarralarning zaryadi musbat bo'lsa, unda jismning magnit momenti va aylanishning burchak tezligi bir xil yo'nalgan bo'ladi (186-rasm). Tajribalar, paydo bo'layotgan magnitlanish zarralarning manfiy zaryadiga mos kelishini ko'rsatadi, shuning uchun mexanomagnit hodisasi ham jismlarning magnitlanishiga sabab – harakatlanayotgan elektronlar ekanligi to'g'risidagi taxmini tasdiqlaydi.

117-§. Elektronning magnit va mexanikaviy momentlari

Magnitomekanik va mexanomagnit hodisalarni mukammal o'rganish elementar toklarning tabiati to'g'risidagi masala dastlabki holatiga qaraganda ancha murakkab ekanligini ko'rsatdi.

Bu ikkala hodisa giromagnit nisbat kattaligi Γ ga bog'liq. Shuning uchun tajriba ma'lumotlariga ko'ra giromagnit nisbatni aniqlash va uni elektron qobiq uchun kutilgan nazariy qiymat (115.1) bilan taqqoslash mumkin. Bu borada qilingan birinchi tajribalar Γ ning eksperimental qiymatni (115.1) bilan mos kelmasligini va taxminan ikki marta katta

ekanligini ko'rsatdi. Giromagnit nisbatni aniqlashlar bu natijani tasdiqladi. Giromagnit nisbatning anomal qiymati quyidagi xulosaga olib keladi; atom ichida elektronning orbital harakatidan tashqari boshqa turdagi harakat ham bo'lib, u magnit va mexanikaviy momentlarning paydo bo'lishiga olib keladi. Shuning uchun elektronning o'ziga ham magnit, ham mexanikaviy momentlar tegishli bo'lib, shu bilan birga elektron uchun ularning nisbati Γ_e quyidagiga teng:

$$\Gamma_e = -e/m \quad (117.1)$$

Keyinchalik bu taxmin to'la tasdiqlandi.

Shunday qilib, elektron o'zining magnit va mexanikaviy xossalariiga ko'ra o'z o'qi atrofida aylanayotgan zaryadlangan jismga o'xshar ekan. Shuning uchun dastlab «aylanayotgan elektron» to'g'risidagi tasavvur bilan birga fizikaga doir adabiyotlarda elektron *spini* degan termin paydo bo'ldi. Elektron spini Elektronning xususiy mexanikaviy harakat miqdori momentini bildiradi.

Shuni qayd qilib o'tish lozimki, elektron spini termini hozirgi vaqtda ham ko'p qo'llanilsada, elektronning mexanikaviy aylanishi to'g'risidagi tasavvurni unga bog'lab bo'lmaydi. Atomning kvant fizikasi rivojlanishi bilan makroskopik mexanika obrazlarini atom dunyosi sohasiga ko'chirish mumkin emasligi ko'rindi. Hozirgi vaqtda biz elektronni o'z zaryadi, massasi, magnit va mexanikaviy momentlari bilan xarakterlanadigan elementar zarralardan biri kabi qaraymiz.

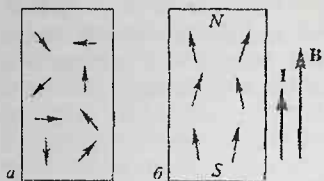
Elektronning magnit va mexanikaviy momentlari faqat moddalarning magnit xossalariidagina namoyon bo'lib qolmay, balki boshqa ko'pgina hodisalarda, jumladan, optikaviy spektrlar xossalariida ham namoyon bo'ladi. Shuning uchun elektronlarda bu xossalarning mavjudligi hozirgi vaqtda juda katta ishonchilik bilan aniqlangan. Barcha tajriba ma'lumotlari elektronning magnit momenti $9,283 \cdot 10^{-21}$ SGSM birlik yoki $9,283 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ ga teng degan xulosaga olib keladi. U *magneton* deb ataladi.

Atomlar magnetizmining vujudga kelishiga sabab birinchidan, elektronlar harakati, bu harakatni yopiq orbitalar bo'yicha aylanma harakat deb tasavvur qilish mumkin, ikkinchidan, elektronlarning o'z magnetizmi, elektronlarning orbital harakatiga bog'liq bo'lmagan holda ular magnit maydon manbaidan iborat bo'ladi.

118-§. Para va diamagnetizmning tushuntirilishi

Atomlarning asosiy magnit xossalariini bilib olib, moddaning magnit xossalariini tushuntirishga o'ta olamiz.

Moddalarning paramagnit xossalari atomlarda ma'lum magnit moment borligi bilan tushuntiriladi. Magnit moment yo'qligida paramagnetikdagi



187-rasm. Paramagnetizmning tushuntirilishi.

a – maydon yo‘qligidagi paramagnetik, b – tashqi maydondagi paramagnetik

atomlarning magnit momentlari issiqlik harakati tufayli tartibsiz joylashgan bo‘ladi (187-rasm). Shuning uchun alohida atomlar momentlarining vektor yig‘indisiga teng bo‘lgan jismning magnit momenti nolga yaqin, binobarin, jism magnitlanmagan bo‘ladi. Tashqi magnit maydonda har qaysi atomga juft kuch ta‘sir qilib, atomlarning magnit momentlarini maydonga parallel o‘rnatishga harakat qiladi. Natijada bu paramagnetik ichida

atomlar tartibli joylashadi va magnitlanish nolga teng bo‘lmaydi (187-rasm). Bunda I magnitlanish yo‘nalishi (janubdan shimolga) B induksiya yo‘nalishiga parallel bo‘lib, bu paramagnetiklar uchun xarakterlidir. Paramagnetikning temperaturasi qanchalik yuqori bo‘lsa, atomlarning joylashishi (orientirovkasi) shunchalik kuchsiz, ya‘ni magnitlanish shunchalik kuchsiz bo‘ladi. Paramagnetiklar qiziganda ularning magnit qabul qiluvchanligi kamayishi shu bilan tushuntiriladi.

Aytilganlardan ko‘rinib turibdiki, paramagnetizmning tushuntirilishi qutbli molekullali dielektriklar qutblanishining tushuntirilishiga (48-§) mos keladi, bunda yakkayu-yagona farqi dielektrik qutblanishi uchun atomlarning elektr momentlari muhim, magnitlanishi uchun esa ularning magnit momenti muhimligidir. Shuni qayd qilib o‘tish kerakki, tarixda paramagnetizm nazariyasi Lanjeven tomonidan dielektriklar nazariyasidan ilgariroq rivojlantirilgan. So‘ngra bu nazariya tasavvurlarini Debay dielektriklarga ko‘chirgan edi, xolos.

Paramagnetizm nazariyasining ba‘zi natijalari ustida mukammalroq to‘xtalib o‘tamiz. Atomning magnit momenti p_m ning tashqi magnit maydon yo‘nalishiga proyeksiyasining o‘rtacha qiymati $\overline{p_{mH}}$ bo‘lsin. Unda atomlar kuchsiz orientatsiyalangan hol uchun (48.1) ga o‘xshash formula o‘rinli bo‘ladi:

$$\overline{p_{mH}} = \frac{p_m^2}{3kT} \mu_0 H'$$

bu yerda H' – atomga ta‘sir qilayotgan maydon kuchlanganligi, T – absolyut temperatura, k – Bolsman doimiysi moddaning hajm birligidagi atomlar sonini n orqali belgilaymiz. Unda hajm birligining magnit momenti (magnitlanishi)

$$I = n\overline{p_{mH}} = \frac{np_m^2}{3kT} \mu_0 H'. \quad (118.1)$$

Boshqa tomondan $I = \chi H$, bunda χ -magnit qabul qiluvchanlik. Barcha paramagnetiklar juda kuchsiz magnitlangani uchun H va H' orasidagi farq uncha katta bo'lmaydi, $H' = H$ deyishi mumkin. Shuning uchun (118.1) dan

$$\chi = I/H = C/T \quad (118.2)$$

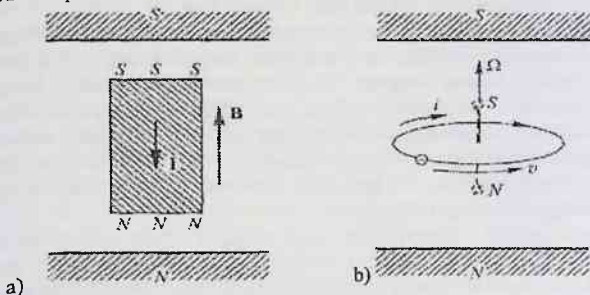
kelib chiqadi, bunda

$$C = \frac{np_m^2}{3k} \mu_0$$

belgilash kiritilgan. Bu formula bizga ma'lum bo'lgan Kyuri qonunini (110-§) ifodalaydi u Lanjeven nazariyasida nazariy tushuntiriladi.

Metallar paramagnetizmi bir oz boshqacharoq xarakterga ega. Biz bilanizki, metallarda o'tkazuvchanlik elektronlari mavjud bo'lib, ular ayrim atomlarga tegishli bo'lmaydi va o'ziga xos elektron gaz hosil qiladi, Elektronlarda xususiy magnit moment bo'lgani uchun bu elektron gaz paramagnetizma (erkin elektronlar paramagnetizmiga) ega. Ammo yuqorida bayon qilingan Lanjeven nazariyasini metallardagi elektron gazga tatbiq qilib bo'lmaydi, chunki metallar ichida elektronlarning harakati klassik qonunlar bilan emas, balki kvant nazariyasi qonunlari bilan tavsiflanadi.

Endi diamagnetiklarning mavjudligi qanday tarzda tushuntirilishini qarab chiqamiz.



188- rasm. Diamagnetizmnin tushuntirilishi.

a-diamagnetikda magnitlanish vektorining va magnitlovcha maydonning o'zaro yo'nalishi. b-Larmor pretseyesiyasi tufayli elektron orbitaning magnit momenti o'zgarishiga mos keluvchi magnit dipol.

Diamagnetiklar uchun xarakterli hol ularda I magnitlanish vektori magnitlovchi maydonga qarama-qarshi yo'nalgan. Buni 109-§ da ko'rgan edik (188a-rasm). Diamagnetiklarning bunday tabiatini magnetizmnin formal nazariyasi yordamida, ya'ni magnetiklar ostida magnit dipollari mavjud deb taxmin qilib tushuntirib bo'lmaydi. Haqiqatan ham, bunda

quyidagicha deyish mumkin edi: tashqi maydonda dipollarning shimoliy uchlari ta'sir qilayotgan magnitning shimoliy qutbga, janubiy uchlari esa janubiy qutbga qarab joylashadi yoki boshqacha aytganda, bir xil ishorali magnit qutblari itarilmaydi, balki tortiladi. Aksincha, diamagnetiklarning mavjudligi molekulyar toklarning borligi bilan tushuntirilishi tabiiy. Diamagnetizmni ham birinchi bo'lib Lanjeven tushuntirgan edi. Uning nazariyasining asosiy g'oyasini 188- b rasm bilan tushuntiriladi. Atom ichidagi biror elektron orbitasini qarab chiqaylik. Vaqtning biror momentida tashqi magnit maydonni uladik, deylik. Elektronning harakati o'zgaradi, Larmor presessiyasi ro'y beradi, shu bilan birga elektronning harakatlanish holi uchun ($e < 0$) presessiyaning burchak tezlik vektori Ω maydon B ning yo'nalishiga parallel yo'nalgan (115-§). Bu 188-rasmda elektronning soat strelkasi yo'nalishiga teskari (agar yuqoridan qaralsa) qo'shimcha aylanishiga mos keladi. Manfiy zarraning soat strelkasiga teskari aylanishi soat strelkasi bo'yicha oqayotgan tokdir. Bunda tokning shimoliy tomoni pastdan joylashadi, janubiy tomoni yuqoridan joylashadi, ya'ni presessiya tufayli paydo bo'layotgan orbitaning qo'shimcha magnit momenti janubiy uchi magnitning janubiy qutbiga, shimoliy uchi esa shimoliy qutbiga qaragan dipolga mos keladi (diamagnit effekti). Shunday qilib, Larmor presessiyasi diamagnetizmining mavjudligini to'la-to'kis tushuntiradi. Lanjevenning diamagnetizm nazariyasi diamagnetizmni faqat sifat jihatidan tushuntirib qolmay, balki magnit qabul qiluvchanlik kattaligining to'g'ri tartibiga (aniq qiymatiga) ham olib keladi.

Yuqorida biz atom ichidagi elektron orbitalarining Larmor presessiyasi tufayli paydo bo'ladigan diamagnetizmni qarab chiqdik. Agar modda metallardan iborat bo'lsa, unda o'tkazuvchanlik elektronlari bilan bog'liq bo'lgan qo'shimcha diamagnit effekt ham paydo bo'ladi. Bu effektning L.D.Landau nazariy jihatdan aniqlagan edi. U Lorens kuchi tas'irida magnit maydonda elektronlar yo'lining qiyshayishi ham diamagnetizmga (erkin elektronlar diamagnetizmiga) olib kelishini ko'rsatdi. Ammo hisoblashlar bu diamagnetizm elektronlarning xususiy magnit momentlari bilan bog'liq bo'lgan paramagnetizmdan uch marta kichikligini ko'rsatadi. Shuning uchun erkin elektronlar diamagnetizmi bevosita tajribada kuzatilmaydi va ikkala effektning bir vaqtda ro'y berishi natijasida metallarda elektron gaz doim paramagnit bo'ladi.

Yuqoridagi aytilganlarni umumlashtirib nima uchun bir xil moddalar paramagnetiklar, boshqalari diamagnetiklar bo'lishini tushunib olishimiz mumkin. Magnit maydondagi har qanday atomning barcha elektronlari Larmor presessiyasiga duch kelgani tufayli barcha moddalarning atomlari diamagnit xossalari tashuvchilar bo'ladi. Ammo bu modda diamagnetik

bo'ladi degan so'z emas, chunki atomlar doimiy yig'indi magnit momentga ega bo'lib, bu ularning paramagnit xossalariга sabab bo'ladi. Agar atomlarning magnit momenti katta bo'lsa, unda paramagnit xossalari diamagnit xossalariđan kuchli bo'ladi va modda paramagnetik bo'ladi. Agar magnit momenti kam bo'lsa, unda diamagnit xossalari kuchli bo'ladi va modda diamagnetik bo'ladi. Jumladan, barcha inert gazlarning atomlari nolga teng bo'lgan to'liq magnit momentiga ega. Shuning uchun ularda faqat bitta diamagnit effekt bo'ladi va barcha inert gazlar diamagnit bo'ladi.

119-§. Ferromagnetizmni tushuntirish

Endi ferromagnetizmni tushuntirshiga o'tamiz. Hozirgi zamon ferromagnetiklar nazariyasi rivojlanishi quyidagi asosiy tajriba dalillariga tayanadi. Birinchidan, 110-§ da ba'zi ferromagnetiklarni kichik magnitlovchi maydon ta'siri ostida magnitlab, magnitlanishni dastlabki nol qiymatdan juda ulkan to'yinish qiymatigacha o'zgartirish mumkinligini ko'rgan edik. Bu hol ferromagnetiklar uchun xarakterli bo'lib, paramagnetiklardan keskin farq qiladi. Taqqoslash uchun normal paramagnit tuz, masalan, $FeSO_4$ xona temperaturasida $10 A/m$ maydon ta'siri ostida magnitlanishni ba'zi magnit-yumshoq ferromagnit qotishmalarga qaraganda bir necha yuz million marta kam oshirishini ko'rsatamiz.

Ikkinchi xususiyati ferromagnit moddalar atomlarining magnit momentlari kattaligiga tegishlidir. To'g'ri tajribalar (Shtern va Gerlax tajribalari) ferromagnit moddalar atomlarining magnit momentlari ham paramagnetiklarniki kabi kattalik tartibida bo'lishini va uncha katta bo'lmagan magneton bilan o'lchanishini ko'rsatadi. Bundan ferromagnetizmni paramagnetizm nazariyasiga o'xshash nazariya yordamida tushuntirish mumkin emasligi va ferromagnit xossalarni atomda magnit momenti borligi bilan tushuntirish mumkin emasligi kelib chiqadi.

Uchinchi muhim tajribaviy dalil giromagnit nisbat kattaligi Γ ga bog'liq. Bu kattalik ferromagnetiklarda elektron orbitalar uchun kutiladigan nazariy qiymatga qaraganda taxminan ikki marta katta bo'lib, elektronning xususiy magnit va mexanikaviy momentlari nisbatiga to'g'ri keladi. Bu hol ferromagnetiklarning magnitlanishiga elektronlarning (elektron spinlarning) xususiy magnit momentlarining juda kuchli orientatsiyasi sabab bo'ladi (atomlarning yaxlit magnit momentlarining kuchli orientatsiyasi bilan emas). Tajribada tasdiqlangan hozirgi zamon tasavvurlariga ko'ra ferromagnetizmning mohiyati ularda elementar magnit momentlarning kuchli orientatsiyalanishi tashqi magnit maydonga bog'liq bo'lmagani holda ro'y berishidan iborat. Demak, ferromagnetik hech qanday magnit maydonsiz muayyan temperaturaga javob beradigan bo'lib to'yinib

magnitlanar ekan (189a-rasm). Bunday o'z-o'zidan ixtiyoriy yoki spontan magnitlanib ferromagnetiklarning eng xarakterli xossaligidir.

Ko'rsatilgan tasavvurlar 1892 yildayoq B.L.Rozing ishlarida aytilgan edi. 1907-yil Veys tomonidan qaytadan ilgari surildi. Ferromagnetiklar tashqi maydon yo'qligida magnitlanmagan bo'lishi mumkinligi tufayli, bu ziddiyatni tushuntirish uchun Veys ikkinchi asosiy gipotezani ilgari surdi. Bu gipotezaga ko'ra ferromagnetik juda ko'p mayda (biroq makroskopik) sohalarga yoki domenlarga ajratiladi. Bu sohalarning har biri Kyuri temperaturasidan past temperaturada juda kuchli magnitlangan bo'lib, magnitlanish yo'nalishi turli domenda turlicha. Ular shunday yo'nalganki, ferromagnetikning to'liq magnit momenti nolga teng (189b-rasm).

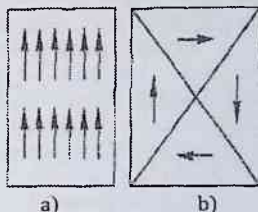
1928 yilda Y.I.Frenkel va so'ngra Geyzenberg o'z-o'zidan magnitlanishning fizikaviy sababi to'g'risidagi savolni prinsipial ravishda hal qilishdi. Ular elektron spinlarining kuchli orientatsiyalanishi almashinuv o'zaro ta'sir kuchlari tufayli sodir bo'lishini ko'rsatishdi. Klassik fizikada tushuntirib bo'lmaydigan bu kuchlarning yangi sinfini endi rivojlanayotgan atomning kvant fizikasi tasavvurlari asosidagina tushuntirilgan edi.

Ferromagnetiklarda

domenlarning mavjudligi hozirgi vaqtda turli tajribalarda isbotlangan. To'g'ridan-to'g'ri kuzatiladigan eng yaxshi metod kukun figuralar metodidir. Agar yaxshilab siqilgan ferromagnetik sirtida mayda ferromagnit (masalan, Fe_2O_3) zarralari muallaq turadigan suyuqlik qatlami hosil qilinsa, u holda bu mayda zarralar maydon bir jinsli bo'lmagan joylarga ko'proq cho'kadi.

Ammo domenlar chegarasi yaqinida maydonning bir jinsliliigi buzilgan bo'ladi, shuning uchun cho'kkan kukun o'z-o'zidan magnitlanish sohalari chegarasini chizadi.

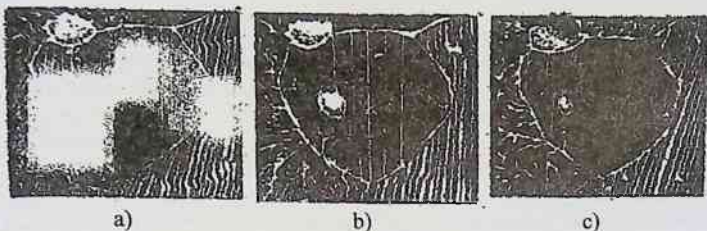
190-rasmda kattalashtirishi uncha katta bo'lmagan mikroskopda ko'rinadigan kukunlarning fotosurati keltirilgan. Tashqi magnit maydon bo'lmaganda ham domenlar kuzatiladi. Ferromagnetiklar bilan bajarilgan ko'pgina tadqiqotlarda kukunli figuralar metodidan foydalanilgan edi. Bu metod domenlarning o'lchamlari, shakli va joylashishini, shuningdek, tashqi magnit maydonda domenlarning, o'zgarishini aniqlashga imkon berdi.



180-rasm. O'z-o'zidan magnitlanishida elektronlar spinlari joylashishning sxematik ta'siri (past temperaturada)

(a) va alohida domenlarda

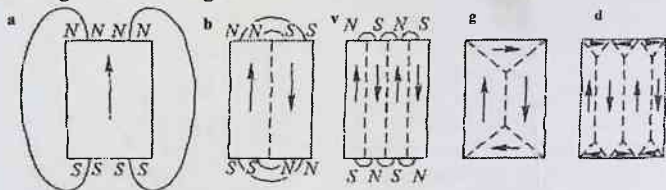
(b) magnitlanish yo'nalishi



190- rasm. Deformatsiyalangan kremniyli po'latdagi domenlar (80 marta kattalashtirilgan)

a) maydon yo'qligida b) magnit maydon chizma tekisligiga perpendiklyar c) o'shanday kuchlanganlikli, lekin qarama-qarshi yo'nalgan magnit maydon bo'lganida.

Nima uchun ferromagnetiklarda odatda ko'p sonli domenlar paydo bo'lishini batafsilroq o'rganaylik. Soddalik uchun ferromagnetik juda ham anizotrop va uning yengil magnitlanadigan o'qi namuna sirtiga perpendiklyar deb hisoblaymiz. 191a-rasmda bitta domendan iborat ferromagnetik tasvirlangan.



191-rasm. Domenlar paydo bo'lishini tushuntirishga doir.

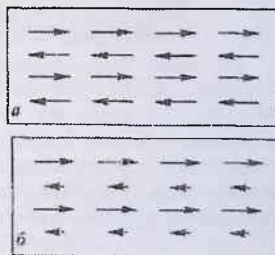
Bu holda tashqi fazoda ma'lum miqdor energiyaga ega bo'lgan magnit maydon paydo bo'ladi, 191b-rasmda magnitlanish yo'nalishi qarama-qarshi bo'lgan ikkita domen bor. Bu yerda tashqi magnit maydon masofa ortishi bilan a holdagiga qaraganda tezroq kamayadi va maydonda to'plangan energiya ham kam bo'ladi. 191v-rasmda ko'rsatilgan holda magnit maydon amalda bevosita magnetik sirtiga yaqin joydagina mavjud bo'ladi va maydon energiyasi yanada kamayadi. 191g-rasmda tashqi fazoda magnit maydon umuman bo'lmagan hol tasvirlangan. Bu yerda yon sirtlari magnitlanish vektori bilan hamma joyda 45° burchak hosil qiladigan uch yoqli prizmalar shaklidagi «tutashtiruvchi» domenlar bor. Shu tufayli magnit oqim faqat ferromagnetik ichidan o'tib, u chegaraviy domenlar vositasida tutashadi, *tutashtiruvchi* domenlar deb atalishining ham sababi shunda, g holat oldingi holatga qaraganda energetik jihatdan ancha qulay, shuning uchun a holatda turgan ferromagnetik g holatga o'tishga intiladi.

Nihoyat, 191d-rasmda tutashtiruvchi domenlar bilan birgalikda domenlar to'plami ko'rsatilgan bo'lib, unda ham tashqi maydon yo'q. Bunday shakldagi domenlar tajribada kuzatiladi. Shunday qilib, domen strukturalar hosil bo'lishida ferromagnetik energiyasi kamayishi tufayli ferromagnetiklarning domenlarga ajralishi sodir bo'ladi (L.D.Landau va E.M.Lifshis). Biz yuqorida tashqi magnit maydon bo'lmagandagi ferromagnetikni ko'rib chiqdik va uning faqat xususiy magnit energiyasini hisobga oldik. Agar yana boshqa energiya manbalari, masalan, mexanikaviy kuchlanish yoki tashqi magnit maydon ham bo'lsa, unda domenlarning shakli sistemasining to'liq energiyasi bilan aniqlanar edi. Shuning uchun mexanikaviy kuchlar va tashqi maydon borligida domen strukturalari o'zgaradi.

O'z-o'zidan magnitlanish (elektron spinlarining orientatsiyalanishi) ro'y berganda magnetik deformatsiyalanadi. Agar Kyuri temperaturasidan yuqoriroq temperaturada ferromagnetik monokristalidan shar qirqib olinsa, Kyuri temperaturasidan past temperaturagacha sovganida shar ellipsoidga aylanadi. O'ta magnitlanganda ham domenlarning shakli va o'lchamlari o'zgaradi. Shuning uchun ferromagnetik butunicha qaraganda magnitlanmagan bo'ladi, magnitlanishda esa deformatsiyalanadi.

Magnitlanishda deformatsiya hodisasini o'tgan asr o'rtalarida Joule ochgan edi. U *magnitostriksiya* deb ataldi. Bunda paydo bo'ladigan deformatsiya juda kam. $10^5 A/m$ tartibidagi maydonda namunaning nisbiy uzayishi $\Delta l/l$ odatda $10^{-6} - 10^{-8}$ tartibida bo'ladi. Magnitostriksiyadan teskari Pyzeoelektr effekt kabi (52-§) quvvatli ultratovush to'liqin nurlagichlari yaratishda va boshqa maqsadlarda foydalaniladi.

Almashinish o'zaro ta'sir kuchlari ferromagnetiklardagi elektron spinlarini parallel joylashtiradi. Almashinish kuchlari jism strukturasiga bog'liq bo'lgani uchun ular yuzaga keltiradigan spinlar orientatsiyasi turli xarakterda bo'lishi mumkin. Shunday moddalar ham mavjudki, ularda ham elektron spinlarining kuchli orientatsiyasi mavjud, biroq ferromagnetiklardan farqli o'laroq, ularda elektron spinlari juft-juft bo'lib antiparallel joylashgan bo'ladi.



192-rasm. Antiferromagnetiklarda (a) va ferritlarda (b) magnitlanish xarakteri (sxematik ko'rinishi).

Eng oddiy holda elektron spinlari bir-biriga kiritilgan va qarama-qarshi yo'nalishda magnitlangan fazoviy panjaralarga o'xshaydi (192-rasm).

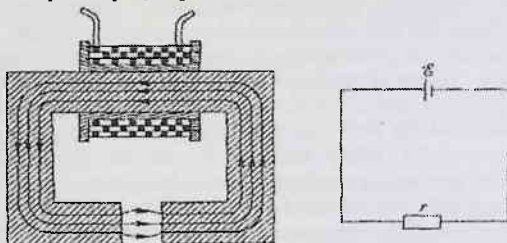
XII BOB. MAGNIT OQIMIDAN TEXNIKADA FOYDALANISH. GENERATORLAR VA DVIGATELLAR

120-§. Magnit zanjirlar

Hozirgi zamon elektrotexnikasida magnit oqimdan keng foydalaniladi. Elektromagnitlar, kuchli elektr tok generatorlari, elektrodvigatellar, transformatorlar va ko'pgina o'lchov asboblarning ishlashi ularda magnit oqim mavjud bo'lishiga asoslangan.

Magnit oqimni kuchaytirish uchun deyarli doim ferromagnit materiallar ishlatiladi. Bu materiallardan turli shakl va o'lchamdagi jismlar tayyorlab, kerakli kattalikdagi magnit oqimlar hosil qilish va ularni istalgan yo'nalishda yo'naltirish mumkin ekan. Ichidan magnit induksiya yopiq chiziqlari o'tadigan jismlar to'plami *magnit zanjiri* deyiladi.

VIII va XI boblarda ko'rib chiqilgan magnit maydonning umumiy qonunlari berilgan har qanday magnit zanjiridagi magnit oqimni hisoblashga imkon beradi. Ammo amalda bu qonunlardan bevosita foydalanmay, balki dastavval ulardan ba'zi umumiy natijalarni yoki magnit zanjiri qonunlarini keltirib chiqarib, so'ngra bu xususiyroq qonunlarni amaliy masalalarni yechishga tatbiq etish qulayroq bo'ladi.



194- rasm. Tarmoqlanmagan magnit zanjiri va unga mos elektr zanjiri.

Dastavval oddiy yoki tarmoqlanmagan magnit zanjirini ko'rib chiqamiz (194-rasm). Bu zanjir ikki qismdan, magnit singdiruvchanligi μ bo'lgan materialdan qilingan kesimi S yarmo va magnit singdiruvchanligi μ_1 bo'lgan o'shanday kesimli havo oralig'idan iborat deb hisoblaymiz. So'ngra induksiya o'rta chizig'i ajratamiz va unga magnit kuchlanish to'g'risidagi teoremani (81-§) tatbiq qilamiz:

$$Hl + H_1 l_1 = Ni,$$

bunda H – yarmo ichidagi maydon kuchlanganligi, H_1 – havo oralig'idagi maydon kuchlanganligi, l – yarmoning induksiya o'rta chizig'i bo'yicha

o'lgangan uzunligi, l_1 — havo oraliq uzunligi, N — cho'lg'amdagi o'ramlar soni, i — undagi tok kuchi.

Induksiya chiziqlari uzluksiz bo'lgani tufayli yarmo ichidagi va havo oraliq ichidagi magnit oqim Φ ning qiymati bir xil bo'ladi. Keyin quyidagi

$$\Phi = BS, \quad B = \mu\mu_0 H$$

ifodalardan foydalanib maydon kuchlanganligini oqim orqali ifodalash mumkin, ya'ni

$$H = \Phi/\mu\mu_0 S, \quad H_1 = \Phi/\mu_1\mu_0 S.$$

Bu ifodalarni birinchi formulaga qo'yib, undan Φ oqimni topamiz:

$$\Phi = \frac{Ni}{\frac{l}{\mu\mu_0 S} + \frac{l}{\mu_1\mu_0 S}}$$

Olingan formula 194-rasmda tasvirlangan yopiq elektr zanjiri uchun Om qonuniga o'xshaydi. Bunda

$$\mathcal{E}_m = Ni \quad (120.1)$$

kattalik elektr yurituvchi kuch rolini o'ynaydi, shuning uchun ham u *magnit yurituvchi kuch* deb ataladi. SI sistemasida magnit yurituvchi kuch birligi — amper. Quyidagi

$$R_m = \frac{l}{\mu\mu_0} + \frac{l}{\mu_1\mu_0 S} \quad (120.2)$$

yig'indi formulaga Om qonunida elektr zanjirining to'liq qarshiligi kabi kiradi, shuning uchun uni *zanjirning to'liq qarshiligi* deyiladi. Quyidagi

$$r_m = l/\mu\mu_0 S, \quad r_{m1} = l/\mu_1\mu_0 S \quad (120.3)$$

kattaliklar zanjir sohalarining magnit qarshiligini beradi. Elektr qarshiligi singari magnit qarshiligi ham magnit o'tkazgichning uzunligi l va uning kesimi S ga bog'liq bo'lib, solishtirma elektr o'tkazuvchanlik λ rolini magnit singdiruvchanlik $\mu\mu_0$ o'ynaydi.

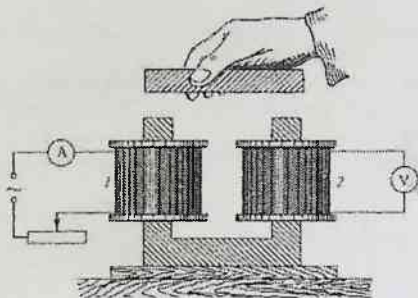
Bu tushunchalardan foydalanib olingan natijalarni quyidagicha tasavvur qilish mumkin:

$$\Phi = \mathcal{E}_m / R_m \quad (120.4)$$

Boshqacha aytganda, tarmoqlanmagan magnit zanjiridagi magnit oqim magnit yurituvchi kuchni to'liq magnit qarshiligiga bo'lishdan chiqqan bo'linmaga teng. (120.4) formuladan ko'rinishicha SI sistemasida magnit qarshiligi veberga amper (A/Vb) hisobida o'lchanadi.

(120.2) va (120.3) ni solishtirib, qaralayotgan zanjirning to'la qarshiligi uning qismlari qarshiligining yig'indisiga teng ekanligini ko'ramiz:

$$R_m = r_m + r_{m1} \quad (120.4)$$



195- rasm. Temir o‘zak tutashtirilganda uning qarshiligi kamayadi va uning ichidagi magnit oqim ortadi.

Bu natija istagancha qismlardan tuzilgan zanjir uchun ham o‘rinli, bunda magnit oqim shu qismlar orqali ketma-ket yaxlit o‘tishi lozim; magnit o‘tkazgichlari ketma-ket ulanganda ularning magnit qarshiliklari qo‘shiladi. 195-rasmda magnit qarshilikning ta‘sirini ko‘rsatuvchi tajriba tasvirlangan. II-simon temir o‘zak 1 chulg‘am bilan magnitlanadi.

1 chulg‘am ampermetr *A* va reostat bilan o‘zgaruvchan tok tarmog‘iga ketma-ket ulangan. Chulg‘am 2 da induksiya EYuK hosil bo‘ladi, voltmeter *U* ning ko‘rsatishi o‘zakdagi magnit oqim kattaligiga proporsional. Agar chulg‘am 1 dagi tok kuchini o‘zgartirmay saqlab, o‘zakni temir plastinka bilan birlashtirsak, zanjirning magnit qarshiligi kamayadi va voltmetrning ko‘rsatishi ortadi.

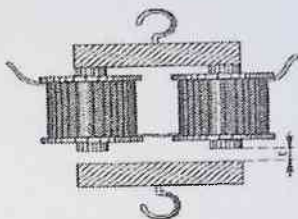
Eslatib o‘tish kerakki, kiritilgan terminlar va tushunchalar formal xarakterga ega. Magnit oqimda hech qanday zarra harakatlanmaydi, shuning uchun *magnit yurituvchi kuch* to‘g‘risida ham, *magnit qarshiligi* to‘g‘risida ham gapirishga hech qanday asos yo‘q. XI bobda tushuntirilgani kabi, tavsiflangan va unga o‘xshash tajribalarning fizikaviy mazmuni shundan iboratki, magnit zanjiriga magnitlanuvchi jismlarni kiritib, magnetiklarning molekulyar toklarini harakatga keltiramiz, ular esa qo‘shimcha magnit oqim hosil qiladi. Ammo yuqorida ko‘rsatilgan formal tavsif amaliy masalalarni yechish uchun qulay, shuning uchun ham ular elektrotexnikada ko‘p qo‘llaniladi.

121- §. Elektromagnitlar

Oddiy elektromagnit (196- rasm) tarmoqlanmagan magnit zanjiriga misol bo‘ladi. Elektromagnit tutib tura oladigan yukning maksimal og‘irligi taqriban quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$F = \frac{1}{2\mu_0} B^2 S \quad (121.1)$$

bu yerda B — o'zak ichidagi induksiyaning qiymati, S — o'zak va yakorning tegib turgan yuzi. Agar (121.1) formulada B ni tesla, S ni m^2 hisobida ifodalasak, unda $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} G/m$ va F kuch



196- rasm. Elektromagnit

Nyuton hisobida ifodalanadi. (121.1) formulani quyidagi tarzda olish mumkin. Yakor va o'zak orasida kichik oraliq x bo'lib (196- rasm)

$$\delta i = -\frac{1}{r} \frac{d\psi}{dt}$$

yakor o'zakdan dx kesmaga uzoqlashadi deylik, bunda magnitlovchi chulg'am orqali o'tuvchi magnit oqim biror $d\psi$ kattalikka o'zgaradi va zanjirda qo'shimcha tok paydo bo'ladi. Bu yerda r — tok manbaning qarshiligini ham o'z ichiga olgan zanjirning to'liq qarshiligi. Biz yakor juda sekin harakatlanganidiki δi ni cheksiz kichik miqdor deyish mumkin deb hisoblaymiz.

Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra (100-§) bunday ko'chishda tok manbai bajargan ishning o'zgarishi = Joule - Lens issiqlik miqdorining o'zgarishi + mexanikaviy ish + magnit maydon energiyasining o'zgarishi.

Tok manbai bajargan ishning o'zgarishi

$$\mathcal{E}(i + \delta i)dt - \mathcal{E}idt = -\frac{\mathcal{E}}{r} \frac{d\psi}{dt} dt = -id\psi$$

Issiqlik miqdorining o'zgarishi:

$$r(i + \delta i)^2 dt - ri^2 dt = 2ri\delta i dt = -2ri \frac{1}{r} \frac{d\psi}{dt} dt = -2id\psi$$

Maydon energiyasining o'zgarishi ko'chish oxiri va boshidagi energiyalar farqidan iborat:

$$dW = \left(\frac{1}{2}Li^2\right)_{x+dx} - \left(\frac{1}{2}Li^2\right)_x = \frac{1}{2}i^2 dL$$

bunda dL — oraliq dx ga ortganda elektromagnit induktivligining ortishi, Ammo $\Psi = Li$, shuning uchun

$$dW = \frac{1}{2} idW.$$

Nihoyat, mexanikaviy ish $\delta A = Fdx$. Shuning uchun

$$-id\psi = -2id\psi + Fdx + \frac{1}{2} id\psi \quad \text{yoki} \quad F = \frac{1}{2} id\psi/dx.$$

bu formulalarda ψ chulg'amni kesib o'tuvchi oqimdir. Agar Φ — o'zakdagi oqim bo'lsa va chulg'amda N ta o'ram bo'lsa, unda $\psi = N\Phi$.

Ammo 120-§ ga ko'ra o'zakdagi oqimni quyidagi tarzda ifodalash mumkin ($\mu_1 = 1$, $l_1 = 2x$);

$$\Phi = \frac{Ni}{l/\mu\mu_0S + 2x/\mu_0S} = \mu\mu_0S \frac{Ni}{l + 2\mu x}$$

bunda l — o'zak va yakordagi induksiya chizig'ining uzunligi, S — o'zak kesimi. Shuning uchun

$$\frac{d\psi}{dx} = N \frac{d\Phi}{dx} = -\frac{2\mu_0\mu^2SN^2i}{(l+2\mu x)^2}.$$

Bu ifodani ko'tarish kuchi uchun yozilgan formulaga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$F = \frac{1}{2} i \frac{d\psi}{dx} = -\frac{S}{\mu_0} \left(\frac{\mu\mu_0 Ni}{l + 2\mu x} \right)^2$$

Ifodadagi minus ishorasi yakorga ta'sir qiluvchi kuch x oraliqni kamaytirishga intiladi. Qavs ichida turgan ifoda elektromagnit o'zagidagi B induksiyadan iborat. $2S$ — o'zak va yakorning tegib turish yuzi. Bu yuzani S bilan ifodalab, (121.1) formulani olamiz.

(121.1) formula ko'tarish kuchi induksiya kvadratiga proporsional ekanligini ko'rsatadi. Shuning uchun katta ko'tarish kuchi hosil qilishda magnit sindiruvchanligi yuqori bo'lgan materiallardan foydalanish va o'zak hamda yakorning zich tutashuvini ta'minlash lozim.

122- §. Magnit oqimning tarmoqlanishi

Amalda oddiy magnit zanjirlari bilan bir qatorda magnit oqim tarmoqlanadigan murakkabroq zanjirlar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. 197-rasmda magnit zanjirga misol ko'rsatilgan. Magnit kuchlanishi to'g'risidagi teoremdan foydalanib, bu holda ham magnit oqimni hisoblash uchun oddiy qoidalar berish mumkin.

Biz qarayotgan zanjir tarkibiga kirgan *abdea* yopiq konturni ko'ramiz (197-rasm). *bd* sohaning uzunligini l_1 orqali, uning kesimini S_1 orqali va undagi inaydon kuchlanganligini H_1 orqali, *dea* soha uchun tegishli kattaliklarni l_2 , S_2 va H_2 orqali belgilaymiz. Avvalgidek, H_1 va H_2 ni qaralayotgan sohalardagi Φ_1 va Φ_2 oqimlar orqali ifodalash mumkin.

$$H_1 = \Phi_1/\mu_1\mu_0S_1, \quad H_2 = \Phi_2/\mu_2\mu_0S_2$$

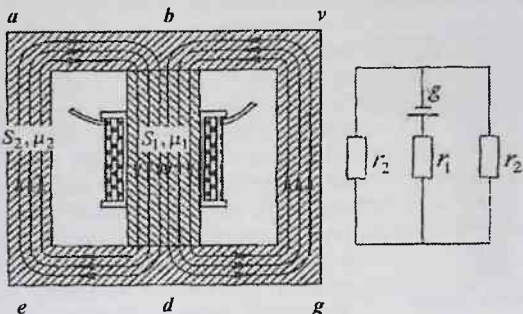
bunda μ_1 va μ_2 soha *bd* va soha *dea* dagi materiallarning magnit sindiruvchanligi. Shuning uchun

$$\Phi_1 \frac{l_1}{\mu_1\mu_0S_1} + \Phi_1 \frac{l_2}{\mu_2\mu_0S_2} = N_1 l_1$$

Ammo

$$l_1/\mu_1\mu_0S_1 = r_{m1}$$

$$l_2/\mu_2\mu_0S_2 = r_{m2}$$



197- rasm. Magnit oqim tarmoqlangan magnit zanjiri.
zanjirning *bd* va *deab* sohalarining magnit qarshiligi.

$$N_1 i_1 = \mathcal{E}_{m1}$$

– bu zanjirning magnit yurituvchi kuchi, u holda oldingi formula oddiy ko‘rinish oladi:

$$\Phi_1 r_{m1} + \Phi_2 r_{m2} = \mathcal{E}_{m1}$$

Ajratilgan yopiq konturga oqimlari turlicha bo‘lgan ikkita soha emas, balki bir qanchasi kirishi mumkin va bu sohalarning har birida o‘zining magnitlovchi chulg‘ami bo‘lishi mumkin. Shuning uchun umumiy holda

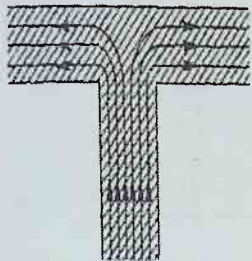
$$\sum \Phi_k r_{mk} = \sum \mathcal{E}_{mk} \quad (122.1)$$

Bu formula tarmoqlanuvchi toklar uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasi uchun yozilgan ko‘rinishga ega (70-§), bunda tok kuchi i o‘rniga magnit oqim Φ kirgan, elektr qarshiligi r va EYuK \mathcal{E} rolini magnit qarshiligi r_m va magnit yurituvchi kuch \mathcal{E}_m o‘ynaydi. (122.1) formuladan foydalanishda \mathcal{E}_m va Φ uchun ishoralar qoidasini hisobga olish lozim. Agar chulg‘am hosil qilayotgan oqimning yo‘nalishi konturni aylanib o‘tish yo‘nalishi bilan mos tushsa, magnit yurituvchi kuch musbat hisoblanadi. Oqim Φ ning musbat bo‘lishi oqim yo‘nalishining tanlangan aylanish yo‘nalishi bilan mos tushishini bildiradi.

Endi magnit zanjirining uch yoki undan ko‘p magnitprovid tutashgan tarmoqlanish tugunini qarab chiqamiz (198-rasm). Induksiya chiziqlari uzluksiz bo‘lgani tufayli tarmoqlanish tuguniga kelayotgan chiziqlarning umumiy soni tarmoqlanish tugunidan ketayotgan chiziqlar soniga teng. Yoki: tarmoqlanish joyiga yo‘nalgan barcha oqimlar yig‘indisi undan

ketayotgan barcha oqimlar yig'indisiga teng. Bu oqimlarga turli ishoralar berib har qaysi tarmoqlanish tuguni uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum \Phi_k = 0 \quad (122.2)$$



198- rasm. Magnit oqimning tarmoqlanishi.

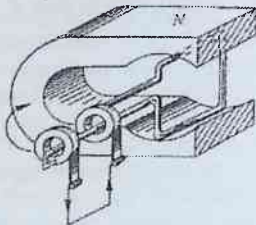
Bu formula xuddi Kirxgofning birinchi qoidasining ifodasiga o'xshaydi (70-§). Shunday qilib, har qanday magnit zanjiridagi oqimlarni hisoblash masalasi elektr zanjiridagi toklarni hisoblash masalasiga o'xshaydi, shu bilan birga har qaysi magnit zanjiri uchun unga mos elektr zanjirini ko'rsatish mumkin (197-rasm). Bu o'xshashlikdan foydalanib, ko'pgina hollarda masalani oxirigacha yechmasdan turib, elektrga doir ma'lum masalaning yechimida foydalanish mumkin. Masalan, o'tkazgichlar parallel ulanganda ulardagi tok qarshilikka teskari proporsional bo'ladi. Shuning uchun magnit o'tkazgichlar parallel ulanganda ulardagi magnit oqimi magnit qarshilikka teskari proporsional bo'ladi.

Magnit va elektr zanjirlari orasidagi o'xshashlikdan foydalanilganda muhim farq borligini nazarda tutish lozim. Metallarning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi amalda tok zichligiga bog'liq bo'lmaydi, shuning uchun elektr zanjiri sohalarining qarshiligini o'zgarmas deb hisoblash mumkin. Magnit singdiruvchanlik μ magnit maydon kuchlanganligi bog'liq, binobarin, (122.1) formuladagi magnit qarshiliklar Φ oqimning qiymatiga bog'liq bo'lgan o'zgaruvchan kattaliklardir.

123-§. O'zgaruvchan tok generatorlari

Magnit oqimning mexanikaviy energiyani elektr energiyaga (generatorlar) yoki elektr energiyani mexanikaviy energiyaga (elektrodvigatellar) aylantirish uchun mo'ljallangan elektr mashinalar qo'llanilishi juda muhimdir.

Hozirgi vaqtda generator va dvigatellarning juda ko'p turlari mavjud. Ularning konstruksiyasi shunday yuqori darajada takomillashganki, qator muhim yordamchi texnikaviy masalalarni hal qilinishi talab qildi. Ammo biz elektr mashinalari detallarining konstruksiyasi haqida to'xtalmaymiz (bu elektrotexnika-ning maxsus kursiga tegishli), biz faqat ularning tuzilish prinsipi bilan cheklanamiz.



199- rasm. O'zgaruvchan tok olish prinsipi.

Zamonaviy qudratli elektr tok generatorlarining hammasi magnit maydonda o'tkazgichni haraklantirgandagi elektromagnit induksiya hodisasiga asoslangan. Dastavval o'zgaruvchan tok generatorlari ustida to'xtalib o'tamiz 199-rasm texnikaviy o'zgaruvchan tok olish prinsipini tushuntiradi. Sim chulg'am aylanishi tufayli elektr yurituvchi kuch paydo bo'ladi. Chulg'amning uchlari mashina o'qiga mahkamlangan ikkita izolyatsiyalangan mis halqaga (kontakt halqalarga) keltirilgan va misdan yoki grafitdan qilingan siquvchi o'tkazgichlar (cho'tka) yorda-mida chulg'am aylanishini buzmaganda yopiq tok zanjiriga ulanishi mumkin.

Agar α o'ram tekisligiga normal \mathbf{n} va maydonning induksiya vektori \mathbf{B} bilan tashkil qilgan burchagi bo'lsa, unda o'ram orqali o'tuvchi oqim quyidagiga teng:

$$\Phi = BS \cos \alpha = \Phi_0 \cos \alpha$$

bunda S — o'ram yuzi, Φ — oqimning $\alpha = 0$ bo'lgandagi maksimal qiymati. O'ram ω burchak tezlik bilan tekis aylantirilganda $\alpha = \omega t + \alpha_0$ shuning uchun bitta o'ramning EYuK

$$\mathcal{E} = -\alpha \Phi / dt = \Phi_0 \omega \sin(\omega t + \alpha_0) = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t + \alpha_0). \quad (123.1)$$

Agar bir emas, balki N ta o'ram sim bo'lsa, unda \mathcal{E} EYuK amplitudasi N marta ko'p bo'ladi. Agar Φ_0 ni Vb hisobida, ω ni rad/sek hisobida ifodalansa, unda \mathcal{E} volt hisobida ifodalangan bo'ladi.

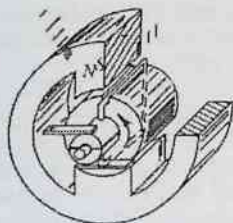
(123.1) dan ko'rinadiki, EYuK ni oshirish uchun magnit oqimi Φ_0 ni ko'paytirish zarur, buning uchun esa mashinaning magnit zanjiri qarshiligini iloji boricha kamaytirish lozim. Shuning uchun generatorlarning magnit sistemasi ikki temir o'zakdan qilinadi: tashqi halqasimon qo'zg'almas o'zak va ichki aylanuvchi silindr o'zak, ular orasidagi havo oralig'ini minimal o'lchamga keltiriladi. Odatda, mashina ikki chulg'amga ega bo'lib, ularning biri qo'zg'almas o'zak (stator) ning ichki tomonidagi o'yiqlarga (pazlarga) joylashtiriladi, ikkinchi chulg'am esa aylanadigan o'zak (rotor) o'yiqlariga joylashtiriladi. Bitta chulg'am magnit oqimini hosil qilish uchun, ikkinchi chulg'am ishchi bo'lib xizmat qiladi va unda o'zgaruvchan EYuK induksiyalanadi.

124-§. O'zgarimas tok generatorlari

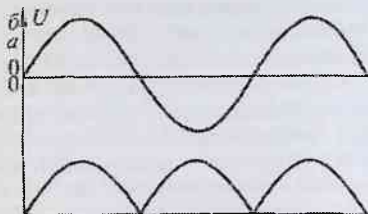
O'zgarnas yoki to'g'ri tok generatorlarida aylanayotgan chulg'amda paydo bo'layotgan o'zgaruvchan EYuK aylanuvchi uzib-ulagichdan iborat bo'lgan kollektor yordamida to'g'rilanadi. Eng oddiy to'g'ri tok generatori 200-rasmda tasvirlangan. U bir o'ramdan iborat chulg'amga ega bo'lib, uning kollektori mashinaning o'qiga kiydirilgan izolyatsiyalangan ikkita mis yarim silindrlardan iborat. Ularga chulg'am uchlari ulangan. Kollektor plastinkalariga ikkita cho'tka siqiladi. Bu cho'tkalar chulg'amni tok

zanjiriga ulaydi. 201-rasm kollektorning ishlashini tushuntiradi. a egri chiziq chulg'am uchlaridagi kuchlanishdan iborat bo'lib, u (123.1) ga muvofiq sinus qonuniga ko'ra o'zgaradi. Har yarim aylanaga burilgandan keyin kollektor chulg'am uchlarini kommutatsiyalaydi, shuning uchun cho'tkada δ egri chiziq bilan tasvirlangan kuchlanish olinadi. Bunday oddiy generator pulsatsiyalanuvchi tok beradi, bu tokning yo'nalishi o'zgarishsiz qolsa ham, lekin kuchi o'zgaradi.

Kollektor aylangani uchun unga ulangan ishchi chulg'am ham doim aylanadigan qilinadi. Uni mashina o'qiga kiydirilgan ichki temir o'zakka joylashtiriladi. Pulsatsiyalanmaydigan o'zgarmas tok olish uchun chulg'am ko'p seksiyalarga ajratiladi va ko'p plastinkalardan iborat kollektor ishlatiladi. Hozirgi zamon qudratli generatorlarida magnit oqim olish uchun faqat elektromagnitlardan foydalaniladi. Ba'zi maxsus hollarda elektromagnit chulg'amini ta'minlashda yordamchi manbalar (tashqi uyg'otishli mashinalar) dan foydalaniladi. Biroq ko'pincha o'z-o'zidan uyg'onadigan mashinalar quriladi, ularda elektromagnitda (uyg'otish chulg'amida) tok hosil qilish uchun mashinaning o'zi erishadigan kuchlanishdan foydalaniladi.



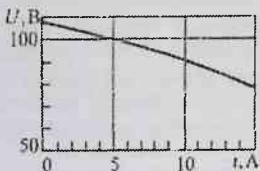
200- rasm. Eng oddiy tok generatori.



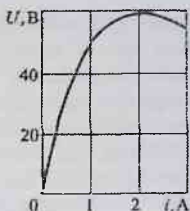
201- rasm. Kollektorning ishlashi

O'zgarmas tok mashinalarining xossasi uyg'otish chulg'amining mashina yakori bilan ulanish usuliga juda bog'liq. Shu prinsip bo'yicha mashinalar quyidag turlarga bo'linadi: parallel uyg'otishli mashinalar (shuntli mashinalar), ketma-ket uyg'otishli mashinalar (series mashinalar) va aralash uyg'otishli mashinalar (kopuid mashinalar).

Shuntli mashinalarda uyg'otish chulg'ami yakorga parallel ulanadi. Elektromagnitga tarmoqlanayotgan tok odatda yakor tokining 1% dan (katta generatorlarda) 5% gachasini (kichik generatorlarda) tashkil qiladi. Shuning uchun uyg'otish chulg'amining qarshiligi r_u yakor qarshiligi r_y dan ancha katta bo'ladi.



202-rasm. Parallel uyg'otishli mashina xarakteristikasi



203-rasm. Ketma-ket uyg'otishli mashina xarakteristikasi.

Shuntli mashina qisqichlaridagi kuchlanish iste'molchi tokiga qanday bog'liqligini qarab chiqamiz. Qisqichlardagi kuchlanish

$$U = \mathcal{E} - r_y(i_u + i)$$

bunda \mathcal{E} — yakordagi EYuK i_u — uyg'otish toki, i — iste'molchi toki. Mashina uzoq bo'lganda (salt ishlash) $i = 0$ bo'ladi va U maksimal qiymatga ega bo'ladi. Tok i oshirilganda U kamayadi, kamayganda ham ikki sababga ko'ra kamayadi. Birinchidan, yakor ichidagi kuchlanish tushuvi ortgani tufayli (kuchlanish tushuvining ortishi $r_y(i_u + i)$). Ikkinchidan, U ning bu kamayishi uyg'otish tokining susayishiga olib keladi, u o'z navbatida EYuK \mathcal{E} ni pasaytiradi va mashina kuchlanishini yana ham ko'proq kamaytiradi. Shuning uchun $U = f(i)$ bog'lanish 202- rasmda ko'rsatilgan egri chiziq bilan tasvirlanadi.

Series mashinalarda (generator) uyg'otish chulg'ami yakor bilan ketma-ket ulanadi. Bu holda mashinaning to'liq toki uyg'otish chulg'ami orqali o'tadi va shuning uchun undagi kuchlanish isrofi qamroq bo'lsin uchun $r_u \ll r_y$ bo'lishi lozim. Har qanday tok manbai singari series mashina qisqichlaridagi kuchlanish ham yakorning EYuK \mathcal{E} va mashina ichidagi kuchlanish tushishi orasidagi farqqa teng:

$$U = \mathcal{E} - i(r_y + r_u)$$

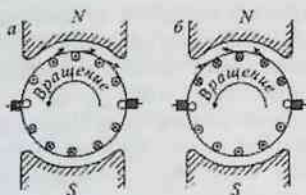
Salt ishlamida ($i = 0$) ichki kuchlanish tushuvi nolga teng. Ammo bu holda uyg'otish chulg'amida ham tok yo'q, shuning uchun ham kuchlanish U nolga yaqin. Iste'molchi toki i ortganida mashinadagi magnit oqim ortadi, bundan EYuK \mathcal{E} va kuchlanish U ham ortadi. Bu ortish ma'lum chegaraga, ya'ni elektromagnit ozagida to'yinish boshlangunga qadar davom etadi. i ning bundan keyingi ortishida EYuK amalda ortmaydi, bu vaqtda esa ichki kuchlanish tushuvi $i(r_y + r_u)$ ortishda davom etadi, shuning uchun U kuchlanish kamaya boshlaydi. Series mashinaning xarakteristikasi 203- rasmda ko'rsatilgan.

Shunday qilib, shuntli mashinalar pasayuvchi xarakteristikaga, servis masininalar esa ko'tariluvchi xarakteristikaga ega. Bu xususiyatlarni kompaund mashinalarda birga qo'shiladi, bu mashinalarning elektromagnitlari ikkita chulg'amga ega: ulardan biri yakorga parallel, ikkinchisi ketma-ket ulanadi. Chulg'amlarni tegishlicha tanlab, ma'lum intervalda iste'molchi tokini o'zgartirib kuchlanishni taxminan o'zgarishsiz saqlab qolishga erishish mumkin.

125-§. O'zgarmas tok elektr dvigateli

Oldingi paragrafda qarab chiqilgan o'zgarmas tok mashinasida tashqi manbadan tok hosil qilinsa, uning yakori aylana boshlaydi. Shuning uchun kollektorli mashinalar generator bo'lib ham, dvitatel bo'lib ham xizmat qilishi mumkin, ya'ni ular qaytuvchidir.

Generator va dvigatellarda energiyaning bir-biriga aylanishini yaxshiroq tushunish uchun yakorga ta'sir qiluvchi kuchlarni qarab chiqamiz.



204- rasm. Generator yakoriga (a) va o'zgarmas tok dvigateliga (b) ta'sir qiluvchi elektrodinamik kuchlar.

ta'sir qiladi, bu kuchlar yakor tokiga proporsionaldir. Bu kuchlar yakorni soat strelkasi bo'yicha, ya'ni generator aylanishiga qarama-qarshi tomonga aylantirishga harakat qiladi. Yakor aylanishini quvvatlab turish uchun generatorni aylantiruvchi dvigatel hosil qilayotgan kuchga kattaligi jihatidan teng va yo'nalishi jihatidan qarama-qarshi bo'lgan tashqi kuchlar ta'sir qilishi zarur. Shuning uchun dvigatel elektrodinamik kuchlarga qarshi uzluksiz mexanikaviy ish bajaradi, generatordan olinayotgan tok qanchalik kuchli bo'lsa, bu ish ham shunchalik ko'p bo'ladi, binobarin, dvigatelning mexanikaviy ishi elektr energiyaga aylanadi.

Mashina elektr dvigatel sifatida ishlaganda tashqi dvigatel yo'q va yakor chulg'amiga faqat elektrodinamik kuchlar ta'sir qilib, bu kuchlar ta'siri ostida yakor aylana boshlaydi. Bu holda ishni elektrodinamik kuchlar bajaradi va biz dvigatelni ta'minlovchi manbaning elektr energiyasi mexanikaviy ishga aylanishini ko'ramiz. 204-rasmdan generator va elektr

dvigatelning bir xil yoʻnalishda aylanganida yakordagi toklar yoʻnalishi qarama-qarshi boʻlishi koʻrinib turibdi.

Dvigatel yakori aylanayotganda uning chulgʻami magnit maydon induksiya chiziqlarini kesib oʻtadi, shuning uchun ham unda induksiya EYuK paydo boʻladi. Yuqorida tushuntirilganidek, bu EYuK yakor tokiga qarama-qarshi boʻlgan tok hosil qilishga intiladi, shuning uchun ham u *qarshi elektr yurituvchi kuch* deb nom oldi. Yakordan tok kuchi yakordagi kuchlanish U ga qanday bogʻliq boʻlsa, qarshi elektr yurituvchi kuchga ham shunday bogʻliq (EYuKli zanjir sohasi uchun Om qonuni)

$$i_{ya} = \frac{U - \mathcal{E}}{r_{ya}}$$

bunda r_{ya} — yakorning qarshiligi.

Qarshi elektr yurituvchi kuch yakor tokini kamaytirdi. Dvigatel nagruzkasiz (salt) ishlayotganda yakorning aylanish tezligi katta boʻladi va aks elektr yurituvchi kuch U kuchlanishdan kamroq boʻladi. Shuning uchun salt yurish toki kichik. Nagruzka oshirilganda yakorning tezligi kamayadi va aks elektr yurituvchi kuch pasayadi. Bunga mos ravishda dvigatel isteʼmol qilayotgan tok ortadi, nagruzka qanchalik kuchli boʻlsa, bu ortish shunchalik katta boʻladi.

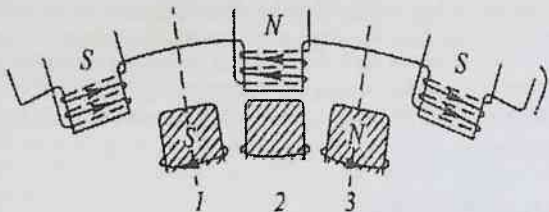
Dvigatelni yuritib yuborishda bu holni hisobga olishga toʻgʻri keladi. Yuritib yuborish momentida yakor butunlay aylanmaydi va qarshi elektr yurituvchi kuch nolga teng. Shuning uchun yuritib yuborgandan dastlabki momentlarda yakor toki shunchalik katta boʻlishi mumkinki, u chulgʻam va kollektor plastinkalarini ishdan chiqarishi mumkin. Bu hodisani yoʻqotish uchun qudratli dvigatellarni yuritib yuborishda doim yuritib yuborish reostatlari ishlatiladi, bu reostatlarni dvigatelga ketma-ket ulanadi va dvigatelning aylanishlar sonining ortishi bilan uni zanjirdan asta-sekin chiqariladi.

126-§. Sinxron dvigatellar

Oʻzgaruvchan tok generatorlaridan elektrodvigatellar sifatida foydalanish mumkin, yaʼni ular ham oʻzgarmas tok mashinalari kabi qaytuvchanlikka ega.

Bunday dvigatellarning ishlash usulini tushuntirish uchun 205-rasmga murojaat qilamiz, unda mashinaning tashqi qutblari bilan bir qismi koʻrsatilgan. Uning S , N , S , elektromagnitlari ham, xuddi generatordagi kabi, tashqi oʻzgarmas tok manbaidan taʼminlanadi, masalan, mashinaning umumiy oʻqiga oʻrnatilgan yordamchi generator dan taʼminlanadi, rotor esa oʻzgaruvchan tok tarmogʻiga ulanadi. Rotor qutblaridan biri a vaziyatda boʻlsin va rotor chulgʻimidagi tok bu qutbda janubiy magnitlanish hosil

qiladi. Rotor qutbi janubiy qutb S dan itariladi va shimoliy qutb N ga tortiladi va rotor soat strelkasi bo'yicha buriladi boshlaydi. Rotorning 6 vaziyatida (205- rasm) tok kuchi nolga aylanadi, keyinroq π vaziyatda esa rotor chulg'amidagi tok o'z yo'nalishini o'zgartiradi.



205- rasm. O'zgaruvchan tok sinxron dvigatelingning prinsipi.

Unda rotorning biz qarayotgan qutbi qayta magnitlanadi va endi statorning shimoliy qutbi N dan itariladi va janubiy qutb S ga tortiladi. Shuning uchun ham rotor chulg'amida o'zgaruvchan tok bo'lgunga qadar rotor soat strelkasi bo'yicha aylanishda davom etadi.

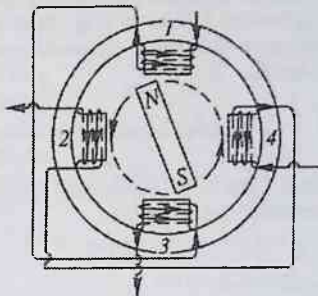
Aytilganlardan ravshanki, rotor faqat qat'iy ma'lum tezlikda aylanadi. Bu tezlik shunday bo'lishi kerakki, rotorning har qaysi qutbi statorning bir xil ishorali qo'shni qutblari orasidagi masofani o'tishi uchun zarur bo'lgan vaqt o'zgaruvchan tokning davriga aniq teng bo'lishi lozim. Yoki, odatda qabul qilinganidek, rotor o'zgaruvchan tokning o'zgarishi bilan sinxron ravishda aylanishi lozim. Shuning uchun ham bunday turdagi dvigatellar sinxron dvigatellar deb nom oldi.

Sinxron dvigatellarning noqulayligi shundaki, ular ulanganda o'zi harakatga kelmaydi: ularni yuritib yuborish uchun rotorni boshqa bir dvigatel yoki biror boshqa uslub bilan sinxron tezlkkacha aylantirish lozim. Xuddi shuningdek, agar nagruzka ortib ketsa, rotorning tezligi kamayadi (dvigatel sinxronizmdan chiqadi), u holda dvigatel to'xtaydi. Shunga qaramasdan sinxron dvigatellar ishlatiladi, xususan, aylanishlar soni qat'iy bo'lishi talab qilingan hollarda ko'p ishlatiladi. Sinxron dvigatellar bilan bir qatorda boshqa turdagi o'zgaruvchan tok elektrodvigatellari ham bor. M.O. Dolivo-Dobrovolskiy ko'p fazali toklar sistemasini ishlab chiqqandan keyingina o'zgaruvchan tok dvigatellari texnikaga keng tatbiq qilinadigan bo'ldi. Endi ko'p fazali toklarni qarab chiqamiz.

127-§. Ikki fazali tok

Oddiy o'zgaruvchan tok generatoriga o'xshash generetorni (206-rasm), biror ikkita mustaqil chulg'amli: biri 1- va 3-g'altakdan, ikkinchisi birinchi chulg'amga nisbatan $\pi/2$ burchakka burilgan 2- va 4-g'altakdan iborat

bo'lgan generatorni qarab chiqamiz. Rotor aylanganida chulg'amlarning har birida o'zgaruvchan EYuK induksiyalanadi, ammo 2–4 chulg'amdagi EYuK \mathcal{E}_2 maksimumga 1–3 chulg'amdagi EYuK \mathcal{E}_1 ning maksimumga erishishiga nisbatan rotorning aylanish vaqtidan chorak davr kechroq erishadi, EYuK \mathcal{E}_2 ham shunday kechikish bilan nolga aylanadi. Boshqacha aytganda, ikkala chulg'amdagi EYuK tebranishlari orasidagi fazalar farqi 90° yoki $\pi/2$ mavjud. Agar har qaysi chulg'amdagi EYuK ning maksimal qiymatini \mathcal{E}_0 (EYuK amplitudasi) orqali, rotorning aylanish burchak tezligini ω orqali belgilasak, unda ikkala g'altakdagi EYuK ning o'zgarish qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

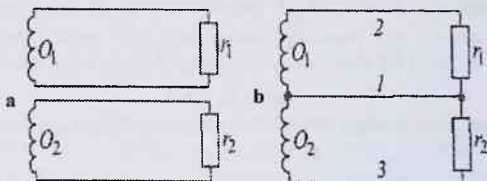


206–rasm. Ikki fazali tok olish.

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 90^\circ) \quad (127.1)$$

Generatorning ikkala chulg'aming har birini (bundan keyin ularni O_1 va O_2 bilan belgilaymiz) nagruzka qarshiliklari r_1 va r_2 ga ulashimiz mumkin (207–rasm), unda har qaysisida o'zgaruvchan tok bo'lgan ikkita zanjir hosil bo'ladi. Ammo bu ikkala tok moslashgan bo'ladi, ular orasida ham ma'lum fazalar mavjud. Bunday ikki tokni *ikkita fazali toklar sistemasi* yoki to'g'ridan to'g'ri *ikkita fazali tok* deyiladi.

207–rasmda generatorni nagruzka bilan birlashtiruvchi to'rtta sim ko'rsatilgan. Simlar sonini kamaytirish mumkin. Elektr hodisalari uchun potentsiallar farqi muhim bo'lgani tufayli har qaysi zanchimning bitta simini umumiy qilish mumkin, unda biz 207b-rasmda ko'rsatilgan ikki fazali tokning uch simli zanjirini olamiz.



207 – rasm. Ikki fazali toklar sistemasining sxemasi.

Chulg'amlarning O_1 va O_2 uchlari orasidagi kuchlanishlari faza kuchlanishlari O_1 va O_2 dagi toklari faza toklari deyiladi. Nagruzka qarshiliklari r_1 va r_2 dagi kuchlanishlar va toklar ham shunday deb nomlandi. 1-, 2- va 3- liniya simlari orasidagi kuchlanishlar liniya kuchlanishlari, bu simlardagi toklar esa liniya toklari deyiladi. Agar generator uzoq bo'lsa ($r_1 = r_2 = \infty$), unda faza kuchlanishlari har qaysi cho'lg'amdagi EYUK ga teng. Agar 1-simning potentsiali nolga teng deb olinsa unda 2-simning potentsiali yoki 1- va 2-sim orasidagi liniya kuchlanishi

$$U_{12} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

ga 1- va 3-orasidagi liniya kuchlanishini

$$U_{13} = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 90^\circ)$$

ga teng. 2- va 3-simlar orasidagi liniya kuchlanishi esa 2- va 3-simlarning potentsiallari farqidan iborat:

$$\begin{aligned} U_{23} &= \mathcal{E}_0 \sin \omega t - \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 90^\circ) = 2\mathcal{E}_0 \sin 45^\circ \cos(\omega t - 45^\circ) = \\ &= \sqrt{2} \sin(\omega t + 45^\circ) \end{aligned} \quad (127.2)$$

Shunday qilib, ikki fazali tokning uch simli sistemasida bir xil ω chastotali uchta oddiy (bir fazali) tok olishimiz mumkin, lekin fazalar farqi 90° va 45° va EYUK lari amplitudasi ikki xil

$$\mathcal{E}_0 \text{ va } \mathcal{E}_0 \sqrt{2}$$

n ta chulg'amli bitta generatorada ikkita emas, balki uch, to'rt va umuman n o'zgaruvchili uyg'unlashgan toklari tasavvur qilishimiz mumkin. Bunda chulg'amlar ma'lum fazalar farqiga yoki ko'p fazali toklar sistemadiga ega bo'lishi lozim. Ammo uch fazali tokni amalda keng tatbiq qilinadigan bo'lindi.

128-§. Uch fazali tok

Uch fazali tok generatorining sxemasi 208-rasmda ko'rsatilgan. Generatorada bir-biriga nisbatan aylananing $1/3$ qismiga siljigan uchta cho'lg'am bor. Rotor aylanganida har qaysi cho'lg'anda (bundan keyin cho'lg'amlarni O_1, O_2 va O_3 orqali belgilaymiz) $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2$ va \mathcal{E}_3 o'zgaruvchan EYUK lar olamiz, ular orasidagi fazalar farqi 120° va 240° bo'ladi. Agar cho'lg'am O_1 dagi EYUK tebranishi quyidagi formula bilan ifdalansa

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t,$$

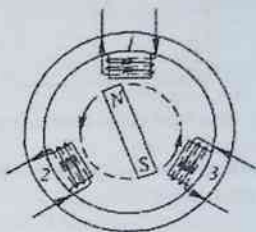
Boshqa chulg'amdagi EYUK lar uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 120^\circ),$$

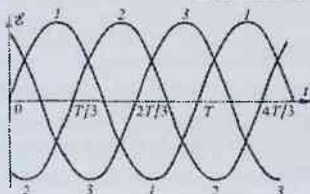
$$\mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 240^\circ).$$

Uchta chulg'amdagi EYuKlarning vaqt bo'yicha o'zgarishi 209-rasmda grafik ravishda tasvirlangan. Har qaysi chulg'amni r_1, r_2 va r_3 nagruzka qarshiliklariga (210-rasm) tutashtirishimiz va uchta bir fazali tok olishimiz mumkin, bu toklar orasida mos ravishda 120° va 240° ga teng bo'lgan fazalar farqi bo'ladi. Bunday 3ta uyg'unlashgan o'zgaruvchan tokini *uch fazali toklar sistemasi* yoki qisqacha *uch fazali tok* deyiladi.

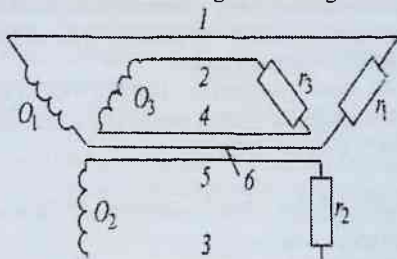
Generatorni nagruzka bilan birlashtiruvchi simlar sonini ikki fazali tokdagi singari har qaysi zanjirda bittadan simlarni birlashtirish yo'li bilan kamaytirish mumkin. Unda biz 211-rasmda generatorning ko'rsatilgan usulda ulanishini olamiz. Uni yulduz usulida ulash deyiladi. U 212-rasmda ko'rsatilgan uchta bir xil tok manbalarini ulashga o'xshaydi.



208-rasm. Uch fazali tok olish.



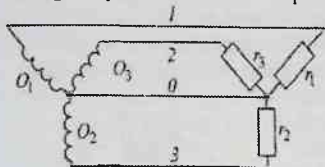
209-rasm. Uchfazali tok generatorining EYUK.



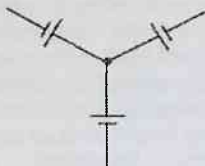
210-rasm. Uch fazali toklar sistemasi.

Generator uzuq ($r_1 = r_2 = r_3 = \infty$) deb faraz qilamiz va faza kuchlanishlari (O_1, O_2 va O chulg'amalardan har qaysisida mavjud bo'lgan) va liniya kuchlanishlari orasidagi (0-, 1-, 2-, 3-simlar orasidagi)

kuchlanishlar bog'lanishini topamiz. Ravshanki, 0 sim bilan boshqa istalgan sim orasidagi liniya kuchlanishi \mathcal{E}_0 ga teng. Istalgan 1-, 2- va 3-simlar jufti orasidagi liniya kuchlanishi boshqacha bo'ladi.



211-rasm. Yulduz usulida ulash.



212-rasm. Uchta tok manbaini yulduz usulida ulash.

Masalan, 1- va 3-simlar orasidagi kuchlanishni hisoblaylik. Bu kuchlanish O_1 va O_2 chulg'amlarning erkin uchlari orasidagi potensiallar farqiga teng:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t + \mathcal{E}_0 \sin (\omega t - 120^\circ) = 2\mathcal{E}_0 \sin 60^\circ \cos (\omega t - 60^\circ)$$

Ammo $\sin 60^\circ = \sqrt{3}/2$, $\cos (\omega t - 60^\circ) = \sin (\omega t + 30^\circ)$, shuning uchun

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sqrt{3} \sin (\omega t + 30^\circ)$$

Binobarin, biz faza kuchlanishi singari ω chastota bilan o'zgaruvchi liniya kuchlanishiga ega bo'lamiz, lekin amplitudasi faza kuchlanishi amplitudasiga qaraganda $\sqrt{3}$ marta katta bo'ladi. Shunday qilib, generatorni yulduz usulida ulaganimizda liniyada ikki xil kuchlanishni- faza kuchlanishi \mathcal{E}_0 va $\mathcal{E}_0 \sqrt{3}$ ni olamiz.

Endi generatorga yulduz usulida ulangan (211-rasm) qarshiliklar ulangan bo'lsin deylik, $r_1 = r_2 = r_3$ (simmetrik nagruzka). Bu holda 1-, 2- va 3-simlarning har birida toklar amplitudasi (i_0) bir xil bo'ladi va ulardagi tok quyidagi qonun bo'yicha o'zgaradi:

$$i_1 = i_0 \sin \omega t, i_2 = i_0 \sin (\omega t - 120^\circ), i_3 = i_0 \sin (\omega t - 240^\circ)$$

Umumiy 0 simdagi tok kuchi i barcha liniya toklarining yig'indisiga teng $i = i_1 + i_2 + i_3 = i_0 \sin \omega t + i_0 \sin (\omega t - 120^\circ) + i_0 \sin (\omega t - 240^\circ)$

Ammo

$$\sin (\omega t - 120^\circ) + \sin (\omega t - 240^\circ) = 2 \sin (\omega t - 180^\circ) \cos 60^\circ =$$

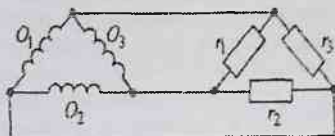
$$= \sin (\omega t - 180^\circ) = -\sin \omega t$$

Shuning uchun

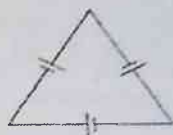
$$i = i_1 + i_2 + i_3 = 0$$

Shunday qilib, simmetrik nagruzkada simdagi tok nolga teng, shuning uchun ham u nolinci sim deyiladi. Simmetrik nagruzka holida (yoki hatto

taxminan simmetrik bo'lganda ham) nolinchii simni butunlay yo'qotish mumkin, liniya yaxshi ishlaydi.



213- rasm. Uchburchak usulida ulash.



214- rasm. Uchta tok manbaini ketma-ket ulash.

Generator chulg'amlarini boshqacha ulash ham mumkin, masalan, 213-rasmda ko'rsatilgandek (uchburchak usulida ulash). Unga 214-rasmda tasvirlangan uchta tok manbaini ulash to'g'ri keladi.

Birinchi qarashda bu holda chulg'amlar o'zi-o'ziga ulangandek (qisqa tutashirilgandek) ko'rinadi. Agar uchta o'zgarmas tok manbaiga ega bo'lganimizda edi, haqiqatan ham shunday bo'lardi. Bu yerda esa biz fazalar farqiga ega bo'lgan o'zgaruvchan EYuK larga egamiz, bu holda butunlay boshqacha bo'ladi. Haqiqatan ham, uchburchakning to'liq EYUK quyidagiga teng:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t + \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 120^\circ) + \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - 240^\circ)$$

Lekin biz bu yig'indini yuqorida hisoblab, uning nolga teng ekanligini ko'rgan edik. Shunday qilib, uchburchakning to'liq EYuK. nolga teng, agar generatorga nagruzka berilmagan bo'lsa, qisqa tutashuv bo'lmaydi va uning chulg'amlarida butunlay tok bo'lmaydi.

213-rasmdan, uchburchak usulida ulanganida liniya kuchlanishlari faza kuchlanishlariga teng: generator uzoq bo'lganda liniya kuchlanishlarining amplitudasi bitta chulg'amdagi EYuK \mathcal{E}_0 ning amplitudasiga teng ekanligi hisoblashlarsiz ham tushunarlidir.

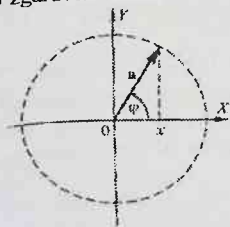
Nihoyat, shuni qayd qilamizki, 211- va 213- rasmlarda generator ham, nagruzkalar ham har xil yo yulduz, yo uchburchak usulida ulangan deb faraz qilgan edik. Aralash sxemalardan ham foydalanish mumkin, masalan, generatorlarni yulduz energiya. iste'molchilarini uchburchak yoki aksincha generatorni uchburchak, iste'molchilarni yulduz usulida ulash mumkin.

Yo'l-yo'lakay muhim bir holni qayd qilib o'tamiz, 211- rasmdagi sxema qaytamiz va simlardan biri, masalan, 1 sim uzilgan yoki kuygan deb faraz qilaylik. Bu r_1 yuklamani uzilishiga olib keladi, lekin avvalgidek faza kuchlanishlari bo'lgan r_2 va r_3 yuklamalarning normal ishlarini buzmaydi. Nolinchii sim uzilganda esa boshqacha bo'ladi. Bu holda har qaysi juft qarshiliklar masalan, r_1 va r_2 ga ketma-ket ulangan va fazaviy kuchlanishdan $\sqrt{3}$ marta kattaroq

kuchlanish ostida bo'ladi. Bu kuchlanish har qanday ketma-ket ulangan holdagi singari r_1 va r_2 qarshiliklarga proporsional ravishda notekis taqsimlanadi. Masalan, agar r_1 qarshilik bitta lampochkadan, r qarshilik esa to'qqizta lampochkadan (parallel ulangan) iborat bo'lsa, u holda, tarmoqda to'liq kuchlanishning faqat 1/10 ulushi, r_1 tarmoqda esa 9/10 ulushi bo'ladi. Agar tarmoq kuchlanishi (faza kuchlanishi) 220 V bo'lsa, u holda ikkala tarmoqda $220\sqrt{3} = 380V$ bo'ladi, ulardan $380 \cdot 1/10 = 38V$ kuchlanish r_2 , tarmoqdagi lampochkalarga, $380 \cdot 9/10 = 342V$ esa r_2 tarmoqdagi lampochkaga to'g'ri keladi. Shuning uchun lampochka kuyadi va ikkala tarmoqdagi tok uziladi. Shu sababga ko'ra to'satdan qisqacha tutashuv bo'lganda nolinch sim uzilmasligi uchun unga hech qachon eruvchan saqlagichlar qo'yilmaydi, tarmoq boshqa simlarga qo'yilgan saqlagichlar bilan himoya qilinadi.

129-§. Vektor diagrammalar

Yuqorida biz sinus yoki kosinus Qonuni bo'yicha o'zgaradigan, ya'ni mexanikadagi garmonik tebranishlar kabi o'zgaradigan qonun bo'yicha bo'ladigan o'zgaruvchan toklarni qarab chiqdik. Bunday garmonik o'zgaruvchi toklar va kuchlanishlarni qo'shish bilan shug'ullangan edik,



215-rasm. Garmonik tebranishni tekis aylanayotgan vektorning proyeksiyasi sifatida tasvirlash.

φ burchak tashkil qiluvchi a uzunlikka ega bo'lgan vektorni qarab chiqaylik. Bu vektor soat strelkasiga teskari ω burchak tezlik bilan aylanadi deylik, unda

$$\varphi = \omega T + \alpha,$$

bunda α – vaqtning $t = 0$ momentida burchak φ ning qiymati. Unda qaralayotgan vektorning x o'qqa proeksiyasi

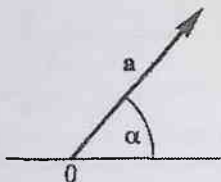
$$x = a \cos(\omega t + \alpha)$$

formula bilan ifodalanadi, unga perpendikulyar bo'lgan Y o'qqa proyeksiyasi esa quyidagi formula bilan ifodalanadi:

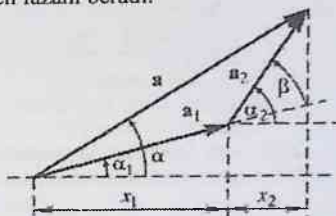
$$y = a \sin(\omega t + \alpha).$$

Shuning uchun ma'lum va o'zgarmas tebranishlar chastotasi ω da tarmonik tebranishni bemaolol aniqlay olamiz, buning uchun tanlagan x yo'nalish bilan α burchak tashkil etuvchi a uzunlikdagi vektorni ifodalash lozim (216-rasm).

Endi bir xil chastotali ikkita garmonik tebranishni qo'shishni qarab chiqamiz. Birinchi tebranishni tasvirlovchi vektorni yasaymiz. Uning a_1 uzunligi (217-rasm) tebranishlar amplitudasiga teng, diagramma o'qi bilan tashkil qilgan burchak α_1 , boshlang'ich fazani beradi.



216-rasm. Garmonik tebranishni vektor.



217-rasm. Ikki garmonik tebranishning vektor yig'indisi.

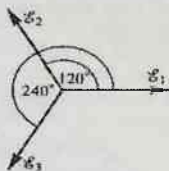
Bu vektor oxiridan (uchidan) ikkinchi tebranishni tasvirlovchi ikkinchi vektor yasaymiz, uning amplitudasi a_2 va boshlang'ich fazasi α_2 ga teng. $\beta = \alpha_2 - \alpha_1$ burchak tebranishlar fazalari farqidan iborat. a_1 vektorning x_1 proeksiyasi $x_1 = a_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$ tebranishlardan birini, ikkinchi vektorning x_2 proeksiyasi esa ikkinchi tebranish $x_2 = a_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$ ni beradi, $x_1 + x_2$ yig'indi ikkala tebranish yig'indisidan iborat. Lekin ikki vektor proeksiyalarining yig'indisi ikkala vektor yig'indisining proeksiyasiga teng. Shuning uchun a_1 va a_2 vektorlarning yig'indisi bo'lgan a vektor natijaviy tebranishdan iborat.

Bunday uslubdan foydalanib faqat ikkita emas, istalgancha sondagi tebranishlarni qo'shish mumkin. Buning uchun ikkinchi vektorning oxiridan uchinchi tebranishni ifodalovchi uchinchi vektorni yasash, so'ngra oxirgi vektor oxiridan to'rtinchi tebranishni tasvirlovchi keyingi vektorni yasash va hokazo shunday qilib, olingan sinq chiziqni tutashtiruvchi yig'indi vektorni topish mumkin.

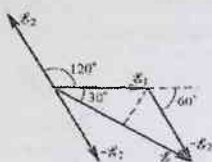
Yuqoridagi fikr-mulohazalarimizda y (yoki x) harakatlanayotgan nuqtaning siljishini bildiradi deb hisoblagan edik. Ammo biz chiqargan xulosalar u sinus yoki kosinus qonuni bo'yicha o'zgaruvchi har qanday fizikaviy kattalikni ifodalasa ham o'z kuchini saqlaydi, shuning uchun

vektor diagrammalari metodi har qanday garmonik tebranishni tasvirlash va qo'shish uchun yaroqli bo'ladi. Bu metodni uch fazali tokka tatbiq qilamiz va 128-§ da olingan natijalarni geometrik tasvirlaymiz.

Uch fazali generatorning uchta chulg'amida uchta EYuK paydo bo'ladi, bu EYuK lar bir xil \mathcal{E}_0 amplitudara ega bo'lib, bir-biriga nisbatan 120° fazalar farqiga ega bo'lgan garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi. Shuning uchun uch fazali generatorning EYuK diagrammasi 218-rasmda tasvirlangan teng tomonli yulduz ko'rinishiga ega.



218-rasm. Uch fazali generator EYuK ning vector diagrammasi.



219-rasm. Faza va liniya kuchlanishlarining diagrammasi; yulduz usulida ulangan.

Keyinroq biz uzoq (ochiq) generatorning faza kuchlanishi \mathcal{E}_0 va liniya kuchlanishi \mathcal{E} orasida bog'lanish o'rnatdik va yulduz usulida ulaganda $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sqrt{3}$ ekanligini topdik. Bu ifodani vektor diagrammasi yordamida tushuntiramiz (219-rasm). Liniya kuchlanishi ikki qo'shni chulg'amlardagi EYuK \mathcal{E}_1 va \mathcal{E}_2 lar farqidan iborat bo'lib, \mathcal{E}_1 va $-\mathcal{E}_2$ vektorlar yig'indisi bilan tasvirlanadi. Rasmdan ko'rinishicha, \mathcal{E} teng yoki uchburchakning asosidan iborat (uchburchak asosidagi burchak 30°), binobarin,

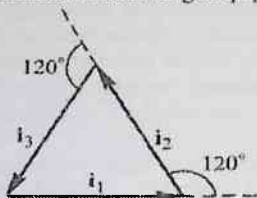
$$\mathcal{E} = 2\mathcal{E}_0 \cos 30^\circ = 2\mathcal{E}_0 \sqrt{3}/2 = \mathcal{E}_0 \sqrt{3},$$

bu tebranishlarni analitik qo'shgandagi oldingi natijaning o'zginasidir.

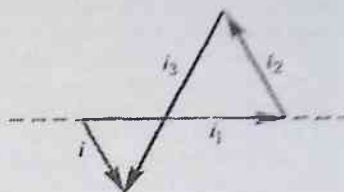
Nihoyat, uch fazali tokning to'rt simli liniyasini qarab chiqib, Nolinchi simdagi tok fazalar bo'yicha 120° ga siljigan uchta tokning yig'indisidan iborat ekanligini ko'rgan edik, Simmetrik nagruzkada bu toklarning amplitudalari bir xil bo'ladi va toklarning vektor diagrammasi teng tomonli yopiq uchburchak ko'rinishiga ega (220-rasm). Bu uchta vektor tutashtiruvchisining uzunligi nolga teng, shuning uchun vaqtning istalgan momentida tokning natijaviy kuchi ham nolga teng.

Agar nagruzkada nosimmetrik bo'lsa, unda, i_1 , i_2 va i_3 toklarni tasvirlovchi vektorlarning uzunliklari bir xil bo'lmaydi. Shuning uchun biz 221-rasmda tasvirlangan vektor diagrammani olamiz. Bu holda nolinchi simda o'zgaruvchan tok mavjud bo'ladi. Bu tokning amplitudasi va fazasi i vektor bilan tasvirlanadi.

Keltirilgan tajribalar vektor diagrammalar toklar va kuchlanishlarning tebranishini ancha ayon tasvirlash va yig'indi olishni oson bajarish mumkinligini ko'rsatadi. Shuning uchun elektrotexnikada vektor diagrammalari metodi keng tarqalgan.



220-rasm. Nolinchi simdagi toklarning vektor diagrammasi. Simmetrik nagruzka

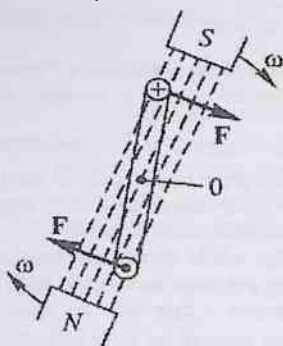


221-rasm. Nolinchi simdagi toklarning vektor diagrammasi. Nosimmetrik nagruzka

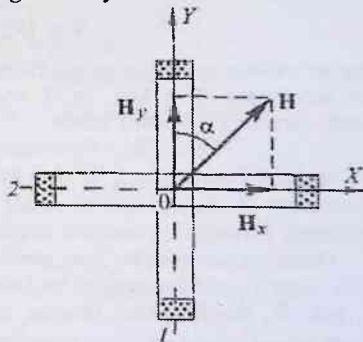
130-§. Aylanuvchi magnet maydon

Aylanayotgan doimiy magnetni tasavvur qilaylik. Magnet bilan birga u hosil qilayotgan magnet maydon ham ko'chadi va biz *aylanuvchi magnet maydonga* ega bo'lamiz.

Agar bunday maydonga magnet strelka joylashtirilsa, unda strelka maydon chiziqlari bo'yicha o'rnamishga intiladi va u maydon aylanayotgan tomonga aylana boshlaydi. Yopiq sim o'rami ham o'zini magnet strelka kabi tutadi. Maydon o'ramga nisbatan harakatlangani tufayli simda induksion tok paydo bo'ladi, u 222-rasmda ko'rsatilgani kabi yo'naladi.



222-rasm. Yopiq sim chulgamiga aylanuvchi magnet maydonning ta'siri.



223-rasm. Ikki fazali tok aylanuvchi magnet maydonining paydo bo'lishi.

Magnit maydon tomonidan bu tokka kuchlar ta'sir qilib, o'ramni maydon bilan birga aylantirishga harakat qiladi va o'ram aylana boshlaydi.

Massiv metall disk yoki silindr ham o'zini shu tarzda tutadi, chunki ularda ham induksion toklar paydo bo'ladi, bu toklar metall disk yoki silindr qalinligi bo'yicha tutashadi (bularni uyurmaviy toklar deb ataladi; 132-§ bilan taqqoslang), biroq bu toklar ham simlardagi toklar kabi magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bunda paydo bo'ladigan kuchlar, Lens qonuniga ko'ra, diskning maydonga nisbatan aylanish tezligini kamaytiradigan yo'nalishda bo'ladi, bunda disk (yoki silindr) maydon yo'nalishi bilan bir xil yo'nalishda aylana boshlaydi.

Aylanuvchi magnit maydonni o'zgaruvchan toklar yordamida ham olishi mumkin. Dastavval ikki fazali tok yordamida aylanuvchi maydon olishni qarab chiqamiz. Bir-biriga nisbatan 90° ga burilgan ikkita g'altak (1 va 2) berilgan bo'lsin (223-rasm). Bu g'altaklar ikki fazali tokdan ta'minlanadi. Bu degan so'z, agar 1-g'altakdagi tok $i_1 = i_0 \sin \omega t$ qonun bo'yicha o'zgarsa, unda 2-dagi tok $i_2 = i_0 \sin(\omega t - 90^\circ)$ bo'ladi. 1-g'altak quyidagi qonun bo'yicha o'zgaruvchi o'zgaruvchan magnit maydon H_x ni hosil qiladi;

$$H_x = H_0 \sin \omega t$$

2-g'altak H_x maydonga perpendikulyar yo'nalib, undan faza jihatidan 90° ga orqada qoladigan H_y magnit maydonni hosil qiladi:

$$H_y = H \sin(\omega t - 90^\circ) = H_0 \cos \omega t.$$

Natijaviy maydonning absolyut kattaligi

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = H_0$$

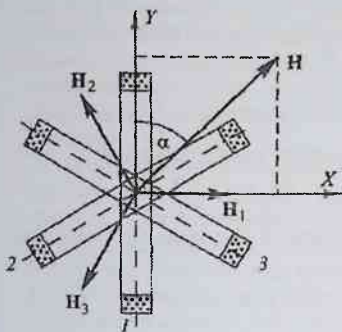
vaqt bo'yicha o'zgarishsiz qoladi. Bu maydonning yo'nalishi esa o'zgaradi. Bu yo'nalishni \mathbf{H} vektor va Y o'q tashkil qilgan α burchak bilan xarakterlaymiz (223-rasm). Unda

$$\operatorname{tg} \alpha = H_x / H_y = -\operatorname{tg} \omega t, \quad \alpha = -\omega t. \quad (130.2)$$

Natijaviy maydonning \mathbf{H} vektori soat strelkasiga qarshi ω burchak tezlik bilan tekis burilishini ko'ramiz, ya'ni aylanayotgan doimiy magnit maydonga o'xshagan aylanuvchi magnit maydonga ega bo'lamiz.

Qaralayotgan misolda soat strelkasiga qarshi aylanuvchi maydonni oldik. Agar 1- yoki 2-g'altaklardan birining uchlarini tutashtirsak, unda biz H_x yoki H_y maydonlardan birining ishorasini o'zgartirgan bo'lardik va bunda $\alpha = +\omega t$ ni olar edi, ya'ni aylanish soat strelkasi bo'yicha bo'lardi.

Uch fazali tok yordamida aylanuvchi magnit maydon olish uchun mos ravishda uch fazali toklar sistemasida uchta o'zgaruvchan tokka mos uchta



224-rasm. Uch fazali tokda aylanuvchi magnit maydonning hosil bo'lishi.

Bu uchchala maydon qo'shib, ω burchak tezlik bilan aylanayotgan natijaviy maydonni berishini ko'rsatish qiyin emas. Natijaviy maydonning absolyut qiymati doimiyligicha qolib, $3/2H_0$ ga teng.

G'altaklarga (yoki generator qisqichlariga) ulangan istalgan juft simlarning uchlari almashtirilsa, u holda maydonning aylanish yo'nalishi teskarisiga o'zgaradi.

O'zaro perpendikulyar ikki koordinata o'qi X va Y ni kiritamiz va X o'qni H_1 maydonga parallel qilib yo'naltiramiz. Unda maydonning X o'qi bo'yicha tashkil etuvchilari:

$$\begin{aligned} H_{1x} &= H_1 = H_0 \sin \omega t, \\ H_{2x} &= H_2 \cos 120^\circ = -1/2 H_0 \sin(\omega t - 120^\circ), \\ H_{3x} &= -H_2 \cos 240^\circ = -1/2 H_0 \sin(\omega t - 240^\circ), \end{aligned}$$

Dastlab oxirgi ikki maydonni qo'shamiz:

$$\begin{aligned} H_{2x} + H_{3x} &= -1/2 \cdot H_0 [\sin(\omega t - 120^\circ) + \sin(\omega t - 240^\circ)] = \\ &= -1/2 \cdot H_0 \cdot 2 \cdot \sin(\omega t - 180^\circ) \cdot \cos 60^\circ = 1/2 \cdot H_0 \sin \omega t. \end{aligned}$$

Shuning uchun natijaviy maydonning X o'q bo'yicha tashkil etuvchisi

$$H_x = H_{1x} + H_{2x} + H_{3x} = 3/2 H_2 \sin \omega t$$

Endi y o'q bo'yicha tashkil etuvchisini topamiz:

$$\begin{aligned} H_{1y} &= 0 \\ H_{2y} &= H_2 \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \sin(\omega t - 120^\circ), \end{aligned}$$

g'altak (yoki ular sonining uchlangani) kerak bo'ladi. 1-, 2- va 3-g'altaklar bir-biriga nisbatan 120° burchakka burilgan bo'lishi lozim. Bu 224-rasmida ko'rsatilgan. Bu holda biz uchta o'zgaruvchan magnit maydon H_1, H_2 va H_3 ga ega bo'lamiz. Bular ham xuddi g'altaklar kabi bir-biri bilan 120° burchak tashkil qiladi. Bu maydonlarning tebranishlari quyidagi formulalar bilan ifodalanadi:

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 \sin \omega t, \\ H_2 &= H_0 \sin(\omega t - 120^\circ), \\ H_3 &= H_0 \sin(\omega t - 240^\circ) \end{aligned} \quad (130.3)$$

$$H_{3y} = H_3 \cos 150^\circ = -\frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \sin(\omega t - 240^\circ),$$

Shuning uchun

$$H_y = H_{2y} + H_{3y} = \frac{\sqrt{3}}{2} 2 \sin 60^\circ \sin(\omega t - 180^\circ) = -\frac{\sqrt{3}}{2} H_0 \cos \omega t$$

Oldingidagidek ish tutib, natijaviy maydon kattaligini topamiz:

$$H = \sqrt{H_x^2 + H_y^2} = 3/3 H_0;$$

H vektor va y o'q hosil qilgan α burchak quyidagi munosabatdan topiladi:

$$\operatorname{tg} \alpha = H_x / H_y = -\operatorname{tg} \omega t.$$

binobarin,

$$\alpha = -\omega t.$$

Shunday qilib, bu yerda ham ω burchak tezlik bilan aylanayotgan magnit maydonni olamiz.

Aylanuvchi magnit maydondan o'zgaruvchan tok asinxron dvigatellarida foydalaniladi. Uch fazali tok dvigatellarida aylanuvchi magnit maydonni hosil qiluvchi uchta chulg'am stator o'yiqlariga joylangan. Ular yo uchburchak, yo yulduz sxemasi bo'yicha ulanadi va uch fazali tok tarmog'idan ta'minlanadi.

Dvigatel rotorini temir o'zakdan iborat bo'lib, uning o'yiqlariga chulg'amlar joylangan. Uncha qudratli bo'lmagan dvigatellarda bu chulg'amlar o'z-o'ziga qisqa tutashgan bo'ladi. Rotor chulg'ami ko'pincha uchlari mis halqalar bilan tutashirilgan yo'g'on sterjen shaklida qilinadi. Shuning uchun butun chulg'am «olmaxon g'ildiragi» ko'rinishiga ega bo'ladi.

Aylanuvchi maydon paydo bo'lishi tufayli rotor chulg'amida induksion tok paydo bo'ladi, u stator magnit maydoni bilan o'zaro ta'sirlashib rotorni aylantiruvchi kuchga olib keladi.

Rotorning tok kuchi maydon va rotor aylanishining nisbiy tezligiga bog'liq. Bu tezlikni rotorning sirpanish koeffitsiyenti bilan xarakterlash qabul qilingan:

$$K = \frac{v_M - v_p}{v_M}$$

bunda v_M — maydonning bir sekundda aylanishlar soni, v_p rotorning bir sekunda aylanishlar soni. Agar rotor maydon tezligi bilan aylansa (nisbiy tezlik nolga teng), unda $K=0$. Agar rotor harakatlanmasa (yurgizish momenti), unda $K=1$. Dvigatel nagruzkasi qanchalik katta bo'lsa, rotordagi

tok ham shunchalik kuchli bo'lishi, sirlanish koeffitsiyenti shunchalik katta bo'lishi va rotorni aylanishlar soni shunchalik kichik bo'lishi lozim. Shuning uchun dvigatelning aylanishlar soni doimiyligicha qolmay, nagruzka o'zgarishi bilan bir oz o'zgaradi, shuning uchun ham 126-§ da qarab chiqilgan sinxron dvigateldan farqli o'laroq, bu dvigatel asinxron divigatel deb nom oldi.

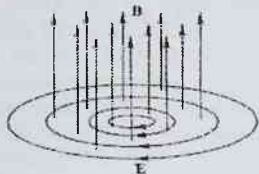
Yurgizib yuborish momentida $K=1$ bo'lib, aylanishning nisbiy tezliga eng katta. Bu vaqtda rotordan tok kuchi eng katta bo'lib, chulg'amlarining qarshiligi juda ham kichik bo'lgan qudratli dvigatel rotorlarida xavfli qiymatlargacha yetishi mumkin. Bu boshlang'ich tok kuchini kamaytirish uchun katta dvigatellarning rotorlarini qisqa tutashtirilgan qilinmay, balki kontakt halqalar bilan ta'minlanadi. Halqalar va cho'tkalar yordamida rotor chulg'ami yurgizib yuborish reostatiga tutashtiriladi, dvigatelning aylanishlar soni ortishi bilan reostatni zanjirdan asta-sekin chiqariladi. Uch fazali asinxron dvigatel juda ham sodda tuzilganligi bilan ajralib turadi. Shuningdek, uning mexanikaviy xarakteristikalar ham yaxshi. Shuning uchun ham bu divigatel juda keng tarqalgan.

XIII BOB. ELEKTR VA MAGNIT MAYDONLARNING O'ZARO AYLANISHI. MAKSVELL NAZARIYASI

Elektr va magnit maydonlar orasida chuqur ichki bog'lanish mavjud bo'lib, u bu maydonlarning bir-biriga aylana olishida namoyon bo'ladi. Magnit maydonning har danday o'zgarishi doimo elektr maydon paydo bo'lishiga va aksincha, elektr maydonning har qanday o'zgarishi magnit maydon paydo bo'lishiga olib keladi. Elektr va magnit maydonlarning bu o'zaro aylanishi o'tgan asrning ikkinchi yarmida Maksvell tomonidan ochilgan edi. U tinch turgan muhitlarda elektromagnit maydonning umumiy nazariyasini rivojlantirdi. Maksvell nazariyasi yagona nuqtai nazarda yudorida qarab chidilgan elektr va magnit maydonlar xossalari tegishli bo'lgan faktlarning hammasini, shuningdek, yangi muhim hodisalarni qamrab olishga imkon beradi. Bu bobda biz shu nazariyaning asosiy g'oyalarni qarab chiqamiz.

131-§. Uyurmaviy elektr maydon

Elektromagnit induksiya hodisasiga qaytamiz va magnit maydondagi qo'zg'almas yopiq o'tkazgichni qarab chiqamiz. IX bobda magnit maydonning har qanday o'zgarishida bunday o'tkazgichda elektr yurituvchi kuch paydo bo'lishini va buning oqibatida induksion tok hosil bo'lishini ko'rgan edik.



225- rasm. Magnit maydon o'zgariganda uyurmaviy elektr maydon paydo bo'ladi. E ning chizmada ko'rsatilgan yo'nalishi B ning ortishiga to'g'ri keladi

Ikkinchi tomondan, VII bobda aytilganlardan, har qanday zanjirda elektr yurituvchi kuch faqat quyidagi holda, agar undagi zaryadlarga biror chet kuchlar, ya'ni elektrostatik bo'lmagan kuchlar ta'sir qilsagina paydo bo'lishini bilamiz. Shuning uchun bu holda chet kuchlarning fizikaviy tabiati danday degan savol tug'iladi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, induksiya elektr yurituvchi kuch o'tkazgich moddasining turiga: u bir jinsli bo'ladimi yoki bir jinsli bo'lmaydimi, birinchi klass o'tkazgich bo'ladimi yoki ikkinchi tur (elektrolit) bo'ladimi, umuman bog'liq bo'lmaydi. U shuningdek o'tkazgichning holatiga ham bog'liq bo'lmaydi, jumladan, o'tkazgich butun uzunligi bo'ylab temperatura bir xil yoki bir xil bo'lmasligiga bog'liq emas, Bu holda chet kuchlar magnit maydonda o'tkazgichning xossalari o'zgarishiga bog'liq bo'lmay, balki magnit maydonning o'ziga bog'liqligini ko'rsatadi.

Maksvell elektromagnit induksiya hodisasini analiz qilib, induksiya EYuK ning paydo bo'lishiga sabab elektr maydonning hosil bo'lishidir (225-rasm), o'tkazgichlar esa ikkinchi darajali rol o'ynaydi va bu maydonni qayd qiluvchi asbobgina bo'ladi, deb xulosa chiqardi. Maydon ta'siri ostida simdagi o'tkazuvchanlik elektronlarni harakatga keladi, agar sim yopiq bo'lsa, unda induksion tok paydo bo'ladi.

Qaralayotgan hodisaning muhim xususiyati shundan iboratki, paydo bo'layotgan elektr maydon elektrostatik hodisa emas. Elektrostatik maydonning kuch chiziqlari doim ochiq; bu kuch chiziqlari elektr zaryadlarda boshlanadi va ularda tugaydi, bunga muvofiq ravishda elektrostatik maydonda yopiq kontur bo'yicha kuchlanish doim nolga teng. Shu sababga ko'ra elektrostatik maydon zaryadlarning yopiq harakatini quvvatlab tura olmaydi va binobarin, elektr yurituvchi kuchning paydo bo'lishiga olib kela olmaydi. Aksincha, elektromagnit induksiyada hosil bo'luvchi elektr maydon uzluksiz kuch chiziqlariga ega, ya'ni uyurmaviy maydondan iborat. Bunday maydon simda elektronlarni yopiq traektoriya bo'yicha harakatlantiradi va elektr yurituvchi kuchlarning paydo bo'lishiga olib keladi — uyurmaviy elektr maydon kuchlari — chet kuchlar bo'ladi. Bunday maydonda yopiq kontur bo'yicha elektr kuchlanish nolga teng emas; istalgan ikki nuqta orasidagi elektr kuchlanish faqat bu nuqtalarning vaziyati bilangina aniqlanmay (elektrostatik maydon holida nuqtalarning vaziyatiga bog'liq), balki mazkur nuqtani birlashtiruvchi (133-§ bilan taqqoslang) konturning (o'tkazgichning) *shakliga* ham bog'liq.

Shunday qilib, elektromagnit induksiya hodisasini chuqurroq talqin qilish Maksvell nazariyasining birinchi asosiy qoidasini ifodalovchi quyidagi xulosaga olib keladi: *magnit maydonning har qanday o'zgarishi uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi.*

Olingan natijani miqdoriy shaklda ifodalash mumkin. Elektromagnit induksiyaning asosiy qonuniga ko'ra (91-§) induksiya EYuK magnit oqimning o'zgarish tezligiga teng:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (131.1)$$

bunda Φ — qaralayotgan l kontur bilan chegaralangan S yuz orqali B magnit induksiyasi oqimi (226-rasm).

$$\Phi = \int_S B_n dS \quad (131.2)$$

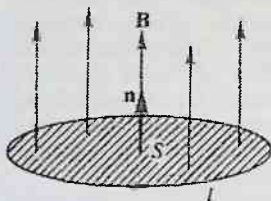
Ikkinchi tomondan, 69-§ ga ko'ra, biror l konturdagi elektryurituvchi kuch quyidagiga teng:

$$\mathcal{E} = \int_l E_t^* dl \quad (131.3)$$

bunda E_l —chet kuchlarning maydon kuchlanganligi. Mazkur holda E_l uyurmaviy Elektr maydon kuchlanganligi E dan iborat. Shuning uchun (131.3) dan $E_l = E^*$ ni (131.1) qo'yib quyidagi ifodani olamiz;

$$\frac{d\Phi}{dt} = -\int_l E_l dl \quad (131.4)$$

Bu munosabat o'zgaruvchan magnit maydon (B) va uyurmaviy elektr maydon (E) orasidagi miqdoriy bog'lanishni ifodalaydi va Maksvell nazariyasida asosiy tenglamalardan biri hisoblanadi. Shuni eslatib o'tamizki, (131.1) formulada magnit oqimga ma'lum ishora beramiz, bu ishora normal n ning S yuzaga nisbatan musbat yo'nalishni tanlab olinishiga bog'liq. Normalning bu ishorasi EYuKning ishorasini aniqlaydi, u n ning yo'nalishi bilan o'ng parma qoidasi bo'yicha bog'liq ravishda o'zgaradi (91-§). Shuning uchun ham Maksvell tenglamasi (131.4) da n normalning yo'nalishi va I kontur bo'yicha aylanib o'tish yo'nalishi o'ng parma qoidasiga bog'liq o'zgaradi.



226- rasm Maksvell tenglamasining ta'rifiga doir

Aytilganlarni misolda tushuntiramiz. 226-rasmda n normalning tanlangan yunalishini va unga tegishli bo'lgan I konturni aylanib o'tish yo'nalishi ko'rsatilgan. Agar B vektor n ga parallel yo'nalgan bo'lsa (yoki n bilan o'tkir burchak tashkil qilsa), unda oqim musbat bo'ladi. Agar magnit maydon ortsa, unda $\frac{d\Phi}{dt} > 0$ va (131.4) da $\oint E dl < 0$ kelib chiqadi. Bu uyurmaviy elektr maydon konturni aylanib chiqishdagi yo'nalishga teskari yo'nalgan degan so'z.

132-§. Uyurmaviy toklar

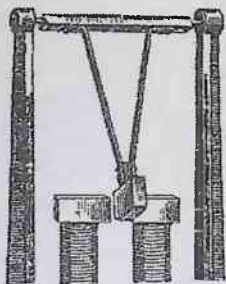
Agar o'zgaruvchan magnit maydonda biror massiv o'tkazgich bo'lsa, unda uyurmaviy elektr maydon bu o'tkazgichda induksion tok hosil qiladi. O'tkazgichning istalgan nuqtasida bu tokning zichligi Om qonuni bo'yicha $j = \lambda E$ ga teng E kuchlanganlik chiziqlari yopiq bo'lgani tufayli tok chiziqlari ham o'tkazgich ichida tutashadi, shuning uchun ham bu toklar uyurmaviy toklar deb atalgan.

Uyurmaviy toklar o'tkazgichni qizdiradi. Agar o'zgaruvchan tokli g'altak ichiga o'tkazuvchi jism, masalan, g'altak o'qiga perpendikulyar orientirlangan metall disk joylashtirilsa, unda diskni yuqori temperaturagacha qizdirish va eritib yuborishi mumkin.

O'tkazgichlarini uyurmaviy toklar bilan qizdirish induksion metallurgiya pechlarida metallarni eritish va ulardan qotishmalar

tayyorlashda foydalaniladi. Eng katta induksion pechlar laboratoriya va zavod praktikasida metallarni vakuumda qizdirish va boshqa maqsadlarda keng foydalaniladi.

Magnit maydonda massiv o'tkazgichlarni harakatlantirganda ham



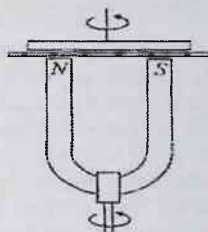
227- rasm. Uyurmaviy toklar hosil bo'lishi tufayli magnit maydonda metall mayatnik tormozlanadi.

uyurmaviy toklar paydo bo'ladi. Uyurmaviy toklar magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashib, harakatlanayotgan o'tkazuvchi jisimga ta'sir qiluvchi kuchlarni hosil qiladi. Lens qonuniga ko'ra, bu kuchlar doim harakatlanishga qarshilik ko'rsatadi. Bu tormozlovchi ta'sir ham uyurmaviy toklarni osongina payqashga imkon beradi. 227-rasmda qizil misdan qilingan massiv yopiq shaklidagi mayatnik ko'rsatilgan bo'lib, mayatnik tebranganida u elektromagnit qutblarni orasidan o'tadi. Elektromagnit jism qo'yilganida massa katta bo'lganligi tufayli mayatnik juda kam so'ni b tebranadi, ammo elektromagnit ulanganida keskin to'xtaydi.

Agar mis tangani kuchli elektromagnit qutblari orasida boshlangich tezliksiz erkin tushirsak, unda tanga juda kichik tezlikda, ya'ni 1 sm/sek tartibda deyarli tekis, harakatlanadi. Bu xuddi juda qovushqoq muhitdagi harakatlanishga o'xshaydi.

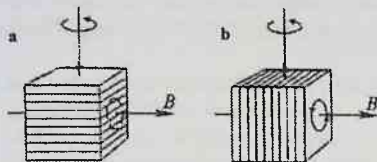
Agar mis disk doimiy magnit yaqiniga joylashtirilsa va magnit aylantirila boshlansa, unda disk ham magnit aylanayotgan tomonga aylana boshlaydi (228- rasm).

Uyurmaviy toklarning magnit maydon bilan o'zaro ta'sirlashishi Nyutonning uchinchi qonuniga bo'ysunadi. Shuning uchun agar oxirgi tajribada magnit o'rniga disk aylantirilsa, unda magnit ham shunday aylana boshlaydi. Uyurmaviy toklar hosil qilayotgan va magnit maydonda harakatlanayotgan o'tkazgichlarga ta'sir qiluvchi kuchlar ko'pgina o'lchov asboblarda (elektr hisoblagichlar, o'lchov asboblarning elektromagnit tinchlantirgichlari, taxometrlar va boshqalarda) foydalaniladi.



228-rasm. Aylanayotgan magnit yaqiniga osilgan. mis disk aylana boshlaydi

Ba'zi texnikaviy qurilmalarda uyurmaviy toklar zararli rol o'ynaydi. Masalan, transformatorlarning temir o'zaklarida va elektr generatorlarning



229-rasm. Uyurmaviy toklarning zaiflashishi. Uyurmaviy toklar b holatga qaraganda a holda ancha kuchsiz.

uyurmaviy toklarning mumkin bo'lgan chiziqlarini kesib o'tadi. Bu uslubning mohiyati 229-rasmda tushuntiriladi. Yupqa metall plastinkalardan yig'ilgan kubni ipga osamiz, uni elektromagnit qutblari orasiga joylashtiramiz va ipni oldindan burab, ip bo'shayotganida kubning aylanishini kuzatamiz. Agar kub *a* vaziyatda osilgan bo'lsa, unda izolyatsiyalovchi qatlamlar uyurmaviy tok chizilarini kesib o'tadi (ulardan biri punktir bilan ko'rsatilgan).

Bu holda uyurmaviy toklar faqat har bir plastinka chegarasidagina paydo bo'ladi; ularning ta'siri juda kuchsiz bo'lib, kub katta burchak tezlik bilan erkin aylanadi. Agar kub *b* vaziyatda osilsa, unda qatlamlar uyurmaviy tok chiziqlariga parallel bo'ladi va tok paydo bo'lishiga halaqit bermaydi. Kub o'zini xuddi qatlam yo'qligidek tutadi va uyurmaviy toklarning tormozlovchi ta'siri tufayli juda sekin buriladi.

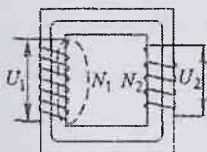
132 §. Transformator

Transformator o'zgaruvchan tok kuchlanishi va kuchini qayta o'zgartiradigan qurilmadir. Unda yumshoq temir yoki boshqa magnitoyumshoq ferromagnetikdan qilingan o'zakka (odatda, yopiq shaklda) ega bo'lib, unda ikki chulg'am — birlamchi va ikkilamchi chulg'am bo'ladi (230- rasm). Birlamchi chulg'amning uchlari (transformator ning kirishi), ta'minlovchi o'zgaruvchan tok tarmog'iga, ikkilamchi chulg'am uchlari (chiqishi) elektr energiya iste'molchisiga ulangan ikkilamchi chulg'amda paydo bo'ladigan elektromagnit induksiya EYuKundagi o'ramlar soniga proporsional, shuning uchun bu o'ramlar sonini o'zgartirib, transformator chiqishidagi kuchlanishini keng chegarada o'zgartirish mumkin.

Hozirgi zamon elektrotexnikasida transformatorlar muhim rol o'ynaydi. Hozirgi vaqtda kuchli elektr uzatish liniyalarida deyarli doim yuqori kuchlanish (ming va bir necha o'n ming volt) qo'llaniladi. Bu liniyadagi tok kuchini simlar kesimi dan kamaytirish imkonini beradi, bu esa elektr uzatish liniyalari qurish tannarxini ancha kamaytirishga olib keladi.

Ammo yuqori kuchlanishga mo'ljallangan generatorlarni (shuningdek, elektr energiya iste'mol qiluvchi, turli asboblari) qurish ancha qiyin, chunki chulg'amlarni yaxshi izolyatsiyalanishini ta'minlash lozim. Shuning uchun elektr generatorlarini past kuchlanishga mo'ljallab quriladi va so'ngra kuchaytiruvchi transformatorlar yordamida bu kuchlanish oshiriladi. Elektr energiya iste'mol qilinadigan joylarda esa yuqori kuchlanishli toklar pasaytiruvchi transformatorlar yordamida past kuchlanishli toklarga (110, 220 V va boshqalar) aylantiriladi.

Transformatorlarning foydali ish ko'effitsiyenti yuqori bo'lib, 99% gacha yetadi va hech qanday harakatlanadigan qismga ega bo'lmaydi, shuning uchun ham ular juda qulay texnikaviy qurilmadir.



230-rasm. Transformator

Uyurmaviy elektr maydonning texnikada qo'llanilishiga yaqqol misoldir. Xuddi mana shu maydon ikkilamchi chulg'amdagi elektronlarni harakatga keltiradi va unda EYuK paydo bo'lishiga ham sabab bo'ladi. Shuni ta'kidlab o'tamizki, birlamchi chulg'am hosil qilayotgan magnit oqim amalda transformator uzagi ichida mujassamlangan bo'ladi, uyurmaviy elektr maydon esa o'zakning ham ichida, ham tashqarisida mavjud bo'ladi. Shuning uchun ikkilamchi chulg'amda EYuK o'zak va chulg'am orasida oraliq bo'lganda ham sodir bo'laveradi. Uyurmaviy elektr maydonda ikki nuqta orasidagi kuchlanish ularni birlashtiruvchi konturlar shakliga bog'liq ekanligini (131-§ bilan taqqoslang) transformatoridan foydalanib tajribada osongina tekshirib kurish mumkin. Buning uchun ikkilamchi chulg'amning o'ramlar sonini kamaytirish (bir-ikkita) va uning a va b (231-rasm) uchlariga voltmetrni shunday ulash lozimki, birinchi galda voltmetr simlari transformatoridan tashqarida bo'lsin (tutash chiziqlar), ikkinchi galda esa transformator ichidan o'tib, uning o'zagini qamrab olsin (punktir chiziqlar). Ikkala holda ham voltmetr ko'rsatishi o'sha a va b nuqtalarga ulangan bo'lishiga qaramay har xil bo'ladi (ikkinchi holda ko'proq).

Texnikaviy transformatorlarda bu ko'rinmaydi, chunki birinchidan, odatda ularda ikkilamchi chulg'amdagi o'ramlar soni ko'p bo'ladi, shuning uchun bitta ortiqcha chulg'amni qo'shishda vujudga kelayotgan voltmetrning o'zgarishiga kam ta'sir qilali. Ikkinchidan metall g'ilofning bo'lishi umuman punktir bilan ko'rsatilgan ulanishni amalga oshirishga yo'l qo'ymaydi. Lekin baribir ko'rsatilgan fakt prinsipial ahamiyatga ega.

Endi kirish kuchlanishi U_1 va chiqish kuchlanishi U_2 o'zaro qanday bog'langanini qarab chiqamiz. Φ — o'zakdagi magnit oqim bo'lsin. Sinus

qonuni bo'yicha o'zgaruvchi texnikaviy o'zgaruvchan tok holdida va o'zak magnitlanganida (to'yinishdan hali ancha uzoq), bu magnit oqim ham deyarli sinusoidal qonun bo'yicha o'zgaradi:

$\Phi = \Phi_0 \sin \omega t$, bunda ω — o'zgaruvchan tokning burchak chastotasi (2π sekunddagi davrlar soni), Φ — oqimning (uning amplitudasining) maksimal qiymati. Real transformatorlarda birlamchi chulg'am hosil qiladigan induksiya chiziqlarining bir qismi o'zakdan chiqadi va sochilib (tarqalish) oqish deb ataladigan oqim hosil qilib,

ikkilamchi chulg'amdan tashqarida tutashadi (230-rasmdagi punktir). Ammo yaxshi transformatorlarda o'zak ichidagi oqimga qaraganda sochilish oqimi kam bo'ladi, shuning uchun ham biz bir Φ -oqimning o'zi ikkala chulg'amni kesib o'tadi deyimiz. Birlamchi chulg'amda paydo bo'ladigan o'zinduksiya EYuK quyidagiga teng:

$$\mathcal{E}_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt}$$

Ikkilamchi chulg'amda paydo bo'ladigan o'zinduksiya EYuK quyidagiga teng:

$$\mathcal{E}_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt}$$

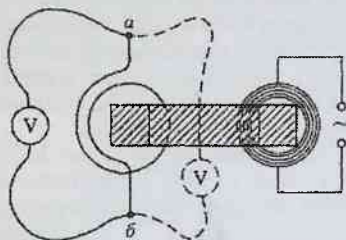
bunda N_1 va N_2 — birlamchi va ikkilamchi chulg'amlardagi o'ramlar soni. Transformator chulg'amlariga EYuK li soha uchun Om qonunini tadbiiq qilib (68-§), transformator kirishidagi kuchlanishni topamiz:

$$U_1 = r_1 i_1 - \mathcal{E}_1 = r_1 i_1 + N_1 \frac{d\Phi}{dt}$$

va chidishidagi kuchlanish

$$U_2 = r_2 i_2 - \mathcal{E}_2 = r_2 i_2 + N_2 \frac{d\Phi}{dt}$$

bu yerda r_1 va r_2 — birlamchi va ikkilamchi chulg'amlarning qarshiligi, (i_1 va i_2 -ulardagi tok kuchi). Biz faqat ikkilamchi chulg'am ochiiq hol bilan cheklanamiz va shuning uchun $i_2 = 0$ deyimiz. So'ngra esa (odatda, barcha



231-rasm. Transformatorning uyurmaviy elektr maydonida kuchlanish konturning shakliga bog'liq bo'ladi.

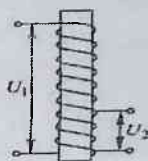
texnikaviy transformatorlar uchun bajariladi) $r_i \ll \mathcal{E}_i$ deb hisoblaymiz. Unda oxirgi ikki tenglanani hadma-had bo'lib, quyidagini topamiz:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1} \quad (133.1)$$

$K = N_2 / N_1$ nisbatni *transformatsiya koeffitsiyenti* deyiladi. U had ishlash rejimi da ikkilamchi kuchlanish birlamchi kuchlanishga qaraganda necha marta ko'pligini ko'rsatadi.

Agar transformatorga nagruzka ulangan bo'lsa (ikkilamchi chulg'am yopiq), unda induksiya EYuKa nisbatan kuchlanish tushishi r_i ni hisobga olmaslik mumkin emas, bunda (133.1) formula o'rniga ancha murakkab munosabat olinadi.

Ba'zan transformatorning birlamchi chulg'amining bir qismi ikkilamchi chulg'am bo'lib, yoki aksincha, ikkilamchi chulg'amning bir qismi birlamchi chulg'am bo'lib xizmat qiladi, u holda transformator avtotransformator deyiladi (232-rasm). Avtotransformator kontaktlarining birini ko'pincha siljiydigan qilinadi, bu esa chiqish kuchlanishini tekis o'zgartirish imkonini beradi.



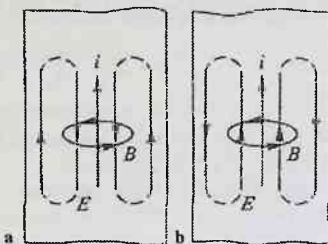
232-rasm.
Avtotransformator

134-§. O'zgaruvchan tokning siqib chiqarilishi (skin-effekt)

Agar o'zgarmas ko'ndalang kesimli bir jinsli o'tkazgichda o'zgarmas tok bo'lsa, unda o'tkazgichning turli kesimlarida tok zichligi bir xil. O'zgaruvchan tokda esa boshqacha bo'ladi. Bu holda tok zichligi kesim bo'yicha bir xil bo'lmaydi: sirtida eng katta bo'ladi, o'tkazgich o'rtasida eng kichik bo'ladi. O'tkazgich qanchalik yo'g'on va o'zgaruvchan tok chastotasi qanchalik katta bo'lsa, uning notekisligi shunchalik katta bo'ladi, chastota juda katta bo'lganda esa tok faqat yuza sirt qatlamida mavjud bo'ladi. Bu hodisa *skin-effekt* deb nom oldi.

Ko'rsatilgan bu qiziq hodisa ham elektromagnit induksiyaning uyrumaviy elektr maydon paydo bo'lishi bilan tushuntiriladi, O'zgaruvchan tokli o'tkazgichni qarab chiqamiz va vaqtning muayyan momentida tok i 233- rasmida ko'rsatilgan yo'nalishga ega bo'lsin. Bu tok o'tkazgich ichida magnit maydon hosil qiladi, bu maydonning induksiya chiziqlari o'tkazgich o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi, i tok kuchayadi deylik. Unda ortib boruvchi i induksiya uyrumaviy elektr maydon B ni hosil qiladi (233a-rasm), bu uyrumaviy elektr maydon ham o'tkazgich sirtida i tok kabi, o'tkazgich o'qida esa tokka qarama-qarshi yo'nalgan. Bu maydon sirtidagi tokni kuchaytirib, uning ichidagi tokni esa susaytiradi.

Endi i tok kamayadi, deylik. Bu holda kuchsizlanuvchi B induksiya elektr maydon E ni hosil qiladi, bu maydon birinchi holdagiga qaraganda qarama-qarshi yo'naladi (233b-rasm), ya'ni sirtida tokka qarama-qarshi bo'lib, o'qda esa tok bilan mos tushadi. Ikkala holda ham: tok kuchayganda ham, susayganda ham o'tkazgich ichidagi uyurmaviy elektr maydon tokning o'zgarishiga to'sqinlik qiladi, sirtidagi uyurmaviy elektr maydon esa tokning o'zgarishiga ko'maklashadi, demak, o'tkazgich o'qida o'zgaruvchan tok kuchsizroq, sirtida esa kuchliroq bo'ladi.



233-rasm. O'zgaruvchan tokni o'tkazgich sirtiga siqib chiqarilishining tushuntirilishi: a-tok ortadi; b-tok kamayadi

Agar o'tkazgich tekis qatlam shakliga ega bo'lsa, unda plastina eni $2D$ qalinlikga qaraganda ancha kichik bo'lsa, o'tkazgich kesimi bo'yicha tok zichligining taqsimot qonuni juda ham oddiy bo'ladi. Hisoblashlar ko'rsatadiki, bu taqsimot

$$d = \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega \mu \mu_0 \lambda}{2}}} \quad (134.1)$$

qalinlikga bog'liq, Bu kattalik tokning singish chuqurligi deb nom oldi. Bu yerda (μ - o'tkazgich moddasining magnit singdiruvchanligi, μ_0 - magnit doimiysi, $\lambda/2$ - solishtirma elektr o'tkazuvchanlik, $\omega = 2\pi\nu$ - o'zgaruvchan tokning doiraviy chastotasi. Bu kattaliklarni birliklarning SI sistemasida ifodalab, d ni metr hisobida olamiz.

Agar $d \ll D$ bo'lsa, unda o'tkazgich kesimi bo'yicha tok zichligi amalda o'zarmaydi. Agar $d \ll D$ (skin-effekt kuchli) bo'lsa, unda taqsimot qonuni taxminan quydagi ko'rnishga ega bo'ladi:

$$j(y) = j_{\text{sirt}} e^{-\frac{y}{d}} \quad (134.1)$$

bunda $j(y)$ — o'tkazgich sirtidan y masofada tok zichligi, j_{sirt} — sirtidagi tok zichligi. (134.2) dan singish chuqurligi d o'tkazgich sirtidan shunday chuqurlikki, bu chuqurlikda tok zichligi $e = 2,71$ marta kamayadi.

Skin-effekt tufayli katta chastotalarda elektr tok ko'proq o'tkazgichning sirt qatlamidan oqadi. Bu o'tkazgichning ishlayotgan kesimining kamayishiga va o'tkazgich qarshiligining ortishiga olib keladi.

Chastota katta bo'lganda yoki sim yo'g'on bo'lganda bu ortish sezilarli bo'lishi mumkin

O'tkazgichda tok tekis taqsimlanmaganligi tufayli faqat qarshiligi emas, balki induktivligi ham o'zgaradi. Hadiqatdan dam, o'zgarmas tokda magnit maydon tashqi fazoda ham, o'tkazgich ichida ham paydo bo'ladi. Skin-effekt kuchli bo'lganida tok amalda faqat sirt qatlamida mavjud bo'ladi va o'tkazgich ichida magnit maydon bo'lmaydi. Magnit energiyasi o'tkazgich ichidagi maydon energiyasining kattaligi qadar kamayadi, binobarin, o'tkazgichning induktivligi ham kamayadi.

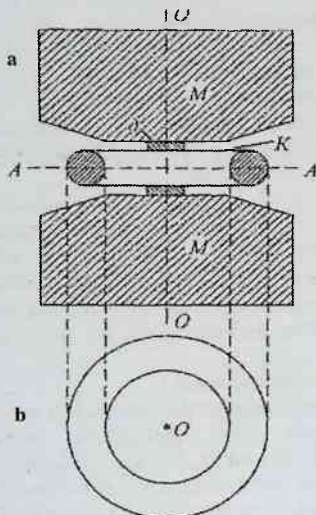
Skin-effektning mavjud bo'lishi tez o'zgaruvchan toklar texnikasida doim hisobga olinadi. Bunday toklar amalda o'tkazgich ichida yurmaganligi tufayli bunday toklar uchun liniyalarni ichi bo'sh trubalardan qilinadi. Hozirgi zamon o'ta yuqori chastotalar-radiotexnikasida ko'pgina detallar (to'lqin o'tkazgichlar, koaksial liniyalar) yaxshi o'tkazuvchi yupqa kumush qatlami bilan qoplanadi, chunki ularning qarshiligi faqat sirt qatlamiga bog'liq.

135 §. Induksion tezlatich

Uyurmaviy elektr maydon katta tezlikli elektronlar dastasi olish uchun mo'ljallangan induksion tezlatichlar yoki betatronlarda ajoyib qo'llaniladigan bo'ldi. Induksion tezlatichning sxemasi 234-rasmda tasvirlangan. Uning asosiy qismi kuchli elektromagnit MM dan iborat. U oraliqda hosil qilayotgan magnit maydon OO o'qga nisbatan simmetrik. Bu maydon ham oraliq o'rtasidan o'tuvchi AA simmetriya tekisligiga ega. Elektromagnit chulg'ami o'zgaruvchan tok bilan ta'minlanadi, bu tokning chastotasi bir necha yuzlab gers chastotaga ega. Elektromagnit chulg'amidagi tokni kuchaytirish uchun unga parallel qilib katta kondensatorlar batareyasi ulanadi va elektr rezonans hodisasidan foydalaniladi (XXI bobga qarang). Elektromagnit polyuslari orasida toroid shaklida Q kamera bo'lib (234-rasm), kerakli vakuumgacha havosi so'riladi. Ma'lum vaqt oraliqlarida, $B=0$ da, kamera ichida joylashgan maxsus manbadagi termoelektron emissiya yordamida olinadigan elektronlar dastasi vujudga keladi. Magnit oqim uzgarganida *Maksvell* nazariyasining asosiy ta'rifiga muvofiq uyurmaviy elektr maydon E paydo bo'ladi va tezlatich kamerasidagi har qaysi elektronga eE kuch ta'sir qiladi. Elektr maydon kuch chiziqlari yopiq bo'lgani tufayli kuch yo'nalishi doim harakat yo'nalishi bilan mos tushadi va elektronlar magnit maydonda aylanib o'z energiyasini uzluksiz orttira boradi.

Shunday dilib, induksion tezlatich transformatorga uxshaydi, unda ikkilamchi chulg'amning bitta o'rami rolini kamera o'ynaydi. Farqi shundaki, oddiy transformatorning chulg'amlari simida elektronlar

ishqalanib harakatlanadi va shuning uchun ular to'plagan energiya uzluksiz issiqlik ajralishiga sarf bo'ladi; induksion tezlatkichda esa elektronlar vakuumda amalda ishqalanishsiz harakatlanadi va elektr maydon kuchlari bajargan ish elektronlarning kinetik energiyasiga aylanadi.



234-rasm. Induksion tezlatkichning tuzilishi sxemasi: a- elektromagnit qutblari va tezlatkich kamerasi; b—tezlatgichning kamerasining planda ko'rinishi

Birinci chorak davr davomida magnit maydon ortadi va ma'lum yo'nalishdagi elektr maydon hosil qiladi. Mana shu vaqtda elektronlarning tezlanishi ro'y beradi. Ikkinchi chorak davrda magnit maydon kamayadi va elektr maydon yo'nalishi teskarisiga o'zgaradi. Elektronlarni tezlashtirish uchun $B > 0$ da boshlanadigan faqat bitta chorak davrdan, ya'ni yo birinchi, yo uchinchi chorak davrdan foydalanish mumkin.

Elektronlar energiyasi maksimalga yaqinlashganida (tezlashish davri oxirida) elektronlarni tezlanish orbitasidan mahkamlangan nishonni ular bilan

chiqariladi va kamera ichiga bombardimon qilinadi. Bu turli usullar bilan amalga oshiriladi.

Ulardan biri quyidagicha: elektromagnitning qutb uchlari markaziga magnit materialdan qilingan d disklar mahkamlanadi (234-rasm), bu materialda $B = B_{max}$ da to'yinish ro'y beradi. Shuning uchun tezlanish davri oxirida magnit maydonning fazoviy taqsimlanishi o'zgaradi, elektron orbitasining radiusi o'zgaradi va elektron dasta nishonga yoki maxsus darchaga tushadi va u orqali kameradan tashqariga chiqadi.

Induksion tezlatkichlar asosan yadro fizikasiga doir tadqiqotlarda qo'llaniladi. Bu tezlatkichlar tez elektronlar oqimi, ya'ni sun'iy β - nurlanish olishga imkon beradi. Turli nishonlarni shu elektronlar bilan bombardimon qilinganda elektromagnit nurlanish (sun'iy γ -nurlar) paydo bo'ladi, bu nurlanish tabiiy radioaktiv preparatlarning γ - nurlanishiga qaraganda ancha

siguvchan bo'ladi. Uncha katta bo'lmagan tezlatkichlar sanoatda rentgen defektoskopiyasida va boshqa maqsadlarda foydalanish uchun nishonlarni elektronlar bilan bombardimon qilganda paydo bo'ladigan qattiq rentgen nurlari olishda qo'llanila boshlandi.

136 §. Siljish toki

Har qanday o'zgaruvchan magnit maydon uyurmaviy elektr maydonni hosil qilishini oldingi paragraflarda ko'rdik. Maksvell turli elektromagnit jarayonlarni analiz qilib, teskari hodisa ham mavjud bo'lishi kerak: *elektr maydonning har qanday o'zgarishi uyurmaviy magnit maydonning paydo bo'lishiga olib keladi*, degan xulosa chiqardi. Bu tasdiq elektromagnit maydonning muhim xossasini ifodalaydi (Maksvell nazariyasining ikkinchi asosiy qoidasi).

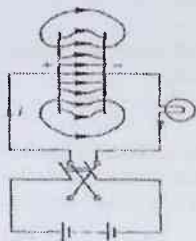
Magnit maydon har qanday tokning zaruriy belgisi bo'lgani tufayli Maksvell o'zgaruvchan elektr maydonni *siljish toki* deb atadi, bu tok zaryadlangan zarralar (elektronlar va ionlar) ning harakati bilan bog'liq bo'lgan o'tkazuvchanlik tokidan farq qiladi.

Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, bu termin uncha yaxshi tanlanmagan, u dielektriklar holida bir oz asosliroq, chunki ularda haqiqatdan ham atom va molekula zaryadlari siljiydi. Ammo siljish tokini hech qanday zaryad, binobarin, ularning hech qanday «siljishi» bo'lmagan vakuumga tatbiq qilamiz, shunga qaramay bu termin tarixiy an'analar tufayli saqlanib qoldi.

Siljish toki tushunchasini 235-rasmda tasvirlangan tajriba yordamida tushuntirish mumkin. Metall o'tkazgich, kondensator, batareya va uzib-ulagich dan iborat kontur tuzamiz. Konturdagi tok to'g'risida fikr yuritish uchun unga uncha katta bo'lmagan cho'g'lanma lampa ulaymiz, u demonstratsion ampermetr rolini o'ynaydi.

Biz bu yerda kondensator uzib turgan *ochiq* konturga ega bo'lamiz. Bilamizki, bunday ochiq kontur orqali o'zgarimas tok o'tmaydi va batareya uzoq vaqt ulanib tursa ham lampochka hech qizarmaydi.

Batareya ulangandan keyin dastlabki momentlarda boshqacha bo'ladi. Kondensator zaryadlanadi va metall simda qisqa muddatli zaryad toki paydo bo'ladi. Agar zaryadlash tugagandan keyin uzib-ulagich yordamida batareya qayta ulansa, unda kondensator qayta zaryadlanadi va qayta zaryadlanish jarayonida simda yana tok paydo bo'ladi, endi yo'nalishi teskari



235-rasm. Metall simda vaqt bo'yicha o'zgaruvchi o'tkazuvchanlik tok dielektrikdagi siljish toki bilan tutashadi

bo'ladi. Batareyaning har bir qayta ulanishida simda tok impulsi paydo bo'ladi va lampochkaning qisqa muddatli yonishi kuzatiladi.

Agar simning uzib-ulagichga ulangan uchlari o'zgaruvchan tok tarmog'idagi yoritgichga ulansa, unda kondensatorning qayta zaryadlanishi bir-biridan keyin uzluksiz har sekunda 100 marta chastota bilan davom etadi va konturda uzoq vaqtgacha o'zgaruvchan tok paydo bo'ladi. Bu holda lampochkaning har bir o'chib-yonish vaqti juda qisqa bo'lgani sababli, uni biz sezmaymiz va u tekis qiziydi (cho'g'lanadi).

Biz ko'ramizki, o'zgaruvchan tokdan farqli o'laroq o'zgaradigan yoki o'zgaruvchan toklar ochiq konturlarda ham mavjud bo'lishi mumkin. Bunda har gal ochiq konturda tok bo'lganda uning uchlari (kondensator qoplamalari) orasida vaqt bo'yicha o'zgaradigan elektr maydon yoki siljish toki bo'ladi. Shunday qilib, metall o'tkazgichda o'tkazuvchanlik toklari dielektrikdagi siljish toki bilan tutashadi.

Maksvell nazariyasiga ko'ra vaqtning istalgan momentida kondensatordagi elektr maydon shunday magnit maydonni hosil qiladiki, bu maydon kondensator qoplamalari orasida metall simlardagi tok kuchiga teng bo'lgan o'tkazuvchanlik toklari hosil qiladigan maydon kabi bo'ladi. Yoki boshqacha aytganda, biz qaralayotgan ochiq konturning magnit maydoni ham xuddi kontur yopiq bo'lgandagi kabi bo'ladi.

Bu o'zgaruvchi elektr maydon va u hosil qilayotgan magnit maydon orasidagi miqdoriy bog'lanishni topishga imkon beradi. Haqiqatan ham, agar kondensatordagi elektr siljish D dan iborat bo'lsa, unda, 41- § ga ko'ra, qoplamalardagi zaryadning sirt zichligi quyidagicha bo'ladi:

$$\sigma = D$$

Shuning uchun har bir qoplamadagi to'liq q zaryad

$$q = SD$$

ga teng, bunda S — qoplamalar yuzasi. Agar dt vaqt ichida kondensator zaryadi dq ga o'zgarsa, u holda o'tkazgichdagi tok kuchi

$$i = \frac{dq}{dt} = SdD/dt$$

bo'ladi, U elektr maydon induksiyasining o'zgarish tezligi bilan bir qiymatli bog'langan. Bundan kondensatorning o'zgaruvchi maydoni xuddi SdD/dt kuchga yoki

$$j_s = \frac{dD}{dt}$$

136.1

zichlikka ega bo'lgan tok kabi magnit maydon hosil qiladi. Bu kattalik *siljish toki zichliga* deb nom oldi.

Bu tushunchadan foydalanib, Maksvellning ikkinchi qoidasini quyidagi miqdoriy shaklda ifodalash mumkin: vaqt bo'yicha o'zgaruvchi elektr

maydon (136.1) formula bilan aniqlanadigan j_s zichlikli o'tkazuvchanlik toki kabi magnit maydon hosil qiladi.

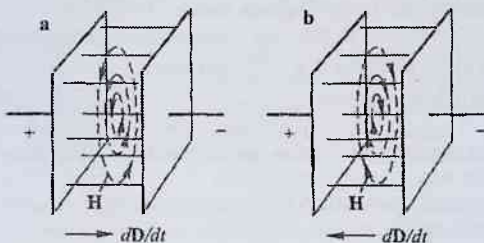
Umumiy holda elektr maydon bir jinsli bo'lmasligi va faqat vaqtga emas yana koordinatalarga ham bog'liq bo'lishi mumkin. Bu holda siljish toki zichligi uchun ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$j_s = \frac{\partial D}{\partial t} \quad (136.2)$$

bunda xususiy hosila belgisi magnit maydonning har qaysi nuqtasida vaqt bo'yicha induksiyaning o'zgarish tezligiga bog'liqligini ko'rsatadi.

Shuni qayd qilib o'tish kerakki, siljish toki D vektorning hosilasi bilan emas, balki shu vektorning o'zi aniqlanadi. Masalan, yassi kondensator maydonida D vektor musbat plastinkadan manfiy plastinka tomon yo'nalgan. Agar elektr maydon ortsa, unda $\frac{dD}{dt}$ binobarin, siljish toki ham 236- a rasmda ko'rsatilgani kabi yo'nalgan. Agar elektr maydon kamaysa, unda $\frac{dD}{dt}$ manfiy plastinkadan musbat tomon yo'naladi va magnit maydon birinchi holga qaraganda qarama-qarshi bo'ladi (236b-rasm).

Agar biror o'tkazgichda o'zgaruvchan tok bo'lsa, unda o'tkazgich ichida o'zgaruvchan elektr maydon mavjud bo'ladi. Shuning uchun o'tkazgich ichida o'tkazuvchanlik toki ham, siljish toki ham bo'ladi



236-rasm. O'zgaruvchan maydon (uyurmaviy) magnit maydonni vujudga keltiradi .

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan elektr maydon, magnit maydoni (uyurmaviy) hosil qiladi va o'tkazgichning magnit maydoni ularning yig'indisi bilan, ya'ni to'liq tok bilan aniqlanadi. To'liq tok zichligi

$$j_{\text{to'liq}} = j + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (136.3)$$

Muhitning elektr o'tkazuvchanligi va maydonning o'zgarish tezligiga (o'zgaruvchan tok chastotasiga) qarab (136.3) dagi ikkala qo'shiluvchi har xil rol o'ynaydi, Yaxshi o'tkazadigan moddalar (metallar) da va past chastotalarda tokning siljish zichligi kam bo'ladi va o'tkazuvchanlik tokiga

qaraganda siljish tokini hisobga olmaslik mumkin. Shuning uchun, masalan, metallarda o'zgaruvchan tokni siqib chiqarish hodisasida (134-§) siljish toki sezilarli rol o'ynamaydi. Aksincha, yomon o'tkazuvchi muhit (izolyatorlar) da va yuqori chastotalarda siljish toki asosiy rol o'ynaydi.

(136.3) formuladagi ikkala had bir xil va qarama-qarshi ishorali bo'lishi mumkin. Shuning uchun to'liq tok o'tkazuvchanlik tokidan katta bo'lishi ham mumkin, kichik bo'lishi ham mumkin, xususiyl holda esa nolga aylanishi mumkin.

Bunday misol 237-rasmda keltirilgan. Bunda o'tkazuvchi muhit to'ldirilgan sferik kondensator tasvirlangan. Agar qoplamlardagi zaryad q bo'lsa, unda markazdan r masofadagi D induksiya quyidagiga teng:

$$D = q/4\pi r^2.$$

Siljish toki zichligi $j_s = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dq}{dt}$

siljish toki kuchi esa $i_s = 4\pi r^2 j_s = \frac{dq}{dt}$

Kondensator zaryadsizlanayotganda bu tok ichki qoplamadan tashqi qoplama tomon yo'nalgan, o'tkazuvchanlik toki esa qarama-qarshi yo'nalgan (plyusdan minusga) va uning kuchi esa $i = -\frac{dq}{dt}$ dan nborat.

Shuning uchun to'liq tok

$$i_{\text{to'liq}} = i + i_s = 0$$

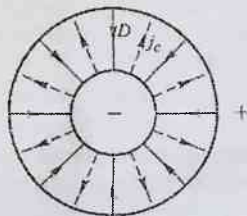
zaryadlarning qoplamlar orasida harakatlanishiga qaramasdan magnit maydon nolga teng.

Shunday qilib, o'zgaradigan toklarning magnit maydoni umumiy holda o'tkazuvchanlik toki bilan emas, balki to'liq tok bilan aniqlanadi.

Agar biz ochiq konturga ega bo'lsak, unda o'tkazgich uchlari o'tkazuvchanlik tokigina uziladi. Dielektrikda esa o'tkazgich uchlari orasida siljish toki bo'ladi, u o'tkazuvchanlik tokini tutashtiradi. Shuning uchun, agar elektr tok deganda (136.3) formula bilan aniqlanadigan to'liq tok tushunilsa, unda tabiatda hamma elektr toklar yopiq bo'lar ekan. Bu muhim xulosani ham Maksvell chiqargan edi.

137-§. Maksvell tenglamalari

Oldingi paragrafda siljish tokining magnit maydoni to'g'risidagi olingan xulosani tenglama ko'rinishida ifodalash mumkin. O'zgaruvchi tokli o'tkazgichni qarab chiqamiz va uning ichida l kontur bilan chegaralangan ixtiyoriy S yuzani ajratamiz (238-rasm). Bu konturga magnit kuchlanishi to'g'risidagi teoremani qo'llaymiz (81-§), bunda o'zgaruvchi



237-rasm. Zaryadning harakati magnit maydonni vujudga keltirmaydi

tokning umumiy holda magnit maydon to'liq tok bilan aniqlanishini hisobga olamiz:

$$\oint_l H_l dl = i_{to'liq}$$

bunda $i_{to'liq}$ — S yuza orqali oqayotgan to'liq tok kuchi.

Endi $i_{to'liq}$ ni hisoblaymiz. (136.3) formulaga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$i_{to'liq} = \int_S j_n dS + \int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS$$

Birinchi qo'shiluvchi o'tkazuvchanlik toki kuchi i dan iborat. Ikkinchi qo'shiluvchida integrallash va differensiallash tartibini o'zgartirish mumkin. Bu quyidagini beradi;

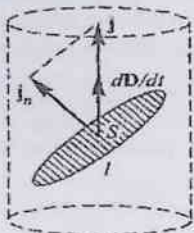
$$\int_S \frac{\partial D_n}{\partial t} dS = \frac{\partial}{\partial t} \int_S D_n dS = \frac{\partial N}{\partial t}$$

N — S yuza orqali elektr siljish vektorlari oqimi. Shuning uchun

$$i_{to'liq} = i + \frac{\partial N}{\partial t}$$

uzil-kesil quyidagi munosabatni olamiz

$$\oint_l H_l dl = i + \frac{\partial N}{\partial t} \quad (137.1)$$



238-rasm. Umumiy holda o'tkazgich ichida o'tkazuvchan toki va siljish toki mavjud.

Bu tenglama Maksvell nazariyasining ikkinchi asosiy tenglamasi bo'lib, siljish tokining magnit maydoni to'g'risidagi Maksvell qoidasining matematik shaklini ifodalaydi.

Endi elektr va magnit maydonni aniqlovchi asosiy tenglamalarni yozamiz Maksvell tenglamalaridan birini 131-§ da aniqlagan edik;

$$\oint_l E_l dl = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (137.2)$$

bu yerda Φ — l kontur bilan chegaralangan S yuz orqali magnit induksiya oqimi, shu bilan birga (137.1) dagi kabi vaqt bo'yicha xususiy hosila simvolidan foydalanamiz, chunki \mathbf{B} , binobarin, Φ ham koordinatalarga bog'liq (S yuzaning vaziyatiga). Bu tenglamalarga elektr maydon (44-§) va magnit maydon (106-§) uchun Ostrogradskiy—Gauss teoremasini ifodalovchi yana ikkita tenglamani qo'shish mumkin:

$$\int D_n dS = q \quad (137.3)$$

$$\int B_n dS = 0 \quad (137.4)$$

Nihoyat, shuni eslatish lozimki, bu tenglamalarga kirgan turli kattaliklar mustaqil bo'lib, ular orasida duydagi bog'lanish mavjud:

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (137.5)$$

bunda μ va ε — moddaning magnit va dielektrik singdiruvchanligi, (137.1) dagi zaryad zichligi \mathbf{j} va maydon kuchlanganligi \mathbf{E} , Om qonuni orqali quyidagicha bog'langan:

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} \quad (137.6)$$

bunda λ moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi. (137.1)-(137.6) tenglamalar Maksvell tenglamalar sistemasini tashkil qiladi. Ular tinch turgan muhitda elektr va magnit maydonlar uchun eng umumiy tenglamalar hisoblanadi.

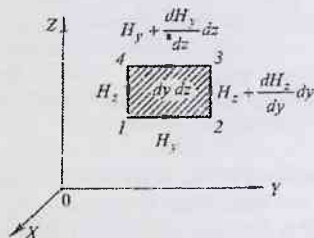
Shuni ta'kidlab o'tamizki, Maksvell tenglamalarida μ , ε va λ kattaliklar material doimiylari kabi, ya'ni muhitning xossasini xarakterlovchi berilgan kattaliklar kabi qatnashadi.

138 §. Differensial shakldagi Maksvell tenglamalari

Maksvell tenglamalari (137.1) - (137.4) ni har qanday kattalikdagi sirt uchun tatbiq qilish mumkin, shuning uchun ularga kirgan kattaliklar maydonning turli nuqtalariga tegishli. Masalan, (137.1) tenglamaning istalgan qismida H qaralayotgan yuzani chegaralovchi kontur nuqtalaridagi maydon kuchlanganligi iborat, o'ng qismdagi N oqim esa maydonning o'zidagi nuqtalarda D ning qiymatlariga bog'liq.

Bu tenglamalar shaklini barcha kattaliklar maydonning faqat bitta nuqtasigategishli bo'ladigan qilib o'zgartirish mumkin. Buning uchun Maksvell tenglamalarini cheksiz kichik bo'lgan yuzalarga tatbiq qilish lozim.

Dastlab (137.1) Maksvell tenglamasiga murojaat qilamiz, O'ng vintli to'g'ri burchakli XYZ koordinatalar sistemasini kiritamiz va Y hamda Z o'qlarga parallel bo'lgan dy va dz tomonli to'g'ri burchakli 1-2-3-4 yuzani qarab chiqamiz (239-rasm). Yuzaning 1-uchini maydonning ixtiyoriy nuqtasi (x, y, z) ga joylashtiramiz va shu nuqtada magnit maydon kuchlanganligining tashkil



239- rasm. $dy dz$ cheksiz kichik (yuzacha) va shu yuzachani chegaralagan konturdagi magnit maydoni tashkil qiluvchilarining qiymati.

qiluvchilarini H_x , H_y va H_z orqali belgilaymiz. Koordinatalar sistemasining o'ng vintli xarakteriga mos ravishda 1—2—3—4 kontur bo'yicha musbat aylanib chiqish yo'nalishini soat strelkasiga qarshi qilib olamiz va mana shu kontur bo'yicha magnit kuchlanishni hisoblaymiz. U konturning to'rtta kesmasiga tegishli bo'lgan to'rtta qo'shiluvchiga ajraladi. 1-2 kesimdagi magnit kuchlanish $H_y dy$ ga teng. 3-4 kesmada maydon kuchlanganligi tashkil qiluvchi $\left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz \right)$ ga teng. Bu yerda aylanib chiqish yo'nalishi

H_y (Y o'q) ning musbat yo'nalishiga qarama-qarshi, shuning uchun magnit kuchlanish $-\left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz \right) dy$ ga teng. Shunga o'xshash 2—3 kesmadagi

kuchlanish $\left(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy \right) dz$ ga 4-1 kesimda esa $H_z dz$ ga teng shuning uchun

$$\oint H_s = H_y dy + \left(H_z + \frac{\partial H_z}{\partial y} dy \right) dz - \left(H_y + \frac{\partial H_y}{\partial z} dz \right) dy - H_z dz = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) dy dz$$

Endi (137,1) ning o'ng qismidagi qo'shiluvchini hisoblaymiz. N oqim uchun elektrostatik induksiya tashkil qiluvchisining yuzaga normaligina muhimdir. Shuning uchun $dydz$ orqali oqim $D_x dydz$ ga teng, binobarin,

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dD_x}{dt} dydz$$

Xuddi shuningdek, yuza orqali o'tkazuvchanlik toki tok zichligining j_x normal tashkil qiluvchisi orqali aniqqlanib, quyidagiga teng:

$$j_x dydz$$

Bu barcha kattaliklarni (137.1) ga qo'yib va tenglikning ikkala qismini $dydz$ ga qisqartirib, quyidagini topamiz:

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}$$

Bu fikr-mulohazalarni y va z o'qlarga perpendikulyar bo'lgan $dzdx$ va xdy yuzlarga qo'llash mumkin. Shuning uchun (137.1) tenglama o'miga Maksvellning birinchi guruh tenglamalarini hosil qiluvchi uchta tenglamani olamiz:

$$\frac{\partial D_x}{\partial t} + j_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial D_y}{\partial t} + j_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x},$$

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} + j_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}. \quad (138.1)$$

Xuddi shu tarzda ko'rsatilgan uchta yuzga Maksvellning ikkinchi tenglamasi (137.2) ni qo'llay olamiz. Bu Maksvellning ikkinchi guruh tenglamalariga olib keladi:

$$-\frac{\partial B_x}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad -\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad -\frac{\partial B_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (138.2)$$

Yopiq sirt orqali oqim vektori ifodasini 14-§ dagi differensial shaklga o'zgartirdik. O'sha olingan natijadan foydalanib, (137.3) va (137.4) tenglamalarni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho, \quad (138.3)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = \rho \quad (138.4)$$

(137.6) tenglamalar u bilan birga (138.1) - (138.4) tenglamalar differensial shakldagi Maksvell tenglamalarining to'liq sistemasidan iborat bo'lib, unga kirgan barcha kattaliklar maydonning faqat bitta nuqtasi uchun tegishli.

Vektor *uyurmasi* tushunchasidan foydalanilib, Maksvell tenglamalarini koordinatalar sistemasining tanlab olinishiga bog'liq bo'lmagan kompakt vektor ko'rinishida yozish mumkin. Biror **A** vektor maydonida *l* kontur bilan chegaralangan kichik ΔS yuzani qarab chiqamiz va **A** vektorning *l* kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nisbatini tuzamiz. Vektor analizidan ma'lumki, $\Delta S \rightarrow 0$ da bu nisbatning limiti (agar shu limit mavjud bo'lsa), maydonga *n* normalning yo'nalishiga yangi vektorning proyeksiyasidan iborat. Bu vektor **A** vektorning uyurmasi deyiladi va $\text{rot} \mathbf{A}$ (fransucha rotation aylanish) yoki $\text{curl} \mathbf{A}$ (inglizcha curl— uyurma) simvoli bilan belgilanadi. Shunday qilib, ta'rifga ko'ra

$$\text{rot}_n \mathbf{A} = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta S} \oint_l \mathbf{A}_i dl$$

Biz yuqorida xuddi mana shu kattaliklar ($\mathbf{A} = \mathbf{H}$ va $\mathbf{A} = \mathbf{E}$) va (*n* ning *X*, *Y*, *Z* o'qlarga parallel bo'lgan uchta yo'nalishi uchun) hisoblab chiqargan edik: ular (138.1) va (138.2) tenglamalarning qismlariga teng, Bundan to'g'ri burchakli koordinata o'qlarida $\text{rot} \mathbf{H}$ ning tashkil qiluvchisi quyidagiga teng:

$$\text{rot}_x \mathbf{H} = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}, \text{rot}_y \mathbf{H} = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}, \text{rot}_z \mathbf{H} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}.$$

Bunday formulalar rotE uchun ham o'rinli.

Aytilganlardan, (138.1) va (138.2) Maksvell tenglamalari vektor shaklda quyidagi ko'rinishga ega ekanligi kelib chiqadi

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} = \text{rot} \mathbf{H} \quad (138.1a)$$

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{E} \quad (138.1a)$$

Agar muhit dielektrik bo'lsa, unda Maksvellning birinchi guruh tenglamalarida $j_x = j_y = j_z = 0$ deb olinadi.

§ 139. Maksvell nazariyasining ahamiyati

Maksvell nazariyasi bizning elektr to'g'risidagi bilimlarimizni rivojlantirishda katta rol o'ynaydi. Bu nazariyaning ahamiyatini yaxshiroq tushunish uchun elektr sohasida Maksvell ishlarigacha bo'lgan asosiy kashfiyotlarning tarixiy ketma-ketligini eslash lozim.

Yuqorida eslatib o'tilganidek, elektr hodisalarini miqdoriy jihatdan o'rganish dastavval elektr zaryadlarining o'zaro ta'sir qonunini o'rnatgan va uni keyinroq «magnit zaryadlari» ning o'zaro ta'siriga yoygan Kulon ishlaridan keyin (1785 y.) boshlandi. Ammo 1820 yilga qadar elektr va magnit hodisalarini o'zaro bog'liq bo'lmagan turli magnit hodisalarini o'zaro bog'liq bo'lmagan turli hodisalar kabi qaralar edi.

1820 yilda Ersted tomonidan tokning magnit ta'sirining ochilishi magnit va elektr hodisalari orasida bog'lanish borligini va elektr toklari yordamida magnit ta'sirlari olish mumkinligini ko'rsatdi. Toklarning magnit ta'sirini Amper sinchiklab o'rgandi va tabiatdagi hamma magnit hodisalarini, shu bilan birga doimiy magnit bilan bog'liq bo'lgan hodisalarni ham elektr toklari hosil qiladi degan xulosaga keldi (Amperning molekulyar toklar nazariyasi). O'sha davrdagi keyingi muhim natijalarni Faradey chiqardi. Ulardan eng muhimi elektromagnit induksiyaning ochilishidir. Faradey tabiat hodisalarining o'zaro bog'lanishi to'g'risidagi asosiy g'oyadan kelib chiqdi. U agar toklar magnit hodisalarini hosil dilishga qodir ekan, aksincha, magnitlar yoki boshqa toklar yordamida elektr toklar olish mumkin deb hisobladi. Izchil va ko'p marta urinishlar natijasida Faradey haqiqatan ham 1831 yilda bu hodisani ochdi, u elektr va magnetizm orasidagi bog'lanish to'g'risidagi tasavvurni yanada mustahkamladi.

Faradey ishlaridagi ikkinchi muhim g'oya elektr hodisalarida oraliq muhitning asosiy, belgilovchi rolining tan olinishi bo'ldi. Faradey masofadan ta'sir qilishga yo'l qo'ymadi, hozir biz yaxshi bilamizki, bu

fizikaviy jihatdan mazmunsizdir, elektr va magnit o'zaro ta'sirlar oraliq muhit orqali uzatiladi va xuddi mana shu muhitda asosiy elektr va magnit jarayonlari bo'ladi deb hisobladi.

Faradey g'oyalari Maksvell ishlarida yanada chuqurlashtirildi va rivojlantirildi hamda qat'iy matematik nazariyaga aylantirildi. Maksvell nazariyasida elektr va magnit hodisalarining mustahkam bog'lanishi to'g'risidagi fikr, biz 131- va 136-§ da qarab chiqqan nazariyaning ikkita asosiy qoidasi ko'rinishda, uzil-kesil rasmiylashtirildi va qat'iy shaklda Maksvell tenglamalari (137, 138-§) ko'rinishida ifodalandi. Shuning uchun Maksvell nazariyasi elektr haqidagi ta'limotning rivojlanishida muhim bosqich bo'ldi va elektromagnit maydon haqidagi klassik tasavvurga olib keldi, elektromagnit maydon va o'zaro bir-biriga aylana oladigan umumiy holda o'zaro bog'langan elektr va magnit maydonlaridan iborat.

Maksvell tenglamalari o'zida elektr va magnit maydonlarning barcha asosiy qonunlarini, shu bilan birga elektromagnit induksiyasini o'zida mujassamlashtirgan, shuning uchun tinch turgan muhitda elektromagnit maydonning umumiy tenglamalaridan iborat.

Maksvell nazariyasi faqat ma'lum faktlarni tushuntiribgina qolmay, balki yangi va muhim hodisalarni oldindan aytib berdi. Siljish toklarining magnit maydoni (136-§) to'g'risidagi Maksvell taxmini bu nazariyada butunlay yangi chiqdi. Bu taxmin asosida Maksvell elektromagnit to'liqlarining, ya'ni fazoda chekli tezlik bilan tarqaladigan o'zgaruvchan elektromagnit maydonning mavjudligini oldindan nazariy aytib berdi. Elektromagnit to'liqlari xossalari nazariy tekshirish Maksvellni yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratishga olib keldi, bu nazariyaga ko'ra yorug'lik ham elektromagnit to'liqlardan iborat. Keyin elektromagnit to'liqlar hadiqtan ham tajribada olindi, keyinroq esa yorug'likning elektromagnit nazariyasi, u bilan birga butun Maksvell nazariyasi to'liq tasdiqlandi. Ammo biz elektromagnit to'liqlarni XXII bobgacha qaramay qoldiramiz, chunki ularni olish metodlarini tushunish va tekshirish uchun elektron hodisalar va elektr tebranishlarni o'rganish lozim.

§ 140. Harakatlanayotgan jismlardagi elektromagnit maydon

Ushbu bobda shu vaqtgacha elektr va magnit maydonlarining o'zaro aylanishini qaragan edik. Bu o'zaro aylanish vaqt o'tishi bilan maydonlarning o'zgarishi tufayli bo'ladi. Elektromagnit maydon kuzatuvchiga nisbatan harakatlanganida ham shunga o'xshash hodisalar bo'ladi.

Vakuumda magnit maydonda harakatlanayotgan zaryadni qarab chiqamiz. Magnit maydonga nisbatan qo'zg'almas bo'lgan kuzatuvchi nuqtai nazaridan zaryadga

$$F = qvB\sin(\mathbf{v}, \mathbf{B}) \quad (140.1)$$

kuch ta'sir qiladi. Bu yerda q — zaryadning kattaligi, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ — magnit maydon induksiyasi, \mathbf{v} — zaryadning magnit maydonga nisbatan harakatlanish tezligi. Bu kuchning yo'nalishi \mathbf{v} va \mathbf{B} ga perpendikulyar bo'lib, o'ng parma qoidasiga bo'ysunadi $[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ vektor ko'paytma yo'nalishi bilan mos tushadi.

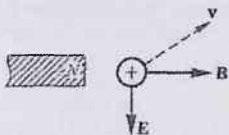
Endi zaryad bilan birga harakatlanayotgan ikkinchi kuzatuvchi bor deylik. Bu kuzatuvchi uchun zaryad qo'zg'almas bo'ladi, shu bilan birga zaryadga o'sha \mathbf{F} kuch ta'sir qiladi. Biroq, agar qo'zg'almas zaryadga shu zaryad kattaligiga proporsional kuch ta'sir qilsa, demak, elektr maydon bor ekan. Uning kuchlanganligi quyidagi qiymatga ega:

$$E = F/q = vB \sin(\mathbf{v}, \mathbf{B}), \quad (140.2)$$

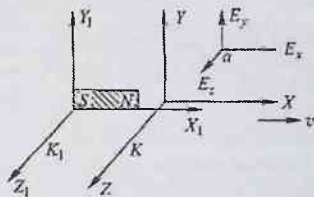
maydon yo'nalishi esa \mathbf{F} kuchning yo'nalishi bilan mos tushadi, ya'ni \mathbf{v} va \mathbf{B} ga perpendikulyar bo'ladi (240-rasm).

Shunday qilib, elektromagnit maydon sanoq sistemasiga bog'liq. Agar biror sanoq sistemasida bitta magnit maydon mavjud bo'lsa, unda birinchi sistemaga nisbatan harakatlanayotgan boshqa sistemalarda biz ham magnit maydonga, ham elektr maydonga ega bo'lamiz.

Olingan natijalarni boshqa ko'rinishda tassavur qilish mumkin. K va K_1 sanoq sistemalari berilgan bo'lsin, shu bilan birga K_1 ga nisbatan K sistema X o'qiga parallel holda v o'zgarimas tezlik bilan harakatlansin (241-rasm). So'ngra, K_1 sistemada magnit maydon mavjud bo'lib, uning ixtiyoriy a nuqtada tashkil etuvchilari H_x, H_y, H_z bo'lsin.



240-rasm Zaryad magnit maydoniga nisbatan harakatlanganda elektr maydon paydo bo'ladi



241-rasm Agar K sistemasida faqat magnit maydon bo'lsa, unda K_1 sistemaga nisbatan harakatlanayotgan K sistemada yana elektr maydon ham paydo bo'ladi

Unda harakatlanish oqibatida K sistemadagi o'sha nuqtada E_x, E_y, E_z Elektr maydon hosil bo'ladi. Maydonning alohida tashkil etuvchilariga (140.2) formulani tatbiq qilib, quyidagini olamiz:

Agar K_1 sistemada elektr maydon ham bo'lsa, unda K sistemadagi to'liq elektr maydon quyidagi tashkil etuvchilarga ega bo'ladi:

$$E_x = E_{1x}, \quad E_y = E_{1y} - vB_{1z}, \quad E_z = E_{1z} + vB_{1y} \quad (140.3)$$

Shuni yana qayd qilib o'tamizki, bunda v tezlik K_1 sistemaga nisbatan K sistemaning tezligidir.

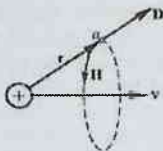
Xuddi shunga o'xshash elektr maydonga nisbatan harakatlanganda magnit maydon paydo bo'ladi. Bu maydonni aniqlash uchun kuzatuvchiga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan $+q$ zaryadni ko'rib chiqamiz. Bunday zaryad quyidagi magnit maydonni hosil qiladi (86- §):

$$H = \frac{1}{4\pi r^2} qv \sin(\mathbf{v}, \mathbf{r}) \quad (140.4)$$

bu yerda r — radius- vektor bo'lib, zaryaddan berilgan nuqtaga o'tkazilgan (140.4) ifodadagi $q/4\pi r^2$ had $D = \epsilon_0 E$ elektr siljish bo'lib, uni qaralayotgan α nuqtada zaryad hosil qiladi. Shuning uchun D ning r bo'yicha yo'nalganini hisobga olib, quyidagini yozish mumkin:

$$H = vD \sin(\mathbf{v}, \mathbf{D}) \quad (140.5)$$

H maydon \mathbf{v} va \mathbf{D} ga perpendikulyar (\mathbf{v}, \mathbf{D} vektor ko'paytma yo'nalishi bilan mos tushadi).

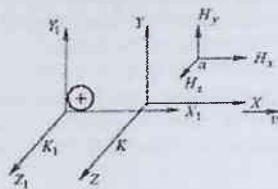


242-rasm. Elektr maydonga nisbatan harakatlanadigan H magnit maydon paydo bo'ladi.

Zaryad bilan birga

harakatlanayotgan kuzatuvchi uchun faqat Elektr maydon mavjud bo'lar edi. Agar bu elektr maydon kuzatuvchiga nisbatan harakatlansa, unda magnit maydon ham dosil bo'ladi, u (140.5) formula bilan ifodalanadi (242-rasm). Yuqoridagi singari ikki sanoq sistemasini kiritamiz, ulardan biri (K) boshqasiga (K_1 ga) nisbatan x yo'nalishda harakatlanadi (243-rasm) va zaryad K_1 sistema tinch turadi deb faraz qilamiz. Binobarin, bu zaryadning elektr maydoni K sistemaga nisbatan $-v$ tezlik bilan harakatlanadi. Unda (140.5) formulani maydonining ayrim tashkil qiluvchilariga tadbir etib va undagi tezlik ishorasini o'zgartirib, quyidagini olamiz:

$$H_x = 0, \quad H_y = +vD_{1z}, \quad H_z = -vD_{1y}$$



243-rasm. Agar K_1 sanoq sistemasida faqat elektr maydon bo'lsa, unda K_1 sistemaga nisbatan harakatlanayotgan K Sistemada yana magnit maydon ham mavjud.

Agar K_1 sistemada magnit maydon (H_{1x}, H_{1y}, H_{1z}) ham bo'lsa, unda K sistemadagi to'liq magnit maydon quyidagi tashkil etuvchilarga ega bo'ladi:

$$H_x = H_{1x}, \quad H_y = H_{1y} + vD_{1z}, \quad H_z = H_{1z} - vD_{1y} \quad (140.6)$$

Yuqoridagi kabi bu yerda ham v tezlik K sistemaga (unda H_x, H_y va H_z maydon mavjud) nisbatan K_1 sistemaning harakatlanish tezligidan iborat.

Nihoyada shuni eslatib utamizki, fikr-mulohazalarimizda foydalanilgan (140.1) va (140.4) formulalar tokli simlarning magnit o'zaro ta'sirlariga doir tajribalardan olingan edi. Odatda, simlarda zaryadlar doim sekin harakatlanadi. Shuning uchun yuqorida yozilgan maydonlarning aylanish formulalarini faqat sekin harakatlar uchun (yorug'lik tezligiga nisbatan) asosli deb hisoblash mumkin. Tez harakatlar uchun bu formulalarni umumiyroq formulalar bilan almashtirish lozim (143- § ga q.)

141§. Elektromagnit hodisalar uchun nisbiy harakat muhimdir

Elektromagnit maydonning o'zgarishi formulasiga kiruvchi v tezlik nisbiy harakat tezligi ekanligini biz oldingi paragrafda gapirib o'tgan edik. Tajriba ham barcha boshqa elektr hodisalar uchun faqat nisbiy harakat muhim ekanligini beradi: elektromagnit induksiya hodisasida simning magnitga nisbatan harakati, harakatlanayotgan zaryadlarning magnit ta'sirida kuzatuvchi (magnit strelka) ga nisbatan shu zaryadlarning harakati muhim ahamiyatga ega.

Biroq elektr hodisalari qonunlariga qaysi tezlik kirishi ayon emas edi. Fizikada elektr va yorug'lik hodisalarini tushuntirish uchun taxminan XVII asr oxiridan boshlab efir haqidagi tasavvurdan foydalanila boshlandi. Bu tasavvur bundan ancha ilgari paydo bo'lib, butun olam fazosini to'ldiruvchi hamma yoqqa o'tib boruvchi muhit haqidagi tasavvur edi. XVIII—XIX asr fizikasi mexanik fizika bo'lgani tufayli efirm ham alohida, biror mexanik muhit deb hisoblangan edi, elektr va magnit hodisalarni esa efirming yangi turli jarayonlaridagi deformatsiyalari va harakatlanishi kabi qarar edilar. Shunga ko'ra ikki taxmin bo'lishi mumkin edi: yo elektromagnit hodisalar efirga nisbatan harakat («absolyut» harakat) bilan bog'liq, ular kuzatuvchiga nisbatan harakat bilan belgilanadi (nisbiy harakat).

Bu ikki taxmin turli oqibatlariga olib kelishini ko'rish oson. Misol tariqasida yer sirtiga harakatlanmaydigan qilib o'rnatilgan zaryadlangan yassi (tekis) kondensatorni ko'rib chiqamiz, yer orbita bo'yicha 30 km/sek ga yaqin tezlik bilan harakatlangani uchun efirga nisbatan elektr maydon ham shunday tezlik bilan darakatlanishi lozim edi (masalan, yorug'lik aberratsiyasi deb ataladigan optikaviy hodisalar efirming harakatlanishda yerga ergashmaydi deyishga yo'l qo'yadi). Agar efirga nisbatan harakat muhim bo'lsa, unda bunday kondensator magnit maydon ham hosil qilar edi. Uning kuchlanganligi esa (140.5) formula bilan aniqlanar edi. Masalan, agar

plastinalar orasidagi masofa $l_{sm} = 10^{-2} m$, ular orasidagi kuchlanish 10000V, maydon yo'nalishi yer tezliligiga perpendikulyar ($\sin(\nu, \mathbf{D}) = 1$) bo'lsa, unda

$$D = \varepsilon_0 E = 8.85 \cdot 10^{-6} \text{ Kl/m}^2$$

va

$$H = \nu D = 8.85 \cdot 10^{-6} \approx 1/2 \text{ A/m}$$

buni tajribada payqash qiyin emas. Agar kuzatuvchiga nisbatan harakat muhim bo'lsa, unda hech qanday magnit maydon bo'lmashligi lozim. Shuning uchun zaryadlangan kondensator yaqinida magnit maydon bor-yo'qligini tekshirib, qo'yilgan savolni hal qilish mumkin.

Haqiqatan ham, bunday tajribalarni Rentgen va A.A. Eyxenvald bajarishgan edi. Ular kondensator yaqiniga joylashtirilgan magnetometr hech qanday magnit maydonni payqamasligini ko'rsatdilar.

1904 yilda Trouton va Nobl shunga o'xshash tajribaning boshqa variantini amalga oshirdilar. Tajriba g'oyasi quyidagicha. Zaryadlangan kondensatorni tasavvur qilaylik, uning elektr maydoni E yerning orbital tezligi ν bilan ϑ burchak tashkil qilsin (244-rasm). Agar efirga nisbatan harakat muhim bo'lsa, unda kondensator ichida elektr maydondan tashqari

$$H = \nu \varepsilon_0 E \sin \vartheta$$

magnit maydon ham bo'lar edi. Shuning uchun maydonning har bir hajm birligida faqat

$\frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2$ elektr maydon energiyasi bo'libgina

qolmay, yana $\frac{1}{2} \mu_0 H^2$ magnit maydon

energiyasi ham bo'lishi va kondensatorning to'liq energiyasi quyidagiga teng bo'lar edi:

$$W = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2),$$

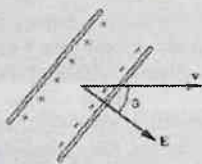
$$\tau = -W_E (1 + \varepsilon_0 \mu_0 \nu^2 \sin^2 \vartheta)$$

bunda $W_E = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \tau E^2$ - elektr maydon energiyasi τ -maydonning hajmi.

Binobarin, kondensatorning W energiyasi ϑ burchakka bog'liq bo'lar edi, demak, kondensator ga momenti

$$M = -\frac{dW}{d\vartheta} = -W_E \varepsilon_0 \mu_0 \nu^2 \sin 2\vartheta$$

bo'lgan juft kuch ta'sir qilar edi. Bu juft kuch ta'siri ostida kondensator shunday burilishi lozim ediki, uning elektr maydon kuch chiziqlari ν tezlikka parallel ($\vartheta = 0$) bo'lar edi, shu bilan birga uning energiyasi minimal bo'lib qolar edi.



244-rasm. Trouton va Nobl tajribasi

Tajribalarda uncha katta bo'lmagan kondensatorni ingichka tolaga osib, uni yuqori potentsiallar farqigacha zaryadlanadi va yorug'lik ko'rsatkich (shu'la) yordamida kondensatorning buralma harakati kuzatiladi. Bundan kondensatorning muvozanat holatini aniqlash mumkin. Efirga nisbatan yer harakatining taxmin qilingan yo'nalishi noma'lum bo'lgani uchun kuzatish sutkaning turli vaqtida o'tkaziladi. Bunda yerning aylanishi tufayli efirga nisbatan tezlikning yo'nalishi, binobarin, kondensatorning muvozanat holati ham o'zgarishi lozim. Bu tajribalarda sutka davomida kondensatorning hech qanday sistematik og'ishi, qayd qilinmaydi. Shunga o'xshash tajribalar bundan keyin ham yudori aniqlikda takrorlanadi, ular ham ijobiy natija bermadi. Bu tajribalar magnit maydon elektr maydonning nisbiy harakatlanishiga bog'liqligini ko'rsatadi.

Efirda yerning absolyut harakatini optikaviy metodlar bilan payqashga ham urinib ko'rishgan. Bu metodlar yuqori aniqligi bilan farq qiladi, Ammo shunga o'xshash hamma tajribalar doim bir xil salbiy natijalar berdi. Yorug'lik ham elektromagnit hodisalardan iborat bo'lgani uchun barcha tajriba natijalarini yig'ib, mexanikaviy hodisalar yordamidagi kabi elektromagnit hodisalar yordamida absolyut harakatni payqash mumkin emas deb xulosa qilish mumkin. Yoki boshqacha: elektromagnit hodisalar uchun faqat nisbiy harakat muhimdir.

Efirga nisbatan harakatlanishni qayd qilish maqsadida o'tkazilgan turli xil va ko'p tajribalarning har doimgi salbiy natijalari ham efirning barcha nazariyalarini talafatga olib keladi. Bu tajribalar natijasida efir nazariyalarda prinsipial va yo'qotib bo'lmaydigan ziddiyat paydo bo'ldi. Bu ziddiyat shundan iborat ediki, bir tomondan efirni mexanikaviy muhit deb talqin qilinsa, ikkinchi tomondan efir har qanday mexanikaviy sistemaning asosiy xossasi bo'lgan sanoq sistemasi bo'lib xizmat qilishdan mahrum edi. Ko'rsatilgan boshqa qarama-qarshiliklar ham oxirida ularning sababi nazariyadagi dastlabki farazlardadir, ya'ni umuman efir mavjud emas, degan xulosaga olib keldi. Shuning uchun hozirgi zamon fizikasi elektr hodisalarini mexanikaviy hodisalarga keltirib bo'lmaydigan alohida o'ziga xos tabiat hodisalari deb qaraydi.

§142. Harakatlanayotgan o'tkazgichlardagi elektromagnit induksiya

Biz bilamizki, qo'zg'almas (magnitlar va toklarga nisbatan) o'tkazgichlarda elektromagnit induksiyaning sababi uyurmaviy elektr tok paydo bo'lishidan iborat (131-§). Endi o'zimizdan so'raylikchi: magnit maydonda harakatlanayotgan o'tkazgichlarda induksiya EYuKning paydo bo'lishiga sabab nima?

Bu savolga 140-§ da ko'rib chiqilgan elektromagnit maydonning aylantirish (o'zgartirish) qonunlari javob beradi. O'tkazgich Magnit

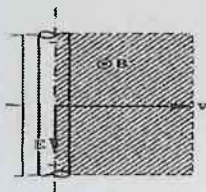
maydonga nisbatan harakatlanganda unda ham (ya'ni o'tkazgich bilan bog'langan sanoq sistemasida) elektr maydon (lekin elektrostatik maydon emas!) paydo bo'ladi.

Mana shu maydon EYuKining paydo bo'lishiga sabab bo'lgan chet kuchning o'zginasi bo'ladi va o'tkazgich ichida elektronlarni harakatga keltiradi.

Shu tasavvurlarga asoslanib induksiya EYuKkattaligini hisoblaymiz. Uzunligi l bo'lgan to'g'ri o'tkazg'ichni qarab chiqamiz. Bu o'tkazgich B magnit o'tkazg'ichni qarab chiqamiz. Harakatlanish natijasida o'tkazgichda paydo bo'ladigan elektr maydon (140.2) formula bilan aniqlanadi:

$$E = vB$$

Mazkur holda maydon chet kuch bo'lib xizmat qilayotgani uchun EYuK quyidagiga teng (69-§ bilan taqqoslang):



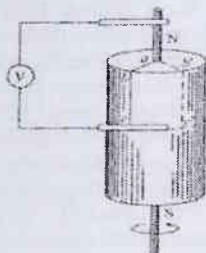
$$\mathcal{E} = \int_0^l Edl = vlB$$

245-rasm. O'tkazgich harakatlanayotganida elektromagnit induksiya hodisasini tushuntirish B magnit induksiya chizmadan kitobxonga yo'nalgan.

Biroq vl — vaqt birligi ichida o'tkazgich o'tgan yuz, vB esa shu yuz orqali o'tuvchi magnit odimdan iborat, yoki boshqacha aytganda, vaqt birligi ichida kesib o'tgan magnit induksiya chizdlari sonidan iborat. Biz Faradeyning elektromagnit induksiya qonunini oldik (91- §). Induksion tokning yo'nalishi E maydon yo'nalishi bilan mos tushadi. 245-rasmdan u Lens qonunini qanoatlantirishi ko'rinib turibdi. Shunday qilib, harakatlanayotgan o'tkazgichlarda

elektromagnit induksiyaning sababi magnit maydonga nisbatan harakatlanishda elektr maydonning paydo bo'lishidir.

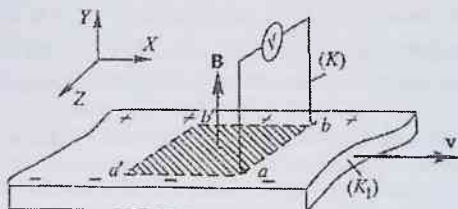
Induksiyaning maxsus bir holini ko'rib chiqamiz, u aytilganning yaxshi illustratsiyasi bo'ladi. O'z o'qi atrofida aylanayotgan silindrik doimiy magnit berilgan bo'lsin (246-rasm). Magnitning yarmi ikkita sirpanuvchi kontaktlar yordamida elektr zanjirga ulangan bo'lib, bu kontaktlarning biri magnitning o'qiga tegib turadi, ikkinchi kontakt esa neytral chiziqda magnitning o'ziga tegib turadi. Bunday tajribani Faradey ham bajargan edi («unipolyar induksiya») — u zanjirda haqiqatan ham induksion tok paydo



246-rasm. Faradeyning unipolyar mashinasining sxemasi

bo'lishini ko'rsatgan edi. Agar magnit tinch holatda turib, ammo $abcVa$ kontur shunday burchak tezlik bilan teskari yo'nalishda harakatlansa, induksiya EYuK o'shanday bo'ladi.

Ba'zan bu tajribani tushuntirish uchun magnit maydonning kuch chiziqlarini magnit bilan bir kegaylar kabi mahkamlangan deb tasavvur qilib, paydo bo'ladigan EYuK ni $abcVa$ sim konturni magnit induksiya chiziqlari kesib o'tishining oqibati deb qaraladi. Ammo bunday tushuntirish butunlay noto'g'ri. Magnit induksiya chiziqlari bu maydonni (magnitni emas) biz kiritgan tasvirlash uslubidir. Magnit aylanganida uning barcha holatlari bir-biridan farq qilmaydi, u hosil qilayotgan maydon esa doimiy bo'lib, magnitning aylanish tezligiga hech bog'liq emas. Shuning uchun magnit bilan birga kuch chiziqlari to'g'risida gapirishga hech qanday asos yo'q. Bu hodisaning asl mohiyati sanoq sistemasi harakatlanayotganda elektromagnit maydonning almashinish (aylanish) qonunlaridadir (140- §). Mulohazani yaxshiroq qilish uchun aylanma harakatni ilgariylanma harakatga almashtiramiz va X o'qi bo'yicha v o'zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan tekis magnitlangan cheksiz uzun lentani ko'z oldimizga keltiramiz (247-rasm). Magnit bilan bog'langan (K_1) sistemada biz faqat magnit maydonga ega bo'lamiz. Ammo $abVa$ kontur bilan bog'langan (K) sanoq, sistemasida (magnitga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan) elektr maydon paydo bo'ladi, bu maydon esa induksion tok hosil qiladi.



247-rasm. Unipolyar induksiyani tushuntirishga doir.

(140.3) formulalarda $E_{lx} = E_{ly} = E_{lz} = 0$, $B_{lx} = B_{ly} = 0$, $B_y = B$ deb va ulardagi v ni $-v$ bilan almashtirib

$$E = -vB$$

ga ega bo'lamiz. Binobarin, ab kesmadagi (uzunlikdagi) EYuK quyidagiga teng:

$$\mathcal{E} = -\int_0^l Edl = -vlB$$

bu formulada vlB — vaqt birligida ab chiziq chizayotgan $abb'a'a$ yuz orqali o'tuvchi magnit oqimdir. Aylanma harakat holida oqim magnitning abc

chiziq chizayotgan (o'sha vaqt birligida) $abcc'b'a$ (246-rasm) yon sirti orqali kiradi.

143-§. Lorens almashtirishlari

Ma'lumki, bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli va tekis harakatlanayotgan turli sanoq sistemalaridagi mexanikaviy hodisalar bir xil o'tadi. Mexanikaviy o'lchashlar yordamida bu sistemalarning qaysi biri tinch turganini, qaysi biri harykatlanayotganini aniqlash mumkin emas, shuning uchun ularning bir-biriga nisbatan nisbiy harakati to'g'risidagina gapirish mumkin (mexanikaviy hodisalar uchun nisbiylik prinsipi).

Elektromagnit hodisalarda ham xuddi shunga o'xshash hodisaga duch kelamiz. 41-§ da biz ko'rgan edikki, mexanikaviy hodisalar yordamidagi kabi elektromagnit hodisalar yordamida ham absolyut harakatning mavjudligi to'g'risida hech qanday ko'rsatmalar olish mumkin emas, shuning uchun imtiyozlangan sanoq sistemasini ko'rsatish mumkin emas. Bir-biriga nisbatan to'g'ri chiziqli va tekis harakatlanayotgan barcha sanoq sistemalari o'zaro teng huquqli bo'lib, barcha bu sistemalarda elektromagnit hodisalar bir xil. *Elektromagnit hodisalar uchun nisbiylik prinsipi ham ana shunda.*

Endi yana elektromagnit maydonlarning almashtirish formulalari (140.3) va (140.6) ga murojaat qilamiz va nisbiylik prinsipini qanoatlantiradimi, ana shuni ko'ramiz. Soddalik uchun quyidagicha hisoblaymiz. K_I sanoq sistemasida elektr maydon $Y(E_{1y} = E_1, E_{1z} = E_{1z} = 0)$ o'q bo'ylab, magnit maydon esa $Z(H_{1z} = H_1, H_{1x} = H_{1y} = 0)$ o'q, bo'ylab yo'nalgan. Unda almashtirish formulalari quyidagi ko'rinishni oladi;

$$E = E_1 - vB, \quad H = H_1 - vD_1, \quad (143.1)$$

bu formulalar K_I sistemaga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan K sistemadagi maydonni ifodalaydi, Ammo nisbiylik prinsipiga ko'ra shunday huquq bilan K_I sistema K sistemaga nisbatan v tezlik bilan harakatlanadi deb hisoblashimiz va o'z fikr-mulohazalarimizda K sistemadagi E va H maydonlardan kelib chiqishimiz mumkin, Biz (143.1) formulaning o'zini, lekin v tezlikning ishorasi o'zgargan holda olishimiz lozim edi;

$$E = E + vB, \quad H = H_1 + vD_1$$

Ammo (143.1) formulalar yordamida E_I va N_I ni E va H orqali ifodalab quyidagi ifodalarni olamiz;

$$(1 - \epsilon_0 \mu_0 v^2) E_1 = E + vB, \quad (1 + \epsilon_0 \mu_0 v^2) H_1 = H + vD_1$$

bu ifodalar yuqorida yozilgan ifodalardan farq qiladi. Bu ifodalarni ancha qulay ko'rinishda tasavvur qilish mumkin. $\epsilon_0 \mu_0$ ko'paytma tezlik kvadrati o'lchamiga teskari o'lchamga ega. Shuning uchun

$$c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$$

biror tezlik bo'lib u quyidagiga teng: $c - 3 \cdot 10^8$ m/sek, ya'ni yorug'likning vakuumdagi tezligiga teng. Bunday natija tasodifiy mos tushmay, balki bevosita yorug'likning elektromagnit nazariyasidan kelib chiqadi (240-§ bilan taqqoslang). Bu holni hisobga olib, oxirgi ikki munosabatni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$(1 - \beta^2)E_1 = E + vB, \quad (1 - \beta^2)H_1 = H + vD$$

bunda $\beta = v/c$ nisbiy harakat tezligi bo'lib, yorug'likning vakuumdagi tezligi ulushlarida ifodalangan.

Shunday qilib, (143.1) formulalar nisbiylik prinsipini qanoatlantirmaydi. β^2 kattalik odatda birga nisbatan juda kichik bo'lsada (hatto yerning orbital harakati uchun ham $\beta^2 \sim 10^{-8}$), bu hol prinsipial ahamiyatga ega bo'lib, (143.1) formulaning juda aniq emasligini ko'rsatadi. Bu formulalar farqi sekin harakatlar uchun o'rinli, ular uchun. $\beta^2 \ll 1$ (ya'ni $v \ll c$). Ammo tez harakatlar uchun (masalan, tezlatkichlarda elektronlar va ionlar harakati uchun, bunda. $\beta^2 \sim 1$) bu formulani tadbiiq qilib bo'lmaydi, ularni boshqa formulalar bilan almashtirish lozim.

Har qanday tezliklar uchun (hatto $v = c$ gacha) yaroqli bo'lgan maydonlarni almashtirish formulalarini birinchi bo'lib Lorens topgan edi (elektromagnit maydonlar uchun Lorens almashtirishlari) va ular quyidagi ko'rinishga ega:

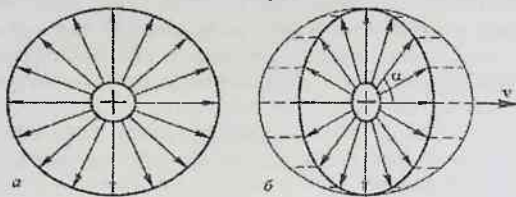
$$\begin{aligned} E_x &= E_{1x} & H_x &= H_{1x} \\ \sqrt{1 - \beta^2} E_y &= E_{1y} - vB_{1z} & \sqrt{1 - \beta^2} H_y &= H_{1y} - vD_{1z} \\ \sqrt{1 - \beta^2} E_z &= E_{1z} - vB_{1y} & \sqrt{1 - \beta^2} H_z &= H_{1z} - vD_{1y} \end{aligned} \quad (143.2)$$

Bu formulalar boshqa K_1 sistemaga nisbatan X o'qning musbat yo'nalishida v tezlik bilan harakatlanayotgan K sanoq sistemada E va H elektromagnit maydonni topishga imkon beradi (agar K_1 sanoq sistemada E_1 va H_1 elektromagnit maydon ma'lum bo'lsa). Keyinroq bu formulalar Eynshteynning nisbiylik nazariyasidagi nisbiylik prinsipining oqibati ekanligi qat'iy asoslanilgan edi.

Lorens almashtirishlari (143.2) nisbiylik prinsipini qanoatlantirishiga osongina ishonish mumkin. Agar (143.2) sistemani E_1 va H_1 maydonlarga nisbatan yechilsa, u holda o'sha ifodalarning o'zi olinadi, lekin farqi tezlik ishorasi teskarisiga o'zgaradi. Agar $\beta^2 \ll 1$ bo'lsa, unda Lorens almashtirishlari sekin harakatlar uchun tajribada aniqlangan (140.3) va (140.6) formulalarga o'tadi.

Lorens almashtirishlaridan foydalanishga misol sifatida harakat vaqtida zaryadning elektr maydoni qanday o'zg'arishini tekshiramiz. Kuzatuvchiga

nisbatan zaryad tinch turganda (K_1 -sistema) elektr mandon kuch chiziqlari hamma yo'nalishda bir xil zichlikda tarqaladi (248a- rasm).



248-rasm. Harakatlanmayotgan (a) va harakatlanayotgan (b) zaryadning maydoni

Kuzatuvchiga nisbatan zaryad harakatlanayotganda esa (K sistema) zaryadning elektr maydoni boshqacha bo'ladi. Bu maydonni ikki tashkil etuvchi: v tezlikga parallel bo'lgan E_{\parallel} va tezlikga perpendikulyar bo'lgan E_{\perp} ga! ajratamiz. Biz qarayotgan holda $\mathbf{B}_{1x} = \mathbf{B}_{1y} = \mathbf{B}_{1z} = 0$, unda Lorens almashtirishlari quyidagidek beradi:

$$E_x = E_{1x} \quad \sqrt{1 - \beta^2} E_y = E_{1y} \quad \sqrt{1 - \beta^2} E_z = E_{1z}$$

Binobarin,

$$E_t = E_x = E_{1t}$$

$$E_n = \sqrt{E_y^2 + E_z^2} = \sqrt{\frac{E_{1n}^2}{1 - \beta^2}}$$

Maydonning biror nuqtasida kuch chizig'ining v tezlik yo'nalishi bilan tashkil qilgan α burchak uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_n}{E_t} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \frac{E_{1n}}{E_{1t}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \operatorname{tg} \alpha_1$$

bunda α_1 — zaryad tinch turgan holdagi og'ish burchagiga, mos keladi, $\sqrt{1 - \beta^2} < 1$ bo'lgani uchun $\alpha > \alpha_1$, ya'ni zaryad harakatlanayotganida kuch chiziqlari harakat yo'nalishiga perpendikulyar bo'lishiga. intilib buriladi (248b-rasm). 248b-rasmni barcha chiziqli o'lchamlarini $\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ munosabat yo'nalishida siqish yo'li bilan 248a-rasmni olish mumkinligini ko'rsatish qiyin emas.

Shunday qilib, elektr zaryad kuzatuvchiga nisbatan harakatlanayotganida magnit maydon paydo bo'libgina qolmay, dastlabki elektr maydon ham o'zgaradi, Shu bilan birga bu o'zgarish faqat juda tez harakatlardagina sezilari bo'ladi, chunki u β^2 ga bog'liq (holbuki, magnit maydon β^2 ning o'ziga proporsional).

ELEKTRON VA ION HODISALARI
XIV-BOB. METALL VA YARIMO'TKAZGICHLARDA
ELEKTR TOKINING TABIATI

144 - §. Elektron zaryadi kattaligini o'lchash

Elektron zaryadining kattaligi R. Millikenning kichik zarralarda paydo bo'ladigan juda kichik zaryadlarni o'lchashga doir tajribalarida bevosita aniqlandi. Bu tajribalarning g'oyasi quyidagicha. Elektron nazariyaning asosiy tasavvurlariga muvofiq biror jismning zaryadi uning tarkibidagi elektronlar (yoki zaryad kattaligi elektronning zaryadiga karrali bo'lgan musbat ionlar) miqdori o'zgarishi natijasida hosil bo'ladi. Shu tufayli har qanday jism zaryadining o'zgarishi faqat sakrashsimon bo'lishi kerak va bu o'zgarish elektron zaryadlarining butun soniga teng bo'lgan porsiyalar tarzida bo'lishi kerak. Shuning uchun tajribada elektr zaryadning diskret xarakterda o'zgarishini aniqlash bilan elektronlarning mavjudligini isbotlash va bitta elektronning zaryadi qiymatini (elementar zaryadni) aniqlash mumkin. Tushunarliki, bunday tajribalarda o'lchanadigan zaryadlar juda kichik bo'lishi va kam sonli elektron zaryadlaridan iborat bo'lishi kerak. Aks holda bir elektronning qo'shilishi yoki olinishida umumiy zaryad foiz jihatidan oz o'zgaradi va zaryadni o'lchashda bo'ladigan doimiy xatolar tufayli kuzatuvchiga sezilmay qolishi mumkin.

Tajribalarda zarralarninglar zaryadni haqiqatdan ham sakrashlar bilan o'zgarishi, bunda hamma vaqt zaryadning o'zgarishi aniq chekli zaryadga karrali bo'lishi qayd qilindi. Milliken tajribalarining sxemasi 249-rasmda ko'rsatilgan. Asbobning asosiy qismi juda aniq yasalgan bo'lib, uning plastinkalari bir necha ming voltli kuchlanish manbaiga ulanadi. Plastinkalar orasidagi kuchlanishni o'zgartirish va aniq o'lchash mumkin. Yuqoridagi plastinkadagi maxsus kovak ordali plastin kalar orasidagi fazoga maxsus pulverizator yordamida qilinadigan mayda moytomchilari kiritiladi. Alohida inoy tomchisining harakati mikroskop orqali kuzatiladi. Kondensator muhofaza g'ilofi bilan berkitilgan bu g'ilof o'zgarimas temperaturada saqlanadi va tomchilarni konveksion havo oqimlaridan muhofaza qiladi.

Moy tomchilari purkalayotganda zaryadlanadi va shuning uchun ularning har biriga ikki kuch: og'irlik kuchi va elektr maydoni yuzaga keltirgan kuch ta'sir qiladi. Agar kondensator plastinkalari orasidagi kuchlanish U , kondensator plastinkalari orasidagi masofa d bo'lsa, u holda kondensatorda maydon kuch langanligi $E = U / d$ bo'ladi. Shuning uchun q zaryadli tomchiga maydonda

$$F_E = qE = q \frac{U}{d}$$

kuch ta'sir diladi. Ikkinchi kuch tomchining og'irligi va o'rab turgan havoning gidrostatik kuchi (Arximed kuchi) yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$F_g = \frac{4}{3}\pi a^3(\delta - \delta_0)g$$

bu yerda a — tomchining radiusi, δ — moyning zichligi, δ_0 — tajriba sharoitida havoning zichligi, g — og'irlik kuchi tezlanishi.

Kondensator

plastinkalaridagi zaryadning ishorasini kerakliha tanlash yo'li bilan Fe kuchning yo'nalishini F_g kuchning yo'nalishiga qarama-qarshi qilish mumkin, Agar bunda $F_e < F_g$ bo'lsa, tomchi vertikal yuqoriga harakatlanadi, Agar $F_e < F_g$ bo'lsa, tomchi pastga tushadi. Kondensatordagi kuchlanishni o'zgartirish yo'li bilan shunday vaziyatga erishish mumkinki, bunda har ikkala kuch teng bo'ladi;

$$\frac{4}{3}(\delta - \delta_0)g = q \frac{U}{a} \quad 144.1$$

Bunday holda tomchi pastga ham tushmaydi, yuqoriga ham ko'tarilmaydi, muallaq holda muvozanatda turadi. Shuning uchun tajribada tomchining muvozanatiga mos U kuchlanishni aniqlab va tomchining a radiusini bilgan holda (144.1) formulaga muvofiq tomchining zaryadini topish mumkin.

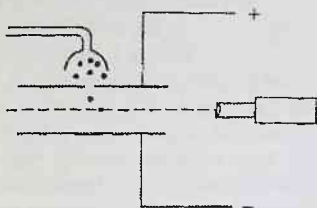
Tomchining radiusini aniqlash uchun uning maydon bo'lmagandagi tezligi kuzatiladi. Mexanikadan ma'lumki, qovushqoq muhitda kichik tezlik bilan harakatlanayotgan sharga tezlikka proporsional bo'lgan ishqalanish kuchi ta'sir qiladi (Stoks qonuni):

$$F_{ish} = 6\pi\eta av$$

bu yerda v — sharning harakat tezligi, η — muhitning qovushqoqlik koeffitsiyenti. Shar barqaror harakat davrida doimiy tezlikka ega bo'ladi, bu tezlikda ishqalanish kuchi F_g kuchga teng:

$$\frac{4}{3}\pi a^3(\delta - \delta_0)g = 6\pi\eta av \quad 144.2$$

Tomchining v tekis tushish tezligini o'lchab, (144.2) formuladan tomchining a radiusini aniqlash mumkin. Amalda tomchini muvozanatga keltirish emas, balki uning harakat tezligini o'lchash qulayroq. Agar elektr maydon bo'lganda tomchi yuqoriga yo'nalgan v_1 tezlik olsa, u holda:



249-rasm. Milliken tajribasining sxemasi.

$$q \frac{U}{d} - \frac{4}{3} \pi a^3 (\delta - \delta_0) g = 6\pi \eta a v_1$$

Elektr maydon bo'lgandagi tomchini bir tekis tushish v tezligi (144.2) tenglashdan aniqlanadi. Bu ikki tenglamadan tomchining radiusi a ni yo'qotish mumkin, u holda q zaryad uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$q = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{9}{2} \eta \right)^{3/2} \frac{(v_1 + v) \sqrt{v} U}{\sqrt{(\delta - \delta_0) g} d} \quad (144.3)$$

Shuning uchun tomchining elektr maydon bo'lgandagi tekis harakat tezligi (v_1) ni maydon bo'lgandagi tezligi (v) ni o'lchab, uning zaryadini (144.3) formuladan topish mumkin.

Zaryadni aniq o'lchashlarda yana shuni ham nazarga olish kerakki, juda kichik tomchilar (radiuslari gaz atomlarining o'rtacha erkin yugurish yo'liga nisbatan katta bo'lgan tomchilar) uchun Stoks qonuniga tuzatma kiritish kerak. Ishqalanish kuchi uchun yanada aniqroq ifoda quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$F_{\text{ish}} = \frac{6\pi \eta a v}{1 + b/ap} \quad (144.4)$$

bu yerda p -gazning bosimi, b — doimiy. Agar p bosim simob ustuni sm larida, a esa sm larda o'lchangan bo'lsa, u holda havo uchun 23°C da $b = 0.000617$ bo'ladi. (144.4) formuladan ko'rinib turibdiki, zarur tuzatmani

kiritish uchun (144.3) ifodadagi η qovushqoqlik koeffitsiyentini $\frac{\eta}{1 + b/ap}$

bilan almashtirish kerak ekan.

Milliken tajribalarida dastlab tomchining purkashda olgan q_0 zaryadi aniqlangan. So'ngra kondensatordagi havoga rentgen nurlari, ultrabinafsha nurlari yoki radioaktiv preparatlar nurlanishi bilan ta'sir qilib, qoplamalar orasidagi fazoda ionlar hosil qilingan. Ionlar tomchiga o'tib qolgan va uning zaryadi o'zgarib, q va h. k. qiymatlar hosil qilgan. Zaryadlarning topilgan kattaliklarni va shuningdek, ularning o'zgarishlari $(q_1 - q_0)$, $(q_2 - q_1)$, ni taqqoslab, bu miqdorlarning umumiy bo'luvchisidan topish mumkin, bu umumiy bo'luvchi elektron zaryadi bo'lishi ravshan. Elektron zaryadini aniqlashning bundan boshqa metodlari ham bor. Barcha eksperimental ma'lumotlarni solishtirish asosida hozirgi vaqtda elektron zaryadining eng aniq qiymati $e = 1.6021892 \cdot 10^{-19}$ Kl. ga teng deb olinadi.

145-§. Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiati

Biz yuqorida metallardagi elektr tok elektronlarning harakatidan iborat ekanligi va metallarning ionlari elektr zaryadi ko'chirishda ishtirok etmasligi haqida bir necha marta gapirib o'tdik. Hozir bu fikrimizning

tajribaviy isbotini ko'ramiz. Avvalo shuni aytib o'tish kerakki, agar elektr tokda ionlar harakatlanganda edi, u holda metallarda elektr tok hosil bo'lganda albatta metall moddasi ko'chgan bo'lar edi. Bunday hodisaning bo'lishi mumkin yoki yo'qmi ekanini tekshirish uchun Rike maxsus tajribalar o'tkazdi, bu tajribalarda elektr tok birligining ustiga qo'yilgan uch silindr — mis, alyuminiy va mis silindrlar orqali bir yil davomida tok o'tkazib qo'ydi. Silindrlar orqali o'tgan umumiy zaryad 3,5 million kulonga teng qiymatlarga yetgan bo'lsa ham, metallarning hech qanday bir-biriga o'tishi namoyon bo'lmagan va silindrlarning og'irliklari $\pm 0,03$ mg. gacha aniqlikda saqlangan. Metallardagi tokning elektron tabiati elektronlarning inersiyasiga doir tajribalarda o'zining ishonchli isbotiga ega bo'ldi. Bu tajribalarning g'oyasi 250-rasm bilan tushuntiriladi. Doimiy v tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadlanmagan metall parchasini ko'z oldimizga keltiraylik.

Metall bilan birga elektrolar ham shunday tezlik bilan harakatlanadi, shuning uchun elektronlarning kristall panjaralarga nisbatan hech qanday siljishi bo'lmaydi, binobarin, elektr tok ham bo'lmaydi. Biroq elektronlarning zaryadidan tashqari massasi ham bor va shuning uchun ular ma'lum inersiyaga egadirlar. Metallning harakati har qanday o'zgarganida elektronlar panjara harakatidan yo'rqada qoladi, yo'oldinga ketadi, buning

natijasida elektr tok paydo bo'ladi.

Bu hodisani tramvay vagoni keskin to'xtaganida yoki joyidan to'satdan qo'zg'alganda yo'lovchilar

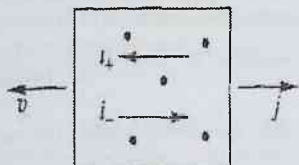
oladigan turtkilarga o'xshatish mumkin. Bu tokning yo'nalishi metallda harakatlanayotgan

zarralarning zaryadi ishorasiga bog'liq bo'lishini ko'rish oson.

Masalan, metal tormozlanganda (j

tezlanish chapdan o'ngga yo'nalgan, 250-rasm) zarralar panjaradan ilgarilab ketadi va o'nga nisbatan o'ngdan chapga qarab harakatlanadi. Agar zarralar musbat zaryad oqib o'tayotgan bo'lsa, hosil bo'lgan i_+ tok ham o'ngdan chapga yo'nalgan bo'ladi. Agar zarralar manfiy zaryadlangan bo'lsa, u holda i_- tokning yo'nalishi teskari bo'ladi.

Shuning uchun tajribada hosil bo'lgan tokning yo'nalishini tekshirib, metallardagi zaryad tashuvchilarning ishorasini tanlash mumkin. Bu tok bilan olib qo'yilgan zaryad kattaligini ham o'lchasak, zaryad tashuvchilar



250- rasm. Elektronlarning inersiyasiga doir tajriba g'oyasi.

zaryadining ular massasiga e/m nisbatini aniqlash, binobarin, ularning tabiatini aniqlash mumkin.

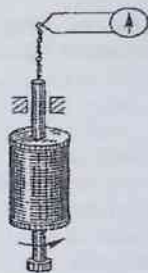
Bu tajribaning g'oyasi 1913 yilda L.I. Mandelshtam va N.D. Papaleksi tomonidan aytilgan edi. Ular sifat tajribalari o'tkazganlar va o'z o'qi atrofida aylanma tebranishlar qilayotgan sim ilgakda haqiqatan ham o'zgaruvchan tok vujudga kelishini aniqlaganlar. So'ngra bu tajribani qaytadan G. Lorens tavsiya qildi va 1916 yilda Tolmen va Styuart miqdoriy natijalar oldilar. Tolmen va Styuart tajribasining sxemasi 251-rasmda keltirilgan. Ingichka simdan qilingan o'ramlari soni ko'p bo'lgan g'altak o'z o'qi atrofida tez aylantirilgan. Chulg'amlarning uchlari g'altak aylanganda buraladigan uzun yumshoq simlar vositasida sezgir ballistik galvanometrga ulangan. G'altak buralib bo'lgandan keyin u maxsus moslama yordamida keskin tormozlangan. Chulg'ulgarning umumiy uzunligi taxminan 500 m, sim harakatining chiziqli tezligi 300 m/sek ga yetgan. O'lchashlarda Yer magnit maydonining ta'siri batafsil bartaraf qilingan, chunki u induksion toklarning paydo bo'lishiga sabab bo'lishi mumkin.

Tajribalar g'altak tormozlanganida zanjirda haqiqatan ham qisqa muddatli tok paydo bo'lishini, uning yo'nalishi esa manfiy zaryadlangan zarralarga mos bo'lishini ko'rsatdi. Bu tajribalarni zaryad tashuvchilar zaryadining ular massasiga nisbati e/m aniqlandi. Sodda mulohazalar yordamida g'altakning tormozlanish vaqti ichida zanjir bo'ylab oqib o'tgan zaryadning

$$q = \frac{m \vartheta_0 l}{e R} \quad (145.1)$$

formula bilan aniqlanishini ko'rsatish oson, bu yerda ϑ_0 —simning boshlang'ich chiziqli tezligi, l —uning uzunligi, R —zanjanjirning qarshiligi. Shuning uchun q zaryadni ballistik galvanometrda o'lchab hamda qolgan (oson aniqlanadigan) ϑ_0 , l va R kattaliklarni bilgan holda e/m qiymatni topish mumkin.

Elementar zaryad kattaligi e ni bilgan holda bundan metallardagi zaryad tashuvchilarning m massasini aniqlash mumkin edi. Bu massa 10^{-20} kg ga teng, ya'ni eng yengil atom-vodorod atomining massasi ($m_H = 1.67 \cdot 10^{27}$ kg) dan taxminan 2000 marta kichik ekan. Bu shuni ko'rsatadiki, metallarda zaryad tashuvchilar mutlaqo zaryadlangan atomlar (ionlar) bo'lishi mumkin emas. Ikkinchi tomondan, e/m ning topilgan qiymati elektronlar uchun e/m nisbatning boshqa metodlar, jumladan, elektronlarning elektr va magnit



251- rasm.
Tolmen va Styuart
tajribasining sxemasi.

maydonlarida elektronlarning og'ishlarini tekshirishga oid tajribalarda olingan qiymatiga yaqin,

(145.1) formuladagi quyidagi usulda oson tushuntiriladi. G'altak tormozlanganda elektronlarga inersiya kuchi ta'sir qiladi, biz ko'rayotgan holda u chet kuch bo'ladi (64-§). Simning dv/dt tezlanishida bitta elektronga kuch ta'sir qiladi.

$$F = -\frac{m dv}{e dt}$$

Zaryad birligiga to'g'ri kelgan kuch, ya'ni E^* chet kuchlar maydonining kuchlanganligi dagiga teng:

$$E^* = -\frac{m dv}{e dt}$$

Bundan (69.2) formuladan foydalanib, g'altak tormozlanganda zanjirda paydo bo'ladigan EYuKni topamiz:

$$\mathcal{E} = -\frac{m dv}{e dt} l$$

bu yerda l -g'aktak simining uzunligi. Agar R zanjirning qarshiligi bo'lsa, u holda bu EYuK ni hosil qiladigan tok kuchi, quyidagiga teng bo'ladi:

$$i = -\frac{m l dv}{e R dt}$$

Shuning uchun g'altakning butun tormozalanish vaqtida zanjirdan o'tgan zaryadning kattaligi shunday formula bilan aniqlanadi:

$$q = \int_{v_0}^0 i dt = -\frac{m l}{e R} \int_{v_0}^0 dv = \frac{m l v_0}{e R}$$

§ 146. Elektr qarshilikning sababi

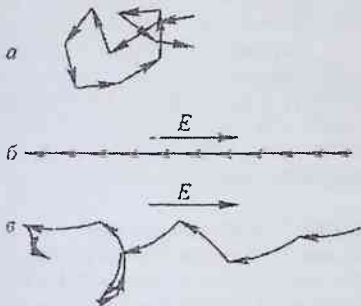
O'tgan paragrafda bayon qilingan tajribalarning natijalari metallarda ular bo'ylab ko'chishi mumkin bo'lgan elektronlar mavjud ekanini ko'rsatadi. Bunday elektronlar o'tkazuvchanlik elektronlari deb ataladi. Tok bo'lmaganda metallarda hajmi zaryadlar bo'lmagani sababli (o'zgarmas kesimli o'tkazgichda tok bo'lganda ham hajmiy zaryadlar bo'lmaydi), metallarda musbat zaryadlar ham bo'ladi, biroq, ular tok hosil bo'lishida ishtirok etmaydi, deb xulosa chiqarish mumkin. Metallning musbat zaryadlari uning kristall panjarasini hosil qiluvchi ionlardir. Metallarda o'tkazuvchanlik elektronlari erkin harakatlanmaydi, biroq panjaralardagi ionlar bilan to'qnashishlarga duch keladi. Tashqi elektr maydon bo'lmaganda elektronlar faqat tartibsiz issiqlik harakatida bo'ladi har bir elektron xuddi brown harakatidagi gaz yoki zarra singari murakkab trayektoriya chizadi (252a-rasm). Issiqlik harakatining tartibsiz bo'lishi tufayli ixtiyoriy yo'nalishda harakatlanayotgan elektronlar miqdori o'rta

hamma vaqt qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanayotgan elektronlar miqdoriga teng bo'ladi.

Shuning uchun tashqi maydon bo'lmaganda elektronlarning ixtiyoriy yo'nalishda olib o'tgan yig'indi zaryadi nolga teng bo'ladi.

Tashqi elektr maydon qo'yilganda elektronlar maydoning yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalishda qo'shinchta tartibli harakat oladi (chunki elektronlarning zaryadi manfiy, 252b-rasm).

Shuning uchun elektronlarning amaldagi harakati tartibli va tartibsiz harakatlarning yig'indisidan iborat bo'ladi, shuning uchun elektronlarning asosiy (zo'r kelgan) harakat yo'nalishi paydo bo'ladi (252v-rasm). Bu holda maydonga qarama-qarshi harakatlanayotgan elektronlar soni maydon



252- rasm. Metallarda elektronlarning harakati.

a-elekt maydon bo'lmaganda tartibsiz issiqlik harakati, b-elekt maydon ta'sirida elektronlar harakatini tashkil etuvchisi v-elektronlarning haqiqiy harakati

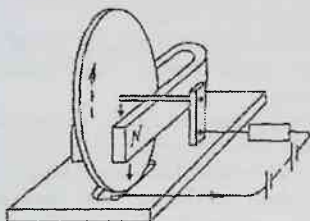
Shuning uchun tok o'tganda metallar qiziydi shuningdek, tashqi maydon yo'qotilganda elektronlarni tartibli harakati to'qnashishlar natijasida tartibsiz harakatiga aylanadi va elektr toki to'xtaydi. Shunday qilib, elektronlarning metallarda harakati to'qnashishlar tufayli keladigan ishqalanish bilan ro'y beradi, bu ishqalanishdagi ichki ishqalanishga o'xshaydi. Ko'rinib turibdiki, elektr qarshilikning bo'lishiga sabab elektronlarning metall panjarasidagi musbat ionlar bilan to'qnashishidir.

Metallarda elektronlarning shikastlanishi faqat Joule—Lens issiqligining hosil bo'lishigagina emas, shu bilan birga, o'tkazuvchanlik

yo'nalishi bo'ylab harakatlanuvchi elektronlar sonidan ko'p bo'ladi, ya'ni elektr zaryad ko'chishida elektr tok paydo bo'ladi.

Elektronlarning biz ko'rib o'tgan harakat manzarasi metallarning elektr qarshiligini tushuntirishga imkon beradi. Ketma-ketlikka to'qnashishlar orasida elektronlar maydon ta'sirida tezlanma harakat qiladi va tegishli energiya oladi. Bu energiya to'qnashishlarda qisman yoki to'la ravishda musbat ionlarga beriladi va ionlarning tartibsiz tebranishlari energiyasiga, ya'ni qarshilikka aylanadi.

elektronlari bilan metall panjarasi orasida harakat middori almashinishiga ham olib keladi. Buni 253-rasmda tasvirlangan tajribada namoyish qilish mumkin.



253-rasm. Metallarda elektronlarning ishqalanish mavjud ekanini namoyish qilish.

Gorizontal o'q atrofida kam ishqalanish bilan aylana oladigan metall disk magnit qutblari orasiga joylashtirilgan. Disk elektr zanjirga ulangan, shuning uchun unda diskning o'qi va simobli idishga botib turgan chekkasi orasidan o'tuvchi elektr tok bor. Diskda tok bo'lganda u aylanadi, tokning yo'nalishi o'zgarganida disk aylanishining yo'nalishi ham o'zgaradi. Diskning pastki yarmida

harakatlanayotgan elektronlarga, tokka va magnit maydonga perpendikulyar yo'nalgan Lorens kuchi ta'sir qiladi (88-§). Agar elektronlar ishqalanishsiz harakatlanganlarida edi Lorens kuchi elektronlarning metall ichidagi traektoriyalarinigina o'zgartirar, disk esa qo'zg'almas edi. Elektronlarning ishqalanishi tufayli ular oladigan harakat miqdori diskka beriladi, natijada disk harakatga keladi.

147. §. Metallarning klassik elektron nazariyasi

Moddaning turli xossalarini unda elektronlarning mavjudligi va harakati bilan tushuntirish elektron nazariyaning mazmunini tashkil qiladi.

Metallarning klassik elektron nazariyasida elektronlarning harakati Nyutonning klassik mexanika qonunlariga bo'ysunadi deb tasavvur qilinadi. So'ngra, bu nazariyada elektronlarning o'zaro ta'sirlari nazarga olinmaydi, elektronlarning musbat ionlar bilan o'zaro ta'siri esa faqat to'qnashishlar sifatida qaraladi. Boshqacha aytganda, o'tkazuvchanlik elektronlari molekulyar fizikadagi ideal atomlar gaz singari, elektron gaz deb qaraladi.

Bunday elektron gaz ideal gazning barcha qonunlariga, jumladan, energiyaning erkinlik darajalari bo'yicha tekis taqsimlanish qonuniga ham bo'ysunishi kerak, bu qonunga muvofiq, har bir erkinlik darajasiga to'g'ri keluvchi issiqlik harakatining kinetik energiyasi $\frac{1}{2} kT$ ga teng (k —Boltsman doimiysi bo'lib, $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$ ga teng, T —gazning absolyut temperaturasi). Erkin elektron uchta erkinlik darajasiga ega shuning uchun bitta elektronga to'g'ri keladigan tartibsiz issiqlik harakati o'rtacha energiyasi quyidagiga teng;

$$\frac{1}{2} m v_T^2 = \frac{3}{2} kT \quad (147.1)$$

bu yerda v^2 — issiqlik harakati tezligi kvadratining o'rtacha qiymati.

Bunday farazlarga qaramay (ularning juda taxminiy ekanini quyida ko'ramiz), klassik elektron nazariya elektr tokining ko'pgina qonunlarini sifat jihatidan tushuntirib beradi.

Om qonunining tushuntirilishi. Bu tushuntirishning fizikaviy mohiyatini aniqlash va hisoblashlarni soddalashtirish uchun Barcha elektronlarning ikkita ketma-ket to'qnashishlar orasidagi erkin yugurish vaqti t birday deb faraz qilamiz. So'ngra elektron har bir to'qnashishda to'plagan energiyasining hammasini panjaraga beradi va shuning uchun to'qnashishdan so'ng o'z harakatini boshlang'ich tezliksiz boshlaydi, deb hisoblaymiz.

E kuchlanganlikli elektr maydon ta'sirida metallda hosil bo'ladigan j tok zichligini hisoblaymiz. 53-§ da aytilganlarga muvofiq quyidagiga ega bo'lamiz:

$$j = ne\bar{v} \quad (147.2)$$

bu yerda n o'tkuzuvchanlik elektronlarning konsentratsiyasi, e elektronning zaryadi, \bar{v} -elektronlarning tartibli harakati o'rtacha tezligi (dreyf tezligi)

Har bir elektronga eE ga teng kuch ta'sir qiladi va elektron $\frac{eE}{m}$ tezlanish oladi. Shuning uchun erkin yugurish oxirida elektronning tezligi quyidagiga teng bo'ladi.

$$v_{max} = \frac{eE}{m} \tau$$

To'qnashishlar orasida elektron tekis tezlanuvchan harakatlangani uchun tezlikning o'rtacha qiymati uning maksimal qiymatining yarmiga teng:

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau$$

Dreyf tezligi maydonning E kuchlanganligiga proporsional, Shuning uchun

$$\bar{v} = bE \quad 147.3$$

deb olish mumkin, bunda $b = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \tau$ kattalik E ga bog'liq bo'lmaydi, b kattalik elektronlarning harakatchanligi deb ataladi. Bu kattalik kuchlanganligi birga teng bo'lgan maydonda dreyf tezligiga teng. Agar tezlikni m/sek larda, maydon kuchlanganligini V/m larda o'lchasa, harakatchanlik $m^2/V \cdot s$ larda ifodalanadi.

Aslida, albatta, erkin yugurish vaqti barcha elektronlar uchun birday emas! Hisoblarning ko'rsatishicha bu hol nazarda tutilsa elektronlarning harakatchanligi ifodasi shunday bo'ladi:

$$b = \frac{e}{m} \tau \quad (147.4)$$

yerda t — butun elektronlar majmuining erkin yugurish o'rtacha vaqti, - ning topilgan qiymatini (147,2) ifodaga qo'ysak,

$$j = \frac{ne^2\tau}{2m} E \quad (147.5)$$

Ko'rinib turibdiki, j tok zichligi maydonning E kuchlanganligiga proporsional ekan, bu esa Ohm qonuni bilan ifodalanadi (61-§). Solishtirma elektr o'tkazuvchanlikning ifodasi uchun quyidagi kelib chiqadi:

Bu ifoda o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi sanchi katta erkin yugurish vaqti t qancha katta bo'lsa, elektr o'tkazuvchanlik shuncha katta bo'lishini ko'rsatadi. Bu tushunarli, chunki τ qancha katta bo'lsa, elektronlarning tartibli harakati uchun to'qnashishlar shuncha kam bo'ladi. Erkin yugurish vaqti taqsimoti nazarda tutilsa, solishtirma elektr o'tkazuvchanlik quyidagi formula bilan ifodalan;

$$\lambda = \frac{1}{2} \frac{ne^2}{m} \tau \quad (147.6)$$

Joul—Lens qonunining tushuntirishi. Erkin yugurish oxiriga kelib elektronlar maydon ta'sirida

$$\frac{1}{2} m v_{max}^2 = \frac{1}{2} \frac{e^2 \tau^2}{m} E^2$$

teng kinetik energiya oladi. Yuqorida qilgan farazimizga muvofiq bu energiyaning hammasi panjara bilan to'qnashishda issiqlikka aylanadi.

Vaqt birligi ichida har bir elektron $1/\tau$ to'qnashishlarga duch keladi, shuning uchun har bir marta ko'p issiqlik ajratadi. Har bir hajm birligida n ta elektron bo'lgani uchun metallning hajm birligida 1 sek da ajraladigan issiqlik miqdori Q_1 quyidagiga teng;

$$Q_1 = \frac{1}{2} \frac{e^2 \tau^2}{m} E^2$$

(147.6) formuladan foydalanib,

$$Q_1 = \lambda E^2 = \frac{1}{\rho} E^2 \quad (147.7)$$

ko'ramiz, bunda $\rho = \frac{1}{\lambda}$ — metallning solishtirma qarshiligi va (147.7) formula differensial shakldagi Joul—Lens qonunini ifodalaydi.

Metallarning issiqlik o'tkazuvchanligi va elektr o'tkazuvchanligi orasidagi bog'lanish. Elektr o'tkazuvchanligi katta bo'lgan metallar issiqlikni ham yaxshi o'tkazishi va aksincha hodisa ilgaridan ma'lum, Videman va Frans tajriba ma'lumotlari asosida shunday xulosaga keldilar; issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti K ning solishtirma elektr o'tkazuvchanlik λ ga nisbati birday temperaturada barcha metallar uchun bir va absolyut temperaturaga proporsional ortadi (Videman—Frans qonuni);

$$K/\lambda = aT \quad (147.8)$$

bu yerda a — metallning turiga bog'liq emas.

Klassik elektron nazariya bu qonuniyatni ham oson tushuntiradi. Haqiqatan ham o'tkazuvchanlik elektronlari metallda harakat qilganida o'zi bilan birga faqat elektr zaryadnigina emas; balki o'zlariga xos bo'lgan tartibsiz issiqlik harakati energiyasini ham olib o'tadi, ya'ni issiqlik ko'chishini amalga oshiradi. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi juda yuqori (150-§ ga q.) va butun issiqlik amalda elektronlar vositasida olib o'tiladi, bu jarayonda ion-panjara juda kam ishtirok etadi. Shuning uchun elektrni yaxshi o'tkazuvchi metallar issiqlikni yaxshi o'tkazadi.

Molekulyar fizikadan ma'lumki, gazlarning kinetik nazariyasi bir atomli ideal gazning issiqlik o'tkazuvchilik koeffitsiyenti uchun quyidagi ifodani beradi:

$$K = 1/2 nk v_T l \quad (147,9)$$

bu yerda n —hajm birligidagi atomlar soni, k — Bolsman doimiysi, v_T — issiqlik harakatining o'rtacha tezligi, l —atomlarning erkin yugurish yo'li o'rtacha uzunligi. Elektron gazning issiqlik o'tkazuvchanlik koeffitsiyenti uchun ham xuddi shunday formula o'rinli bo'lishi kerak, faqat bunda n , v_T va l elektronlarning metalldagi konsentratsiyasi, issiqlik tezligi va o'rtacha erkin yugurish yo'lini bildirishi kerak. So'ngra, l uchun $l = v_T \tau$ tenglikni olish mumkin. Bu yerda biz v_T issiqlik tezligiga nisbatan v dreyf tezligini nazarga olmaymiz. Haqiqatan ham shunday sabab qilish mumkin, chunki metallarda elektronlarning harakatchanligi juda kichik (150-§ga q.) bo'lgani uchun hatto juda kuchli elektr maydonlar uchun ham $v \ll v_T$ u holda (147.9) va (147.6) formulalardan quyidagini topamiz;

$$\frac{K}{\lambda} = \frac{1/2nk(v_T)^2\tau}{1/2\left(\frac{ne^2}{m}\right)\tau} = \frac{mk(v_T)^2}{e^2}$$

Taxminan $(v_T)^2 \approx v_T^2$ deb faraz qilib va (147.1) munosabatdan foydalanib shunday ifoda olamiz:

$$\frac{K}{\lambda} = 3(k/e)^2 T \quad (147.1)$$

ya'ni Videman-Frans qonunini keltirib chiqardik, Bunda a doimiy $a = 3(k/e)^2$ bo'lib chiqadi. Bu doimiy faqat k va e universal doimiyalar bilan aniqlanadi va metallning tabiatiga bog'liq bo'lmaydi, a ning nazariy qiymatlari tajriba ma'lumotlariga yaxshi mos keladi.

Shunday qilib, klassik elektron nazariya metallarning elektr qarshiligi mavjudligini, Om qonuni va Joule—Lens qonunini yaxshi tushuntirib beradi. Solishtirma elektr o'tkazuvchanlikni metallning atomlar doimiylari orqali ifodalashga imkon beradi, issiqlik o'tkazuvchanlik bilan elektr o'tkazuvchanlik orasidagi bog'lanishni tushunishga imkon beradi.

Biroq ba'zi masalalarda klassik elektron nazariya tajribaga zid bo'lgan xulosalarga olib keladi. Bunday holning yorqin misoli o'ta o'tkazuvchanlik hodisasidir.

18-§. O'ta o'tkazuvchanlik

Klassik elektron nazariyaga muvofiq, metallarning solishtirma qarshiligi so'vishda barcha temperaturalarda chekli qolgan holda monoton kamayishi kerak. Qarshilikning bunday temperaturaviy bog'lanishi haqiqatan ham anchagina yuqori temperaturalarda kuzatiladi. Biroq temperaturani yetarlicha past (bir necha kelvin) olinsa, bu bog'lanish batamom boshqacha bo'ladi. Avvalo solishtirma qarshilik temperaturaga bog'liq bo'lmay qoladi va biror chegaraviy qiymatga erishadi. Bu qiymat turli moddalar va hatto bir moddaning turli namunalari uchun ham turlicha bo'ladi. Bu qoldiq qarshilik ayniqsa qotishmalarda katta bo'ladi, biroq sof metallarda ham bo'ladi. Tajriba metall qanchalik toza bo'lsa va tekshirilayotgan namuna qanchalik strukturaviy nuqsonlardan holi bo'lsa, qoldiq qarshilik shuncha kichik bo'lishini ko'rsatadi.

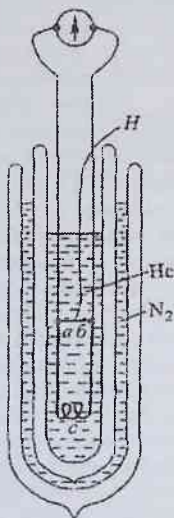
Agar temperatura yanada pasaytirilsa, u holda ba'zi moddalarda ajoyib hodisa o'ta o'tkazuvchanlik hodisasi kuzatiladi. Bu hodisa Kammerling-Onnes tomonidan 1911 yilda kashf qilingan. Turli moddalar uchun turlicha bo'lgan biror ma'lum temperaturada solishtirma qarshilik to'satdan, sakrash bilan deyarli nolgacha kamayadi. 9-jadvalda ba'zi moddalarning o'ta o'tkazuvchan holatga o'tish temperaturalari keltirilgan.

9-jadval.

Modda	T_{kr}, K	Modda	T_{kr}, K
Titan	0,4	Simob	4,1
Kadmiy	0,5	Vanadiv	5,3
Rux	0,38	Qo'rg'oshin	7,2
Alvuminiv	1,2	Niobiv	9,3
Qalay	3,7	Nb_2Sn	18

O'ta o'tkazuvchanlik faqat elementlardagina emas, balki ko'plab kimyoviy birikmalar va qotishmalarda ham kuzatiladi, shu bilan birga o'ta o'tkazuvchan birikma tarkibiga kiruvchi elementlarning o'zi o'ta o'tkazgich bo'lmasligi ham mumkin. Moddalar o'ta o'tkazuvchan holatda ajoyib xossalarga ega bo'ladi. Birinchidan, o'ta o'tkazgichlarda bir marta uyg'otilgan elektr tok tok manbasiz uzoq muddat mavjud bo'lishi mumkin. Buning sababi shuki, qarshilik yo'q bo'lib qolgani uchun tokning so'nish vaqti $T = L/r$ juda katta bo'ladi (95-§ ga q.) Bu hodisa o'ta o'tkazgichlar bilan qoplangan birinchi tajribalardayoq kuzatilgan edi: o'ta o'tkazgichdan qilingan kichik kontur, suyuq geliy solingan idishga botiriladi va konturda elektromagnit induksiya yordamida tok hosil qilinadi. Bu tokni idish

yaqiniga joylashtirilgan magnit strelkaning og'ishiga qarab qayd qilingan, shu bilan birga strelka juda ko'p sutka davomida og'gan holatda turadi.



254-rasm.

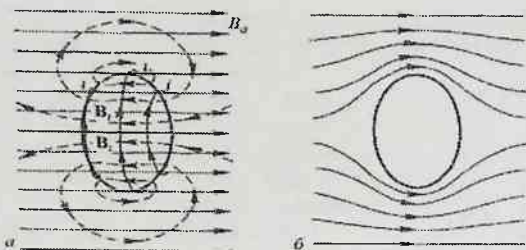
O'ta-o'tkazgichda uzoq muddatli tokni aniqlash tajribasi

254-rasmda o'ta o'tkazgichlar bilan qilingan boshqa tajribaning sxemasi ko'rsatilgan. Bunda o'ta o'tkazgich G galvanometr bilan ulangan, biroq a va b nuqtalarda u ham o'ta o'tkazuvchan holatda bo'lgan sim bilan tutashtirilgan.

O'ta o'tkazgichda tok elektromagnit yordamida uyg'otilgandan keyin bu tok faqat o'ta o'tkazuvchan abca zanjir bo'ylab aylanadi va galvanometr tarmoqlanmaydi, shuning uchun galvanometrning - strelkasi og'maydi. Agar birmuncha vaqt o'tgandan keyin N ip yordamida ab ulagich olib tashlansa, u holda tok mumkin bo'lgan faqat bir yo'l— galvanometr orqali harakatlanadi, bunda galvanometr strelkasi qisqa muddatli silkinadi.

O'ta o'tkazgichlarning ikkinchi muhim xossasi shundan iboratki, o'ta o'tkazuvchan holatda modda ichida magnit induksiya hamma vaqt nolga bo'ldi. O'ta o'tkazgichdan qilingan biror jismni biz avval sovitib, o'ta o'tkazuvchan holatga keltirdik, so'ngra induksiyasi (jism kiritilmaganda) $B_a = \mu_0 H_a$ ga teng bo'lgan tashqi magnit maydonga kiritdik deylik. Magnit maydon ulanganda o'ta

o'tkazgichda qo'shimcha $B_1 = \mu_0 H_1$ induksiya hosil qiluvchi induksion toklar paydo bo'ladi (155a-rasmga q.), bu qo'shimcha induksiya Lens qonuniga muvofiq va tashqi B_a induksiyani kompensatsiyalaydi. Odatdagi o'tkazgichda induksion toklar darhol so'nadi va faqat magnitlovchi g'altak yuzaga keltirgan bosimgina qoladi. O'ta o'tkazgich bo'lgan holda esa kompensatsiyalovchi toklar mutlaqo so'nmaydi va shuning uchun jism ichida natijaviy induksiya hamma vaqt $B = B_a + B_1 = 0$ bo'ladi. Tashqi fazoda natijaviy induksiya chiziqlari 255b-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi: ularni jism o'zidan itaradi va ular jismni aylanib o'tadi.



255-rasm. O'ta o'tkazuvchan jism magnit maydonda

O'ta o'tkazuvchan holatning bu xossasi faqat elektr qarshilikning yo'qolishi bilan bog'liq emas. Shunday o'tkazgichni ko'z oldimizga keltiraylikki, uning normal metallardan yagona farqi—qarshiligining nolga tengligi bo'lsin. So'ngra, dastlab tashqi magnit maydon hosil qilamiz va keyingina o'tkazgichni uning qarshiligi yo'qolguncha sovitamiz deb faraz qilaylik. Bunda tashqi maydon o'zgarmaydi, shuning uchun induksion toklar paydo bo'lmaydi, binobarin, qarshilik yo'qolgandan keyin ham o'tkazgich ichida magnit oqimi saqlanishi kerak. Biroq tajribaning ko'rsatishiga qaraganda o'ta o'tkazgichlarda bu holda ham magnit bosimi yo'qoladi. Magnit induksiyaning nolga tengligi o'ta o'tkazuvchanlik holatining o'ziga xos alomatidir. Faqat magnitlovchi g'altak tufayli hosil bo'ladigan magnit maydon kuchlanganligi esa nolga teng bo'lmasligi ham mumkin. O'ta o'tkazuvchan modda magnit qabul qiluvchanligi $\kappa = -1$ va magnit singdiruvchanligi $\mu = 1 + \kappa$ bo'lgan ideal magnetikdir deb aytish mumkin.

Bundan massiv o'ta o'tkazgich ichida tokning zichligi nolga teng bo'lishi kelib chiqadi. Haqiqatan ham, jismning ichida magnit induksiya

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H}_a + \mathbf{H}_i)$$

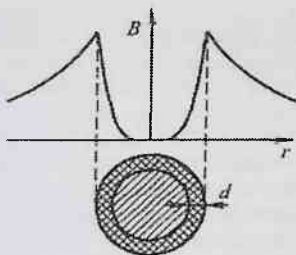
ga teng bo'ladi. H_a va H_i maydonlarning har biri uchun magnit kuchlanish haqidagi teorema o'rinli bo'ladi va shuning uchun ixtiyoriy berk kontur bo'ylab B dan olingan integralni hisoblasak, shunday yozish mumkin

$$\oint_L^0 B dl = \mu_0 i$$

bunda i —kattalik L kontur bilan chegaralangan ixtiyoriy sirt bo'ylab o'tuvchi tokning to'la kuchi. Agar L butunligicha o'ta o'tkazgich ichida yotsa, u holda kontur bo'ylab olingan integral nolga teng, chunki konturning ixtiyoriy, nuqtasida $B_l = 0$, binobarin, $i = 0$. O'ta o'tkazuvchi yaxlit jismda tok jismning yupqa sirtqi qatlamidagina to'planishi mumkin.

Agar jism uzun silindr shakldagi sim bo'lsa, u holda tashqi fazodagi H magnit maydon tokning simning kesimi bo'ylab qanday taqsimlanishiga

bog'liq bo'lmaydi, balki to'liq tok kuchi bilangina aniqlanadi. Shuning uchun o'ta o'tkazuvchi sim uchun H avvalgi formula (81.5) bilan ifodalanadi, induksiya esa $B = \mu_0 H$ bo'ladi. To'g'ri simning sirtida magnit maydon kuchlanganligi $H_s = i/2\pi a$ bo'ladi, bu yerda a —simning radiusi. Simning tashqarisidan ichiga o'tishda B tez (eksponensial ravishda) 0 gacha kamayadi. Fazoda induksiya taqsimoti 256-rasmda ko'rsatilgan. Sirtidan B kattalik e marta kamayadigan chuqurlikkacha bo'lgan d masofa induksiyaning kirish chudurligi deb ataladi. Bu chuqurlik turli moddalar uchun turlicha va temperatura ortishi bilan u ham ortadi. Uning odatdagi diymatlari 10^6 sm tartibida bo'ladi.



256-rasm. To'g'ri simning o'ta o'tkazuvchan holatdagi magnit induksiyasi.

O'ta o'tkazuvchanlikning uchinchi o'ziga xos xususiyati *magnit maydonning o'ta o'tkazuvchanlik hodisasini buzishi xossasidir*. O'ta o'tkazgich o'ta o'tkazuvchan holatga o'tish temperaturasidan past temperaturaga qancha kuchli sovitilgan bo'lsa, o'ta o'tkazuvchanlik yo'qoladigan «kritik» magnit maydon shuncha katta bo'ladi. O'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tish temperaturasida kritik maydon nolga teng bo'ladi.

O'ta o'tkazuvchanlikni buzuvchi magnit maydon bo'lib o'ta o'tkazgichdagi tokning o'zining maydoni ham xizmat qilishi mumkin. Tok kuchi sim sirtidagi magnit maydon kritik qiymatiga yetadigan kattalikka erishganda o'ta o'tkazuvchanlik yo'qoladi. Bu aytilganlardan ravshanki, tokning bu maksimal (kritik) kuchi o'tish temperaturasida nolga teng bo'ladi va temperatura pasaygani sari ortib boradi. Bundan tashqari berilgan modda va berilgan temperatura uchun kritik tok kuchi simning diametriga proporsional bo'ladi. Masalan, 1 K da qalay uchun $H_{kr} = 2 \cdot 10^4$ A/m ekanligini ko'rsatib o'tamiz. Shuning uchun diametri $2a = 3$ mm bo'lgan qalay sim uchun bu temperaturada kritik tok kuchi

$$i_{kr} = 2\pi \cdot 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^4 \approx 180 \text{ A}$$

ga teng bo'ladi.

Magnit maydonning o'ta o'tkazuvchanlikka ta'siri ajoyib xususiyatga egadir. Agar jismning shakli shunday bo'lsa-ki, unda magnitsizlantiruvchi faktor β (107-§) nolga teng bo'lsa, u holda jism ichida H kattalik H_{kr} dan kattalashganida modda butun hajm bo'ylab normal holatga o'tadi. Masalan, maydonga parallel bo'lgan to'g'ri simlarda shunday bo'ladi. Agar, $\beta \neq 0$ bo'lsa, u holda $H = H_{kr}$ da jism dastlab shunday oraliq holatga o'tadiki, bu holatda ayni bir vaqtda kichik o'ta o'tkazuvchan sohalar va normal sohalar bo'ladi. Bunday oraliq, holat magnit maydonlarning qandaydir intervalida mavjud bo'ladi va H yetarlicha ortganidagina normal o'tkazuvchanlik butun hajmda tiklanadi.

Biz yuqorida bayon qilgan magnit xossalari faqat birinchi tur o'ta o'tkazgichlar deb ataladigan ko'pchilik toza metallar uchungina xosdir. Biroq boshqa xil (ikkinchi tur o'ta o'tkazgichlar deb ataladigan) o'ta o'tkazgichlar ham mavjud, ularning magnit xususiyatlari yanada murakkabroq. O'ta o'tkazuvchanlik haqidagi bor ma'lumotlar shunday xulosa qilishga imkon beradi: o'ta o'tkazuvchan moddalarda elektronlar tabiati ikki suyuqlikning aralashmasi singari, ya'ni o'ta o'tkazuvchan elektronlar va normal elektronlar aralashmasidan iborat bo'lar ekan. n_o , o'ta o'tkazuvchan elektronlar va normal n_n elektronlar konsentratsiyasi temperaturaga bog'liq bo'ladi, $T \geq T_{kr}$ bo'lganida $n_o = 0$ va barcha elektronlar normal holatda bo'ladi. $T \rightarrow 0, n_o \rightarrow 0$ bo'lganida barcha elektronlar o'ta o'tkazuvchan bo'lib qoladi.

O'ta o'tkazuvchan va normal holatlardagi moddani termodinamika nuqtai nazaridan bir moddaning turli fazalari deb qarash mumkin, o'ta o'tkazuvchan modda—normal modda aylanishini esa fazoviy o'tish deb qarash mumkin. Biroq masalan, bug'—suyuqlik yoki suyuqlik—qattiq jism fazoviy o'tishlardan farqli ravishda bunday o'tishning yashirin issiqligi magnit maydon bo'lmaganda nolga teng bo'ladi. Moddaning issiqlik sig'imi esa $T = T_{kr}$ da sakrashesimon o'zgaradi. Bunday fazoviy o'tishlar 2- tur o'tishlar deb ataladi. Agar o'ta o'tkazuvchanlik holatidan normal holatga o'tish tashqi magnit maydonda ro'y bersa ya'ni $T < T_{kr}$ bo'lsa, u holda o'zgarmas temperaturada o'tish uchun tashqaridan issiqlik keltirish kerak. Bunday holda endi yashirin o'tish issiqligi nolga teng bo'lmaydi, bu 1-tur fazoviy o'tish bo'ladi.

149-§. Metallar klassik elektron nazariyasining qo'llanilish chegaralari

Klassik elektron nazariyaning yaroqsizligini ko'rsatuvchi ikkinchi misol metallarning issiqlik sig'imi nazariyasidir. Klassik elektron nazariyaning asosiy faraziga muvofiq (147-§) har bir elektronning o'rtacha

Issiqlik energiyasi $\frac{3}{2}kT$ ga teng. Agar 1 kmol metaldagi o'tkazuvchan elektronlarning soni N' bo'lsa, u holda bu elektronlarning issiqlik energiyasi quyidagiga teng bo'lishi kerak!

$$W' = N' \frac{3}{2} kT$$

Metallardagi o'tkazuvchanlik elektronlar soni kattalik jihatidan atomlar soniga teng (150-§ ga q.), binobarin, N' taxminan Avogadro soni $N = 6,02 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$ ga teng. Shuning uchun

$$W' \approx \frac{3}{2} NkT = \frac{3}{2} RT,$$

bu yerda R —1 kmolga hisoblangan gaz doimiysi. Bunda 1 mol metaldagi elektron gazning o'zgarish hajmdagi issiqlik sig'imi $C'_v = dW'/dT \approx \frac{3}{2} RT$ ga teng ekanligi, ya'ni 1 kmol bir atomli ideal gazniki singari ekanligi kelib chiqadi.

Butun metallning issiqlik sig'imi uning kristall panjarasining issiqlik sig'imi va elektron gazning issiqlik sig'imi yig'indisidan iborat bo'ladi. Issiqlikning kinetik nazariyasiga muvofiq bir atomli kristallarning atom issiqlik sig'imi (ya'ni 1 kmol ga hisoblangan issiqlik sig'imi) $C_v = 3R$ ga teng. Shuning uchun metallarning atom issiqlik sig'imi $4,5 R$ ga yaqin deb kutish mumkin edi. Biroq tajriba uning taxminan $3R$ ga yaqin ekanini ko'rsatadi, ya'ni metallar uchun shuningdek dielektrik kristallar uchun ham Dyulong va Pti qonuni yaxshi bajariladi. Shunday qilib, o'tkazuvchanlik elektronlarining bo'lishi issiqlik sig'imining kattaligiga hech qanday ta'sir qilmas ekan, bu narsa klassik elektron nazariya nuqtai nazariga ko'ra tushunarsizdir. Klassik elektron nazariya bilan tajriba orasida bundan boshqa kelishmovchiliklar ham bor. Bu kelishmovchiliklar sabablaridan biri shuki; metallarda elektronlarning harakati klassik mexanika qonunlariga emas, kvant mexanikasining yanada murakkabroq qonunlariga bo'ysunadi. Kvant mexanikasi qonunlari shuni ko'rsatadiki, elektronlarning kristall panjarasi potentsialining davriy maydonida harakati klassik mexanika qonunlarida ko'rsatilganidan katta farq qilishi mumkin ekan.

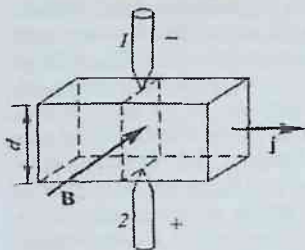
So'ngra, klassik elektron nazariyada o'tkazuvchanlik elektronlari gaz atomlari singari, Maksvell—Bolsman statistikasi qonunlariga bo'ysunadi deb olinadi. Aslida esa metall ichidagi elektronlar uchun boshqa statistika—kvant statistikasi o'rinli bo'lib, u boshqa taqsimot qonuniga bo'ysunadi (155-§ bilan taqqoslang).

Va nihoyat, klassik elektron nazariyada elektronlarning bir-biri bilan o'zaro ta'siri nazarga olinmaydi, ularning metall panjarasi bilan o'zaro ta'siri esa qisqa muddatli to'qnashuvlar haqidagi tasavvurlar asosida bayon

qilinadi. Holbuki, juda past temperaturalarda elektronlarning o'zaro ta'siri hal qiluvchi rol o'ynashi mumkin. Klassik elektron nazariya o'z ahamiyatini batamom yo'qotdi deb o'ylash noto'g'ri albatta. Bu nazariya ko'p holiarda tezgina to'g'ri sifat natijalari olishga imkon beradi, shu bilan birga bu natijalar juda ayoniy bo'ladi. Bundan tashqari, o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi qancha kichik va temperatura qancha yuqori bo'lsa, nazariya bilan tajriba orasidagi kelishmovchiliklar shuncha kam bo'lar ekan. Elektronlar konsentratsiyasi kichik, bo'lgan qator hollarda (gazlardagi elektron hodisalar, yarimo'tkazgichlardagi ko'plab hodisalar) klassik elektron nazariya faqat sifat jihatidan emas, miqdoriy jihatdan ham to'g'ri natijalar beradi.

150-§. Metallarda elektronlar konsentratsiyasi va harakatchanligi

147-§ da aytilganlarga muvofiq metallarning elektr o'tkazuvchanligi elektronlarning konsentratsiyasi n va ularning harakatchanligi b ga bog'liqdir. Metall uchun muhim xarakteristika bo'lgan bu ikki kattalikni tajribada aniqlash mumkin.



257- rasm. Xoll effekti.

Elektronlar konsentratsiyasini aniqlash uchun qo'shimcha Xoll effektidan foydalaniladi. To'g'ri burchakli plastinka shaklidagi o'tkazgichda tok zichligi j bo'lgan holni ko'raylik (257-rasm). Bunday plastinkada tok yo'nalishiga perpendikulyar tekisliklar ekvipotensial sirtlar bo'ladi, shuning uchun bu tekisliklardan birida yotuvchi 1 va 2 metall zondlar orasidagi potentsiallar farqi nolga teng bo'ladi. Biroq agar

namunada tokka va zondlarga perpendikulyar magnit maydon hosil qilinsa, u holda zondlar orasida potentsiallar farqi yuzaga keladi, bu narsa magnit maydon bo'lganida plastinkadagi ekvipotensial sirtlar qiya bo'lib qolganligini bildiradi. Xoll effekti ana shu ko'ndalang potentsiallar farqining yuzaga kelish hodisasidir.

Tajriba shuni ko'rsatadiki, zaif magnit maydonlarda ko'ndalang potentsiallar farqi U magnit induksiya B ga proporsional bo'lar ekan, bu farq shuningdek, tokning zichligi j va zondlar orasidagi masofa d ga ham proporsional ekan:

$$U = RdjB \quad (150.1)$$

bu yerda R — moddaning turiga bog‘liq bo‘lgan doimiy. Bu doimiy Xoll doimiysi deb ataladi. Xoll effekti elektron nazariya bilan oson tushuntiriladi va Lorens kuchining mavjud ekanligi natijasidir (88-§).

Bu hodisani fizikaviy mohiyatini yaxshiroq aniqlash uchun biz uning soddalashtirilgan nazariyasi bilan tanishamiz va taxminan barcha elektronlar ularning tartibli harakati tezligiga teng bo‘lgan: birday tezlik v bilan harakatlanadi, deb olamiz. Bunda har bir elektronga tokning yo‘nalishi va magnit maydonga perpendikulyar bo‘lgan va evB ga teng kuch ta‘sir qiladi. Bu kuch ta‘sirida elektronlar siljiydi, natijada plastinka yoqlaridan biri manfiy va boshqasi musbat zaryadlanib qoladi, plastinka ichida ko‘nda lang (tokka va magnit maydonga ko‘ndalang) elektr maydon E hosil bo‘ladi. Muvozanat holatda $evB = eE$. Shuning uchun potentsiallarning ko‘ndalang farqi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$U = Ed = vBd$$

Bu ifodada elektronlarning o‘rtacha tezligi v ni j tok zichligi orqali ifodalash mumkin, chunki

$$j = nev$$

va shuning uchun

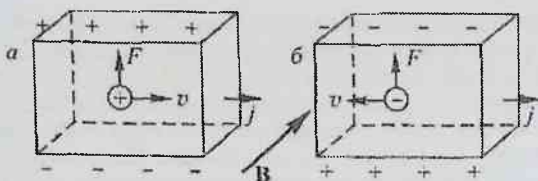
$$U = \frac{1}{ne} djB$$

Olingan ifoda (150.1) formula bilan mos tushadi. Xoll doimiysi

$$R = 1/ne \quad (150.2)$$

ga teng ekan. Bu doimiy elektronlar konsentratsiyasi n ga bog‘liq bo‘ladi, shuning uchun Xoll doimiysini o‘lchab, o‘tkazgich ichidagi elektronlar konsentratsiyasini aniqlash mumkin.

Ko‘ndalang potentsiallar farqining ishorasi harakatlanayotgan zarralarning zaryadi ishorasiga bog‘liq ekanini ko‘rish ham qiyin emas. Haqiqatan ham, o‘tkazgich plastinkada tok chapdan o‘ngga oqayotgan bo‘lsin (258a-rasm). Agar o‘tkazgichdagi harakatchan zarralar musbat zaryad tashiyotgan bo‘lsa, bu zarralarning tezligi yo‘nalishi tokning yo‘nalishi bilan bir xil bo‘ladi va magnit maydon rasmda ko‘rsatilgan yo‘nalishda bo‘lganda og‘diruvchi kuch pastdan yuqoriga yo‘naladi. Bunday holda plastinkaning yuqorigi yog‘i musbat, pastki yog‘i manfiy zaryadlanadi. Agar zarralar manfiy zaryadlangan bo‘lsa, u holda ularning tezligi tokka qarama-qarshi yo‘nalgan bo‘ladi (258b-rasm). Og‘diruvchi kuch zarralarning zaryadlari va ularning tezligiga bog‘liq bo‘lgani uchun bu kuchning yo‘nalishi o‘zgaraydi va shuning uchun zaryadlangan zarralar yuqori yoqda to‘planadi. Biroq zarralar manfiy zaryadlangan bo‘lgani uchun yuqori yoq bu holda manfiy, pastki yog‘i esa musbat zaryadlanadi, ya‘ni Xoll effekti teskari ishorali bo‘ladi.



258- rasm: Xoll effektida ko'ndalang potentsiallar farqining ishorasi o'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar ishorasiga bog'liq bo'ladi.

Xoll doimiysini o'lchab zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi n ni aniqlash mumkin. Elektr o'tkazuvchanlik $\lambda = enb$ ni bilgan holda nb ko'paytmani aniqlash va binobarin, n konsentratsiya va b harakatchanlikni alohida-alohida aniqlash mumkin. Biroq bunday aniqlashlar birinchi qarashdagidek oson emas, aslida ancha murakkabdir. Murakkablikning sababi shuki, yuqorida bayon qilingan Xoll effekti nazariyasi metallar uchun qo'llanish chegarasi chekli bo'lgan klassik elektron nazariyasiga asoslangan. Bundan tashqari, ba'zi moddalar uchun Xoll effekti teskari ishorali bo'ladi, ya'ni musbat zaryad tashuvchilarning harakatiga mos keladi, aslida esa bu metallarda zaryad tashuvchilar manfiy elektronlardir. Bu hodisa hozirgi zamon qattiq jismlar kvant nazariyasi asosida tushuntiriladi va kovaklar deb ataluvchi musbat zaryad tashuvchilar bilan bog'liqdir (152-§ bilan solishtiring).

Har holda Xoll doimiysini o'lchash va elektr o'tkazuvchanlikni aniqlash konsentratsiya hamda harakatchanlik tartibini aniqlashga imkon beradi, shuning o'ziyoq elektr o'tkazuvchanlikning tabiati haqida muhim xulosalar qilishga imkon beradi.

Xoll doimiysi qiymatlaridan aniqlangan metallarda o'tkazuvchanlik elektronlarining konsentratsiyasi kattaligi $10^{28}m^{-3}$ tartibida va atomlar konsentratsiyasiga yaqindir. Metallarda elektronlarning harakatchanligi esa aksincha juda kichik. Ularni $m^2/sek \cdot V$ birliklarida ifodalasak (ya'ni l V/m maydonda olingan o'rtacha tezlikni m/sek larda ifodalaganimizda), harakatchanlik uchun $10^{-3} - 10^{-4} m^2/(V \cdot sek)$ (10-jadval) tartibidagi kattaliklarni olamiz.

10-jadval

Metall	Ag	Na	Be	Cu	Au	Li	Al	Cd	Zn
Elektronlarning harakatchanligi, $10^{-4}m^2/(V \cdot sek)$ larda	58	48	44	35	30	19	10	7,9	5,8

Harakatchanlikning qiymatlari kichik ekanligi elektronlarning kristall panjara bilan ko'p sonli to'qnashuvlarga duch kelishini bildiradi.

151-§. Yarimo'tkazgichlar va dielektriklar

Shu vaqtgacha biz o'tkazgichlarda o'tkazuvchanlik elektronlarning hosil bo'lishiga olib keluvchi jarayonlar haqida hech narsa deganimiz yo'q. Bu masalani aniqlash uchun o'tkazuvchanlik elektronlari konsentratsiyasining temperaturaga bog'lanishini o'rganish katta ahamiyat kasb etadi. Bu ma'lumotlarni esa, masalan, turli temperaturalarda Xoll doimiysini o'lchash tufayli olish mumkin ekanligimi bilamiz (150-§). Tajriba metallarda elektronlar konsentratsiyasi amalda temperaturaga bog'liq bo'lmasligini ko'rsatadi. Hatto juda past temperaturalarda ham metallarda harakatchan elektronlarning konsentratsiyasi yetarlicha katta bo'ladi. Bu esa metallarda o'tkazuvchanlik elektronlarini hosil qilishda issiqlik harakati unchalik katta rol o'ynamasligini bildiradi.

Odatiy metallarning atomlari shu bilan xarakterlanadiki, ularda yadro bilan zaif bog'langan bir yoki bir necha elektronlar bo'ladi. Metall atomlari bir-biriga yaqinlashganda bunday elektronlar qo'shni atomlar bilan o'zaro ta'sirlashish natijasida o'z atomlaridan uziladi, Bu elektronlar endi biror aniq atomga emas, balki butun metallga tegishli bo'lib qoladi va metall bo'ylab barcha ionlar va elektronlarning natijaviy maydonida harakatlanadi. Bu uzilib chiqqan (ajralgan) shu elektronlarga o'tkazuvchanlik elektronlari bo'ladi.

Metallar bilan bir qatorda biz o'tkazgichlarning boshqa xili bilan ham ish ko'ramiz. Bu o'tkazgichlar ham xuddi metallar singari, elektron o'tkazgichlardir (birinchi klass o'tkazgichlaridir), bunday o'tkazgichlarda ham elektr tok hech qanday kimyoviy o'zgarishlar bilan bo'lmaydi. Biroq bunday o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi temperatura ortishi bilan kuchli ravishda ortadi. Bunday o'tkazgichlarning past temperaturalarda solishtirma qarshiligi juda katta bo'ladi va ular amalda izolyator bo'ladi, biroq temperatura ko'tarilishi bilan ularning solishtirma qarshiliklari kuchli ravishda kamayadi va yetarlicha yuqori temperaturalarda haddan tashqari kichik bo'ladi. Bunday tur moddalar elektron yarimo'tkazgichlar deb nom olgan. Ko'plab elementlar (kremniy, germaniy, selen va h.k.) mis Cu_2O oksidi, qo'rg'oshin sulfid PbS hamda ko'plab boshqa kimyoviy birikmalar yarimo'tkazgichlarga kiradi. Masalan, tajriba ma'lumotlariga ko'ra nihoyatda sof kremniyda xona temperaturasida elektronlar konsentratsiyasi $10^{17}m^{-3}$ dan kam, uning solishtirma qarshiligi $10\text{ Om} \cdot m$ dan ortiq bo'lishi kerak; biroq 700°C temperaturada undagi elektronlar konsentratsiyasi $10^{24}m^{-3}$ gacha ortadi, solishtirma qarshiligi esa $0,001\text{ Om} \cdot m$ gacha kamayadi, ya'ni milliarddan ortiq marta kamayadi.

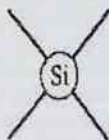
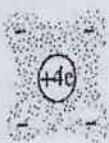
Yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining temperaturaga kuchli bog'liq bo'lishi shuni ko'rsatadiki, bu holda

o'tkazuvchanlik elektronlari issiqlik harakati ta'sirida vujudga kelar ekan. Yarimo'tkazgichlarda atomlardan elektronlarning uzib chiqarilishi va ularning o'tkazuvchanlik elektronlariga aylanishi uchun atomlarning o'zaro ta'sirini o'zigina yetarli bo'lmaydi. Buning uchun hatto zaif bog'langan elektronlarga ham biror qo'shimcha energiya berish kerak, bu beriladigan qo'shimcha energiya issiqlik harakat energiyasidan olinadi. Temperatura qancha yuqori bo'lsa, yarimo'tkazgichda ajralgan (ozod) elektronlar soni, ya'ni o'tkazuvchanlik elektronlari holatidagi elektronlar soni shuncha ko'p bo'ladi. Agar elektronlarni uzib olish energiyasi shu kristall mavjud bo'ladigan sohasidagi barcha temperaturalarda issiqlik harakatining o'rtacha (kT tartibidagi) energiyasiga nisbatan katta bo'lsa, u holda o'tkazuvchanlik elektronlari yetarlicha miqdorda hosil bo'lmaydi va bunday kristall izolyator bo'ladi.

152-§. Yarimo'tkazgichlarning xususiy elektr o'tkazuvchanligi

Yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchan elektronlarning hosil bo'lish jarayoni haqida batafsilroq to'xtalib o'taylik. Keyingi mulohazalarimiz aniqroq bo'lishi uchun turik yarimo'tkazgich kremniy to'g'risida gapiramiz.

Kremniy atomining Mendeleev davriy sistemasidagi tartib nomeri $Z = 14$. Shuning uchun kremniy atomi yadrosining zaryadi $+14e$ ga teng va uning atom tarkibiga 1 ta elektron kiradi. Biroq bu elektronlardan faqat to'rttasigina zaif bog'langan. Xuddi shu zaif bog'langan elektronlarga kimyoviy reaksiyalarda qatnashadi va kremniyning to'rt valentligini ifodalaydi, shuning uchun bu elektronlar valent elektronlar deb nom olgan. Qolgan o'n elektron yadro bilan birga atomning asosini tashkil qiladi, atomning zaryadi $+14e - 10e = +4e$. Atom to'rt valent elektron bilan o'ralgan, bu elektronlar asos atrofida aylanadi va musbat zaryad bulutini hosil qiladi (259-rasm).



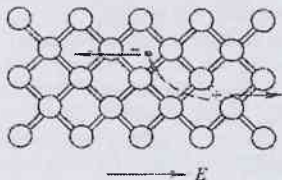
259- rasm. Kremniy atomi va uning to'rt valent

260- rasm. Kremniy kristallida juft- elektron bog'lanishilar

Kremniy panjarasida atomlar shunday joylashganki, har bir atom o'ziga yaqin to'rtta atom bilan o'ralgan. Kremniy kristallida atomlar joylashishini soddalashtirilgan sxemasi 260-rasmda ko'rsatilgan. Ikki qo'shni

atomlarning bog'lanishi elektron juftlariga bog'liq bo'lib, uni juft-elektron bog'lanish yoki valent bog'lanish deb ataladi.

260-rasmda tasvirlangan manzara sof kremniyga (aralashmalarning ta'siri haqida quyida gapiramiz) va juda past temperaturaga tegishlidir. Bu holda barcha valent elektronlar atomlar orasidagi bog'lanishda qatnashadi, ular strukturaviy elementlar bo'lib hisoblanadi va elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok etmaydi. Kristall temperaturasi ortganida panjaraning issiqlik tebranishlari ba'zi valent bog'lanishlarning buzilishiga olib keladi. Natijada avval valent bog'lanishlarning hosil bo'lishida qatnashgan elektronlarning bir qismi uzib olinadi va o'tkazuvchanlik elektronlariga aylanadi. Elektr maydon mavjud bo'lganda ular maydonga qarama-qarshi harakatlanadi va elektr tokni hosil qiladi. Biroq o'tkazuvchanlik elektronlari yordamida zaryad ko'chirish jarayonidan tashqari, elektr o'tkazuvchanlikning boshqa mexanizmi ham bor. Bu shunday mexanizmki, har bir valent bog'lanishning yo'qolishi bog'lanishi bo'lmagan vakant o'rinning paydo bo'lishiga olib keladi. Bog'lanish elektronlari bo'lmagan bunday «bo'sh» o'rinlar kovaklar deb nom olgan (261-rasm). Yarimo'tkazgich kristalida kovaklarning yuzaga kelishi zaryad ko'chirish uchun qo'shimcha imkon yaratishni ko'rish qiyin emas. Haqiqatan ham, kovak mavjud bo'lganda bog'lanish elektronlaridan birortasi kovak o'rniga o'tishi mumkin. Natijada bu joyda normal bog'lanish tiklanadi, buning o'rniga bo'sh boshqa joyda kovak paydo bo'ladi. Yangi kovakka o'z navbatida bog'lanish elektronlaridan boshqasi o'tishi mumkin va h.k. Bunday jarayon ko'plab marta davom etadi, buning natijasida tokning hosil bo'lishida faqat o'tkazuvchanlik elektronlari emas, bog'lanish elektronlari ham ishtirok etadi, bu elektronlar ham o'tkazuvchanlik elektronlari singari asta-sekin elektr maydonga qarshi ko'chib boradi. Kovaklarning o'zi esa qarama-qarshi elektr maydon yo'nalishida harakatlanadi, ya'ni xuddi musbat zaryadlangan zarralar harakatlanganidek ko'chadi (262-rasm).



261- rasm. Kremniy panjarasida elektron o'tkazuvchanlik kovakning paydo bo'lishi



262-rasm. Kovak o'tkazuvchanlik sxemasi

Qora nuqtalar – bog'langan elektronlar
Oq nuqtalar – vakant o'rinlar (kovaklar)

Bu bayon qilingan jarayon *kovak o'tkazuvchanlik* deb nom oldi. Binobarin, yarimo'tkazgichlarda elektr o'tkazuvchanlikning ikki turli jarayoni mavjud: o'tkazuvchanlik elektronlarining harakati bilan amalga oshadigan elektron o'tkazuvchanlik va kovaklar harakati bilan amalga oshadigan kovak o'tkazuvchanlik.

Yuzaki qaraganda, kovaklar yordamida elektr o'tkazuvchanlik haqidagi tasavvur g'oyat sun'iy va hatto noto'g'ridek tuyuladi, chunki kovaklar, ya'ni «bo'sh» o'rinlar, tabiiyki, elektr zaryad tashuvchilari bo'la olmaydi, biroq, aslida biz zaryadlarning bog'lanish elektronlari harakati vositasida ko'chirilishini ko'rdik. Biroq gap shundaki, elektronlarning harakati, yuqorida eslatib o'tilganidek (149-§) klassik mexanika qonunlariga emas, kvant mexanikasi qonunlariga bo'ysunadi. Kvant mexanikasi qonunlari shuni ko'rsatadiki, agar kovaklar konsentratsiyasi bog'lanish elektronlarining konsentratsiyasidan kichik bo'lgani hamon harakatning oddiy qonunlari bog'lanish elektronlari uchun emas, faqat kovaklarning o'zigagina xos bo'lib qoladi. Ya'ni elektr va magnit maydonlarda kovaklar xuddi +e zaryadga ega bo'lgan biror massali (elektron massasiga teng bo'lmagan massali) musbat zaryadli zarralar singari harakat qilar ekan, Shuning uchun kovaklar mavjud bo'lganda barcha elektr jarayonlar xuddi manfiy o'tkazuvchanlik elektronlari bilan birga yana musbat zaryadli zarralar kovaklar bo'lgandagi singari sodir bo'lar ekan.

Elektronlarning bog'langan holatdan erkin holatga o'tishlari bilan bir qatorda teskari o'tishlar ham bo'ladi, bunday o'tishlarda o'tkazuvchanlik elektroni bog'lanish elektronlarining bo'sh joylaridan birida tutilib qoladi. Bu jarayon elektron va kovak rekombinatsiyasi deb ataladi. Muvozanat holatida elektronlarning (shuningdek, kovaklarning ham) shunday konsentratsiyasi qaror topadiki, bunda vaqt birligida to'g'ri va teskari o'tishlar soni birday bo'ladi. Kimyoviy aralashmalar va boshqa panjara nuqsonlaridan holi bo'lgan sof yarimo'tkazgichlardagi biz ko'rib o'tgan o'tkazuvchanlik jarayoni xususiy o'tkazuvchanlik deb atalgan.

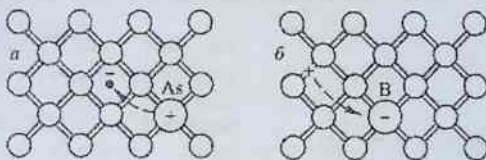
153-§. Yarimo'tkazgichlarning aralashmali o'tkazuvchanligi

Aralashma bo'lganida yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi kuchli o'zgaradi. Misol tariqasida ko'rsatish mumkinki masalan, kremniyga bor yo'g'i 0,001 atom prorenti miqdorida fosfor qo'shilsa, uning xona temperaturasidagi solishtirma qarshiligi 0,006 Om · m ga teng bo'lib qoladi, ya'ni sof kristallarning solishtirma qarshiligiga nisbatan 100 000 marta kamayadi.

Aralashmalarning bunday ta'siri yarimo'tkazgichlarning tuzilishi haqidagi yuqorida bayon qilingan mulohazalar bilan to'la tushuntiriladi. Yana kremniy misoliga qaytaylik va unda kremniy atomlari o'rnini olgan

kimyoviy atomlar aralashmasi bor deb faraz qilaylik. Aralashma sifatida beshinchi guruhning biror elementi, masalan, mishyak bor deb faraz qilaylik. Mishyak atomida u beshinchi guruh elementi bo'lgani uchun beshta valent elektron bor. Biroq kremniy panjarasida juft-elektron bog'lanishlarni amalga oshirish uchun yuqorida ko'rganimizdek faqat to'rtta elektron kerak. Shuning uchun mishyak atomining beshinchi elektroni juda zaif bog'langan bo'lib, panjaraning issiqlik tebranishlarida osongina urib chiqarilishi mumkin. Bunda bitta o'tkazuvchanlik elektroni paydo bo'ladi, mishyak atomi esa musbat zaryadlangan ionga aylanib qoladi. Kovak hosil bo'lmaydi. Bunday jarayon 263a-rasmda sxematik ko'rsatilgan.

Endi davriy sistemada kremniydan chaproqda turgan biror element aralashmasining atomi, masalan, uchinchi guruhda turgan bor atomi o'zini qanday tutishini ko'raylik. Bor atomida hammasi bo'lib uchta valent elektron bor, holbuki kremniy panjarasida normal valent bog'lanish bo'lishi uchun to'rtta elektron zarur. Yetishmayotgan to'rtinchi elektrod kristallning qo'shni joylaridan olinadi, bu joyda esa kovak hosil bo'ladi, bor atomi manfiy ionga aylanadi (263b-rasm). Shunday qilib, kremniy kristalida bor bo'lganida ham tok hosil bo'lishi mumkin, biroq mishyak bo'lgan holdagidan farqli ravishda bu tok elektronlarning emas, balki kovaklar harakatidan hosil bo'ladi. Binobarin, yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi aralashmalar tufayli amalga oshishi ham mumkin (aralashmali o'tkazuvchanlik). O'tkazuvchanlik elektronlarni hosil qiluvchi aralashmalar (masalan, kremniydagi mishyak) *donor* aralashmalar, kovaklarning paydo bo'lishiga sabab bo'luvchi aralashmalar (masalan; kremniy atomidagi bor) *akseptor* aralashmalar deb ataladi.



263-rasm. Kremniy panjarasidagi mishyak (a) va bor (b) atomlari.

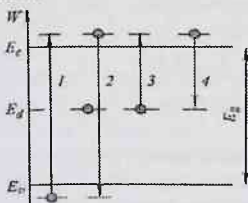
Aytilganlardan xulosa qilib ko'ramizki, yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi harakatchan elektronlar tufayli ham, kovaklar tufayli ham bo'lishi mumkin ekan. Agar yarimo'tkazgichda elektronlar konsentratsiyasi undagi kovaklar konsentratsiyasidan ancha katta bo'lsa, u holda yarimo'tkazgich elektron o'tkazuvchanlikka ega yoki n-tur o'tkazuvchanlikka ega deyiladi. Agar musbat kovaklar ko'p bo'lsa, u holda yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi kovak o'tkazuvchanlik yoki p-tur

o'tkazuvchanlik deb ataladi. Yarimo'tkazgichdagi ko'pchilikni tashkil qiluvchi zaryad tashuvchilar (n -tur yarimo'tkazgichda elektronlar va p -tur yarimo'tkazgichda kovaklar) asosiy zaryad tashuvchilar, kamchilikni tashkil qilgani esa asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar deb ataladi. Agar elektronlar konsentratsiyasi kovaklar konsentratsiyasiga teng munosabatlarda bo'lsa, yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligi aralash o'tkazuvchanlik bo'ladi.

Masalan, mishyak aralashmasi bo'lgan kremniy past temperaturalarda faqat aralashmali o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi va n -tur yarimo'tkazgich bo'ladi. Unda elektronlar asosiy zaryad tashuvchilar, kovaklar asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar bo'ladi. Kovaklar faqat valent bog'lanishlarning uzilishi tufayli hosil bo'ladi va past temperaturalarda ularning konsentratsiyasi kichik bo'ladi. Biroq temperatura ortganda aralashmali o'tkazuvchanlik xususiy, o'tkazuvchanlikdan ancha kam bo'ladi va kovaklarning konsentratsiyasi amalda elektronlar konsentratsiyasiga teng bo'lib qoladi.

154-§. Energetik zonalar haqida tushuncha

152- va 153- § larning natijalarini energetik diagrammalari yordamida tasvirlash ham mumkin (264-rasm). Bu yerda vertikal bo'ylab elektronning to'liq energiyasi qiymatlari qo'yilgan va o'tkazuvchanlik elektronlarining eng kichik energiyasi E_c va bog'langan elektronlarning eng katta energiyasi E_v belgilangan. O'tkazuvchanlik elektronlarning mumkin bo'lgan energiya qiymatlari $W \geq E_c$ bo'lgan biror sohada yoki zonada bo'ladi, bu soha o'tkazuvchanlik zonasi deb ataladi. Shunga o'xshash bog'langan elektronlar energiyasi boshqa $W \leq E_v$ zonani hosil qiladi, bu zona valent zona deb ataladi.



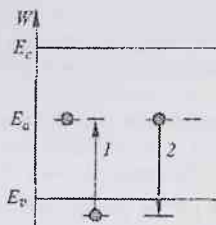
264- rasm. Yarimo'tkazgichning energetik diagrammasi va zona-zona (1, 2) va donor-zona (3, 4) elektron o'tishlar

Bu ikki zona $E_g = E_c - E_v$ kenglikdagi energiya oraliqi bilan ajralgan bo'lib, bu oraliq taqiqlangan energiyalar zonasi deb ataladi. Panjarada aralashma atomlari bo'lmaganda va strukturaviy nuqsonlar bo'lmaganda taqiqlangan zona ichidagi energiyali elektronlarning stasionar harakati bo'lishi mumkin emas.

O'tkazuvchanlik elektronning yoki musbat kovakning hosil bo'lishiga sabab bo'luvchi kimyoviy bog'lanishning uzilishi (261- rasm) valent zona

— o'tkazuvchanlik zonasi orasidagi elektron o'tishdir (264-rasmdagi 1). O'tkazuvchanlik musbat kovakning rekombinatsiyasidan iborat.

Aralashma atomlari bo'lganda taqiqlangan zonada ruxsat etilgan diskret energiya sathlari yuzaga keladi (ulardan biri E_d 264-rasmda ko'rsatilgan). Bu sathlar kristalning butun hajmida emas, bu hajmning aralashma atomlari bo'lgan joylardagina mavjud bo'ladi (lokal energiya sathlari). Har bir lokal sath elektronning kirishma atomida bo'lgan paytdagi energiyasini beradi. Lokal energiya sathlari qo'shimcha elektron o'tishlar bo'lishiga imkon yaratadi. Masalan, o'tkazuvchanlik elektroni hosil bo'lgan holda donorning ionlanishi (263a-rasm) 264-rasmdagi diagrammada 3 elektron o'tish bilan tasvirlanadi. Bunga teskari jarayon elektron tutish (elektronning donor atomi tomonidan yutilishi) jarayoni o'tkazuvchanlik zonasidan donorning to'lmagan sathiga elektron o'tish 4 dan iborat. Xuddi shunga o'xshash akseptorning ionlanishi va bunda buzilgan kimyoviy bog'lanish—musbat kovakning hosil bo'lishi (263b-rasm) 265-rasmdagi 1 elektron o'tish bilan tasvirlanadi. Akseptorning to'lgan sathidan valent zonaga teskari o'tish 2 bog'langan elektronning erkin kovak bilan birlashishini tasvirlaydi, bunday birlashish kovakning o'z harakatida zaryadlangan akseptor bilan yaqinlashishida ro'y beradi. Biz ko'rib o'tgan o'tishlardan boshqa o'tishlar ham bo'lishi mumkin.



265-rasm. Akseptor – valent zona va elektron o'tishlari.



266-rasm. Qattiq jismdagi elektronning energetik zonalari

Biz kimyoviy bog'lanishlarni ko'rish tufayli talqin qilgan energetik zonalar haqidagi manzara kvant nazariyasida ancha umumlashtiriladi va aniqlashtiriladi. Ya'ni elektronning panjara davriy potentsiali maydonidagi harakati haqidagi masalani yechish shuni ko'rsatadiki, ruxsat etilgan zonalar sistemasi mavjud ekan (266-rasm, lokal sathlar ko'rsatilmagan). Zonalarning har biri pastdan biror W_{min} energiya bilan (zonaning «tubi») va

yuqoridan biror W_{max} energiya bilan (zonaning «shipi») chegaralangan bo'ladi. Bu zonalar bir-biridan taqiqlangan energiya sohalari orqali ajratilgan. Energiyaning ruxsat etilgan zonolari kengligi energiya ortgan sari ortib boradi va yuqorigi keng zonalar bir-birini qoplab, yagona murakkab zonani hosil qilishi mumkin.

Energetik zonalarining kelib chiqishiga umumiy sabab bor. Bir-biridan uzoqda joylashgan va o'zaro ta'sirda bo'lgan N ta izolyatsiyalangan atomlar bor deb faraz qilaylik. Bu atomlarning har birida elektronlar energiyasi faqat sakrashlar bilan o'zgarishi mumkin va shuning uchun keskin, diskret energiya sathlari bilan xarakterlanadi. Biz ko'rayotgan o'zaro ta'sirlashmaydigan atomlar sistemasida har bir atom energetik sathi o'rnida N ta mos, tushuvchi energiya sathlari bo'ladi. Endi atomlarni kristall panjara hosil bo'ladigan darajada yaqinlashtirdik deb faraz qilaylik. Bunda atomlararo o'zaro ta'sir yuzaga keladi va elektronlarning energiya sathlari o'zgaradi. Bunday o'zaro ta'sir natijasida dastlab mos tushgan N ta energiya sathlari turlicha bo'lib qolar ekan. Endi mos tushmaydigan bu energiya sathlarining majmui energiyalarning ruxsat etilgan zonasidan iboratdir. Shunday qilib, energetik zonalar panjaradagi atomlarning o'zaro ta'siri natijasida atomlardagi elektron diskret energiya sathlarining bo'linishi tufayli hosil bo'lar ekan.

Har bir zonadagi energetik sathlar soni juda ko'p kristalldagi atomlar soni tartibida bo'ladi va sathlar bir-biriga juda yaqin joylashadi. Shuning uchun ko'p hollarda har bir zona ichida elektronning energiyasi, xuddi klassik nazariyadagi singari, uzluksiz o'zgaradi. Biroq bu sathlar soni har holda chekli va bunday chekli ekanligi prinsiplial ahamiyatga ega. Biz buni quyida ko'ramiz.

Klassik mexanikada elektronning to'liq energiyasi quyidagi formula orqali ifodalanadi:

$$W = U + \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (154.1)$$

bu yerda U —potensial energiya; p_x, p_y va p_z — p impuls vektorining komponentalari. Bu komponentalar elektronning massasi m va tezlikning tashkil etuvchilari bilan quyidagi munosabatlar bilan bog'langan: $p_x = mv_x, p_y = mv_y, p_z = mv_z$. Energiya p impulsning juft (kvadratik) funksiyasidir va uning tashkil etuvchilaridan birining ishorasi o'zgarishi bilan o'zgarmaydi. Kvant mexanikasida ham mexanikaviy impuls tushunchasini saqlash mumkin. Energiya bu holda ham p ning juft funksiyasi bo'lib qolar ekan. Biroq umumiy holda energiya oddiy kvadratik qonun bilan ifodalanmaydi. Biroq ko'p hollarda energetik zona tubi yaqinidagi elektronlar energiyalarini bilish muhim bo'ladi. Agar bunda impulsni uning

ruxsat etilgan zonaning tubiga muvofiq keluvchi p_0 qiymatidan hisoblansa, ya'ni p deb ($p - p_0$) ayirmani tushunilsa, u holda $W_{(p)}$ funksiyani $p_x = p_y = p_z = 0$ nuqta yaqinida p_x, p_y, p_z ning darajalari bo'yicha Teylor qatoriga yoyish mumkin. $W_{(p)}$ funksiya juft bo'lgani uchun yoyilmadagi barcha toq darajalar yo'qolib ketadi va shuning uchun yo'qolmaydigan birinchi hadlar bilan cheklanib, shunday yozamiz:

$$W = W_{(max)} + \frac{1}{2m_{eff}}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (154.2)$$

Bu formula xuddi klassik mexanika formulasi shakliga ega. Biroq bu formulalarning katta farqi ham bor. (154.1) formulada m massa izolyatsiyalangan elektronning haqiqiy massasi formulada esa $\frac{1}{2m_{eff}}$ orqali biz Teylor qatori yoyilmasidagi koeffitsiyentlarni belgiladik:

$$\frac{1}{2m_{eff}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial p_x^2} \right)_{p=0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial p_y^2} \right)_{p=0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial p_z^2} \right)_{p=0} \quad (154.3)$$

m_{eff} kattalik kristalldagi elektronning effektiv massasi deb ataladi (186-§ bilan solishtiring). Elektron kristall ichida harakatlanganda bu kattalik massa rolini o'ynaydi. Biroq uning kattaligi elektronning haqiqiy massasidan farq qiladi.

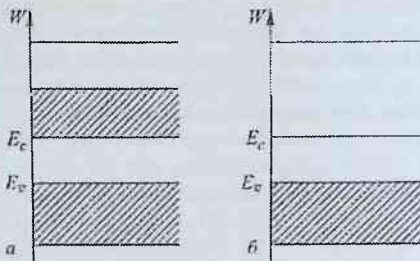
Shuni ham qayd qilib o'tish kerakki, (154.2) va (154.3) formulalarda m_{eff} ni har bir X, Y va Z o'qlar bo'ylab harakatlanishda birday bo'ladi, ya'ni yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi (izotrop) deb hisoblagan edik. Aslida m_{eff} harakat yo'nalishiga bog'liq bo'lishi mumkin. Biroq, biz izotrop effektiv massa bo'lgan eng sodda holni qarash bilan cheklanamiz.

p_x, p_y va p_z larga mumkin bo'lgan uchta qiymat berib va elektron spinining ma'lum orientatsiyasini tanlab, elektronning mumkin bo'lgan statsionar harakatini, ya'ni elektronning kvant holatini aniqlaymiz. (154.2) formula shuni ko'rsatadiki, elektronning ayni bir energiyasi p_x, p_y va p_z ning turli qiymatlariga muvofiq kelishi mumkin va, binobarin, zona ichidagi har bir energetik sathga kvant holatlari to'plami mos keladi.

Kristallning berilgan holatida undagi elektronlar ma'lum tarzda turli kvant holatlari bo'ylab taqsimlanadi. Biroq bunday taqsimlanish hamma vaqt Pauli prinsipiga, bo'ysunadi: har qanday elektron sistemasida – atomlarda, molekullalarda, qattiq jismlarda — har bir kvant holatida bittadan ortiq elektron bo'lishi mumkin emas. Bu hol shunga olib keladiki, energiyalari qandaydir biror ruxsat etilgan zona chegaralarida yotgan elektronlar soni chekli bo'ladi. Yoki qisqa qilib aytganda, har bir energetik zonaning elektron sig'diruvchanligi cheklidir. Aytaylik, kristall N ta atomdan iborat va har bir atom izolyatsiyalangan holatda ξ elektronga ega.

Kristallning temperaturasini absolyut nolga teng deb hisoblaymiz. U holda mavjud bo'lgan N ξ elektronlar turli kvant holatlarni ularning energiyasi ortishi tartibida to'ldiradi. Zonalar sig'diruvchanligining chekli bo'lgani tufayli energetik zonalarning pastda joylashgan bir qismi elektronlar bilan butunlay to'lgan bo'ladi, ulardan keyin keladigan zona esa yoki qisman to'lgan, yoki bo'sh bo'ladi. Yanada yuqoriroq bo'lgan zonalar har holda bo'sh bo'lishi kerak.

Energetik zonalarning chekli sigdiruvchanligi elektron gazda elektr zaryadning ko'chish jarayonida yaqqol namoyon bo'ladi. Faraz qilaylik, elektr tok hosil qilish maqsadida elektronlarni elektr maydonda tezlatdik deylik. Bunda biz ularning energiyasini orttiramiz va yangi kvant holatiga o'tkazamiz. Energetik diagrammalarda bu elektronlarning uyg'onishiga mos keladi, ya'ni ularning dastlabki energetik sathlaridan boshqqa, zona ichidagi yanada balandroq sathlarga o'tishiga mos keladi. Biroq bunda yuqorida aytilganlardan shu narsa kelib chiqadiki, batamom to'lgan zona elektronlari garchi harakatda bo'lsa-da, elektr tokka hech qanday hissa qo'shmaydi. Haqiqatan ham, elektronning energiyasi impulsning juft funksiyasi bo'lgani uchun elektronning zonadagi biror impuls komponentali, aytaylik, p_x komponentali har bir kvant holatiga xuddi shunday energiyali, biroq impuls komponentasi — p_x bo'lgan boshqa holati albatta mos keladi. Bu elektronlar tezliklarining komponentalari mos ravishda p_x/m_{eff} va — p_x/m ga teng bo'ladi va qarama-qarshi tomonga yo'nalgan.



267-rasm. Absolyut nol temperaturada metallda (a) va yarimo'tkazgichda (b) energetik zonalarning elektron bilan to'lishi.

Shuning uchun batamom to'lgan zona elektronlarini qarama-qarshi yo'nalishdagi toklarni hosil qiluvchi juftlarga ajratish mumkin va binobarin, bunday elektronlar to'plami hosil qiladigan natijaviy tok hamma vaqt nolga teng bo'ladi. Noldan farqli elektr tok hosil qilish uchun biz zona ichidagi elektronlarni uyg'otishimiz va ulardan bir qismini yanada yuqoriroq

sathlarga o'tkazishimiz kerak edi. Biroq batamom to'lgan zonada mumkin bo'lgan barcha kvant holatlar band bo'lgani uchun endi Pauli prinsipiga ko'ra bunday bo'lishi mumkin emas.

Shunday qilib, elektr o'tkazuvchanlik uchun ikki energetik zona ahamiyatlidir: absolyut nol temperaturada faqat qisman to'lgan yoki batamom bo'sh bo'lgan zona va bevosita uning ostida yotgan batamom to'lgan zona. Batamom to'lgan zona ham elektr o'tkazuvchanlikda ishtirok etishi mumkin, chunki temperatura ortganda bu zonaning shipi ostida bo'lgan elektronlarning bir qismi o'zidan yuqorida joylashgan batamom to'lmagan zonaga o'tishi mumkin va shuning uchun batamom to'lgan zona endi batamom to'lmagan zonaga aylanib qoladi, Bu zonalarning ikkalasi biz yuqorida kiritgan o'tkazuvchanlik zonasini va valent zonani tashkil qiladi. Energiyalari valent zonaning shipiga yaqin yotgan, elektronlar bilan band bo'lmagan kvant holatlar musbat kovaklarga mos keladi (152-§ bilan solishtiring).

Yuqorida aytilganlardan shu narsa kelib chiqadiki, metallar mohiyati jihatidan absolyut nol temperaturada energetik zonalardan bittasi qisman to'lgan kristallardir. Energetik zonalari absolyut nol temperaturada yoki batamom to'lgan yoki mutlaqo bo'sh bo'lgan kristallar turik yarimo'tkazgichlar bo'ladi (267- rasm).

155- §. Elektronlarda impuls va energiya taqsimoti

Ko'pchilik elektron hodisalarni tushunish uchun hajm birligidagi zarralar umumiy to'plamidan qancha sondagi zaryad tashuvchilar impulsining tashki etuvchilari p_x va $p_x + dp_x$, p_y va $p_y + dp_y$ hamda p_z va $p_z + dp_z$ chegaralardagi qiymatga ega ekanini bilish kerak. Bunday zarralar guruhining energiyasi W_p bog'lanish bilan aniqlanadigan biror W va $W + dW$ intervalda yotadi. Qo'yilgan masalaga klassik nazariya va kvant nazariyasi yana turlicha javob beradi. Biz buni o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar misolida tushuntiramiz.

Aytaylik, dz jismning hajm birligidagi ana shu ko'rilayotgan intervalga tegishli bo'lgan holatlar soni bo'lsin. Impulslarning kichik intervali uchun uni shu intervalning kattaligiga proporsional deb hisoblash mumkin: $dZ \propto dp_x dp_y dp_z$. So'ngra agar f shunday holatlar ehtimolligi bo'lsa, u holda bizni qiziqtirayotgan elektronlar soni

$$dn = dZf \quad (155.1)$$

ga teng bo'ladi. Klassik statistikada f ehtimollik Bolsmanning qonuni orqali ifodalanadi:

$$f = C \exp(-W/kT) \quad (155,2)$$

bunda W —zarraaning ko'rilayotgan holatdagi energiyasi, k —Bolsman doimiysi, T —temperatura, C -doimiy. Agar elektronlarni ideal gaz deb

qarasak, u holda tashqi kuchlar bo'lmaganida ularning potentsial energiyasi koordinatalarga bog'liq bo'lmaydi va uni C doimiyga kiritib yuborish mumkin. U holda W kinetik energiyani beradi:

$$W = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (155.3)$$

(155.3) va (155.1), (155.2) va (155.3) formuladan quyidagini topamiz:

$$dn = A \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT}\right) dp_x dp_y dp_z, \quad (155.4)$$

bu yerda A — yangi doimiy. Bu olingan oxirgi formula ideal gazda impulslarning taqsimlanishini ifodalovchi Maksvell qonunidir.

A doimiy shunday shartdan aniqlanadi: Har qanday (ixtiyoriy) impulsi elektronlarning to'la soni berilgan n_0 konsentratsiyadir, ya'ni

$$\int_{p_x, p_y, p_z = -\infty}^{\infty} dn = n_0$$

(155.5) Integrallab va

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ax^2) dx = \sqrt{\pi/a} \quad (155.6)$$

ekanini nazarga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$A = n_0 / (2\pi mkT)^{3/2} \quad (155.7)$$

Klassik statistikada dZ kattalik hech qanday cheklanishga ega emas (ixtiyoriy sondagi elektronlar shu intervaldagi impuls komponentalariga ega bo'lishi mumkin). Kvant statistikasida impuls komponentalari kvantlanadi va shuning uchun dZ ana shu chekli qiymatga ega bo'ladi:

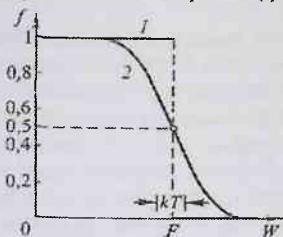
$$dZ = 2 \frac{dp_x dp_y dp_z}{h^3} \quad (155.8)$$

bu yerda h —kvant mexanikasining xarakterli universal doimiysi Plank doimiysidir. SGS absolyut sistemasida $h=6,62 \cdot 10^{-27}$ erg sek. 2 ko'paytuvchi har uchta kattalik (p_x, p_y, p_z) ga elektron spinining turli orientatsiyasi mos kelishini ko'rsatadi. Kvant statistikasi nazarda tutadigan ikkinchi xol shundan iboratki, elektronlarning W energiyali kvant holati ehtimolligi Bolsman qonuni bilan emas, Fermi—Dirak funksiyasi:

$$f = \frac{1}{1 + \exp[(W-F)/kT]} \quad (155.9)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerga F kattalik va p o'zgaruvchilarga bog'liq bo'lmagan biror xarakterli energiyadir. Bu kattalik elektrokimyoviy potentsial yoki Fermi sathi deb ataladi. F kattalik taqsimot parametridir va Bolsman qonunidagi C doimiy rolini o'ynaydi. Albatta F universal doimiy emas, moddaning tabiati va uning holatiga bog'liq. Ayni berilgan modda

uchun F kattalik, xuddi C singari, elektronlarning to'liq konsentratsiyasi va temperatura bilan aniqlanadi (quyida ko'ramiz).



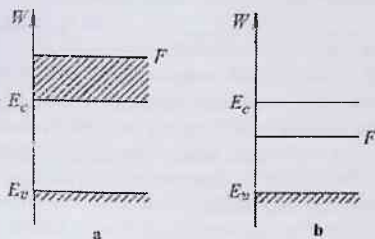
268- rasm. Fermi—Dirak funksiyasi
 $1-T=0.2-T \neq 0$

Fermi—Dirak funksiyasining grafiklari 268- rasmda ko'rsatilgan. $T = 0$ da u bosqichli uzilishli funksiya ko'rinishdadir. $W < F$ bo'lgan barcha energiyalar uchun $f = 1$, binobarin, bunday energiyali barcha kvant holatlar elektronlar bilan band. $W = F$ bo'lganda $f = 1/2$ va $W > 0$ bo'lganda esa $f = 0$.

Klassik statistikada (155.2. formula) esa biz $W \neq 0$ bo'lgan barcha energiyalar uchun $f = 0$ ga ega bo'lar edik (kinetik energiyasi noldan farqli bo'lgan zarralar mutlaqo yo'q). $T \neq 0$ da f funksiya uzluksiz bo'lib qoladi va temperatura qancha yuqori bo'lsa, shuncha yoyilgan bo'ladi. F kattalik W dan bir necha kT qadar katta bo'lganda (155.9) da maxrajdagi eksponentga nisbatan bimi hisobga olmaslik mumkin va bunda

$$f \approx \exp\left(\frac{F-W}{kT}\right) = C \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (155.10)$$

bo'ladi.



269- rasm. Metallda (a) va aynimagan yarimo'tkazgichda (b) Fermi sathlarining vaziyati.

Binobarin, yetarlicha katta energiyalarda (taqsimot funksiyasi grafingining «oxiri») Fermi — Dirak taqsimoti klassik Bolsman taqsimotiga aylanadi.

Endi energetik diagrammalarga murojaat qilaylik va $T = 0$ da Fermi sathi o'tkazuvchanlik zonasida yotadi deb faraz qilaylik (269a-rasm). Bunda zonada $W < F$

energiyali kvant holatlar bo'ladi va Fermi—Dirak taqsimotidan foydalanish zarur. Bunday elektron gaz aynigan deyiladi. Biz metallarda ana shu holga duch kelamiz. Bunda $W < F$ energiyali barcha kvant holatlar elektronlar bilan batamom to'lgan bo'ladi, $W > F$ energiyali elektronlar esa mutlaqo yo'q. Binobarin, hatto $T=0$ bo'lganda ham elektronlar harakatda bo'ladi,

ularning maksimal kinetik energiyasi $W_{kmax} = F - E_c$ ga teng bo'ladi. Absolyut nolda bu energiyaning mavjudligi elektronlar harakatining kvant qonunlarining o'ziga xos natijasidir.

$T \neq 0$ da Fermi taqsimoti yoyilib ketadi va ko'p bo'lmagan sonda $W > F$ energiyali elektronlar paydo bo'ladi. Biroq Fermi funksiyasining yoyilishi F Fermi sathi atrofidagi kT tartibli energiyali sohaning o'zidagina bo'ladi. Agar F kattalik E_c dan ancha kT miqorda kam bo'lsa (metallarda shunday bo'ladi), ko'pchilik elektronlar uchun ($W < F$ energiyali elektronlar uchun) ularning energiya bo'yicha taqsimoti amalda o'zgarmasdan qoladi. Shuning uchun, xususan elektronlarning o'rtacha energiyasi temperaturaga zaif bog'liq bo'ladi. Metallarda elektron gazning ularning issiqlik sig'imiga zaif ta'sir ko'rsatishi shu bilan tushuntiriladi (149-§.). Agar Fermi sathi taqiqlangan zonada yotgan bo'lsa (269b-rasm) u holda o'tkazuvchanlik zonasidagi barcha holatlar uchun $W > F$ bo'ladi va ular uchun Bolsman klassik taqsimoti (155.10) o'rinli bo'ladi (aynimagan elektron gaz). $T = 0$ bo'lganda o'tkazuvchanlik zonasidagi barcha holatlar uchun $f = 0$ va o'tkazuvchanlik elektronlari bo'lmaydi. Bu hol tarkibida hech qanday aralashma bo'lmagan yoki panjara nuqsonlaridan holi bo'lgan) sof yarimo'tkazgichlarga xosdir.

Endi elektronlarning impulslar bo'yicha taqsimot qonuniga qaytaylik Yuqorida aytilganlardan ma'lumki, bu taqsimot qonuni elektronlar uchun Maksvell taqsimoti (155.4) o'rniga quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$dn = f dZ = \frac{2}{h^3} \frac{dp_x dp_y dp_z}{1 + \exp[(W - F)/kT]} \quad (155.11)$$

bu yerda W —energiya p_x, p_y va p_z ning biror aniq funksiyasi bo'lib, kristallning tabiatiga bog'liq. Energnyalari o'tkazuvchanlik zonasining E_c energnyasiga yaqin bo'lgan holatlar uchun bu funksiya (154.2) formula bilan ifodalanadi. Taqsimot parametri $-F$ Fermi sathini avvaldagi singari normallash sharti (155-5) dan aniqlash mumkin. Bunday hisob aynimagan o'tkazgichlar uchun ayniqsa soddadir. Bunday holda

$$\begin{aligned} dn &\approx \frac{2}{h^3} \exp\left(\frac{F - W}{kT}\right) dp_x dp_y dp_z = \\ &= \frac{2}{h^3} \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right) \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m_{eff}kT}\right) dp_x dp_y dp_z, \end{aligned} \quad (155.12)$$

Bu ifodani (155.5) ga qo'yib va (155.6) ni nazarga olgan holda integrallab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$n_0 = N_0 \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right) \quad (155.13)$$

bu yerda

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{eff} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (155.14)$$

N_0 -kattalik o'tkazuvchanlik zonasidagi holatlarning effektiv zichligi deb atalgan.

Shu narsani qayd qilib o'tish kerakki, bu hisoblarda biz W uchun (154.2) ifodani foydalandik, u esa qat'iy qilib aytganda, o'tkazuvchanlik zonasining tubi atroflaridagina o'rinalidir. Biroq bundan katta xato kelib chiqmaydi, chunki p_x, p_y va p_z ortganida (155.12) formuladagi eksponensial ko'paytuvchi tezgina so'nadi va shuning uchun (155.5) integralning qiymati faqat zonaning tubiga yaqin holatlar bilangina aniqlanadi. (155.13) formula F Fermi sathi vaziyati bilan ayninagan yarim o'tkazgichlarda o'tkuzuvchanlik elektronlarining to'liq konsentratsiyasi n_0 orasidagi bog'lanishni belgilaydi. Bu formuladan ko'rinish turibdiki, F -Fermi sathi E_c chetiga qancha katta bo'lsa, zonadagi elektronlar konsentratsiyasi ham shuncha katta bo'ladi.

Agar endi (155.13) formulada $\exp [(F - W)/kT]$ va buni dn uchun yozilgan (155.12) ga qo'ysak, u holda h Plank doimiysi qisqarib ketadi va biz (155.1) va (155.7) formulalar bilan ifodalanadigan aniq Maksvell taqsimoti qonunini olamiz. Biroq shunda ham izolyatsiyalangan elektronning massasi m o'ringa elektronning kristalldagi effektiv massasi m_{eff} qo'yilgan bo'ladi. Ana shu kattalik elektronlar harakatining kvant xususiyatlarini ham nazarga oladi.

Shunday qilib, klassik statistika qo'llanilish uchun elektron gaz aynish ro'y bermasligi kerak ekan. Bu degan so'z, unda elektronlar konsentratsiyasi juda katta bo'lmasligi kerak demakdir. 149-§ da klassik elektron nazariyaning qo'llanish chegaralari haqida gapirganimizda biz shuni nazarda tutgan edik.

(155-13) formuladan ko'rinish turibdiki, aynish ro'y bermasligi uchun elektronlar konsentratsiyasi $n_0 \ll N_0$ shartni qanoatlantirishi kerak. N_0 kattalikni baholash uchun $m_{eff} = m$ va temperatura $T = 300K$ deb faraz qilaylik. U holda (155.14) formulaga muvofiq uning qiymati

$$N_c = 2,4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3} = 2,4 \cdot 10^{25} \text{m}^{-3}$$

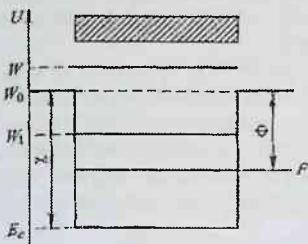
ga teng bo'lib chiqadi.

XV BOB. VAKUUMDA ELEKTR TOKLAR

156-§. Elektron emissiya

XIV bobda biz metallarda issiqlik harakatida ishtirok etuvchi o'tkazuvchanlik elektronlari bo'lishini ko'rdik. Elektronlar metall ichida saqlangani uchun sirt yaqinida elektronlarga ta'sir qiluvchi va metallning ichiga qarab yo'nalgan kuchlar mavjud bo'ladi. Bu kuchlar elektronlar va panjaraning musbat ionlari orasidagi tortishish tufayli paydo bo'ladi. Bunday o'zaro ta'sir natijasida metallarning sirtqi qatlamida elektr maydon hosil bo'ladi, potensial esa tashqi fazodan metall ichiga o'tishda qandaydir φ kattalikka ortadi. Bunga mos ravishda elektronning potensial energiyasi $e\varphi$ qadar kamayadi.

Chekli metall uchun elektronning potensial energiyasi taqsimoti 270- rasmdagi energetik diagrammada ko'rsatilgan. Bu yerda W_0 — metall tashqarisida tinch turgan elektronning sathi, E_C — o'tkazuvchanlik



270-rasm. Elektronning potensial energiyasi U ning chekli metallda taqsimlanishi χ -elektron yaqinlik, $\varphi = W_0 - F$ -termoelektron chiqishishi

elektronlarining eng kichik energiyasi (o'tkazuvchanlik zonasig tubi). Potensial energiya taqsimoti potensial o'ra ko'ranishida bo'ladi. Uning chuqurligi $\chi = e\varphi = W_0 - E_C$ ga teng. Bu kattalik **elektron yaqinlik** deb ataladi va moddanning muhim xarakteristikasidir. Agar metall ichida elektron W_0 dan kichik bo'lgan W_1 to'la energiyaga ega bo'lsa (270-rasm), u holda elektron metallni tashlab keta olmaydi. Elektronning metallan

uchib chiqish sharti $W \geq W_0$ (156.1) bo'ladi.

Xona temperaturalarida metallar va yarimo'tkazgichlardagi deyarli barcha elektronlar uchun bu shart bajarilmaydi va elektronlar o'tkazgich chegarasida bog'langandir. Biroq elektronlarga turli usullar bilan qo'shimcha energiya berish mumkin. Bunday holda metall elektronlarining bir qismi metallni tashlab chiqish imkoniyatiga ega bo'ladi va biz elektronlar chiqarish. ya'ni **elektron emissiya** hodisasini kuzatamiz.

Elektronlarga energiya «qanday usulda berilishiga bog'liq holda biz elektron emissiyaning turli xillari to'g'risida gapirishimiz mumkin. Agar elektronlar jismlar temperaturasining ko'tarilishi natijasida jism issiqlik energiyasi hisobiga energiya olayotgan bo'lsa, bunday emissiya

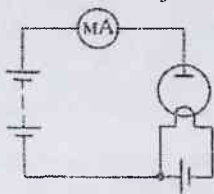
termoelektron emissiya; elektronlarga yorug'lik yordamida energiya berilayotgan bo'lsa, bunday emissiya *fotoemissiya* yoki fotoelektr effekti; agar energiya elektronlarga biror tashqi boshqa zarralar (elektronlar, ionlar) bilan bombardimon qilishda berilgan bo'lsa, bunday emissiya *ikkilamchi elektron emissiya* deb ataladi.

157-§. Vakuimli diodning volt-ampere xarakteristikasi

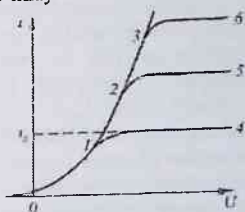
Termoelektron emissiyani kuzatish uchun havosi so'rib olingan ikki elektrodli lampadan foydalanish mumkin. Uning bir elektrodi qiyin eriydigan material (volfram, molibden va h.k.) dan qilingan tok bilan maxsus cho'g'lantiriladigan sim (katod), ikkinchisi esa termoelektronlarni qabul qilib oluvchi sovuq elektron (anod). Bunday lampalar hozirgi zamon radiotexnikasida o'zgaruvchan toklarni to'g'rilashda keng qo'llaniladi (vakuimli diodlar, 159-§ q.). Diodning anodi ko'pincha silindr shaklida yasilib, uning ichiga cho'g'lanadigan katod joylashtiriladi.

Agar vakuimli diod, kuchlanish manbai va milliampermetrdan iborat elektr zanjir to'zilsa (271-rasm), u holda katod sovuq bo'lganda zanjirda tok paydo bo'lmaydi, chunki diod ichidagi kuchli siyraklangan gazda (vakuumda) zaryadlangan zarralar yo'q va shuning uchun diodning elektr o'tkazuvchanligi amalda nolga teng bo'ladi. Agar diod katodini qo'shimcha tok manbai yordamida yuqori temperaturagacha cho'g'lantirilsa, milliampermetr tok paydo bo'lganini qayd qiladi.

Diod zanjirda tok faqat batareyaning musbat qutbi anod bilan, manfiy qutbi esa katod bilan ulanganidagina paydo bo'ladi. Agar diodga berilgan potentsiallar farqini ishorasi o'zgartirilsa, u holda katodni qanchalik kuchli cho'g'lantirsak ham zanjirda tok paydo bo'lmaydi.



271- rasm. Termoelektron emissiyani kuzatish sxemasi.



272-rasm. Katodning turli temperaturalarida diodning volt-ampere xarakteristikalari

Bu hol katodning manfiy zarralar, ya'ni elektronlar chiqarishini va musbat ionlar metallni sezilarli miqdorda tark etmasligini bildiradi.

Dioddagi termoelektron tok kuchi anodning katodga nisbatan qanday kattalikda potentsialga ega ekaniga bog'liqdir (biz katodning o'zida

kuchlanish tushishi juda kichik deb hisoblaymiz va shuning uchun anod potentsiali katodning- qaysi nuqtasiga nisbatan o'lchanishini aniqlab o'tirmaymiz). Dioddagi tok kuchining anod kuchlanishiga bog'liqligini tasvirlovchi egri chiziq (volt-amper xarakteristika) 272-rasmda tasvirlangan (014 egri chiziq). Anod potentsiali nolga teng bo'lganda, diod orqali o'tgan tok kuchi juda kichik bo'ladi. Anodning musbat potentsiali ortganida tok kuchi 01 egri chiziqqa muvofiq ortadi. Anod kuchlanishining yanada ortishida tok kuchi biror maksimal i_s qiymatga erishadi, bu qiymat diodning *to'yinish toki* deb ataladi va bu qiymat endi anod kuchlanishiga deyarli bog'liq, bo'lmay qoladi (xarakteristikaning 1-4 qismi).

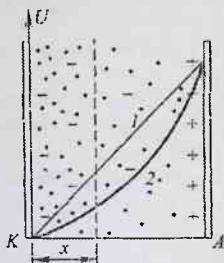
Katod temperaturasi ortgan sari xarakteristika 0125, 01236 va h. k. egri chiziqlar bilan tasvirlanadi. Tokning i_s dan kichik qiymatlarida tok kuchining kuchlanishga bog'lanishi barcha temperaturalarda ayni bir 0123 egri chiziq bilan tasvirlanadi. Turli temperaturalarda to'yinish toki i_s ning qiymati turlicha bo'ladi, katod temperaturasi ortganida bu qiymatlar tez kattalashadi.

Bunda to'yinish toki qaror topadigan anod kuchlanishi ham ortadi. Ko'rib turibmizki, elektron lampaning volt-amper xarakteristikasi to'g'ri chizikli bo'lmas ekan, binobarin, elektron lampa Om qonuniga bo'ysunmaydigan o'tkazgichga misol bo'lar ekan. Diod tokining kuchlanishga bog'liq bo'lishining sababi oddiy. Termoelektron emissiya bo'lganida katod va anod orasidagi fazoda vaqtning ixtiyoriy paytida katoddan anodga qarab harakatlanuvchi elektronlar bo'ladi, bu elektronlar manfiy zaryad bulutini hosil qiladi (fazoviy zaryad). Bu fazoviy zaryad diodda potensial taqsimotini o'zgartiradi. Agar katod va anod bir-biriga parallel bo'lgan yassi plastinkalar bo'lsa (273-rasm), u holda fazoviy zaryad bo'lmaganida (sovuq katodda) yassi kondensatorni tashkil qiluvchi katod va anod orasida potensial taqsimoti 1-to'g'ri chiziq bilan tasvirlanadi. Termoelektron tok bo'lganida (katod cho'g'langanida) katod va anod orasida fazoviy zaryad hosil bo'ladi va potensial taqsimoti o'zgaradi; bu taqsimot endi 2-egri chiziq bilan ifodalanadi.

Bunda har qanday x tekislikda potentsialning qiymati fazoviy zaryad bo'lmaganidagidan kichik bo'ladi, binobarin, elektronlar harakati tezligi fazoviy zaryad bo'lganda kamayadi. Anod kuchlanishi ortganda elektronlarning fazoviy zaryad bulutidagi konsentratsiyasi kamayadi. Shuning uchun fazoviy zaryadning tormozlash ta'siri kamayadi va anod toki ortadi.

Shu narsani qayd qilish kerakki, 2-egri chiziq orqali tasvirlangan potensial taqsimoti elektronlarning katoddan uchib chiqish boshlang'ich tezligi kichik bo'lganidagina o'rinli bo'ladi, aslida o'zi shunday bo'ladi

ham. Boshlang'ich tezliklarni nazarga olmaslik mumkin bo'lmagan hollarda potensial taqsimoti murakkab ko'rinishda bo'ladi.



273-rasm. Dioddagi fazoviy zaryad va uning potensialni qayta taqsimlanishiga ta'siri

Diod toki i ning anod potentsiali U ga bog'lanishi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$i = CU^{3/2} \quad (157.1)$$

bunda C — elektrodning shakli va o'lchamlariga bog'liq, bo'ladi.

Yassi diod uchun

$$C = \frac{4}{9} \epsilon_0 \frac{S}{d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}} \quad (157.2)$$

bu yerda $\frac{e}{m}$ elektronning solishtirma zaryadi, d — katod va anod orasidagi masofa, S — katodning sirti (anod sirtiga teng), ϵ_0 — elektr doimiysi.

(157.1) formula 272-rasmdagi 0123 egri chiziqni ifodalaydi. Bu formula Boguslavskiy-Lengmyur qonuni yoki «3/2 qonuni» deb ataladi.

Anod potentsiali vaqt birligi ichida katod chiqarayotgan barcha elektronlar anodga borib tushadigan darajada katta bo'lganida tok o'zining maksimal qiymatiga erishadi va anod kuchlanishiga bog'liq bo'lmay qoladi. To'yinish tokining zichligi i , ya'ni katod sirtining har bir birligiga to'g'ri keluvchi to'yinish toki kuchi katodning emission qobiliyatini xarakterlaydi, bu kattalik katodning tabiatiga va uning temperaturasiga bog'liq bo'ladi.

158-§. To'yinish tokining temperaturaga bog'liqligi

Metall sirtidagi potensial to'siqni yengib o'tib, vakuumga chiqadigan elektronlar soni temperatura ko'tarilganida tez ortadi. Shuning uchun to'yinish tokining zichligi ham temperatura kuchli bog'liq, bo'ladi. Hisoblashlar bu bog'lanish quyidagi formula bilan ifodalanishini ko'rsatadi:

$$i_s = AT^2 \exp(-\phi / kT) \quad (158.1)$$

bu yerda A — mutlaqo toza sirtli barcha metallar uchun ayni bir qiymatga ega bo'ladigan doimiy, K — Bolsman doimiysi, F — energiya o'lchamligiga ega bo'lgan kattalik bo'lib, berilgan metallning termoelektron chiqish ishi deb ataladi.

Termoelektron chiqish ishi vakuumda tinch turgan elektron W_0 energiyasi bilan F Fermi sathi orasidagi ayirmaga teng bo'ladi (270-rasm):

$$F = W_0 - F_0 \quad (158.2)$$

Binobarin, Fermi funksiyasining issiqlikdan «yoyilishini» (155-§) nazarga olmaganda shunday deyish mumkin: F kattalik eng katta kinetik

energiyali elektronni metaldan vakuumga boshlang'ich tezliksiz o'tkazish uchun kerak bo'lgan kattalikdir. (158.1) munosabatni *Richardson—Deshmen formulasi* deb ataladi. (158.1) va (158.2) formulalar faqat metallar uchungina emas, yarimo'tkazgichlar uchun ham o'rinlidir. Biroq yarimo'tkazgichlar bo'lgan holda ishining fizikaviy ma'nosi ancha murakkablashadi. (158.1) formulani shunday keltirib chiqarish mumkin. Termoelektron emissiyani xuddi metallardan elektronlarning bug'lanishi deb qarash mumkin. Yuqori temperaturagacha cho'g'lantirilgan va o'sha temperaturadagi ajratilgan (ponalangan) berk idishga quyilgan metall parchasini ko'z oldimizga keltiraylik, Metall sirtidan elektronlar bug'lanishi ro'y beradi va aksincha, metallardan tashqarida bo'lgan elektronlarning bir qismi issiqlik harakatida metall sirti bilan to'qnashadi va unda kondensatsiyalanadi. Termodinamik muvozanat holatida metall ustida xuddi suyuqlik ustidagi to'yingan bug' singari elektron gaz mavjud bo'ladi; elektron gazning konsentratsiyasi elektronlarning kondensatsiya va bug'lanish tezliklarining tenglik sharti bilan aniqlanadi. Elektronlarning kondensatsiyalanish tezligini osongina hisoblash mumkin, binobarin, bug'lanish tezligini topish ham qiyin emas. (158.1) formulani olish uchun elektron gazining kvant xossalari nazarga olish kerak (155-§). Metall ustidagi elektronlarning muvozanat konsentratsiyasini (155.11) formuladan topish mumkin, bu formula metallar ichidagi elektronlarga ham, vakuumdagi elektronlarga ham tegishlidir. W ni vakuumdagi elektronlar energiyasi deb tushunmoq kerak:

$$W = W_0 + 1/2m(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)$$

bu yerda m - bizning holda elektronning effektiv massasi emas, haqiqiy massasidir. Bundan tashqari, W_0 energiya F dan ko'plab kT ga katta bo'lgani uchun (155.11) formulaning maxrajidagi birni nazarga oimaslik mumkin. Shuning uchun impulslari dp_x , dp_y , dp_z intervalda yotgan elektronlarning, vakuumdagi konsentratsiyasi uchun shunday ifodani yo'zish mumkin:

$$dn = \frac{2}{h^3} \exp\left(-\frac{W-F}{kT}\right) dp_x dp_y dp_z = \frac{2}{h^3} \exp\left(-\frac{W_0-F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2mkT}\right) dp_x dp_y dp_z$$

Endi X o'qini sirtga perpendikulyar ravishda metall ichiga yo'naltiramiz. U holda metallga tomon harakatlanayotgan elektronlar uchun $p_x > 0$. Shunday impuls tashkil etuvchisiga ega bo'lgan va vaqt birligi ichida metall sirti birligiga duch keluvchi hamda vakuumdan metallga kiruvchi elektronlar soni $v_x dn$ ga teng, bu yerda $pv_x = p_x/m$ elektronlar issiqlik harakati tezligining x tashkil etuvchisidir. Metalldan vakuumga chiquvchi va vakuumda xuddi shu $dp_x dp_y dp_z$ intervaldagi impulslarga ega bo'lgan

elektronlar soni ham xuddi shuncha bo'radi, chunki metall va uning ustidagi elektronlar muvozanatdadir. Bu guruh elektronlarning tok zichligiga qo'shgan hissasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$dj_s = \frac{p_x}{m} dn$$

To'yinish tokining to'la zichligi bu ifodani p_x ning mumkin bo'lgan barcha musbat qiymatlari bo'yicha integrallash bilan hosil qilinadi. Impulsning p_{xy} va p_{xz} tashkil etuvchilari (parallel sirtlar) turli qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Binobarin,

$$j_s = \frac{2}{h^3} \frac{e}{m} \exp\left(\frac{W_0 - F}{kT}\right) \int_0^\infty \exp\left(-\frac{p_x^2}{2mkT}\right) p_x dx \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{p_y^2}{2mkT}\right) dp_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{p_z^2}{2mkT}\right) dp_z$$

p_y va p_z bo'yicha olingan integrallarning har biri (155.6) formula bilan ifodalanadi va $(2\pi mkT)^{2/3}$ ga teng. p_x bo'yicha integral esa bo'laklab integrallash yo'li bilan bevosita hisoblanadi va mkT ni beradi. Shuning uchun biz quyidagini olamiz:

$$j_s = \frac{4\pi mek^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{W_0 - F}{kT}\right)$$

bu (158.1) formulaning o'zidir. A doimiy quyidagiga teng bo'ladi:

$$A = \frac{4\pi mek^2}{h^3} 6,02 \times 10^{25} \left(\frac{A}{m^2 \times K^2}\right)$$

Tajribada to'yinish tokining temperaturaga bog'liqligini o'lchab, shu metall uchun chiqish ishi F ni aniqlash mumkin. Ba'zi metallar uchun chiqish ishi 11-jadvalda ko'rsatilgan. Barcha metallar uchun u bir necha elektron-voltga teng.

11-jadval

Metall	W	o	t	e	g	Na
Chiqish ishi, eV	4,5	4,3	5,3	4,4	3,5	2,3

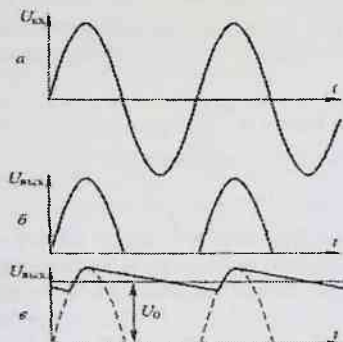
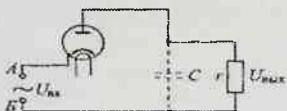
Termoelektron emissiya bilan bir qatorda chiqish ishini aniqlashga inkon beradigan boshqa hodisalar ham mavjuddir (masalan, fotoelektr effekti, kontakt potensiallar farqi). Turli metodlar bilan aniqlangan metallarning chiqish ishi qiymatlari bir-biriga yaxshi muvofiq keladi.

159-§ Elektron lampa to'g'rilagich sifatida

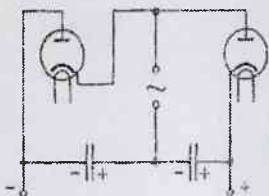
Elektron lampaning chog'langan katodi faqat elektronlar chiqarib, musbat ionlar chiqarmagani uchun lampa tokni uning katodi manbaning manfiy qutbi bilan ulangandagina o'tkazadi. Berilgan kuchlanish qutblari o'zgartirilganda barcha termoelektronlar katodga qaytadi va lampa orqali

tok o'tmaydi. Elektron lampa shuning uchun bir tomonlama o'tkazuvchanlikka egadir.

Diodlarning ventil sifatida ishlashi o'zgaruvchan tokni o'zgarmas tokka aylantiruvchi to'g'rilagich qurilmalar yasashda keng foydalaniladi. Elektron lampali to'g'rilagichning sxemasi 274-rasmda ko'rsatilgan. A va B nuqtalar orasidagi o'zgaruvchan kuchlanish (kirish kuchlanishi U_{kir}) vaqt bo'yicha a egri chiziqqa muvofiq o'zgaradi. Lampaning ventil xossasi tufayli nagruzka qarshiligida tok faqat lampa tok o'tkazgan yarim davrlardagina bo'ladi. Shuning uchun r qarshilikdagi U_{chiq} kuchlanish b egri chiziq bilan tasvirlanadi va biz bir ishorali pulslanuvchi kuchlanish olamiz.



274-rasm. Elektron lampali to'g'rilagich.



275-rasm. Ikki yarim davrli to'g'rilagich sxemasi

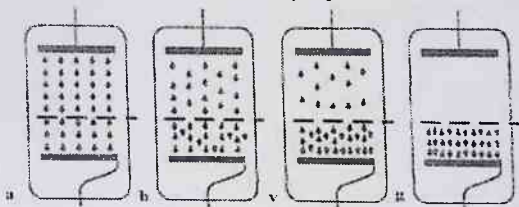
Pulslanishlarni bartaraf qilish uchun diod va nagruzka orasiga filtrlar ulanadi. Filtrlarning eng soddasi nagruzkaga parallel ulangan kondensatordir. Kuchlanishning ortishida kondensator tezda zaryadlanadi, biroq so'ngra, kirish kuchlanishining kamayishida r nagruzka qarshiligi orqali asta-sekin razryadlanadi, chunki elektronlar diodda anoddan katodga qarab yura olmaydi. Buning natijasida b egri chiziq bilan tasvirlanuvchi chiqish kuchlanish hosil bo'ladi. Zanjirning rC vaqt doimiysi qancha katta bo'lsa, kuchlanishning pulsatsiyasi shuncha kichik bo'ladi. r ortganida kuchlanishning doimiy tashkil etuvchisi kirish kuchlanishining maksimal (cho'qqi) qiymatiga intiladi.

275- rasmda ikki yarim davrli to'g'rilagichning sxemasi ko'rsatilgan. Vaqtning har bir momentida lampalardan faqat bittasi, ya'ni kuchlanish tok o'tkazadigan yo'nalish bilan mos tushgan lampada ishlaydi va unga ulangan kondensatorni zaryadlaydi. Har ikki kondensator ketma-ket ulangan va shuning uchun to'g'rilagichning chiqish kuchlanishi (nagruzka bo'lmaganda) kirishdagi cho'qqi kuchlanish qiymatining ikkilanganiga teng.

160-§. Uch elektroddli elektron lampalar (triodlar)

Elektron lampalarning asosiy texnikaviy ahamiyati lampadagi elektron tokning boshqarilishi osonligi bilan aniqlanadi. Buning uchun lampaning ichiga bir yoki bir necha qo'shimcha metall elektrodlar kiritiladi: ular ko'pincha sim spirallar ko'rinishida ishlanadi va katod bilan anod orasiga joylashtiriladi. Bu qo'shimcha elektrodlar *to'rlar* deb ataladi.

Uch elektroddli lampada-triodni ko'raylik. Bu lampaning cho'g'lanuvchi katodi, anodi va bit'a to'ri bor (276- rasm). Bunday lampada elektron tok faqat anod potensialiga emas, shu bilan birga to'rning katodga nisbatan potensialiga ham bog'liq bo'ladi. Agar to'rning potentsiali nolga teng bo'lsa, u holda anodga yetib boruvchi elektronlar soni amalda to'r (a) bo'lmagan holdagi qiymatiga teng bo'ladi. To'rda musbat potensial bo'lganda lampada fazoviy zaryad kamayadi va anod toki ko'proq bo'ladi.



276-rasm. To'rning boshqarish ta'siri.

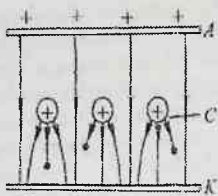
a-to'rning potentsiali nolga teng; b-to'rning potentsiali manfiy; v-to'rning manfiy potentsiali, b holdagidan ko'ra ko'proq; g-berkituvchi kuchlanish.

Aksincha to'rning potentsiali manfiy bo'lganda, fazoviy zaryad ortadi: buning natijasida termoelektronlarining bir qismi qaytadan katodga qaytadi va anodda tok to'r bo'lmagandagidan kamroq bo'ladi (b). To'rning manfiy potentsiali ortganida anod toki kamayadi (v) va to'rning qandaydir biror potentsialida lampada tok batamom yo'q (lampa berk) bo'ladi (g). Anodning musbat potentsiali yuqori bo'lsa, bu berkituvchi manfiy potentsial ham shuncha yuqori bo'ladi. Bu aytilganlardan shu narsa ko'rinadiki, to'rning potentsialini o'zgartirish bilan anod tokini o'zgartirishimiz mumkin; ya'ni

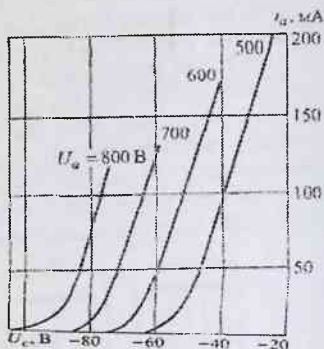
anod tokini boshqarish mumkin. Elektronlarning massasi juda kichik bo'lgani uchun, triodning inersiyasi juda kichik bo'ladi va to'r potensialining juda tez o'zgarishlarida ham uning boshqarish ta'siri saqlanib qoladi.

Uch elektrodli lampada termoelektron tokning kuchi nimaga va qanday bog'liq ekanini batafsilroq ko'raylik.

Trioddagi elektr maydon manzarasi 277-rasmda ko'rsatilgan. To'r bo'lganida qisman katodda va qisman fazoviy zaryadning elektronlarida tugaydigan kuch chiziqlari faqat A anoddan emas, shuningdek, T to'rning simlaridan ham chiqadi. Shuning uchun katod yaqinida elektr maydon va binobarin, fazoviy zaryas ham anodning U_a potensialiga, ham to'rning U_t potensialiga bog'liq bo'ladi.



277-rasm. Triod ichidagi elektr maydon. (sxematik ko'rinishi)



278-rasm. Katta quvvatli triodning to'r xarakteristikasi

Anod to'r bilan qisman ekranlangani uchun ham anod potensialining ta'siridan kamroq bo'ladi va shuning uchun katoddan kelayotgan to'liq tok biror natijaviy yoki boshqaruvchi

$$U_{bosh} = U_{to'r} + DU_a \quad (160.1)$$

kuchlanish bilan aniqlanadi. Bu yerda D -lampaning konstruksiyasiga bog'liq bo'lgan kattalik hamda $D < 1$. To'r qancha qafin bo'lsa va qancha katodga yaqin joylashgan bo'lsa, D shunchalik kichik bo'ladi. Bu kattalik to'rning singdiruvchanligi unga teskari bo'lgan

$$K = 1/D \quad (160.2)$$

kattalikni esa lampaning kuchaytirish koeffitsiyenti deb ataladi (quyida to'xtalamiz). Bundan lampaning to'liq I toki yoki katod toki boshqaruvchi kuchlanishning funksiyasi degan xulosa kelib chiqadi:

$$i = f(U_{\text{to'rr}} + DU_a) \quad (160.3)$$

Lampa elektron oqimining bir qismi to'rga tushadi va to'r zanjirida biror $i_{\text{to'r}}$ tok hosil bo'ladi. Lampaning to'liq toki anod va to'r toklarining yig'indisiga teng ekanligi ravshan:

$$i = i_a + i_{\text{to'r}} \quad (160.4)$$

Shu narsani qayd qilish kerakki, to'r tokining sezilarli darajada katta bo'lishi maqsadga muvofiq emas, chunki bunda to'r zanjirida quvvatning behuda sarflanishiga sabab bo'ladi. Biroq ko'p hollarda to'r toki anod tokiga nisbatan kichik bo'ladi va shuning uchun quyidagicha olish mumkin:

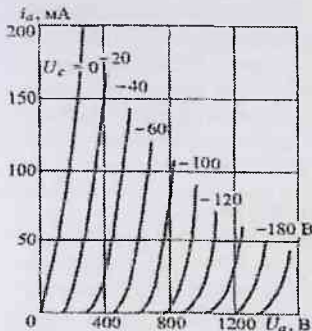
$$i_a \approx i = fU_{\text{to'rr}} + DU_a \quad (160.5)$$

Triodning xossalarini to'la ravishda aniqlash uchun anod kuchlanishi U_a ni parametr sifatida olib, uning turli qiymatlarida i_a anod tokining to'r kuchlanishiga $U_{\text{to'r}}$ ga bog'lanish egri chiziqlarini yasash kerak bo'ladi. Bunday egri chiziqlar triodning *to'r xarakteristikalar*i deb ataladi; ular 278- rasmda ko'rsatilgan. Bu egri chiziqlardan i_a ning ayni bir qiymatini U kuchlanishning turli qiymatlarida olish mumkin ekanligi ko'rinib turibdi. Ayni bir tok qiymatini olish uchun U_a anod potentsiali qancha yuqori bo'lsa, to'r potentsiali shuncha past bo'lishi kerak; yoki boshqacha aytganda anod potentsiali ortganida to'r xarakteristikalar*i* to'r potentsiali kamayish tomoniga qarab siljiydi. Quyidagi

$$S = \left(\frac{\partial i_a}{\partial U_{\text{to'rr}}} \right)_{U_a} \quad (160.6)$$

kattalik to'r potentsiali o'zgariganida anod tokining o'zgarish tezligi yoki xarakteristikaning tikligini (qiyaligini) xarakterlaydi. U_a indeks anod potentsialining doimiy yo'nalishini bildiradi. Xarakteristikaning tikligi S to'r xarakteristikasining ko'rilayotgan nuqtadagi qiyalik burchagi tangensiga teng bo'ladi.

Agar biz $U_{\text{to'r}}$ ning turli doimiy qiymatlarida i_a anod tokining U_a anod kuchlanishiga bog'lanishini tasvirlasak edi, u holda triodning *anod xarakteristikalar*i deb atalgan egri chiziqlar oilasini hosil qilgan bo'lar edik. 278-rasmda to'r xarakteristikalar*i* keltirilgan triodning anod xarakteristikalar*i* 279-rasmda ko'rsatilgan. To'r potentsiali ortganida



279-rasm. Triodning anod xarakteristikalar*i*

anod xarakteristikalari anod potensialining kamayishi tomoniga siljiydi.

Ko'rinib turibdiki, triodlar ham diodlar singari chiziqli bo'lmagan volt-ampere xarakteristikali, ya'ni Om qonuniga bo'ysunmaydigan o'tkazgichlarga misol bo'lar ekan. Biroq, xarakteristikaning yetarlicha kichik qismini to'g'ri chiziq kesmasi deb qarash va kuchlanishning (yoki tokning) berilgan qiymatidagi qarshilik haqida gapirish mumkin. Shuning uchun Om qonuniga bo'ysunmaydigan o'tkazgichlar (chiziqli bo'lmagan qarshiliklar)ni ularning differensial $R = \frac{\partial U_a}{\partial i_a}$ qarshiliklari orqali xarakterlanadi. Bu tushunchani triodga qo'llab va uning differensial qarshiligini R_i orqali belgilab, shunday yozish mumkin:

$$R = \left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right)_{U_{to'r}} \quad (160.7)$$

bu yerda $U_{to'r}$ indeks to'rning potentsiali doimiy saqlanishini bildiradi. Triodning differensial qarshiligini ko'pincha *ichki qarshilik* deb ataladi. (160.7) formuladan triodning ichki qarshiligi anod xarakteristikasining toklar o'qiga berilgan nuqtadagi qiyalik burchagi tangensiga teng ekanligi ko'rinib turibdi. Bu kattalik anod tokining o'zgarishiga qarab anod kuchlanishining o'zgarish tezligini bildiradi.

Xarakteristika tikligi S va triodning ishchi nuqtadagi ichki qarshiligi R_i shuningdek, to'rning D singdiruvchanligi triodni xarakterlovchi muhim kattaliklar.

Bu kattaliklar mustaqil kattaliklar emas. (160.5) ning har ikki qismini i_a bo'yicha differensiallab va $U_{to'r} = \text{const}$ deb olib, quyidagini olamiz:

$$1 = \frac{\partial f}{\partial U_{bosh}} \left(\frac{\partial U_{bosh}}{\partial U_a} \right)_{U_{to'r}} \left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right)_{U_{to'r}}$$

biroq

$$\left(\frac{\partial U_{bosh}}{\partial U_a} \right)_{U_{to'r}} = D, \quad \frac{\partial f}{\partial U_{bosh}} = \left(\frac{\partial f}{\partial U_{to'r}} \right) U_a = S, \quad \left(\frac{\partial U_a}{\partial i_a} \right)_{U_{to'r}} = R_i$$

Shuning uchun

$$SDR_i = 1 \quad (160.8)$$

162-§. Elektr fulkuatsiyalar

Lampali kuchaytirgichning umumiy kuchaytirish koeffitsiyenti istalgancha katta bo'lishi mumkin. Agar bitta lampaning kuchaytirish koeffitsiyenti 10 bo'lsa, bunday uchta lampadan tuzilgan kuchaytirgichniki $10 \cdot 10 \cdot 10 = 10^3$, oltita lampadan tuzilgan kuchaytirgich esa 10^6 karra va h.k. kuchaytirishga imkon beradi. Shuning uchun kuchaytirgichning chiqishida biror aniq amplitudali, masalan, 1 V li kuchlanish olish uchun uch lampali kuchaytirgich bo'lganda kirishdagi signal 10^{-3} V ga teng amplitudaga ega bo'lishi kerak, oltita lampali kuchaytirgichda esa 10^{-6} V ga

va lampalar soni yana ham ko'p bo'lganida kirish signali amplitudasining qiymati yana ham kichik bo'lishi kerak.

Biroq lampalar sonini yetarlicha ko'paytirish bilan har qanday kichik signalni qayd qilish mumkin deb tushunish noto'g'ri bo'lar edi. Umumiy kuchaytirish koeffitsiyenti kattalashganda kuchaytirgichning chiqishida tez va noto'g'ri tebranishli kuchlanish hosil bo'ladi va bu tebranishlar kuchaytirilayotgan asosiy signalni bo'g'ib qo'yadi. Agar chiqish asbobi sifatida telefon ishlatilayotgan bo'lsa, unda shovqinlar paydo bo'ladi. Kuchlanishning bunday xaotik tebranishlari elektr shovqinlar deb yuritiladi.

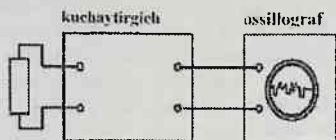
Elektr shovqinlarning sababi elektr zaryadning atomar tabiati bilan bog'liqdir. Bu shovqinlar elektron lampalarning ichida ham, shuningdek, kuchaytirgich sxemasiga kiruvchi qarshiliklarda ham paydo bo'ladi.

Dastlab elektron lampada bo'ladigan shovqinlar haqida to'xtalib o'taylik. Har bir vaqt birligi ichida katod chiqarayotgan termoelektronlar miqdori juda katta bo'lsada, har holda cheklidir. Issiqlik harakatining xaotikligi tufayli bu miqdor faqat o'rtacha jihatdangina doimiy qoladi. Kichik vaqt, oraliqlarida katoddan uchib chiqayotgan elektronlar soni esa vaqtning turli paytlari ichida turlichadir; u o'rtacha qiymatdan goh kichik, goh katta bo'ladi. Termoelektron emissiyaning ana shunday notekisligi elektr shovqinlarning kelib chiqishining asosiy sabablaridan biridir. Bunday shovqinlar *Pitra effekti* deb nom olgan.

Pitra effekti ayniqsa barcha termoelektronlar anodga yetib keladigan hollarda, ya'ni lampa to'yinish rejimida ishlaganda aniqsa kuchli namoyon bo'ladi (157-§). Lampadagi tok fazoviy zaryadlar bilan cheklangan hollarda (kuchaytirgich rejimida shunday bo'ladi) tokning pitra effekti tufayli yuzaga keladigan tok tebranishlari kuchli ravishda yutilinadi.

Qarshiliklardan yuzaga keladigan shovqinlarni bilish ancha katta ahamiyatga ega. Bu shovqinlarning kelib chiqishini tushunish uchun tok manbaidan uzib qo'yilgan metall o'tkazgichni ko'z oldimizga keltiraylik. Bunday o'tkazgichda o'tkazuvchanlik elektronlari issiqlik harakatida ishtirok etib, diffuziya tufayli kuchayadi. Issiqlik harakatida xech qanday asosiy yo'nalish bo'lmagani uchun diffuziya tokning paydo bo'lishiga olib kelmaydi va ixtiyoriy yo'nalishda kuchayotgan elektronlar soni o'rtacha olganda qarama-qarshi yo'nalishdagi elektronlar soniga teng bo'ladi. Biroq, har ikkala diffuziya oqimlarining tengligi vaqtning katta oralig'idagina o'rinli bo'ladi. Alohida paytlarda esa issiqlik harakatining tartibsizligi tufayli o'tkazgichda zaif toklar mavjud bo'ladi, ularning kuchi va yo'nalishi tartibsiz o'zgaradi, o'tkazgichning uchlari orasida esa xaotik o'zgaradigan kuchlanish paydo bo'ladi. Ko'rinib turibdiki, elektr shovqinlarning kelib chiqishiga ham bosim, zichlik, temperatura va boshqa makroskopik

kattaliklarning atomar sistemlarda kuzatiladigan va issiqlik harakati tufayli muvozanatdagi qiymatadan xaotik chetga chiqishi (*fluktuatsiyasi*) sabab bo'lar ekan. Qarshiliklardagi shovqinlar va pitra effekti elektr fluktuatsiya iboratdir.



283-rasm. Elektr fluktuatsiyalarini kuzatish sxemasi

Elektr fluktuatsiyalarni ko'rgazmali namoyish qilish uchun kuchaytirish koeffitsiyenti $10^5 - 10^6$ bo'lgan kuchaytirgichning kirishiga bir necha ming omlik qarshilik ulash, kuchaytirgichning chiqishini esa ossilloqrafga ulab qo'yish yetarli (283-rasm). Bunda ossilloqraf

ekranida kuchaytirgich uzoq bo'lgandagi tekis nolinch chiziq o'miga kuchlanishning fluktuatsiyalari tufayli hosil bo'lgan mutlaqo xaotik tebranishlarni kuzatish mumkin. Qarshilik qiziganida fluktuatsiyalarning intensivligi ortadi.

Aytilganlardan elektr signalni kuchaytirish va qayd qilish uchun bu signal kuchaytirgichning xususiy shovqinlaridan katta, juda bo'lmaganda ularga taqqoslanarli darajada bo'lishi kerak.

163-§. Ikkilamchi elektron emissiya

Metallni tashqaridan elektronlar bilan bombardimon qilinganda ham elektronlar emissiyasi kuzatiladi. Metallan elektronlarni bunday «urib chiqarish» hodisasi ikkilamchi elektron emissiya nomini olgan. Buning sababi shundaki, tashqaridan kelayotgan elektronlar metallning ichiga kirib o'tkazuvchanlik elektronlariga o'z energiyalarining bir qismini beradi. Bunda metallardagi elektronlarning bir qismi sirt potensial to'sig'ini yengish uchun yetarli tezlik oladi va metallan uchib chiqadi.

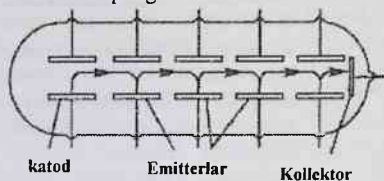
Ur ib chiqarilgan ikkilamchi elektronlar soni n ning birlamchi elektronlar soni n_0 ga nisbati

$$\gamma = \frac{n}{n_0}$$

ikkilamchi emissiya koeffitsiyent deb ataladi. Bu koeffitsiyent metallning turi va birlamchi elektronlarning tezligiga bog'liq. Birlamchi elektronlar tezligi ortishi bilan dastlab ikkilamchi elektronlar koeffitsiyenti ortadi, so'ngra yoyiq maksimumga yetadi va yana kamayadi. Maksimal γ ga mos keladigan birlamchi elektronlar energiyasi turli metallar uchun turlicha bo'ladi va yuzlab elektron-voltlar tartibida bo'ladi.

Sof metallar uchun maksimumda γ ning qiymati 2 dan katta bo'lmaydi. γ_{max} qiymati 10 va undan ortiq bo'lishi mumkin bo'lgan ko'plab

yarimo'tkazgichlarda ancha kuchliroq ikkilamchi emissiya kuzatiladi. Shuning uchun kuchli ikkilamchi emissiya hosil qilish uchun murakkab katodlar (emitterlar) ishlatiladi, ular metall asosga yarimo'tkazgich qatlami surtilgan va tegishli kimyoviy ishlov berilgan katodlardir. Amalda ishlatiladigan surma-seziy emitterlari shular jumlasidandir, ularga seziy bug'larida surma bilan ishlov beriladi; yupqa seziy oksidi qoplangan galliy arsenididan qilingan emitterlar va hokazolar ham shunga kiradi.



284-rasm. Magnit boshqarishli elektron ko'paytkich

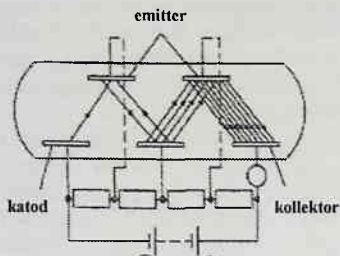
Ikkilamchi elektron emissiya kuchsiz elektron toklarni kuchaytirish uchun mo'ljallangan elektron ko'paytkichlarda foydalaniladi. Ko'paytkichlardan birining sxemasi 284-rasmda ko'rsatilgan. Ko'paytkich yaxshi vakuum

hosil qilingan naycha bo'lib, naychaga qator yassi kondensatorlar joylashtirilgan. Kondensator plastinkalarining bittasi ikkilamchi elektron emitter, plastinkasi esa ikkilamchi elektronlarni tezlatuvchi elektr maydon hosil qilish uchungina xizmat qiladi. Naychani elektr maydonga perpendikulyar (chizma tekisligiga perpendikulyar) magnit maydoni hosil qiluvchi doimiy magnit qutblari (rasmida ko'rsatilmagan) orasiga joylashtiriladi.

Agar katoddan oz miqdorda elektronlar chiqqan bo'lsa (masalan, yorug'lik ta'sirida), bu elektronlar elektr maydonda tezlashtiriladi. Magnit maydon tufayli elektronlarning traektoriyasi rasmida ko'rsatilganidek egrilanadi va elektronlar birinchi emitterga tushadi. Bu yerda ikkilamchi emissiya yuzaga keladi va emitterdan endi katoddan chiqayotgan oqimdan ancha kuchli elektron oqimi chiqadi. Bu kuchaytirilgan oqim magnit maydonda ikkinchi emitterga og'diriladi va h.k. Buning natijasida yig'uvchi elektrod (kollektor)ga keladigan elektronlar oqimi katoddan chiquvchi birlamchi oqimga nisbatan ancha kuchli bo'ladi, ya'ni biz ikkilamchi emissiya tufayli tokni kuchaytirishga erishgan bo'lamiz.

Magnit bilan boshqariluvchi elektron ko'paytkichlar bilan bir qatorda elektrda boshqariladigan, ya'ni doimiy magnitlar kerak bo'lmaydigan ko'paytkichlar ham qo'llaniladi. Bunday ko'paytkichning tuzilishi va uni ishlashi 285-rasmida ko'rsatilgan. Uning qanday ishlashi rasmdan tushunarli. Hozirgi vaqtda elektron ko'paytkichlar asosan zaif fotoelektr toklarni kuchaytirishda qo'llaniladi. Ular astrofizikada yulduzlarning zaif nurlanishlarini qayd qilish uchun va shuningdek fan va texnikaning boshqa

sohalarida keng qo'llanilmoqda. Elektron ko'paytkichlar yordamida toklarni millionlab marta kuchaytirish mumkin.



285-rasm. Elektr boshqarishli elektron ko'paytkich.

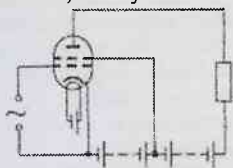
Biroq lampali kuchaytirgichlardagi singari, ixtiyoriy katta darajada kuchaytirish mumkin emas. Kuchaytirish ko'paytkichda hatto fotokatodga yorug'lik ta'sir qilmaganda ham o'z-o'zidan hosil bo'ladigan toklar (ko'paytkichning qorong'ilikdagi toklari) bilangina cheklanadi. Ikkilamchi elektron emissiya hodisasi nishonni faqat elektronlar bilangina emas,

shuningdek og'ir zarralar — musbat va manfiy ionlar bilan bombardimon qilganda ham sodir bo'ladi.

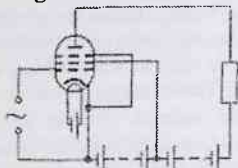
Musbat ionlar tufayli hosil qilinadigan ikkilamchi elektron emissiya gaz razryadning ba'zi shakllarida muhim ro'l o'ynaydi (XVI bobga q.).

164-§. Ko'p to'rlilampalar

Radiotexnikada uch elektrodli elektron lampalar (triodlar) bilan bir qatorda bir necha to'rlilampalar ham keng qo'llaniladi. Qo'shimcha to'rlilar qo'llashning ma'nosi nima ekanini qisqacha ko'rib chiqaylik, 161-§ da biz triodning kuchlanishni kuchaytirish to'rining Dsingdiruvchanligi qancha kam kztatilsa, shuncha kuchli bo'lishini ko'rgan edik, ya'ni anod potensialining to'r potensialiga nisbatan ta'siri qancha kichik bo'lsa, kuchaytirish shuncha kuchli bo'lgan edi.



286-rasm. Tetrod



287-rasm. Pentod

Anod potensialining lampa tokiga ta'sirini kamaytitirish uchun boshqaruvchi to'r bilan anod orasiga ikkinchi to'r kiritiladi va unga katodga nisbatan musbat va anod potensialidan birmuncha kam potensial beriladi. To'rt elektrodli bunday lampa, yoki tetrod, 286-rasmda sxematik tasvirlangan. Tetrodning qo'shimcha to'rining vazifasi shuki, u dastlab

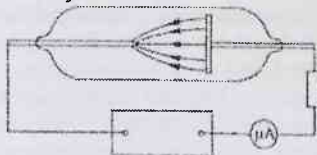
anodga yetib borayotgan maydon kuch chiziqklarining bir qismini yutib qoladi, ya'ni anodni qisman ekranlaydi, shuning uchun bu to'ra *ekranlovchi to'ra* deb nom olgan. Ekranlovchi to'ra boshqaruvchi to'ring singdiruvchanligini kamaytirish singari ta'sir ko'rsatadi, shuning uchun boshqa sharoitlar birday bo'lganda ham tetrodning kuchaytirish koeffitsiyenti triodnikiga qaraganda ancha katta bo'ladi.

Biroq tetrodlarning kamchiligi bor, ularda termoelektronlar bombardimoni natijasida anoddan ikkilamchi elektron emissiya ro'y berishi mumkin. Triodda odatdagi kuchaytirish rejimida to'ra uncha katta bo'lmagan potensial ostida (hatto ba'zida manfiy potensial) bo'ladi, shuning uchun anod yaqinidagi elektr maydon shunday yo'nalgan bo'ladi, ikkilamchi elektronlarni qaytadan anodga yo'llaydi va ikkilamchi emissiya bo'lmaydi. Shuni aytish kerakki, agar to'ra anoddagidan kattaroq musbat potensial bo'lsa, triodda ham ikkilamchi emissiya kuzatilishi mumkin.

Tetrodda esa anod yaqinida hamma vaqt musbat zaryadlangan ekran to'ri bo'ladi va shuning uchun agar anodning potentsiali ekran to'ri potentsalidan kichik ayniqsa, tetrodda ikkilamchi emissiya sodir bo'ladi (anodda kuchlanish tebranishlari mavjud bo'lganida shunday bo'lishi mumkin). Buning natijasida lampaning anod toki kamayadi va tetrodning volt-ampere anod xarakteristikasida uning xossalari yomonlashtiruvchi sohalar paydo bo'ladi (dinatron effekti). Dinatron effektni bartaraf qilish uchun elektron lampalarga yana bitta to'ra kiritiladi va uni ekran to'ri bilan anod orasiga joylashtiriladi. Himoya to'ri deb ataluvchi (yoki antidinatron to'ri) bu to'rni katodga ulanadi (287-rasm), shunday qilib, himoya to'ri va anod orasida ikkilamchi elektronlarni tormozlovchi va anoddan ikkilamchi emissiyani bartaraf qiluvchi elektr maydon hosil bo'ladi. Besh elektrodli bunday lampalar—pentodlarning kuchaytirish koeffitsiyenti katta, anod xarakteristikasi «silliq» va boshqa bir qator afzalliklari bor, shuning uchun radiotexnikada keng qo'llaniladi.

165-§. Avtoelektron emissiya

Metallardan elektronlar emissiyasi juda kuchli elektr maydon ta'sirida ham ro'y berishi mumkin.



288-rasm. Avtoelektron emissiyani kuzatish sxemasi

Bu hodisani kuzatish uchun ichidan havosi so'rib olingan ikki elektrod anod va katodli trubkadan foydalanish mumkin (288- rasm). Katod sifatida o'tkir uchli elektrod (uchlik), anod sifatida esa aksincha, katta sirtli elektrod olinadi.

Bunday bo'lganda elektr maydon kuch chiziqlari katod yaqinida juda suyuqlashadi va katod sirtida maydon kuchlanganligi hatto o'rtacha kuchlanishlarda ham juda katta bo'lib qoladi.

Buni misolda tushuntiramiz. Anod radiusi b bo'lgan sfera shaklida, katod esa bu sferaning o'rtasida joylashtirilgan a radiusli kichik sharcha bo'lsin. Bunda katod markazidan (katod tashqarisida) r masofada potensialning qiymati (24.2) formula bilan, bu nuqtadagi maydon kuchlanganligi esa

$$E = -\frac{dU}{dr} = \frac{U}{\frac{1}{a} - \frac{1}{b}} \cdot \frac{1}{r^2}$$

ifoda bilan aniqlanadi. $r = a$ va $b \gg a$ deb olib, katod markazidagi maydon kuchlanganligini topamiz:

$$E_a \approx \frac{U}{a}$$

Masalan, katodning radiusi $a = 10^{-2} \text{ mm} = 10^{-5} \text{ m}$ bo'lsa, u holda katodda $U = 1000 \text{ V}$ kuchlanish bo'lgan holdayoq maydonning kuchlanganligi 10^8 V/m dan ortib ketadi.

Agar katod va anod orasidagi kuchlanish tobora oshirib borilsa, u holda katodda maydon kuchlanganligi $10^7 - 10^8 \text{ V/m}$ bo'lganida trubkada kuchsiz tok paydo bo'ladi, bu tokning paydo bo'lishiga sabab katoddan chiqarilayotgan elektronlardir, kuchlanish ortishida bu tok darhol ortib ketadi. Katod hatto sovuq bo'lganda ham tok paydo bo'ladi, shuning uchun bu hodisa *sovuq emissiya* deb nom olgan (uni *avtoelektron emissiya* deb ham yuritiladi). Kuchlanishning bundan keyingi ortishida katod kuchli ravishda qiziy boshlaydi va bug'lanadi, trubkada gaz razryad yuzaga keladi.

Avtoelektron emissiyaning paydo bo'lishi kuchli elektr maydonning metall sirtidagi potensial to'siqni o'zgartirishi bilan tushuntiriladi. Birinchidan, bunday o'zgarishda to'siq balandligining pasayishi (chiqish ishi kamayishi), ikkinchidan, to'siq qalinligining kamayishi ro'y beradi. Bu ikkala hol ham elektronlarning sirtqi potensial to'siqni yengib ular orqali o'tish extimolligini oshiradi. Agar potensial to'siqning deformatsiyasi yetarlicha katta bo'lsa, u holda past temperaturadayoq o'tkazuvchanlik elektronlarining sezilarli qismi metallardan chiqish imkoniga ega bo'ladi va bunday bo'lganda elektron emissiya yuzaga keladi.

XVII BOB. ZARYADLANGAN ZARRALARNING ELEKTR VA MAGNIT MAYDONLARDAGI HARAKATI

Elektron emissiya (XV bob) va gaz razryadlari hodisalari vakuumda amalda to'qnashmasdan harakatlanuvchi elektronlar va ionlar oqimlarini hosil qilishga imkon beradi. Elektr va magnit maydonlarga tushgan bunday zarralar ma'lum kuchlar ta'sirida bo'ladi va o'zining dastlabki harakat yo'nalishini o'zgartiradi.

Turli zarralarning zarralarning elektr va magnit maydonda harakatini o'rganib ular zaryadlarining massalariga nisbatini $\frac{e}{m}$ aniqlash mumkin ekan va undan bu zarralarning tabiati hamda ular yuzaga keltiradigani jarayonlar to'g'risida muhim ma'lumotlarni olish mumkin bo'lar ekan. Elektronlar va ionlar oqimlarini elektr va magnit maydonlar bilan ta'sir qilib, bu oqimlar boshqarish, ya'ni ularning kuchini va harakat yo'nalishini o'zgartirish mumkin; turli xildagi muhim elektron asboblari (osilloqraflar, elektron mikroskoplar, zaryadlangan zarralar tezlatkichlari va shu kabilar)ning ishlash prinsipi shunga asoslangan.

178-§. Zaryadlangan zarralarning bir jinsli elektr maydondagi harakati

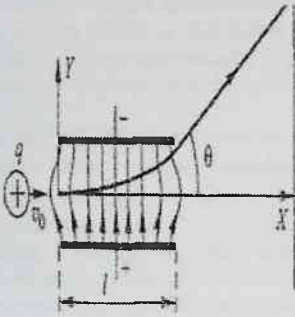
Agar e zaryadga ega bo'lgan zarra elektr maydon kuchlanganligi va magnit maydon induksiyasi B bo'lgan fazoda harakatlanayotgan bo'lsa, bu zarraga Lorens kuchi ta'sir qiladi (88-§). Shuning uchun Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq, bu harakat tenglamasi quyidagicha bo'ladi:

$$m \frac{dv}{dt} = eE + e[vB] \quad (178.1)$$

hosil bo'lgan bu tenglama vektor tenglama uchta skalyar tenglamaga ajraladi, ulardan har biri tegishli koordinata o'qi bo'ylab harakatni bildiradi. Kelgusida biz harakatning faqat ba'zi xususiy hollari bilan qiziqamiz. Faraz qilaylik, dastlab X o'qi bo'ylab v_0 tezlik bilan harakatlanayotgan zarralar yassi kondensatorning elektr maydoniga kirayotgan bo'lsin (306-rasm). Agar plastinkalar oralig'i ularning l uzunliklariga nisbatan juda kichik bo'lsa, u holda chekka effektlarni nazarga olmaslik hamma plastinkalar orasidagi elektr maydoni bir jinsli deyish mumkin. Y o'qini maydonga parallel yo'naltirib, shunday yozishimiz mumkin: $E_x = E_z = 0, E_y = E$. Magnit maydon yo'q, shuning uchun $B_x = B_y = B_z = 0$. Biz ko'rayotgan holda zaryadlangan zarralarga faqat elektr maydon ta'sir qiladi, maydonning bu ta'sir kuchi koordinata o'qlarining maydoni tanlangan yo'nalishida, butunlay Y o'qi bo'ylab yo'nalgan. Shuning uchun zarralarning harakat trayektoriyasi XY tekisligida yotadi va ularning harakat tenglamalari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{dv_x}{dt} = 0, \quad \frac{dv_y}{dt} = \frac{e}{m} E. \quad (178.2)$$

bu holda zarralarning harakati doimiy kuch ta'sirida sodir bo'ladi va og'irlik kuchi maydonida gorizontal otilgan jism harakatiga o'xshaydi. Shuning uchun aniq hisoblashlarni bajarmasdan oq zarralar parabolalar bo'ylab harakatlanadi deb aytish mumkin. Zarralar dastasining kondensatordan o'tgandan so'ng qanday burchakka og'ishini hisoblaylik (306-rasm).



306-rasm. Zaryadlangan zarraning bir jinsli elektr maydonda harakatlanishi.

(178.2) tenglamalardan birinchisini integrallab, quyidagini topamiz:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \text{const} = v_0 \quad (178.3)$$

Ikkinchi tenglamani integrallashdan esa

$$v_y = \frac{e}{m} Et + C$$

bu yerda

$$t = \frac{l}{v_0}$$

zarraning elektr maydonda bo'lish vaqti, C -integrallash doimiysi. $t = 0$ bo'lganda (zarraning kondensatorga kirish paytida) $v_y = 0$ bo'ladi va $C = 0$, shuning uchun

$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{e}{m} E \frac{l}{v_0} \quad (178.4)$$

Bundan θ og'ish burchagi uchun quyidagini yozamiz:

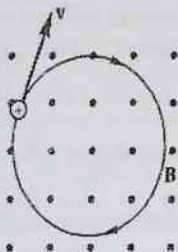
$$\text{tg} \theta = \frac{dy}{dx} = \frac{dy}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{e l E}{m v_0^2} \quad (178.5)$$

Dastaning og'ishi zarralar solishtirma zaryadining e/m kattaligiga nihoyatda bog'liq bo'ladi.

179-§. Zaryadlangan zarralarning bir jinsli magnit maydondagi harakati

Endi elektr maydon bo'lmagan, faqat magnit maydon bo'lgan xususiy holni ko'raylik. Boshlang'ich tezligi v_0 bo'lgan zarra B induksiyali magnit

maydonga tushadi deb faraz qilaylik. Bu maydonni biz bir jinsli va v_0 tezlikka perpendikulyar yo'nalgan deb hisoblaymiz (307- rasm).



307-rasm. Zaryadlangan zarraning bir jinsli magnit maydonda harakatlanishi

Bu holda harakat tenglamasini to'la ravishda yechmasdan, harakatning asosiy xususiyatlarini aniqlash mumkin. Dastavval shuni qayd qilish kerakki, zarraga ta'sir qiluvchi kuch hamma vaqt zarraning harakat tezligiga perpendikular bo'ladi. Bu degan so'z, kuchning ishi hamma vaqt nolga teng; binobarin, zarra harakati tezligining absolyut qiymati va zarraning energiyasi harakat vaqtida o'zgarmaydi.

Zarraning v tezligi o'zgarmagani uchun ta'sir qiluvchi $F = evB$ kuch ham doimiy qoladi. Bu kuch harakat yo'nalishiga perpendikular bo'lgani uchun markazga intilma kuch bo'ladi. Biroq kattaligi jihatidan o'zgaras bo'lgan markazga intilma kuch ta'siridagi harakat aylana harakatdir. Bu aylananing r radiusi quyidagi

$$\frac{mv^2}{r} = evB$$

shartdan aniqlanadi, bundan:

$$r = \frac{v}{\frac{e}{m} B} \quad (179.1)$$

Agar elektronning energiyasi eV larda ifodalangan va U ga teng bo'lsa, u holda

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$$

va shuning uchun

$$r = \sqrt{\frac{2}{e/m} \frac{\sqrt{U}}{B}} \quad (179.1a)$$

Masalan, agar energiyasi 100 eV bo'lgan elektron 0,01 T induksiya magnit maydonda harakatlanayotgan bo'lsa, u radiusi $3.4 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 3.4 \text{ mm}$ radiusli aylana chizadi. Agar shunday energiyali elektron o'rinda shu maydonda massasi $M = 1837 m$ bo'lgan vodorod atomi harakatlenganda edi,

u holda tegishli aylananing radiusi $\sqrt{\frac{M}{m}}$ marta katta, ya'ni $3.4\sqrt{1837} =$

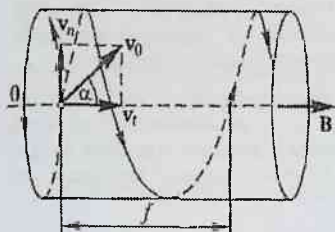
147mm bo'lar edi. Zaryadlangan zarralarning magnit maydondagi aylanasi harakatining muhim xususiyati bor: aylanish davri zartaning energiysiga bog'liq bo'lmaydi. Haqiqatan ham, aylanish davri $T = \frac{2\pi r}{v}$ ga teng. Bu yerda r o'rniga uning (179.1) dagi ifodasini qo'ysak, quyidagicha yozish mumkin:

$$T = \frac{2\pi}{e} \cdot \frac{l}{B} \quad (179.2)$$

Chastota esa (2π ichidagi aylanishlar soni) quyidagiga teng bo'ladi:

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{e}{m} B \quad (179.2a)$$

Zarralarning ana shu xili uchun davr ham, chastota ham magnit maydon induksiyasiga bog'liq bo'ladi.



308-rasm. Zaryadli zarraning boshlang'ich tezligi magnit maydonga burchak ostida yo'nalgan bo'lsa, u holda zarra silindrsimon spirall bo'ylab harakatlanadi.

biri $v_t = v_0 \cos \alpha$ maydonga parallel, boshqasi $v_n = v_0 \sin \alpha$ maydonga perpendikular bo'ladi. Zarraga v_n tashkil etuvchiga tegishli bo'lgan Lorens kuchi ta'sir qiladi va zarra maydonga perpendikular bo'lgan tekislikda yotuvchi aylana bo'ylab harakatlanadi. v_t tashkil etuvchi har qanday qo'shimcha kuchning paydo bo'lishiga sabab bo'ladi, chunki Lorens kuchi maydonga parallel harakatlanishda nolga teng bo'ladi. Shuning uchun maydon yo'nalishida zarra $v_t = v_0 \cos \alpha$ tezlik bilan inersiya bo'yicha tekis harakat qiladi. Bu ikki harakatning qo'shilishi natijasida zarra 308-rasmda ko'rsatilgan silindrik spirall bo'yicha harakatlanadi. Bu spirall vintining qadami $f = v_t T = v_0 \cos \alpha \cdot \frac{2\pi m}{eB}$ ga teng. T ning o'rniga uning (179.2) ifodasini qo'ysak, quyidagini hosil qilamiz:

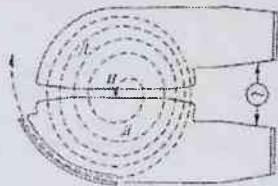
$$f = \frac{2\pi v_0 \cos \alpha}{e/m} \cdot \frac{l}{B} \quad (179.3)$$

Biz yuqorida boshlang'ich tezlikning yo'nalishi magnit maydonning yo'nalishiga perpendikular deb faraz qilgan edik. Agar zarraning boshlang'ich tezligi maydon yo'nalishi bilan biror α burchak tashkil qilganda harakatning qanday xarakterda ekanini tushunish qiyin emas (308-rasm). Bunday holda v_0 tezlikni ikki tashkil etuvchiga ajratish qulay bo'ladi, ulardan

180-§. Siklotron

Magnit maydonda zarralarning aylanish chastotasi va ularning energiyasiga bog'liq bo'lmasliga (179-§) dan zaryadlangan zarralar tezlatkichlarini - siklotronlarni qurishda foydalanilgan. Bu tezlatkichlari qattiq zarralar (ionlar)ni yuqori kuchlanishdan foydalanmagan holda tezlatish uchun mo'ljallangan.

Siklotronning ishlash prinsipi 309-rasmda ko'rsatilgan. Ionlar ikki yarim doira shaklidagi D metall elektrodlar orasida tezlashadi, ular quticha ko'rinishda bo'lib, duantlar deb ataladi. Duantlarga lampali generatorda hosil qilinadigan bir necha o'n kilovoltii o'zgaruvchan kuchlanish beriladi. Shuning uchun duantlar orasidagi tirqishdan ionlarni tezlatuvchi elektr maydon vujudga keladi. Ionlarning o'zi esa maxsus I ionlar manbaida past bosimdagi gaz razryadida hosil qilinadi va duantlar orasidagi tirqishning markaziga kiritiladi. Duantlar katta elektromagnitning qutblari orasida joylashtirilgan vakuum kameraning ichiga joylashtiriladi.



309-rasm. Siklotronning ishlash prinsipi. DD-duantlar, H- ionlar manbai.

Magnit maydon chizma tekisligiga perpendikular

Siklotronda ionlar bosqichma - bosqich tezlatiladi. Duantlar orasiga kirgan har bir ion elektr maydon ta'sirida tezlashadi va duantlardan birining ichiga kiradi. Bu yerda magnit maydon ta'sirida ion yarim aylana chizadi va aylanish davrining yarmiga teng vaqt ichida yana duantlar orasidagi tirqishga tushadi. Arar generatorning ω chastotasi siklotronning ω_0 chastotasiga teng bo'lsa (179-§), u holda bu vaqt ichida elektr maydon yo'nalishi teskarisiga o'zgaradi va ion yana takroriy tezlanish oladi va ikkinchi duantda katta radiusli aylana bo'ylab harakatlanadi. Ionning aylana bo'ylab aylanish vaqti uning energiyasiga bog'liq bo'lmargani uchun tirqishdan endigi o'tishda kuchlanish fazasi yana o'zgaradi va ion yanada tezlashadi va hokazo. Shuning uchun ion o'z energiyasini uzluksiz orttirgan holda eshiluvchi spiral bo'ylab harakatlanadi. Magnit maydonining chekka qismida yoki bombardimon qilinadigan nishon qo'yiladi yoki dastani manfiy potentsialga ega bo'lgan qo'shimcha elektrod yordamida og'diriladi

va dastlabki yuqori kameraladan metall folga (zar) bilan berkitilgan maxsus dastlabki orqali chiqarib yuboriladi.

Agar ilgari raqam ravshanki, siklotronda ionlarning tezlanish sharti:

$$\omega = \omega_c = \frac{e}{m} B \quad (180.1)$$

Agar o'zgaruvchan kuchlanish amplitudasi duantlar orasida U_0 , ionlarning tirqish orqali o'tishlari soni n ga teng bo'lsa, u holda ionlar o'ladigan maksimal energiya nU_0 (eV) bo'ladi.

Zarralarning maksimal energiyasi B magnit induksiyaga va orbitaning mumkin bo'lgan maksimal radiusiga, ya'ni magnitning radiusi R ga bog'liq bo'ladi. (179.1) formulada $r = R$ deb olib, ionlarning ana shu siklotronda erishishi mumkin bo'lgan maksimal energiyasi (eV larda) quyidagigacha teng bo'ladi:

$$U_{max} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} B^2 R^2$$

Masalan, vodorod ionlari tezlashtirilayotgan bo'lsa, u holda $e/m = 0.96 \cdot 10^9 \text{ Kl/kg}$ bo'ladi. O'rtacha kattalikdagi siklotron uchun $B \approx 1T$ deb, $R \approx 0.5m$ olish mumkin. Bundan maksimal energiya $U_{max} = 12 \cdot 10^6 eV = 12MeV$ bo'ladi.

Bunday siklotron juda ulkan va murakkab qurilmadir. Uning magnitning massasi yuzlab tonnaga teng bo'ladi. Umumiy energiya quvvati (yuqori chastotali generator, magnit va vakuum nasoslar uchun kerak bo'lgan) yuzlab kilovattni tashkil qiladi. Tezlatilgan ionlar dastasida tok kuchi milliamper tartibida bo'ladi.

Shuni aytish kerakki, amalda ionlarni tezlatish uchun ionlar dastasini yaxshilab fokuslash kerak, ya'ni dastani duantlar tekisligining markazi yaqinda ushlab, uni duantlarning qopqog'iga tushishini oldini olish kerak. Bunga erishish uchun magnit maydonda magnit markazidan chekkalariga tomon kamayib boradigan bir oz bir jinslimaslik hosil qiladi. Magnit induksiyaning bunda yuzaga keladigan radial tashkil etuvchisi qo'shimcha Lorens kuchlarini yuzaga (bir jinsli maydonga nisbatan) keltiradi, bu kuchlar tarqaluvchi ionlar dastasini qaytadan markaziy tekislikka qaytaradi.

Biroq magnit radiusini orttirish bilan ionlarning maksimal energiyasini cheksiz orttiraverish mumkin emas. Zarralar massasining ular tezligiga bog'liq bo'lishi tezlanishga chek qo'yadi (183-§ bilan solishtiring). Ionlarning energiyasi yetarlicha ortganida ularning massalari ortadi va aylanish chastotasi ω_c kamayadi. Shuning uchun rezonans sharti (180.1) buziladi va tezlanish nihoyat yo'qoladi. Harakatlanayotgan zarra massasining uning tinchlikdagi massasiga nisbati m/m_0 zarra tezligining yorug'likning vakuumdagi tezligiga nisbati v/c ga bog'liq bo'ladi (183-§ bilan solishtiring). Ikkinchi tomondan, zarralarning berilgan energiyasida

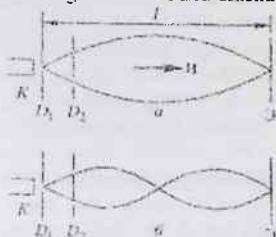
ularning tezligi \sqrt{m} ga teskari proporsional bo'ladi. Shu tufayli yengil zarralar (elektronlar) uchun massaning o'zgarish effekti og'ir zarralarga (ionlarga) nisbatan ancha kichik energiyalardayoq namoyon bo'ladi, shuning uchun siklotronlar elektronlarni tezlatish uchun yaroqsizdir.

181-§. Elektronlarning solishtirma zaryadini magnit fokuslash metodi bilan aniqlash.

178- va 179-§ larda biz zaryadlangan zarralarning solishtirma zaryadi kattaligiga ancha bog'liq ekanligini ko'rdik. Shuning uchun bunday og'ishini o'lchash yo'li bilan zarralarning solishtirma zaryadi e/m ni aniqlash mumkin.

Zarralarning tezliklari ma'lum yoki noma'lum ekaniga qarab turli xil usul qo'llaniladi. Agar zarralarning tezliklari ma'lum yoki ekperimentlarda biror tarzda berilishi mumkin bo'lsa, u holda og'ishlardan faqat bittasini yo magnit maydondagi og'ishini o'lchash yetarli. Agar zarralarning solishtirma zaryadi e/m ham, ularning v tezliklari ham noma'lum bo'lsa, u holda ham elektr maydonda og'ishlarini hisobga olishga to'g'ri keladi, chunki ikki noma'lumni aniqlash uchun ikki tenglama kerak bo'ladi.

Birinchi guruh metodlariga misol qilib termoelektronlarning solishtirma zaryadini magnit yordamida fokuslash metodini ko'rsatish mumkin. Tajribaning sxemasi 310-rasmda ko'rsatilgan. Elektronlar cho'g'langan K simdan uchib chiqadi va sim bilan D_1 diafragma orasida hosil qilingan elektr maydonda tezlatiladi. D_2 diafragmada hatqasimon tirqish bo'lib unga mos aylananing markazi dastaning o'qida bo'lishi kerak. Bu diafragma faqat ochilish burchagi 2π ga teng bo'lgan konus yasovchilar bo'ylab harakatlanayotgan elektronlarnigina o'tkazadi. D_1 diafragma orqasida elektronlar elektr maydon bo'lmagan fazoda harakatlanadi va E lyunisensiyalanivchi ekranga tushadi. Ko'rsatilgan barcha qismlar havosi so'rib olingan silindrsimon shisha trubka ichiga joylashtiriladi.



310-rasm. Termoelektronlar uchun magnit fokuslash metodi bilan e/m ni aniqlash.

Trubkaning ustki tomonidan uzun g' altak (solenoid) kiydiriladi, bu g' altak trubka ichida ma'lum B induksiyali bir jinsli magnit maydon hosil qiladi, bu magnit maydon elektron dastasining o'qi bilan parallel yo'nalgan bo'ladi. 179-§ da biz bu holda elektronlarning faqat silindrsimon spirallar bo'ylab harakatlanishini ko'rdik. Shuning uchun D_1 diafragmadan faqat birday α

burchak ostida chiqqan barcha elektronlar dasta o'qini yana $f, 2f$ masofalarda kesib o'tadi, bu yerda f spiral vintining qadami. Bu nuqtalarda dastaning kesimi eng kichik bo'ladi, ya'ni bu nuqtalarda elektron dasta fokuslanadi. Binobarin, agar magnit maydon yoki elektronlarning tezligi o'zgartirilsa, u holda dastaning dastlab ekranda yoyilgan tasviri endi vaqt o'tishi bilan ravshan yorug'lanuvchi dog'ga aylanadi. Agar D va E ekran orasidagi l masofa f ga teng bo'lsa, u holda dasta xuddi 310a-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi va h.k.

Ekranda dastaning fokuslanish sharti

$$l = n f$$

bo'ladi, bu yerda $n=1, 2, 3, f$ ning o'rniga (179.3) ifodani qo'yamiz va quyidagicha yozamiz:

$$l = \frac{2\pi v_0 \cos \alpha}{m B} n \quad (181.1)$$

Biroq elektronlarning tezligi v_0 katod K va D_1 diafragma orasiga qo'yilgan U kuchlanish bilan aniqlanadi, chunki:

$$\frac{m v_0^2}{2} = e U$$

Bundan v_0 ning ifodasini topib va uni (181.1) formulaga qo'yib, solishtirma zaryad uchun quyidagini yozamiz:

$$\frac{e}{m} = \frac{8\pi^2 n^2 U \cos^3 \alpha}{l^2 h^2}$$

Shuning uchun ekranda dasta fokuslanayotgan maydonning U va B qiymatlarini o'lchash bilan e/m ni aniqlash mumkin.

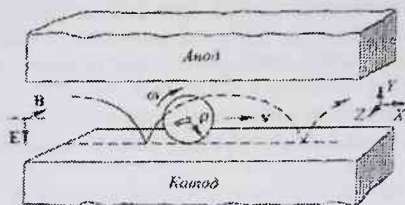
182-§. Magnetron

Elektronlar harakatining muhim holi bir-biriga perpendikular bo'lgan elektr va magnit maydondagi harakatidir. Bunday harakat maxsus vakuum trubkalarida-magnetronlarda amalga oshiriladi va bu yo'l bilan ham elektronlarning solishtirma zaryadini aniqlash mumkin.

Magnetron tashqi magnit maydonga joylashtirilgan ikki elektrodli -bir elektrodli cho'g'lanuvchi katod va ikkinchi elektrodni sovuq anod bo'lgan lampadan iborat. Tashqi magnit maydon yo tokli g'altak yordamida, yo qutblari orasiga magnetron joylashtiriladigan elektromagnit yordamida hosil qilinadi.

Dastlab, katod va anodlari o'zaro parallel bo'lgan tekisliklar bilan chegaralangan tekis magnetronni ko'raylik. (311-rasm). Bu holda magnetronning markaziy qismida elektr maydon E bir jinsli bo'ladi. Magnit maydon B ni ham bir jinsli deb olish mumkin, u elektr maydonga perpendikular yo'nalgan.

Agar magnit maydon bo'lmaganda edi, u holda katoddan anolda boshlang'ich tezliksiz chiqayotgan elektronlar elektr maydonida katodga perpendikular bo'lgan to'g'ri chiziqlar bo'ylab harakatlanar va anodga borib tushar edi. Magnit maydon bo'lganida elektronlarning trayektoriyalari Lorens kuchi tufayli egrilanadi. Agar magnit maydon yetarlicha katta bo'lsa, u holda elektronlarning trayektoriyalari anod tekisligini kesmaydi va 311-rasmda tasvirlangan ko'rinishda bo'ladi. Bu holda biror elektron ham anodga borib yetmaydi.



311-rasm. Yassi magnetronda boshlang'ich tezligi nol bo'lib, katoddan uchib chiqqan elektron harakati. Elektronning traektoriyasi katod bo'ylab tekis g'ildirayotgan disk gardishida yitgan nuqta chizgan siklda bo'ladi

Magnetronda elektronlarning trayektoriyalari endi elektr maydon bo'lmagandagi singari (179-§) aylanalar bo'lmaydi, balki egriligi o'zgaruvchan chiziqlar bo'ladi. Buning sababi shuki, elektron o'z harakatida elektr maydonning turli ekvipotensial sirtlarga tushadi va shuning uchun uning tezligi kattaligi o'zgaradi. Buning natijasida Lorens kuchi kattaligi va bu kuch tufayli elektron trayektoriyasining egriligi o'zgaradi.

Aytilganlardan ravshanki, katod va anod orasidagi berilgan har bir kuchlanish uchun magnit induksiyaning biror B kritik qiymati mavjudki unda elektronlarning trayektoriyasi anod sirtiga tegadi, xolos. Agar $B < B_k$ bo'lsa, u holda barcha elektronlar anodgacha yetadi va magnetron orqali o'tayotgan tok magnit maydon bo'lmagandagi qiymatiga teng bo'ladi. Agar $B > B_k$ bo'lsa, u holda bitta elektron ham anod sirtiga yetib bormaydi va lampa orqali o'tuvchi tok nolga teng bo'ladi. Hisoblashlarning ko'rsatishicha, induksiyaning bu kritik qiymati

$$B_k = \frac{\sqrt{2U}}{d\sqrt{e/m}} \quad (182.1)$$

formula bilan aniqlanar ekan, bunda d -katod va anod orasidagi masofa. Shuning uchun B_k ning magnetrondagi tok to'xtay boshlagandagi

(berkiladigan) qiymatini tajribada o'lchash bilan elektronlarning e/m solishtirma zaryadini aniqlash mumkin.

Elektronning yassi magnetrondagi trayektoriyasi sikloida ekanini, ya'ni katod bo'ylab E va B ga perpendikular yo'nalishda g'ildirayotgan doiraning aylanasida yotgan nuqta chizadigan chiziq ekanini ko'rsatish mumkin (311-rasm). Haqiqatan ham, bizning holda elektronning harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishni qabul qiladi:

$$m \frac{dv_x}{dt} = ev_y B, \quad m \frac{dv_y}{dt} = eE - ev_x B \quad (182.2)$$

Agar elektron koordinatalar boshida (katod tekisligida joylashgan) nolga teng boshlang'ich tezlik bilan uchib chiqqan bo'lsa, u holda masalaning boshlang'ich shartlari uchun quyidagilarni yozish mumkin:

$$t = 0; \quad x = y = 0, \quad v_x = v_y = 0 \quad (182.3)$$

Bevosita o'miga qo'yish yo'li bilan yuqoridagi boshlang'ich shartlarini qanoatlaniruvchi harakat tenglamalarining yechimi quyidagicha bo'lishini topish mumkin:

$$x = vt - p \sin \omega_c t, \quad y = p(1 - \cos \omega_c t) \quad (182.4)$$

bu tenglamalar sikloidaning parametrik shakldagi tenglamasidir. Bu yerda ω_c (179.2a) formula bilan aniqlanadigan siklatron chastotasi, v va p esa mos holda quyidagiga teng:

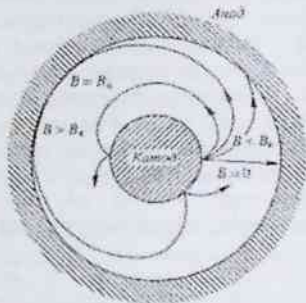
$$v = \frac{E}{B}, \quad p = \frac{v}{\omega_c} \quad (182.5)$$

$B = B_k$ bo'lganda sikloida anodga urinadi va shuning uchun

$$2p = d \quad (182.6)$$

bo'ladi. p va v uchun ularning (182.5) dagi qiymatlarini qo'yib va ω_c uchun (179.2a) ni nazarga olib hamda E ni U/d ga almashtirib, B_k uchun yuqorida keltirilgan (182.1) munosabatni olamiz.

Amalda silindrsimon magnetronlar qo'llaniladi. Ularning anodlari metall silindr bo'lib, katod esa silindr shaklida yasalgan hamda anodning o'qida joylashtirilgan bo'ladi. Elektronlarning silindrsimon magnetrondagi yo'llari yanada murakkabroq shaklda bo'ladi, ular 312-rasmda tasvirlangan. Tegishli hisoblar magnit induksiyaning silindrsimon magnetrondagi kritik qiymati



312-rasm. Silindrsimon magnetronda elektronlarning yo'li

quyidagi ifoda bilan aniqlanishini ko'rsatadi:

$$B_k = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{e/m} b} \frac{\sqrt{U}}{\left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right)}$$

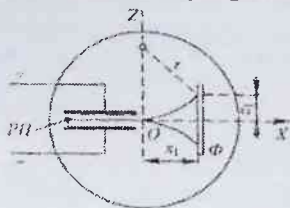
bu yerda a -katod radiusi, b -anod radiusi. B_k ning qiymati fazoviy zaryad ta'sirida o'zgarmasligini va to'yinish toki rejimida ham, fazoviy zaryad rejimida ham yagona bo'lishini qayd qilib o'tish kerak.

Bu o'lchashlarda termoelektronlar uchun e/m ning qiymati uning magnit fokuslash metodi bilan (181-§ dagi) va boshqa usullarda olingan qiymati bilan bir xil bo'lishini ko'rsatadi.

Shuni aytish kerakki, magnetronlar faqat elektronlarning solishtirma zaryadini aniqlash uchungina ishlatilmaydi, balki ular (qurilmasi birmuncha o'zgartirilgan holda) quvvati yuqori chastota elektr tebranishlarini generatsiyalashda ham qo'llaniladi va shuning uchun ular hozirgi zamon o'ta yuqori chastotalar radiotexnikasida katta rol o'ynaydi.

183-§. β -nurlarning solishtirma zaryadini aniqlash

Ko'pgina radioaktiv moddalar o'zidan-o'zi atom qa'ridan turli nurlanishlar chiqaradi. XIX asr oxirlaridayoq radioaktiv nurlanishlar ichida β -nurlanishlar mavjud ekanligi, bu nurlanishlar katta tezlik bilan harakatlanuvchi manfiy zaryadlangan zarralar oqimi ekanligi ma'lum edi. β -nurlanishlar elektr va magnit maydonda og'ishlarini o'rganish ularning tabiatini batamom aniqlashga imkon beradi.



313-rasm. β -zarraning solishtirma zaryadini aniqlash.

Bunday tajribalardan birining sxemasi 313-rasmda ko'rsatilgan. Π radioaktiv preparat chiqargan β -zarralar vakuumda yassi kondensatorning plastinkalari oralig'idagi tor oraliq bo'ylab harakatlanadi va n fotografiya plastinkasiga tushadi. Asbob kuchli magnit maydonga joylashtiriladi, bu maydon elektr maydon yo'nalishiga va zarralarning harakat yo'nalishiga

perpendikulyar bo'ladi. Kondensator plastinkalari orasida harakatlanayotgan zarralar elektr va magnit maydonlar ta'sirida bo'ladi. Kondensatorning elektr maydonida zarraga eE kuch ta'sir qiladi, magnit maydonida esa evB ga teng kuch ta'sir qiladi. Zarra kondensator orqali o'tib keta olishi uchun og'masligi kerak, ya'ni zarraga ta'sir qiluvchi to'la kuch nolga teng bo'lishi kerak, bundan quyidagini topamiz:

$$v = \frac{E}{B} \quad (183.1)$$

Boshqa tezlikka ega bo'lgan zarralar esa plastinkalarga tushadi va dastadan chiqib ketadi, kondensatordan o'tgandan keyin tezligi birday bo'lgan β - zarralar oqimi vujudga keladi. Kondensatordan tashqarida dastaga faqat magnit maydon ta'sir qiladi va dasta aylana bo'ylab egrilanadi. Bu aylananing radiusi (179.1) formula bilan aniqlanadi yoki agar v ni E va B orqali ifodalansa,

$$r = \frac{E}{\frac{e}{m}\beta^2} \quad (183.2)$$

Agar har ikkala E va H maydonning yo'nalishini qarama-qarshisiga almashtirilsa, u holda dasta boshqa tomonga egrilanadi.

Aylananing radiusi r ni aniqlash mumkin, buning uchun dastaning fotoplastinkadagi Z_1 siljishini o'lchash va kondensator chekkasidan plastinkagacha bo'lgan masofa x_1 ni bilish kerak. Haqiqatan ham, XZ koordinata o'qlarining boshi O nuqtada bo'lsin (313-rasm). U holda zarralarning doiraviy trayektoriyasi tenglamasi

$$(z-1)^3 + x^2 = r^2$$

ko'rinishida bo'ladi. $x = x_1$, $z = z_1$ deb olib va shu formuladan r ni ifodalab quyidagiga ega bo'lamiz:

$$r = \frac{x_1^2 + z_1^2}{2z_1} \quad (183.3)$$

Shunday qilib, E va B ni va fotoplastinkagacha bo'lgan x_1 masofani bilgan holda hamda dastaning z_1 og'ishini o'lchab, e/m nisbatni topish mumkin. β -nurlar manbai sifatida turli radioaktiv preparatlardan foydalanib β -zarralarning turli tezliklarini olish mumkin. Bu tezliklar juda katta (yorug'lik tezligiga yaqin). Ma'lum bo'lishicha, turli tezlikka ega bo'lgan β -zarralar uchun e/m ning qiymatlari birday bo'lmas ekan va zarralarning tezliklari qancha katta bo'lsa, bu qiymat shuncha kichik bo'lar ekan. e/m ning o'lgangan qiymatlari 14-jadvalning ikkinchi ustunida keltirilgan.

14-jadval

v/c	c/m , 10^{11} Кл/кг	e/m_0 , 10^{11} Кл/кг	v/c	e/m , 10^{11} Кл/кг	e/m_0 , 10^{11} Кл/кг
0,3173	1,661	1,752	0,5154	1,511	1,763
0,3787	1,630	1,761	0,6870	1,283	1,767
0,4281	1,590	1,760			

Hozirgi vaqtda zarraning zaryadi uning harakatga bog'liq deyishga hech qanday asos yo'q. Ikkinchi tomondan, nisbiylik nazariyasiga muvofiq, har qanday harakatlanuvchi jismning massasi uning rivojlanishga bog'liq bo'lishi kerak, shu bilan birga bu bog'lanish quyidagi

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

formula bilan ifodalanadi. Bu yerda m - jism qaysi kuzatuvchiga nisbatan v tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsa, shu kuzatuvchi tomonidan aniqlangan massasi, m_0 -tinchlikdagi massa, yani shu jismning kuzatuvchiga nisbatan tinch turgan massasi. Buning uchun nisbiylik nazariyasiga binoan, turli tezliklar bilan harakatlanayotgan turli β -zarralar uchun o'lgangan e/m kattalik emas, balki e/m_0 kattalik, ya'ni tinch turgan zarralar uchun solishtirma zaryad doimiy qolishi kerak, bu kattalik quyidagiga

$$\frac{e}{m_0} = \frac{e}{m} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (183.2)$$

Tajribalarda olingan natijalar bu xulosani yaxshi tasdiqlab berdi. Yuqoridagi jadvalning uchunchi ustunida e/m ning o'lgangan qiymatlari bo'yicha (183.5) formulaga muvofiq e/m_0 ning qiymatlari berilgan. Jadvaldan ko'rinishicha, e/m haqiqatdan ham doimiy qoladi va zarralarning ustiga bog'liq bo'lmaydi. Buning uchun ham biz bayon qilgan tajribalar nisbiylik nazariyasining massaning tezlikka bog'liqligi haqidagi xulosasini bevosita tasdiqlaydigan eksperimentlardan biridir. Bu masalaga biz yana XXIII bobda qaytamiz.

β -zarralar uchun topilgan e/m_0 qiymatlarida bu zarralarning yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanuvchi elektronlar oqimi ekanini ko'rsatadi.

184-§. Elektronlarning solishtirma zaryadlarini o'lgash natijalari

Elektronlarning solishtirma zaryadini aniqlashning yuqorida ko'rsatilgandan boshqa usullari ham bor. Biroq biz keltirilga misollarning o'zi bilan cheklanamiz va hisoblab ustida to'xtalib o'tamiz.

Avvalo shuni aytish kerakki, zaryadlangan zarralarning solishtirma zaryadi e/m ni o'lgashga doir tajibalarning o'zi elektronlarning o'zining mavjudligini kashf qilishga olib keldi. 1897 yilda J.J.Tomson yolqin razryadda katoddan chiquvchi manfiy zaryadlangan zarralar (katod nurlari) ning elektr va magnit maydonda og'isharini talqin qilib, o'sha vaqtda kutilmagan natijalarga duch keldi. Katod nurlarida e/m nisbat razryad trubkasidagi gazning tabiatiga mutlaqo bog'liq bo'lmasligi ma'lum bo'ldi. Bu nisbat, katod materialiga ham gazning miqdoriga ham bog'liq emas ekan. Biroq eng qizig'i shunda ediki, katod nurlarining zarralari uchun olingan e/m nisbatning qiymati elektroliz tajribalarida topilgan eng yengil vododrod ioni uchun olingan e/m nisbatdan ancha katta bo'lib chiqdi.

Tomson olgan natijalar katod nurlaridagi (bu nurlarning tabiati hali noma'lum edi) zarralar gazning zaryadlangan atomlari yoki elektrodlar

materialining zaryadlangan atomlari bo'lishi mumkin emasligini ko'rsatdi va birinchi marta bu zarralar barcha moddalar uchun umumiy bo'lgan, katod nurlarida atomlardan mustaqil holda mavjud bo'lgan zaryadlangan elementar zarralardir degan xulosaga olib keldi. e/m ni o'lchashga doir keyingi tajribalar bu xulosani tasdiqladi. Bu tajribalarda β -zarralarning, termoelektron emissiyada, fotoelektr effektida, avtoelektron emissiyada hosil bo'ladigan manfiy zaryadli zarralarning ham e/m nisbati qiymati katod nurlaridagi zarralarning e/m kabi bo'lishi mumkin. Bu hol elektronlarning bir-biriga ayniy ekanligini va barcha moddalar atomlarining tarkibiy qismi ekanini ko'rsatdi.

Elektronlarning solishtirma zaryadini faqat elektrga doir o'lchashlardagina emas, balki optikaga doir o'lchashlardan ham aniqlash mumkin. Elektronlar uchun e/m ni o'lchashlarning majmui quyidagi qiymatini beradi:

$$\frac{e}{m_0} = 1.759 \cdot 10^{11} \frac{Kl}{kg}$$

Elektronlarning e zaryadi mustaqil o'lchashlardan ma'lum bo'lgani uchun (144-§) bundan elektronning massasini topish mumkin.

$$m_0 = 9.107 \cdot 10^{-31} kg$$

bu vodorod atomi massasining $\frac{1}{1837}$ ulushini tashkil qiladi. Bu qiymat tinch turgan elektronning massasidir. Xulosa qilib shuni aytish kerakki, elektr va magnit maydonlarda og'ishiga qarab faqat elektronlarning emas, balki ionlarning solishtirma zaryadni ham topish mumkin. Ionlarning zaryadi kattaligini bilgan holda esa, tadqiq qilinayotgan modda atomlarining massasini ham katta aniqlikda topish mumkin. Buning uchun gaz ionlari uchun $\frac{e}{m}$ nisbatni o'lchash atom massalarini aniqlashning muhim va aniq metodi hisoblanadi va hozirgi zamon fizikasida keng qo'llaniladi. Bu maqsadda turli asboblarda yaratilgan, ular mass-spektrograflar (agar dastalarning vaziyati fotografik usulda aniqlansa) yoki mass-spektrometrlar (dastalarni elektr metodlar bilan qayd qilinsa) ataladi.

185-§. Siklotron (diamagnit) rezonansi

Hozirgi zamon elektronikasida elektronlarning solishtirma zaryadini aniqlashning yana bir ajoyib metodi mavjud. Bu metodning alohida afzalligi shundaki, u faqat vakuumdagi yoki siyraklangan gazlardagi elektronlar uchunгина emas, balki qattiq jismlardagi o'tkazuvchanlik elektronlariga ham qo'llanilishi mumkin. O'rganilayotgan modda namunasi doimiy magnit maydoniga joylashtiriladi va unga magnit maydonga perpendikular bo'lgan tez o'zgaruvchan elektr maydon ta'sir qildiriladi. Bunda xuddi ionlarning siklotronida tezlanishiga o'xshash hodisa (181-§) ro'y beradi, biroq bu holda tezlanayotgan zarralar elektronlar bo'ladi, tezlatuvchi

duantlar orasidagi tezlatuvchi elektr maydon sifatida elektromagnit to'liqning elektr maydoni bo'ladi.

Bu sharoitlarda elektron uzini qanday tutishini sifat jihatidan ko'rib chiqaylik. Doimiy magnit maydonida (bu maydonning induksiyasini B_0 orqali belgilaymiz) elektron magnit perpendikulyar P tekislikda yotuvchi (314-rasm) aylana bo'ylab harakatlanadi, uning siklotronda aylanish chastotasi (179-§) quyidagiga teng :

$$\omega_s = \frac{e}{m} \cdot B_0 \quad (185.1)$$

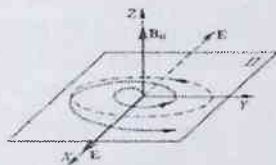
Uning doiraviy harakatini P tekislikda o'zaro perpendikulyar ikki garmonik tebranishlarga ajratish mumkin va elektronni doimiy magnit maydonida birday ω_s chastota va $\frac{\pi}{2}$ ga teng bo'lgan doimiy fazalar farqi bilan X va Y o'qlari bo'ylab tebranayotgan ikki garmonik ossilyator deb qarash mumkin.

Endi elektronga yana elektromagnit to'liqning P tekislikda yotuvchi va ω chastota bilan o'zgaruvchi E elektr maydoni ham ta'sir qiladi deylik (to'liq uzunligi orbita radiusidan ancha katta va E ning oniy qiymati orbitaning barcha nuqtalarida birday). Bunda yuqorida biz aytgan ossilyatorlarning har biriga ω chastotali tashqi davriy kuch ta'sir qiladi va shuning uchun bu ossilyatorlar shunday ω chastota bilan majburiy tebranadi. Biroq mexanikadan ma'lumki, quyidagi

$$\omega = \omega_s \quad (185.2)$$

shartda rezonans hodisasi ro'y beradi va bunda ossilyator tebranishlarining amplitudasi va uning energiyasi eng katta qiymatga erishadi so'nish bo'lmagan (ishqanish kuchlari bo'lmagan) holda esa vaqt o'tishi bilan cheksiz oratadi. Shuning uchun rezonans vaqtida erkin elektron energiyasi va elektromagnit to'liqning energiyasi hisobiga to'playdi va eshiluvchan trayektoriya bo'ylab harakatlanadi (314-rasm), elektromagnit to'liq esa rezonans yutiladi (9-qo'shimchaga q.)

Amalda esa elektronlar to'qnashishlarga duch keladi. To'qnashishlarda ular to'plagan energiyalarini qattiq jismning kristall panjarasiga beradi, shundan so'ng elektron yana qaytadan tezlasha boshlaydi.



314-rasm. Siklotron rezonansi tushuntirishga doir

shuning uchun rezonans bo'lmaganda ham elektromagnit to'liq energiyasining yutilishi ro'y beradi. Rezonansda esa yutilish maksimumga erishadi.

Bayon qilinga hodisa siklotron rezonansi, yoki boshqacha, diamagnit rezonans deb atalagan

(chunki uning kelib chiqishi elektronlar trayektoriyasining Lorens kuchlari tufayli egriylanishi, ya'ni moddalarning diamagnit xossalari keltirib chiqaruvchi effekt bilan bog'langan, 118-§ bilan taqqoslang).

Elektronni o'rta erkin yugurishi τ vaqti oralag'ida to'liq aylanishlarining soni qancha katta bo'lsa, rezonans yutulish shuncha kuchli ifodalanadi. Bu yutulish umuman sezilarli bo'lishi uchun juda bo'lmaganda $\omega\tau \sim 1$ shart bajarilishi kerak. Odatda, ω chastota 10^{10} Hz tartibida bo'lganida ya'ni santimetrli diapazondagi radioto'lqinlarda ana shu shart bajariladi. Bundan tashqari, τ ni ortirish foydali, shuning uchun o'rganilayotgan modda past temperaturagacha sovutiladi.

Siklotron rezonansini kuzatish uchun o'rganilayotgan modda (masalan, kichikroq kristall) ichida turg'un elektromagnit to'lqin hosil qilingan rezonans ro'y beradigan bo'shliq ichida joylashtiriladi (241-§). Namuna qo'yilgan rezonatorni doimiy bir jinsli magnit maydon hosil qiluvchi elektromagnit qutblari orasida joylashtiriladi va $\frac{\omega}{\omega_s}$ nisbatga bog'liq holda elektromagnit yutulishning energiyasi o'lchanadi. Bunda generator chastotasi ω ni o'zgarishsiz saqlash va B_0 induksiyasini o'zgartirish yo'li bilan ω_s chastotani o'zgartirish qulay bo'ladi. Tajribada rezonansga mos keladigan ω_s chastota aniqlanadi. U holda (185.1) formuladan zarralarning solishtirma zaryadi $\frac{e}{m}$ ni topish mumkin, zaryad ma'lum bo'lsa u holda ularning massasini aniqlash ham mumkin.

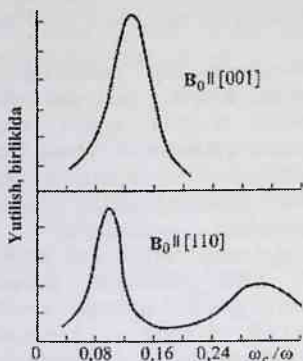
186-§. Effektiv massa

Turli kristallarda siklotron rezonansini o'rganish tajribalarda olinadigan o'tkazuvchanlik elektronlarining massasi m vakuumdagi erkin elektronlar massasiga teng bo'lmagligini ko'rsatdi. Effektiv massa deb ataluvchi massa m dan katta ham, kichik ham bo'lishi mumkin.

315-rasmda n -turdagi germaniy kristallari uchun siklotron yutulish egri chiziq lari misol tariqasida ko'rsatilgan. Gorizontaal o'q bo'ylab $\frac{\omega_s}{\omega}$ nisbat qo'yilgan, bu yerda ω_s kattalik $m_{\text{eff}} = m$ bo'lgan hol uchun hisoblangan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, yutulish maksimumlari $\frac{\omega_s}{\omega}$ ning 1 ga teng bo'lmagan qiymatlarida yotadi, bu esa $m_{\text{eff}} < m$ ga mos keladi.

Effektiv massaning qiymati B_0 , ning yo'nalishiga bog'liq ekanligi ma'lum bo'lib qoldi (315-rasm). Bu tajribalarda elektr maydonning yo'nalishi hamma vaqt B ga perpendikulyar, ya'ni effektiv massa ta'sir qiluvchi kuchning yo'nalishiga bog'liq bo'ladi (effektiv massa anizotropiyasi). Masalan, germaniyda kristallografik yo'nalishga parallel kuch uchun [111] (kubning fazoviy diagonali) elektronlarning effekt

massasi $m_{eff} \sim 1,6 m$ ga teng, tekislikka perpendikulyar ta'sir qiluvchi kuch uchun $m_{eff} \sim 0,08 m$ ga teng.



315-rasm. Magnit maydonning kristall o'qiga nisbatan ikki turli yo'nalishlarida n-tip germaniyda siklotron yutish. Temperatura 4,2 K chastotasi $8,9 \cdot 10^9$ Hz

(elektr va magnit maydonlari) ta'siridagi harakati elektronlarning haqiqiy massasi bilan emas, ularning effektiv massalari bilan aniqlanadi.

Dastlab juda g'alati tuyilgan bu natijalar juda oson tushuntiriladi. Buning umumiy sababi shuki, o'tkazuvchanlik elektronlari bilan hamma vaqt kristall elektr maydonining davriy fazosida bo'ladi va ularning harakati faqat tashqi maydonlar bilangina emas, kristallining o'zining maydoni bilan ham aniqlanadi. Shuning uchun elektronlar harakatini faqat tashqi kuchlar mavjudligini nazarg olgan holda bayon qilishga urinar ekanmiz, biz harakat qonunlarida elektronning m haqiqiy massasi o'miga anchagina murakkab bo'lgan boshqa kattalik (effektiv massani) olamiz. Agar kristallning o'zini ichki maydonini ham nazarga olinsa va elektronlar harakatining kvant qonunlaridan foydalanilsa, u holda eng muhim hodisa natijalami ham faqat sifat jihatidangina emas, hatto miqdoriy jihatdan ham tushuntirish mumkin bo'ladi.

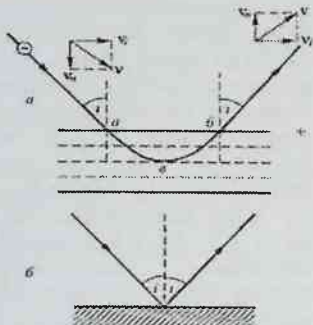
Turli kristallarda effektiv massalarni o'rganish hozirgi zamon qattiq jism fizikasida muhim rol o'ynaydi va elektronlarning kristallar ichidagi harakatlari xususiyatlarini belgilovchi qimmatli ma'lumotlarga imkon beradi.

Nihoyat, qator hollarda rezonans chastotasi soni yagona aniq qiymatga ega bo'lgan zarralar uchun nazariy hisoblanganidan kub bo'lib chiqadi. Masalan, p-tur germaniy kristallarida bir-biridan kuchli farq qiluvchi turli xildagi musbat kovaklar ("og'ir" va "yengil" kovaklar) ga mos keluvchi rezonanslar kuzatiladi.

Effekt massa bo'lishi bilan biz 154-§ da o'tkazuvchanlik elektronlarini energiyasining ularning impulslariga bog'liqligi masalasini ko'rayotganimizda duch kelgan edik. Siklotron rezonansiga doir tajribalarning ko'rsatishicha, kristallarda elektronlarning tashqi kuchlar

187-§. Elektron dastalarining qaytishi va sinishi. Elektron va ion optikasi

Faraz qilaylik, bir yoʻnalishda harakatlanuvchi elektronlar dastasi yassi kondensator plastinkalarining biri orqali uning bir jinsli elektr maydoniga tushadi (316- rasm).



316-rasm. Elektronlar koʻzgusi va uning optik dialogi.

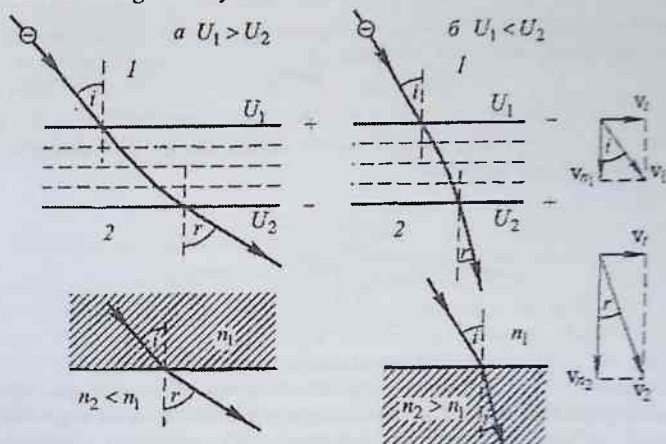
u holda qandaydir nuqtada v_n ni tashkil etuvchisi nolga teng boʻladi va soʻngra oʻzining yoʻnalishini oʻzgartiradi. Elektr maydonga a nuqtada kiruvchi elektronlar abb egri trayektoriya boʻylab harakatlanadi va maydondan b nuqtada chiqib ketadi. B dan b ga harakatlanishda elektronlar oʻtgan potentsiallar farqi uning a dan b ga harakatlanishda (faqat teskari yoʻnalishda) oʻtgan potentsiallar farqiga teng boʻlgani uchun v_2 tezlikning b nuqtadagi absolut qiymati xuddi a nuqtadagi singari boʻladi, binobarin elektronlar kondensatorga qanday i burchak ostida kirgan boʻlsa shunday burchak ostida chiqadi.

Biz elektronlarning xuddi yassi koʻzgudan yorugʻlik qaytganidagidek qaytishini kuzatamiz, shu bilan birga, bu yerda qaytish qonuni ham oʻrinli boʻladi: qaytish burchagi tushish burchagiga teng, maydon ekvipotensial sirtlariga oʻtkazilgan normal yoʻnalishlari bir tekislikda yotadi.

Agar plastinkalar orasidagi potentsiallar farqi v_n tezlikning nolga aylayishi uchun yordam boʻlmasa, u holda dasta maydondan boshqa plastinka orqali chiqadi (317-rasm). Biroq chiquvchi dastaning yoʻnalishi kiruvchi dastaning yoʻnalishidan farq qiladi va biz elektronlar dastasining singanini koʻramiz, shu bilan birga, bunda ham tushuvchi dasta, chikuvchi dasta va sirtlarga oʻtkazilgan ekvipotensial sirtlarga oʻtkazilgan normal bir tekislikda yotadi. Agar elektronlar yuqoriroq potentsialdan pastroq

Kondensatorning plastinkalarini metall turlardan yoki elektronlar oʻtishi mumkin boʻlgan yupqa metall qatlamlaridan qilinsa, buni amalga oshirish mumkin. Soʻngra kondensatorning elektr maydoni yoʻnalishi shundayki, u elektronlarni tormozlaydi, deylik. U holda elektronlar tezligini ekvipotensial sirtlarga normal tashkil etuvchisi v_n kamayadi, elektronlarning ekvipotensial sirtlariga parallel tashkil etuvchisi v_t esa oʻzgarmaydi. Agar elektr maydon yetarlicha kuchli boʻlsa,

potensialga (tormozlovchi elektr maydon) qarab harakatlansa, u holda r sinish burchagi i tushish burchagidan katta bo'ladi va hodisa xuddi yorug'likning katta n_1 sindirish ko'rsatkichli muhitdan kichik n_2 sindirish ko'rsatkichli muhitga (masalan, shishadan havoga, 317a-rasm) o'tishidagi sinish hodisasiga o'xshaydi.



317-rasm. Elektron dastalarining sinishi

Agar elektron past potensialdan yuqori potensialga qarab harakatlanayotgan bo'lsa, u holda r sinish burchagi [tushish burchagidan kichik bo'ladi va bunda elektronlar dastasining sinishi xuddi yorug'likning $n_2 > n_1$ sharoitida sinishiga (masalan, havodan shishaga o'tishidagi sinishiga 317b-rasm) o'xshash bo'ladi. Elektron dastalarining sinishi va potensialning o'zgarishiga qarab miqdoriy bog'lanishni topish qiyin emas. Muhitning n sindirish ko'rsatkichi deb $n = \sin i / \sin r$ nisbarga aytiladi. Elektronlar dastasining sinish holiga o'tib va 317-rasmga murojaat qilib, kuramizki

$$\sin i = \frac{v_2}{v_1}, \sin r = \frac{v_1}{v_2}, n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1^2}{v_2^2}$$

bu yerda v_1 - elektronlarning elektr maydonga kirguncha bo'lgan (1 "muhit" dagi) to'liq tezligi, v_2 -ularning maydondan chiqqandagi (2 "muhit" dagi) to'liq tezligi, shu bilan birga, tezlikning v urunma tashkil etuvchisi doimiy qolishi nazarga olingan. Agar elektronlarining 1 fazodagi eV larda ifodalangan energiyasi V bo'lsa, u holda

$$\frac{mv_1^2}{2} = eV$$

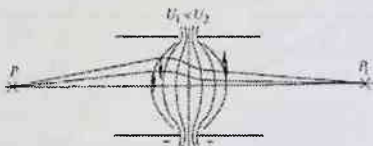
So'ngra, agar 1 fazodan (potensial doimiy bo'lgan) 2 fazoga (unda ham potetsial doimiy) o'tishda potensial U ga o'zgarsa, u holda

$$\frac{1mv_2^2}{2} = e(V + U)$$

bo'ladi. Ohirgi ikkala tenglikni bir-biriga bo'lib va U_2/U_1 ifodani sindirish ko'rsatkichi uchun yozilgan formulalarga qo'ysak, quyidagini topamiz:

$$n = \sin i / \sin r = \sqrt{1 + U/V} \quad (187.1)$$

Xuddi optikadagi singari n tushish burchagiga bog'liq bo'lmaydi va fazoning U potentsiali o'zgarishi hamda elektronlarning V boshlang'ich energiyasiga bog'liq bo'ladi.



318-rasm. Ikki koaksial silindr ko'rinishidagi elektr linza

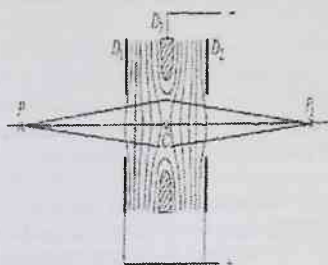
Shunday qilib, fazoda potensialning o'zgarishi elektronlar dastasiga xuddi muhitning sindirish ko'rsatkichi yorug'lik nurlariga ta'sir qilganidek ta'sir ko'rsatadi. Keraklixa tanlangan elektr maydonlar vositasida elektronlarga xuddi optik linzalarning yorug'lik nurlariga ta'siri singari ta'sir ko'rsata olish sistemalarni yaratish mumkin.



319-rasm. Elektr linzaning fokusi

Elektr linzani yaratishga doir usullardan biri 318-rasmda ko'rsatilgan. Bir-biridan ingichka tirqish bilan ajratilgan ikki koaksial silindirdan iborat bo'lib, ularga potentsiallar farqi berilgan. Elektr maydonning tirqish yaqinidagi ekvipotensial sirtlari 319-rasmda tasvirlangan. Elektr va kuchlanganligi ekvipotensial sirtlarga perpendikulyar va linza o'qiga paralel E_t va shu o'qqa perpendikulyar E_r , tashkil etuvchilarga ega. Biror P dan chiqqan va linzaga kiruvchi elektronlar maydonning chap yarmi E_t maydon yordamida linza o'qi tomonga og'diriladi va shuning uchun tarqaladi dasta to'planuvchi dastalanadi. Maydonning o'ng va E_r ning yo'nalishi qarama-

qarshisiga o'zgaradi va elektronlarga o'qdan tashqariga qarab kuch ta'sir qiladi.



320-rasm. Bir potentsialli elektr linza

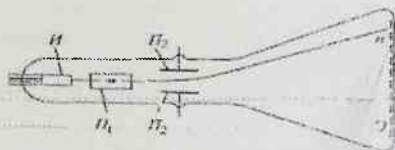
yuqorisidagi), bu nuqtadan chiqqan elektronlar dastasi linzada singandan keyin parallel dastaga aylanadi. Bu nuqta linzaning fokusi deb ataladi, uning, linza markazidan uzoqligi (tirqish markazidan uzokqagi) -bosh fokus masofasi deb ataladi. Linzadan ikkinchi markazida uning ikkinchi bosh fokus joylashgan (319- rasm, pastdagisi). Kuramizki elektr linzalar uchun har ikkala fokus masofasini tushuntirish oson. Agar linzaning har ikki tomonidan o'rab olgan muhitning sindirish ko'rsatkichlari turlicha bo'lsa, optik linzalar uchun ham ahvol shunday bo'lishini aytib o'tish kerak.

320-rasmda har ikkala fokus masofasi birday bo'lgan elektr linza tasvirlangan. Bu linza birday potentsialga ega bo'lgan va birgalikda qo'shilgan D_2 diafragmalar hamda ularning o'rtasiga joylashtirilgan uchinchi D_3 diafragmadan iborat. Agar ichki diafragma chekka diafragmalarga nisbatan birday potentsialga ega bo'lsa, u holda bu linza elektronlarini to'plovchi (yig'uvchi) bo'ladi. Qaralayotgan linzadan chapda va o'ngda fazo potentsiali birday bo'lgani uchun bu linza hamma tomonidan ayni bir muhit bilan o'ralgan optik linzaga muvofiq keladi (320-rasm). Elektron linzalar ham, optik linzalar ham turli kamchiliklarga aberratsiyalarga ega ular tufayli obyektning absolyut aniq tasvirini, va obyektning har bir nuqtasiga tasvir tekisligida ham bitta nuqta to'g'ri keladiganini tasvirlash imkoni bo'lmaydi. Bu aberratsiyalarni kamaytirish mumkin, biroq batamoni yo'qotib bo'lmaydi.

Elektronlar uchun linzani magnit maydonlardan foydalanish hosil qilish mumkin (magnit linzalar). Elektronlar ionlar dastasi linzalar tasvirlar hosil qilish shartlarini o'rganish va bunday sistemalarni amalda hosil qilish usullari elektron va ion optikasi ning mazmunini tashkil qiladi.

188-§ Elektron ossillograf

Elektron optikasining qo'llanilishiga misol tariqasida tez o'tadigan elektr jarayonlarini kuzatishga mo'ljallangan elektron ossillografning tuzulishini ko'raylik.



321-rasm. Ossillografning elektron-nur trubkasi

Uning asosiy qismini 321- rasmda tasvirlangan elektron-nur trubkasidir. Cho'g'lanma katodli elektronlar manbai I tor elektronlar dastasi (elektron-nur) ni hosil qiladi, bu nur trubkaning ichki toridan surtilgan E lyuminesessiyalanuvchi ekranida juda kichik n dog'ni hosil qiladi. Trubkaning havosi surib olinib yuqori vakuum hosil qilingan. Manba va ekran orasida ikki juft P_1 va P_2 metall plastinkalar joylashtirilgan bo'lib, ular elektronlar dastasini o'zaro perpendikulyar ikki yo'nalishda og'diradi.



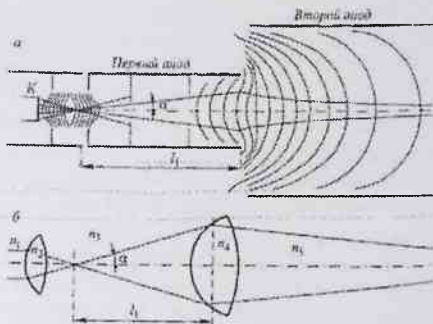
322-rasm. Ossillografning vaqt plastinkalariga qo'yiladigan arrasimon kuchlanish.

Plastinkalar juftining biriga masalan, P_1 plastinka ossillograf ichidagi maxsus generatorda hosil qilinadigan va vaqt bo'yicha 322-rasmda ko'rsatilganidek o'zgaradigan "arrasimon" kuchlanishdan beriladi. Bu kuchlanish dog'ni ekranda gorizontal yo'nalishda tekis harakatlanishini hosil qiladi (vaqt bo'yicha yoyish). Plastikalarning juftiga o'rganilayotgan kuchlanish beriladi. P_1 va P_2 plastinkalar hosil qiladigan har ikkala elektr maydon ta'sirida dog' ekranda o'rganilayotgan kuchlanishning vaqtga bog'lanishini ifodalovchi egri chiziq chizadi. Elektron numing ossillografda og'ishi qo'yilgan kuchlanishga proporsional, shuning uchun elektron ossillograf tez ishlovchi voltmetrning o'zidir. Elektronlarning massasi juda kichik bo'lgani uchun elektron-nurning amalda hatto juda tez o'zgaruvchi kuchlanishlarda ham hech qanday inersiyasi bo'lmaydi, bu hol elektron ossillograflarning asosiy afzalligidir. Elektron-nur trubkalarining ba'zi xillarida elektron-nurni magnit maydon ta'sirida og'diradi. Bunday hollarda og'diruvchi plastinkalar o'rnida trubka tashqarisiga unga juda yaqin joylashtirilgan simli g'altaklar qo'llaniladi.

Tez ishlovchi ossillografiya va telivideniyaning rivojlanishi ekranda imkoni boricha kichik, biroq maksimal intensivlikka ega bo'lgan dog' hosil qiluvchi elektronlar manbalarini yaratishini taqazo qilinadi. Buning uchun elektronlar to'pi deb atalgan mahsus elektron-optik sistemalardan foydalanadi.

To'liq elektronlar to'pining tuzulishi 323-rasmda tasvirlangan. Uning cho'lg'anuvchi katodi va uchta koaksial slindri bor: boshqaruvchi elektrod, birinchi anod va ikkinchi anod. Boshqaruvchi elektrod katodga nisbatan manfiy potensialga ega bo'lib, katoddan chiqayotgan elektrodlar dastasini siqadi. Bu potensialini o'zgartirish yo'li bilan birinchi anodning diafragmasi orqali o'tuvchi elektronlar miqdorini va, binobarin, ekrandagi dog'ning intensivligini rostdash mumkin. Birinchi anodning potentsiali katodga nisbatan musbat, ikkinchi anodning potentsiali esa birinchi anodga nisbatan musbat. Boshqaruvchi elektrod va birinchi anod hamda mos ravishda birinchi anod va ikkinchi anodlar ikki elektr linzani tashkil qiladi. Ularning ekvipotensial sirtlari rasmda tasvirlangan.

Anodlarning boshqaruvchi potentsiallarini rostdab, elektron-nurning yaqinlashishini o'zgartirish va shu yo'l bilan ekranda dog'ning eng yaxshi fokuslanishiga erishish mumkin. Ikkinchi anodning katodga nisbatan potentsiali elektronlarning dastadagi chekli tezligini aniqlaydi. Turik elektron-nur trubkalarida birinchi anod potentsialini odatda $U_1 = +(250-500)$ V ga, ikkinchi anodning potentsialini $U_2 = + (1000-2000)$ V ga teng qilib olinadi.



323-rasm. Tiniq elektron to'pi va uning optik analogi. Sindirish o'rsatkichi $n_1 < n_2 < n_3 < n_4 < n_5$

323-rasmda biz ko'rayotgan elektron-optik sistemaga mos keluvchi ikki linzadan iborat optik sistema ham tasvirlangan.

XVIII-BOB. ELEKTROLITLARDAGI ELEKTR TOKI

§189. Faradeyning elektroliz qonunlari

Ushbu bobda biz 2-turdagi o'tkazgichlarda - elektrolitlarda elektr tokining xususiyatlarini ko'rib chiqamiz. 55-§da biz elektrolitlardagi elektr toki har doim elektrolitlarning kimyoviy tarkibiy qismlarining elektrod(lar)ga chiqishi bilan birga ekanligini aytdik. Ushbu hodisani Faradey sinchkovlik bilan o'rganib chiqdi, u eksperimental ravishda elektrolizning ikkita asosiy qonunini o'rnatdi. Faradeyning birinchi qonuniga ko'ra, elektrodlarning har qanday o'zgarib chiqadigan moddani m massasi elektrolitdan o'tgan zaryadga (elektr miqdoriga) mutanosibdir:

$$m = Kq \quad (189.1)$$

bu yerda K elektrokimyoviy ekvivalent bo'lib, u turli moddalar uchun farq qiladi. Bu zaryad $q = 1$ bo'lganda elektroliz paytida chiqarilgan moddani massasiga teng. Odatda K har bir kulon uchun gramm (yoki kilogramm) da ifodalanadi. Ba'zi moddalar uchun elektrokimyoviy ekvivalentlarning qiymatlari jadvalda keltirilgan.

15-jadval

Moddalar	Molar massasi M 10^{-3} kg/mol	Valentlik Z	Elektrokimyoviy ekvivalent $K, 10^{-7}$ kg/KL
Kumush	107.9	1	11.18
Mis	63.57	2	3.294
Vodorod	1.008	1	0.1045
Kislorod	1600	2	0.8293
Xlor	35.46	1	3.674

Faradeyning ikkinchi qonuni elektrokimyoviy ekvivalentning kattaligiga tegishli. Faradey turli moddalarning elektrokimyoviy ekvivalentlari K har doim M moddani molyar massasiga proporsional va moddani Z valentligiga teskari proporsional ekanligiga e'tibor qaratdi. $\frac{M}{Z}$ nisbati kimyoda moddani kimyoviy ekvivalenti deb ataladi. Faradeyning ikkinchi qonunida aytilishicha, elektrokimyoviy ekvivalent ma'lum bir moddani kimyoviy ekvivalentiga to'g'ridan-to'g'ri proporsionaldir:

$$K = CA/Z \quad (189.2)$$

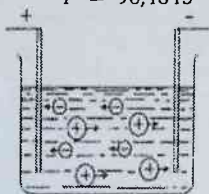
Ushbu formulada C proporsionallik koeffitsiyenti bo'lib, barcha moddalar uchun bir xil qiymatga ega. Faradeyning ikkala qonuni ham bitta formulada ifodalanishi mumkin. (189.1) dagi K ifodasini (189.2) o'rni qo'yib, $1/C = F$ ni bildirsak, topamiz.

$$m = \frac{A}{Z} \cdot \frac{q}{F} \quad (189.3)$$

F ning qiymati *Faradey doimiysi* deb ataladi.

(189.3) $q = F$ deb faraz qilsak, $m = A/Z$ - massasi kimyoviy ekvivalentga teng bo'lgan moddaning miqdori. Shuning uchun, agar biron bir elektrolit o'tib ketsa qator Faradey doimiysi F ga teng, keyin elektrodning har birida $1/2$ mol modda ajralib chiqadi. Tajriba shuni ko'rsatadi

$$F = 96,4845 \cdot 10^3 \text{ C/mol} \approx 96,5 \text{ C/mol.}$$



324-rasm. Ion o'tkazuvchanlik sxemasi

Elektroliz hodisasi molekullarning eriganligini ko'rsatadi elektrolitlardagi har qanday modda musbat holda mavjud va manfiy zaryadlangan qismlar, ion elektr maydoni teskari yo'nalishda harakat qiladi noto'g'ri tomonlar: musbat ionlar - katodga, manfiy ionlar esa anodga (324-rasm).

Anodga yetib kelgan manfiy ion o'zining manfiy zaryadini anodga o'tkazadi, shuning uchun bir yoki bir nechta elektronlar (ion zaryadiga qarab) kontaktning zanglashiga olib keladigan tashqi o'tkazuvchanligi orqali o'tadi va ion neytral atom yoki molekulaga aylanadi, bu anodda chiqariladi. Musbat ion, aksincha, katoddan bir yoki bir nechta elektronni oladi va neytrallangan holda katodda chiqariladi.

Anodda chiqarilgan ionlar, ya'ni manfiy zaryadga ega bo'lgan Faradey anionlarni va katodda chiqarilganlarni chaqirdi. (musbat zaryadlangan) - kationlar. 55-§da biz KBr eritmasini elektroliz qilish jarayonida katodda K, anodda esa Br ajralib chiqishini ko'rdik. Demak, Br^- ionlar anionlar, K^+ ionlari esa kationlardir. Barcha metallar va vodorod doimo katodda ajralib chiqqanligi sababli, ya'ni kationlardir, shundan elektrolitlardagi metall va vodorod ionlari doimo musbat zaryadlangan degan xulosaga kelish mumkin.

Elektrolitlarning ion o'tkazuvchanligi haqidagi g'oya nafaqat elektroliz hodisasini sifat jihatidan tushunishga, balki Faradey qonunlarini tushuntirishga ham imkon beradi. Haqiqatan ham, elektroliz paytida har qanday elektrodda ajralib chiqadigan ionlar soni ν ga teng bo'lsin va har bir ionning zaryadi q_1 ga teng bo'lsin. U holda elektrolitdan o'tgan umumiy zaryad $q = q_1 \nu$. Agar bitta ionning massasi m_1 bo'lsa, u holda elektrodda chiqarilgan massa $m = m_1 \nu$. Bu tengliklardan

$$m = \frac{m_1}{q_1} q \quad (189,4)$$

kelib chiqadi, ya'ni, Faradayning birinchi qonuni. (189.4) dan elektrokimyoviy ekvivalent $K = m_1 / q_1$ yoki (agar pay va maxrajni

moddaning 1 molidagi zarrachalar soniga ko'paytirsak, ya'ni Avogadro doimiyi $N = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, $K = M/(q_1 N)$. Boshqa tomondan, (189,3) ga ko'ra, $K = M/(ZF)$. K uchun ikkala ifodani solishtirsak:

$$q_1 = ZF/N. \quad (189,5)$$

Shuning uchun elektrolitik ionning zaryadi moddaning valentligiga Z proporsionaldir, ya'ni ikki valentli moddalarning ionlari bir valentli ionlarga qaraganda ikki marta, uch valentli moddalar ionlari - uch baravar ko'p va hokazo. Olingan natija ionlarning zaryadlari bir-biriga karrali ekanligini ko'rsatadi. Bir valentli moddalarning ionlari eng kichik zaryadga ega e , ikki valentli ionning zaryadi $2e$, Z valentliniki esa - Ze , lekin e ning kasr qismlari kuzatilmaydi. Demak, Helmgolts va Stoney bir-biridan mustaqil ravishda 1881 yilda birinchi marta elektr zaryadlari atom tabiatiga ega degan xulosaga kelishdi, ya'ni ma'lum elementar miqdorlarga bo'linadi. Elementar zaryadning qiymati $Z=1$ da (189,5) dan olinadi:

$$e = \frac{F}{N} = \frac{96500}{6,02 \cdot 10^{23}} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$$

Bu qiymat keyinchalik boshqa metodlar vositasida olingan elektron zaryadi miqdori bilan mos tushadi.

190. Elektrolitik dissotsilanish

Elektrolitlarda ionlar qanday paydo bo'lishini ko'rib chiqamiz. Bir qarashda, mustaqil gaz razryadlarida bo'lgani kabi, tokning o'zi ta'sirida elektrolitlarda ionlar hosil bo'ladi, deb taxmin qilish mumkin. Biroq, agar bu to'g'ri bo'lsa, molekullarning ionlarga bo'linishi uchun ma'lum miqdorda energiya sarflanishi kerak edi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, elektrolitlar uchun Joul-Lenz qonuni yaxshi bajariladi va elektr tokining barcha ishi butunlay issiqlikka aylanadi. Shuning uchun, ionlarning elektr tokidan mustaqil ravishda paydo bo'lishini taxmin qilishning yagona imkoniyati qoladi, ya'ni elektrolitlardagi erigan molekullar elektrolitning o'zida sodir bo'ladigan jarayonlar ta'sirida tok bo'lmaganda ham zaryadlangan qismlarga parchalanadi (dissotsiatsiyalanadi). Bu g'oya Klauzius va Arrenius (1887) tomonidan asos solingan va nafaqat elektroliz hodisasini, balki eritmalarning ko'pgina boshqa xususiyatlarini ham tushuntirishga imkon beradigan elektrolitik dissotsiatsiya nazariyasining asosini tashkil etadi.

Elektrolitik dissotsiatsiya mavjudligining eng ishonchli isboti eritmalarning osmotik bosimini o'rganishdir. Van't-Xoff qonuniga ko'ra, eritmalarning past konsentratsiyasida osmotik bosim ideal gaz bosimi bilan bir xil qonunlarga bo'ysunadi. Ya'ni, agar siz erigan moddaning zarrachalari

konsentratsiyasi bo'lsangiz va T – absolyut temperature bo'lsa. eritmaning harorati, keyin osmotik bosim p ga teng bo'ladi

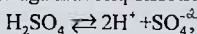
$$p = n_1 kT, \quad (190.1)$$

bu yerda k -Boltsman doimiysi. Shuning uchun osmotik bosimni o'lchash orqali eritmaning har bir kub santimetridagi zarrachalar sonini ham aniqlash mumkin. Tasavvur qiling-a, biz molyar massasi M bo'lgan moddani t grammni eritmoqdamiz. Ushbu moddani miqdori (m/M) N molekullarni o'z ichiga oladi va shuning uchun molekullarning konsentratsiyasi

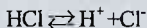
$$n = \frac{m N}{M V}, \quad (190.2)$$

bu yerda V -eritmaning hajmi. Tajriba shuni ko'rsatadiki, agar biz elektrolitlar bo'lmagan (elektr tokini o'tkazmaydigan), masalan, shakarning suvdagi eritmasi bilan ishlayotgan bo'lsak, u holda osmotik bosim o'lchovlari asosida aniqlangan m zarrachalarning konsentratsiyasi doimo teng bo'ladi. molekullarning konsentratsiyasi n , (190.2) dan hisoblangan va shuning uchun tok o'tkazmaydigan eritmalarda molekullar dissotsiatsiyalanmaydi. Aksincha, elektrolitlar uchun tajriba har doim zarrachalar soni va erigan molekullar sonidan ko'p ekanligini ko'rsatadi va bu elektrolitlardagi molekullarning dissotsiatsiyasini isbotlaydi.

Turli moddalar molekullari turlicha dissotsiatsiyalanadi va ikki yoki undan ortiq ionlarga parchalanishi mumkin. Dissotsilanishning tabiati moddani kimyoviy xossalari bilan chambarchas bog'liq. Barcha kislotalar suvli eritmada musbat vodorod ionlari H^+ berishi bilan xarakterlanadi. Masalan, oltingugurtkislotaga tenglamaga muvofiq dissotsiatsiyalanadi



xlorid kislotasi

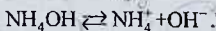


va hokazo. Asoslar yoki ishqorlar gidroksil ionlari OH^- hosil bo'lishi bilan tavsiflanadi. Masalan, kaustik soddaning dissotsiatsiyasi



Ammoniy gidroksid
yoki ammiak

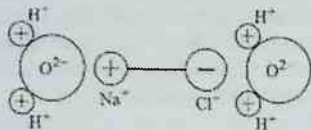
NH_3 - ammiak



Vodorod ionlari va gidroksil ionlarining konsentratsiyasi bir xil bo'lgan eritmalar neytral deb ataladi. Kimyoviy toza suvga neytral, musbat vodorod ionlari H^+ va manfiy gidroksil ionlari OH^- ga ajraladi. Biroq, undagi ionlarning konsentratsiyasi juda past: xona haroratida bir tonna suvda faqat taxminan 1,4 mg dissotsilanadi.

Dissotsiatsiya koeffitsiyenti. Molekullarning dissotsilanish jarayonini quyidagicha ifodalash mumkin. Qutbli molekullarga ega bo'lgan

har qanday modda (ya'ni, ionlardan tuzilgan molekular, masalan, NaCl) suvda eritilsin. Katta dipol momentga ega bo'lgan suv molekulari erigan molekulaning elektr maydonida shunday yo'naltiriladiki,



325-rasm. Natriy xloridning suvdagi molekulasi (sxematik tasviri)

Ularining musbat tomoni (H^+ ionlari) asosan Cl^- ioniga, manfiy tomoni (O^{2-}) Na^+ ioniga qaragan bo'ladi (325-rasmda sxematik ko'rsatilgandek). Bu

molekuladagi Na^+ va Cl^- ionlar o'rtasidagi aloqani zaiflashtiradi.

Taxminan bahslashib, aytishimiz mumkinki, Na^+ va Cl^- ionlari o'rtasidagi o'zaro tortishish kuchi ϵ marta kamayadi, bu yerda ϵ -erituvchining o'tkazuvchanligi. Ammo issiqlik harakatida ishtirok etuvchi molekular doimiy to'qnashuvlarni bosdan kechiradilar. Shuning uchun, yetarlicha tez erituvchi molekula (yoki boshqa erigan molekula) bilan uchrashganda, NaCl molekulasi Na^+ va Cl^- ionlariga parchalanadi (dissotsiatsiyalanadi). Ko'rib chiqilayotgan dissotsilanish aktlari bilan bir qatorda, qarama-qarshi ishorali ikkita elementning to'qnashuvi paytida teskari jarayonlar ham mumkin.

Na^+ va Cl^- ionlari neytral NaCl molekulasiga rekombinatsiya qilinadi (ion rekombinatsiyasi). Elektrolitlarda biz harakatlanuvchi (dinamik) muvozanatga egamiz, bunda har bir vaqt birligida elementar dissotsilanish ta'sirlari soni rekombinatsiya aktlari soniga teng bo'ladi. Har qanday vaqtda barcha molekularning faqat bir qismi dissotsilangan bo'lib chiqadi va molekularning bir qismi dissotsilanmagan holatda bo'ladi.

Eritmaning har bir birlik hajmida erigan moddaning molekulari ham bo'lsin, ular dissotsilanadi va $(1-\alpha)n$ dissotsiatsiya qilinmaydi. α koeffitsiyenti dissotsiatsiya koeffitsiyenti deyiladi; u barcha molekularning qancha qismi ionlarga bo'linganligini ko'rsatadi. Dissotsiatsiya koeffitsiyenti eritmaning konsentratsiyasiga bog'liq. Bu qaramlikning umumiy mohiyatini quyidagi oddiy mulohazalardan bilish mumkin. Hajm birligi uchun 1 soniyada elementar dissotsilanish hodisalari soni qancha ko'p bo'lsa, shuncha ko'p bo'linmagan molekular mavjud va shuning uchun biz uni quyidagicha hisoblashimiz mumkin.

$$A(1-\alpha)n,$$

bu yerda A- elektrolitning tabiatiga va uning haroratiga qarab ma'lum bir koeffitsiyent. Teskari rekombinatsiya hodisalari soni qarama-qarshi nomdagi ionlarning to'qnashuvlari soniga proporsionaldir, ikkinchisi esa

musbat ionlarning konsentratsiyasiga ham, manfiy ionlarning konsentratsiyasiga ham proporsionaldir, bu ham (molekula ikki qismga ajraladi deb faraz qilsak), ya'ni, $(n\alpha)^2$ ga mutanosib. Shuning uchun qayta birlashgan molekular soni $B(n\alpha)^2$ teng bunda B -koeffitsiyent. Muvozanat holatida

$$A(1 - \alpha)n = B(n\alpha)^2,$$

bundan

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

olingan formula Ostvald qonunini ifodalaydi, ko'rsatadi dissotsilanish koeffitsiyenti α konsentratsiyaga qanday bog'liqligini aniqlash yechim n. Garchi bu qonun juda aniq bo'lmasa-da, u to'g'ri α ning n ga bog'liqligining umumiy mohiyatini bildiradi. Ko'ramizki, eritmaning konsentratsiyasi n qanchalik past bo'lsa, α birga shunchalik yaqinlashadi va juda suyultirilgan elektrolitlar uchun ($n \rightarrow 0$) $\alpha \rightarrow 1$. Bu holda barcha molekular amalda dissotsilanadi. Bundan tashqari, yuqoridagi tushunchalardan kelib chiqadiki, erituvchida dielektrik doimiylik qanchalik katta bo'lsa, erigan moddaning molekularidagi ionlar bog'lari shunchalik kuchliroq bo'ladi va shuning uchun boshqa barcha narsalar teng bo'ladi.

Ushbu xulosa eksperimental ma'lumotlarga ham mos keladi. Masalan, HCl xlorid kislotali suvda eriganida ($\epsilon=81$) yaxshi elektr o'tkazuvchanligiga ega elektrolit beradi, uning etil efridagi eritmasi ($\epsilon=4,3$) elektr tokini juda yomon o'tkazadi. Har xil moddalar suvda yaxshi ajraladi, chunki u yuqori dielektrik o'tkazuvchanlikka ega.

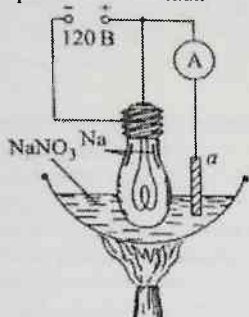
§ 191. Elektrolitlardagi ionlarning harakati

Elektrolitik dissotsilanish nafaqat eritmalarda, balki ko'plab toza suyuqliklarda ham sodir bo'ladi. Shunday qilib, kristallari ionlardan tuzilgan ko'plab tuzlar erigan holatda elektrolitlardir. Bunga osh tuzi NaCl, KCl, AgCl, AgBr, NaNO₃ va boshqalar kiradi.

Shisha juda yuqori qovushqoqlikli va yuqori darajada sovutilgan suyuqlik. Shuningdek, Na⁺ ionlari sezilarli harakatchanlikka ega bo'lgan elektrolit. 326-rasmda shishaning ion o'tkazuvchanligini isbotlovchi tajriba ko'rsatilgan. Tigelda eritilgan natriynitrati NaNO₃ mavjud bo'lib, unda cho'g'lanma lampaning shisha lampochkasi botiriladi.

Tajriba uchun ichi bo'sh chiroqni olish kerak, ya'ni u inert gaz bilan to'ldirilmagan bo'lsin. Bunday holda, filamentning qizil-issiq o'rtasi eritmaga nisbatan manfiy potensialda bo'ladi. Chiroq filamenti akkor bo'lsa, ampermetr A zanjirda oqim mavjudligini ko'rsatadi. NaNO₃ Na⁺ va NO₃⁻ ionlariga ajraladi. Na⁺ ionlari a anoddan chiroq oynasiga o'tadi va shishadan o'tadi. Chiroq ichida termion emissiyaning sof elektron oqimi mavjud.

Termionik elektronlar Na^+ zaryadini neytrallashtirib, bu ionlarning neytral Na atomlariga aylanishiga olib keladi, ular chiroq ichidagi lampochka devorida ajralib chiqadi. Yuqori harorat ta'sirida bu natriy silindrning sovuqroq qismlariga distillanadi, bu yerda natriyning aniq ko'rinadigan oyna qatlami hosil bo'ladi.



326-rasm. Na^+ ionlarining shisha orqali o'tishi



327-rasm. Bo'yalgan ionlarni kuzatuvchi asbob

Elektrolitlardagi ionlar boshqa molekullalar bilan ko'plab to'qnashuvlarni boshdan kechiradi va shuning uchun ularning harakati ishqalanish bilan bo'ladi va kelib chiqishi sodir bo'ladi, gaz yoki suyuqlikda harakatlanadigan katta makroskopik jismlarni harakatlantirgandagi ishqalanish bilan bir xil.

Ma'lumki, suyuqliklar va gazlarda harakat paytida jismlar boshdan kechiradigan ishqalanish kuchi harakatning past tezligida tezlikka mutanosib. Xuddi shunday, ionning ishqalanish kuchi uning tartibli harakatining tezligi v ga mutanosib va $f v$ ga teng, bu yerda f ishqalanish koeffitsiyenti, turli ionlar uchun har xil bo'lib, erituvchining turiga va haroratga bog'liq. Elektr maydoni mavjud bo'lganda, ion shunday barqaror harakat tezligiga ega bo'ladi, bunda eE kuchining yig'indisi nolga teng bo'ladi.

$$eE - f v = 0.$$

e/f ni b bilan belgilab,

$$v = bE \quad (191.1)$$

Shunday qilib, elektrolitik ion maydon kuchiga mutanosib tezlik bilan bir tekis harakatlanadi. b miqdori (xuddi gazlardagi ionlar va metallardagi elektronlar kabi) ion harakatchanligi deyiladi. U kuch birlikka teng bo'lgan maydondagi ion tezligiga teng.

Muayyan ionlarning eritmaga ma'lum rang berishidan foydalanib, ionlarning harakatini ko'rinadigan qilish va ularning tezligini to'g'ridan-to'g'ri o'lchash mumkin. Bunday rangli ionlarning harakatini kuzatish uchun asbob 327-rasmda ko'rsatilgan. U shaklidagi trubka A ga yupqa kavisli trubka B elimlangan bo'lib, rangli ionlarning harakatini kuzatish bilan yakunlanadi, yuqoridan voronka bilan ionlashtiriladi va kran bilan jibozlangan. Avval K^+ kationlari va NO_3^- anionlariga dissotsiatsiyalanadigan A nayiga kaliy nitrat KNO_3 ning suvli eritmasi quyiladi va V nayiga kaliy permanganat $KMnO_4$ suvli eritmasi solinadi, u K^+ va MnO_4^- ajraladi. Keyin jo'mrakni ehtiyotkorlik bilan ochib, $KMnO_4$ eritmasini A trubkasiga quying. Agar bu operatsiya ehtiyotkorlik bilan bajarilsa, A nayda $KMnO_4$ ning binafsha rangli eritmasi va rangsiz KNO_3 o'rtasida keskin chegara ko'rinadi. Tok o'tganda ikkala probirkadagi K^+ ionlari anoddan katodga o'tadi. Biroq, K^+ ionlari eritmaga rang bermagani uchun ularning harakatini kuzatish mumkin emas. MnO_4^- ionlari katodan anodga harakatlanadi va binafsha rang ular bilan birga harakat qiladi. Katod joylashgan joyda suyuqliklar orasidagi ko'rinadigan interfeys kamayadi va boshqa nayda u ko'tariladi. Bu chegaraning harakat tezligi ionlarning harakat tezligiga teng.

Bunday tajribalarning muvaffaqiyati uchun oqim zichligi juda yuqori bo'lmisligi kerak, chunki aks holda eritmalar sezilarli darajada qiziydi va konveksiya va diffuziya tufayli interfeys loyqa bo'ladi.

§ 192. Elektrolitlarning o'tkazuvchanligi

Elektrolitlardagi elektr tokining metallardagi tok bilan juda ko'p o'xshash tomonlari bor. Elektrolitlar va metallarda, gazlardan farqli o'laroq, zaryad tashuvchilar elektr tokidan mustaqil ravishda hosil bo'ladi. Bundan tashqari, elektrolitning har bir hajmidagi musbat ionlarning zaryadi manfiy ionlarning zaryadiga teng, shuning uchun elektrolitlardagi, shuningdek, metallardagi hajm zaryadi nolga teng. Nihoyat, elektrodlardan uzoqda, ionlarning konsentratsiyasi (musbat va manfiy) elektrolitning turli nuqtalarida bir xil bo'ladi. Natijada, elektrolitlar ichidagi ionlarning konsentratsiya gradienti nolga teng bo'ladi va ionlarning tarqalishi oqim hosil bo'lishida rol o'ynamaydi. Ijobiy ionlarning siljishi natijasida hosil bo'lgan oqim zichligi

$$j_+ = n_+ e v_+$$

ga teng bo'lib, bu yerda n_+ —musbat ionlar konsentratsiyasi, e — ionning zaryadi, v_+ — musbat ionlarning siljish tezligi. Xuddi shunday, manfiy ionlarning joriy zichligi uchun

$$j_- = n_- e v_-$$

ni yozishimiz mumkin. Umumiy oqim zichligi

$$j = j_+ + j_- = n_+ev_+ + n_-ev_-$$

Yuqorida aytib o'tilganidek, elektrolitlardagi musbat va manfiy ionlarning konsentratsiyasi bir xil (hamma joyda molekular ikkita ionga ajraladi deb taxmin qilamiz) va shuning uchun

$$n_+ = n_- = \alpha n,$$

bu yerda α - dissotsilanish koeffitsiyenti va n - elektrolit hajmining birligiga to'g'ri keladigan molekular soni. Keyinchalik, ion tezligini ularning harakatchanligi va elektrolitdagi elektr maydon kuchi bilan ifodalash mumkin:

$$v_+ = b_+E, v_- = b_-E.$$

Shunday uchun

$$j = ne\alpha(b_+ + b_-) \quad (192.1)$$

Oqim zichligi maydon kuchiga mutanosib bo'lib chiqadi, shuning uchun elektrolitlar uchun, shuningdek, metallar uchun Om qonuni amal qiladi. Elektrolitlarning solishtirma o'tkazuvchanligi

$$\lambda = ne\alpha(b_+ + b_-) \quad (192.2)$$

dissotsiatsiya koeffitsiyenti α ($n\alpha$) va ionlarning harakatchanligi yangi b_+ va b_- qancha katta bo'lsa shunchalik yuqori bo'ladi.

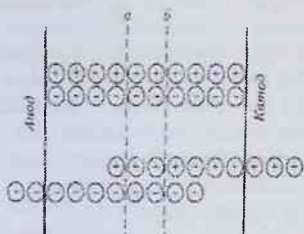
Ushbu formulaga kiritilgan molekularlarning konsentratsiyasi u ma'lum va dissotsiatsiya koeffitsiyenti α ni mustaqil o'lchovlar, masalan, osmotik bosim bilan tajribalar orqali aniqlash mumkin. Shuning uchun elektrolitlarning elektr o'tkazuvchanligi λ ni o'lchab, ion harakatchanliklarining yig'indisini aniqlash mumkin. 55-§da biz allaqachon elektrolitlar qarshiligi qizdirilganda kamayib ketishini aytdik, ya'ni elektrolitlar qarshilikning salbiy harorat koeffitsiyentiga ega. Bu ikki sababga ko'ra sodir bo'ladi: birinchidan, harorat oshishi bilan dissotsiatsiya koeffitsiyenti α ortadi; ikkinchidan, qizdirilganda suyuqliklarning yopishqoqligi pasayadi va shuning uchun ionlarning harakatchanligi ortadi.

§ 193. Elektrolitlardagi ionlarning harakatchanligi

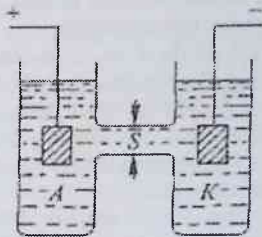
Elektroliz jarayonida musbat ionlar (kationlar) anoddan katodga, manfiy ionlar (anionlar) katoddan uzoqlashadi. Shuning uchun yaqin elektrod hududlarida elektrolitlar konsentratsiyasi o'zgaradi. Gittorf o'tgan asrning o'rtalarida konsentratsiyadagi bu o'zgarishlarni aniqlash orqali ikkala belgining harakatchanlik nisbatini topish mumkinligini ko'rsatdi.

Keling, avval ushbu hodisani sifat jihatidan ko'rib chiqaylik, buning uchun biz 328-rasmdagi diagrammaga murojaat qilamiz. Elektrolizdan oldin anion va kationlarning konsentratsiyasi elektrolitning barcha qismlarida bir xil bo'ladi (328-rasm, yuqori). Anod va chiziq o'rtasida to'rt juft ion (to'rt molekula), bir xil son orasida va o'rta qismida a va b o'rtasida - ikkita

molekula mavjud. Elektrolizda musbat ionlar chapdan o'ngga manfiy - o'ngdan chapga harakatlanadi. Faraz qilaylik, ν_+ kationlarning harakat tezligi anionlarning ν_- tezligidan bir yarim baravar katta va elektroliz jarayonida katod bilan uchta musbat ion uchrashib, uning ustida ajralib chiqdi (quyida 328-rasm). Keyin, bir vaqtning o'zida ikkita manfiy ion anod bilan uchrashadi. Bundan tashqari, katodda manfiy ionlarning harakati tufayli ikkita musbat ion juftlashtirilmaydi, ular katodda ham chiqariladi. Shuning uchun katodda jami $3+2=5$ ion chiqariladi. Anodda musbat ionlarning harakati tufayli uchta manfiy ion juftlashtirilmaydi va shuning uchun anodda faqat $2+3=5$ ion chiqariladi, ya'ni katod bilan bir xil raqam.



328-rasm. Elektrodlar oldida elektrolit konsentratsiyasining o'zgarishini tushuntirishga doir



329-rasm. Elektrodlar oldida elektrolit konsentratsiyasining o'zgarishini kuzatish.

Elektrolitning o'rta qismida (*a* va *b* oralig'ida) elektrolitlar konsentratsiyasi o'zgarmadi. Elektrolizdan oldingi kabi, ikkita juft ion yoki ikkita molekula mavjud. Fazoda katodda (*b* ning o'ng tomonida) to'rtta molekula bor edi va elektrolizdan keyin faqat ikkitasi qoldi. Anodda (*a* ning chap tomonida) dastlabki to'rtta o'rniga faqat bitta molekula qoladi. Biz elektrolitlar konsentratsiyasi elektrodlar yaqinida va bundan tashqari, teng bo'lmagan darajada kamayib borayotganini ko'ramiz. Konsentratsiyaning o'zgarishi o'sha elektrodda (bizning holatda, anodda) ko'proq bo'ladi, undan tezroq ionlar chiqadi (328-rasmdagi musbat kationlar).

328-rasmda biz har bir ion elektroliz jarayonida ajralib chiqadi deb taxmin qildik, ya'ni ikkilamchi kimyoviy reaksiyalar mavjud emas. Bunday holda, elektrodning har biridagi konsentratsiya chiqadigan ionning tezligiga mutanosib ravishda kamaydi. Biroq, aslida, chiqarilgan ionning taqdiri juda boshqacha bo'lishi mumkin; bu elektrod materialiga, oqim zichligiga va boshqalarga bog'liq. Yakuniy konsentratsiya o'zgarishlarini olish uchun har doim ajralib chiqqan ionlarning keyingi o'zgarishlarini

hisobga olish kerak. Quyida elektrodalarda ikkilamchi kimyoviy reaksiyalar sodir bo'lmaydi, deb taxmin qilamiz.

Keling, hodisani miqdoriy jihatdan ko'rib chiqaylik. Anod (A) va katod (K) bo'lgan ikkita idish (329-rasm) ko'ndalang kesimi S bo'lgan trubka bilan ulangan bo'lsin. Elektrolizgacha har bir ionning konsentratsiyasi n , tezliklarini v_+ va v_- bo'lsin. Keyin t vaqt ichida nv_+St musbat ionlari K idishiga kiradi. Shu bilan birga, nv_-St manfiy ionlar K udishdan chiqib ketadi va bir xil miqdordagi musbat ionlar ajralib chiqadi. K idishdagi bo'shatilgan musbat ionlarning umumiy soni

$$\nu = n(v_+ + v_-)St$$

ga teng bo'ladi. Bu ionlar katodda chiqariladi. Aynan bir xil miqdordagi ionlar anodda ham chiqariladi.

Endi ikkala A va K idishlardagi konsentratsiyaning o'zgarishini topamiz. A idishdan $\Delta v_A = nv_+St$ musbat ionlar chiqib ketdi. Aksincha, unga nv_-St manfiy ionlar kirdi, lekin shu bilan birga u yuqorida ko'rganimizdek anodda $n(v_+ + v_-)St - nv_-St = nv_+St = \Delta v_A$ $\nu = n(v_+ + v_-)St$ ajralib chiqdi. Shuning uchun A idishidagi manfiy ionlar sonining kamayishi

$$n(v_+ + v_-)St - nv_-St = nv_+St = \Delta v_A$$

Ko'ramizki, musbat va manfiy ionlar soni bir xil miqdorda Δv_A kamayadi, demak, bu A idishidagi erigan moddaning molekulari sonining kamayishidir. Shunday qilib,

$$\frac{\Delta v_A}{\nu} = \frac{v_+}{(v_+ + v_-)}$$

Lekin v_+ va v_- ionlarining tezligi ularning harakatchanliklariga proporsional b_+ va b_- . Shuning uchun

$$\frac{\Delta v_A}{\nu} = \frac{b_+}{(b_+ + b_-)}$$

$$p_k = \frac{v_+}{(v_+ + v_-)} = \frac{b_+}{(b_+ + b_-)} \quad (193.1)$$

munosabatni Gittorf kationlarni tashish raqami deb atadi. Bu umumiy zaryadning qancha qismi musbat ionlar (kationlar) tomonidan o'tkazilishini ko'rsatadi. (193.1) dan ko'rinish turibdiki, bu raqam anod yaqinidagi elektrolitdagi molekularlar sonining nisbiy o'zgarishini ham aniqlaydi.

Xuddi shunday, katoddagi molekularlar sonining o'zgarishini topish mumkin. Idishda K musbat ionlarning $n(v_+ + v_-)St$ katodida ajralib chiqdi,

lekin idish ichiga nv_+St ionlar kirdi. Binobarin, K dagi musbat ionlarning yo'qolishi

$$\Delta v_k = n(v_+ + v_-)St - nv_+St = nv_-St$$

ga teng. Manfiy ionlarning yo'qolishi K ni kolba orqali tark etadigan ionlar soniga teng, ya'ni nv_-St ga teng va bu yerda manfiy ionlarning yo'qolishi musbat ionlarning yo'qolishiga teng va shuning uchun Δv_k K idishdagi molekular sonining kamayishini bildiradi. Aytganlardan kelib chiqadiki,

$$\frac{\Delta v_k}{v} = \frac{v_-}{(v_+ + v_-)} = \frac{b_-}{(b_+ + b_-)} = p_a \quad (193.2)$$

bu yerda p_a -anion tashish raqami. (193.1) va (193.2) lardan

$$p_a + p_k = 1$$

anionlar va kationlarning transport sonlarining yig'indisi doimo birga tengligi ko'rinadi. Ko'rib chiqilayotgan hodisa shu ma'noda muhimki, anod va katoddagi elektrolitlar konsentratsiyasining o'zgarishini eksperimental o'lchash orqali ikkala ionning harakatchanlik nisbatini aniqlash mumkin. Elektr o'tkazuvchanligini o'lchash orqali ushbu harakatlarning yig'indisini topish mumkin. Harakatlanishlar yig'indisi va nisbatini bilgan holda anion va kationning har bir harakatchanligini alohida aniqlash ham mumkin. 16-jadvalda xona haroratida past konsentratsiyali suvli eritmalar uchun ushbu usul bilan topilgan ba'zi ionlarning harakatchanligi ko'rsatilgan. Eritma konsentratsiyasi ortishi bilan ionlarning harakatchanligi unchalik kuchli bo'lmasa ham kamayadi.

16-jadval

Ion	Harakatlanish 10-7 m ² /(sek.B)	Ion	Harakatchanlik 107 m ² / (sek B)
H+	3.263	OH ⁻	1.802
K+	0.669	CL ⁻	0.677
Na+	0.450	NO ₃ ⁻	0.639
Li+	0.346	Br ⁻	0.694

Elektrolitlardagi ionlarning harakatchanligining kichik qiymatlari ionlarga ta'sir qiluvchi ishqalanish kuchlarining juda katta ekanligini ko'rsatadi.

194-§. Elektrod potentsiali

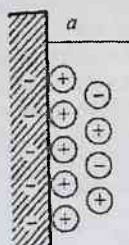
Agar 1-tartibli har qanday o'tkazgich, masalan metall elektrolitga tekkizilsa, u holda metall va elektrolitda qarama-qarshi ishorali zaryadlar paydo bo'ladi. Shu bilan birga metall elektrolitga nisbatan ma'lum bir elektr potentsialga ega bo'ladi va bu *elektrod potentsiali* deb ataladi.

Elektrod potentsiali paydo bo'lishi quyidagicha tushuntiriladi. Metall o'z tuzining suvli eritmasiga solingan bo'lsin. Elektrodda ro'y beradigan jarayonlar qaytar bo'lsin. Bu esa elektrodda tokning berilgan yo'nalishida

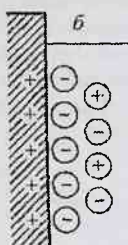
ma'lum bir kimyoviy reaksiya bo'lishini, qarama-qarshi yo'nalishda tok o'tishida esa elektrodda teskari reaksiya bo'lishini bildiradi. Tok bo'lmaganda hech qanday reaksiya yuq.

Bu shartlarni qanoatlantiruvchi misolga $ZnSO_4$ rux-sulfatning suvdagi eritmasiga solingan rux misol bo'la oladi. Rux-eritma chegarasidagi jarayonni ko'raylik. Eritmadagi SO_4^{2-} ionlari Zn^{2+} metall ionlari bilan kimyoviy reaksiyaga kirishadi va $ZnSO_4$ ni hosil qiladi, keyin yana suvdagi erib, Zn^{2+} va SO_4^{2-} ionlariga ajraladi. Bu jarayon natijasida Zn^{2+} ionlari uzluksiz ravishda elektroddan eritmaga o'tib turadi. Har bir o'tgan rux ioni eritmaga $+2e$ musbat zaryad olib keladi va metallda $-2e$ manfiy zaryadni erkinlashtiradi.

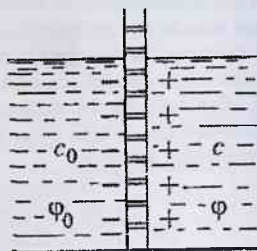
Ruxning erishi bilan birgalikda unga teskari bo'lgan jarayon ro'y bera boshlaydi: eritmada bo'lgan va issiqlik harakatida bo'lgan Zn^{2+} ionlari rux elektrod bilan to'qnashadi va unga o'tirib qoladi. Bunda elektrod musbat zaryad oladi, eritmada esa kompensatsiyalanmagan SO_4^{2-} ionlari qoladi.



Metall Eritma



Metall Eritma



330-rasm. Metal bilan elektrolit chegarasidagi elektr qo'sh qatlam

a) Metal ionlarining c eritmada c_0 konsentratsiyasi nol zaryad konsentratsiyasidan kichik; b) $c > c_0$

331-rasm. Yarim o'tkazuvchi to'siq bilan ajratilgan turli konsentratsiyali ikki eritma. O'tkaziladigan ionlar konsentratsiyasi $c < c_0$

Agar elektroddan eritmaga Zn^{2+} ionlari oqimi ayni shu ionlarning eritmadan elektroddan o'tadigan oqimidan katta bo'lsa, u holda metall manfiy zaryadlanadi, eritma esa musbat zaryadlanadi. Turli ishorali ionlarning o'zaro tortishishi natijasida eritmada Zn^{2+} qoldiq ionlari bo'linish chegarasida yupqa qatlam hosil qilib yig'iladi va natijada ikkilangan elektr qatlami paydo bo'ladi (330a-rasm). Ikkilangan qatlamdagi elektr maydoni rux ionlarini eritmaga o'tishiga to'sqinlik qiladi va aksincha eritmadan elektrodda teskari o'tishiga yordam beradi.

Agar elektrodan eritmaga o'tayotgan Zn^{2+} ionlari oqimi teskari oqim ionlaridan kam bo'lsa, u holda elektrod musbat, eritma esa manfiy zaryadlanadi hamda 330b-rasmda ko'rsatilgan ikki qatlamli elektr zaryadi taqsimoti hosil bo'ladi.

Elektrodning eritmaga nisbatan ma'lum bir potensialida ikkala oqimdagi ionlar bir-biriga tenglashadi hamda elektrod va eritma o'rtasida *elektrokimyoviy muvozanat* o'rnatiladi. Bu teng kuchli potensial metallning ushbu eritmaga nisbatan elektrod potentsiali hisoblanadi.

Har bir modda uchun o'zining tuzli eritmasida shunday eritma konsentratsiyasi c_0 mavjudki, bunday konsentratsiyada qo'sh elektr qatlam paydo bo'lmaydi. Ana shunday konsentratsiya *nol zaryad konsentratsiyasi* deb ataladi.

Biz ko'rgan misolda (Zn metall $ZnSO_4$ eritmasiga botirilganda) elektrod va eritma metallning musbat ionlari (kationlar) bilan almashinadi. Elektrodlar bilan eritmaning boshqacha kombinatsiyalarida anionlar bilan almashinish bo'lishi ham mumkin (17-jadvalga qarang). Bu ikkala hol bir-biridan prinsipial farq qilmaydi. Bu aytilganlardan elektrod potentsiali eritmaning konsentratsiyasiga bog'liq ekani kelib chiqadi. Agar almashinuvda ishtirok etayotgan ionlar konsentratsiyasini eritmada hamma vaqt birday qilib olinsa, u holda elektrod potentsiali faqat elektrodning moddasigagina bog'liq bo'lib, uning eritmaga qancha ion yubora olish qobiliyatini karakterlaydi.

Buning uchun normal konsentratsiyadagi eritmalarini, ya'ni $1m^3$ eritmada 1 kmol ion bo'lgan (yoki boshqacha aytganda 1 l da 1 mol ionlar bo'lgan) eritmalarini tanlash mumkin. Bunday eritmadagi muvozanat potentsiali absolyut normal elektrod potentsiali deb ataladi. Biror elektrodning absolyut normal potentsialini bilgan holda uning ixtiyoriy konsentratsiyali eritmaga nisbatan potentsialini hisoblash mumkin. Elektrod potentsialining eritma konsentratsiyasiga bog'lanishini aniqlash uchun ayni bir moddaning turli konsentratsiyali ikki eritmasi yarim o'tkazuvchan to'siq bilan ajratilgan deb faraz qilaylik (331-rasm). Eritmalarda metall kationlari Me^{z+} (Z inonlar zaryadining karraligi) va biror anionlar mavjud deylik. To'siq Me^{z+} ionlarini erkin o'tkazadi, biroq anionlarni mutlaqo o'tkazmaydi deb hisoblaylik. Eritmalardan birida Me^{z+} ionlarning konsentratsiyasi 0 zaryad konsentratsiyasi c_0 ga teng, boshqasida esa konsentratsiyaning qiymati ixtiyoriy deb olaylik. Har ikkala maydondan Me^{z+} ionlarning to'siq orqali oqimlari turlicha bo'lgani uchun muvozanat bo'lganda eritmalar orasida potentsiallarning $\varphi_0 - \varphi$ farqi yuzaga keladi. Biroq tarifga ko'ra, c_0 konsentratsiyali eritmaning Me^{z+} ionlar yuborish qobiliyati xuddi metall elektrolardagi kabi bo'ladi. Buning uchun $\varphi_0 - \varphi$ farqni biz ko'rayotgan

metallning c konsentratsiyali eritmadagi elektrod konsentratsiyasi v ga teng deb hisoblashimiz mumkin.

Ikkinchi tomondan, erigan modda zarralari o'zini xuddi gaz atomlari kabi tutadi. Buning uchun Boltsman qonuniga muvofiq, shunday nisbatni yozish mumkin:

$$\frac{c}{c_0} = \exp\left(-\frac{Ze(\varphi - \varphi_0)}{kT}\right)$$

bu yerda $Ze(\varphi - \varphi_0) = -ZeV$ kattalik Me^{z+} ion potensial energiyasining c konsentratsiyasi eritmadan c konsentratsiyali eritmaga o'tishdagi ortishidir. Bundan quyidagini topamiz:

$$V = \frac{kT}{Ze}(\ln c - \ln c_0)$$

Bu munosabatda ikkinchi qo'shiluvchi faqat metallning tabiatiga bog'liqdir uni V_N orqali belgilab, nihoyat quyidagicha yozamiz:

$$V = V_N + \frac{kT}{Ze} \ln c.$$

Bu formulalarda c va c_0 konsentratsiyalarni ixtiyoriy (biroq bir xil) birliklarda ifodalash mumkin. Agar konsentratsiyalash bir litr eritmadagi metall ionlar mollari soni bilan ifodalasak (hajmiy molyar konsentratsiya), u hilda normal ($c=1$) konsentratsiyali eritmada $V = V_N$ demak, V absolyut elektrod potensialidir. (194.1) formula birinchi marta Nerist tomonidan chiqarilgan edi.

Absolyut elektrod potensiallarini tajribada aniqlash juda qiyin. Bu qiyinchilik shundan iboratki, metall va elektrolitga voltmetr ulash uchun elektrolidga ikkinchi elektrod tushirishimiz kerak, bu ikkinchi elektrod esa o'z navbatida biror lektrod potensialiga ega bo'lib qoladi. Buning uchun biz faqat $V - V'$ potensiallar farqini o'lchashimiz mumkin bo'ladi, bu yerda V' - ikkinchi elektrodning elektrod potentsiali. Biroq amaliy maqsadlar uchun qandaydir ikki elektrodning potensiallar farqi bo'lishi kerak. Biroq bu farq elektrodning har birining potentsiali qaysi jismga nisbatan o'lchanganiga bog'liq bo'lmaydi. Shuning uchun elektrod potensiallarini o'lchashda ikkinchi elektrod sifatida hossalari doimiy bo'lgan ma'lum standart elektrodlardan foydalanishga shartlashilgan. Odatda, vodorod bilan to'yintirilgan platinadan qilingan vodorod elektrodidan foydalaniladi, bu elektrod ma'lum konsentratsiyali vodorod ionlariga ega bo'lgan eritmaga (masalan, sulfat kislotasi eritmasiga) botirilgan bo'lgan.

Moddaning uning tuzining suvdagi ionlar konsentratsiyasi normal bo'lgan eritmasidagi elektrod potensialining vodorod elektrodiga nisbatan o'lchangan normal elektrod potentsiali deb ataladi. Ba'zi moddalar uchun normal elektrod potensiallarining qiymatlari 17-jadvalda keltirilgan.

Jadvalda, shunimhdek, elektrod va eritma orasidagi almashinuvda ishtirok etadigan ionlar ham ko'rsatilgan.

17-jadval

Электрод		Потенциал, В	Электрод		Потенциал, В
Li	Li ⁺	-3,0	H ₂		0
Na	Na ⁺	-2,7	Cu	Cu ²⁺	+0,34
Mg	Mg ²⁺	-2,4	Ag	Ag ⁺	+0,80
Al	Al ³⁺	-1,7	Hg	Hg ²⁺	+0,85
Zn	Zn ²⁺	-0,76	Br ₂	Br ⁻	+1,0
Cd	Cd ²⁺	-0,40	Cl ₂	Cl ⁻	+1,3
Pb	Pb ²⁺	-0,13	F ₂	F ⁻	+2,6

(194.1) Nernst formulasi taxminiy formuladir. Bu formulani chiqarishda biz ion ikki eritma orasini o'tishda uning potensial energiyasi faqat elektr qo'sh qatlamdagi potensial sakrashi tufayligina o'zgardi deb faraz qildik. Biroq eritmalarning har biridagi ionlar orasida elektrostatik o'zaro ta'sir mavjud. Shuning uchun ionlar orasidagi potensial energiyadir. Ionning bir eritmasidan ikkinchisiga o'tishda uning potensial energiyalari chegarada potensialning sakrab o'zgarishi tufayli emas, shu bilan birga ionlarning konsentratsiyasi o'zgarishi tufayli ham o'zgaradi. Nernst formulasida bu narsa e'tiborga olinmaydi va shuning uchun bu formula faqat juda kuchsiz eritmalar uchungina to'g'ridir.

Elektrokimyoda ionlar orasida o'zaro ta'sir rasmiy ravishda faqat ionlarning aktivligi tushunchasi yordamida nazarga olinadi. Hususan, Nernst formulasiga tuzatish koeffitsiyent kiritiladi, ya'ni c o'rniga fc yoziladi. f ko'paytuvchi ionlarning *aktivlik koeffitsiyentti* deb ataladi, fc ko'paytma esa mazkur eritmadagi ionlar aktivligi deb ataladi. f ni qiymatining o'zi konsentratsiyaga bog'liq va qo'shimcha ma'lumotlardan aniqlanishi kerak.

Shunday qilib, Nerist formulasining aniqroq yozilishi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$V = V_0 + \frac{kT}{ze} \ln a \quad (194.2)$$

bu yerda $a = fc$ — ionlar aktivliga, V_0 -ionlarning aktivliga birga teng bo'lgan eritmaga nisbatanelektrod potentsiali.

Vodorod elektrodiga nisbatan o'lchangan V_0 potentsiallar standart elektrod potentsiallari deb ataladi va elektrokimyoga tegishli barcha qo'llanmalarda keltiriladi.

195-§. Tokning kimyoviy manbalari

Bir yoki bir necha birinchi tur o'tkazgichlar (elektrodlar) va elektrodlardan zanjir tuzsak, biz galvanik elementlar, yoki boshqacha aytganda, tokning kimyoviy manbalarini hosil qilamiz. Bunday qurilmalarda

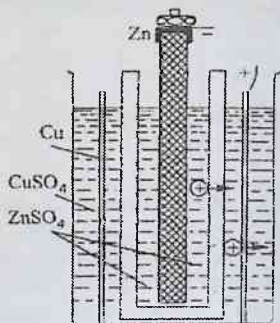
chet kuchlar (64-§ bilan solistiring) elektrodlarda bo'ladigan kimyoviy reaksiyalar natijasida hosil bo'ladi, reaksiyalarda ajralgan energiya esa tokning ishiga aylanadi.

Elekt yurituvchi kuch. Elektr yurituvchi kuchni faqat qaytar tok manbalari uchungina hisoblash mumkin. Xuddi shunday manbalar uchun cheksiz kuchsiz tok tanlanganda (kvazistatik rejim) tokning ishi kimyoviy reaksiyalarning maksimal ishiga teng bo'ladi (55-§ bilan solishtiring).

Qaytar tok manbaiga 332-rasmda ko'rsatilgan element (Daniel-Yakobi elementi) misol bo'la oladi. Bu element $ZnSO_4$ rux kuporosiga botirilganda rux elektrod va $CuSO_4$ mis kuporasi eritmasiga botirilganda mis elektrod bor. Har ikkala eritma bir-birdan ionlarning harakatiga to'siqlik qilmaydigan, biroq

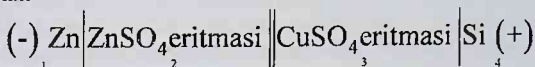
eritmalarining tezda aralashib ketishga yo'l qo'ymaydigan g'ovak stakan bilan ajratilgan. Mis musbat elektrod va rux manfiy elektrod bo'lib hizmat qiladi. Agar element elektrodleri tutashtirilsa, rux elektronleri tashqi zanjir bo'ylab misga o'tadi va rux elektrokimyoviy muvozanatga kerak bo'lganidan ko'proq manfiy bo'lib qoladi. Buning natijasida Zn^{2+} ionlari eritmaga kiradi va ruxda harakatlana boshlaydi. Ikkinchi tomondan, mis elektrodga keluvchi elektronlar uning musbat potensialini kamaytiradi va shuning uchun Cu^{2+} ionlari eritmadan mis elektrodda ajraladi. Shunday qilib, berk elementda musbat ionlar katoddan anodga qarab harakatlanadi (elektrolizdagi musbat ionlarning harakatiga qarama-qarshi), manfiy ionlar esa teskari yo'nalishda harakatlanadi. Agar elementni tashqi tok manbaiga mis elektrodi manbaning musbat qutbi bilan, rux esa manfiy qutbi bilan ulangan qilib qo'shilsa, u holda holda element ichida elektroliz sodir bo'ladi va musbat ionlar misdan ruxga qarab harakatlanadi. Rux elektrodida rux ajraladi, mis elektrodida esa eriydi, ya'ni birinchi holdagiga qaraganda teskari jarayon ro'y beradi. Aslida bu element aniq qaytuvchan bo'lmaydi, chunki har ikkala eritma asta-sekin aralashib ketadi.

Qaytmas elementga Volt elementi (rux va mis sulfat kislotasi eritmasida) misol bo'la oladi. Elektr yurituvchi kuch, yangi tutashtirilmagan elementning elektrodleri potensiallar farqi elementni tashkil qiluvchi chegarasidagi potensial sakrashlarning yig'indisiga teng. Masalan, ikki



332-rasm. Daniel Yakobi elementi

suyuliqli mis-rux elementi uchun (332-rasm) shunday zanjirni yozish mumkin:



Agar $\varphi_{21} = \varphi_3 - \varphi_1$ moddalar orasidagi potentsiallar farqi bo'lsa $\varphi_{32} = \varphi_3 - \varphi_2$, $\varphi_{43} = \varphi_4 - \varphi_3$ u holda barcha elementning EYuK quyidagiga teng bo'ladi.

$$\mathcal{E} = \varphi_{21} + \varphi_{23} + \varphi_{43}$$

Biroq $\varphi_{21} = -V(\text{Zn})$ va $\varphi_{43} = -V(\text{Cu})$ bu yerda V -absolut elektrod potentsiallari. Shuning uchun ikki eritma chegarasidagi potentsialning kichik sakrashi nazarga olmasak, u holda shunday yozish mumkin;

$$\mathcal{E} = V(\text{Cu}) - V(\text{Zn})$$

Bu ifodada faqat potentsiallar farqi kirgani uchun V kattalik sifatida gidrogen elektrod bilan o'lchangan potentsiallarni ham nazarda tutish mumkin (194-§ bilan solishtiring). Agar ikkala eritmaning konsentratsiyasi va normal bo'lsa, u holda yuqoridagi jadvalga muvofiq, shunday qiymatni olamiz:

$$\mathcal{E} = 0,34 - 0,76 = 1,10V$$

Shu narsani qayd qilib o'taylik, bu potentsiallar farqini o'lchash uchun biz zanjirga voltmotr bilan ulovchi simlarni qo'shishimiz kerak. Biroq ikki turli metall chegarasida ham potentsialning sakrashi paydo bo'ladi (XIX bobga q.). Buning uchun ikkala sim ham masalan, misdan olib bo'lsa, u holda $\text{Zn}|\text{Cu}$ potentsial sakrashining ham voltmotr ko'rsatishida hissasi bo'ladi. Garchand bu potentsial sakrashining ham voltmotrning ko'rsatishida hissasi bo'lsada, biz uni EYuK ga qo'shamiz.

67-§ ga elektrolizlangan elementning EYuK ni zaryad birligiga to'g'ri keladigan kimyo reaksiyalarining maksimal ishi orqala ifodalash mumkin. Albatta EYuK ni hisoblashning har ikkala usuli ayni bir natijani beradi. Taxminiy hisob uchun maksimal ish kimyoviy reaksiyalarda ajraladigan to'liq energiyaga teng bo'ladi deb olamiz. U holda

$$\mathcal{E} = p_1 K_1 + p_2 K_2$$

bu yerda p_1 va p_2 - har ikkala elektroddagi reaksiyaning issiqlik effektlari (elektrodlarning 1 kg moddasiga hisoblangan), K_1 va K_2 -elektrodlar moddalarining elektrokimyoviy ekvivalentlari. Bu ifodani birmuncha boshqa ko'rinishda yozamiz. Aytaylik, Q_1 va Q_2 1 kmol reaksiyalar to'g'ri keladigan issiqlik effektlari. U holda $P_1 = Q_1/M_1$, $P_2 = Q_2/M_2$ (M_1 va M_2 elektrodlar materiallarining atom massalari). So'ngra, 189-§ ga muvofiq, $K_1 = M_1/Z_1 F$, $K_2 = M_2/Z_2 F$ (Z_1 va Z_2 valentliklar, F -Faradey soni). Shuning uchun

$$\mathcal{E} \approx \frac{1}{F} \left(\frac{Q_1}{Z_1} + \frac{Q_2}{Z_2} \right)$$

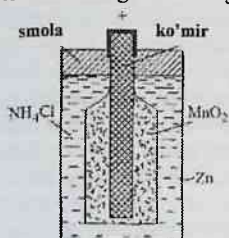
Termokimyoviy o'lchashlarga muvofiq, $ZnSO_4$ hosil bo'lishida 1 kmol ruxga $Q_1 = 4,55 \cdot 10^8$ J issiqlik miqdori ajraladi, eritmada misning 1 kmol misga ajralishida $Q_2 = 2,33 \cdot 10^8$ J issiqlik yutiladi. Rux va misning valentliklari $Z_1 = Z_2 = 2$. Shuning uchun

$$\mathcal{E} \approx \frac{(4,55 - 2,33) \cdot 10^8}{2 \cdot 9,65 \cdot 10^7} = 1,15V$$

bu qiymat elektrod potentsiallari bo'yicha hisoblangan kattalikka, shuningdek, tajribada kuzatiladigan kattalikka yaqin keladi.

Elektrodlarning qutblanishi.

Elektrod potentsiallarining yuqoridagi qiymatlari elektrokimyoviy muvozanatga ya'ni tok yuq bo'lgan vaqtdagi muvozanatga tegishli. Element tutashganda elektrodlar elektrolit moddasining ajralishi tufayli tekshirishning tarkibi o'rganish mumkin.



333-rasm. Kimyoviy depolyazatorli galvanik element

Agar oddiy Volt elementi tutashtirilsa, u holda zanjirdagi tok kuchi vaqt o'tishi bilan kamayadi. Bu hodisaning sababi shuki, element ishlagan vaqtda vodorodning musbat ionlari ruxdan misga qarab harakatlanadi va mis elektrodda ajraladi. Shuning uchun tok bo'lganida elektrod potentsiallar va, demak, butun elementning EYuK ularning muvozanat va qiymatlaridan farq qilishi mumkin.

Ajralayotgan vordod, metallarga o'xshab, o'z ionlarini aksincha eritmaga yuborish qobiliyatiga ega, buning natijisida elementning EYuK ga qarama-qarshi yo'nalgan qo'shimcha EYuK yuzaga keladi. Aytish mumkinki, agar elementni tutashtirguncha ruxdan va misdan qilingan elementlarga ega bo'lgan bo'lsak, uzoq muddat ishlagandan keyin rux va gidrogen elektrodlar bo'lib qoladi. Biroq vodorodning elektrod potentsiali va misning potentsialidan 0,34V ga kam, shuning uchun elementning EYuK u ishlagan sari o'zining dastlabki 1,1V qiymatidan taxminan 0,8V gacha pasayib qoladi. Tok bo'lganida elektr potentsiallarining o'zgarishi elektrodlarning qutblanishi deb yuritiladi.

Elektrodlar va tarkibini kerakli saqlash yo'li bilan qutblanishning zararli ta'sirining oldini olish mumkin. Biz yuqorida ko'rgan elementimizda qutblanmaydigan elektrodlar bor, unda $CuSO_4$ eritmasiga botirilgan misdan qilingan musbat elektrod shunday elektroddir. Mis elektrodda ana shu

misning o'zi ajraladi va qutblanish yuzaga kelmaydi. $ZnSO_4$ eritmada bo'lgan rux elektrod elementi ishlaganida asta-sekin eriydi va uning tarkibi ham o'zgarmaydi.

Agar musbat elektrodda ajralishi tufayli qutblanish ro'y beradigan bo'lsa, u holda kuchli holda oksidlovchilar bo'lgan elektrodlar qo'llash yo'li bilan uni bartaraf etish mumkin (kimyoviy qutbsizlantirish). Kimyoviy qutbsiz keng tarqalgan element 333-rasmda ko'rsatilgan. Uning manfiy elektrodi ruxdir, musbat elektrodi esa MnO_2 marganes oksidi bilan grafitning presslangan aralashmasi bilan qoplangan ko'mir sterjendan iborat (elektr o'tazuvchanlikni orttirish uchun). Elektrolit darajasida esa ammoniy xlor NH_4Cl suvdagi eritmasi bo'lgan pastadan foydalaniladi. Bunday elementning EYuK 1,5V dan birmuncha kichik. Marganes (II) - oksidi juda kuchli oksidlovchi va shuning uchun ayni vaqtda qutbsiz element bo'lib ham xizmat qiladi. Ajralayotgan gidrogen reaksiyaga kiradi va buning natijasida suvning molekulari hosil bo'ladi:



vodorod esa erkin holda ajralmaydi.

Yoqilg'i elementlari. Galvanik elementlarda mahsulotlarda kimyoviy reaksiyalarda ajraladigan energiya bevosita elektr tokka aylanadi. Bu jarayoning foydali ish koeffitsiyenti ancha katta bo'ladi, chunki odatdagi elektr stansiyalarda reaksiya issiqligi (yoqilg'ining yonishi) katta isroflar bilan dvigatelning mexanik ishiga aylanadi, so'ngra dvigatelning ishi elektr energiyaga aylantiriladi. Biroq galvanik elementlardan olinadigan elektr energiyaning tannarxidan ancha yuqori bo'ladi, chunki bunda arzon turadigan yoqilg'i (masalan, ko'mir, gaz) emas, balki qimmat turadigan modda (masalan, rux) sarf qilinadi.

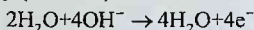
Galvanik moddalarda ko'mirning $2C + O \rightarrow 2CO$ yonish reaksiyasidan foydalanishga bir necha bor urinib ko'rilgan. Bu reaksiyada $Q = 3.87 \cdot 10^8$ J/kmol issiqlik ajraladi va

$$\varepsilon \approx \frac{Q}{ZF} = \frac{3.87 \cdot 10^8}{9.65 \cdot 10^7 \cdot 4} = 1V$$

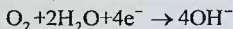
EYuK berishi mumkin (karbon uchun $Z=4$). Bunday urinishlar qoniqarli natija bergani yo'q, chunki odatdagi temperaturalarda ko'mir kichik kimyoviy aktivlika ega bo'ladi. Shuning uchun yuqori temperaturalarda ($300-1000^\circ C$) ishlaydigan elementlar yasash kerak bo'ladi, bunday elementlarda elektrolit sifatida esa turli eritilgan tuzlar qo'llaniladi. Yuqori temperaturani saqlab turush uchun esa katta energiya sarflanishi kerak va shuning uchun bunday elementlar yakunda foydali bo'lmaydi.

Biroq yoqilg'ining boshqa turlaridan foydalanib, bunga normal temperaturalarda (yoki ozgina baland temperaturalarda) erishish mumkin. Yoqilg'i va oksidlagich orasidagi kimyoviy reaksiya energiyasini bevosita elektr energiyasiga aylanadigan qurilmalar *yoqilg'i elementlari* deb ataladi. Bu galvanik elementda yuzaga keladigan reaksiyadan shunisi bilan farq qiladiki, ularda reaksiyaga kirishuvchi moddalar qurilmaning ichida saqlanmaydi, balki ishlash vaqtida tashqaridan beriladi.

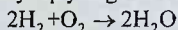
Vodorod-kislorod generatori elektrokimyoviy generatorga misol bo'la oladi. Bu generatorlarda KOH eritmasida joylashtirilgan g'ovak ko'mir va yoki nikel elektrodleri bo'lib, bu elektrodlar orqali gazsimon vodorod va kislorod o'tkaziladi. Manfiy (vodorod) elektrodida



reaksiya boradi, musbat (kislorod) elektrodida



reaksiya boradi. Natijaviy reaksiya quyidag'n rinishda bo'ladi:



ya'ni vodorod yonish reakdnyasi. Bunday generatorning bitta elementining EYuK 1,23V ga teng bo'ladi.

Elektrokimyoviy generatorlar mashinasiz qurilmalar bo'lgani uchun va foydali ish koeffitsiyentlari yuqori bo'lgani uchun katta potensial ahamiyatga ega.

196-§. Elektrolitning parchalanish kuchlanishi

Elektrolitning qutblanishi faqat galvanik elementlarga emas, balki agar ajraladigan moddalar elektrod materiallaridan farq qiladigan bo'lsa, har qanday elektrolizda ham sodir bo'ladi.

Elektrolizda bo'ladigan qutblanishni sulfat kislotaning parchalanishida kuzatish mumkin. Agar H_2SO_4 eritma va ikkita platina elektrod bo'lgan elektrolitik vanna orqali (334a-rasm) birmuncha muddat elektr toki o'tkazilsa, u holda manbaning manfiy qutbi bilan ulangan elektrod vodorod, ikkinchi elektrod esa kislorod o'tirib qoladi. Bu gazlar to'plangan sari ularning potensial bosimlari ortadi va bu bosim atmosferaga tenglashganida pufakchalar shaklida ajraladi boshlaydi. Agar tok manbani uzib qo'yilsa u holda har ikkala elektrod gaz bilan qoplanib qoladi va biz bir elektrod vodorod, ikkinchisi esa kisloroddan iborat bo'lgan galvanik element hosil qilgan bo'lamiz. Bunday elementning EYuK 1,23 V ga teng. Agar elektrodlar tutashtirilsa, u holda zanjirda tok paydo bo'ladi, bu tokning yo'nalishi elektrolizdagi tokning yo'nalishiga teskari bo'ladi (334b-rasm), vodorod va kislorod esa yana qaytadan ionlar tarzida eritmaga o'tadi. Har

ikkala gazning yig'ilgan barcha zahirasi sarf qilib bo'lingandan keyin EYuK yana nolga teng bo'ladi va zanjirda tok to'xtaydi.

Qutblanish EYuK elektroliz jarayoniga ta'sir ko'rsatadi. Aytaylik, biz HCl xlorid kislotani parchalayotgan va bunda platina elektrodlaridan foydalanayotgan bo'laylik. Bunda elektrodlarda H_2 va Cl_2 gazlari ajraladi va ularga xos qutblanish EYuK paydo bo'ladi. Agar uncha yuqori kuchlanish qo'yilmagan bo'lsa, qutblanish EYuK tashqi zararga tenglashganida zanjirda joriy tok to'xtaydi va elektroliz ham to'xtaydi. Agar kuchlanish asta-sekin oshira borilsa, u holda elektrodda gazlarning parsial bosimi ortadi, bu bosim bilan birga qutblanish EYuK ham ortadi. Gazlarning qisman bosimi atmosfera bosimiga tenglashganida ular pufakchalar tarzida ajrala boshlaydi shundan so'ng, elektrodlarda gazning miqdori endi o'zgarmaydi va qutblanish EYuK o'zining maksimal qiymatiga erishadi. Bu EYuK kattaliga xlorning vodorodga nisbatan potensialiga teng: 17-jadvalga muvofiq bu qiymat +1,3 V ga teng. Bu qiymatga erishganidan so'ng elektrolitlarda tok payo bo'ladi va kuchlanish ortgan sari bu tok ham ortadi, endu elektrodlarda moddalar ajrala boshlaydi.

Ana shu sabablarga ko'ra, elektrolit orqalu o'tayotgan tok kuchining elektrolitlarga qo'yilganga kuchlanishga bog'lanishi 335-rasmda tasvirlangan ko'rinishda b'ladi va quyidagi

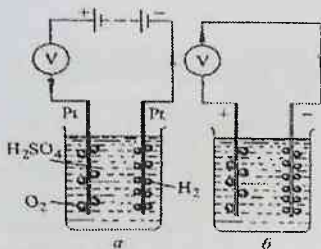
$$i = \frac{U - V}{r} \quad (196.1)$$

formula bilan ifodalanadi, bu yerda r —elektrolit ustuning qarshiligi. Elektrodlarda parchalanib ajrala boshlaydigan V ning chegaraviy qiymati elektrolitning parchalanish kuchlanishi deb hisoblanadi.

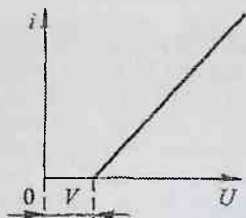
Biz yuqorida ko'rib o'tgan HCl holida parchalanish kuchlanishi qutblanish EYuK ga teng. Biroq ba'zi vaqtida parchalanish kuchlanishi qutblanish EYuK dan katta bo'lishi mumkin. Bu hodisa elektrolizdagi *o'ta kuchlanish* nomini olgan. Masalan, sulfat kislotada eritmasining parchalanishi 1.23V kuchlanishda emas, balki 1.64V kuchlanishdan boshlanadi (335-rasm). O'ta kuchlanish hodisasi elektrodlarda elektrolitik ionlarning neytrallanish jarayonlarining xususiyatlari bilan bog'liq.

Biroq biz bu to'g'rida to'xtalib o'tinmaymiz.

Shunday qilib, eritmadan biror navli ionlarni ajatish uchun ularning elektrodlardan eritmaga qayta o'tishga intilishini kompensatsiyalovchi kuchlanish berish kerak ekan. Turli ionlar uchun bu kuchlanish birday emas, shunga qarab turli moddalarni bir-biridada ajratish mumkin. Masalan, 17-jadvaldan mis ionlarining eritmaga qaytib o'tishga intilishi rux ionlarinikiga qaraganda kam ekani ko'rinib turibdi, shuning uchun agar eritmada mis ionlari ham, rux ionlari ham bo'lsa, u holda mis pastroq



334-rasm. Elektrolizdagi qutblanish.



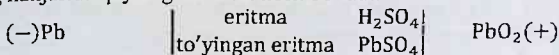
335-rasm. Elektrolitik vanna orqali o'tayotgan tok kuchining elektrodlar orasidagi kuchlanishga bog'liqligi (sxematik tasviri).

kuchlanishda ajrala boshlaydi. Mis ajralib bo'lgandan so'ng eritmadan ruxni ajratib olish uchun elektrolitik vannadagi kuchlanishni qo'shimcha ortirish zarur. Metallarni elektrolitik yo'l bilan tozalashda shu holdan foydalaniladi.

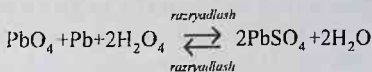
197-§. Akkumulatorlar

Elektrolitik qutblanish akkumulatorlarda, yoki boshqacha aytganda, ikkilamchi elementlarda muhim texnikaviy qo'llanilishiga ega bo'ladi. Akkumulatorlar shunday galvanik elementlarki, ularda tok olinganda sarf bo'ladigan modda elektroliz natijasida elektrolarga to'planadi. Buning uchun to'plangan modda orqali ma'lum vaqt tashqi manba toki o'tkaziladi (batareyalarning zaryadlanishi).

Qo'rg'oshinli akkumulyator yoki kislotali akkumulyator eng ko'p tarqalgan. Eng sodda holda bu akkumulator sulfat kislotali eritmasiga bo'lingan ikki qo'rg'oshin elektroddan iborat. Elektrodlar eritmaga so'linganda ularda $PbSO_4$ qo'rg'oshin sulfat hosil bo'ladi va eritma ana shu tuz bilan boyiydi. Akkumulyator zaryadlashda uning manbaining musbat qutbi bilan ulangan elektroddida qo'rg'oshin oksidlanib, qo'g'oshin (II)-oksid PbO_2 ga aylanadi, ikkinchi elektrod esa sof qo'g'oshinga aylanadi, buning natijasida quyidagi element hosil bo'ladi:



Akkumulyatorni zaryadsizlantirishda (razryadlashda) uning musbat qutbi asta-sekin oksidlanadi va unda $PbSO_4$ hosil bo'la boshlaydi, bu manfiy elektrodda ham paydo bo'la boshlaydi. Akkumulyatoridagi kimyoviy o'zgarishlarning oxirgi mahsulotlarini ifodalovchi yig'indi (natijaviy) quyidagi reaksiya ko'rinishida bo'ladi:



Akkumulatorni zaryadlashda kislotaning qo'shimcha molekularari paydo bo'ladi, shuning uchun kislotaning konsentratsiyasi ortadi. Razryadlanishda kislotalarning konsentratsiyasi kamayadi.

Qo'rg'oshinli akkumulyatori EYuK zaryadlanishining eng oxirida 2,7V ga erishadi. Razryadlanishda EYuK dastlab tez 2.2V qiymatga erishadi, so'ngra juda sekin-taxminan 1,85V gacha pasayadi. Akumlatorni bundan keyin razryadlash mumkin emas, chunku bunda uning elektrodleri qiyin eriydigan PbSO₄ qalin qatlami bilan qoplanadi va akumlator buziladi.

Akkumulyator EYuK dan tashqari yana sig'imi bilan, ya'ni razryadlanishda bera oladigan zaryad kattaligi bilan ham xarakterlanadi. Akkumulyator sig'imi amper-soatlarda o'lchanadi va elektrodler sirti qancha katta bo'lsa, shuncha katta bo'ladi.

Sig'imi ortishi uchun akkumulyatorlarning elektrodlerini asalarilar uyachalari kabi ko'p sonli yacheykali plastinkalar shaklida ishlanadi va yacheykalarga qo'rg'oshin oksidlari presslanadi.

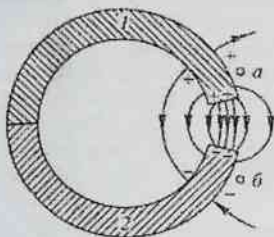
So'ngra yangidan tayyorlangan akkumulyatorlarni bir necha marta zaryadlanadi va razryadlanadi (akumlatorlarni formovka qilish) va buning natijasida elektrodlerning sirtleri g'ovaklanadi. Zaryadlashdan keyin akkumulyatorning manfiy elektrodi metal qo'rg'oshin holiga qaytadi, musbat elektrodi esa PbO₂ gacha oksidlanadi.

Qo'rg'oshinli akkumulyatorlar bilan bir qatorda hozirgi vaqtda yana temir-nikelli yoki ishqorli akkumulyatorlar ham ishlatiladi, bu akkumulyatorlarning sig'imlari birday bo'lgani holda og'irliklari kamroq bo'ladi. Ularning bir elektrodi temirdan, nikeldan qilingan, elektrolit sifatida uyuvchi kaliy KOH eritmasidan foydalanishiladi. Zaryadlangan holatda bu akkumulyatorlarning anodi sifatida Ni(OH)₂ nikel oksidigidrat, katod sifatida esa temir xizmat qiladi. Ularning EYuK 1,3V ga yaqin. Akumlatorlarning boshqa turlari ham mavjud.

XIX BOB. KONTAKLARDAGI ELEKTR HODISALAR

198 §. Kontakt potentsiallar farqi

Elektr jihatdan kontakt holatida turgan ikki xil 1 va 2 o'tkazgichlarni ko'raylik (336-rasm). O'tkazgichlarning temperaturasini dastlab birday deb hisoblaymiz. Yuqorida aytilganlarga ko'ra har ikkala o'tkazgichda elektr zaryadlar paydo bo'ladi, ularning erkin uchlari orasida elektr maydon yuzaga keladi.



336-rasm.

O'tkazgichdan tashqarida bo'lgan biroq ularning yuzasiga yaqin joyda joylashgan ixtiyoriy ikki a va b nuqtasi orasidagi potentsiallar farqi tashki kontakt potentsiallar farqi deyiladi. Keyinchalik biz ularni $U_{12} = U_1 - U_2$ deymiz. Tok bo'lmaganda har bir o'tkazgich sirti ekvopotensial hisoblanadi va bu potentsiallar farqi a va b nuqtalarning holatiga bog'liq bo'lmaydi.

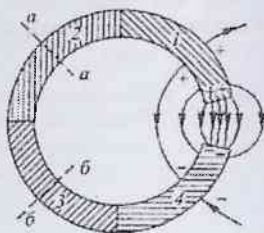
Kontaktlashuvchi o'tkazgichlarning ichidagi elektr maydoniga e'tiborni qaratamiz. Agar o'tkazgichning har bir nuqtasida temperature bir xil bo'lsa, u holda Om qonuniga ko'ra bir kinsli o'tkazgich ichida tok jichligi $j = \lambda E$ ga teng. Biz ko'rayotgan zanjir yopiq bo'lganligi uchun ($j=0$), o'tkazgichning ichida elektr maydoni nolga teng, potentsial esa doimiy. Bundan, o'tkazgichning ichida elektr maydoni faqatgina yupqa chegaraviy qatlamlarda, ya'ni 1- hamda 2-o'tkazgich va 1-o'tkazgich (yoki 2)-vakuum chegarasida bo'lishi ko'rinadi. Bu chegaralarda potentsial sakrashsimon o'zgarishda bo'ladi. Potentsiallar farqi $U'_{12} = \varphi_2 - \varphi_1$ ga teng. Potentsial φ_1 esa 1-o'tkazgich ichidagi potentsial, φ_2 potentsial esa 2-o'tkazgich ichidagi potentsial-ichki kontakt potentsiallar farqi yoki *potentsialning kontakt sakrashii* deb ataladi.

Endi ikkita emas, balki bir nechta 1, 2, 3, 4 metallardan iborat zanjirni ko'raylik (337-rasm). Agar biz bu zanjirni aa bo'yicha qirqqanimizda edi, u holda 1 va 2 metallarning erkin uchlari orasidagi kontakt potentsiallar farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_{12} = U_1 - U_2.$$

Xuddi shunga o'xshash aa va bb qirqqimlar orasidagi potentsiallar farqi

$$U_{23} = U_2 - U_3.$$



337-rasm.

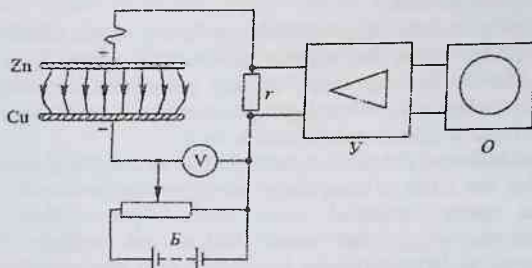
ga teng bo'lib, metallarning oxirgi juftlari orasidagi potensiallar farqi esa

$$U_{34} = U_3 - U_4$$

bo'ladi, aa, bb va h.k. tengsizliklarda bir xil metallar bir-biriga tegib turgani uchun bu yerda potensiallarning qo'shimcha farqi yuzaga kelmaydi; shuning uchun butun zanjirning kontakti farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$U_{12} + U_{23} + U_{34} = (U_1 - U_2) + (U_2 + U_3) + (U_2 - U_4) = U_1 - U_4 = U_{14}$ ya'ni bu farq 2 va 3 oraliq metallar bo'lmagandagi singari bo'ladi. Kontakt potensiallar farqi zanjirdagi faqat oxirgi metallar bilan aniqlanadi.

Kontakt potensiallar farqini aniqlash uchun kompensatsion sxemalardan foydalaniladi. Bunday sxemalardan biri 338-rasmda ko'rsatilgan.



338-rasm. Kontakt potensiallar farqini o'lchash

O'rnatilayotgan moddadan yasalgan ikkita plastinka bir-biriga parallel qilib joylashtiriladi, plastinkalardan birini qo'zg'almas qilib mahkamlanadi va ikkinchisini oddiy mexanik qurilma yordamida normal yo'nalishda kichik amplituda (millimetrlarning ulushlariga teng) va bir necha o'n gers chastota bilan tebranishga majbur qilinadi. Agar kontakt potensiallar farqi U ga teng, plastinkalar orasidagi masofa esa d ga teng bo'lsa, u holda plastinkalar orasidagi maydon kuchlanganligi U/d ga teng bo'ladi va binobarin, plastinka ichki sirtining har bir birligida $\epsilon_0 U/d$ zaryad bo'ladi. Davriy ravishda o'zgarganida plastinkalarning zaryadi ham davriy o'zgaradi. Shuning uchun tashqi zanjirda o'zgaruvchan tok paydo bo'ladi, r nagruzka qarshiligida esa o'zgaruvchan kuchlanish paydo bo'ladi. Bu kuchlanishni U kuchaytirgich bilan kuchaytirish va O ossillograf bilan qayd qilish mumkin. Agar endi plastinkalarga kontakt potensiallar farqi ishorasiga teskari ishorali B batareyadan tashqi potensiallar farqi berilsa va uni kuchlanish taqsimlagich yordamida o'zgartirilsa, u holda tashqi zanjirda tokning nolga teng bo'lib qolishiga ishonch hosil qilish mumkin. Bu holda

berilgan tashqi kuchlanish kontakt potentsiallar farqiga teng bo'lgani ravshan, bu kuchlanishni ham, demak, V voltmerning ko'rsatishlaridan bevosita aniqlash mumkin.

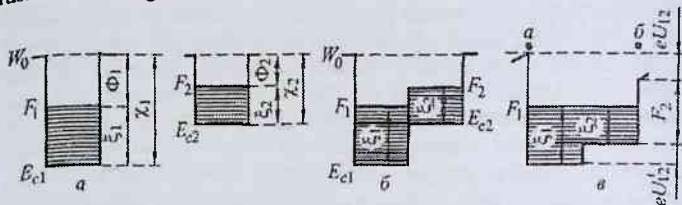
Kontakt potentsiallar farqi kontaktda bo'lgan jismlarning Φ_1 va Φ_2 termoelektron chiqish ishlari bilan bevosita bog'liq (quyida ko'ramiz), ya'ni

$$eU_{12} = \Phi_2 - \Phi_1.$$

bu munosabat metallar uchun ham, yarimo'tkazgichlar uchun ham o'rinalidir. Shuning uchun agar o'tkazgichlardan birining chiqish ishi ma'lum bo'lsa (masalan, termoelektron emissiyaga doir tajribalardan aniqlangan bo'lsa), u holda U_{12} ni o'lchash bilan ikkinchi o'tkazgichning chiqish ishini aniqlash mumkin. Bu usuldan erish temperaturasi past bo'lgani tufayli termoelektron emissiyasini bevosita o'lchab bo'lmaydigan moddalarning chiqish ishini aniqlashda foydalaniladi.

Kontakt potentsiallar farqi, xuddi elektronlarning chiqish ishlari singari, sirtlarning hatto ozgina ifloslanishida, oksidlanishida va h.k. larda kuchli o'zgarib ketadi. Shuning uchun kontakt potentsiallar farqining aniq qiymatlarini olish uchun o'rganilayotgan moddalarni yaxshi tozalash va barcha o'lchashlarni vakuumda bajarish kerak.

Kontakt potentsiallar farqining kelib chiqishi va uning chiqish ishi bilan bog'liqligi har ikkala o'tkazgichning energetik diagrammalarini ko'rib chiqishda yaqqol tushunarli bo'lib qoladi. Ayniqsa absolyut nol temperaturada bo'lgan ikki metall bo'lgan hol soddadir. Bunday metallarning bir-biriga tekkuncha bo'lgan energetik diagrammalari 339-rasmda ko'rsatilgan.



339-rasm. Ikki metal energetik diagrammasi

a-kontakt va 'a: b-kontaktda muvozanat va 'a: v-muvozanat

Bu diagrammada W_0 avvalgidek vakuumda tinch turgan elektronning energiyasi. Har ikkala metall zaryadlanmagan bo'lgani uchun ular orasidagi elektr maydon yo'q va W_0 doimiy, E_{c1} va E_{c2} - o'tkazuvchanlik zonalari tublarining energiyasi. $\chi_1 = W_0 - E_{c1}$ va $\chi_2 = W_0 - E_{c2}$ - potensial o'raning chuqurligi. Bu kattalik mazkur moddaning *elektron turdoshligi* deb nom oldi, F_1 va F_2 - har bir metaldagi Fermi sathi. Bu yerda barcha energiyani

ixtiyoriy doimiy qiymatdan, biroq har ikkala metall uchun birday sathdan boshlab hisoblash mumkin. $F - F_c = \xi$ ayirma elektronlarning kimyoviy potentsiali. $T=0$ da u elektronning maksimal kinetik energiyasiga teng bo'ladi (155-§ bilan solishtiring). 339-rasmda har ikkala metallning termoelektron chiqish ishlari

$$\Phi_1 = W_0 - F_1 = \chi_1 - \xi_1, \quad \Phi_2 = W_0 - F_2 = \chi_2 - \xi_2$$

ga tengligi ko'rsatilgan [(158.2) formula bilan solishtiring].

Metallar bir-biriga tekandan keyin vakuum oraliq hosil qilgan potensial to'siq yuqoladi va energiya taqsimoti 339b-rasmda ko'rsatilgan shaklda bo'lishi kerak edi. Biroq bunda har ikkala metallidagi elektron gazlar bir-biri bilan muvozanatda bo'lmaydi, chunki 2-metaldan elektronlar 1-metallga "quyila" boshlaydi, bunda 1-metall manfiy, 2-metall musbat zaryadlanadi. Shuning uchun 1-metaldagi elektronlarning potensial energiyasi, ya'ni o'tkazuvchanlik zonasining tubi ko'tarila boshlaydi, 2-metaldagi esa pasaya boshlaydi. χ va ξ kattaliklar moddani xarakterlagani va jismining zaryadlangan yoki zaryadlanmaganiga bog'liq bo'lmagani uchun 2-metallning F va W_0 energiya sathlari ham ularning 1-metall uchun qiymatlariga nisbatan pasayadi. Har ikkala metallidagi F_1 va F_2 Fermi sathlari bir-biriga teng bo'lganida elektr tok to'xtaydi (339v-rasm). $T=0$ bo'lganda ikki metall uchun oddiy holda o'rinli bo'lgan bu xulosa ixtiyoriy temperatura bo'lgan umumiy holda ham metallar, ham yarimo'tkazgichlar uchun o'rinlidir. Elektronlar almashinish imkoniga ega bo'lgan va birday temperaturadagi o'tkazgichlar muvozanatda bo'lganda bu o'tkazgichlardagi Fermi sathlari bir xil bo'ladi.

Barqaror elektron muvozanatida har ikkala potensial o'raning chekkalari endi birday sathda bo'lmaydi, binobarin, elektronning 1-metall sirtidagi (a nuqtadagi) potensial energiyasi $-eU_1$, 2-metall sirtidagi (b nuqtadagi) potensial energiyasi $-eU_2$ ga teng bo'lmaydi (339v-rasm). Ularning farqi quyidagiga teng bo'ladi:

$$-eU_1 - (-eU_2) = (\chi_1 - \xi_1) - (\chi_2 - \xi_2) = \Phi_1 - \Phi_2.$$

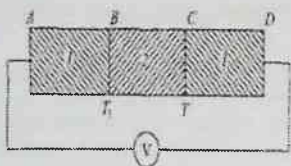
($U_1 - U_2$) ayirma U_{12} kontakt potentsiallar farqini beradi, shuning uchun bundan (198.1) formula kelib chiqadi.

339v-rasmdan, shuningdek, muvozanatda E_{c1} va E_{c2} potensial o'ralarning tublari turlicha sathlarda bo'lishi ham ko'rinib turibdi. Bu metall ichidagi kontakt qatlami orqali o'tishda elektronning potensial energiyasi $-e\phi$ ham o'zgarishini ko'rsatadi. Kontakt potensial sakrashi kattaligi U_{12}^i quyidagicha ifodalanadi:

$$eU_{12}^i = e(\phi_1 - \phi_2) = \xi_1 - \xi_2 \quad (198.2)$$

Bu kattalik kontaktlashuvchi jismlarda elektronlar kimyoviy potentsiallarining farqi bilan belgilanar ekan.

199 - Termoelekr



340-rasm. Termoelekr zanjiri

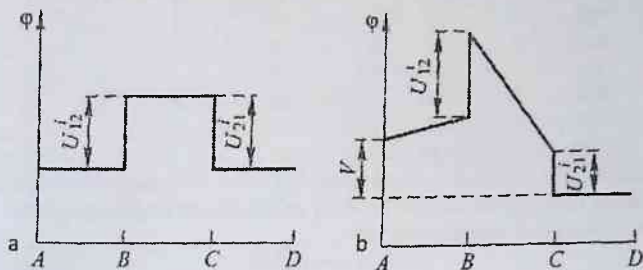
bildiradi. Mazkur holda chet kuchlar (64-§) turli o'tkazgichlarda turlicha bo'lgan elektron gazning bosimi natijasida paydo bo'ladi. Biroq agar butun zanjirning temperaturasi birday bo'lsa, u holda natijaviy EYuK nolga teng bo'ladi. Misol tariqasida 340-rasmda ko'rsatilgan va ikki turli 1 va 2-o'tkazgichlardan iborat zanjirni ko'raylik. Sodda bo'lishi uchun voltmetrga ulanuvchi simlar ham 1-o'tkazgichdan qilingan va A va D kontaktlarda potentsiallar sakrashi vujudga kelmaydi deb olamiz. Bunda potentsialning zanjirda taqsimlanishi 341a-rasmda ko'rsatilgan ko'rinishda bo'ladi.

B va C kontaktlarda potentsiallar sakrashi kattalik jihatdan teng va yo'nalishi jihatidan qarama-qarshidir va shuning uchun A va D uchlarga ulangan voltmetr kuchlanishni ko'rsatmaydi. Bu hol ixtiyoriy sondagi o'tkazgichlar uchun ham to'g'ridir: birday temperaturada bo'lgan ixtiyoriy sondagi elektron o'tkazgichlar (birinchi tur o'tkazgichlar) dan tuzilgan zanjirning elektr yurutuvchi kuchi nolga teng.

Biroq agar kontaktlarning temperaturalari birday bo'lmasa, u holda zanjirning to'liq EYuK endi nolga teng bo'lmaydi va zanjir tutashtirilganda unda tok paydo bo'lmaydi. Bu hodisa termoelekr hodisasi, hosil bo'lgan EYuK esa termoelekr yurutuvchi kuch (termo- EYuK) deb ataladi.

Termo-EYuK ning kelib chiqish sababini tushuntirish uchun ikki o'tkazgichdan iborat sodda zanjirga qaytaylik (340-rasm) va B kontaktning T_1 temperaturasi C kontaktning T temperaturasidan yuqori deb faraz qilamiz. Sodda bo'lishi uchun, zanjirning A va D tutashtirilmagan uchlarning temperaturasi ham birday va T ga teng deb olamiz. Elektronlarning issiqlik harakati tezliklari B kontakt yaqinida C ga tomon yo'nalgan elektronlar diffuziyasi oqimi yuzaga keladi. Yarimo'tkazgichlarda temperatura ortishi bilan elektronlar konsentratsiyasi ortadi, shuning uchun xuddi shunday yo'nalgan o'tkazgichning issiq va sovuq uchlari, elektronlar konsentratsiyasining turlicha bo'lishi tufayli yuzaga kelgan elektronlarning shu yo'nalishdagi yana qo'shimcha diffuzion

oqim yuzaga keladi. Shuning uchun 2-o'tkazgichda (uning sirtida) elektr zaryadlar paydo bo'ladi va o'tkazgich ichida shunday kattalikdagi elektr maydon yuzaga keladiki, barqaror holatda bu maydonning hosil qilgan dreyf toki diffuziya tokini kompensatsiya qiladi. Binobarin, o'tkazgichda temperatura gradiyenti bo'lganida unda potensial gradiyenti ham yuzaga keladi. Bu fikr 1-o'tkazgichga ham to'la ravishda tegishlidir.



341-rasm. Zanjirdagi potensial taqsimoti tasvirlangan

a) $T_1 = T$ bo'lganda va b) $T_1 > T$ bo'lganda

Biroq termo-EYuK ning vujudga kelishiga sabab faqat hajmda yuzaga kelgan diffuziyagina emas, shuningdek, yana potensialning U_{12}^i va U_{21}^n kontakt sakrashlari bunga sabab bo'ladi. Bu kontakt sakrashlar temperaturaga bog'liq bo'lgani uchun ularning yig'indisi endi nolga teng bo'lmaydi. Kontaktlar temperaturasi teng bo'lganda zanjirda potensial taqsimoti 341b-rasmda ko'rsatilgandek bo'ladi. Voltmetr qayd qilgan va kattaligi jihatidan termo-EYuK ning qiymatiga teng bo'lgan V kuchlanish o'tkazgichlar hajmda kuchlanishning tushishi va potensialning kontaktlarda sakrashlari yig'indisidan iborat bo'ladi.

Termoelektr o'tgan asrning yigirmanchi yillaridayoq Zeebek tomonidan kashf qilingan edi. Bu effektni kuzatish uchun millivoltmetrga ikki bo'lak mis simni ulash ularni biror boshqa material, masalan, temir sim bo'lagi bilan tutashtirish yetarli, har ikki ulanish uchining (kavsharlangan uchlarning) temperaturasi birday bo'lgan vaqtda millivoltmetr hech qanday EYuK ni qayd qilmaydi. Biroq kavsharlangan qismlardan biri qizdirilganda zanjirda termo-EYuK paydo bo'ladi va millivoltmetrning strelkasi og'adi. Agar qizdirilgan qismini sovutib, sovuq qismi qizdirilsa, millivoltmetr strelkasi boshqa tomonga og'adi.

18-jadvalda ko'p ishlatiladigan metallar jufti uchun sovuq uchlarning temperaturasi 0°C bo'lgandagi termo-EYuK qiymatlari keltirilgan.

Issiq uchining temperaturasi °C	Platina, platina+10%rodiiy	Temir, konstantan(60% Cu, 40%Ni)	Mis, konstantan
100	0.64	5	4
200	1.44	11	9
300	2.32	16	15
400	3.25	22	21
500	3.22	27	-
600	5.22	33	-
700	6.26	39	-
800	7.33	45	-
1000	9.57	-	-
1500	15.50	-	-

Kavsharlangan uchlarning temperaturalari farqi ΔT yetarlicha kichik bo'lganda turli o'tkazgichlardan (1 va 2) tashkil topgan zanjirning termo-EYuKi quyidagi formuladan topiladi:

$$\Delta \mathcal{E} = (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T \quad (199.1)$$

bu yerda α_1 – 1-o'tkazgichning tabiatiga, α_2 – 2-o'tkazgichning tabiatiga bog'liq kattalik. Bu kattaliklar temperaturaga ham bog'liq, shuning uchun (199.1) formulada keltirilgan ΔT yetarli emas. (199.1) formuladan zanjirning termo-EYuKi uning har bir elkasining termo-EYuKi farqiga tengligi va har bir o'tkazgichda $\Delta \mathcal{E}_i = \alpha_i \Delta T (i=1,2,\dots)$ hosil bo'lishi ko'rinadi.

$$\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT} \quad (199.2)$$

kattalik differensial termo-EYuK deb ataladi. Differensial termo-EYuK kavsharlangan uchlarning temperatura farqi 1K bo'lganda paydo bo'ladigan termoelektr yurutuvchi kuchga teng bo'ladi. Temperaturalar farqi kichik bo'lmaganda ikkala kavsharlangan uchlardagi termo-EYuK

$$\mathcal{E} = \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_1 - \alpha_2) dT \quad (199.3)$$

T_1 -sovuq qism, T_2 -issiq qism temperaturasi. Agar ushbu $(T_1 - T_2)$ temperaturalar intervalida α_1 va α_2 kattaliklar kuchsiz o'zgarsa (199.3) formuladan

$$\mathcal{E} = (\alpha_1 - \alpha_2)(T_1 - T_2) \quad (199.4)$$

Termoelektrik tokning faqat kattaligi emas, balki yo'nalishini ham aniqlash kerak bo'lsa, differensial termo-EYuK ka ma'lum bir ishora

beriladi. Agar o'rtkazgichda hosil bo'lgan termotok issiq kamondan tashqari qarab oqsa α kattalik musbat hisoblanadi.

19-jadvalda ba'zi metallar uchun α ning 0°-100°C daqi plastinaga nisbatan Kelvin graduslariga to'g'ri keladigan qiymati mikrovoltlar birligi keltirilgan.

Metall	α , mkV/K	Metall	α , mkV/K
Vismut	-65,0	Nikel	-10,4
Temir	+16,0	Surma	-47,0
Gips	+7,40	Konstantan	-34,4

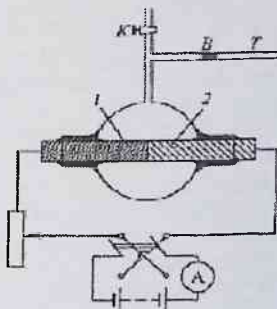
Bu jadvaldan foydalanib, faqat platinaga nisbatan termo-EYuK ni emas, balki metallarning har qanday ixtiyoriy kombinatsiyasiga nisbatan ham aniqlash mumkin. Masalan, temir—konstantan juftining termo-EYuK: temir — konstantan — (temir—platina) — (konstantan—platina) + 16,0 - (-34,4) = 50,4 mkV/K ga teng. Binobarin, temir—konstantan juftida issiq uchida tok konstantandan (-34,4) temirga (+16,0) qarab yo'nalgan.

Keltirilgan jadvallardan ko'rinib turibdiki, metallarda termo-EYuK kichik bo'lar ekan. Biroq metall va yarimo'tkazgichdan tuzilgan zanjirda (yoki ikki yarimo'tkazgichdan tuzilgan zanjirda) termo-EYuKning qiymatlari ancha katta bo'ladi. Ba'zi yarimo'tkazgichlar uchun differensial termo-EYuK 1000 mkV/K dan ortiq bo'ladi, demak, metallarning termo-EYuKdan o'nlab va yuzlab marta ortiq bo'ladi.

200-§. Peltje effekti

Tajriba shuni ko'rsatadiki, tokning o'tkazgich hajmida ajratadigan Joule—Lens issiqlikdan tashqari, ikki turli o'tkazgichlar kontaktida hatto bu o'tkazgichlar dastlab birday temperaturada bo'lganida ham issiqlik hodisalari kuzatiladi. Tok o'tayotgan kontaktida tokning yo'nalishiga bog'liq holda yoki issiqlik ajraladi, yoki issiqlik yutiladiva kontakt yoki soviydi, yoki qiziydi. Bu hodisa Peltje effekti deb ataladi.

Peltje effektini namoyish tasvirlangan tajriba xizmat qilishi



342-rasm. Peltje effektini kuzatish qilish uchun 342-rasmda sxematik mumkin. Bu yerda 1 va 2 — o'zaro

germetik birlashgan ikkita turli sterjenlar. Sterjenlar zamazka yordamida shisha ballon ichiga mahkamlangan, ballon a gorizontaal nay bilan ta'minlangan bo'lib, bu nay ichiga suv tomchisi kiritiladi. Shisha ballon K jo'mrak yordamida atmosfera bilan birlashtirilishi va ajratilishi mumkin va gaz termometri sifatida xizmat qiladi. Kavsharlangan uchlar qizdirilganda ballon ichidagi bosim ortadi va tomchi o'ngga qarab siljiydi; kavsharlangan uchlar sovutilganda tomchi qarama-qarshi yo'nalishda harakatlanadi. Tajriba uchun surma (Sb) va vismut (Vi) sterjenlarini tanlash kerak. Tok Sb dan Vi ga yo'nalganida kavsharlangan uchlar qiziydi.

Kavsharlangan uchlarda ajralgan yoki yutilgan Q_p Peltie issiqligi, bu uchdan o'tgan to'liq zaryad q ga proporsional yoki i tok kuchining t vaqtga ko'paytmasiga proporsional bo'ladi:

$$Q_p = \Pi_q = \Pi i t \quad (200.1)$$

Π -koeffitsiyent bir-biriga tegayotgan o'tkazgichlarning turiga va ularning temperaturasiga bog'liq bo'ladi, bu *Peltie koeffitsiyenti* deb ataladi.

Kelgusida agar issiqlik kavsharlangan uchlarda ajralsa, Q_p issiqlikni musbat deb hisoblaymiz. (200.1) formulada tokning yo'nalishini nazarga olish uchun kerak bo'lgan joyda, agar tok 1-o'tkazgichdan 2-o'tkazgichga qarab harakatlansa, Peltie koeffitsiyentni Π_{12} bilan, agar tok qarama-qarshi yo'nalishda bo'lsa, Π_{21} bilan belgilaymiz. Har ikkala holda ham Peltie issiqligining miqdori birday, biroq ishorasi qarama-qarshi bo'lgani uchun $\Pi_{12} = -\Pi_{21}$ bo'ladi.

Peltie hodisasi bilan Joul—Lens issiqligi ajralishi orasida muhim farq bor ekanligini qayd qilib o'tish kerak. Joul—Lens issiqligi tok kuchi kvadratiga proporsional va tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi. Peltie issiqligi esa tok kuchining birinchi darajasiga proporsional va tokning yo'nalishi o'zgarganda o'z ishorasini o'zgartiradi. So'ngra, Joul—Lens issiqligi o'tkazgichning qarshiligiga bog'liq bo'ladi, Peltie issiqligi esa unga bog'liq bo'lmaydi.

Agar (200.1) da Q_p joularda, q kulonlarda o'lchansa, u holda Π koeffitsiyent J/Kl larda yoki voltlarda ifodalanadi. Tajribaning ko'rsatishicha, ko'pchilik metall juftlari uchun Peltie koeffitsiyenti $10^{-2} - 10^{-3}$ tartibida bo'ladi. Yarimo'tkazgichlar uchun Peltie koeffitsiyenti, shuningdek termo-EYuKham bir necha tartib katta bo'ladi.

Odatdagi sharoitlarda Peltie issiqligi Joul—Lens issiqligiga qaraganda kichik. Shuning uchun Joul—Lens issiqligi Peltie issiqligidan ortib ketmasligi uchun Joul—Lens issiqligini iloji boricha kamaytirish kerak, buning uchun qarshiligi kam bo'lgan ancha yo'g'on simlarni ishlatish kerak bo'ladi.

Peltje issiqligining kelib chiqish sababi quyidagicha tushuntiriladi. Har bir elektron o'z harakatida faqat o'z zaryadini emas, shu bilan birga o'zidagi bor energiyani ham olib o'tadi. Shuning uchun o'tkazgichdan elektr tok o'tayotganida unda ma'lum energiya oqimi yuzaga keladi. Bu energiya oqimi temperatura o'tkazgichning barcha nuqtalarida birday bo'lib, issiqlik o'tkazuvchanlik tufayli energiya ko'chishi sodir bo'lmaganda ham mavjud bo'ladi. Energiya oqimining yo'nalishi elektronlarning harakat yo'nalishi bilan bir xil bo'ladi, ya'ni u tok zichligi yo'nalishiga teskari bo'ladi.

Tok zichligi ayni birday bo'lgani holda turli o'tkazgichlarda energiya oqimlari turlicha bo'ladi. Shuning uchun 1-o'tkazgichdagi kontakt tekisligiga keluvchi energiya 2-o'tkazgich kontakt tekisligidan ketayotgan energiyaga teng emas, Bu energiyalarning farqi Peltje issiqligidan iboratdir.

Tokning yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan vaqt birligi ichida o'tuvchi elektronlar soni $N = j/ega$ teng. Har bir elektronning energiyasi uning W_k kinetik energiyasi va $-e\varphi$ potensial energiyasi yig'indisidan iborat bo'ladi. Agar \bar{W}_k qaralayotgan N elektronlar guruhi uchun o'rtacha kinetik energiya bo'lsa, u holda energiya oqimining kattaligi quyidagiga teng bo'ladi.

$$P = -\frac{j}{e}(\bar{W}_k - e\varphi) \quad (200.2)$$

Shuni qayd qilib o'tish kerakki, \bar{W}_k kattalik munosabatdagi elektron gazning klassik nazariyaga ko'ra olingan $\frac{3}{2}kT$ energiyaga to'g'ridan-to'g'ri teng bo'lavermaydi. Buning sababi shuki, aynigan-elektron gaz bo'lgan umumiy holda barcha elektronlar ham elektr maydonda tezlanish olavermaydi (154-§ bilan solishtiring). Biroq uning aniq ifodasi kelgusida bizga kerak bo'lmaydi.

Endi birday temperaturada bo'lgan ikkita kontaktlashuvchi o'tkazgichni qaraylik. Har bir vaqt birligida 1-o'tkazgich kontaktining birlik sirtida P_1 energiya keltiriladi, 2-o'tkazgichda esa P_2 energiya olib ketiladi. Kontakt tekisligining har ikki tomonida potensialning φ_1 va φ_2 qiymatlari turlicha. Bundan \bar{W}_{k1} va \bar{W}_{k2} har ikkala o'tkazgichda umumiy holda bir-biriga teng emas, Shuning uchun $(P_1 - P_2)$ ayirma ham nolga teng emas. Binobarin, kontaktning temperaturasini o'zgarishsiz saqlab turish uchun uning har bir birlik sirtidan vaqt birligida $(P_1 - P_2)$ energiya olib ketish (yoki agar bu farq manfiy bo'lsa, olib kelish) kerak bo'ladi. Ana shuning o'zi Peltje issisligi ajraladi (yoki yutiladi) degan so'zdir.

Agar kontakt yuzi S bo'lsa, u holda Peltje issisligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q_P = (P_1 - P_2)St = \frac{1}{e} [(\bar{W}_{k2} - \bar{W}_{k1}) + e(\varphi_1 - \varphi_2)]it$$

bu yerda $i = jS$ - tok kuchi. Olingan ifodani (200.1) formula bilan solishtirib, Peltje koeffitsiyenti uchun quyidagi ifodani topamiz:

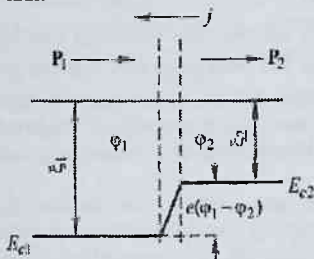
$$\Pi_{12} = \frac{1}{e} [(\bar{W}_{k2} - \bar{W}_{k1}) + e(\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (200.3)$$

Biz kontaktdagi issiqlik bilan qizitayotgan bo'lganimiz sababli (hajmdagi Joule — Lens issisligini qaramaymiz) bu formulada P_1 va P_2 lar deb ularning kontakt tekisligining bevosita oldidagi qiymatlari deb tushunish kerak. Shuning uchun $(\varphi_1 - \varphi_2)$ potensialning U_{12}^i kontakt sakrashi bo'ladi (198-§).

Agar o'tkazgichlarda elektron gaz ayirmagan bo'lsa, u holda elektr maydonda barcha elektronlar tezlanish olishi mumkin. Elektronlarning impuls bo'yicha taqsimoti Maksvell qonuni bilan ifodalanadi (155-§). Bu taqsimot faqat temperaturaga bog'liq bo'ladi va shuning uchun har ikkala o'tkazgichda birday bo'ladi. U holda hisoblashlar $\bar{W}_{k1} = \bar{W}_{k2}$ bo'lishini ko'rsatadi, demak,

$$\Pi_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) = U_{12}^i \quad (200.3a)$$

bo'ladi.



343-rasm. Ikki metal uchun Peltje effektini aniqlash

Bu holda Peltje koeffitsiyent faqat potensialning kontakt sakrashi bo'ladi xolos. Peltje issiqligi esa tokning kontaktda kuchlanishi pasayishi tufayli bajargan ishiga teng bo'ladi.

Ikkinchi qarama-qarshi hol ikki metall kontakt absolyut nol temperaturada bo'lgan hol (kuchli aynigan elektron gaz). Bu holga 343-rasmda ko'rsatilgan energetik diagramma mos keladi.

Bu yerda energiyasi Fermi satsining energiyasidan kam bo'lgan o'tkazuvchanlik zonasidagi kvant holatlar elektronlar bilan to'liq band va elektr maydon energiyasi faqat F ga teng bo'lgan elektronlarnigina tezlata oladi, Shuning uchun (200.3) formuladagi \bar{W}_{k1} va \bar{W}_{k2} kattaliklarni elektronlarning maksimal kinetik energiyalari deb tushunish va ularni quyidagiga teng deb olish kerak;

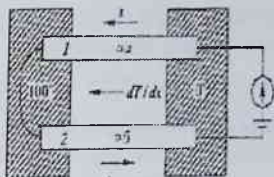
$$\bar{W}_{k1} = F - E_{c1} = \xi_1, \quad \bar{W}_{k2} = F - E_{c2} = \xi_2$$

Ikkinchi tomondan, (198.2) formulaga muvofiq $e(\varphi_1 - \varphi_2) = \xi_1 - \xi_2$, shuning uchun (200.3) formula quyidagini beradi:

$$\Pi_1 = e^{-1}[(\xi_2 - \xi_1) + (\xi_1 - \xi_2)] = 0$$

201-§. Tomson effekti

Termoelektr hodisalarini tadbiq qilib V. Tomson shunday xulosaga keldiki, agar o'tkazgich notekis qizdirilgan bo'lsa, hatto bir jinsli o'tkazgichdan ham tok o'tganida issiqlik ajralishi yoki issiqlik yutilishi mumkin ekan. Bu issiqlik yoki Joule—Lense issiqligiga qo'shiladi yoki undan ayriladi.



344-rasm. Tomson effektini kuzatish

Tomson effekti deb ataluvchi bu hodisa aniq qilib aytganda bevosita kontakt hodisalariga kirmaydi. Biroq uning kelib chiqishi kontaktlarda bo'ladigan hodisalarga chambarchas bog'langan va shuning uchun biz bu hodisani ushbu bobda ko'ramiz.

Tomson effektini 344-rasmida tasvirlangan tajribada kuzatish mumkin. Ayni bir moddadan qilingan ikkita bir xil 1 va 2 sterjenlar tok zanjiriga ulangan, sterjenlarning uchlari esa turli temperaturalarda saqlab turiladi (masalan, 100 va 0°C). Sterjenlarda dT/dx temperatura gradiyenti hosil bo'ladi va issiqlik oqimlari yuzaga keladi. Sterjenlarda k biriga tokning yo'nalishi va temperatura gradiyenti bir xil yo'nalishda, boshqasida esa teskari yo'nalishdadir. Tajribada zanjirda elektr tok bo'lmaganda temperaturalari birday bo'lgan ikkita a va b nuqtalardagi temperaturalar farqi o'lchanadi. Temperaturalar farqini o'lchash uchun a va b nuqtalarga termoparani ulangan uchlari joylashtiriladi (202-§). Tok bo'lganida a va b nuqtalardagi temperaturalar turlicha bo'lib qoladi; bu sterjenlarning birida Joule—Lense issiqligiga qo'shimcha ravishda biror miqdorda issiqlik ajralishini (Tomson issiqligi), ikkinchisida esa yutilishini ko'rsatadi. Tomson effektining ishorasi turli o'tkazgichlar uchun turlicha. Masalan vismut va ruxda, agar issiqlik oqimi va tokning yo'nalishi bir xil bo'lsa, issiqlik ajralishi kuzatiladi. Biroq temir, platina, surmada xuddi shunday sharoitlarda issiqlik yutilishi kuzatiladi. Tok yo'nalishi o'zgarganda barcha o'tkazgichlarda effekt ishorasi o'zgarishi kuzatiladi, ya'ni issiqlik ajralishi o'rninga yutiladi va aksincha.

Tomson effekti yarimo'tkazgichni qizdirishda xossasi o'zgarishi bilan tushuntiriladi. Dastlab birjinsli yarimo'tkazgich bir tekisda qizdirilmaganligi tufayli bir jinsli bo'lmay qoladi, shuning uchun Tomson effekti o'ziga xos Peltie effekti ko'rinishida namoyon bo'ladi. Faqat bunda asosiy farq yarimo'tkazgichda bir jinslilik kimyoviy tarkib farqi bilan emas, balkim temperatura farqi tufayli yuzaga keladi.

Faraz qilaylik, Q_T t vaqt ichida τ hajmli yarimo'tkazgichdan ajralgan Tomson issiqligi bo'lsin. U holda $Q_T/\tau t$ hajm birligida vaqt birligida ajralgan issiqlik miqdori bo'ladi. Bu kattalik dT/dx temperatura gradiyentiga proporsional bo'lib,

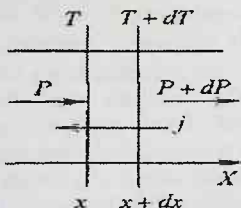
$$\frac{Q_T}{\tau t} = \sigma \frac{dT}{dx} j \quad (201.1)$$

bu yerda σ -Tomson koeffitsiyenti deyiladi. U yarimo'tkazgich turi, holati va qisman temperaturasiga bog'liq.

(201.1) formulani o'tkazgichni uzunligini Δx , ko'ndalang kesimini S , ΔT temperaturalar farqini hisobga olganda boshqacha yozish mumkin. $\tau = S\Delta x$, $jS = i$, $(dT/dx)\Delta x = \Delta T$ desak u holda

$$Q_T = \sigma \Delta T i t \quad (201.2)$$

Bu formula qonunning integral shaklini namoyon etadi va Tomson issiqligining to'liq miqdorini beradi. Tomson koeffitsiyenti qiymati yetarlicha kichik. Masalan, vismut uchun $\sigma \sim 10^{-5} V/K$



345-rasm. Tomson issiqligini tushintirishga doir

Bir jinsli o'tkazgichda yuzi l ga teng bo'lgan $x=const$ va $x+dx=const$ tekisliklari bilan chegaralangan dx hajmli yupqa qatlamni ko'raylik (345-rasm). Elektronlar x o'qi harakatlanmoqda deb olamiz va tanlangan tekisliklardagi temperaturalarni T va $T+dT$ orqali, energiya oqimlari esa P va $P+dP$ orqali belgilaymiz.

Bunda har bir vaqt birligida ko'rilayotgan hajmga P energiya kiradi va undan $P+dP$ energiya oqimi chiqadi. Binobarin, hajm birligida quyidagiga teng energiya ajraladi.

$$\frac{Q_T}{\tau t} = \frac{P(x) - P(x + dx)}{dx} = -\frac{dP(x)}{dx}$$

Endi bu formulani P ning (200.2) ifodadagi o'rniga qo'ysak, quyidagi ifodani olamiz:

$$\frac{Q_T}{\tau t} = j \frac{1}{e} \frac{d\bar{W}_k}{dx} = -j \frac{d\varphi}{dx}$$

bu yerda $\frac{d\varphi}{dx} = E$ o'tkazgichdagi elektr maydon kuchlanganligi. \bar{W}_k kattalik temperatura funksiyasi bo'lib fazoda u temperatura o'zgarani uchun o'zgaradi. Shuning uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\frac{d\bar{W}_k}{dx} = \frac{d\bar{W}_k}{dT} \frac{dT}{dx}$$

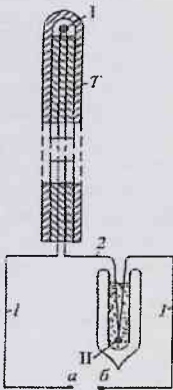
Binobarin,

$$\frac{Q_T}{\tau t} = j \frac{1}{e} \frac{d\bar{W}_k}{dT} \frac{dT}{dx} + jE.$$

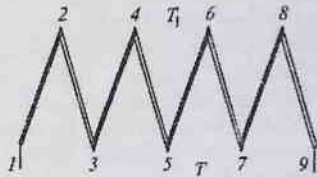
bu formulada ikkinchi qo'shiluvchi jE hajm birligi va vaqt birligida hisoblangan *Joul-Lens* issiqligi. Birinchi qo'shiluvchi ya'ni $j \frac{dT}{dx}$ ga proporsional bo'lgan qo'shimcha energiya ham ajralishi mumkin ekenini ko'rsatadi. Bu Tomson issiqligi.

202-§. Termoelektir hodisasining qo'llanishi

Termoelektir hodisasi temperaturalami o'lchashda keng qo'llaniladi. Buning uchun termoelementlardan (termoparalardan) foydalaniladi. Texnikada ishlatiladigan termoparaning namunasi 346-rasmda sxematik ko'rsatilgan. U uchlari payvandlangan (1 kavsharlangan uchi) 1 va 2 turli xildagi metallardan iborat.



346-rasm. Termoparaning tuzilishi va ulash sxemasi



347-rasm. Termobatareya sxemasi.

Kavsharlangan uchini kimyoviy ta'sirlardan muhofaza qilish maqsadida har ikkala o'tkazgich chinni nayga joylashtirilgan. Ikkinchi kavsharlangan uchi (II) o'zgarmas temperaturada saqlanadi. Zanjirning a va b uchlari: millivoltmetrga yoki (juda aniq o'lchashlarda) termo-EYuKni kompensatsiyalash metodi bilan o'lchash uchun potentsiometrga ulanadi. Termoparalarning shunday afzalligi borki, ular yordamida juda baland temperaturalarni ham, juda past temperaturalarni ham o'lchash mumkin,

holbuki, odatdagi siklik termometrlarida buni amalga oshirib bo'lmaydi. EYuKni orttirish uchun termoelementlarni 347-rasinda ko'rsatilgandek uab termobataryalar yasaladi. Bunda barcha juft sonli kavsharlangan uchlari bir temperaturada, toq sonli kavsharlangan uchlari boshqa temperaturada saqlanadi.

Bunday bataryaning EYuKining tashkil qiluvchi elementlarining EYuKlari yig'indisiga teng bo'ladi. Turli xildagi yupqa metall plastinkalaridak tuzilgan jaji termobataryalar yorug'lik intensivligini o'lchashda muvaffaqiyat bilan qo'llanilmoqda (ko'zga ko'rinadigan hamda ko'rinmaydigan yorug'lik intensivligini o'lchashda). Bunday termoelektr nurlanish qabul qiluvchilari sezgir galvanometr bilan birgalikda juda yuqori sezgirlikka ega bo'lgan asbobni tashkil qiladi. Bunday asboblarda yordamida, masalan, bir necha metr masofada turib inson qo'lidan chiqayotgan ko'zga ko'rinmas issiqlik nurlanishlarini qayd qilish mumkin; bunday nurlanish kavsharlangan uchlarda gradusning milliondan bir ulushlariga teng bo'lgan temperaturalar farqini hosil qilishi mumkin.

Termobataryalar kichik quvvatli tok sifatida ham katta ahamiyatga egadir. Issiqlik-kuch qurilmalariga qaraganda ularning tuzilishi nihoyatda sodda va hech qanday aylanuvchi qismlari yo'q. Hozirgi vaqtda termogeneratorlar yasash uchun faqat yarimo'tkazgichlar ishlatilmoqda, chunki yarimo'tkazgichlarning termo-EYuK metallarnikidan ancha yuqori. Bundan tashqari, yarimo'tkazgichlarning issiqlik o'tkazuvchanligi metallarnikiga qaraganda kichik, shuning uchun issiqlikning issiq kavsharlangan uchlari bilan sovuq uchlari bafoyda o'tishi kamayadi.

Yarimo'tkazgichlarning kontaktlarida bo'ladigan Peltze effekti termoelektr sovitkichlarini (xolodilniklar) yasashda muvaffaqiyatli qo'llanilmoqda.

203-§. Yarimo'tkazgichlardagi elektron-kovak o'tishlar

Metall yarimo'tkazgich kontaktlari Om qonuniga bo'ysunmaydi. Kontaktlarning qarshiliklari qo'yilgan kuchlanishning kattaligiga bog'liq, kuchlanish kattaligi birday bo'lganida esa tok yo'nalishining o'zgarishi bilan kuchli o'zgarishi mumkin.

Yarimo'tkazgich metall kontaktida bo'ladigan jarayonlardan farq qiladi. Biroq biz faqat ikkita yarimo'tkazgich kontaktlari bo'ladigan jarayonlarni ko'rish bilan cheklanamiz, chunki bu jarayonlar tobora ajoyib texnikaviy qo'llanishlar kasb etmoqda.

152-§ da yarimo'tkazgichlar o'zlarining o'tkazuvchanlik xarakterlariga ko'ra elektron yarimo'tkazgich (n-tur) kovakli yarimo'tkazgich (p-tur) bo'lishi mumkin ekanligini ko'rdik. n-tur yarimo'tkazgichlarda asosiy zaryad tashuvchilar harakatchan manfiy elektronlar, p-tur

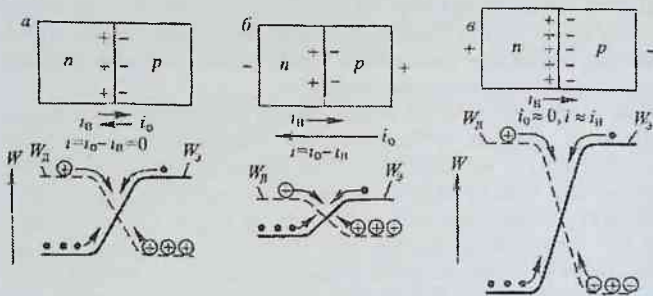
yarimo'tkazgichlarda esa asosiy zaryad tashuvchilar musbat zaryadli kovaklar bo'ladi. Ikki yarimo'tkazgich kontakga keltirilganda elektronlar va kovaklar bir yarimo'tkazgichdan ikkinchisiga o'tish imkoniga ega bo'ladi va shuning uchun yarimo'tkazgichlar orasida, shuningdek metallar orasida ham kontakt potentsiallar farqi yuzaga keladi, yupqa chegaraviy qatlamda esa kontakt elektr maydoni yuzaga keladi.

Agar kontakt ikkita bir xil turdagi yarimo'tkazgichdan tashkil topgan (ikkalasi ham elektron o'tkazuvchanlikli yoki ikkalasi ham kovak o'tkazuvchanlikli) bo'lsa, u holda har ikkala yarimo'tkazgich bir xil zarralar: yoki elektronlar, yoki kovaklar bilan almashinadi va bu holda hodisa ko'p jihatdan ikkita kontaktlashuvchi metall holiday singari bo'ladi. Shuning uchun biz yarimo'tkazgichlardan biri elektron o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan (n-tur) va ikkinchisi kovak o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan (p-tur) hol to'g'risida to'xtalamiz. Bunday kontaktlar elektron-kovak o'tishlar yoki n-p-o'tishlar deb ataladi. Shu narsani qayd qilib o'tish kerakki, ikki yarimo'tkazgichni bir-biriga siqish bilan bunday sof kontaktni hosil qilish mumkin emas, chunki sirtlarning g'adir-budurliklari tufayli bu ikki yarimo'tkazgich faqat ayrim nuqtalaridagina tegishadi; bu ikki yarimo'tkazgich kontaktida havo oraliqlari ham bo'ladi va shuning uchun bu oraliqlarda oksid pardalari hosil bo'lib, kontaktning murakkab tuzilishiga sabab bo'ladi. Shuning uchun p-n o'tish hosil qilish uchun sof yarimo'tkazgich plastinkasiga (masalan, germaniy yoki kremniyga) ikkita aralashma-bitta donor aralashma (ya'ni elektron o'tkazuvchanlik beruvchi) va bitta akseptor aralashma (ya'ni kovak o'tkazuvchanlik beruvchi) kiritiladi va ularni shunday taqsimlanadiki, bir uchida bir aralashma ortiqcha bo'ladi, ikkinchi uchida esa boshqa aralashma ortiqcha bo'lsin.

Bunday qilganda plastinkaking bir yarmida elektron o'tkazuvchanlik, ikkinchi yarmida esa kovak o'tkazuvchanlik yuzaga keladi, shu bilan birga har ikkala soha orasida har ikkala aralashmalar (kirishmalar) bir-birini kompensatsiyalaydigan yupqa o'tish qatlami joydashadi.

Dastlab tok bo'lmagandagi p-n-o'tishni ko'raylik. Issiqlik harakati tufayli elektronlar n-sohadan p-sohaga o'tadi (va u yerda kovaklar bilan rekombinatsiyalanadi), kovaklar esa p-sohadan n-sohaga o'tadi (va u yerda elektronlar bilan rekombinatsiyalanadi). Shuning uchun n-sohada ajralish chegarasining yaqinida musbat hajmiy zaryad, p-sohada esa manfiy hajmiy zaryad paydo bo'ladi; n-soha musbat potensial oladi va unda elektronning energiyasi kamroq bo'lib qoladi (chunki elektronning zaryadi manfiy), p-sohaning potentsiali manfiy bo'ladi va unda elektronning energiyasi ortadi. Elektronlarning W_e potensial energiyasi taqsimot egri chizig'i 348a rasmdagi uzluksiz chiziq ko'rinishida bo'ladi. Aksincha, kovaklarning W_t

potensial energiyasi n-sohada katta, p-sohada kichik bo'ladi (punktir egrichizig').



348-rasm. p-n- o'tishdagi elektr tok.

Muvozanat holatda kontakt orqali o'tadigan to'liq tok nolga teng bo'ladi. Bu tok, asosiy zaryad tashuvchilari faqat elektronlar bo'lgan metallardan farqli o'laroq, ham elektronlarning va ham kovaklarning harakati tufayli yuzaga keladigan toklar yig'indisidan iborat bo'ladi. Bu masala ustida batafsilroq to'xtab o'taylik. Avvalo shuni eslatib o'taylikki, har qanday yarimo'tkazgichda asosiy zaryad tashuvchilar (ko'pchiligi tashkil qiluvchi) dan tashqari biror miqdorda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar ham bo'ladi (152-§ bilan solishtiring). Shuning uchun elektron yarimo'tkazgichda o'tkazuvchanlik elektronlari bilan (asosiy zaryad tashuvchilar) birga uncha ko'p bo'lmagan miqdorda bo'lsa ham kovak yarimo'tkazgichda kovaklardan tashqari, biror miqdorda o'tkazuvchanlik elektronlari bo'ladi.

Odatda, asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar soni asosiy zaryad tashuvchilar sonidan kam bo'ladi. Endi yana 348- rasmga murojaat qilaylik. Biz ko'rdikki, kontakt maydoni asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning harakatiga yordam beradi va ular potensial cho'qqidan «dumalab» ketadi. Shuning uchun kontaktga yaqin bo'lgan sohada generatsiyalanayotgan barcha asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar p-n- o'tish orqali harakatlanadi va n dan p ga qarab yo'nalgan biror, tok kuchini hosil qiladi. Bu tok kuchi amalda p- va n- yarimo'tkazgichlar orasidagi potensiallar farqiga bog'liq bo'lmaydi va faqat vaqt birligi ichida kontaktga yaqin sohada paydo bo'layotgan asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar miqdori bilan aniqlanadi.

Asosiy zaryad tashuvchilar (o'ngdan chapga harakatlanuvchi kovaklar va chapdan o'nga harakatlanuvchi elektronlar) esa qarama-qarshi, ya'ni p dan n ga yo'nalishi i_0 tokni hosil qiladi. 348a-rasmdan ko'rinib turibdiki, potensial to'siqni oshib o'tuvchi kontakt maydoni asosiy zaryad

tashuvchilarning harakatiga to'sqinlik qilar ekan. Muvozanat holatida potensial to'siqning shunday balandligi yuzaga keladiki, bunda to'la tok $i=i_0+i_n=0$ bo'ladi.

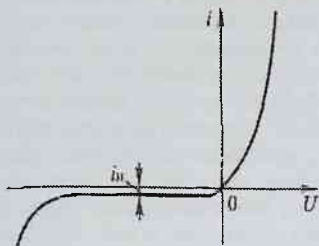
Endi kontakt orqali tok o'tganda nima bo'lishini ko'raylik. Aytaylik, biz kontakga shunday ishorali kuchlanish berdikki, bunda n-sohada manfiy va p-sohada musbat potensial bo'lsin (348b-rasm). U holda n-sohada elektronlarning energiyasi ortadi, p-sohada esa kamayadi, binobarin, potensial to'siqning balandligi kamayadi. Bunda asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar toki i_n yuqorida aytganimizdek, o'zgarmaydi. Asosiy zaryad tashuvchilar toki esa ortadi, chunki endi elektronlarning katta qismi potensial to'siqni yengib, chapdan o'nga o'ta oladi va shuningdek kovaklarning ko'p qismi o'ngdan chapga o'ta oladi. Buning natijasida kontakt orqali p dan n ga yo'nalgan $i=i_0-i_n$ tok o'tadi; qo'yilgan kuchlanishning ortishi bilan tok kuchi tez orta boshlaydi. Agar n- sohaga tok manbaining musbat qutbi, p- sohaga manfiy qutbi ulangan bo'lsa, boshqacha hol ro'y beradi (348v-rasm).

Bu holda potensial to'siq balandligi ortadi va asosiy zaryad tashuvchilarning, toki kamayadi. I V ga teng tartibdagi kuchlanishdayoq bu tok amalda nolga teng bo'ladi va shuning uchun kontakt orqali faqat asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilarning hosil qilgan i_n , toki oqadi, bu tokning kattaligi esa kichikdir.

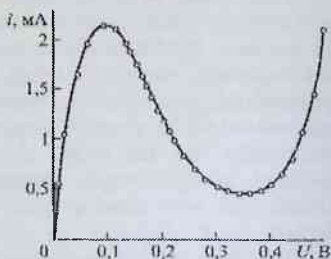
Bu bayon qilinganlarga ko'ra, p-n o'tishning volt-amper xarakteristikasi 349-rasmda tasvirlangani singari bo'ladi. Tok n- sohadan p-sohaga qarab yo'nalgan bo'lganda, tok kuchi katta bo'ladi va kuchlanish ortishi bilan tez ortadi, binobarin, tokning bu yo'nalishi uchun kontakt kam qarshilikka ega bo'ladi (tok uchun bu o'tish yo'nalishi). Agar tok p- dan n-sohaga qarab yo'nalgan bo'lsa, u holda tok kuchi juda kichik bo'ladi va kuchlanishga bog'liq bo'lmaydi (to'yinish toki). Tokning bu yo'nalishi uchun kontaktning qarshiligi katta bo'ladi (tok uchun berk yo'nalish). Shunday qilib p-n-o'tish bir tomonlama o'tkazuvchanlikka ega bo'ladi, ya'ni bunday o'tishning ventillik xususiyati bo'ladi va uning volt-amper xarakteristikasi chiziqli bo'lmaydi.

O'zgaruvchan tok zanjiriga ulanganda bunday kontakt to'g'rilagich sifatida ishlaydi. Ba'zi yarimo'tkazgichlarning metallar bilan kontaktida ham shunga o'xshash volt-amper xarakteristikalar kuzatiladi. Berilgan teskari kuchlanish yetarlicha katta bo'lganida, kontaktida uning qizishi va o'tish qatlamidagi elektr maydoni ta'siri bilan bog'liq bo'lgan qator qo'shimcha hodisalar ro'y beradi. Bu teskari toklarning darhol ortib ketishiga va to'g'rilovchi o'tish qatlamining buzilishiga (teshilishiga) sabab bo'ladi. Bu aytilganlardan shu narsa kelib chiqadiki, kontaktlardagi elektr

tok elektron emissiyadan prinsipial farq qilmaydi (XV bob). Farqi shundaki, odatdagi emissiyada metall dan vakuumga chiqadi, kontaktlar bo'lganida esa elektronlar (va kovaklar) bir o'tkazgichdan ikkinchisiga o'tadi.



349-rasm. P-n o'tishning volt-ampere xarakteristikasi



350-rasm. Juda yupqa elektron-kovak o'tishning (tunnel diodining) volt-ampere xarakteristikasi

Kontaktida potensial to'siqning balandligi yarimo'tkazgich-vakuum chegarasidagi potensial to'siqning balandligidan ancha kam bo'lgani uchun xona temperaturasida tok kuchli emissiya kuzatiladi. Kontaktga potentsiallar farqini berish bilan biz potensial to'siqning balandligini o'zgartiramiz va bu bilan emissiya toki kuchini boshqaramiz. Agar yarimo'tkazgich kristali, masalan, juda ko'p miqdorda donorlar yoki akseptorlarga ega bo'lgan germaniy (10^{24} m^{-3} va undan yuqori) kristalidan elektron-kovakli o'tish tayyorlansa, u holda bunday kuchli legirlangan kristallda p-n- o'tishning kengligi juda kichik bo'lib qoladi ($\sim 10^{-8} \text{ m}$). Bunda yangi hodisalar yuzaga keladi va volt-ampere xarakteristika to'g'ri tarmog'ining boshlang'ich qismi 350-rasmda ko'rsatilgandagi ko'rinishda bo'ladi. Kuchlanishlarning biror sohasida xarakteristika pasayuvchan bo'ladi, ya'ni kuchlanish ortganida tok kuchi kamayadi. Tok kuchining kuchlanishga bunday g'ayritabiiy bog'lanishining sababi hozirgi zamon qattiq jismlar kvant nazariyasi tomonidan tushuntiriladi va buning sababi, birinchidan, elektronlar energiya spektrining kristallardagi xususiyatlari bilan, ikkinchi tomondan, kvantomexanik tunnel effektining mavjudligi bilan tushuntiriladi.

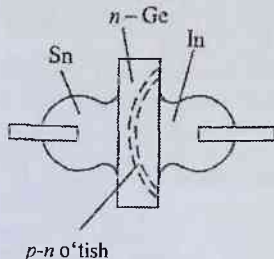
204-§. Yarimo'tkazgichli diodlar

Ikki yarimo'tkazgich (yoki yarimo'tkazgich bilan metall) kontaktlarining bir tomonlama o'tkazuvchanligi xossasidan o'zgaruvchan toklarni to'g'rilash va o'zgartirish uchun mo'ljallangan yarimo'tkazgichli to'g'rilagichlar yasashda foydalaniladi.

351-rasmda germaniyli to'g'rilagichlardan birining tuzilishi ko'rsatilgan. Bu to'g'rilagich elektron o'tkazuvchanlikli germaniy

plastinkasidan iborat bo'lib, plastinkaning bir tomoniga germaniyga kovakli o'tkazuvchanlik xususiyatini beradigan indiydan qilingan sharcha, ikkinchi tomoniga esa qalayli sharcha payvandlangan.

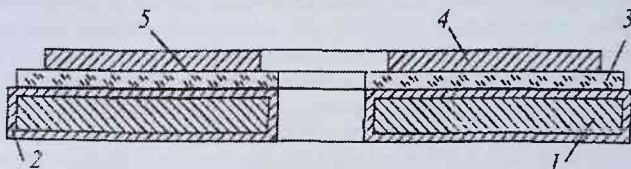
Payvandlash jarayonida qiziganida indiy germaniy plastinkasining biror chuqurligigicha diffuziyalanadi va indiy elektrod yaqinida kovak



351-rasm. Germaniyli to'g'rilagichning sxemasi

o'tkazuvchanlik yuzaga keladi, birmuncha chuqurroqda esa to'g'rilovchi p-n o'tish hosil bo'ladi. Qalayli elektrod faqat to'g'rilagichni tok zanjiriga ulash uchun xizmat qiladi. Tashqi ta'sirlardan saqlash uchun to'g'rilagichni germetik patronga kiritiladi yoki uni biror izolyatsiyalovchi modda ichiga presslab joylanadi (rasmda bular ko'rsatilmagan). Bunday to'g'rilagichlarda kontakt yuzi 1 mm² ga yaqin va kuchlanish +1 V bo'lganida o'tish yo'nalishida 1 A dan ortiq tok o'tadi, teskari toklarning kattaligi odatda bir necha mikroamperdan ortmaydi. Kontakt sirti bir

necha kvadrat santimetr bo'lgan germaniyli va kremniyli to'g'irilagichlar, garchand ularning o'lchamlari juda kichik bo'lib, odamning kaftiga bemalol joylashadigan bo'lishiga qaramay, bir necha yuzlab amper toklarni o'tkazishga qodirdir. Ularning teshilish kuchlanishlari ko'plab yuz yoki hatto bir necha minglab voltlarga teng. 352- rasmda juda keng tarqalgan selenli to'g'rilagichning tuzilishi ko'rsatilgan.



352-rasm. Selen shaybasi: 1-temir shayba, 2-nikel qatlami (kontakt elektrodi), 3- selen qatlami qotishma qatlami (ventil elektrod), 5-ventil elektrod bilan selen orasidagi chegarada yuzaga keladigan berkituvchi qatlam

Bu to'g'rilagichda asosiy to'g'rilovchi element selen shayba. Bu shayba nikellangan temir diskdan iborat bo'lib, unga yarimo'tkazgich-selenning yupqa qatlami surtilgan. Selen ikkinchi metall elektrod bilan qoplangan, bu elektrodning tarkibi turlicha (masalan, vismut-kadmий - qalay qotishmasi). Maxsus termik va elektr ishlov berish natijasida selenda

ikkinchi elektrodning sirti yaqinida elektrod moddalarining selenga diffuziyasi tufayli yuzaga keladigan berkituvchi qatlam (p-n-o'tish) hosil bo'ladi. Selen kovakli o'tkazuvchanlikka ega bo'lgani uchun tokning o'tish yo'nalishi selendan ventil elektrodga qarab bo'lgan yo'nalishdir. Har bir shayba to'g'rilagichda ketma-ket ulanadi. Selenli to'g'rilagichlardan har 1 sm sirtga 30-50 mA ga teng to'g'ri tok olinadi, yo'l qo'yniladigan teskari kuchlanishlar har bir shaybaga 25-50 V dan to'g'ri keladi.

Yarimo'tkazgichli to'g'rilagichlar radiotexnikada yuqori chastotali elektr tebranishlarni to'g'rilash va o'zgartirish uchun ishlatiladi (kristall detektorlar). Ularning kremniy yoki germaniy kristallchasi bo'lib, bu kristallchaga diametri bir necha mikronga teng bo'lgan ingichka metall uchlik taqab qo'yiladi. Bunday detektorlarda chastotasi sekundiga 10^{11} davrdan ham katta bo'lgan tez o'zgaruvchan toklarni to'g'rilash mumkin, ma'lumki, bunday toklarni elektron lampalar vositasida to'g'rilab bo'lmaydi. Juda yupqa p-n- o'tishlardan tunnel diodlarda foydalaniladi, bunday diodlarning volt-amper xarakteristikasi 350- rasmda keltirilgan edi. Bunday diodlar elektr tebranishlarni kuchaytirish va generatsiyalashda manfiy differensial qarshilikli elementlar sifatida ishlatilishi mumkin (213-§ ga q.). Ular tez ishlovchn uzib-ulagichlar sifatida ham ishlatiladi.

205-§. Yarimo'tkazgichlardagi muvozanatsiz elektronlar va kovaklar

Yana p- va n-tur yarimo'tkazgichlar kontaktini ko'rib chiqamiz va tok bu kontakt orqali o'tish yo'nalishida o'tmoqda deb faraz qilamiz (353-rasm). p-sohadagi kovaklar p-n o'tishga qarab harakatlanadi va bu sohadan o'tib, n-sohaga asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchilar sifatida kiradi va u yerda elektronlar bilan rekombinatsiyalanadi. n- sohadagi elektronlar ham xuddi shunday, ular ham ajralish chegarasidan o'tib, p-sohaga tushadi va u yerda kovaklar bilan rekombinatsiyalanadi. Biroq bu rekombinatsiyalar bir onda ro'y bermaydi, shuning uchun n-sohada kovaklarning ortiqcha konsentratsiyasi n_+ , p-sohada esa elektronlarning ortiqcha konsentratsiyasi n_e hosil bo'ladi. Bunda n-sohadagi ortiqcha kovaklar o'ziga elektronlarni tortadi va shunday qilib elektronlar konsentratsiyasi ham ortadi, hajmiy zaryad, xuddi tok bo'lmagandagi singari hosil bo'lmaydi, p- sohada ham xuddi shunday bo'ladi, u yerda elektronlar konsentratsiyasining ortishi kovaklar konsentratsiyasining ortishiga olib keladi.

Shunday qilib, p-n-o'tish orqali elektr tok bo'lganida yarimo'tkazgichda elektronlar va kovaklar muvozanatsiz bo'lib qoladi. Ularning konsentratsiyasi muvozanat holatidagi qiymatidan katta bo'ladi, bunda go'yo n-sohaga kovaklar, p-sohaga elektronlar «purkalayotgandek»

bo'radi. Bayon qilingan bu hodisa elektronlar va kovaklar *injeksiyasi* deyiladi.

Shu qayd qilib o'tish kerakki, elektronlar va kovaklarning muvozanat holati yarimo'tkazgichlarni yoritish ta'sirida ham buzilishi mumkin, hatto yarimo'tkazgich bir jinsli bo'lganda ham u hodisa bo'laveradi. Bunday holda elektronlar va kovaklar konsentratsiyasining o'zgarishi yorug'lik ta'sirida yarimo'tkazgichning elektr o'tkazuvchanligini o'zgarishiga sabab bo'ladi (fotoo'tkazuvchanlik hodisasi). Ortiqcha kovaklar va elektronlar harakatlangani sari ular rekombinatsiyalana boradi va ularning konsentratsiyasi kamayadi. Shuning uchun ortiqcha elektronlar va kovaklar konsentratsiyalarining kristallda taqsimlanishi ularning rekombinatsiyalanish tezliklariga bog'liq bo'ladi. Bu masalaga batafsilroq to'xtalib o'tamiz.

Aytaylik, yarimo'tkazgichda biror usul bilan (injeksiya, yoritish yoki boshqa usul bilan) kristallning barcha joylarida birday bo'lgan ortiqcha elektrodlar va kovaklar konsentratsiyasi hosil qilingan bo'lsinki, bu ortiqcha zaryad tashuvchilar rekombinatsiya natijasida yo'qoladigan bo'lsin. Elektronlar yoki kovaklar konsentratsiyasi dn ning dt vaqt ichidagi kamayishi ularning ortiqcha konsentratsiyalari n ga va vaqtga proporsional bo'ladi:

$$-dn = \frac{1}{\tau} n dt.$$

bu yerda $1/\tau$ -rekombinatsiyalarni ehtimolligini aniqlovchi proporsionallik koeffitsiyenti, τ kattalik esa ortiqcha zaryad tashuvchilarning (yoki muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning) o'rtaacha yashash vaqti deb ataladi. Bu kattalik materialning xili va sifatiga, uning holatiga va undagi aralashmalarning mavjudligiga bog'liq.

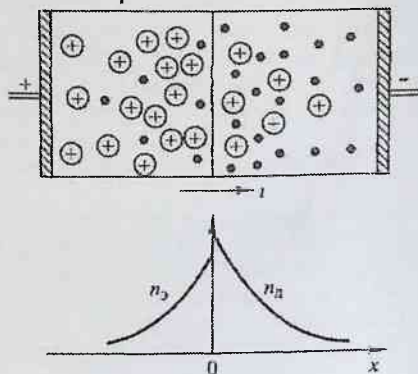
Yozilgan tenglamani integrallab quyidagini topamiz:

$$n = n(0) \exp(-t / \tau),$$

bu yerda $n(0)$ - ortiqcha zaryad tashuvchilarning boshlang'ich konsentratsiyasi, τ esa muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning rekombinatsiya tufayli $e=2,71$ marta kamayishi uchun ketgan vaqt. Yashash vaqti tushunchasidan foydalanib, biz hozir elektronlar va kovaklarning fazodagi taqsimotiga qaytishimiz mumkin (353-rasm). Buning uchun kristallning o'ng qismida (n -sohada) p -o'tishga parallel va undan x va ($x + dx$) masofada joylashgan kovaklar bilan chegaralangan cheksiz yupqa qatlamni ko'raylik. Berilgan kuchlanish kichik bo'lganda o'tish yaqinidagi elektr maydonda dreyf tokini diffuziya tokiga nisbatan nazarga olmaslik mumkin. x tekislik sirtining har bir birligi orqali vaqt birligi ichida diffuziya tufayli qatlam ichiga $-D_T \frac{dn_T}{dx} |_x$, kovak o'tadi, bu yerda D_T - n sohada

kovaklarning diffuziya koeffitsiyenti. $(x+dx)$ tekislik orqali qatlamdan chiqadigan kovaklar soni sondagi

$$-D_T \frac{dn_T}{dx} \Big|_{x+dx} = -D_T \frac{dn_T}{dx} \Big|_x - D_T \frac{d^2n_T}{dx^2} dx$$



353-rasm. p-n-o'tishda elektronlar va kovaklarning injeksiyasi

Shuning uchun vaqt birligi ichida diffuziya tufayli hajm birligidagi kovaklar miqdorining to'liq ortishi $+D_T \frac{d^2n_T}{dx^2}$ bo'ladi. Bundan tashqari, qatlam ichida rekombinatsiya tufayli kovaklar soni kamayadi. Yuqorida aytilganlarga ko'ra, vaqt birligi ichida hajm birligida kovaklarning kamayishi n_T/τ_T ga teng. Statsionar holatda diffuziya tufayli keluvchi kovaklarning soni rekombinatsiya tufayli yo'qoluvchi kovaklar soniga teng bo'lishi kerak. Shuning uchun n-sohada ortiqcha kovaklar konsentratsiyasining (xuddi shuningdek unga teng bo'lgan ortiqcha elektronlar konsentratsiyasining) fazodagi taqsimotini aniqlash uchun quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$\frac{d^2n_T}{dx^2} - \frac{n_T}{L_T^2} = 0$$

bu yerda

$$L_T = \sqrt{D_T \tau_T}$$

belgilash kiritilgan. Masalaning chegaraviy shartlari shunday bo'ladi, $x=0$ bo'lganda, $n_T = n_{T0}$, bu yerda n_{T0} - n- sohadagi ortiqcha kovaklar konsentratsiyasi. Bundan tashqari, $x \rightarrow \infty$ bo'lganida $n_T \rightarrow 0$ bo'ladi, chunki o'tishdan yetarlicha katta masofada barcha ortiqcha kovaklar elektronlar bilan rekombinatsiyalanishga ulguradi.

Yuqorida yozilgan tenglamaning chegaraviy shartlarni qanoatlantiruvchi yechimlari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$n_p = n_{p0} \exp(-x/L_T)$$

Bu yechim injeksiyalangan kovaklar konsentratsiyasi masofaning o'tishdan uzoqlashgani sari eksponensial qonunga muvofiq kamayishini ko'rsatadi. Biz kiritgan L_T xarakteristik uzunlik ortiqcha kovaklar konsentratsiyasi $e=2,71$ marta kamayadigan masofadir. L_T kattalik diffuzion siljish uzunligi yoki qisqacha, kovaklarning diffuzion uzunligi deyiladi. Xuddi shunga o'xshash p -sohada injeksiyalangan elektronlar konsentratsiyasi ham eksponensial qonunga muvofiq kamayadi, biroq elektronlarning diffuzion uzunligi $L_e = (D_e \tau_e)$, bilan aniqlanadi, bu yerda D_e elektronlarning diffuziya koeffitsiyenti, τ_e esa elektronlarning p -sohadagi yashash vaqti.

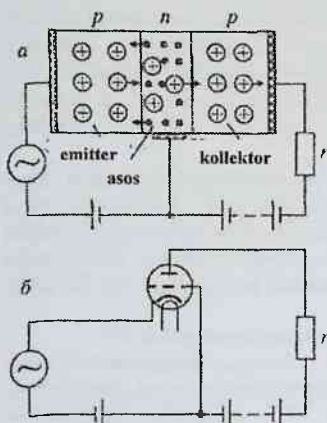
L va τ ning qiymatlari turli yarimo'tkazgichlarda juda keng chegaralarda o'zgaradi. Misol uchun, juda toza germaniyda xona temperaturalarida τ taxminan 1 sek ga yaqin bo'lishi va bu L ning bir necha santimetr ga teng bo'lishiga muvofiq kelishi mumkin. Aralashmalar bo'lganida (yoki boshqa strukturaviy nuqsonlar bo'lganida) τ va L bir necha tartibga kamayishi mumkin.

206-§. Yarimo'tkazgichli kuchaytirgichlar

Yarimo'tkazgichlar yordamida elektr tebranishlarni faqat to'g'rilashgina emas, balki kuchaytirish (agar sxemaga teskari aloqa kiritilsa hatto generatsiyalash) ham mumkin. Bu maqsadda ishlatiladigan yarimo'tkazgichli asboblarning to'g'rilagichlardagi singari ikkita emas, balki uchta (va undan ortiq) elektrodlari bo'ladi va xuddi turli vakuumli elektron lampalar singari ishlaydi. Ular *tranzistorlar* deb ataladi.

Yarimo'tkazgichlar yordamida elektr signallarni kuchaytirish prinsipini tushuntirish uchun tranzistorlardan faqat bitta turini ko'rib chiqamiz, bu transistor $p-n-p$ turdagi *bipolyar diffusion triod* deb ataladi va uning sxemasi 354-rasmda tasvirlangan. Bu transistor yarimo'tkazgich (odatda germaniy yoki kremniy) kristalidan iborat bo'lib, unda ikkita aralashmaning tegishli taqsimlanishiga erishish yo'li bilan o'tkazuvchanlik turi navbatlashadigan uchta soha: kovak-elektron-kovak o'tkazuvchanliklarga ega bo'lgan sohalar hosil qilingan, ularning orasida ikkita $p-n$ o'tish mavjud. Bu sohalariga metall elektrodlar surtilgan bo'lib, bu elektrodlar triodni sxemaga ulash uchun xizmat qiladi. Ulash sxemalaridan bir ko'rinishi 354-rasmda ko'rsatilgan. 354-rasmdan ko'rinib turibdiki, $p-n$ o'tishlardan bittasi (chapdagisi) to'g'rilagich sifatida qaraladi va u o'tish yo'nalishida ishlaydi, ikkinchi o'tish esa (o'ngdagisi) berk yo'nalishda ishlaydi. Kristallning birinchi o'tishga kelib taqaluvchi qismi emitter, ikkinchi

o'tishga taqaluvchi qism esa kollektor deb ataladi. Oraliq soha triodning *asosi* yoki *bazasi* deb ataladi. Bazaning kengligi hamma vaqt *asosiy* bo'lmagan zaryad tashuvchilarning diffuzion uzunligiga nisbatan kichik bo'ladi va o'nlab, hatto birlab mikronlar bilan o'lchanadi. Kuchaytirilishi kerak bo'lgan tebranishlar manbai emitter va baza orasiga ulanadi, kuchaygan tebranishlar esa kollektor zanjirida yuzaga keladi. Triodni ko'rsatilgandek ulash sxemasi *umumiy bazali sxemasi* deb ataladi.



354-rasm. *p-n-p* tipdagi bipolyar diffuzion triod va uning elektron lampa bilan taqqoslanishi

kollektor kuchlanishiga ham tegishlidir.

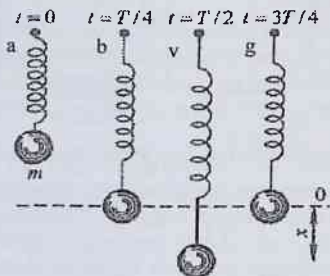
Ma'lum bo'lishicha kollektor zanjiridagi r nagruzka qarshiligidagi kuchlanish o'zgarishlarini emitter zanjirida bu o'zgarishlarni hosil qiluvchi kuchlanishdan katta qilib olish, ya'ni kuchlanishni kuchaytirish mumkin ekan. Emitter va baza orasiga o'zgaruvchan kuchlanishni qo'yib, biz kollektor zanjirida o'zgaruvchan tok, nagruzka qarshiligida esa o'zgaruvchan kuchlanish hosil qilamiz. Bunda o'zgaruvchan tokning nagruzka qarshiligida ajraladigan quvvati emitter zanjirida sarflanadigan quvvatda katta bo'ladi, ya'ni quvvatning kuchayishi sodir bo'ladi.

Endi triodning ichida qanday hodisa bo'lishini ko'raylik. Emitter ichidagi elektr tokining asosiy qismi asosiy zaryad tashuvchi bo'lgan kovaklar harakatidir. Bu kovaklar asos sohasiga injeksiyanadi va asosiy bo'lmagan zaryad tashuvchi sifatida kollektorga qarab harakatlanadi. Agar kovaklarning diffuziya uzunligi baza sohasi kengligidan katta bo'lsa, u holda injeksiyalangan kovaklarning ko'pchilik qismi kollektorga etib boradi. Bunda musbat kovaklar o'tish ichida ta'sir ko'rsatayotgan maydon tomonidan tortib olinadi va kollektor ichida asosiy zaryad tarzida rol o'ynab kollektor tokini o'zgartiradi. Shunga ko'ra emitter zanjirida tokning har qanday o'zgarishlari kollektor tokini o'zgartiradi. Bu aytilganlar emitter va

XX BOB. XUSUSIY ELEKTR TEBRANISHLAR

207- §. Xususiy elektr tebranishlar

Mexanikada prujinaga osilgan va ishqalanishsiz harakatlanuvchi yuk eng sodda tebranuvchi sistema bo'ladi (355-rasm). Bunda biz yukning massasiga nisbatan prujinaning massasini hisobga olmaslik mumkin deb hisoblaymiz va butun elastiklik faqat prujinada mujassamlashgan deb hisoblaymiz (massa va elastikligi mujassamlashgan sistema). Mexanikadan ma'lumki, muvozanat vaziyatidan chetga chiqarib qo'yib yuborilgan yuk garmonik tebrana boshlaydi, bu tebranishlarda muvozanat vaziyatidan siljish vaqt o'tishi bilan sinus qonuniga ko'ra o'zgaradi.



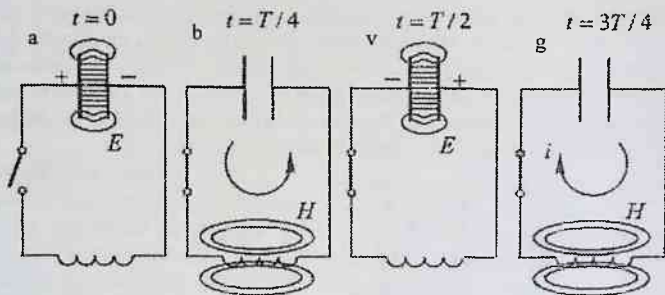
355-rasm. Massasi va elastikligi mujassamlashtirilgan mexanikaviy tebranishlar.

Yuk chekka vaziyatlarda (355-a va v rasm) uning kinetik energiyasi nolga teng, biroq prujinaning potensial energiyasi maksimumga yetadi. Yuk muvozanat vaziyatidan o'tishida (355-b va g rasm), aksincha, yukning kinetik energiyasi eng katta qiymatga erishadi va bu holda cho'zilmagan va siqilmagan vaziyatda bo'lgan prujinaning potensial energiyasi nolga teng bo'ladi. Shuning uchun

ko'rilayotgan mexanikaviy tebranishlar sistema energiyasining davriy ravishda kinetik energiyadan potensial energiyaga va potensial energiyadan kinetik energiyaga aylanishidir.

Xuddi shunga o'xshash jarayondan elektr tebranishlarda ham bo'ladi. Eng sodda elektr tebranish konturi o'zaro ulangan kondensator va induktivlikdan iborat (356-rasm). Biz g'altak o'ramlari orasidagi sig'im kondensatorning sig'imiga nisbatan juda kichik va kondensatorning induktivligi va ulovchi simlarning induktivligi g'altakning induktivligidan juda kichik deb olamiz (sig'imi va induktivligi mujassamlashgan kontur yoki berk tebranish konturi). Konturni uzib kondensatorni zaryadlab oldik deb faraz qilaylik. Kondensator plastinkalari orasida elektr maydon hosil bo'ladi, bu elektr maydon ma'lum energiyaga ega (356a-rasm). Endi kondensatorni induktivlik bilan tutashtiramiz. Kondensator razryadlana boshlaydi, uning elektr maydoni kamayadi. Bunda konturda kondensatorning razryadlanishida tok yuzaga keladi, buning natijasida induktivlik g'altagida magnit maydon paydo bo'ladi. Tebranishlarning

chorak davriga teng vaqtdan keyin kondensator tamomila razryadlanib bo'radi va elektr maydon batamom yo'qoladi. Biroq bunda magnit maydon maksimumga erishadi, binobarin, maydonning energiyasi magnit maydon energiyasiga aylanadi (356-b rasm).



356- rasm. Induktivligi va sig'imi mujassamlashtirilgan elektr tebranishlar.

Vaqtning kelgusi paytlarida magnit maydon yo'qoladi, chunki uni quvvatlovchi toklar bo'lmaydi. Yo'qolayotgan maydon o'zinduksiya ekstratokini vujudga keltiradi, bu tok Lens qonuniga muvofiq kondensatorning razryad tokini quvvatlashga intiladi va binobarin, shu tok yo'nalishida yo'nalgan bo'ladi. Shuning uchun kondensator qayta zaryadlanadi va uning plastinkalari orasida qarama-qarshi yo'nalishdagi elektr maydon paydo bo'ladi. Tebranish davrining yarmiga teng vaqtdan keyin magnit maydon batamom yo'qoladi, elektr maydon esa maksimumga erishadi va magnit maydonning energiyasi yana elektr maydon energiyasiga aylanadi (356v-rasm). Kelgusida kondensator yana qaytadan razryadlanadi va konturda jarayonning avvalgi bosqichidagi tokka qaraganda teskari yo'nalgan tok paydo bo'ladi $\frac{3}{4} T$ vaqtdan keyin kondensator yana razryadlangan bo'lib qoladi, elektr maydonning energiyasi yana qaytadan magnit maydon energiyasiga aylanadi (356- rasm) va h. k. Tebranishning to'liq davriga teng vaqtlar oralig'ida konturning elektr holati xuddi tebranishlarning boshlanishidagi singari bo'ladi (356a-rasm).

Agar konturning qarshiligi nolga teng bo'lsa, u holda elektr energiyasining magnit energiyasiga aylanish davriy jarayoni va aksincha jarayon cheksiz uzoq davom etadi va biz so'nmas elektr tebranishlarni hosil qilamiz.

Kuchlar ta'sirida vujudga kelib tebranish sistemasining o'zida davom etadigan mexanikaviy tebranishlar xususiy tebranishlar deb ataladi. Bunday

tebranishlar tebranish sistemasi muvozanatining har qanday buzilishlarida paydo bo'ladi. Xuddi shunga o'xshash, tebranish konturining o'zida bo'ladigan jarayonlar ta'sirida yuzaga keladigan elektr tebranishlar xususiy elektr tebranishlar deb nom olgan. Yuqorida biz tahlil qilgan tebranishlar xususiy tebranishlar ekanligi ravshan.

Mexanikaviy va elektr tebranishlari orasidagi o'xshashlikdan foydalanib, nazariyaga murojaat qilmasdan ham elektr tebranishlar davriy hisoblash mumkin. Mexanikadan ma'lumki, prujinaga olingan yukning tebranishlar davri quyidagi

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (207.1)$$

formula bilan ifodalanadi, bu yerda m — yukning massasi, k — prujinaning elastikligi. Elektr tebranishlar bo'lgan holda massa rolini induktivlik, bolenik rolini esa sig'imga teskari bo'lgan kattalik, ya'ni $1/C$ o'ynaydi (96-§). Endi (207.1) da m ni L ga va k ni $1/C$ ga almashtirib, quyidagini topamiz:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (207.2)$$

So'nmas elektr tebranishlar chastotasi (1 sek dagi tebranishlar soni) quyidagiga teng bo'ladi:

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (207.2a)$$

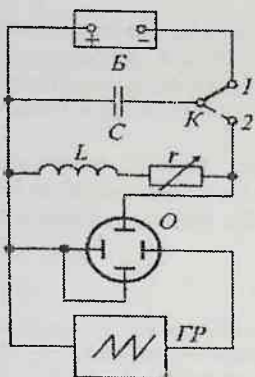
doiraviy chastota (2π sek dagi tebranishlar soni) esa

$$\omega = 2\pi\nu = \sqrt{1/LC} \quad (207.2b)$$

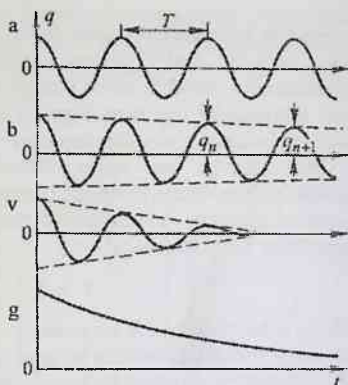
Agar (207.2) formulada L ni genri hisobida, C — farada hisobida ifodalansa, u holda T davr sekund hisobida ifodalanadi.

208-§ Tebranishlarning so'nishi

Elektr tebranishlarni tekshirish uchun 357-rasmda tasvirlangan sxemadan foydalanish mumkin. Tebranish konturi C sig'im, L induktivlik va o'zgaruvchan r qarshilik (reostat) dan iborat. K kalit 1-vaziyatga qo'yilganda kondensator B batareyadan zaryadlanadi. Kalitni 2-vaziyatga o'tkazilganda tebranish konturi tutashadi va unda tebranishlar yuzaga keladi. Plastinkalar orasidagi kuclanish O elektron ossillografning bir juft plastinkalariga beriladi (188- §), ikkinchi juft plastinkalarga maxsus vaqt bo'yicha yoyuvchi GR generatoridan arrasimon kuchlanish beriladi. Bunda elektron nuri ossillograf ekranida kuchlanishning vaqtga bog'lanishini ifodalovchi $U = f(t)$ bog'lanishni beradi. Bu kuchlanish $U = \frac{q}{C}$ ga teng bo'lgani uchun (bu yerda q — kondensator zaryadining oniy qiymati), olingan egri chiziq ayni vaqtda biror masshtabda kondensator zaryadining vaqt bo'yicha o'zgarishini ham ifodalaydi.



357-rasm. Ossillograf yordamida elektr tebranishlarni kuzatishga doir sxema



358-rasm. Elektr tebranishlarning so'nishi

Bunday sxemalarda kondensatorning qayta ulanishini sekundiga ko'plab marta davriy o'zgartirib turishi qulay bo'ladi; buning uchun K kalit sifatida elektron lampali yo'shimcha sxemadan foydalanish mumkin. Buning uchun kalit bilan yoyuvchi generator GR orasida shunday elektr bog'lanish yaratiladiki, har gal generatorning ishga tushishi tebranish konturining tutashishi bilan bir vaqtda ro'y bersin. Shunda ossillograf ekranida bir-biri ketidan keluvchi ayniy joylashgan egri chiziqlar paydo bo'ladi, bu egri chiziqlar ko'zga bitta uzluksiz va ekranda qo'zg'almas joylashgandek ko'riladigan ravshan $U = f(t)$ egri chiziq singari ko'rinadi.

Agar konturning qarshiligi nolga teng bo'lganda edi, biz so'nmaydigan elektr tebranishlarga ega bo'lgan bo'lar edik. Kondensator zaryadining vaqt o'tishi bilan o'zgarishi 358a-rasmda tasvirlangan egri chiziq bilan ifodalangan edi, bu egri chiziq sinusoida ekanini 209-§ da ko'ramiz. Kondensatordagi kuchlanish ham va konturdagi tok kuchi ham shunday qonun bilan o'zgarar va tebranishlar garmonik tebranishlar bo'lar edi.

Aslida konturning qarshiligi hamma vaqt noldan farqli bo'ladi. Buning natijasida konturda dastlab to'plangan energiya uzluksiz ravishda Joule—Lens issiqligi ajralishiga sarf bo'ladi va elektr tebranishlarning intensivligi asta-sekin kamayib, batamom to'xtaydi. Shuning uchun ossillograf ekranida 358b-rasmda tasvirlangan egri chiziqni olamiz (so'nuvchi elektr tebranishlar). Agar konturning qarshiligi orttirilsa, u holda tebranishlarning so'nishi zo'rayadi (358v-rasmdagi egri chiziq).

Bayon qilinganlarga muvofiq shunday xulosa qilish mumkin: davriy jarayonlar deb shunday jarayonlarga aytiladiki, bu jarayonlarda o'zgaruvchan fizikaviy kattaliklar (masalan, q elektr zaryad) ma'lum vaqt oraliqlaridan (T tebranishlar davridan) keyin birday qiymatlarga ega bo'ladi:

$$q(t + T) = q(t) \quad (208.1)$$

Masalan, 358a-rasm egri chiziq bilan tasvirlangan garmonik tebranishlar aniq chekli T davrga ega bo'lgan davriy jarayondir. Aksincha, 358-rasindagi b va v egri chiziq bilan ifodalangan sunuvchi tebranishlar chekli davrga ega emas ($T = \infty$) va shuning uchun qat'iy aytganda davriy jarayon emas. Shunga qaramay, agar so'nish kichik bo'lsa, b va v egri chiziqning kichik kesmalarini tegishli sinusoida kesmalari deb qarash va so'nuvchi tebranishlar amplitudalari tobora kamayuvchi garmonik tebranishlar deb gapirish mumkin.

So'nishni miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun ketma-ketlikni va q_n va q_{n+1} amplitudalarning nisbati butun jarayon davomida doimiy qolishi faktidan foydalaniladi (210-§). Bu nisbatning natural logarifmini

$$\delta = \ln \frac{q_n}{q_{n+1}} \quad (208.2)$$

tebranishlarning so'nish o'lchovi sifatida qabul qilinadi va uni so'nishning logarifmik dekrementi deb ataladi.

Agar konturning r qarshiligini tobora orttirib borsak, u holda tebranishlarning so'nishi ortib boradi va logarifmik dekrement o'sadi. Qarshilik mazkur kontur uchun aniq bo'lgan biror qiymatdan ortgandan so'ng tebranishlar mutlaqo yuzaga kelmaydi. Qarshilikni yetarlicha kattalashtirilganda kondensatorning zaryadi monoton kamayadi va asimptotik ravishda nolga intiladi (358-rasmdagi a egri chiziq).

r_k qarshilik konturning kritik qarshiligi deb ataladi. Bu qarshilik konturning so'nishi va induktivligi kattaligiga bog'liq bo'ladi. Binobarin, elektr tebranishlar paydo bo'lishi uchun konturning r qarshiligi kritik qarshilikdan kichik bo'lishi kerak. $r > r_k$ bo'lganida davriy bo'lmagan (nodavriy) razryad ro'y beradi.

Elektr tebranish konturidagi razryadning biz ko'rgan xususiyatlari ishqalanishga ega bo'lgan mexanikaviy tebranish sistemasining xususiyatlariga o'xshashdir.

209-§ Xususiy elektr tebranishlar tenglamasi.

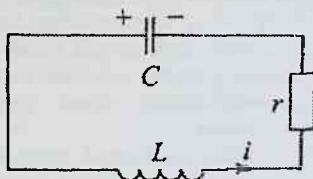
So'nish bo'lmagandagi tebranishlar

Endi doimiy parametrlari mujassamlashgan konturdagi xususiy tebranishlarni miqdoriy jihatdan qarab chiqaylik.

Kelgusida biz konturdagi elektr jarayonlar kvazistatsionar deb hisoblaymiz (73-§). Bu degan so'z, tok kuchining i oniy qiymati konturning

hamma joyida bir xil va elektr kattaliklarning oniy qiymatlariga Kirxgof qonunlarini qo'llash mumkin.

Agar kondensator qoplamalaridagi zaryadlarning ishoralari 359-rasmda ko'rsatilganidek bo'lsa, kondensatorning q zaryadini musbat deb hisoblaymiz, agar tok soat strelkasi yo'nalishiga qarshi bo'lsa, tok kuchni musbat deb hisoblaymiz. Kirxgofning ikkinchi qonuniga muvofiq, konturdagi kuchlanish tushishlarining yig'indisi undagi ta'sir qilayotgan EYuK lar yig'indisiga teng.



359-rasm. Parametrlari mujassamlashtirilgan konturda elektr tebranishlarning tenglamasini chiqarishga doir.

Bizning misolda ikkita kuchlanish tushishi bor: kuchlanishning r qarshilikdagi ri ga teng bo'lgan tushishi va uning kondensatordagi U_C ga teng bo'lgan tushishi, bu kuchlanish tushishining ishorasiga qarama-qarshidir. Bundan tashqari $-L \frac{di}{dt}$ ga teng bo'lgan o'zinduksiya EYuK ham bor. Shuning uchun

$$ri - U_C = -L \frac{di}{dt} \quad (209.1)$$

So'ngra, kondensatordagi kuchlanish, quyidagiga teng:

$$U_C = \frac{q}{C} \quad (209.2)$$

tok kuchi esa kondensator zaryadi bilan quyidagi munosabatda bog'langan:

$$i = -\frac{dq}{dt} \quad (209.3)$$

Oxirgi munosabatda turgan minus ishorasi i ning tanlangan musbat yo'nalishi kondensator zaryadining (musbat) kamayishiga muvofiq kelishini bildiradi.

Bu uchta tenglamadan uchta q , i , U kattalikdan ikkitasini yakunlab yuborish mumkin va ulardan faqat bittasini vaqt t bilan bog'lovchi differensial tenglamani hosil qilish mumkin. Masalan, (209.2) va (209.3) ifodalarni (209.1) ifodaga qo'yib, kondensatorning zaryadi uchun quyidagi ko'rinishdagi tenglamani topamiz:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

Bu tengiyaning har ikkala qismini L ga bo'lamiz va quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\frac{r}{2L} = \alpha, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2 \quad (209.4)$$

Unda nihoyat, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\alpha \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \quad (209.5)$$

Biz oddiy hosilali va doimiy koeffitsiyentli ikkinchi tartibli chiziqli differensial tenglamani hosil qildik. Xuddi shunday tenglamani biz U kuchlanish uchun ham, i tok kuchi uchun ham hosil qilishimiz mumkin edi. Chiziqli differensial tenglamalar bilan ifodalanuvchi tebranishlar chiziqli tebranishlar deb atalishini, tegishli tebranuvchi sistemalar esa chiziqli sistemalar deb atalishini qayd qilib o'taylik.

Masala aniq bo'lishi uchun yana boshlang'ich shartlarni ham bilish kerak, ma'lumki, ikkinchi tartibli tenglamalar uchun bunday boshlang'ich shartlar ikkita bo'lishi kerak. Aytaylik, biz vaqt sanoq boshini konturning tutashish paytidan boshlab hisoblay boshladik va kondensatorning boshlang'ich zaryadi kattaligini q_0 bilan belgiladik. Boshlang'ich paytda tok kuchi nolga teng bo'lgani uchun masalaning boshlang'ich shartlari quyidagicha bo'ladi:

$$t = 0: \quad q = q_0, \quad \frac{dq}{dt} = 0 \quad (209.6)$$

Dastlab konturning qarshiligi $r = 0$ deb olaylik. Bu holda tebranishlar tenglamasi (209.5) ancha sodda ko'rinishda bo'ladi:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (209.7)$$

Bu tenglamaning umumiy yechimi garmonik tebranish bo'ladi:

$$q = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (209.8)$$

bu yerda A va φ doimiylar (amplituda va boshlang'ich faza) ixtiyoriy qiymatlarga ega bo'lishi mumkin. Buning to'g'ri ekaniga ishonch hosil qilish uchun yozilgan yechimni (209.7) ga qo'yib ko'rish kerak. Binobarin, biz chastotasi $\omega_0 = \sqrt{1/LC}$ ga teng bo'lgan garmonik tebranishga egamiz. Xuddi shu natijani biz 207-§ da bundan ko'ra umumiyroq bo'lgan mulohazalar asosida olgan edik.

A va φ doimiylar (209.6) boshlang'ich shartlardan aniqlanadi. (209.8) yechimni (209.6) ga qo'yib, quyidagini olamiz:

$$A \cos \varphi = q_0, \quad A \omega_0 \sin \varphi = 0$$

Bundan

$$\varphi = 0, \quad A = q_0$$

shundan so'ng (209.8) yechim quyidagi oxirgi ko'rinishga keladi:

$$q = q_0 \cos \omega_0 t \quad (209.9)$$

bu yechimning grafik tasviri 358a-rasmda ko'rsatilgan kosinusoidadir.

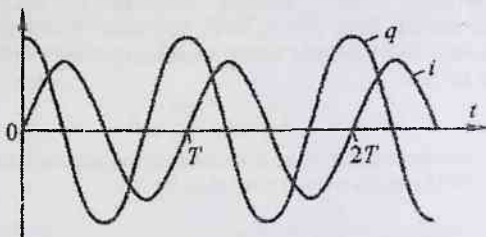
Kondensatoridagi kuchlanish quyidagi qonunga muvofiq o'zgaradi:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_0 \cos \omega_0 t$$

bu yerda $U_0 = \frac{q_0}{C}$ kuchlanishning kondensatoridagi boshlang'ich kuchlanishga teng bo'lgan amplitudasi. Konturdagi tok kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$i = -\frac{dq}{dt} = q_0 \omega_0 \sin \omega_0 t = i_0 \sin \omega_0 t$$

bu yerda $i_0 = q_0 \omega_0$ — tokning amplitudasi. Tok kuchi ham zaryad singari garmonik qonunga muvofiq o'zgaradi, biroq agar zaryad kosinus qonuniga muvofiq o'zgarsa, tok kuchi sinus qonuniga muvofiq o'zgaradi. $\sin \omega_0 t = \cos(\omega_0 t - \frac{\pi}{2})$ bo'lgani uchun, bu degan so'z, zaryad va tok kuchining tebranishlari orasida $\frac{\pi}{2}$ fazalar farqi mavjud ekanini bildiradi, shu bilan birga tok kuchi tebranishlari faza jihatidan orqada qoladi (360-rasm).



360-rasm. Kondensator zaryadi va tok kuchining so'nishsiz tebranish egri chiziqlari

210-§. So'nish bo'lgandagi tebranishlar.

Endi qarshiligi nolga teng bo'lmagan real konturni ko'raylik. Bu holda tebranishlar to'liq differensial tenglama bilan ifodalanadi (209.5). Bu tenglamaning yechimi uning koeffitsiyentlari orasidagi munosabatga bog'liq holda turli ko'rinishga ega bo'ladi. Dastlab

$$\omega_0^2 > \alpha_0^2 \quad (210.1)$$

deb olamiz. U holda yechim quyidagicha bo'ladi:

$$q = Ae^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (210.2)$$

bu yerda A va φ — avvalgidek qiymatlari boshlang'ich shartlar, bilan ifodalanganadigan doimiylar, ω kattalik esa quyidagiga teng:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad (210.3)$$

(210.2) ifoda (210.3) bilan birgalikda haqiqatan ham (209.5) tenglamaning yechimlari ekanligiga (210.2) ni (209.5) ga qo'yib ishonch hosil qilish mumkin.

Olingan ifoda 358-rasmdagi b va v egri chiziqlar bilan ifodalangan so'nuvchi tebranishlarning analitik ifodasidir. v egri chiziq koeffitsiyentining katta qiymatiga to'g'ri keladi. 208-§ da qilingan chekinishlar bilan (210.2) formulani ω doiraviy chastota va

$$y = Ae^{-\alpha t}$$

amplituda bilan bo'ladigan garmonik tebranish deb talqin qilish mumkin, bu tebranishning amplitudasi doimiy qolmaydi, balki vaqt o'tishi bilan kichrayib boradi. α ko'rsatkich tebranishlarning susayish koeffitsiyenti deb ataladi.

(210.2) ning yechilishini batafsil o'rganamiz va avvalo q zaryad maksimumga va minimumga erishadigan vaqt momentlarini topamiz. Buning uchun ekstremumlarni topish qoidasiga muvofiq (210.2) ni differensiallaymiz va birinchi hosilasini nolga tenglaymiz:

$$\frac{dq}{dt} = -A\alpha e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi) - A\omega e^{-\alpha t} \sin(\omega t + \varphi) = 0$$

yoki

$$\operatorname{tg}(\omega t + \varphi) = -\frac{\alpha}{\omega}$$

Aytaylik $t = t_1$ bu tenglamaning biror yechimi bo'lsin. U holda

$$\dots, \quad t_1 - 2T, \quad t_1 - T, \quad t_1 + T, \quad t_1 + 2T, \quad \dots$$

$$\dots, \quad t_1 - \frac{3}{2}T, \quad t_1 - \frac{1}{2}T, \quad t_1 + \frac{1}{2}T, \quad t_1 + \frac{3}{2}T, \quad \dots$$

ifodalar ham uning yechimlari bo'ladi, bu yerda

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad (210.4)$$

Shu narsaga ishonch hosil qilish osonki, agar $t = t_1$ da biz q ning maksimumiga ega bo'lsak, u holda t ning yuqori qatorda turgan barcha qiymatlari ham maksimumga $\frac{d^2q}{dt^2} < 0$, pastki qatordagi barcha qiymatlari esa minimum q ga mos keladi. SHunday qilib, so'nuvchi tebranishlar qat'iy qilib aytganda davriy jarayon bo'lmasa ham, har holda bu jarayon zaryadning maksimal va minimal qiymatlari (shuningdek, tokning va kuchlanishning ham maksimal va minimal qiymatlari) birday vaqt oraliqlari T ichida erishadigan ma'lum takrorlanishga egadir. Zaryadning (shuningdek, tokning va kuchlanishning ham) nol qiymati uchun ham

shunday takrorlanish xosdir. Ana shu T vaqt oralig'ini biz so'nuvchi tebranishlarning davri deb ataymiz.

Aytaylik, q_n va q_{n+1} — kondensator zaryadining n va $n + 1$ nomerli ikki ketma-ket maksimumlaridagi (358-b rasmdagi egri chiziq) maksimal qiymatlari bo'lsin. Bu maksimum qiymatlarga zaryad t_n va t_{n+1} vaqt momentlarida erishadi, shu bilan birga $t_{n+1} = t_n + T$. (210.2) va (210.4) ga muvofiq

$$\begin{aligned} q_n &= A \exp(-\alpha t_n) \cos(\omega t_n + \varphi), \\ q_{n+1} &= A \exp(-\alpha(t_n + T)) \cos\left(\omega\left(t_n + \frac{2\pi}{\omega}\right) + \varphi\right) = \\ &= A \exp(-\alpha(t_n + T)) \cos(\omega(t_n + T) + \varphi). \end{aligned}$$

Bu ikki tenglikni hadma-had bo'lib, quyidagiga ega bo'lish mumkin

$$\frac{q_n}{q_{n+1}} = e^{\alpha T}$$

Zaryadning ikki ketma-ket maksimal qiymatlarining nisbati maksimumlarning nomer-lariga bog'liq emas ekanligi ko'rinib turibdi. Biz 208- § da kiritgan so'nishning δ logarifmik dekrementi, demak, quyidagi qiymatga ega bo'lar ekan:

$$\delta = \ln\left(\frac{q_n}{q_{n+1}}\right) = \alpha T \quad (210.5)$$

bu dekrement so'nish koeffitsiyentining tebranishlar davriga ko'paytmasiga teng ekan. So'nishning logarifmik dekrementi δ ni yana boshqacha ham aniqlash mumkin. Tebranishlar amplitudasi e marta kamayadigan vaqt oralig'ini t_1 bilan belgilaymiz. U holda

$$e^{-\alpha t_1} = \frac{1}{e}$$

va demak

$$\alpha t_1 = 1$$

(210.5) ni hosil qilingan munosabatga hadma-had bo'lib, quyidagini olamiz:

$$\frac{T}{t_1} = \frac{1}{N} = \delta$$

bu yerda N — t_1 vaqt ichida bo'ladigan to'liq tebranishlar soni. Shunday qilib, logarifmik dekrement tebranishlar amplitudasi e marta kamayishga ulguradigan tebranishlar soniga teskari kattalikdir.

Tebranish konturlarini xarakterlash uchun ko'pincha (ayniqsa radiotexnikada) yana konturning aslligi deb ataluvchi va Q harfi bilan belgilanuvchi boshqa kattalikdan ham foydalaniladi. Konturning aslligi logarifmik dekrement bilan quyidagi

$$Q = \frac{\pi}{\delta} \quad (210.6)$$

munosabat orqali bog'langandir, $\delta = \frac{1}{N}$ bo'lgani uchun bundan

$$Q = \pi N \quad (210.6a)$$

Konturning aslligi shunday sondagi to'liq tebranishlar sonining π ga ko'paytmasini, bu tebranishlar sodir bo'lgan vaqt ichida tebranishlar amplitudasi e marta kamayadi. Konturning aslligi tebranishlar amplitudasining e marta kichrayishi ro'y beradigan to'liq tebranishlar sonining e ga ko'paytmasidir. Demak, konturda tebranishlarning so'nishi qancha kam bo'lsa, konturning aslligi shuncha yuqori bo'ladi.

(210.3) formula shuni ko'rsatadiki, elektr tebranishlarning ω chastotasi so'nish koeffitsiyenti α ga bog'liq va xuddi shu konturning qarshiligi $r = 0$ ($\alpha = 0$) bo'lgandagi ω_0 tebranishlar chastotasi qiymatiga teng emas. Konturning qarshiligi ortishi bilan ω chastota kamayadi, tebranishlar davri T esa ortadi. Endi konturning qarshiligi juda katta va shuning uchun

$$\omega_0^2 < \alpha^2$$

deb faraz qilaylik. U holda (210.3) formula bilan ifodalanadigan ω chastota mavhum bo'ladi. Bu degan so'z, (210.2) yechim endi o'rinli emas va shuning uchun konturda elektr tebranishlar bo'lmaydi, demakdir. Bu holda (209.5) asosiy tenglamaning yechimi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$q = A_1 \exp(-k_1 t) + A_2 \exp(-k_2 t) \quad (210.7)$$

bu yerda

$$k_1 = \alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}, \quad k_2 = \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}.$$

A_1 va A_2 — ixtiyoriy doimiylar. (210.7) ni (209.5) ga qo'yish bilan bu holda yechim ayniy ravishda qanoatlantirishiga ishonch hosil qilish mumkin va binobarin, (210.7) haqiqatan ham izlanayotgan yechimdir. $\omega_0^2 < \alpha^2$ bo'lgani uchun va k_1 va k_2 haqiqiy va musbatdir.

A_1 va A_2 doimiylarning kattaliklari masalaning boshlang'ich shartlaridan aniqlanadi. Agar (209.6) shartlar boshlang'ich shartlar bo'lsa, u holda

$$q|_{t=0} = A_1 + A_2 = q_0, \quad \frac{dq}{dt}|_{t=0} = -A_1 k_1 - A_2 k_2 = 0.$$

Bu quyidagini beradi:

$$A_1 = -\frac{q_0 k_2}{k_1 - k_2}, \quad A_2 = -\frac{q_0 k_1}{k_1 - k_2},$$

bundan keyin (210.7) yechim quyidagi ko'rinishni oladi:

$$q = \frac{q_0}{k_1 - k_2} (k_1 \exp(-k_2 t) - k_2 \exp(-k_1 t)).$$

Agar konturning qarshiligi juda katta bo'lsa va shu tufayli $\alpha^2 \gg \omega_0^2$ bo'lsa, u holda $k_1 \gg k_2$ bo'ladi va oxirgi ifodaga birinchi qo'shiluvchiga nisbatan ikkinchi qo'shiluvchini, maxrajda esa k_1 ga nisbatan k_2 ni nazarga olmaslik mumkin. U holda

$$q = q_0 \exp(-k_2 t) .$$

Bu hol 358- rasmdagi g egri chiziqqa muvofiq keladi.

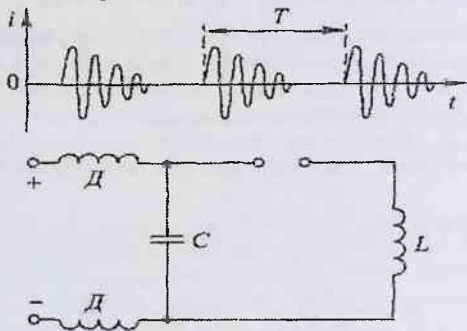
Aytilganlardan ko'rinish turibdiki, elektr tebranishlar yuzaga kelishi uchun (210.1) shart bajarilishi zarur ekan. α va ω_0 o'rinlariga ularning (209.4) qiymatlarini qo'yib, bu shartni quyidagi ko'rinishda hosil qilamiz:

$$\frac{1}{LC} > \frac{r^2}{4L^2}, \quad r < 2\sqrt{\frac{L}{C}} = r_k \quad (210.8)$$

211-§. Tebranishlarni saqlash. Uchqunli kontur.

Har qanday real konturning hamma vaqt biror qarshiligi bo'ladi. Shuning uchun bu konturda yuzaga keladigan elektr tebranishlar so'na boshlaydi va konturning aslligiga bog'liq ravishda bir muncha vaqtdan keyin batamom so'nadi. Biroq elektr tebranishlardan amaliy foydalanish uchun ular uzoq vaqt davomida mavjud bo'lishi kerak, bular uchun esa elektr tebranishlarni saqlab turish kerak.

Elektr tebranishlarni saqlashning sodda va shu bilan birga eng eski usuli 361- rasmda tasvirlangan uchqunli konturdan foydalanishdir. Bu kontur C kondensator, L induktivlik va uchqun razryadlikdan iborat bo'lib, ular ketma-ket ulangan. Kondensatorning qoplamalariga yuqori o'zgarmas kuchlanish manbai ulangan.



361-rasni. Uchqunli tebranish konturi.

Manba ulangandan so'ng kondensator zaryadlanadi va uning qoplamalari orasidagi kuchlanish ortadi. Bu kuchlanish uchqun

razryadlikning teshilish qiymatiga yetganida razryadlik orqali tebranish konturini tutashtiruvchi uchqun o'tadi va konturda so'nuvchi tebranishlar tizmasi paydo bo'ladi. Bu tebranishlar kondensatordagi kuchlanish amplitudasi uchqunning so'nish kuchlanishiga tenglashguncha davom etadi, shundan so'ng uchqun razryad to'xtaydi va tebranishlar tizmasi uziladi. So'ugra kondensator qaytadan zaryadlana boshlaydi, uning kuchlanishi ortadi va birmuncha vaqtdan keyin uchqun razryad yana tiklanadi, buning natijasida konturda so'nuvchi tebranishlarning yangi tizmasi paydo bo'ladi va hokazo. Hosil bo'layotgan tebranishlar tok manbaiga qisqa tutashmasligi uchun tok manbaining o'zi kondensatorga o'zinduksiya g'altagi (drossel) D orqali ulangan. Ular tez o'zgaruvchan toklar uchun juda katta qarshilik ko'rsatadi, biroq manbadan kelayotgan sekin o'zgaruvchi toklarning o'tishiga to'sqinlik qilmaydi.

Uchqunli konturning asosiy afzalligi uning nihoyatda sodda tuzilganligidadir. Uning kamchiligi esa uchqun yuzaga keltirayotgan kuchli shovqin, razryadlik elektrodlarining kuyib ketishi va eng asosiysi, hosil qilinayotgan tebranishlarning sinusoida (garmonik) tebranishlardan keskin farq qilishidir. Shuning uchun uchqunli konturlar hozirgi vaqtda kam qo'llaniladi.

212-§. Avtotebranish sistemalari.

Uzoq muddat mavjud bo'ladigan elektr (shuningdek, mexanikaviy) to'lqinlar hosil qilishda avtotebranish sistemalari katta ahamiyatga ega. Bunday nom bilan ataladigan qurilmalar quyidagi xarakterli xususiyatlarga ega.

Avtotebranish sistemalari so'nmas tebranishlarni generatsiyalash xususiyatiga ega. Bu tebranishlar garmonik (sinusoidal) bo'lishi yoki yanada murakkabroq shaklda bo'lishi mumkin, biroq ular juda uzoq muddat, sistemani tashkil qilgan elementlar ishdan chiqquncha davom etishi mumkin.

Avtotebranish sistemalari 207-§ da ko'rilgan qarshiligi nolga teng bo'lgan tebranish konturidan farq qiladi. Bunday kontur amalda erishib bo'lmaydigan chegaraviy bir holdir. Avtotebranish sistemalari esa mohiyati jihatidan qarshiliklari nolga teng bo'lmagan real qurilmalardir.

Avtotebranish sistemalarida so'nmas tebranishlar sistemaning ichida bo'ladigan jarayonlar ta'sirida vujudga keladi va ularni quvvatlash uchun hech qanday tashqi ta'sir kerak emas. Bu ma'noda avtotebranishlar majburiy tebranishlardan keskin farq qiladi, majburiy tebranishlar ham so'nmas bo'lishi mumkin, biroq ularning mavjudligi biror tashqi davriy ta'sirning bo'lishi bilan bog'liq (mexanikada bunday tashqi ta'sir sifatida tashqi kuchlar, elektrda esa tashqaridan berilgan kuchlanishlar bo'lishi mumkin).

Avtotebranish sistemalari tarkibiga energiya manbai kiradi (mexanikaviy tebranishlarda — siqilgan prujina, ko‘tarib qo‘yilgan yuk va h. k., elektr tebranishlarida esa — batareya yoki tokning boshqa manbai). Bu manba davriy ravishda sistemaning o‘zi tomonidan ulanib turadi va sistemada Joul—Lens qonuniga muvofiq ajraladigan issiqlikni kompensatsiya qilib turuvchi ma‘lum energiyani beradi, bu esa tebranishlarni so‘nmas tebranishlarga aylantiradi.

Avtotebranish sistemalarida tebranishlar sistemaning ichida bo‘ladigan jarayonlar ta‘sirida vujudga kelgani uchun bu holda tebranishlar sistemada bo‘ladigan tasodifiy, sistemani muvozanatdan chiqaruvchi kichik ta‘sirilar (fluktuatsiyalar) natijasida o‘z-o‘zidan yuzaga keladi (o‘z-o‘zicha uyg‘onadi). Yuzaga kelgan kichik tebranishlar o‘z-o‘zidan kuchayadi va nihoyat sistemada barqaror tebranishlar hosil bo‘ladi, bu tebranishlarning xossalari (chastotasi, intensivligi, shakli) sistemaning parametrlari bilan aniqlanadi va boshlang‘ich shartlarga bog‘liq bo‘lmaydi.

Mexanikadagi avtotebranish sistemalariga misol qilib soatlarni ko‘rsatish mumkin, ma‘lumki, soatlarda mayatnikning so‘n-mas tebranishlari anker yordamida ishlab turiladi.

Har qanday avtotebranish sistemasidagi jarayonlar chiziqli bo‘lmagan differensial tenglamalar bilan ifodalanadi. Chiziqli bo‘lmagan tebranishlar nazariyasi biz 209, 210-§ larda ko‘rib o‘tgan chiziqli tebranishlardan ancha murakkab bo‘lgani uchun biz kelgusida ba‘zi elektr avtotebranish sistemalarining ishlash prinsipini tushuntirish bilangina cheklanamiz.

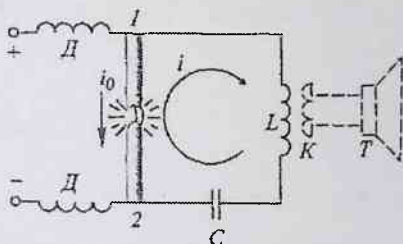
213-§. Manfiy qarshiliklardan foydalanish.

Biz ba‘zi o‘tkazgichlarning pasayuvchi volt-ampere xarakteristikaga ega ekanligi (bunday xarakteristikada tok ortishi bilan kuchlanish kamayadi) to‘g‘risida gapirib o‘tgan edik, bunday o‘tkazgichlarda $R_i = dU/di$ differensial qarshilik manfiy bo‘ladi (176- §).

Agar r qarshilikka ega bo‘lgan tebranish konturiga pasayuvchi volt-ampere xarakteristikali o‘tkazgich kiritsak, u holda konturning so‘nishi kamayadi. Konturning parametrlari bilan unga ulangan manfiy qarshilik orasidagi ma‘lum bir munosabatda so‘nish mutlaqo yo‘qolishi mumkin va bunday konturda sunmas tebranishlar yuzaga keladi.

362- rasmda manfiy qarshilik sifatida yoy razryaddan foydalanilgan avtotebranish sistemasi tasvirlangan. Tok manбайдan o‘zgarmas kuchlanish yoyning elektrodlariga D drossel orqali keltiriladi. Agar C sig‘im va L induktivlik tebranishlar chastotasi tovush spektri sohasiga tushadigan qilib tanlangan bo‘lsa, u holda tebranishlarning yuzaga kelishi yoyning tovush chiqarishiga sabab bo‘ladi, shuning uchun ham bu yoy «kuylovchi» yoy deb nom olgan. Tovushning paydo bo‘lishiga sabab shuki, yoy orqali elektr

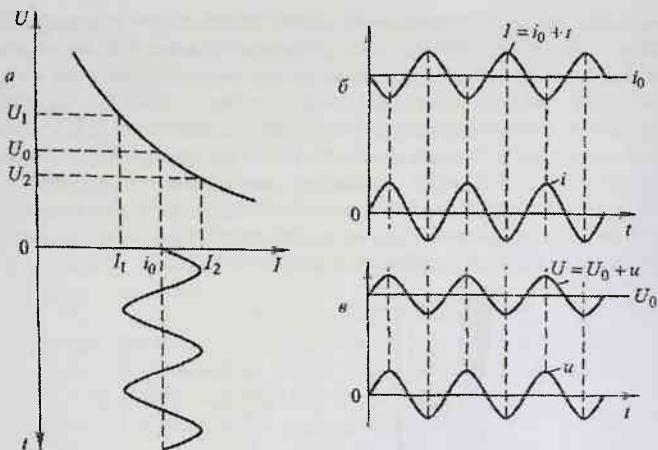
tebranishlarning o'zgaruvchan toki oqadi, bu tok yoyning o'zgaruvchan qizishi va shu sababli uning pulsatsiyalanishini yuzaga keltiradi, ana shu sababli havoda tovush to'liqini paydo bo'ladi. Agar L induktivlik g'altagi yaqiniga T ovoz kuchaytirgich bilan ulangan ikkinchi K g'altak joylashtirilsa, bu tovushni ancha kuchaytirish mumkin. U holda K g'altakda elektromagnit induksiya tufayli o'zgaruvchan tok vujudga keladi va ovoz kuchaytirgichdan balandligi konturdagi tebranishlar chastotasiga mos bo'lgan tovush chiqadi. Sig'im va induktivlikning kattaliklarini o'zgartirib, yoki C ni orttirganda tovushning balandligi pasayishiga, ya'ni tebranishlar chastotasining pasayishiga ishonch hosil qilish mumkin.



362-rasm. Manfiy qarshilik yordamida so'nish tebranishlar olish.

Bu sxemada yoyning o'rniga tunnel diodidan foydalanish mumkin. Biroq tunnel diodi xarakteristikasining pasayuvchi qismi kichik kuchlanishlar va toklar sohasida joylashgan (350- rasm bilan solishtiring) va demak, tebranishlar amplitudasi bu holda zaifroq bo'lgan bo'lar edi.

Endi bu yerda qanday qilib avtotebranishlar yuzaga kelishini batafsilroq ko'rib chiqaylik. Tok va kuchlanishga aniq ishoralar belgilaymiz va agar konturning toki soat strekasi yo'nalishida bo'lsa (362- rasm), U ni musbat deb, a va b nuqtalar orasidagi U kuchlanishni a nuqtaning potentsiali b nuqtaning potentsalidan katta bo'lganida musbat deb olamiz. Binobarin, a va b nuqtalar orasidagi musbat kuchlanish konturda musbat yo'nalishdagi tokni hosil qiladi. i_0 orqali yoyda tebranishlar bo'lmaganda mavjud bo'lgan o'zgarmas tokni belgilaymiz va biror tasodifiy sabablar tufayli konturda tebranishlar yuzaga keldi va o'zgaruvchan i tok paydo bo'ldi, deb faraz qilamiz (363-rasm, o'ngda). Bu tok ham yoy orqali o'tadi va i_0 tok bilan algebraik qo'shiladi. i tokning musbat yo'nalishi i_0 ga qarama-qarshi bo'lgani uchun (362- rasimga q.) yoydagi to'liq tokning tebranishlari minimumlari maksimumlari bilan ustma-ust tushadigan va maksimumlari minimumlari bilan ustma-ust tushadigan $I = i_0 + i$ egri chizid bilan ifodalanadi.

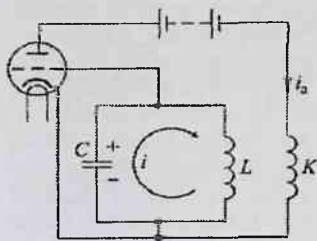


363-rasm. Manfiy qarshilikni konturda so'nmas tebranishlar hosil qilish.

I tokning tebranishlari *a* va *b* nuqtalar orasida o'zgaruvchan kuchlanishni yuzga keltiradi, bu kuchlanishni yoyning volt-ampere xarakteristikasidan topish mumkin (363- rasm, chapda). Bu kuchlanish *U* o'zgarmas tashkil etuvchisi va *i* o'zgaruvchan tashkil etuvchisi bo'lgan $i(t)$ egri chiziq (o'ngdagi) bilan ifodalanadi. Endi I tokning va *U* kuchlanishning o'zgaruvchan tashkil etuvchilarini solishtirib ko'raylik. Biz ularning bir fazada ekanligini ko'ramiz, ya'ni *U* kuchlanishning musbat qiymatlariga I ning musbat qiymatlari va aksincha to'g'ri kelishini ko'ramiz. Bu degan so'z, o'zgaruvchan kuchlanish o'zgaruvchan tokka yordam beradi, uni «itaradi» yoki boshqacha aytganda, konturga tok manbai hisobiga ma'lum energiya beriladi. Agar bu energiya Joule—Lenz qonuniga ko'ra ajralayotgan energiyadan katta bo'lsa, u holda tebranishlar amplitudasi ortadi. Bunda konturda energiya isroflari ham ortadi, ular konturga berilayotgan energiyaga tenglashganda doimiy amplitudali so'nmas tebranishlar qaror topadi.

214-§. Lampali generatorlar. Teskari bog'lanish.

Hozirgi vaqtda deyarli hamma vaqt elektron lampali yoki yarimo'tkazgich asboblari avtotebanish sistemalari qo'llaniladi. Ularning mustahkamligi yuqori va tebranishlarning chastotasini, intensivligi va shaklini keng chegaralarda o'zgartirishga imkon beradi.

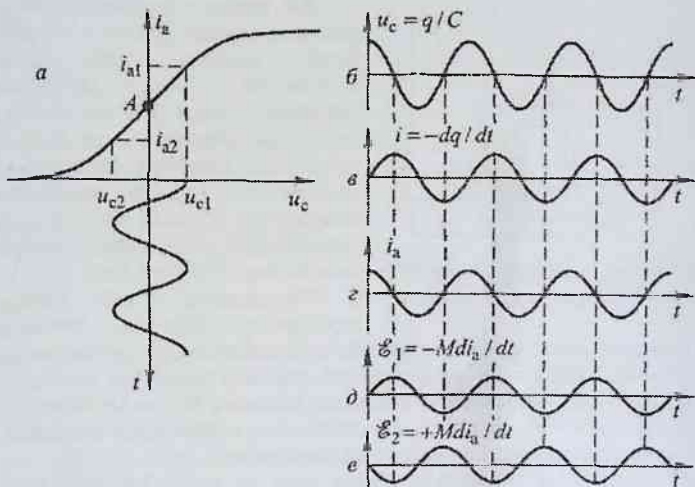


364-rasm. Tebranish konturi zanjirida bo'lgan lampali generator

Biz bunday asboblarning ishlash prinsipini lampali generator misolida ko'rib chiqamiz. Eng sodda sxemalardan biri 364-rasmda keltirilgan. C sigim va L induktivlikka ega bo'lgan tebranish konturi elektron lampaning to'r zanjiriga ulangan. Anod zanjirida tok beruvchi batareyadan tashqari yana g'altakka bevosita yaqin joylashtirilgan K g'altak orasida induktiv bog'lanish ham bor.

Generatorning ishlash prinsipi quyidagicha. Tebranish konturida (batareyani ulashda yoki biror tasodifiy ta'sir natijasida) tebranishlar yuzaga kelganida kondensatorning qoplamalari orasida o'zgaruvchan kuchlanish paydo bo'ladi. Xuddi shunday kuchlanish lampaning to'ri va katodi orasida ham paydo bo'ladi, chunki ular kondensatorning qoplamalariga ulangandir. Buning natijasida anod zanjirida i_a tok hosil bo'ladi.

Biroq K va L g'altaklar bir-biri bilan induktiv bog'lanishdadir, shuning uchun o'zgaruvchan tok g'altakda $\mathcal{E} = -M \frac{di_a}{dt}$ ga teng bo'lgan o'zaro induksiya EYuK hosil qiladi (bu yerda M — o'zaro induksiya koeffitsiyenti). Bu EYuK K va L g'altaklar o'ramlarining o'zaro qanday joylanishiga qarab yoki konturdagi tokning tebranishlariga to'sqinlik qiladi yoki unga yordam beradi. Ravshanki, zarur bo'lib qolganda K g'altakning uchlarini almashtirib ulash yo'li bilan hosil bo'ladigan EYuK ning ishorasi konturdagi i tok bilan birday bo'lishiga erishish mumkin. Bunda bu EYuK ning ishi musbat bo'ladi, tebranish konturi esa tok manbai hisobiga energiya oladi, shuning uchun kontur tebranishlarining so'nishi kamayadi. Agar g'altaklar orasidagi bog'lanish yetarlicha katta bo'lsa, olinadigan energiya konturda sarf qilinadigan energidan katta bo'lishi mumkin. Bunday holda tebranishlar amplitudasi olinayotgan energiya sarf qilinayotgan energiyaga tenglashguncha ortib boradi, bunday tenglashish sodir bo'lgandan keyin so'nmas tebranishlar yuzaga keladi. 365-rasm bu aytilganlarni batasil tushuntirib beradi. Agar to'rda katodga nisbatan musbat potensial hosil bo'lsa, kondensatorning zaryadini musbat deb hisoblaymiz, konturdagi i tokning musbat yo'nalishi uchun esa (shuningdek, EYuK ning ham) 364-rasmda ko'rsatilgan yo'nalishni tanlaymiz. U holda agar U_C to'r kuchlanishi a egri chiziqqa muvofiq o'zgarsa (365-rasm, o'ngda), u holda konturning i toki b egri chiziq bilan ifodalanadi.



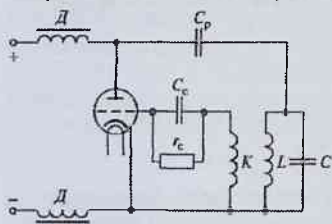
365-rasm. Lampali generatorda soʻnmas tebranishlarning hosil boʻlishi.

Anod zanjirida U_c toʻr kuchlanishining tebranishlari tufayli hosil boʻladigan i oʻzgaruvchan tokni triodning toʻr xarakteristikasidan foydalanib topish mumkin (365- rasm, chapda). Uning A «kishchi» nuqtasi xarakteristikaning deyarli toʻgʻri chiziqli boʻlgan oʻrta qismida tanlangan. Toʻrning musbat potentsiali i_a musbat tok hosil qilgani uchun i_a ning oʻzgarishlari v egri chiziq bilan ifodalanadi. a va d egri chiziqlar K gʻaltak oʻramlarining mumkin boʻlgan ikki yoʻnalishida oʻzaro induksiya EYuK ning oʻzgarishlarini beradi. Bu egri chiziqlarni b egri chiziq bilan solishtirib, biz d holda EYuK va tokning yoʻnalishlarda teskari fazalarda boʻlishini: yaʼni musbat i tokda manfiy ε_2 EYuK yuzaga kelishini va aksincha manfiy tokda musbat EYuK hosil boʻlishini koʻramiz. Bunday holda oʻzaro induksiya EYuK tebranishlarga toʻsquinlik qiladi va konturda tebranishlarning soʻnishi ortadi. e holda aksincha, EYuK va tokning tebranishlari birday fazada boʻladi va EYuK tokning tebranishlariga yordam beradi, bundan konturning soʻnishlari kamayadi. Yetarticha kuchli bogʻlanish boʻlganida bu holda konturda soʻnmas tebranishlar yuzaga keladi.

Biz koʻrgan lampali generator sxemasining eng xarakterli xususiyati shundan iboratki, tebranish konturi tok manbaiga ega boʻlgan boshqa zanjirga (bizning holda lampaning anod zanjiriga) taʼsir qiladi, bu esa

tebranish konturiga teskari ta'sir ko'rsatadi, ana shu teskari ta'sir tebranishlarni saqlashga yordam beradi. Bunday usul teskari bog'lanish usuli deb atalgan bo'lib, mexanikaviy hamda elektr avtotebranish sistemalarida keng qo'llaniladi.

Masalan, soatlarda ham teskari bog'lanish bor. Agar soatlarda anker va yuruvchi g'ildirak bo'lganda edi, u holda buralgan prujina (yoki tosh) mayatnikka doimiy kuch bilan ta'sir qilgan va unga bir tomonlama harakat bergan bo'lar edi. Xuddi shunga o'xshash, agar lampali generator K teskari bog'lanish g'altagi va lampani olib, konturni bevosita batareyaga tutashtirilganda edi, u holda konturda faqat o'zgarmas tok bo'lar edi. Soatlarda tebranayotgan mayatnik anker va yurish g'ildiragi vositasida uning o'ziga ta'sir qilayotgan kuchni boshqaradi va prujinaning doimiy kuchini davriy turtkilarga aylantiradi. Lampali generator K tebranish konturi lampa va teskari bog'lanish g'altagi orqali o'zaro induksiya EYuKni boshqaradi va bu EYuKni davriy ishlab beradi.



366-rasm. Tebranish zanjiri anod konturida bo'lgan lampali generator.

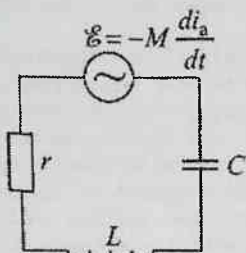
Biz ko'rib chiqqan avtotebranish sistemasidan tashqari ko'plab boshqa elektron lampali avtotebranish sistemalari ham bor. Biz faqat 366-rasmda ko'rsatilgan yana bitta misol bilan chegaralanamiz.

Bu sxemada tebranish konturi anod zanjiriga, teskari bog'lanish g'altagi esa to'r zanjiriga ulangan. Anod batareyasi lampa bilan ketma-ket emas, unga parallel ulangan (rasmda ko'rsatilmagan). Batareya induktivlikni qisqa tutashtirib qo'ymasligi uchun anod zanjiriga C_p ajratish kondensatori qo'yilgan, bu kondensator elektr tebranishlarning tez o'zgaruvchan toklarining o'tishiga to'sqinlik qilmagani holda, batareyaning o'zgarmas tokini o'tkazmaydi. Ikkinchi tomondan elektr tebranishlar toki batareyaga o'tib ketmasligi uchun batareya D drossellar orqali ulangan. Sxemada shuningdek, C_c to'r kondensatori va to'rning siljishi r_c ham ko'rsatilgan (364-rasmda tasvirlanmagan), ular to'rda kichik manfiy potensialni tutib turgani holda to'rning foydasiz tokini o'tkazib yuboradi. Bu sxemaning ishlash prinsipi xuddi yuqoridagi sxemaning ishlash prinsipiga o'xshashdir.

215-§. O'z-o'zidan uyg'onish shartlari

Endi lampali generator avtotebranishlar bo'lishi uchun lampali generatorning parametrlari (konturning r qarshiligi, M o'zaroinduksiya

koefitsiyenti va h. k. lar) qanday miqdoriy shartni qanoatlantirishi kerak ekanligini ko'rib chiqaylik.



367-rasm. 364 rasmda tasvirlangan generatorning ekvivalent sxemasi.

364- rasmdagi sxemaga murojaat qilaylik. Generatorning tebranish konturini ekvivalent sxema bilan tasvirlash mumkin (367- rasm), unda teskari bog'lanishning ta'siri o'zgaruvchan EYuK $\varepsilon = -M \frac{di_a}{dt}$ ga teng bo'lgan biror generator bilan ifodalanishi mumkin. Bu kontur uchun Kirxgofning ikkinchi qonunini qo'llab va 209-§ dagi singari mulohaza qilib quyidagini olamiz:

$$ri = -U_c - L \frac{di}{dt} - M \frac{di_a}{dt},$$

bunda ham avvalgidek,

$$U_c = \frac{q}{C}, \quad i = -\frac{dq}{dt}.$$

Bu tenglamalardan U_c va i ni yo'qotib, quyidagini topamiz:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + r \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} - M \frac{di_a}{dt} = 0.$$

Bu yerda i_a anod toki u_c to'r kuchlanishining funksiyasidir (bu funksiya lampaning to'r xarakteristikasi bilan ifodalanadi), kuchlanishning o'zi o'z navbatida q zaryadga bog'liq bo'ladi. Biroq lampaning to'r xarakteristikasi chiziqli emas. Shuning uchun yozilgan tenglamaning o'zi ham chiziqli tenglama emas, binobarin, avtotebranishlar chiziqli tebranishlar emas.

Biroq qo'yilgan masalani hal qilishdan oldin uni soddalashtirish mumkin. Aytaylik, biz kichik tebranishlarga egamiz va ishchi nuqta xarakteristikani o'rta qismida tanlangan (365- rasmdagi singari), u holda xarakteristikaning kichik kesmasini to'g'ri chiziq kesmasi deb qarash mumkin va tebranishlar tenglamasi chiziqli tenglama bo'lib qoladi. Bundan tashqari, sodda bo'lishi uchun lampa to'rining o'tkazuvchanligi juda kichik va i_a amalda faqat to'rning u_c potensialigagina bog'liq (u_c anod potensialiga emas) deb olamiz. U holda

$$i_a = A + S u_c = A + \frac{S}{C} q,$$

bu yerda S - to'r xarakteristikasining tikligi. Shuning uchun

$$\frac{di_a}{dt} = \frac{S dq}{C dt}.$$

Bu tenglamani tebranishlar tenglamasining ifodasiga qo'yib va ikkala qismini L ga bo'lib, quyidagini topamiz:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \left(\frac{r}{L} - \frac{SM}{LC}\right) \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC}q = 0 \quad (215.1)$$

Bu tenglamaning ko'rinishi (209.5) tenglamaning o'zi va uning yechimi ham quyidagicha bo'ladi:

$$q = Ae^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi) \quad (215.2)$$

Mazkur holda β so'nish koeffitsiyenti quyidagiga teng:

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{L} - \frac{SM}{LC} \right) \quad (215.3)$$

teskari bog'lanish bo'lmagandagi so'nish koeffitsiyenti $\alpha = r/2L$ dan kichik va shuning uchun teskari bog'lanishning ta'siri konturga manfiy qarshilik kiritish bilan ekvivalent deb aytish mumkin (bunda hamma hollarda ham teskari bog'lanish g'altagidagi o'ramlarning yo'nalishi 365-rasmdagi a egri chizig'ida mos keladi deb faraz qilinadi).

(215.3) dan ko'rinib turibdiki, ma'lum shartlarda β so'nish koeffitsiyentini nolga teng qilib yoki manfiy qilib olinishi ham mumkin, bu hol avtotebranishlarning yuzaga kelishiga mos keladi. Bu

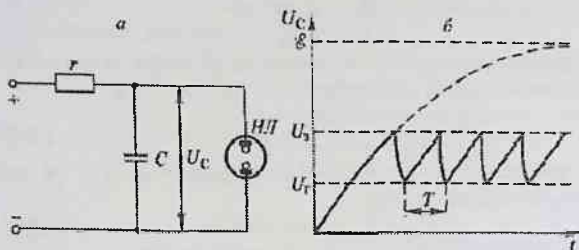
$$\frac{SM}{C} > r.$$

shart bajarilganda o'rinli bo'ladi. Bu shart lampali generatorming o'z-o'zidan uyg'onish shartidir.

Agar (215.4) shart bajarilsa, u holda $\beta < 0$ va (215.2) yechim o'sib boruvchi tebranishlarni ifodalaydi, bunday tebranishlarning amplitudalari vaqt o'tishi bilan cheksizlikkacha ortishi mumkin. Bunday g'alati natijaning sababi shuki, biz tebranishlarning chiziqli bo'lmagan tenglamasini generator xossalari to'liq ifodalamaydigan va faqat kichik tebranishlar (jarayonning boshlang'ich bosqichidagi) uchungina yaroqli bo'lgan taqribiy chiziqli tenglama bilan (215.1) almashtirdik. Haqiqatda o'z-o'zidan uyg'onishdan keyin o'suvchi tebranishlar amplitudasi generatorming xossalari bilan aniqlanuvchi va boshlang'ich shartlarga bog'liq bo'lmagan biror chekli limitga intiladi.

216-§. Relaksatsion tebranishlar.

Biz ko'rgan avtotebranish sistemalarida ularning asosiy qismlari induktivlik va sig'imga ega bo'lgan tebranish konturi edi. Bunday generatorlar (LC-generator) xuddi tebranishlar massa (induktivlik o'rnida) va elastiklik (sig'im o'rnida) tufayli yuzaga keladigan mexanikaviy sistemalarga o'xshaydi.



368-rasm. Relaksionlashgan elektr tebranishlar

Biroq tebranishlar hosil qilish uchun induktivlik va sig'inning bir vaqtda bo'lishi shart emas. 368-rasmda induktivlik hech qanday rol o'ynamaydigan tebranish sxemasi ko'rsatilgan. Bu yerda NL neon lampa parallel ulangan C kondensator tok manbaidan katta r qarshilik orqali zaryadlanadi. Agar neon lampa bo'lmaganida edi, u holda kondensatorning kuchlanishi U_C vaqt o'tishi bilan punktir chiziqqa (368- rasm, o'ngda) muvofiq ortar va asimptotik ravishda manbaning ε EYuK ga intilar edi. Bu egri chiziqning tenglamasi (74.1) bilan ifodalangani va uning boshlang'ich qismini taxminan to'g'ri chiziq deyish mumkin:

$$U_C = \frac{\varepsilon}{rC} t.$$

Neon lampa bo'lganida boshqacha hodisa bo'ladi. U_C kuchlanish U_3 yonish kuchlanishiga erishganida lampada gaz razryadi hosil bo'ladi va kondensator tezda razryadlana boshlaydi (chunki neon lampaning qarshiligi r qarshilikdan ancha kichik). U_C kuchlanish razryadning o'chish kuchlanishi U_r gacha kamayganida esa lampada razryad uziladi va kondensator yana zaryadlana boshlaydi, buning natijasida uning kuchlanishi qaytadan ko'paya boshlaydi. So'ngra vaqtning biror paytida lampada yana razryad yonadi va biz bayon qilgan jarayonlar davriy takrorlanadi. Natijada kuchlanishning 368- rasmdagi arrasimon egri chiziq bilan ifodalangan tebranishlari yuzaga keladi (o'ng tomonda). Kondensatorning zaryadi ham shu qonunga muvofiq o'zgaradi.

Oson bo'lishi uchun kondensatorning razryadlanish vaqti uning zaryadlanish vaqtdan ancha kichik deb faraz qilaylik. U holda tebranishlar davri kuchlanishning U_r diymatdan U_3 qiymatgacha ortishga erishgan vaqtdir. U quyidagiga teng bo'ladi:

$$T = \frac{U_3 - U_r}{\varepsilon} rC.$$

Ko'rib turibmizki, biz ko'rayotgan holda elektr tebranishlarning yuzaga kelishiga konturning ma'lum $\tau = rC$ relaksatsiya vaqti (73-§) mavjud ekanligi sabab bo'lar ekan, tebranishlar vaqta xuddi shu vaqt bilan belgilanadi. Shuning uchun ko'rib chiqilgan turdagi tebranishlarni *relaksatsion tebranishlar* deb atalgan.

Mexanikada ham relaksatsion tebranishlar ko'p uchraydi. Masalan, tramvaylar tormozlarining vibratsiyasi, kamonli muzika asboblarda torlarning tovush chiqarishi va shunga o'xshashlar mexanikaviy relaksatsion tebranishlar bilan tushuntiriladi.

Yuqorida ko'rib chiqilgan sxemada (368-rasm) kuchlanish tebranishlari arrasimon egri chiziq bilan ifodalanadi va sinusoidal (garmonik) tebranishlardan katta farq qiladi. Biroq bundan boshqa shunga o'xshash sxemalarda sinusoidal shakldagi relaksatsiya tebranishlarini hosil qilish mumkin emas degan ma'no kelib chiqmaydi. Bir necha kondensator va qarshiliklarni elektron lampalar bilan kombinatsiya qilib garmonik relaksatsiya tebranishlarini hosil qilish mumkin ekan. Bunday *RC*- generatorlar radiotexnikada keng tarqalgan va turli o'lchash qurilmalarida qo'llanilmoqda. Ular ayniqsa chastotani keng chegaralarda (bir necha gersdan ko'plab kilogersgacha) o'zgartirish uchun qulay bo'lib, *LC*- generatorlardagi singari past chastotalar olish uchun katta induktivlik g'altaklari talab qilinmaydi.

XXI BOB. MAJBURIY ELEKTR TEBRANISHLAR. O'ZGARUVCHAN TOKLAR

Endi zanjirda elektr yurituvchi kuchi davriy o'zgaradigan generator bo'lganda yuzaga keladigan elektr tebranishlarni ko'ramiz. Bu tebranishlar davriy tashqi kuch ta'sirida jismda yuzaga keladigan mexanikaviy tebranishlarga o'xshaydi. Ushbu bobda biz faqat sig'imi va induktivligi mujassamlashtirilgan zanjirlarni ko'rish bilan cheklanamiz va o'zgaruvchan toklarni XX bobdagi singari kvazistatsionar deb hisoblaymiz. Boshqacha aytganda, elektr kattaliklar beqaror qiymatlarga ega bo'ladigan vaqt davomliliği τ tebranish davri T ga nisbatan kichik deb faraz qilamiz va shuning uchun barcha elektr kattaliklarning oniy qiymatlariga o'zgarimas tok qonunlarini qo'llaymiz.

So'ngra, biz faqat shunday toklarni qaraymizki, ularning kuchi sinusoidal qonunga muvofiq o'zgarsin:

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi).$$

Bunday qilishimizning bir necha sababi bor. Birinchidan, (XII bob), texnikada ishlatiladigan barcha o'zgaruvchan tok generatorlari sinusoidal qonunga juda yaqin bo'lgan qonuniga muvofiq o'zgaruvchi EYuK ga ega bo'ladi, shuning uchun ular hosil qilgan toklar amalda sinusoidal tok bo'ladi. Ikkinchidan, sinusoidal toklar nazariyasi sodda va shuning uchun bunday toklar misolida elektr tebranishlarning asosiy xususiyatlarini aniqlash oson.

To'g'ri, ba'zi hollarda amalda ancha murakkab shakldagi tebranishlar bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi, biroq har qanday sinusoidal bo'lmagan tebranishni sinusoidal, garmonik tebranishlar yig'indisi sifatida (Fur'e teoremasi) ifodalash qiyin emasligini ko'rsatish oson va shuning uchun murakkabroq tebranishlarni tekshirishni sinusoidal tebranishlarni tekshirishga keltirish mumkin. Shunday qilib, sinusoidal yoki garmonik tebranishlar ayni vaqtda ham eng muhim va eng sodda xildagi tebranishlardir.

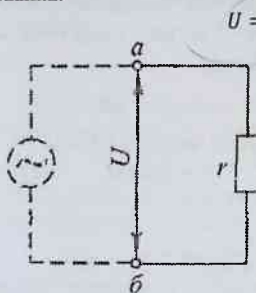
Nihoyat, kelgusida hamma joyda biz tebranishlarni qaror topgan tebranishlar deb qaraymiz. Boshqacha aytganda, tebranishlarning boshlangan paytidan boshlab yetarlicha ko'p vaqt o'tgan va tok hamda kuchlanish amplitudalari endi o'zgarimas (doimiy) qiymatlarga yetgan deb faraz qilamiz (222-§ bilan solishtiring).

217-§ O'zgaruvchan tok zanjirida qarshilik

Dastlab o'zgaruvchan tok generatori induktivligi va sig'imi nazarga olmaslik darajada kichik bo'lgan tashqi zanjirga tutashtirilgan xususiy holni ko'raylik. Zanjirda

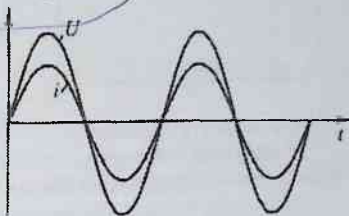
$$i = i_0 \sin \omega t$$

o'zgaruvchan tok bor deb faraz qilamiz va zanjirning a va b nuqtalari orasidagi kuchlanishning qanday qonun bilan o'zgarishini topamiz (369-rasm), ab qism uchun Om qonunini qo'llaymiz va quyidagicha yozamiz:



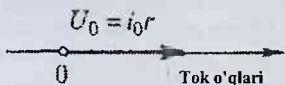
369- rasm. O'zgaruvchan tok zanjiridagi qarshilik.

$$U = ir = i_0 r \sin \omega t$$



370- rasm. Qarshilikdagi tok va kuchlanish tebranishlari.

Shunday qilib, ab qismning uchlariidagi kuchlanish ham sinus qonuniga muvofiq o'zgaradi, shu bilan birga tok tebranishlari bilan kuchlanish tebranishlari orasidagi fazalar farqi nolga teng. Kuchlanish va tok bir vaqtda maksimal qiymatlarga erishadi va bir vaqtda nolga teng bo'ladi (370-rasm). Kuchlanishning maksimal qiymati $U_0 = i_0 r$ ga teng bo'ladi. 129-§ da garmonik o'zgaruvchi kattaliklarni vektor diagrammalar yordamida tasvirlash mumkin ekanini ko'rsatgan edik.



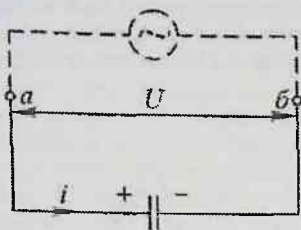
371- rasm Qarshilikdagi kuchlanishning vektor diagrammasi

Ana shu usulni bizning holga tatbiq qilamiz. Diagramma o'qini shunday tanlaymizki, tokning tebranishlarini tasvirlovchi vektor shu o'q bo'ylab yo'nalgan bo'lsin.

Kelgusida biz uni toklar o'qi deb yuritamiz. U holda kuchlanish tebranishlarini ifodalovchi vektor toklar o'qi bo'ylab yo'naladi, chunki tok va kuchlanish orasidagi fazalar farqi nolga teng (371-rasm). Bu vektorning uzunligi kuchlanish amplitudasi $i_0 r$ ga teng.

218-§. O'zgaruvchan tok zanjirida sig'im

Endi zanjirning biz ko'rayotgan qismida C kondensator bor deb faraz qilaylik, shu bilan birga bu qismning qarshilik va induktivlikni nazarga olmaslik mumkin. Bu qismning uchlariidagi kuchlanish qanday qonunga asosan o'zgarishini ko'rib chiqamiz. a va b nuqtalardagi potentsiallar farqini $U = U_a - U_b$ orqali belgilaymiz

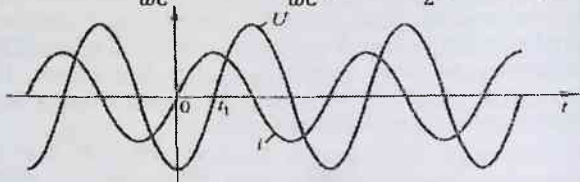


372- rasm. O'zgaruvchan tok zanjiridagi kondensator qonunga muvofiq o'zgarsa, u holda

$$q = \int i_0 \sin \omega t dt = -\frac{i_0}{\omega} \cos \omega t + q_0$$

bo'ladi. Bu yerda q_0 integrallash doimiysi kondensator tokining tebranishlari bilan bog'liq bo'lmagan ixtiyoriy doimiy zaryadi va shuning uchun ham $q_0 = 0$ deb olamiz. Binobarin,

$$U = -\frac{i_0}{\omega C} \cos \omega t = +\frac{i_0}{\omega C} \left(\sin \omega t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (218.2)$$



373-rasm. Kondensatorda tok va kuchlanish tebranishlari.

(218.1) va (218.2) larni birlashtirib, ko'ramizki, zanjirda tokning sinusoidal tebranishlarida kondensatordagi kuchlanish ham sinus qonuni bo'yicha o'zgaradi, biroq kondensatordagi kuchlanish tebranishlari tok tebranishlaridan faza jihatidan $\pi/2$ ga orqada qoladi. Tokning va kuchlanishning vaqt bo'yicha o'zgarishlari 373-rasmda grafik tasvirlangan.

Olingan natijaning oddiy fizikaviy ma'nosi bor. Kondensatorning vaqtning biror momentidagi kuchlanishi kondensatorning mavjud zaryadi bilan aniqlanadi. Birod bu zaryad kondensatordagi tebranishlarning ilgariroq bosqichida oqib o'tgan tok tomonidan hosil qilingan. Shuning uchun kuchlanish tebranishlari ham tok tebranishlariga nisbatan orqada qoladi. Masalan, $t = 0$ bo'lganda tok kuchi nolga teng bo'lganda (373-rasm) kondensatorda vaqtning bundan avvalgi davrida olib o'tilgan tok tashib o'tgan manfiy zaryad bo'ladi va kuchayish nolga teng bo'lmaydi. Bu

(372-rasm) va kondensatorning zaryadi q va tok kuchi I ning 372-rasmda mos kelgan yo'nalishini musbat deb hisoblaymiz. Bunda $U = q/C$ bo'ladi. Biroq $i = dq/dt$ va, demak,

$$q = \int i dt$$

Agar zanjirda tok kuchi

$$i = i_0 \sin \omega t. \quad (218.1)$$

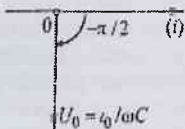
zaryadning nolga aylanishi uchun biror t_1 vaqt davomida musbat yo'nalishli tok o'tishi kerak va shuning uchun kondensator zaryadi (demak, kuchlanish) nolga teng bo'lganida tok kuchi endi nolga teng bo'lmaydi. (218.2) formula kondensatoridagi kuchlanish amplitudasi quyidagiga teng bo'lishini ko'rsatadi:

$$U_0 = I_0 - \frac{1}{\omega C}$$

Bu ifodani o'zgarmas tokli zanjirning bir qismi uchun Om qonuni ifodasi bilan solishtirib ($U=ir$), ko'ramizki,

$$r_c = \frac{1}{\omega C} \quad (218.3)$$

kattalik zanjirning bir qismining qarshiligi rolini o'ynar ekan. Shuning uchun bu kattalik tuyulma sig'im qarshiligi deb ataladi.



374- rasm. Kondensatoridagi kuchlanishning vektor diagrammasi

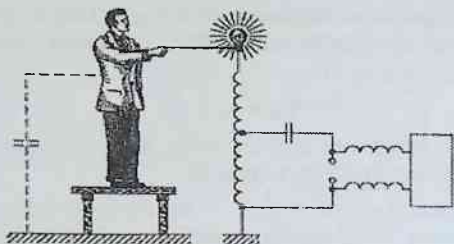
Agar (218.3) da C ni faradlarda, ω ni esa sek^{-1} larda ifodalansa, u holda r_c omlarda kelib chiqadi.

Olingan natijalarni 374-rasmda ko'rsatilgan diagramma yordamida ko'rsatish mumkin. Bu yerda kuchlanish tebranishlarini tasvirlovchi vektor endi tok o'qi bilan mos tushmaydi.

Bu vektor manfiy yo'nalishda (soat strelkasi yo'nalishida) $\pi/2$ burchakka burilgan. Bu vektorning uzunligi $i_0/\omega C$ kuchlanish amplitudasiga teng. (218.3) formuladan sig'imning r_c qarshiligi shuningdek chastotaga ham bog'liq ekani ko'rinib turibdi. Shuning uchun juda katta chastotalarda hatto kichik sig'imlar ham o'zgaruvchan tok uchun haddan tashdari kichik qarshilik bo'lishi mumkin. Birinchi qarashda nihoyatda kutilmagan bo'lib tuyulgan ko'plab hodisalar shunday tushuntiriladi.

Eksperimentator shisha oyoqli izolyatsiyalovchi skameykada turibdi va qo'li bilan cho'g'lanma lampochkaning rezbali sokolini ushlab turibdi. Lampochkaning ikkinchi kontaktida chastotasi sekundiga bir necha million tebranish qiladigan yuqori voltli o'zgaruvchan kuchlanish manbaining chiqish uchlaridan biriga ulangan; manbaining ikkinchi chiqishi uchi yerga ulangan (manba sifatida, masalan, 236-§da tasvirlangan rezonans transformatoridan foydalanish mumkin). Binobarin, zanjir o'zgarmas tok uchun ochiq (tutashmagan — u izolyatsiyalovchi skameyka bilan uzilgan). Shunga qaramay, zanjirdan kuchi bir necha amperga teng bo'lgan tok o'tadi va lampochkaning tolasi ravshan yonadi. Buning sababi shuki, eksperimentatorning tanasi va yer kondensatorning qoplamlarini tashkil

qiladi, kondensatorlar esa o'zgaruvchan tokni o'tkazishini biz yaxshi bilamiz.



375- rasm. Katta chastotalarda siljish toklarini namoyish qilish uchun tajriba sxemasi.

Shuning uchun o'zgarmas tok uchun ochiq bo'lgan zanjir tez o'zgaruvchan tok uchun berk zanjir bo'lib qoladi: metallardagi o'tkazuvchanlik toklari kondensator ichida siljish toki orqali tutashadi (136-§). ω chastota juda katta bo'lgani uchun kondensatorning sig'imi juda kichik bo'lganida (o'nlarcha pikofarad) τ_c qarshilik juda kichiklashib ketadi va zanjirda kuchli toklar paydo bo'ladi. Bu tajriba skin effektini yoki o'zgaruvchan toklarni o'tkazgich sirtiga siqib chiqarishni ham yaxshi namoyish qiladi (134-§ q.). Eksperimentator tanasi orqali kuchi bir necha amperga teng bo'lgan toklar o'tadi, agar ular o'zgarmas tok bo'lganida edi odam tanasida kuchli fiziologik ta'sir ko'rsatib hayot uchun xavf tug'dirgan bo'lar edi. Biroq bayon qilingan tajribada eksperimentator bu toklarni sezmaydi, chunki ular inson tanasining sirtqi juda yupqa qatlami orqali o'tadi va tana ichiga kirmaydi.

219-§ O'zgaruvchan tok zanjirida induktivlik

Nihoyat, uchinchi xususiy holi, ya'ni zanjirning qismida faqat induktivlik bo'lgan holni ko'raylik. Avvalgidek, a va b nuqtalarning potentsiallar farqini $U=U_a - U_b$ orqali belgilaymiz (376- rasm) va agar tok a dan b ga yo'nalgan bo'lsa, musbat deb hisoblaymiz. O'zgaruvchan tok bo'lganida induktivlik g'altagida o'zinduksiya EYuK hosil bo'ladi va shuning uchun biz EYuK zanjir qismi uchun Om qonunini qo'llashimiz kerak (68-§)

$$U = ir - \varepsilon$$

Bizning holda $r = 0$ va o'zinduksiya EYuK

$$\varepsilon = -L \frac{di}{dt}$$

Agar zanjirda tok kuchi

$$i = i_0 \sin \omega t \quad (219.1)$$

qonun bo'yicha o'zgarasa, u holda

$$U = i_0 \omega L \cos \omega t = i_0 \omega L \sin(\omega t + \frac{\pi}{2}) \quad (219.2)$$

(219.1) va (219.2) ni taqqoslab, biz induktivlikda kuchlanishning tebranishlari faza jihatidan tok tebranishlaridan $\pi/2$ ga oldinga ketar ekan. Tok kuchi ortib nol orqali o'tganida kuchlanish maksimumga erishadi va shundan so'ng kamaya boshlaydi; tok kuchi maksimal bo'lganida kuchlanishi nol orqali o'tadi va h. k. (377-rasm).

Bu fazalar farqi hosil bo'lishi fizikaviy sababi quyidagicha. Agar zanjir qismning qarshiligi nolga teng bo'lsa, u holda berilgan kuchlanish o'zinduksiya EYuK ni aniq muvozanatlaydi va teskari ishorali o'zinduksiya EYuK ga teng bo'ladi. Biroq EYuK tokning oniy qiymatiga proporsional bo'lmay, tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir, bu tezlik esa tok kuchi nol orqali o'tgan paytlarda eng katta bo'ladi. Shuning uchun kuchlanishlarning maksimumlari tokning nollari bilan mos keladi va aksincha.

(219.2) dan kuchlanishning amplitudasi quyidagiga teng ekanini kelib chiqadi:

$$U_0 = i_0 \omega t$$

va demak,

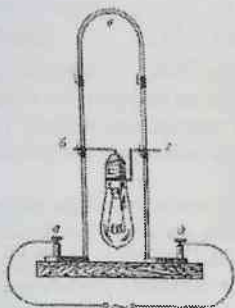
$$\tau_L = \omega L \quad (219.3)$$

kattalik zanjir qismining qarshiligi ro'lini o'ynaydi. Shuning uchun τ_L *tuyulma induktiv qarshiligi* deb ataladi.

Agar (219.3) formulada L genrilarda, ω esa sek^{-1} larda ifodalangan bo'lsa, u holda τ_L omlarda kelib chiqadi.

Yuqoridagi qilganimiz singari topilgan natijalarni vektor diagramma ko'rinishida tasvirlash mumkin. Bunday diagramma 378-rasmda ko'rsatilgan. Kuchlanish tebranishlarini tasvirlovchi vektor toklar o'qiga nisbatan musbat yo'nalishda (soat strelkasiga qarshi) $\pi/2$ ga burilgan, uning uzunligi esa kuchlanish amplitudasi $i_0 \omega L$ ga teng.

Bundan tashqari, induktiv qarshilik faqat o'zgaruvchan toklar uchungina mavjud bo'lgani uchun drossellar yordamida o'zgarmas va o'zgaruvchan toklarni ajratish mumkin. Biz ko'rib o'tgan 361, 362 va 366-rasmlarda drossel shu maqsadlarda foydalanilgan edi. Tuyulma induktiv qarshiligidan drossellar yasashda foydalaniladi. Drossel tok kuchini rostlab turish uchun o'zgaruvchan tok zanjiriga kiritiladigan (temir o'zakli yoki o'zaksiz) sim g'altaklardan iboratdir. Drossellarning reostatlar bilan solishtirilgandagi afzalligi shundan iboratki, ular yordamida zanjir qarshiligi oshirilganda Joule—Lens issiqligi ortmaydi, binobarin, energiyani foydasiz sarfi bo'lmaydi.



379-rasm. Katta chastotalarda induktivlikning ta'siri.

odatdagi cho'g'lanish lampasi ulangan. Yoyning (o'zgarmas tokka) qarshiligi 0,001 Om ga yaqin, lampaning qarshiligi esa 100 Om ga yadin. Agar yoyning uchlari o'zgarmas tok manbai ulanganda edi, u holda yoy qisqa tutashuvni yuzaga keltirar va amalda tokning hammasi lampadan o'tmasdan yoy ordali o'tib ketgan bo'lar edi. Biroq tez o'zgaruvchan tokda batamom boshqacha bir hol kuzatiladi. Yoy kichik bo'lsada, induktivlikka ega bo'lgani uchun uning induktiv qarshiligi ham bo'ladi. Ko'rsatilgan sharoitlarda bu qarshilik shunchalik katta bo'lib ketadiki, aksincha tok yoyga tarmoqlanmasdan butunicha lampa orqali o'tib ketadi, shuning uchun lampaning to'lasi ravshan cho'g'lanadi.

220-§. O'zgaruvchan toklar uchun Om qonuni

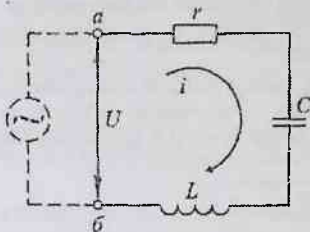
217-219-§ larda olingan natijalardan foydalanib, har doimgiday zanjirdagi tok va kuchlanish tebranishlari orasidagi munosabatni topish mumkin. Dastlab qarshilik, sig'im va induktivlikning ketma-ket ulanishini ko'raylik (380- rasm). Avvalgidek, zanjirda tok

$$i = i_0 \sin \omega t \quad (220.1)$$

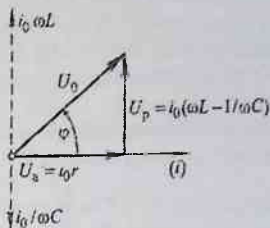
qonunga muvofiq o'zgaradi deb faraz qilamiz va zanjirning uchlari orasidagi kuchlanishni hisoblaymiz. O'tkazgichlarni ketma-ket ulashda kuchlanishlar qo'shilgani uchun izlanayotgan U kuchlanish ya'ni qarshilikdagi, sig'imdagi va induktivlikdagi kuchlanishlar yig'indisidan iborat bo'ladi, shu bilan birga, bu kuchlanishlarning har biri 217-219-§ larda ko'rganimiz singari vaqt davomida sinus qonuniga muvofiq o'zgaradi.

Bu uchta garmonik tebranishlarni qo'shish uchun biz kuchlanishlarning vektor diagrammasidan foydalanamiz (381-rasm). Kuchlanishning qarshilikdagi tebranishlari diagrammada toklar

(219.3) formuladan ko'rinishicha, r_L induktiv qarshilik, o'zgaruvchan tok chastotasiga proporsional bo'ladi va shuning uchun juda katta chastotalarda hatto kichkina induktivliklar ham o'zgaruvchan toklar uchun juda katta qarshilik ko'rsatadi. Buni 379-rasmda tasvirlangan effektli tajriba yordamida namoyish qilish mumkin. Diametri 5 mm ga yaqin bo'lgan yo'g'on mis sterjen uzunligi 1 m ga yaqin bo'lgan a, b, v, r, d shaklida egilgan va uning uchlari sekundiga bir necha million chastotali tez o'zgaruvchan tok manbaiga ulangan (375-rasmda ko'rsatilgan tajribadagi singari). Yoyning b, v, r sohasiga parallel holda



380-rasm. Qarshilik, sig'ım va induktivlikning ketma-ket ulanishi.



381-rasm. 380-rasmda tasvirlangan zanjir uchun kuchlanishning vektor diagrammasi

o'qi bo'ylab yo'nalgan va uzunligi $U_a = i_0 r$ ga teng bo'lgan va vektor bilan kuchlanishlarning induktivlik va sig'ımdagi tebranishlari esa toklar o'qiga perpendikulyar bo'lib, uzunliklari $i_0 \omega L$ va $i_0 / \omega C$ bo'lgan vektorlar orqali ifodalanadi. Bu oxirgi ikki tebranishni qo'shib, biz U_r vektor bilan ifodalanuvchi, toklar o'qiga perpendikulyar bo'lgan va uzunligi

$$U_r = i_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$$

bo'lgan bitta garmonik tebranish olamiz.

Shunday qilib, zanjirning a va b uchlari orasidagi to'la kuchlanishni ikki garmonik tebranish: tok bilan faza jihatidan mos tushuvchi U_a kuchlanish va faza jihatidan $\pi/2$ ga farq qiluvchi U_r kuchlanish tebranishlarining yig'indisi deb qarash mumkin. Ulardan birinchisi (U_a) kuchlanishning aktiv tashkil etuvchisini, ikkinchisini (U_r) esa kuchlanishning reaktiv tashkil etuvchisi deb ataladi. Bu ikkala tebranish ham qo'shilib yana garmonik tebranishni beradi:

$$U = U_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (220.2)$$

129-§ da aytilganlarga muvofiq bu tebranish U_a va U_p vektorlarning vektor yig'indisi bilan ifodalanadi, shu bilan birga, natijaviy vektorning uzunligi U_0 kuchlanish amplitudasiga, natijaviy vektorning toklar o'qi bilan tashkil qilgan burchagi φ fazalar siljishiga teng bo'ladi. 381-rasmdagi kuchlanishning ucburchagidan quyidagini olamiz:

$$U_0 = i_0 \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}. \quad (220.3)$$

So'ngra, 381-rasm dan ko'rinib turibdiki,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r} \quad (220.4)$$

(220.3) formulaning Om qonuni bilan o'xshashligi shundaki U_0 kuchlanish amplitudasi i_0 tok amplitudasiga proporsional. Shuning uchun

(210.3) formulani o'zgaruvchan toklar uchun Om qonuni deb ham yuritiladi. Biroq shuni nazarda tutish kerakki, bu formula U va i ning o'ny qiymatlariga emas, amplitudisiga tegishlidir.

O'zgarvas tokda kuchlanishning tok kuchiga nisbatini o'tkazgichning qarshiligi deb ataladi. Shunga o'xshash, o'zgaruvchan tokda to'la kuchlanish amplitudasining tok amplitudasiga nisbatini o'zgaruvchan tok uchun zanjir qarshiligi deb ataladi:

$$R = \frac{U_0}{i_0} = \sqrt{r^2 + \left(\omega\Delta - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (220.5)$$

Xuddi shunday U_a kuchlanish aktiv tashkil etuvchisining i_0 tok amplitudasiga nisbati

$$X = \frac{U_a}{i_0}$$

zanjirning *aktiv qarshiligi* deb ataladi. Ko'rilayotgan zanjirda bu qarshilik o'zgarvas tokning qarshiligiga teng. Aktiv qarshilik hamma vaqt Joul—Lens issiqligining ajralishiga olib keladi.

Quyidagi

$$Y = \frac{U_r}{i_0} = \omega L - \frac{1}{\omega C}$$

nisbat esa zanjirning *reaktiv qarshidigi*. Biz ko'rayotgan hol uchun reaktiv qarshilik tuyulma induktiv va sig'im qarshiliklarining ayirmasiga teng. Reaktiv qarshilikning bo'lishi issiqlikning ajralishiga olib kelmaydi (223-§ bilan solishtiring). (220.6) dan ko'rinib turibdiki, zanjirning aktiv va reaktiv qarshiliklari geometrik qo'shiladi.

Yuqorida keltirilgan barcha mulohazalarda biz zanjirning bir qismini ko'rdik va U kuchlanish deb shu qismning a va b uchlariga qo'yilgan kuchlanishni tushundik (380-rasm). Biroq olingan barcha formulalarni tarkibida generator bo'lgan berk (380-rasmda arCLbGa) zanjir uchun ham qo'llash mumkin. Hadiqatan ham, barcha mulohazalarimizda sig'im, induktivlik va qarshilik zanjirning qaysi joyida mujassamlashgan ekanligi farqsiz bo'lgan edi. Shuning uchun 380-rasmdagi berk zanjirda A generatorning ichki qarshiligini ham o'z ichiga olgan yig'indi aktiv qarshilik, C va L esa zanjirning sig'imi va induktivligi deb olishimiz mumkin va shu sababli real generatorni qarshiligi nolga teng bo'lgan mavhum generator bilan almashtirishimiz mumkin. Bunda a va b nuqtalar orasidagi U kuchlanish generatorning \mathcal{E} EYuKga teng bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, agar (220.1)-(220.5) formulalardagi r , C va A kattaliklar butun zanjirning mujassamlashgan parametrlari qiymatlari deb tushunilsa va barcha formulalarda U ni generatorning EYuK bilan almashtirilsa, u holda bu formulalar o'zgaruvchan tokning berk zanjiri uchun ham o'rinni bo'ladi.

221-§. Kuchlanishlar rezonansi

Aytaylik, ketma-ket ulangan C sig'im, L induktivlikka ega bo'lgan aktiv qarshilikli zanjirda

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

qonun bo'yicha o'zgaruvchi o'zgaruvchan EYuKta'sir qilayotgan bo'lsin. Bunda 220-§ da aytilganga muvofiq, zanjirda

$$i = i_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

o'zgaruvchan tok oqadi, bu tokning amplitudasi EYuKning amplitudasi bilan o'zgaruvchan tok uchun Om qonuniga muvofiq bog'langan:

$$i_0 = \mathcal{E}/R. \quad (221.1)$$

bu yerda R zanjirning to'la qarshiligi:

$$R = \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (221.2)$$

Tok tebranishning kuchlanish tebranishlariga nisbatan orqada qoladigan φ faza burchagi esa quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Y}{r} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r} \quad (221.3)$$

Endi tebranishlar chastotasi ω ni o'zgartiramiz deb faraz qilaylik.

(221.1) — (221.3) formulalar ko'rsatadiki, bunday o'zgarishlari natijasida tokning i_0 amplitudasi ham, φ fazalar siljishi ham o'zgaradi.

Dastlab tok amplitudasining o'zgarishlari ustida to'xtalib o'taylik. Agar $\omega = 0$ bo'lsa, u holda $1/\omega C = \infty$ bo'ladi. U holda R qarshilik cheksizlikka aylanadi, i_0 esa nolga teng. Bu tushunarli, chunki $\omega = 0$ bo'lganda o'zgarmas tok bo'ladi, o'zgarmas tok esa kondensator orqali o'tmaydi. ω ortganida dastlab reaktiv qarshilikning kvadrati $(\omega L - \frac{1}{\omega C})^2$ ga kamayadi. Shuning uchun R qarshilik ham kamayadi, i_0 esa ortadi. Quyidagi

$$\omega_0^2 = 1/LC \quad (221.4)$$

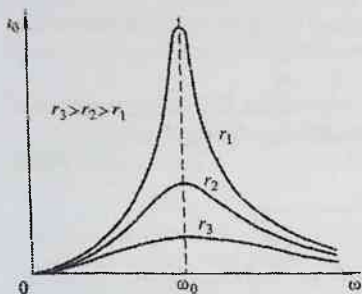
shartdan aniqlanadigan $\omega = \omega_0$ chastotada reaktiv qarshilik $(\omega L - 1/\omega C)$ nolga aylanadi, zanjirning R qarshiligi zanjirning aktiv qarshiligiga teng bo'lgan eng kichik qiymatni oladi:

$$R_{\min} = r$$

Bunda tok kuchi maksimumga erishadi. $\omega > \omega_0$ bo'lganida reaktiv qarshilikning kvadrati $(\omega L - \frac{1}{\omega C})^2$ yana nolga teng bo'lmaydi va ω ortishi bilan ortib boradi. Bunga muvofiq holda R qarshilik ortadi, tokning amplitudasi i_0 esa ω ortishi bilan nolga asimptotik ravishda intilgan holda kamayadi.

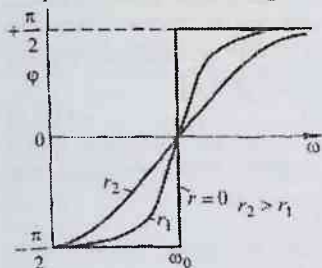
i_0 ning ω ta (221.1) va (221.2) formulalar bilan ifodalangan bog'ianishi grafik ravishda 382-rasmda ko'rsatilgan, bu rasmda r aktiv qarshilikning

uchta turli qiymatiga mos bo'lgan uchta egri chiziq ko'rsatilgan. r qancha kichik bo'lsa (δ so'nish dekremanti qancha kichik va konturining aslligi Q qancha katta bo'lsa), boshqa barcha sharoitlar birday bo'lganda, i_0 shuncha katta va egri chiziqning maksimum uchlari shunchalik o'tkir bo'ladi.



382-rasm. Rezonans egri chiziqdagi.

bo'lganida (221.3) $\text{tg } \varphi = 0$ ni beradi, demak, $\varphi = 0$ bo'ladi. ω ning yanada ortishida reaktiv qarshilik musbat bo'lib qoladi va ω ortishi bilan ortadi. Shuning uchun $0 < \text{tg } \varphi < +\infty$ va $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$. Binobarin, $\omega > \omega_0$ bo'lganida tok kuchlanishdan orqada qoladi va endi zanjir induktiv xarakteriga ega bo'ladi, shu bilan birga, ω ning ortishida φ burchak asimptotik ravishda $+\pi/2$ chegaraviy qiymatga intiladi.



383-rasm. Tashqi kuchlanish chastotasi o'zgariganida tok tebranishlarida fazaviy siljish o'zgarishi

Endi tok va EYuK orasidagi fazalar siljishi φ ga e'tibor beraylik. (221.3) dan ko'rinib turibdiki, ($\omega L \ll 1/\omega C$) bo'lgan juda kichik chastotalarda $\text{tg } \varphi$ juda katta va manfiy bo'ladi, demak, $\varphi \approx -\pi/2$. Bunda tok kuchlanishdan oldin ketadi va zanjir sig'im xarakteriga ega bo'ladi. ω chastota ortganida ($\omega L - 1/\omega C$), reaktiv qarshilik manfiy qolgani holda absolyut kattaligi jihatidan kamayadi va φ fazalar farqi kichrayadi. $\omega = \omega_0$

Fazalar farqi φ ning tebranishlar chastotasi ω_0 ga bog'lanishi 383-rasmga grafik ravishda tasvirlangan. i_0 singari, φ ham konturning aktiv qarshiligi r ga ham bog'liq bo'ladi. r qancha kam bo'lsa, $\omega = \omega_0$ yaqinida φ ham shuncha tez o'zgaradi, $r = 0$ bo'lgan chegaraviy holda fazaning o'zgarishi sakrash xarakterida bo'ladi.

Aytilganlarni umumlashtirib, generator EYuK (yoki tashqaridan berilgan kuchlanish) ning ω chastotasi ω_0 ga teng bo'lgan hol alohida ahamiyatga ega ekanligini

ko'rish mumkin. Bunda tokning amplitudasi maksimal qiymatga erishadi, tok va kuchlanish orasidagi fazalar farqi nolga teng yoki boshqacha aytganda, kontur xuddi sof aktiv qarshilik bo'lib ta'sir ko'rsatadi. Majburiy tebranishlarning bu muhim holi kuchlanishlar rezonansi deb ataladi.

Shu narsani qayd qilish kerakki, rezonans ro'y beradigan ω_0 chastota konturning xususiy tebranishlari chastotasi $\sqrt{\omega_0^2 - a^2}$ ga teng emas [(210.3) formula]. Biroq amaliy hollarning ko'pchiligida $a^2 \ll \omega_0^2$ bo'ladi va shuning uchun bu farqni ko'p hollarda nazarga olmaslik mumkin.

Biz yuqorida EYuKning ω chastotasi o'zgaradi, konturning parametrlari o'zgarishsiz qoladi deb faraz qilgan edik. Biroq rezonansga erishish uchun boshqacha qilish ham mumkin: ω_0 chastotani o'zgarishsiz qoldirilgan holda konturda induktivlik yoki sig'imni (ya'ni ω_0 ni) o'zgartirish mumkin.

Endi rezonans bo'lganda kondensatordagi va induktiv g'altakdagi kuchlanish amplitudalari nimaga teng ekanligini ko'raylik. Rezonans bo'lganda tok amplitudasi maksimumga erishadi:

$$i_0 = \mathcal{E}_0 / r$$

Shuning uchun kondensatordagi kuchlanish amplitudasi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_{0C} = r_c i_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{r \omega_0 C}$$

Olingan ifodani boshqacha o'zgartirish ham mumkin. (221.4) ni nazarga olib quyidagiga ega bo'lamiz: .

$$\frac{1}{r \omega_0 C} = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\pi}{\left(\frac{r}{2L}\right) 2\pi\sqrt{LC}}$$

Biroq $\frac{r}{2L}$ so'nish koeffitsiyenti α ga (209-§), $2\pi\sqrt{LC}$ rezonansga muvofiq keluvchi tebranish davri T ga teng, demak, yozilgan formulaning maxraji so'nishning logarifmik dekrementi $\delta = \alpha T$ ni beradi. Shuning uchun [(210.6) formulaga q.] quyidagini yozish mumkin;

$$1 / r \omega_0 C = Q,$$

bu yerda Q -konturning asilligi. Binobarin,

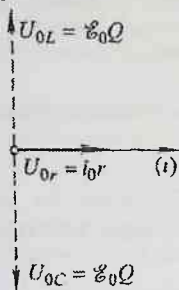
$$U_{0C} = \mathcal{E}_0 Q. \quad (221.5)$$

Xuddi shunga o'xshash induktivlikdagi kuchlanish amplitudasi quyidagiga teng:

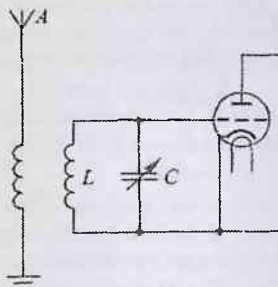
$$U_{0L} = i_0 \omega L = \mathcal{E}_0 \frac{1}{r} \sqrt{\frac{L}{C}} = \mathcal{E}_0 Q \quad (221.6)$$

Shunday qilib, kondensatoridagi va induktivlikdagi kuchlanish tebranishlari rezonans bo'lganda birday amplitudaga ega. Biroq ulardan biri (U_C) tokning tebranishlaridan $\pi/2$ ga orqada qoladi va ikkinchisi (U_L) esa tok tebranishlaridan $\pi/2$ ga oldinga ketadi, shunday qilib, ikkala tebranishning fazalar farqi π ga teng bo'ladi. Shuning uchun ularning yig'indisi nolga teng va kuchlanishning aktiv qarshilikdagi tebranishlarigina qoladi. Rezonans bo'lganda kuchlanishning U_r , U_C va U_L tebranishlari orasidagi munosabati 384-rasmdagi vektor diagramma bilan ifodalangan. Odatdagi tebranish konturlarining aslligi birdan katta bo'lgani uchun U_{0C} va U_{0L} kuchlanish amplitudalari butun zanjirning uchlaridagi kuchlanish amplitudalaridan Q ga katta.

Kuchlanishlar rezonansi radiotexnikada keng qo'llaniladi va uni muayyan chastotadagi kuchlanish tebranishlarini kuchaytirish kerak bo'lgan hollarda qo'llaniladi.



384-rasm. Rezanans bo'lganda kuchlanishlarning vektor diagrammasi



385-rasm. Radioning kirish konturi (sxemasi).

Misol tariqasida radioning kirish qismining tuzilishini ko'rsatish mumkin (385-rasm). Bunda yuqori asllikka ega bo'lgan LC tebranish konturi bor, kuchlanish kontur kondensatoridan kuchaytirgichning birinchi lampasining kirishiga beriladi. Kelayotgan radiosignallar antennada tez o'zgaruvchan tok hosil qiladi, bu tok esa L g'altakda biror \mathcal{E}_0 amplitudali o'zaro induksiya EYuK ni hosil qiladi. Rezonans natijasida kondensatorida va demak, lampaning kirishida amplitudasi EYuKning amplitudasi \mathcal{E}_0 dan ancha katta bo'lgan $\mathcal{E}_0 Q$ amplitudali kuchlanish yuzaga keladi.

Kuchlanishning bunday kuchayishi konturning ω_0 rezonans chastotasi yaqinidagi tor chastotalar intervalidagina ro'y beradi, bu esa ko'plab radiostansiyalar yuborayotgan turli chastotali signallar ichidan aniq bir

chastotali tebranishni ajratib olishga imkon beradi (muayyan stansiyaga «sozlanadi»).

222-§ Tebranishlarning qaror topishi

Majburiy tebranishlar birdaniga emas, balki tashqi EYuK ulangandan keyin birmuncha vaqt o'tgandan so'ng qaror topadi. Tebranishlarning qaror topish jarayoni nimadan iborat bo'lishini batafsil ko'rib chiqaylik. Generatorning EYuK avvalgidek

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$$

qonun bilan o'zgaradi deb faraz qilaylik va kondensatorning zaryad tebranishlarini kuzataylik. Zaryadning majburiy tebranishlari

$$q_B = C \sin(\omega t + \varphi)$$

ko'rinishda bo'lishini bilamiz, bunda C amplitudali va φ boshlang'ich faza konturning parametrlariga (sig'imi, induktivlik va qarshilikka) bog'liq.

Biroq zanjir ulanganda unda yana xususiy tebranishlar ham paydo bo'ladi va shuning natijasida kondensatorida qo'shimcha zaryad hosil bo'ladi, bu zaryad (210.2) formulaga muvofiq

$$q_C = A e^{-\alpha t} \sin(\omega_1 t + \varphi)$$

qonun bo'yicha o'zgaradi. Bu yerda α - konturning so'nish koeffitsiyenti,

$$\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$$

esa kontur tebranishlarining xususiy chastotasi. Bu formulada (210-§ dagi singari) \cos o'miga \sin yozamiz, biroq bizda hali φ boshlang'ich fazani aniqlamaganimiz uchun bunday qilganimiz hech qanday rol o'ynamaydi. Shuning uchun zanjir ulangan vaqtning birinchi momentlarida murakkab shakldagi tebranishlar hosil bo'ladi, ular ω va ω_1 chastotalar bilan sodir bo'layotgan xususiy va majburiy tebranishlarning yig'indisidan iborat bo'ladi.

Vaqt o'tishi bilan xususiy tebranishlar so'nadi va ular batamom to'xtaganida biz qaror topgan majburiy tebranishlarga ega bo'lamiz. Shunday qilib tebranishlarning qaror topish vaqti bu konturning xususiy tebranishlarining to'xtash vaqti ekan. α so'nish koeffitsiyenti qancha kichik bo'lsa, bu vaqt shuncha katta bo'ladi.

Endi generatorning chastotasi $\omega = \omega_0$ bo'lgandagi rezonans holiga alohida to'xtalib o'taylik. Konturning so'nishi uncha katta emas deb hisoblaymiz, shuning uchun xususiy tebranishlar chastotasini $\omega \approx \omega_0$ deb olishimiz mumkin. U holda zaryad tebranishlari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$q = q_C + q_B = A e^{-\alpha t} \sin(\omega_0 t + \psi) + C \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (222.1)$$

Bu formulada xususiy tebranishlar amplitudasi A va boshlang'ich faza φ jarayonning boshlang'ich shartlariga bog'liq (210-§ bilan solishtiring). Biz

zanjiri $t=0$ vaqtda uladik deb faraz qilaylik, shu bilan birga ulangunga qadar kondensatorlarda zaryad yo'q edi. Bunda boshlang'ich shartlar quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$t = 0; \quad q = 0, \quad i = \frac{dq}{dt} = 0 \quad (222.2)$$

Boshlang'ich shartlardan birinchisini (222.1) ga qo'yib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$A \sin \psi + C \sin \varphi = 0 \quad (222.3)$$

Ikkinchi boshlang'ich shart quyidagini beradi:

$$-A \alpha \sin \psi + A \omega_0 \cos \psi + C \omega_0 \cos \varphi = 0$$

Agar, yuqorida faraz qilganimizdek, $\alpha \ll \omega_0$ bo'lsa, u holda bu tenglamadagi birinchi hadni ikkinchi hadga nisbatan nazarga olmaslik mumkin va shuning uchun

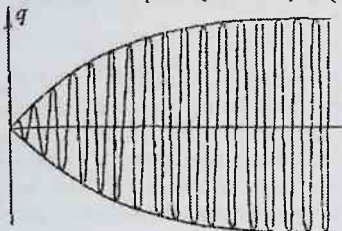
$$A \cos \psi + C \cos \varphi = 0 \quad (222.4)$$

(222.3) va (222.4) tenglamalardan quyidagini olamiz:

$$A = C, \quad \varphi = \psi + \pi.$$

A va φ ning bu qiymatlarini (222.1) ga qo'yib, kondensator zaryadining vaqtga bog'liq holda o'zgarish qonunini quyidagi ko'rinishda olamiz:

$$q = C(t - e^{-\alpha t}) \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (222.5)$$



386-rasm. Rezonans vaqtida tebranishlarning qaror topishi.

Bu bog'lanish grafik ravishda 386-rasmda tasvirlangan. Konturda rezonans ro'y berganda o'suvchi amplitudali tebranishlar paydo bo'ladi, bu amplituda asimptotik ravishda qaror topgan tebranishlarga yaqinlashadi. Konturning α so'nishi qancha kichik bo'lsa, bu qiymatga amalga erishiadigan vaqt shuncha katta bo'ladi.

Xuddi shunga o'xshash egri chiziqlarni kondensatoridagi kuchlanishni, induktivlikdagi kuchlanishni qarashda yoki konturdagi tok kuchini tekshirish bilan ham hosil qilish mumkin edi. 221-§ da kuchlanishlar rezonansi bo'lganida qaror topgan tebranishlarning amplitudalari $i_0 = \frac{\varepsilon_0}{r}$ ga teng bo'lishini ko'rdik. Bundan agar zanjirning aktiv qarshiligi $r \rightarrow \infty$ bo'lsa, u holda $r_0 \rightarrow \infty$ bo'lishi kelib chiqadi. Bu birinchi qarashda g'aroyib bo'lgan natijaning fizikaviy ma'nosi shundaki, konturning qarshiligi cheksiz ravishda kamayganida, konturning so'nishi nolga intiladi, binobarin, tebranishlarning qaror topish vaqti cheksiz ortadi. Shuning uchun aslida

konturda chekli amplitudali tebranishlar bo'ladi, biroq bu tebranishlar amplitudasi tebranishlar jarayonida uzluksiz ortadi.

223-§ O'zgaruvchan tokning ishi va quvvati

Endi zanjirda o'zgaruvchan tok bo'lganida bajarilgan ish nimaga teng ekanini ko'rib chiqaylik. Dastlab zanjir faqat aktiv qarshilikka ega deb olamiz. Bunda tokning butun ishi issiqlikka aylanadi.

Zanjirning uchlarida (369- rasmdagi a va b nuqtalarda) kuchlanish

$$U = U_0 \sin \omega t$$

ga teng bo'lsin. Aktiv qarshilik holi uchun tok va kuchlanish orasida fazalar siljishi bo'lmagani sababli, tok kuchi

$$i = i_0 \sin \omega t$$

qonunga muvofiq o'zgaradi. Kichik vaqt oralig'ida o'zgaruvchan tokni o'zgarmas tok deb qarash mumkin va shuning uchun o'zgaruvchan tokning oniy qiymati

$$P_t = iU = i_0 U_0 \sin^2 \omega t$$

bo'ladi. Vaqt o'tishi bilan oniy quvvatning o'zgarishi 387 - a rasmda ko'rsatilgan.

Odatda, quvvatning oniy qiymatini emas, uning ko'plab tebranishlar davrini o'z ichiga olgan katta vaqt oralig'idagi o'rtacha qiymatini bilish zarur bo'ladi. Biz davriy jarayon bilan ish ko'rayotgan bo'lganimiz uchun bu o'rtacha qiymatni topish uchun quvvatning bir to'liq davr ichidagi o'rtacha qiymatini bilish yetarli. Kichik dt vaqt ichida o'zgaruvchan tokning ishi

$$P_t dt = i_0 U_0 \sin^2 \omega t dt$$

ga teng, binobarin, T to'liq, tebranishlar davriga teng vaqt ichidagi A_T ish quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$A_T = i_0 U_0 \int_0^T \sin^2 \omega t dt,$$

Biroq

$$\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{4\pi}{T} t \right) dt = \frac{1}{2} T.$$

Shuning uchun

$$A_T = \frac{1}{2} i_0 U_0 T$$

Bundan o'rtacha quvvat uchun qu'yidagi qiymat kelib chiqadi

$$P = \frac{A_T}{T} = \frac{1}{2} i_0 U_0$$

$U_0 = r i_0$ bo'lganligi uchun yana shunday yozish mumkin:

$$P = \frac{1}{2} i_0 U_0 = \frac{1}{2} r i_0^2 = \frac{U_0^2}{2r}.$$

r qarshilikda xuddi shu o'zgaruvchan tok ajratgan issiqlikka teng issiqlik ajratadigan o'zgarimas tokning kuchi va i_e va U_e orqali belgilaylik. U holda

$$P = i_e U_e = r i_e^2 = U_e^2 / r \quad (223.1)$$

Bu ifodalarni o'zgaruvchan tokning quvvati ifodalari bilan solishtirib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$i_e = i_0 / \sqrt{2}, \quad U_e = U_0 / \sqrt{2}. \quad (223.2)$$

i_e - tok kuchi o'zgaruvchan tokning *effektiv* kuchi, U_e esa effektiv kuchlanish deb ataladi. Effektiv qiymatlardan foydalanib o'zgaruvchan tokning o'rtacha quvvatini (223.1) formulalarning o'zi, ya'ni o'zgarimas tokning quvvati kabi ifodalash mumkin.

Endi zanjirda faqat aktiv qarshilik emas, shuningdek, reaktiv qarshilik ham bo'lgan umumiy holni ko'rishga o'taylik. Endi tok va kuchlanish orasida fazalar farqi mavjud bo'ladi va bu masalani ancha o'zgartirib yuboradi. 387-b rasimga murojaat qilaylik, bu rasmda fazalar farqi $\varphi = 60^\circ$ bo'lganida i tokning va U kuchlanishning tebranishlarini ifodalovchi egri chiziq, $P_i = iU$ oniy quvvatning o'zgarish egri chizig'i ko'rsatilgan. 0 dan $T/6$ gacha bo'lgan vaqt oralag'ida tok va kuchlanishning ishoralari turlicha bo'ladi va ularning ko'paytmalari iU manfiy bo'ladi. Vaqtning $T/6$ dan $T/2$ gacha bo'lgan keyingi oralig'ida i va U larning ishoralari birday bo'ladi va oniy quvvat musbat. $T/2$ paytdan boshlab quvvat yana manfiy bo'ladi va h.k. Binobarin, biz oniy quvvatning ishorasi o'zgarib tebranishini ko'ramiz.

Oniy quvvat ishorasining o'zgarishi oddiy fizikaviy ma'noga ega. 125-§ da generator tashqi zanjirga tok berayotganida uning chulg'amlarida rotorning aylanishini tormozlovchi elektrodinamik kuchlar paydo bo'lishini ko'rgan edik. Bu kuchlarni yengish uchun generatorni aylantirayotgan dvigatel biror ishini bajaradi va xuddi shu dvigatelning shu ishi hisobiga tashqi zanjirda tok ish bajaradi. Bu hol musbat oniy quvvatga mos keladi va biz bu yerda energiyaning generatordan tashqi zanjirga uzatilishini ko'ramiz. Aksincha, oniy quvvat manfiy bo'lganida tokning yo'nalishi qarama-qarshi bo'ladi va generatordagi elektrodinamik kuchlar rotorning aylanishiga yordam beradi. Vaqtning bu oraliqlarida biz dvigatelni generatordan uzib qo'yishimiz mumkin edi, generatorni tokning o'zi aylantirishi mumkin edi. Bunda energiya tashqi zanjirdan (kondensatorning elektr maydoni va g'altaklarning magnit maydonida to'plangan energiya) generatorga o'tadi. Shunday qilib, oniy quvvat ishorasining davriy ravishda o'zgarishi energiyaning bir qismi generator va tashqi zanjir orasida tebranishini va binobarin, bu holda quvvatning o'rtacha qiymati kamayishini bildiradi.

Fazalar farqi bo'lganida o'zgaruvchan tok o'rtacha quvvatini hisoblaylik. dt vaqt ichida tashqi zanjirda bajarilgan ish quyidagiga teng bo'ladi:

$$P_t dt = i U dt$$

220-§ da aytilganlarga muvofiq U kuchlanishni ikki tashkil etuvchi (381-rasmga q.): tok bilan bir fazada tebranuvchi aktiv

$$U_a = U_0 \cos \varphi \sin \omega t,$$

tokka nisbatan faza jihatidan $\pm \frac{\pi}{2}$ siljigan

$$U_p = U_0 \sin \varphi \sin(\omega t \pm \pi/2)$$

reaktiv tashkil etuvchiga ajratishimiz mumkin. Shunga muvofiq, to'la T davr ichidagi bajarilgan ishini hisoblashda ham ikki qo'shiluvchiga ega bo'lamiz. Ulardan kuchlanishning reaktiv tashkil etuvchisi bilan bog'liq bo'lgan bittasi nolga teng, chunki

$$\int_0^T \sin \omega t \sin(\omega t \pm \pi/2) dt = \pm \int_0^T \sin \omega t \cos \omega t dt = 0.$$

Binobarin, davr mobaynida bajarilgan to'liq ish kuchlanishning faqat aktiv tashkil etuvchisi bilan aniqlanadi:

$$A_T = i_0 U_0 \cos \varphi \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} i_0 U_0 T \cos \varphi.$$

Shuning uchun o'rtacha quvvat quyidagiga teng

$$P = A_T / T = 1/2 i_0 U_0 \cos \varphi.$$

Bunga i_e va U_e larning effektiv qiymatlarini kiritib, quyidagicha yozamiz:

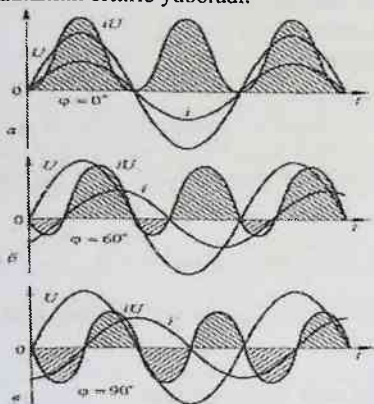
$$P = i_e U_e \cos \varphi \quad (223.3)$$

Olingan formula (223.1) dan $\cos \varphi$ ko'paytuvchining borligi bilan farq qiladi, bu ko'paytuvchi elektrotexnikada quvvat koeffitsiyenti deb ataladi.

Bu ko'paytuvchi umumiy holda zanjirda ajraladigan quvvatning faqat tok kuchi va kuchlanish ga emas, shuningdek kuchlanish va tok orasidagi fazalar siljishida ham bog'liq bo'lishini ko'rsatadi. Agar $\varphi = 90^\circ$ bo'lsa, $\cos \varphi = 0$ bo'ladi, u holda tok va kuchlanish qancha katta bo'lsin, o'rtacha quvvat nolga teng. Bu holda chorak davr davomida generatordan tashqi zanjirga beriladigan quvvat davrning kelgusi choragida tashqi zanjirdan generatorga beriladigan energiyaga aniq teng bo'ladi va barcha energiya generator bilan tashqi zanjir orasida tebranadi (387B-rasm).

Quvvatning $\cos \varphi$ ga bog'liq bo'lishini hamma vaqt o'zgaruvchan tok elektr uzatish liniyalarini qurishda hisobga olinadi. Tok beriladigan nagruzkalar (iste'molchilar) katta reaktiv qarshilikka ega bo'lganida (masalan, katta induktivlikka ega bo'lgan motorlar), u holda $\varphi \neq 0$ va $\cos \varphi$

birdan sezilarli kichik bo'лади. Bunday hollarda (generatorning berilgan kuchlanishida) kerakli quvvatni uzatish uchun i_e tok kuchini orttirishga to'g'ri keladi bu liniyada ajraladigan foydasiz Joul—Lens issiqligining ortishiga yoki simlarning yo'g'onligini orttirishga (demak, qimmat turadigan misning og'irligini orttirishga) olib keladi, bu esa liniyani qurish tannarxini orttirib yuboradi.



387-rasm. Uzgaruvchan tok oniy quvvatining tebranishlari:

a-zanjirsiz sof aktiv qarshilik bo'lgan hol;

b-tok va kuchlanish orasidagi masofa siljishi $\varphi=60^\circ$; b-sof reaktiv qarshilik bo'lgan hol.

berilayotgan energiyaning eng katta qiymatga ega bo'lishi bilan ham xarakterlanadi.

224- §. O'zgaruvchan toklarning tarmoqlanishi

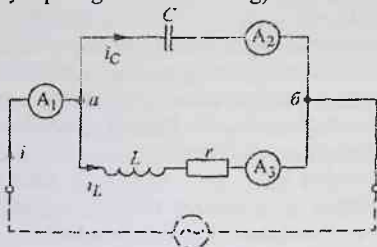
Yuqorida (220, 221-§lar) biz aktiv va reaktiv qarshiliklari ketma-ket ulangan zanjirni ko'rib chiqdik. Endi parallel ulangan tarmoqlardan iborat bo'lgan va demak, o'zgaruvchan tok tormozlanadigan zanjirda tok va kuchlanish orasidagi bog'lanish qanday topish mumkinligini ko'ramiz.

Aytmaylik, zanjir ikki tarmoqdan (388-rasm): birida C sig'imli kondensator va ikkinchisida L induktivlik g'altagi bo'lgan tarmoqlardan iborat bo'lsin. Simdan qilingan g'altaklarning hamma vaqt ham biror qarshiligi bo'lgani uchun induktivlik g'altagi bo'lgan tarmoqda biz r aktiv qarshilikni ham nazarga olamiz. Zanjirning a va b uchlariga quyidagi

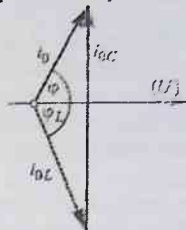
$$U = U_0 \sin \omega t \quad (224.1)$$

Shuning uchun amalda nagruzkalarni (lampalar, motorlar, pechlar va h.k.) shunday taqsimlashga harakat qilinadiki, bunda φ iloji boricha birga yaqin bo'lsin. (223.3) formula ham elektr rezonans hodisasini to'laroq tushunishga yordam beradi (221-§). Biz ko'rdikki, majburiy elektr tebranishlarda tok kuchi va generetorning chastotasi ω ga bog'liq ekan. Rezonans bo'lganda ($\omega = \omega_0$) tok kuchi maksimumga erishadi, $\cos \varphi$ esa birga teng bo'lgan eng katta qiymatga erishadi. Binobarin, rezonans generatoridan konturga

qonun bo'yicha o'zgaruvchi o'zgaruvchan kuchlanish berilgan. Zanjirda to'liq tok kuchining (ya'ni tok beruvchi simlarga ulangan A_1 ampermetr qayd qiladigan tok kuchining) tebranishlarini aniqlash talab qilinadi.



388-rasm. O'zgaruvchan toklarning tarmoqlanishi.



389-rasm. 388-rasmda tasvirlangan zanjir uchun toklarning vektor diagrammasi.

Tarmoqlanmagan odatdagi zanjirda zanjirning barcha elementlari (L, C, r) uchun tok kuchi umumiy bo'lib, masala induktivlikda, sig'imda va qarshilikda kuchlanish tebranishlarini qo'shishga keltiriladi. Shu maqsadda kuchlanishning vektor diagrammalaridan foydalandik. Biz ko'rayotgan holda aksincha a va b nuqtalar orasidagi kuchlanish umumiy bo'lib, i_C va i_L tarmoqlardagi tok kuchi turlicha bo'ladi. Tokning to'liq kuchi quyidagiga teng bo'ladi:

$$i = i_L + i_C \quad (224.2)$$

shuning uchun masala tok tebranishlarini qo'shishga keltiriladi. Bu yerda ham vektor diagrammalar metodidan foydalanishni xohlasak, toklarning vektor diagrammalarini yasashimiz kerak.

a va b nuqtalar orasidagi kuchlanishning tebranishlarini tasvirlovchi vektor U chiziq bo'ylab yo'nalgan (389-rasmda kuchlanishlar o'qi) bo'lsin. U holda induktivlik g'altagida tokning tebranishlari i_{0L} vektor bilan ifodalanadi. Bu vektorning uzunligi (tokning amplitudasi) (220.3) formulaga muvofiq (bu formula $C = \infty$ deb olish kerak) quyidagiga teng bo'ladi:

$$i_{0L} = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}} \quad (224.3)$$

Bu vektor kuchlanishlar o'qiga nisbatan manfiy yo'nalishda φ_L burchakka burilgan (chunki g'altakdagi tok kuchlanishdan faza jihatidan orqada qoladi), shu bilan birga (220.4 ga q.)

$$\operatorname{tg} \varphi_L = \omega \frac{L}{r} \quad (224.4)$$

Kondensatordagi tokning tebranishlari kuchlanishlar o'qiga nisbatan $\pm \pi/2$ ga burilgan i_{0C} vektor bilan ifodalanadi: bu vektorning uzunligi (tokning amplitudasi) quyidagiga [(220.3) ga q. $L = r = 0$] teng bo'ladi:

$$i_{0C} = U_0 \omega C \quad (224.4)$$

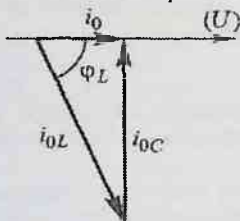
To'liq tokning tebranishlari har ikkala vektorlarning vektor yig'indisi, ya'ni i_0 vektor bilan aniqlanadi. Uning uzunligi to'liq tokning amplitudasi, kuchlanishlar o'qi bilan hosil qilingan φ burchak esa tok tebranishlari faza jihatidan kuchlanishlaridan oldinga ketgan burchakdir. Shunday qilib, to'liq tokning tebranishlari quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (224.5)$$

i_{0L} va i_{0C} vektorlarning uzunliklari va φ burchak (224.3) — (224.5) formulalari bilan aniqlangani uchun 389-rasmdagi uchburchakdan i_0 va φ ni topish va binobarin, zanjirdagi to'liq tokning tebranishlarini aniqlash mumkin.

225- §. Toklar rezonansi

Agar 388-rasmda tasvirlangan zanjirda L va C ni yoki generatorni ω chastotasini o'zgartirsak, u holda to'liq tokning amplitudasi ham, tok va kuchlanish orasidagi fazalar siljishi ham o'zgarishi mumkin. L , C va ω larning biror munosabatida φ fazalar siljishi nolga teng bo'ladi va binobarin, kontur xuddi sof aktiv qarshilik bo'lib qoladi.



390-rasm. Toklar rezonansidagi vektor diagramma

Tarmoqlangan zanjirdagi majburiy tebranishlarning bu xususiy holi toklar rezonansi deb ataladi. Rezonansga tegishli toklarning vektor diagrammasi 390-rasmda ko'rsatilgan. Odatda induktiv g'altaklarda $\omega L \gg r$ va φ_L burchak esa $-\pi/2$ ga juda yaqin. i_C tok boshqa tarmoqda kuchlanishdan $+\pi/2$ oldinga ketadi

va shuning uchun va i_L va i_C tok π ga yaqin fazalar farqiga ega, ya'ni qarama-qarshi fazalarda yotadi. Shuning uchun i to'liq tok taxminan i_L va i_C toklarning farqiga teng. Rezonans bo'lganida to'liq tok eng kichik qiymatga ega bo'ladi (389- va 390-rasmlarni taqqoslang), binobarin, konturning qarshiligi eng katta qiymatga yetadi. Biroq bu qarshilik, kuchlanishlar rezonansi bo'lgan holdan farqli o'laroq (221-§), konturga kiritilgan r aktiv qarshilikka teng emas, balki yana L va C ga ham bog'liq bo'ladi (quyida ko'ramiz).

Agar r qarshilik nolga teng bo'lganida edi, u holda i_L va i_C toklar orasidagi fazalar farqi aniq π ga teng bo'lar edi va rezonansda har ikkala tok bir-birini to'la kompensatsiya qilardi. Bu holda i_L va i_C toklardan har biri yetarlicha katta bo'lishiga qaramay, ulovchi simlardagi tok nolga teng bo'lar edi. Konturning qarshiligi esa rezonansda cheksizga teng bo'lar edi.

Toklar rezonansini kuzatish uchun 388-rasmda tasvirlangan sxemadan ampermetrning ko'rsatishlaridan ancha kichik bo'ladi va A_1 ampermetr sezilarli kuchga ega bo'lgan to'liq tok mavjud ekanini ko'rsatadi (bu 389-rasmga muvofiq keladi). Drosselning induktivligi kamayganida i_L tok ortadi (i_C tok avvalgidek o'zgarmay qoladi), $i_C - i_L$ ayirmaga taxminan teng bo'lgan i to'liq tok esa kamayadi. Induktivlikning biror qiymatida i tok eng kichik bo'lib qoladi (rezonans). Bunda A_2 va A_3 ampermetrlar bir-biridan kam farq qiladigan qiymatlarni ko'rsatadi, bu qiymatlar A_1 ampermetrning ko'rsatishlaridan kam farq qiladi. Bundan har ikkala i_C va i_C toklar fazalari jihatidan qarama-qarshi bo'ladi deb aytilish mumkin. Induktivlikning yanada kamayishida i_L tok i_C tokdan katta bo'ladi va i to'liq tok yana orta boshlaydi.

Tok rezonans bo'ladigan shartni ko'rib chiqaylik. 390-rasmdan ko'rinib turibdiki, rezonans bo'lganida

$$i_{0C} = i_{0L} \sin \varphi_L \quad (225.1)$$

Biroq (224.4) dan quyidagi kelib chiqadi:

$$\sin \varphi_L = \frac{\omega L}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}, \quad \cos \varphi_L = \frac{r}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}$$

i_C va i_C toklarning amplitudalari esa quyidagi qiymatni oladi:

$$i_{0L} = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}, \quad i_{0C} = U_0 \omega C$$

Bu qiymatlarni (225.1) ifodaga qo'yib va $\omega^2 L^2 > r^2$ deb hisoblab, toklarning rezonans shartini topamiz:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0 \quad (225.2)$$

Shunday qilib, toklar rezonansi uchun, kuchlanishlar rezonansi singari, tashqi kuchlanishning tebranishlar chastotasi konturning so'nish bo'lgandagi xususiy tebranishlar chastotasi bilan mos tushishi kerak.

Endi rezonansda to'liq tokning i_0 amplitudasini hisoblaylik, 390-rasmdan quyidagi kelib chiqadi:

$$i_0 = i_{0L} \cos \varphi_L \quad (225.3)$$

Xuddi shu ($\omega^2 L^2 \gg r^2$) yaqinlashishda quyidagiga ega bo'lamiz:

$$i_0 = \frac{U_0}{\sqrt{r^2 + \omega_0^2 L^2}} \frac{r}{\sqrt{r^2 + \omega_0^2 L^2}} \approx U_0 \frac{r}{\omega_0^2 L^2} = U_0 \frac{rC}{L}$$

Shuning uchun rezonans bo'lganda:

$$R = \frac{U_0}{i_0} = \frac{L}{rC} \quad (225.4)$$

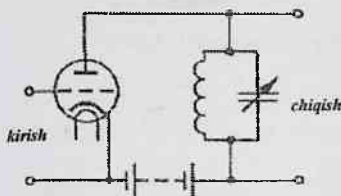
Agar $r \rightarrow 0$ bo'lsa, u holda $R \rightarrow \infty$ bo'ladi. Bu natijani biz yuqorida sifatga oid mulohazalar natijasida chiqargan edik.

Kontur rezonans qarshiligi R ning uning aktiv qarshiligi r ga nisbati kontur aslligi Q ning kvadratiga teng (221 -§ dagi asllik ifodasiga solishtiring):

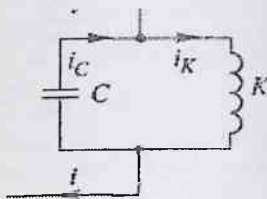
$$\frac{R}{r} = \frac{L}{r^2 C} = Q^2.$$

Radiochastotalarda 10^2 tartibidagi asillikka erishishi oson bo'lsa, R/r nisbat esa 10^4 va undan yuqori tartibdagi asillikka erishish imkonini beradi.

Shunday qilib, ω_0 chastotali o'zgaruvchan tok uchun (aniqrog'i, konturning aslligi qancha yuqori bo'lsa, shuncha tor bo'lgan ω_0 yaqinidagi chastotalarning tor polosasi uchun) tebranish konturi katta qarshilik bo'lib xizmat qiladi, holbuki, qolgan barcha chastotalar uchun uning qarshiligi kichik. Bu hol toklar rezonansini murakkab shaklli signaldan aniq bir tebranishni ajratib olishda foydalanishga imkon beradi, toklar rezonansidan bu maqsadlarda foydalanish amalda keng qo'llaniladi. Misol tariqasida rezonans kuchaytirgichning tuzilishini ko'rsatish mumkin, bunday kuchaytirgich sxemalaridan biri soddalashtirilgan holda 391- rasmda ko'rsatilgan.



391-rasm. Rezonans kuchaytirgich.



392-rasm. Induksion tokning qizdiruvchi koturi sxemasi.

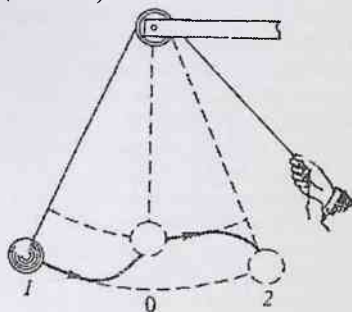
Anod zanjirida kuchaytirilishi kerak bo'lgan signal chastotasiga sozlangan tebranish konturi bor. Rezonans chastotasi uchun kontur katta qarshilik bo'lib xizmat qiladi va lampa anod tokining tebranishlari uning uchlarida o'zgaruvchan kuchlanishning paydo bo'lishiga sabab bo'ladi. Bu chastota uchun (aniqrog'i, chastotalarning tor polosasi uchun) rezonans kuchaytirgich xuddi 161-§ da ko'rib chiqilgan qarshilikli kuchaytirgichlar singari ishlaydi, shu bilan birga anod qarshiligi rolini bu yerda tebranish konturi o'ynaydi. Rezonans chastotasidan sezilarli farq qiladigan barcha

boshqa chastotalar uchun kontur amalda anod zanjirini qisqa tutashtirgich rolini o'ynaydi va shuning uchun kuchlanish nolga yaqin qiymatga ega bo'ladi. Yuqorida tushuntirilganidek, toklar rezonansida konturning har ikkala tarmoqlaridagi tok kuchlarini tok keltiruvchi simlardagi tok kuchidan ancha katta siljishi mumkin. Bu holdan induksion pechlarni surishda foydalaniladi, bunday pechlarda metallar uyurmaviy toklar yordamida qizdiriladi (132-§). Bunda K qizdiruvchi g'altakka (392-rasm) parallel qilib C kondensator ulanadi va uning sig'imini shunday tanlanadiki, tok generatorning chastotasida toklar rezonansi ro'y bersin. Bunda generator va tok keltiruvchi simlar orqali faqat $i \approx i_K - i_C$ tok o'tadi, bu tok qizdiruvchi g'altakdagi i_K tokdan ancha kichik bo'lishi mumkin.

226-§. Parametrik rezonans

Elektr rezonansini (toklar va kuchlanishlar rezonansini) o'rganishda generator davriy EYuK ning tebranish konturga ta'sirini ko'rib chiqdik. Biroq, boshqa turdagi tashqi ta'sirlar ham shunga o'xshash hodisalar kuzatilar ekan, shu bilan birga hosil bo'ladigan tebranishlar, EYuK ta'sir qilgandagi singari konturga ta'sir qiluvchi chastotaning kattaligiga ancha bog'liq bo'ladi. Shuning uchun rezonans tushunchasini birmuncha umumlashtirish va kengroq sinfdagi hodisalarga qo'llash mumkin.

Tashqi ta'sir tebranuvchi sistemaning parametrlaridan birini o'zgartiradi deb olaylik va dastlab oddiy mexanikaviy misolni ko'raylik. Blok orqali o'tkazilgan ipga osilgan mayatnik bor va ipni tortish yoki qo'yib yuborish yo'li bilan uning uzunligini o'zgartirish mumkin deb faraz qilaylik (393-rasm).



393-rasm. Mexanikada parametrik rezonans

Mayatnik muvozanat vaziyatiga yaqin bo'lgan (0) barcha hollarda ipni tortib (mayatnik uzunligini qisqartirib), mayatnikning chekka vaziyatlariga (1 va 2 vaziyatlar) ipni tushirib (mayatnikning uzunligini orttirib), ya'ni mayatnikning xususiy tebranishlari chastotasidan ikki karra ortiq chastota bilan mayatnik uzunligini davriy ravishda o'zgartirib turamiz. Bunda biz mayatnikning ortib boruvchi amplituda bilan tebrana boshlashini ko'ramiz, amplitudaning ortishi ip

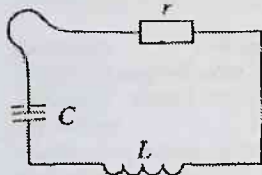
blokdan chiqib ketguncha davom etadi. Bu hodisa mayatnik uzunligining

o'zgarish chastotasi mayatnikning xususiy tebranishlari ikkilangan chastotasiga teng bo'lmay, unga yaqin bo'lgan hollarda ham kuzatiladi.

Bu tajribada ham biz davriy tashqi kuch ta'sir qilgandagi singari o'sib boruvchi tebranishlarga ega bo'lamiz, biroq bu tebranishlar sistema parametrlaridan birining (uzunlikning) davriy o'zgarishlari natijasida hosil bo'ladi. Shuning uchun bayon qilingan hodisa *parametrik rezonans* deb ataladi.

Tebranishlarning o'sib borish sababini energetik mulohazalarga asoslanib tushuntirish mumkin. Biz O vaziyatda (393-rasm) ipni qisqartirganimizda tashqi kuch (qo'lning kuchi) faqat og'irlik kuchiga qarshi emas, shuningdek, markazdan qochma kuchga qarshi ham ish bajaradi, chunki O vaziyatdan o'tishda mayatnik eng katta tezlikka ega bo'ladi. Ipni uzaytirishda mayatnik ish bajaradi. Biroq bu ish faqat og'irlik kuchi hisobiga bajariladi, chunki 1 va 2 vaziyatlarda markazdan qochma kuch nolga teng (tezlik nolga teng) va shuning uchun bu ish ipning qisqartirilganidagi ishdan kichik bo'ladi. Shunday qilib, tebranuvchi sistemaga (mayatnikka) tashqi kuchning bajargan ishi hisobiga energiya berib turiladi, shuning uchun mayatnik tebranishlari o'sib boradi.

Agar elektr konturlarning parametrlari (sig'imi yoki induktivligi) davriy ravishda o'zgarsa, bu konturlarda ham shunday parametrik rezonans hodisasi kuzatiladi. Masalan, kondensatorning bir plastinkasi qo'zg'aluvchan bo'lib, uni ikkinchi plastinkaga davriy ravishda



394-rasm. O'zgaruvchan sig'imli tebranish konturi

yaqinlashtirib va uzoqlashtirib turish mumkin bo'lgan LC konturni ko'raylik (394-rasm). So'ngra, konturda qandaydir tasodifiy sabablar tufayli tebranishlar paydo bo'ldi va kondensatorning zaryadi nol orqali o'tgan vaqtlarda biz plastinkani yaqinlashtiramiz deb faraz qilaylik. Bunda hech qanday ish bajarilmaydi, chunki kondensatorning zaryadi nolga teng bo'lgani uchun plastinkalar orasidagi tortishish kuchi ham nolga tengdir. Xususiy tebranishlarning $T/4$

chorak davriga teng vaqtdan keyin kondensatorning zaryadi eng katta bo'ladi. Agar shu paytda plastinkalar uzoqlashtirilsa, u holda tashqi kuchlar plastinka-larning o'zaro tortishishini yengishga doir ish bajaradi. U holda kondensatorning sig'imi kamayadi, uning qoplamalari orasidagi kuchlanish esa ortib, konturdagi tebranishlarning o'sishiga yordam beradi. Agar yana $T/4$ vaqtdan so'ng plastinkalar yaqinlashtirilsa, u holda konturning energiyasi o'zgormaydi, chunki kondensatorning zaryadi bu paytda yana

nolga teng bo'ladi. Plastinkalarni keyingi gal uzoqlashtirishda konturga yana ma'lum energiya kiritiladi va h.k. Shuning uchun kondensator sig'imini xususiy tebranishlarning ikkilangan chastotasiga teng (yoki unga yaqin) chastota bilan yetarlicha kuchli o'zgartirish bilan biz konturda o'suvchi amplitudali elektr tebranishlar hosil qilamiz, bu amplitudaning o'sishi kondensatorida teshilish ro'y bergunga qadar davom etadi.

Boshlang'ich kichik tebranishlar mexanikaviy sistemalarda ham, elektr sistemalarda ham tasodifiy tashqi ta'sirlar yoki fluktuatsiyalar ta'sirida yuzaga kelishini qayd qilib o'tish kerak. Shuning uchun parametrlarining yetarlicha kuchli davriy o'zgarishida tebranishlarning o'z-o'zidan uyg'onishi ro'y beradi. Bunda tebranishlar fazasi bilan parametrning o'zgarish fazasi orasidagi to'g'ri munosabat avtomatik ravishda yuzaga keladi, chunki faqat kerakli boshlang'ich fazaga ega bo'lgan tebranishlargina kuchayadi, xolos.

Elektr parametrik rezonansga doir yuqorida bayon qilingan tajriba birinchi marta L.I. Mandelshtam va N.D. Papaleksi tomonidan 1933-yilda amalga oshirilgan edi. Ularning o'zlari qurgan sig'imli parametrik mashinasida aylanuvchi kondensator bo'lib, bu kondensatorning radial o'yiqlar yo'nilgan ikki plastinkalar sistemasining bittasi qo'zg'almas, ikkinchisi esa elektromotor yordamida aylantiriladi edi. Bunday mashina kuchlanishni bir necha minglab voltgacha kuchaytiradi olar edi.

Parametrik rezonans hodisasidan texnikaviy yo'l bilan o'zgaruvchan tok hosil qilishda foydalanish mumkin.

227-§. Kompleks kattaliklar

O'zgaruvchan tokning turli tarmoqlarida tok va kuchlanishning tebranishlarini qo'shish uchun turli fizikaviy kattaliklarning garmonik tebranishlari kompleks kattaliklar ko'rinishida ifodalangan simvolik metoddan foydalanish ayniqsa qulaydir. Bu metod barcha hisoblashlarni ancha soddalashtiradi, shuning uchun faqat o'zgaruvchan toklar nazariyasidagina emas, har qanday mexanikaviy va elektr tebranishlarini tekshirishda ham keng qo'llaniladi.

Ma'lumki,

$$\exp(j\alpha) = \cos\alpha + j\sin\alpha,$$

bu yerda α — haqiqiy son va $j = \sqrt{-1}$. Shuning uchun har qanday

$$z = x + jy$$

kompleks sonni quyidagi ko'rsatkichli shaklda ifodalash mumkin:

$$z = \rho \exp(j\alpha).$$

Bunda z kompleks sonning x va y haqiqiy va mavhum qismlarini ρ va α orqali ifodalash mumkin:

$$x = \rho \cos\alpha, \quad y = \rho \sin\alpha$$

va aksincha, ρ va α ni x va y orqali ifodalash mumkin:

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \operatorname{tg} \alpha = y/x.$$

ρ kompleks son z ning moduli va α esa uning argumenti deb atalishini eslatib o'tamiz.

Endi α vaqt utishi bilan quyidagi

$$\alpha = \omega t + \varphi$$

qonunga muvofiq o'zgaradi deb olamiz. U holda x va y ikki garmonik tebranishni

$$x = \rho \cos(\omega t + \varphi), \quad y = \rho \sin(\omega t + \varphi) \quad (227.1)$$

ya'ni ρ amplituda va φ boshlangich fazaga ega bo'lgan burchak chastotasi bilan sodir bo'layotgan garmonik tebranishlarni ifodalaydi. Yuqorida aytilganlarga ko'ra, bu ikki tebranishni bitta kompleks ifoda yordamida ifodalash mumkin:

$$z = \rho \exp[j(\omega t + \varphi)] = \rho \exp(j\varphi) \exp(j\omega t) \quad (227.2)$$

Agar biz avvaldan (227.2) kompleks sonning faqat haqiqiy qismini olishni shartlashsak, u holda (227.1) tebranishlarning birinchisini olamiz; agar biz bu kompleks sonning faqat mavhum qismini olishni shartlashsak, u holda ikkinchi tebranishni olamiz.

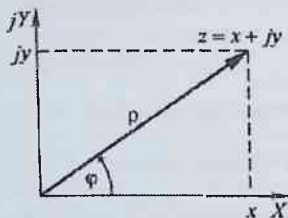
Shunday qilib, garmonik tebranishlarni yoki \cos va \sin trigonometrik funksiyalar vositasida yoki kompleks ifodalar yordamida ifodalash mumkin. biroq bir necha tebranishlarni qo'shish kerak bo'lgan hollarda kompleks ifodalardan foydalanishning afzalligi ko'proq, chunki kompleks sonlarni qo'shish qoidalarini trigonometrik funksiyalarni qo'shish qoidalaridan ancha osonroq.

Agar barcha ko'rilayotgan tebranishlar uchun ω chastota birday bo'lsa, u holda ($j\omega t$) ko'paytuvchini yozmaslik mumkin. Bunday hollarda biz faqat

$$s = \rho \exp(j\varphi) \quad (227.3)$$

kattalikning o'zini yozganimizda ham garmonik tebranishni to'la ravishda aniqlay olamiz, bu kattalik kompleks amplituda deb ataladi. Uning ρ moduli garmonik tebranishning amaldagi amplitudasini, φ argument esa tebranishlarning boshlangich fazasini bildiradi.

Tebranishlarni kompleks ifodalar yordamida tasvirlashi vektor diagrammalar bilan chambarchas bog'langandir. Haqiqatan ham, agar tekislikda ikkita o'zaro perpendikulyar o'q olib (395-rasm), ulardan biri (X) bo'ylab z kompleks sonning x haqiqiy



395-rasm. Kompleks sonni vektor yordamida tasvirlash.

qismini, ikkinchisi (Y) bo'ylab kompleks sonning y mavhum qismini qo'ysak, u holda z soni bu tekislikda biror vektor bilan tasvirlanadi. Bu vektorning uzunligi $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ kompleks son z ning moduli bo'ladi, X haqiqiy o'q bilan hosil qilgan $\varphi = \text{arctg}(y/x)$ burchak esa z ning argumentiga teng. Shuning uchun tebranishlar kompleks s amplitudasini bergan bilan (227.3 formulga muvofiq) biz uzunligi tebranishlar amplitudasiga teng, burilish burchagi esa boshlangich fazaga teng bo'lgan vektorni aniqlaymiz, ya'ni xuddi tebranishlarning vektor diagrammasini yasashdagi singari ish qilgan bo'lamiz. Farq faqat shundaki, vektor diagramma bo'lgan holda bu vektor grafik tarzda beriladi, kompleks ifodalaganimizda esa uni analitik tarzda beramiz.

Endi o'zgaruvchan toklarga qaytaylik va zanjirdagi tok kuch $i = i_0 \sin \omega t$ ga teng deb olamiz. Kompleks kattaliklardan foydalanib, bu tebranishni shunday ko'rinishda yozish mumkin:

$$i = i_0 \exp(j\omega t).$$

U holda sof aktiv qarshilikda kuchlanishning tebranishlari (217-§) quyidagi formula bilan ifodalanadi:

$$U_r = i_0 r \exp(j\omega t).$$

Bu xususiy holda kompleks amplituda haqiqiy bo'ladi:

$$U_{0r} = i_0 r, \quad (227.4)$$

bu esa yuqorida aytilganiga muvofiq kuchlanish va tok orasida fazalar siljishi yo'q ekanini bildiradi.

Induktivlikda kuchlanish tebranishlari faza jihatdan tok tebranishlaridan $\pi/2$ ga ilgari ketadi (219-§) va shuning uchun

$$U_L = i_0 \omega L \exp\left[j\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)\right].$$

Bu tebranishning kompleks amplitudasi

$$U_{0L} = i_0 \omega L \exp\left(j\frac{\pi}{2}\right)$$

Bu ifodaga kiruvchi $\exp(j\pi/2)$ ko'paytuvchi kompleks tekislikda (395-rasm) uzunligi l bo'lgan va jY mavhum o'q bo'ylab yo'nalgan vektor bilan tasvirlanadi. Shuning uchun $\exp(j\pi/2) = j$ va demak,

$$U_{0L} = i_0 j \omega L \quad (227.5)$$

Nihoyat, kondensatordagi kuchlanishning tok tebranishlaridan $\pi/2$ ga orqada qoluvchi tebranishlari uchun (218-§) shunday ifodani olamiz:

$$U_C = (i_0 / \omega C) \exp\left[j\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)\right]$$

Kondensatordagi kuchlanishning kompleks amplitudasi quyidagiga teng:

$$U_{0C} = (i_0 / \omega C) \exp(-j\pi/2)$$

yoki $\exp\left(-\frac{j\pi}{2}\right) = -j = \frac{1}{j}$ bo'lgani uchun

$$U_{0C} = \frac{i_0}{j\omega C} \quad (227.6)$$

bo'ladi. Endi kompleks ifodalardan foydalanib, tebranishlarni qanday qo'shish mumkin ekanligini ko'raylik. Bunda biz hamma o'rinda ham skalyar kattaliklarning tebranishlari haqida gap kelayapti deb faraz qilamiz, bunda u kattaliklar tok kuchi, kondensatorning zaryadi, kuchlanishi va h. k. lardir.

Ikki yoki undan ko'p

$$z_1 = x_1 + iy_1, \quad z_2 = x_2 + iy_2, \dots$$

kompleks sonlarning yig'indisi deb ta'rifga ko'ra shunday $Z = X + iY$ kompleks songa aytiladiki, bu kompleks sonning X va Y haqiqiy va mavhum qismlari mos ravishda qo'shiluvchilarning haqiqiy va mavhum

$X = x_1 + x_2 + x_3 + \dots, \quad Y = y_1 + y_2 + y_3 + \dots$
qismlari yig'indisidan iboratdir.

Agar z_1, z_2, \dots — garmonik tebranishlarning kompleks ifodalari bo'lsa, u holda x_1, x_2, x_3, \dots kattaliklar va mos ravishda y_1, y_2, y_3, \dots kattaliklar ham garmonik tebranishlar bo'ladi (ulardan biri cos funksiya bilan va ikkinchisi sin funksiya bilan ifodalanadi). Shuning uchun Z ning kompleks ifodasi qo'shilayotgan tebranishlarning yig'indisiga mos keladi. Agar avvalgidek barcha tebranishlar yagona ω chastotaga ega bo'lsa, u holda $(j\omega t)$ umumiy ko'paytuvchini yozmaslik mumkin, faqat qo'shilayotgan (yig'indisi olinayotgan) tebranishlarning kompleks amplitudalarini qo'shishning o'zi yetarli.

Shunday qilib, biz shunday qoidani chiqaramiz: bir xil chastotali bir necha tebranishlarni qo'shish uchun bu tebranishlarning kompleks amplitudalarini qo'shishning o'zi kifoyadir: Olingan kompleks ifodaning moduli natijaviy tebranishning umumiy amplitudasini, uning argumenti esa — boshlang'ich fazasini beradi.

(X, Y) kompleks tekisligida kompleks sonlarning qo'shilishi bu kompleks sonlarni ifodalovchi vektorlar yig'indisini olish bilan ifodalanadi, izlanayotgan yig'indini ifodalovchi Z kompleks son esa tutashtiruvchi vektor (yig'indi vektor) bo'ladi. Shuning uchun yuqorida berilgan qoida natijaviy tebranishning vektor diagrammasini yasashga aniq mos keladi.

Aytilganlarni misolda tushuntiramiz. Yana ketma-ket ulangan qarshilik, induktivlik va sig'imdan iborat zanjir tuzamiz va bu zanjirning uchlaridagi kuchlanishni topamiz. Bu kuchlanish uchta kuchlanishning yig'indisidan iborat bo'lib, bu kuchlanishlarning kompleks amplitudalari

(227.4)-(227.6) formulalar bilan ifodalanadi. Shuning uchun to'liq kuchlanishning kompleks amplitudasi quyidagicha ifodalanadi:

$$i_0 r + i_0 j \omega L + \frac{i_0}{j \omega C} = i_0 r + i_0 j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)$$

Bundan kuchlanishning haqiqiy amplitudasi (moduli) va kuchlanishning boshlang'ich fazasi (argumenti) uchun quyidagi ifodalarni olamiz:

$$U_0 = i_0 \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$$

$$\varphi = \arctg \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r}$$

bu ifodalarning (220.3)-(220.4) formulalar bilan muvofiq kelishi ko'rinib turibdi.

228-§. Kompleks qarshiliklar.

O'zgaruvchan tok zanjirlarini hisoblash uchun kompleks kattaliklardan foydalanishni ancha soddalashtirish uchun kompleks qarshilik degan tushunchani kiritish juda muhimdir. Aytaylik, zanjirning biror sohasidagi tok kuchi amplitudasi i_0 , kuchlanishning kompleks amplitudasi u_0 bo'lsin. Bu holda z sohaning kompleks qarshiligi shunday ifodalanadi:

$$u_0 = z i_0 \quad (228.1)$$

Shunday qilib, sohaning kompleks qarshiligi kuchlanish kompleks amplitudasining tok kuchi amplitudasiga nisbatini bildiradi.

Agar biz (228.1) formulaning ikkala qismini $\exp(j\omega t)$ ga bo'lib yuborsak, u holda chap tomonda biz kuchlanishning oniy qiymati $u = u_0 \exp(j\omega t)$ va o'ng tomonda $i = i_0 \exp(j\omega t)$ ifoda, ya'ni oniy tok kuchi kiradi. Shuning uchun kuchlanish va tokning oniy qiymatlari uchun (228.1) ga o'xshagan formula o'rinli bo'ladi:

$$u = z i, \quad (228.2)$$

Turli xususiy hollarda kompleks qarshilikning nimaga teng ekanini topamiz. Zanjir sohasining faqat aktiv qarshiligi mavjud deb olaylik. U holda agar tokning amplitudasi i_0 bo'lsa, kuchlanish amplitudasi $u_0 = i_0 r$ ga teng bo'ladi (227.4) va

$$z_r = r \quad (228.3)$$

Bu xususiy holda kompleks qarshilikning mavhum qismi bo'lmaydi va u sohaning aktiv qarshiligiga teng bo'ladi.

Agar zanjirning biz ko'rayotgan qismi faqat L induktivlikka ega bo'lsa, u holda (227,5) formulaga muvofiq $U_{0L} = i_0 j \omega L$ bo'ladi va shuning uchun

$$z_L = j \omega z \quad (228.4)$$

Xuddi shuningdek, zanjirning qismi faqat kondensatorga ega bo'lgan holda (227.6) formulaga muvofiq, kompleks qarshilik

$$z_c = \frac{1}{j\omega C} \quad (228.5)$$

ga teng bo'ladi,

Endi har qancha murakkab bo'lishi mumkin bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjiri mavjud deb faraz qilaylik. Biz faqat kvazistatsionar toklarni ko'rayotgan bo'lganimiz uchun elektr kattaliklarning oniy qiymatlari uchun xuddi o'zgarmas tokka qo'llangan Kirxgof qonunlarini qo'llash mumkin. Shuning uchun har qanday berk kontur (masalan, 396-rasmdagi 1—2—3—4—5 kontur uchun) Kirxgofning ikkinchi qonuniga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\sum_k z_k i_{0k} \exp(j\omega t) = \sum_k e_{0k} \exp(j\omega t)$$

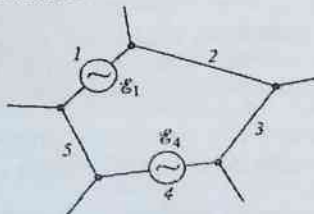
bu yerda e_{0k} — generatorlar EYuK larning kompleks amplitudalari. Har ikkala qismini $\exp(j\omega t)$ ga qisqartirib, amplitudalar uchun tegishli tenglamani olamiz:

$$\sum_k z_k i_{0k} = \sum_k e_{0k} \quad (228.6)$$

Xuddi shuningdek, zanjirning har bir tarmoqlanish nuqtasi uchun Kirxgofning birinchi qonuni ham o'rinlidir, bu qonun $\exp(j\omega t)$ umumiy ko'paytuvchiga qisqartirib bo'lgandan so'ng shunday ko'rinishga keladi:

$$\sum_p i_{0p} = 0 \quad (228.7)$$

Shunday qilib, biz o'zgarmas tokning qonunlari tok, kuchlanish va EYuK ning odatdagi haqiqiy amplitudalariga emas, balki bu kattaliklarning kompleks amplitudalari uchun o'rinli ekan, shu bilan birga, zanjirning alohida sohalarning qarshiligi o'rnida ularning kompleks qarshiliklarini tushunish kerak.



396-rasm. O'zgaruvchan tok tarmoqlangan zanjir.

Shuning uchun o'zgaruvchan tokning har qanday zanjiriga old masalani yechish uchun tok kuchi, kuchlanish va EYuKni, ularning kompleks amplitudalari bilan almashtirib, sohalarning qarshiligini esa ularning kompleks qarshiliklari bilan almashtirib, o'zgarmas tok uchun chiqarilgan tegishli yechimdan hosil qilish mumkin.

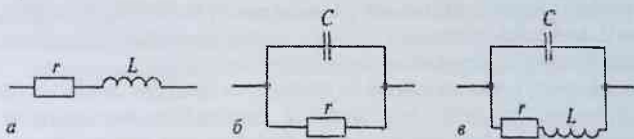
Bundan, xususan, zanjirlarning qarshiliklarini hisoblash uchun quyidagi sodda qoida kelib chiqadi: o'zgaruvchan tok zanjirining qarshiligini topish uchun bu zanjirda fikran har bir L induktivlikni uning $j\omega L$ kompleks qarshiligi bilan, har bir C sig'imni $\frac{1}{j\omega C}$ bilan almashtirish va barcha aktiv qarshiliklarni o'zgarishsiz qoldirish kerak. So'ngra ko'rsatilgan qarshiliklar bilan o'zgarmas tok uchun qarshiliklarni hisoblashda bajarilgan amallarni bajarish; ketma-ket qarshiliklarni qo'shish, parallel ulashda esa ularning teskari kattaliklarini qo'shish kerak. Buning natijasida olingan $Z=X+jY$ kompleks kattalik zanjirning to'liq, kompleks qarshiligidan iborat bo'ladi. Bu kattalik *zanjir impedansi* deb atalgan. Uning haqiqiy qismi X zanjirning aktiv qarshiligi, mavhum Y qismi esa reaktiv qarshiligini bildiradi. Impedans moduli $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$ o'zgaruvchan tok uchun zanjirning qarshiligi kattaligini bildiradi va zanjirning uchlaridagi so'rilgan kuchlanish amplitudasida tok kuchining amplitudasini bildiradi:

$$i_0 = U_0/R$$

Impedans argument zanjirda kuchlanishning tokdan ilgari ketishini bildiruvchi φ burchakni beradi:

$$\operatorname{tg}\varphi = Y/X$$

Biz bayon qilgan kompleks qarshiliklar metodi amaliy hisoblash uchun juda qulay va shuning uchun elektrotexnikada keng qo'llaniladi. U nihoyatda sodda va fazalar siljishini hisoblashni talab qilmaydi (bu narsa vektor diagrammlar yasashda juda zarur edi), chunki ular kompleks qarshiliklarda nazarga olingandir. Vektor diagrammlar metodidan bu metodning yana bir afzalligi bor, u ham bo'lsa, hisoblashlarni xohlagan ko'rinishda bajarishning mumkin ekanligidir. Holbuki, vektor diagrammlar har qanday grafik metod singari juda ajoyib bo'lishiga qaramay, yuqori aniqlikni ta'minlamaydi.



397-rasm. Sodda zanjirlarga misollar.

Kompleks qarshiliklar metodini illyustratsiya qilish uchun ba'zi sodda misollarni ko'rib chiqamiz.

1-misol. Zanjir ketma-ket ulangan r aktiv qarshilik va L induktivlikdan iborat (397a-rasm).

Ketma-ket ulashda qarshiliklar qo'shilgani uchun zanjir impedansi

$$Z = r + j\omega L$$

bo'ladi. Shuning uchun butun zanjirning qarshiligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$R = \sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}$$

kuchlanish esa tokdan faza bo'yicha

$$\varphi = \arctg(\omega L/r)$$

burchakka ilgari ketadi.

2-misol. Zanjir C sig'imli kondensator va unga parallel ulangan r aktiv qarshilikdan iborat (sirquvchan kondensator, 397b-rasm).

Parallel ulashda sohalarning o'tkazuvchanliklari qo'shiladi, shuning uchun Z zanjirning impedansi bo'lsa, u holda

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{r} + j\omega C.$$

Bundan

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{r} + j\omega C}$$

Bu ifodani $Z=X+jY$ ko'rinishga keltirish uchun o'ng qismini ($\frac{1}{r} - j\omega C$) ga ko'paytiramiz va bo'lamiz. U holda

$$Z = \frac{\frac{1}{r} - j\omega C}{\frac{1}{r^2} + \omega^2 C^2} = \frac{r - j\omega r^2 C}{1 + \omega^2 r^2 C^2} = X + jY$$

Zanjirning qarshiligi quyidagiga teng:

$$R = \sqrt{X^2 + Y^2} = r/\sqrt{1 + \omega^2 r^2 C^2}$$

kuchlanish esa tokdan faza bo'yicha

$$\varphi = \arctg\left(\frac{Y}{X}\right) = -\arctg(\omega r C)$$

burchakka ilgari ketadi. Bu holda φ burchak manfiy bo'lib chiqadi, bu degan so'z, kuchlanish tokdan faza jihatidan orqada qoladi demakdir (bu esa zanjirning sig'im xarakterda ekanidan dalolat beradi).

3-misol. Toklar rezonansini ko'rib chiqishda tanishgan zanjirni olaylik (397-rasm). Bu holda biz dastlab L induktivlikni tarmoqning Z_1 impedansini topishimiz kerak. r va L bu yerda ketma-ket ulangani uchun

$$Z_1 = r + j\omega C$$

bo'ladi. Zanjirning har ikkala tarmoqlari o'zaro parallel ulangan. Shuning uchun butun zanjirning Z impedansi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j\omega L} + j\omega C$$

Bu ifodadan Z ni topib va maxrajdagi mavhumlikni yo'qotib, oddiy o'zgartirishlardan keyin quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Z = \frac{r + j\omega[L(1 - \omega^2 LC) - Cr^2]}{(1 - \omega^2 LC)^2 - \omega^2 C^2 r^2}$$

Impedansning mavhum qismi (reaktiv qarshilik) nolga aylanadigan shartni topamiz. Majburiy tebranishlarning bu holi toklar rezonansi deb atalishini bilamiz (225-§). Biz izlayotgan shart quyidagicha bo'ladi:

$$L(1 - \omega^2 LC) - Cr^2 = 0$$

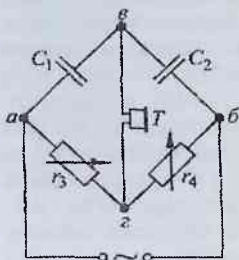
Avvalgidek $\omega^2 L^2 \gg r^2$ deb hisoblab, toklar rezonansi ω_0 chastotada ro'y berishini, bu chastota esa

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

ga teng ekanini topamiz. Bu qiymatni Z ning ifodasiga qo'yib va $(1 - \omega_0^2 LC) = 0$ ekanini nazarga olib, konturning rezonans qarshiligini olamiz:

$$Z_{rez} = \frac{L}{Cr}$$

Bu olingan natijalarni avval (225-§) biz boshqa metodlar yordamida olgan edik.



398-rasm. Sig'imni o'lchash uchun ko'prik sxemasi.

4-misol. Kondensatorlarning sig'imini o'lchash uchun o'zgaruvchan tokda ishlaydigan ko'prik sxemadan foydalaniladi (398-rasm). Bu sxema o'zgaruvchan tokdagi ko'prik sxemasiga o'xshash, biroq undan sxemaning ikki yelkasiga qarshiliklar o'rniga kondensatorlar ulangani bilan farq qiladi. Sxemaning ikki qarama-qarshi nuqtalariga (398-rasmda a va b nuqtalarga) o'zgaruvchan EYuKni jajji generator (zumner), boshqa ikki (v va g) nuqtalariga esa o'zgaruvchan tok indikatorini (masalan, T telefon) ulangan. O'lchash jarayoni shundan iboratki, qolgan r_3 va r_4 yelkalar

qarshiligini o'zgartirish bilan v va g nuqtalar orasida kuchlanish tebranishlari nolga teng bo'ladigan, ya'ni telefonda tovush eshitilmaydigan vaziyatga (ko'prikning muvozanat vaziyatiga) erishiladi. Ko'prikning muvozanat shartini topaylik.

Agar biz o'zgaruvchan tok bilan ish ko'rayotgan bo'lganimizda, C_1 va C_2 kondensatorlar o'rniga r_1 va r_2 qarshiliklarga ega bo'lganimizda edi, muvozanat vaziyatida shunday tenglikni yozish mumkin bo'lar edi:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_3}{r_4}$$

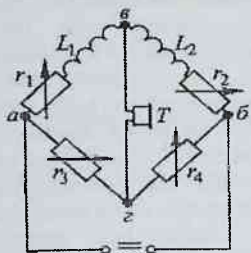
O'zgaruvchan tokda esa bilamizki, kompleks qarshiliklardan foydalanish kerak, ya'ni r_1 ni $1/(j\omega C_1)$ ga, r_2 ni esa $1/(j\omega C_2)$ ga almashtirish kerak. Shuning uchun o'zgaruvchan tokda ko'priknig muvozanat sharti shunday bo'ladi:

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{r_3}{r_4}$$

Tajribada ko'priknig muvozanati uchun zarur bo'lgan $\frac{r_3}{r_4}$ nisbatni o'lchab va kondensatorlardan birining sig'imini bilgan holda bulardan ikkinchi kondensatorning noma'lum sig'imini aniqlash mumkin.

Shu narsani qayd qilish kerakki, hisoblashlarda biz kondensatorlar ulangan ko'prik yelkalarining aktiv qarshiliklari sig'im qarshiliklarga nisbatan kichik deb faraz qildik, amalda ham xuddi shunday bo'ladi.

5-misol. O'zgaruvchan tok uchun ko'prik sxemasi yordamida faqat sig'imlarnigina emas, shuningdek induktivliklarni ham o'lchash mumkin. Biroq, induktivlik g'altagi odatda sezilarli qarshilikka ega bo'lgani uchun bu yerda endi ko'priknig g'altaklar ulangan yelkalarining qarshiliklarini ularning induktiv qarshiliklariga nisbatan hisobga olmaslik mumkin emas.



399-rasm. Induktivlikni o'lchash uchun ko'prik sxemasi.

Induktivliklarni o'lchash uchun qo'llaniladigan ko'priknig sxemasi 399-rasmda berilgan. Bu ko'priknig to'rtta o'zgaruvchan (induktiv bo'lmagan) r_1 , r_2 , r_3 va r_4 qarshiliklarga ega shu bilan birga, r_1 , r_2 kattaliklarni kelgusida 1 va 2 yelkalarining g'altaklar qarshiliklarini ham o'z ichiga olgan to'liq aktiv qarshiliklari deb tushunamiz. Yelkaning kompleks qarshiligi (1-misol bilan solishtiring) $r_1 + j\omega L_1$ ga, 2 yelkaning kompleks qarshiligi esa $r_2 + j\omega L_2$ ga teng. Shuning uchun o'zgaruvchan tokda

ko'priknig muvozanat sharti quyidagicha bo'ladi:

$$(r_1 + j\omega L_1)/(r_2 + j\omega L_2) = \frac{r_3}{r_4}$$

yoki boshqacha

$$r_1 + j\omega L_1 = \frac{r_3}{r_4} (r_2 + j\omega L_2)$$

bo'ladi. Biroq ikki kompleks ifoda teng bo'lishi uchun ularning haqiqiy va mavhum qismlari alohida-alohida teng bo'lishi kerak. Shuning uchun biz ikkita shartga ega bo'lamiz:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_3}{r_4} \quad \frac{L_1}{L_2} = \frac{r_3}{r_4}$$

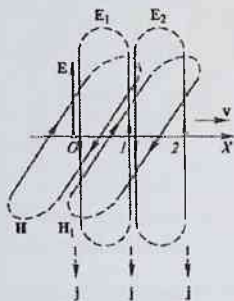
Ikkita shartning bo'lishi shunday fizikaviy ma'noga to'g'ri keladiki, ko'priknig muvozanati uchun potentsialning a va b nuqtalardagi (399-rasm) tebranishlari faqat birday amplitudalargagina emas, shuningdek, birday fazalarga ham ega bo'lishi kerak. Ana shunday bo'lgandagina vaqtning ixtiyoriy momentida v va g nuqtalarning potentsiallari farqi nolga teng bo'lishi, ya'ni telefonda tovush eshitilmasligi uchun zarur shart bajarilishi mumkin.

Birinchi shart ko'priknig o'zgarmas tok uchun muvozanatda bo'lish shartidir. Binobarin, ko'priknig o'zgarmas tok uchun muvozanatda bo'lgandagina o'zgaruvchan tokda ham muvozanatda bo'lishi mumkin ekan. Shunga muvofiq holda, induktivliklarni o'lchashda ko'priknig sxemasining a va b nuqtalariga (399-rasm) yoki navbatma-navbat o'zgarmas kuchlanish qo'yiladi (bunda T telefon galvanometrqa almashtiriladi) yoki o'zgaruvchan kuchlanish qo'yiladi va to'rtala r_1, r_2, r_3, r_4 qarshiliklarni o'zgartirish bilan ko'priknig har ikkala holda ham muvozanatda bo'lishiga erishiladi. Bunda ikkinchi muvozanat shartidagi induktivliklarning nisbatini va agar induktivliklarning bittasi ma'lum bo'lsa, ikkinchi noma'lum induktivlikning qiymatini ham topish mumkin.

XXIII BOB. ERKIN ELEKTROMAGNIT TO'LIQLAR

237-§. Erkin elektromagnit to'liqlarning hosil bo'lishi

Biz bilamizki, simlar bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit to'liqlarda asosiy jarayonlar simlarni o'rab turgan muhitda sodir bo'ladi (230-§). Simlarning o'zi esa to'liqlarning tarqalishiga ma'lum yo'nalish berishdan iborat yordamchi rol o'ynaydi. Shuning uchun elektromagnit to'liqlar hech qanday simlarsiz ham mavjud bo'lishi mumkin (erkin elektromagnit to'liqlar). Bunda bo'ladigan jarayonlar mohiyati jihatidan xuddi simlar bo'ylab tarqaluvchi elektromagnit to'liqlardagi singari bo'ladi. Faraz qilaylik, chegarasiz o'tkazgich bo'lmagan muhit ichidagi biror O nuqtada (415-rasm) biror usul bilan E elektr maydon hosil qilingan. Agar bu maydonni ushlab turuvchi elektr zaryadlar bo'lmasa, bu maydon yo'qoladi. Biroq kamayuvchi E maydon Maksvell nazariyasiga muvofiq H magnit maydonni hosil qiladi. E maydon kamayotgani $j = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$ siljish toki zichligi E ga qarama-qarshi yo'nalgan va magnit maydonning kuch chiziqlari soat strelkasi yo'nalishida yo'nalgan (415-rasm, yuqoridan qaraganda). Muhitda H maydonni quvvatlab turuvchi o'zgarmas toklar bo'lmagani uchun bu maydon o'z navbatida yo'qoladi va E_1 uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi.



415-rasm. Erkin elektromagnit to'liqlar.

Bu maydonning kuch chiziqlari 415-rasmda ko'rsatilganidek soat strelkasiga qarama-qarshi yo'nalgan. E_1 maydon 0 nuqtadag dastlabki E maydonni yo'qotadi, biroq qo'shni 1 nuqtada paydo bo'ladi. 1-nuqtada yo'qolayotgan E_1 elektr maydon H_1 magnit maydonini hosil qiladi, bu maydon esa H maydon singari soat strelkasi bo'ylab yo'nalgan bo'ladi. H_1 maydon H maydonni yo'qotadi va yanada uzoqroq nuqtada paydo bo'ladi. U yo'qalayotib E_2 uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi, bu maydon endi 1 nuqtadagi E_1 maydonni yo'qotadi, biroq 2 nuqtada paydo bo'ladi va h. k. Shunday qilib, dastlabki E maydon o'miga biz bir-biri bilan

bog'liq bo'lgan va fazoda tarqaluvchi ham elektr, ham magnit maydonga, ya'ni elektromagnit to'liqiga ega bo'lamiz. 415-rasmdan ko'rinib turibdiki, E maydon H ga perpendikulyar, shu bilan birga ularning ikkalasi to'liqin tarqalish tezligi v ga perpendikulyar. Har uchala vektor o'ng parma qoidasiga muvofiq bog'langan: agar o'ng parmaning dastasi E vektordan H

vektorga qarab harakatlanadigan qilib aylantirilsa, u holda parmaning ilgarilanma harakati yo'nalishi v yo'nalish bilan mos tushadi. Avval biz elektromagnit to'lqinlarni faqat sifat jihatidan qarab chiqqan edik. Biroq Maksvell nazariyasi faqat elektromagnit to'lqinlarning mavjudligini avvaldan aytibgina qolmasdan, bu maydonning barcha asosiy xossalari aniq miqdoriy shaklda aniqlashga ham imkon berdi. Endi bu hodisalarni batafsilroq tekshirishga o'tamiz.

238-§. To'lqin tenglamasi

Aytaylik, biror s fizikaviy kattalik X yo'nalishida v tezlik bilan harakatlanayotgan bo'lsin. s kattalik rezinka shnurda mexanikaviy to'lqinlar bo'lganida shu shnur kesmalarining siljishini yoki tezligini bildirsin. Elektromagnit to'lqinlar bo'lganida s kattalik sifatida elektr yoki magnit maydonlarning kuchlanishlari va h. k. larni nazarda tutish mumkin. Bu jarayonning umumiy shaklda yozilishi

$$s = f(t - x/v) \quad (238.1)$$

ko'rinishda bo'lishini ko'rish qiyin emas. Bu yerda t —vaqt, x —qaralayotgan nuqtaning koordinatasini bildiradi, f —ixtiyoriy funksiya simvoli. Boshqacha aytganda, har qanday ixtiyoriy funksiya, agar $(t - x/v)$ argumentga bog'liq bo'lsa, to'lqinsimon jarayonni bildiradi.

Bunga ishonch hosil qilish uchun kuzatuvchi X o'qning musbat yo'nalishida v tezlik bilan harakatlanmoqda deb faraz qilaylik. Bunda uning uchun: $x = x_0 + vt$ bo'ladi. Bu ifodani (238.1) ga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$s = f\left(t - \frac{x_0 + vt}{v}\right) = f\left(-\frac{x_0}{v}\right) = \text{const},$$

ya'ni s vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Demak, bunday harakatlanayotgan kuzatuvchi o'zining oldida hamma vaqt s kattalikning ayni bir qiymatini ko'radi, bu degan so'z, s kattalik ham v tezlik bilan harakatlanadi, demakdir. Xuddi shunday tarzda quyidagi

$$s = f(t + x/v) \quad (238.2)$$

munosabat s kattalikning X o'qining manfiy yo'nalishida tarqalishini ifodalashiga ishonch hosil qilish mumkin.

(238.1) yoki (238.2) da $t = 0$ deb olib, biz quyidagini olamiz:

$$s = f(\pm x/v)$$

Bu ifoda s ning $t=0$ bo'lgan momentdagi taqsimlanishini ifodalaydi. Agar s rezinka shnur nuqtalarining siljishini bildirsa, u holda yozilgan formula shnurning dastlabki deformatsiyasini (uning buzilishini) bildiradi. Agar s elektromagnit to'lqinda elektr maydon kuchlanganligini bildirsa, u holda bu ifoda vaqtning boshlang'ich momentida fazoda maydon taqsimotini bildiradi. Binobarin, f funksiyaning shakli jarayonning boshlang'ich shartlariga bog'liq bo'ladi. Xususan, agar f *sin* yoki *cos* ni bildirsa, u holda

(238.1) bizga ma'lum bo'lgan garmonik to'liqin tenglamasini (231.1) beradi. Shunday qilib, (238.1) va (238.2) formulalar X o'qi yo'nalishida tarqalayotgan to'liqinning umumiy ifodasini bildiradi. f funksiya oddiy differensial tenglamani qanoatlantiradi. Uni topish uchun (238.1) va (238.2) formulalarni ikki marta koordinata bo'yicha differensiallaymiz (ularni biz qo'sh belgi \pm kiritib birlashtiramiz:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} f''.$$

Bunda shtrixlar butun $(t \pm x/v)$ argument bo'yicha differensiallashni anglatadi. Vaqt bo'yicha olingan ikkinchi xususiy hosila esa

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = f''.$$

ga teng bo'ladi. Bu ifodalarni solishtirib, biz izlanayotgan differensial tenglama quyidagi ko'rinishda bo'lishini topamiz:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = v^2 \left(\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} \right) \quad (238.3)$$

Bu to'liqin tenglamasi deyiladi. Biz to'liqin bitta X o'qi bo'yicha taqqaladi deb qaradik. Agar to'liqin barcha o'qlar bo'yicha tarqalsa, u holda to'liqin tenglamasi:

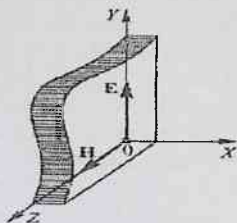
$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = v^2 \left(\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} \right) \quad (238.4)$$

Shunday qilib, qandaydir bir fizikaviy kattalik to'liqinsimon tarqalsa, u holda bu kattalik to'liqin tenglamani qanoatlantiradi. Va aksincha, agar qaralayotgan kattalik to'liqin tenglamani qanoatlantirishi ma'lum bo'lsa, unda bu kattalikning to'liqin ko'rinishida tarqalishi hasida gapirish mumkin. Bunda bevosita to'liqinning tarqalish tezligi ham kelib chiqadi, bu tezlik oldidagi koeffitsiyenti $\frac{\partial^2 s}{\partial x^2}$ dan olingan kvadrat ildizga teng bo'ladi.

239-§. Yassi elektromagnit to'liqlar

Endi Maksvell tenglamalariga murojaat qilaylik (138-§). Muhit bir jinsli dielektrikdan iborat deb hisoblaymiz, U holda (138.1) tenglamalarda $j_x = j_y = j_z = 0$ deb olish kerak.

So'ngra biz elektromagnit maydonning \mathbf{E} va \mathbf{H} faqat bitta (x) koordinataga va vaqtga bog'liq bo'lgan eng sodda holni ko'rish bilan cheklanamiz (bir o'lchamli masala). Bu degan so'z, butun fazoni shunday cheksiz sondagi yupqa yassi qatlamlarga bo'lish mumkinki, ular ning ichida \mathbf{E} va \mathbf{H} barcha nuqtalarda ayni bir qiymatga ega bo'lsin (416- rasm).



416-rasm.

Yassi elektromagnit to'liqin.

Bir o'lchovli hol uchun Maksvell tenglamalari juda sodda ko'rinishga keladi. y va z bo'yicha barcha hosilalar nolga teng bo'lgani uchun avvalo

$$(138.1) \text{ guruhdagi birinchi tenglamadan } \frac{\partial D_x}{\partial t} = 0 \text{ ekanligi, (138.2)}$$

guruhdagi birinchi tenglamadan $\frac{\partial B_x}{\partial t} = 0$ ekanligi kelib chiqadi. Bu degan

so'z, D_x va B_x maydon tashkil etuvchilari nolga teng, demakdir. So'ngra,

$$(138.3) \text{ va } (138.4) \text{ formulalardan } \frac{\partial D_x}{\partial x} = 0 \text{ va } \frac{\partial B_x}{\partial x} = 0 \text{ ekani kelib chiqadi,}$$

binobarin, D_x va B_x koordinataga ham bog'liq emas ekan. Shuning uchun

$$D_x = \text{const}, \quad B_x = \text{const}.$$

Endi (138.1) guruh tenglamalari quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x},$$

(138.2) guruh tenglamalari esa quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}.$$

Bu to'rt tenglamani ikki mustasil guruhga ajratish mumkin, ulardan biri elektr maydonning y-tashkil etuvchisini, ikkinchisi esa magnit maydonning z-tashkil etuvchisini bog'laydi:

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad \frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x},$$

ikkinchi guruh esa elektr maydonning z-tashkil etuvchisini va magnit maydonning y-tashkil etuvchisini bog'laydi:

$$\frac{\partial D_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad \frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}.$$

Bundan shu narsa kelib chiqadiki, vaqt davomida o'zgaruvchan bo'lgan E_y elektr maydon Z o'qi bo'ylab yo'nalgan H_z magnit maydonni vujudga keltirar ekan, vaqt davomida o'zgaruvchan bo'lgan H_z magnit maydon esa

Har qanday to'liqinda ham (mexanikaviy to'liqlarda ham, elektromagnit to'liqlarda ham) barcha nuqtalarida tebranish birday fazaga ega bo'lgan sirtini to'liqin fronti deb ataladi. To'liqin frontining qanday shaklga ega bo'lishiga bog'liq ravishda biz yassi to'liqinlar (to'liqin fronti yassi), sferik to'liqinlar, silindrik to'liqinlar va h. k. to'g'risida gapiramy.

tamomila Y o'qi bo'ylab yo'nalgan E_y elektr maydonni yuzaga keltirar ekan. Boshqacha aytganda, elektromagnit maydonda elektr va magnit maydonlar bir-biriga perpendikulyar bo'lar ekan. Ikkinchi juft tenglamalardan ham xuddi shunday xulosa kelib chiqadi.

Bu topilgan natija umumiylikni buzmaganda barcha elektr maydon o'qlardan faqat biri bo'ylab, masalan, Y o'qi bo'ylab, barcha magnit maydon Z o'qi bo'ylab yo'nalgan deb faraz qilishga imkon beradi (416-rasm). Shuning uchun keyingi tenglamalarda $E_y = E$, $E_z = 0$, $H_z = H$, $H_y = 0$ deb olish mumkin va biz bir o'lchovli hol uchun Maksvell tenglamalarini quyidagi sodda ko'rinishda hosil qilamiz:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad \frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}. \quad (239.1)$$

240 §. Elektromagnit to'liqlarning xossalari

Endi Maksveli tenglamalariga asoslangan holda elektromagnit to'liqlarning mavjudligi zarur ekanligini ko'rsatamiz va uning ba'zi muhim xossalarni aniqlaymiz. (239.1) Maksvell tenglamasidan H magnit maydonni yo'qotamiz. Buning uchun tenglamalardan birinchisini $\mu_0\mu$ ga ko'paytiramiz va uning har ikkala qismini bir marta t bo'yicha differensiallaymiz:

$$\varepsilon\varepsilon_0\mu_0\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\mu_0\mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}.$$

Ikkinchi tenglamani x bo'yicha differensiallaymiz:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\mu_0\mu \frac{\partial^2 H}{\partial x \partial t}.$$

Bu tenglamalarning o'ng qismlari bir xil, demak, ularning chap qismlari ham teng bo'lishi kerak, ya'ni:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0\mu_0\mu} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}. \quad (240.1)$$

Agar (239.1) tenglamadan H elektr maydonni yo'qotganimizda ham ana shu tenglamalarni hosil qilgan bo'lar edik.

(240.1) tenglama biz 238-§ da ko'rgan to'liqin tenglamadir. Bundan E va H maydonlar fazoda tarqalishi mumkin ekanligi, ya'ni elektromagnit to'liqlar mavjud ekanligi haqidagi xulosa kelib chiqadi. Shuning uchun quyidagini yozish mumkin:

$$E = \varphi \left(t \mp \frac{x}{v} \right), \quad H = \psi \left(t \mp \frac{x}{v} \right), \quad (240.2)$$

bu yerda v — elektromagnit maydonning tarqalish tezligi. So'ngra 238-§ da aytilganlarga muvofiq, (240.1) $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$ da oldidagi koeffitsiyent to'liqlarning tarqalish tezligi kvadratidir:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (240.3)$$

bu yerda c to'liqning $\epsilon = \mu = 1$ bo'lgandagi, ya'ni vakuumdagi tarqalish tezligi. Shunday qilib, biz elektromagnit to'liqlar tarqalish tezligi ifodasini (Maksvell qonunini) topdik, biz bu to'g'rida 234-§ da gapirgan edik va uning tajribaga muvofiq kelishini ko'rgan edik.

Elektromagnit to'liqida elektr maydon bilan magnit maydonning o'zaro bog'liq ekanini 237-§ da aytib o'tgan edik. Shuning uchun \mathbf{E} va \mathbf{H} ning har qanday nuqtadagi oniy qiymatlari orasida ma'lum munosabat mavjud va bu munosabatni ham Maksvell tenglamalaridan topish mumkin. Buning uchun biz \mathbf{E} va \mathbf{H} ning (240.2) umumiy ifodalaridan foydalanamiz (ular da biror aniq, masalan, minus ishorasini tanlaymiz) va uni (239.1) Maksvell tenglamalaridan biriga, masalan, birinchisiga qo'yamiz. Endi

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \varphi', \quad \frac{\partial H}{\partial x} = -\frac{1}{v} \psi'$$

bo'lgani uchun (bu yerda ham shtrix butun argument bo'yicha differensiallashni bildiradi), biz ko'rsatgan qo'yishlar quyidagini beradi:

$$\epsilon_0 \epsilon \varphi' = \frac{i}{v} \psi'$$

Hosilalardan funksiyalarning o'ziga o'tsak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\epsilon_0 \epsilon \varphi = \frac{i}{v} \psi + C,$$

bu yerda C integrallash doimiysini bildiradi. Bizni faqat elektromagnit to'liqlar, ya'ni faqat o'zgaruvchan maydonlar qiziqtirgani uchun, ixtiyoriy o'zgarmas maydonni bildiruvchi C doimiyni hisobga olmaslik mumkin. Ya'ni v ni uning (240.3) dagi ifodasi bilan almashtirib, nihoyat, quyidagi tenglikni olamiz:

$$\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \mathbf{E} = \sqrt{\mu_0 \mu} \mathbf{H} \quad (240.4)$$

Bu formula tarqalayotgan elektromagnit to'liqida \mathbf{E} va \mathbf{H} bir-biriga proporsional ekanini bildiradi.

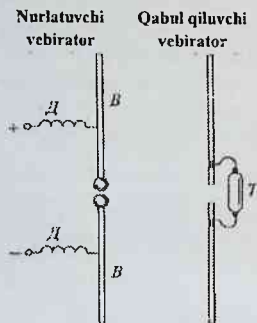
(240.4) dan \mathbf{E} va \mathbf{H} ning bir vaqtda maksimumga erishishi va bir vaqtda nolga aylanishi kelib chiqadi, ya'ni ularning bir fazada ekanligi kelib chiqadi. Xuddi shunday natijani 231-§ da sifatiy mulohazalar asosida olgan edik.

241-§. Elektromagnit to'liqlarni eksperimental tekshirish

Elektromagnit to'liqlarni hosil qilish uchun fazoda yetarlicha tez o'zgaruvchan elektr maydon (siljish toki) hosil qilish yoki tegishlicha tez o'zgaradigan magnit maydon hosil qilish kerak. Bu maqsadlar uchun mujassamlashgan sig'imli yoki induktivlikli (XX bobda ko'rilgan) elektr

tebranish konturlari (berk konturlar) yaroqsiz. Bunday konturlarda barcha elektr maydon kondensatorining tor oralig'ida, barcha magnit maydon esa induktivlik ichida to'plangan bo'lib, fazoda elektr maydon amalda nolga teng.

Ochiq vibrator yoki elektr dipol uchun biz boshqacha manzaraga egamiz (235- §). Bunday hollarda elektr va magnit maydonlarning kuch chiziq-lari vibrator-dan juda uzoqqa tashqariga chiqadi (412- rasm) va vibrator elektromagnit to'liqlarni yaxshi nurlaydi.



417-rasm. G. Gers tajribasi

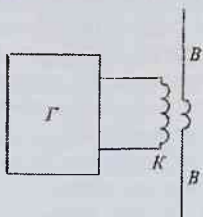
Erkin elektromagnit to'liqlar birinchi marta tajribada 1888-yilda G.Gers tomonidan hosil qilingan edi. Elektromagnit to'liqlarni o'rganish uchun Gers ikki bir xil VV metall sterjendan tuzilgan va bir-biridan uchqun oraliq bilan ajratilgan ochiq vibratorning xususiy elektr tebranishlaridan foydalandi. Vibratorning har ikkala yarmi ham yuqori kuchlanishli maybadan zaryadlanadi, Potensiallar farqi teshilish qiymatiga yetganda razryadnikda uchqun chaqnab, vibratorning har ikkala yarmini tutashtirar va vibrator-da yuqori chastotali so'nuvchi elektr tebranishlar vujudga kelar

edi. Tez o'zgaruvchan toklar vibrator-dan kuchlanish manbaiga ketmasligi uchun vibrator bilan manba orasiga D drossellar ulangan edi.

Elektromagnit to'liqlarni payqash uchun Gers turli shakldagi vibratorlardan foydalandi. Eng sodda vibrator shakli va o'lchamlari jihatidan nurlovchi vibrator-ga ayniy bo'lgan to'g'ri ochiq vibrator bo'lishi aniqlandi (417-rasm). O'tuvchi elektromagnit to'liqning o'zgaruvchan elektr maydoni ta'sirida vibrator ichidagi elektronlar majburiy tebrana boshlaydi, buning natijasida vibrator-da tez o'zgaruvchan tok paydo bo'ladi, vibratorning har ikkala yarmi orasida o'zgaruvchan kuchlanish yuzaga keladi. Agar qabul qiluvchi vibratorning uzunligi nurlovchi vibratorning uzunligiga teng bo'lsa, u holda har ikkala dipolning xususiy chastotalari teng bo'ladi va qabul qiluvchi dipolda elektr tebranishlar rezonans natijasida kuchayadi. O'zgaruvchan kuchlanishning paydo bo'lishini Gers vibrator o'rtasidagi mikroskopik oraliqqa kichik elektr uchqunining paydo bo'lishidan yoki vibratorning har ikkala yarmi o'rtasiga ulangan jajji gaz-razryad trubkasining yorug'lanishdan payqagan edi.

Hozirgi vaqtda elektromagnit to'liqlarni generatsiyalash uchun deyarli hamma vaqt lampali, tranzistorli yoki mikroshemali generatorlardan

foydalaniladi, bu generatorlar yordamida har qanday quvvatli va to'g'ri sinusoidal shakldagi elektr tebranishlarni hosil qilish mumkin.

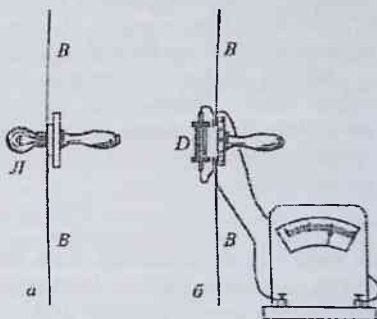


418-rasm. Yordamchi lampali generatordan dipol qo'zg'atishi

chastotasiga teng qilib olinadi.

Qabul qiluvchi vibratorida elektr tebranishlarni payqash uchun uning VV o'rtasiga (tokning do'ngligiga) ulangan kichik elektr lampadan (419a-rasmdagi L) foydalanish mumkin. Bu usul nurlovchi va qabul qiluvchi vibratorlar orasidagi masofa uncha katta bo'l-magan va shuning uchun qabul qiluvchi vibratoridagi tebranishlar yetarlicha kuchli bo'lgan hollarda ayniqsa namoyish qilish madsadlari uchun qulaydir. Zaiifroq tebranishlar bo'lgan holda vibratorga D kristall detektor (419-b rasm) ulash va uning uchlariga o'zgarmas tok galvanometrini ulash mumkin. Detektorning qarshiligi tokning yo'nalishiga bog'liq bo'lqani uchun (203-§) detektordagi kuchlanish tebranishlarining turli yarim davrlarida turlicha bo'ladi: tok berk yo'nalishda oqayotganda ham va tok qarama-qarshi yo'nalishda oqayotganda ham bo'ladi. Shuning uchun detektorda kuchlanishning o'zgarmas tashkil etuvchisi paydo bo'ladi va galvanometrda o'zgarmas tok vujudga keladi.

Vibratorida tebranishlar uyg'otish uchun uning har ikkala yarmi orasiga bir yoki bir necha o'ram bog'lanish kiritish (418-rasm) va uni G lampali generatorning K g'altagi yaqiniga joylashtirish kifoya (magnit bog'lanish). Vibratorlar va generatorni boshqacha bog'lash usullari ham bor. Vibratordagi tebranishlarni kuchaytirish uchun rezonans hodisasidan foydalaniladi, buning uchun generatorning chastotasini vibratorning xususiy chastotalaridan biriga, ko'pincha uning asosiy tebranishlari



419-rasm. Elektromagnit to'lqinlarni qayd qilish uchun qabul dipoli:
a — indikator sifatida cho'g'lanma lampa olingan, b — indikator sifatida galvanometr va kristall detektor olingan

Agar qabul qiluvchi vibrator (dipol) ni, masalan, 419-a rasmda tasvirlangan vibratorni nurlovchi vibrator yoniga joylashtirilsa, u holda har ikkala dipol parallel bo'lgan vaqtda lampaning eng kuchli yonishini ko'rish mumkin. Agar qabul qiluvchi dipol nurlovchi dipolga perpendikulyar joylashgan bo'lsa, u holda lampa mutlaqo cho'g'lanmaydi. Qabul qiluvchi dipolda elektr tebranishlar faqat elektromagnit to'lqinning elektr maydoni dipol bo'ylab tashkil etuvchiga eta bo'lgandagina paydo bo'lishi mumkin, shuning uchun bu tajriba elektromagnit to'lqinda elektr maydon dipol o'qiga parallel bo'lishini ko'rsatadi. Bu dipolning o'qiga perpendikulyar bo'lgan va uning o'rtasidan o'tuvchi tekislikning barcha nuqtalari uchun o'rinli. Tebranishlar qandaydir biror aniq yo'nalishga parallel holda sodir bo'ladigan mexanikaviy yoki elektr to'lqinlar chiziqli qutblangan to'lqinlar deb atalishini eslatib o'tamiz.

Elektromagnit to'lqinlar o'z yo'lida yetarlicha katta (to'lqin uzunligiga nisbatan) o'tkazuvchi sirtlarga duch kelganida ulardan qaytadi. Bundan foydalanib, yorug'likning parallel dastasi singari, yo'nalgan elektromagnit to'lqinlar hosil qilish mumkin. Masalan, kichkinagina nurlovchi dipolni parabolik metall ko'zgu fokusiga joylashtirib bunga erishish mumkin.

Ikki xil dielektrik chegarasida elektromagnit to'lqinlar, yorug'lik singari sinadi. Elektromagnit to'lqinlarning sinish qonuni xuddi yorug'likning sinish qonuni singari ifodalaydi. Agar vakuumda (amalda havoda) tarqalayotgan to'lqin dielektrik sirtiga i burchagi ostida tushgan bo'lsa, u holda

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

bu yerda r — sinish burchagi, n esa dielektrikning i va r burchaklarga bog'liq, bo'lmagan sindirish ko'rsatkichi. Bunda tushuvchi va singan to'lqinlarning hamda chegaraga o'tkazilgan normalning yo'nalishi bir tekislikda yotadi.

Tajribada 232-§ da ko'rilganlarga o'xshash, biroq yo'naltiruvchi simlarsiz mavjud bo'lgan erkin turg'un elektromagnit to'lqinlar hosil qilish mumkin. Agar elektromagnit to'lqinni parabolik reflektordan normal yo'nalishda metall varag'iga yo'naltirilsa, u holda reflektor va metall varag'i orasida bir-biriga qarama-qarshi yo'nalgan tushuvchi va singan to'lqinlar hosil bo'ladi. Bu to'lqinlar bir-biriga qo'shib bir-biridan teng masofada joylashgan do'nglikli va tugunli turg'un to'lqinlar hosil bo'ladi. Elektr maydonning do'ngliklari va tugunlarini payqash uchun nurlovchi dipolga parallel joylashgan xuddi shunday uzunlikdagi dipoldan foydalanish mumkin. Bu dipolni ko'zgu o'tkazilgan normal bo'ylab siljitish yo'li bilan shuni payqash mumkinki, detektorga ulangan galvanometrning og'ishlari

davriy ravishda maksimum (elektr maydon do'ngliklari) va minimumga (elektr maydon tugunlari) erishadi, shu bilan birga metall varag'ining sirtida elektr maydon tuguni bo'ladi. Qo'shni tugunlar yoki do'ngliklar orasidagi Δx masofani o'lchash bilan λ to'lqin uzunligini aniqlash mumkin, bundan esa generatorning tebranishlar chastotasini bilgan holda erkin elektr to'lqinlarining tarqalish tezligini topish mumkin (234-§ ga q.).

Elektromagnit to'lqinlarning bayon qilingan xossalari Gers tomonidan aniqlangan edi. Kelgusi tajribalar elektromagnit to'lqinlarga yorug'likning faqat bu xossalarigina emas, balki boshqa barcha xossalari ham xos ekanligini ko'rsatadi. Bu tadqiqotlar ichida P.N. Lebedevning dielektrik singdiruvchanligi elektr maydon yo'nalishiga bog'liq bo'lgan anizotropik kristallarda (oltingugurt kristalida) elektromagnit to'lqinlarning tarqalishiga oid tajribalari (1895-yil) alohida o'rin tutadi. Katta kristallar olish qiyin, biroq kristallarning o'lchamlari esa to'lqin uzunligiga nisbatan katta bo'lishi kerak bo'lgani uchun Lebedev haddan tashqari holda elektromagnit to'lqinlar hosil qilish usulini ishlab chiqish, bu holda to'lqinlar jajji uchqun vibratorlari tomonidan nurlanar, ularning uzunligi esa bor-yo'g'i 6 mm ga yaqin edi. Bu tajribalarda Lebedev elektromagnit to'lqinlarning ikkilanib sinishini kuzatdi va yorug'likning kristallar orqali o'tishida kuzatila degan barcha asosiy hodisalarni namoyon qildi.

242 §. Elektromagnit to'lqinlar energiyasi

201-§ da elektromagnit to'lqinlarning turli ta'sirlar ko'rsatishini — dipolga ulangan lampaning tolasini cho'g'lantirishi, detektorga ulangan galvanometr strelkasini og'dirishi mumkin ekanligini va shunga o'xshash ta'sirlarini ko'rdik. Bu elektromagnit to'lqinlarning biror energiya olib o'tishini bildiradi.

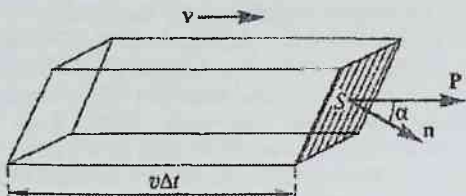
Elektromagnit to'lqin maydonida ixtiyoriy S yuzacha olib (420- rasm), elektromagnit to'lqinning shu yuza orqali kichik Δt vaqt ichida olib o'tgan ΔW znergiyasini hisoblaylik. Buning uchun S yuzacha asosida qirralari to'lqinning v tarqalish tezligiga parallel va $v\Delta t$ uzunlikka ega bo'lgan parallelepiped yasaymiz. Bu parallelepipedning hajmi quyidagiga teng:

$$\Delta \tau = Sv\Delta t \cos \alpha$$

bu yerda α — S yuzachaga o'tkazilgan n normal bilan v tezlik orasidagi burchak. Δt vaqt ichida to'lqin $v\Delta t$ masofani o'tadi, shuning uchun biz ko'rayotgan yuzacha orqali parallelepiped ichidan ΔW energiya o'tadi. Shuning uchun agar u maydonning hajm birlikidagi energiyasi (energiyaning hajmiy zichligi) bo'lsa, u holda

$$\Delta W = u\Delta \tau = uSv\Delta t \cos \alpha$$

bo'ladi.



420-rasm. Elektromagnit to'liqlar energiya oqimini hisoblashga doir

Elektromagnit to'liq energiyasining hajmiy zichligi $\epsilon\epsilon_0 E^2/2$ elektr maydon energiyasi bilan $\mu\mu_0 H^2/2$ magnit maydon energiyasi yig'indisidan iborat:

$$u = (\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2)/2$$

va E va H kuchlanganliklarning kattaliklari elektromagnit to'liqida $\sqrt{\epsilon\epsilon_0}E = \sqrt{\mu\mu_0}H$ munosabat bilan bog'langan. Shuning uchun yana shunday yozish mumkin:

$$u = \epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2 = \sqrt{\epsilon\mu}\sqrt{\epsilon_0\mu_0}EH.$$

Yana $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ekanini nazarga olib, quyidagini yozish mumkin:

$$\Delta W = EHS\cos\alpha \cdot \Delta t.$$

Demak, S yuzacha orqali vaqt birligida o'tgan energiya yoki $\frac{\partial W}{\partial t}$ quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = EHS\cos\alpha.$$

Olingan natijani yanada qulayroq shaklda ifodalash mumkin. Elektromagnit energiya oqimi vektori tushunchasini kiritaylik, uni shunday aniqlaymiz:

$$\mathbf{P} = [\mathbf{E}\mathbf{H}] \quad (242.1)$$

Elektromagnit to'liqida \mathbf{E} va \mathbf{H} bir-biriga perpendikulyar va shuning uchun bu vektorning son qiymati $P = EH$ qa teng. \mathbf{P} vektorning yo'nalishi esa \mathbf{E} va \mathbf{H} vektorlarning yo'nalishiga perpendikulyar, ya'ni to'liqning tarqalish tezligi v ning yo'nalishi bilan ustma-ust tushadi. U holda (242.1) ni quyidagi ko'rinishda ifodalash mumkin:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = P_n S \quad (242.2)$$

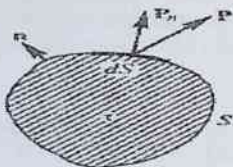
Bu yerda $P_n = P\cos\alpha$ ya'ni P vektorning S yuzachaga o'tkazilgan n normal yo'nalishiga proeksiyasi.

Shunday qilib, elektromagnit maydonda energiya harakatini \mathbf{P} energiya oqimi vektori yordamida to'la ravishda xarakterlash mumkin. Bu vektorning

yoʻnalishi energiyaning harakatlanish yoʻnalishini beradi. Energiya oqimi vektorining son qiymati esa energiyaning harakat yoʻnalishiga perpendikulyar boʻlgan birlik yuzachadan vaqt birligi ichida oʻtgan energiyaga teng.

Energiya oqimi vektori tushunchasi N.A. Umovning turli muhitlarda energiyaning harakatiga doir ishlarida berilgan edi, uning elektromagnit maydon uchun maxsus ifodasi (242.1) ni Poynting kiritgan. Shuning uchun elektromagnit energiya oqimi vektori **P** Umov—Poynting vektori yoki Poynting vektori deb ataladi.

Agar biz har bir nuqtasiga oʻtkazilgan urinmalar **P** vektorining yoʻnalishi bilan ustma-ust tushadigan chiziqlarni tasavvur qilsak (energiya oqimi vektorining chiziqlari), u holda bu chiziqlar elektromagnit maydon energiyasi tarqaladigan yoʻllarni koʻrsatadi. Ikkinchi tomondan, yorugʻlik energiyasi tarqaladigan chiziqlarni optikada nurlar deb



421-rasm. Poynting teoremasiga oid

yuritiladi. Yorugʻlik ham elektromagnit toʻlqinlardan iborat boʻlgani uchun yorugʻlik nurlari ham mohiyati jihatidan yorugʻlik elektromagnit toʻlqinlari energiya oqimi vektorining chiziqlaridan iborat.

(242.2) ifodaning biz keltirgan chiqarilishi unchalik qatʼiy emas, chunki biz hamina joyda ham toʻlqinlarning fazaviy tarqalish tezligi energiyaning harakat tezligi bilan mos tushadi deb faraz qildik. Biroq umuman oiganda bu bunday emas. Shunga qaramay, biz unchalik qatʼiy boʻlmagan mulohazalar asosida chiqargan (242.4) ifoda barcha hollar uchun oʻrinlidir. Maksvell tenglamalariga asoslanib elektromagnit maydonda energiyaning harakatiga doir quyidagi muhim teoremani isbot qilish mumkin (Poynting teoremasi). Ixtiyoriy muhit ichida S sirt bilan chegaralangan biror τ hajmni ajratib olamiz (421-rasm). Soʻngra τ hajm ichidagi toʻliq energiyani W orqali belgilaymiz. U holda

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = \int_S P_n dS \quad (242.3)$$

bu yerda P_n — (242.1) formula bilan ifodalangan Umov — Poynting vektorining sirtga normal tashkil etuvchisi, integrallash esa butun yopiq S sirt boʻylab bajariladi. Bunda tashqi n normalning yoʻnalishi musbat deb hisoblanadi (421-rasm), yaʼni agar **P** vektor chiziqlari hajmning ichidan tashqariga chiqayotgan boʻlsa, $\int_S P_n dS$ hadni musbat deb hisoblanadi.

$-\frac{\partial w}{\partial t}$ kattalik τ hajm ichidagi to'liq energiyaning vaqt birligi ichidagi kamayishi. Energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq, bu kamayish S sirt orqali vaqt birligi ichida tashqariga chiqayotgan energiyaga teng bo'lishi kerak. Bundan shu narsa kelib chiqadi: S sirt orqali vaqt birligida chiqayotgan energiya qaralayotgan hajmni chegaralab turuvchi S yopiq sirt orqali o'tayotgan \mathbf{P} vektor oqimi bilan ifodalanadi. P_n kattalikni esa sirt birligi orqali vaqt birligi ichida o'tayotgan energiya deb ta'riflash mumkin.

Elektromagnit maydon energiyasi oqimini diting teorema deb hisoblashga doir ba'zi misollarni keltiramiz.

1-misol Tarqalayotgan elektromagnit to'lqin. Vakuumba X o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'lqinni ko'raylik. Unda biror x nuqtada va \mathbf{E} va \mathbf{H} maydonlarning kuchlanganliklari quyidagi formulalar (231-§) bilan ifodalanadi:

$$E = E_0 \sin(\omega t - kx), \quad H = H_0 \sin(\omega t - kx),$$

bunda $= 2\pi/\lambda$. Shuning uchun Umov—Poynting vektorining oniy qiymati

$$P = E_0 H_0 \sin^2(\omega t - kx).$$

ga teng bo'ladi.

Biroq tajribada biz energiya oqishning oniy qiymatlari bilan emas, vaqt davomidagi uning o'rtacha qiymatlari \bar{P} bilan ish ko'ramiz. O'rtacha qiymat $\sin^2 \alpha = 1/2$ va bundan tashqari, vakuum uchun ($\epsilon = \mu = 1$) $\sqrt{\epsilon_0} E_0 = \sqrt{\mu_0} H_0$ bo'lgani uchun

$$P = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{E_0^2}{2}.$$

bo'ladi. Bu kattalik sirt birligi orqali vaqt birligida o'tayotgan o'rtacha energiya yoki to'lqinning intensivligidir. Olingan natija elektromagnit to'lqin olib o'tadigan energiya tebranishlar amplitudasining kvadratiga proporsional bo'lishini ko'rsatadi.

2-misol. Turg'un elektromagnit to'lqin. Endi turg'un to'lqin uchun Umov—Poynting vektorini hisoblaymiz. 232-§ da aytilganlarga muvofiq, turg'un to'lqinda \mathbf{E} va \mathbf{H} maydonlar tebranishlarini quyidagi formulalar bilan ifodalash mumkin:

$$E = 2E_0 \cos\left(kx - \frac{\varphi_E}{2}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\varphi_E}{2}\right),$$

$$H = 2H_0 \cos\left(kx - \frac{\varphi_H}{2}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\varphi_H}{2}\right).$$

bu ifodalarda φ_E va φ_H tegishli holda elektr va magnit maydonlarning qaytgan to'lqinlari faza jihatidan kechikishini bildiradi:

$$\varphi_E = 2\pi \cdot \frac{2l}{\lambda} + \psi, \quad \varphi_H = 2\pi \cdot \frac{2l}{\lambda} + \eta.$$

bu yerda ψ va η — qaytishdagi faza o'zgarishi bo'lib, π yoki nolga teng, l — liniyaning uzunligi (erkin to'lqinlar bo'lgan holda nurlagich va qaytaruvchi sirt orasidagi masofa). Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$2E_0 \cos\left(kx - \frac{\varphi_H}{2}\right) = E_1,$$

$$2H_0 \cos\left(kx - \frac{\varphi_H}{2}\right) = H_1,$$

bu holda biror berilgan nuqtadagi tebranishlarni qisqacha shunday yozish mumkin:

$$E = E_1 \sin\left(\omega t - \frac{\varphi_E}{2}\right),$$

$$H = H_1 \sin\left(\omega t - \frac{\varphi_H}{2}\right),$$

bu yerda E_1 va H_1 vaqtga bog'liq bo'lmaydi. Biroq biz 232-§ da agar $\psi = \pi$ bo'lsa, u holda $\varphi = 0$ bo'lishini va aksincha bo'lishini ko'rdik. Masalan, $\psi = \pi$ deb olib, quyidagiga esa bo'lamiz:

$$E = E_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi l}{\lambda}\right) \quad H = H_1 \sin\left(\omega t - \frac{2\pi l}{\lambda}\right).$$

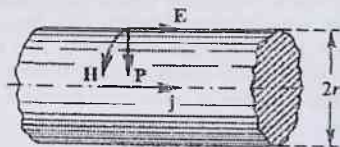
Shuning uchun Umov — Poynting vektori kattaligi uchun quyidagini olamiz:

$$P = E_1 H_1 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi l}{\lambda}\right) \sin\left(\omega t - \frac{2\pi l}{\lambda}\right) = \frac{E_1 H_1}{2} \sin\left(2\omega t - \frac{4\pi l}{\lambda}\right).$$

Bu holda P ning qiymati 2ω chastota bilan tebranadi va davriy ravishda ishorasini o'zgartirib turadi. Shuning uchun vaqt bo'yicha o'rtacha

$$P = 0$$

binobarin, turg'un to'lqinda energiya oqmaydi (bunda bu tur tebranishlarinig turg'un to'lqinlar deb atalishiga sabab ham shu). P ning o'z ishorasini davriy ravishda o'zgartirib turishi energiya harakatining davriy ravishda o'zgarishini ko'rsatadi. Energiya faqat elektr maydon do'ngliklari bilan magnit maydon do'ngliklari orasida tebranadi, xolos. Bu jarayon berk tebranish konturida induktivlik bilan sig'im orasidagi tebranishlarni eslatadi.



422-rasm. Tokli o'tkazgich bo'lgan holda energiyaning harakti.

3-misol. O'zgarmas tokli sim. j zichlikli o'zgarmas tokli r radiusli silindrsimon o'tkazgichni ko'raylik (422- rasm). O'tkazgich sirtida elektr maydon E va magnit maydon H 422- rasmda ko'rsatilgandagi singari yo'nalgan va shuning uchun Umov — Poynting vektori o'tkazgichning ichiga qarab uning yon sirtiga perpendukulyar yo'nalgan. Bu energiyaning o'tkazgichga atrof fazodan uzluksiz oqib kirishini bildiradi. Bu energiyaning kattaligini hisoblaymiz. Agar ρ —sim moddasining solishtirma qarshiligi bo'lsa, u holda Om qonuniga ko'ra,

$$E = \rho j.$$

Magnit maydon kuchlanganligi sirtida quyidagiga teng:

$$H = \frac{i}{2\pi r} = \frac{j r}{2}.$$

Shuning uchun

$$P = EH = \frac{\rho j^2}{2}.$$

l uzunlikdagi sim kesmasining butun yon sirti orqali 1 sek da oqib kiruvchi energiya quyidagiga teng:

$$\frac{W}{t} = P \cdot 2\pi r l = \rho j^2 \pi r^2 l.$$

Biroq ρj^2 kattalik Joule—Lens qonuniga (uning differensial ko'rinishiga) muvofiq vaqt birligi ichida hajm birligida ajraladigan issiqlik miqdori, $\pi r^2 l$ esa simning hajmi, Shuning uchun biz simga kiruvchi energiya miqdori Joule—Lens issiqligi miqdoriga teng ekanligini topamiz, energiyaning saqlanish qonuniga muvofiq ham shunday bo'lishi kerak. Keltirilgan misol shuni ko'rsatadiki, o'tkazgichga kiradigan va uning hisobiga issiqlik ajraladigan elektromagnit energiya o'tkazgichga, go'yo birinchi qarashda tuyulganidek, uning o'zi bo'yicha emas, balki uning yon sirti orqali kirar ekan.

243-§. Elementar dipol

Elektromagnit to'lqinlar nurlovchi turli elektr sistemalar ichida elektr dipol alohida rol o'ynaydi, 237-§ da biz elektr dipolning elektromagnit to'lqinlar nurlagichi sifatida ishlatilishi bilan duch kelgan edik. Biroq biz bu yerda uzunligi to'lqin uzunligining yarmiga teng bo'lgan yarim to'lqinli dipol haqida gapirgan edik. Endi biz uzunligi to'lqin uzunligiga nisbatan qisqa bo'lgan dipolni (elementar dipol) ko'rib chiqamiz.

Elementar dipolga eng sodda misol bo'lib biror elektr tebranishlar generatoridan zaryadlanadigan orasidagi masofa bo'lgan ikki metall sharni ko'rsatish mumkin (423-rasm). Bunday dipolning momenti $p = ql$ ga teng. Agar generator garmonik tebranishlar hosil qilsa, u holda $q = q_0 \sin \omega t$ bo'ladi va dipolning momenti vaqt bo'yicha

$$p = p_0 \sin \omega t \quad (243.1)$$

garmonik qonunga muvofiq o'zgaradi. Bu yerda $p_0 = q_0 l$ elektr dipol momentining amplitudasi. Bu amplitudani ham tok kuchining i_0 amplitudasi orqali ifodalash mumkin. Haqiqatan ham, dipolda tok kuchi $i = \frac{dq}{dt} = q_0 \omega \cos \omega t$ ga teng, tokning amplitudasi esa $i_0 = q_0 \omega$. Shuning uchun $q_0 = i_0 / \omega$ va demak,

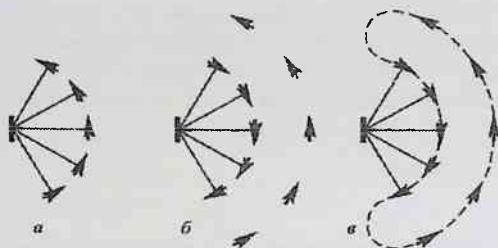
$$p_0 = \frac{l}{\omega} i_0. \quad (243.2)$$

Elementar dipollar bilan juda ko'p marta ish ko'rishga to'g'ri keladi. Elementar dipollar-ning eng muhim misoli atomlar ichidagi elektronlardir. Musbat yadro atrofida elektronlarning doiraviy (elliptik) harakatini ikki to'g'ri chiziqli garmonik tebranishlarga ajratish mumkin. Biroq to'g'ri chiziqli garmonik tebranayotgan elektron musbat yadro (nurlanishda ishtirok etmaydigan) bilan birgalikda momenti (243.1) formulaga muvofiq o'zgaradigan dipolni tashkil qiladi. Atom nurlaydigan to'lqinlar uzunligi (ko'rinuvchi yorug'lik uchun taxminan $5 \cdot 10^{-5}$ sm) atomning o'lchamlaridan ($\sim 10^{-8}$ sm) ancha katta bo'lgani uchun, qaralayotgan dipollarni katta aniqlik bilan elementar deb aytish mumkin.

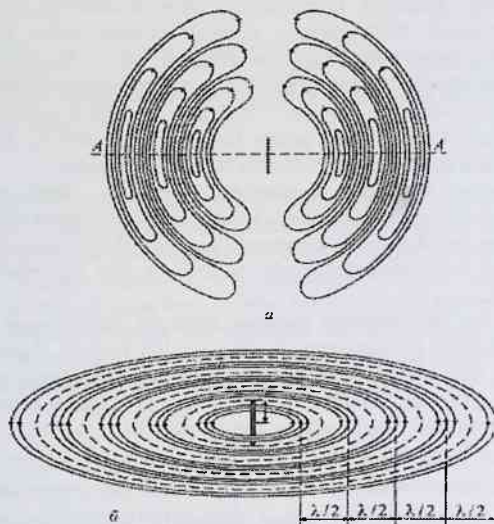
Elementar dipolning nurlanishi. Elementar dipol nurlayotgan elektromagnit to'lqinlarning qanday xarakterda ekanini qarab chiqaylik. Biz Maksvell tenglamalaridan elektromagnit maydon ifodalari-ning aniq keltirib chiqarilishini ko'rsatib o'tirmaymiz, balki faqat sifat tomonlari bilangina cheklanamiz.

Dipolning elektromagnit maydon xarakteri qaralayotgan nuqtaning qanday masofada joylashganligiga juda bog'liq bo'ladi. Agar dipolning markazidan ushbu nuqtagacha bo'lgan masofa dipol uzunligiga nisbatan kichik ($r \ll \lambda$) bo'lsa, u holda o'zgarmas elektr va magnit maydonlar uchun yozilgan formulalar dipol uchun ham o'rinli bo'ladi. Dipolning elektr maydoni (25.5) va (25.6) formulalar bilan ifodalanadi va masofa ortishi bilan $\frac{1}{r^3}$ ga proporsional kamayadi. Dipolning magnit maydoni esa tok elementining magnit maydoni uchun yozilgan (79.2) formulaning o'zi bilan ifodalanadi va $\frac{1}{r^2}$ ga proporsional bo'ladi.

Dipoldan uzoq masofalarda ($r \gg \lambda$) maydonlarning o'zgarish qonuni batamom boshqacha bo'ladi. To'lqin sohasi deb ataladigan bu soha katta qiziqish tug'diradi va shuning uchun uni batafsilroq qaraymiz. Dipolning elektromagnit to'lqini qanday ko'rinishdagi to'lqin frontiga ega bo'lishini aniqlaylik.



424-rasm. Nurlanayotgan dipol maydonining elektr kuch chiziqlari shakli.



425-rasm. Dipolning sharsimon elektromagnit to'liqinida elektr (a) va magnit(b) kuch chiziqlari.

Elektromagnit g'alayon dipoldan barcha tomonlarga birday c tezlik bilan tarqalayotgan bo'lgani uchun (biz dipol vakuumda joylashgan deb faraz qilamiz), dipoldan birday r masofadagi barcha nuqtalarga yetib borish vaqti bir xil bo'ladi. Shuning uchun markazi dipol bilan ustma-ust tushgan sferaning barcha nuqtalarida tebranishlar fazasi bir xil bo'ladi, ya'ni biz

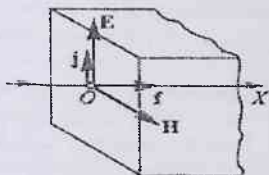
sferik to'liqin frontiga ega bo'lamiz, binobarin, dipol nurlayotgan to'liqin sferik to'liqin bo'lar ekan.

Elektr maydon E to'liqinda tarqalish yo'nalishiga nisbatan perpendikulyar bo'lgani uchun E vektor turli nuqtalarda radius-vektorlarga perpendikulyar bo'ladi (424a-rasm). Bu maydon davriy ravishda o'zgaradi va shuning uchun radius-vektor bo'ylab harakatlanganda biz o'zaro qarama-qarshi yo'nalishdagi maydonlarga duch kelamiz (424b-rasm). 424b-rasmdagi strelkalarni punktir chiziqlar bilan birlashtirib, elektr kuch chiziqlaridan birini hosil qilamiz (424v-rasm). Dipolning elektromagnit to'liqinida elektr kuch chiziqlarining to'liq manzarasi 425a-rasmda ko'rsatilgan. Kuch chiziqlari elektr maydonning uyurma xarakteriga mos bo'lgan berk egri chiziqlardan iborat bo'ladi.

H magnit maydonning yo'nalishi har bir nuqtada E ga perpendikulyar va ayni vaqtda tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar. Shuning uchun magnit kuch chiziqlari markazi dipol bo'lgan va dipolga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda yotuvchi konsentrik aylanalardan iboratdir (425b-rasm q.).

244 §. Elektromagnit to'liqlarning bosimi

Elektromagnit to'liqlar o'z yo'llarida biror jismlarga duch kelib, ularga bosim beradi. Bu bosimning kelib chishishini tushunish oson. Aytaylik,



426-rasm. Elektromagnit to'liqlar bosimining yuzaga kelishi.

elektromagnit to'liqin jismining sirtiga shu sirtga perpendikulyar ravishda tushmoqda (426-rasm). To'liqinning E elektr maydoni sirtga parallel, shuning uchun u bosim kuchlari hosil qilmaydi (chunki biz uning normal tushishini ko'rmoqdanuiz). Biroq bu maydon jismining ichida j zichlikdagi tokni hosil qiladi. To'liqinda elektr maydondan tashqari, yana H magnit maydon ham bor, shuning uchun toklarga j va H ga perpendikulyar bo'lgan, ya'ni to'liqinning tarqalishi yo'nalishida bo'lgan f kuch ta'sir kiladi. Bu kuchning jismining sirt birligiga nisbatan olingan o'rtacha qiymati elektromagnit to'liqinning bosimidir.

Maksvell elektromagnit to'liqlarning bosimini birinchi marta hisoblab, agar jism o'ziga tushayotgan energiyani tamomila yutsa, u holda bosim kattaligi

$$p = \bar{u},$$

bo'lishini anglatadi, bu yerda \bar{u} — tushuvchi elektromagnit to'liqidagi energiya hajmiy zichligining o'rtacha qiymati (12-qo'shimchaga q.). Agar jism to'liqinni qisman qaytarayotgan bo'lsa, u holda tushuvchi to'liqin

(244.1)

maydonidan tashqari yana qaytgan to'liqning maydoni ham bo'ladi va bosim kattaligi quyidagiga teng bo'ladi:

$$p = (1 + k)\bar{u} \quad (244.2)$$

bu yerda k — qaytarish koeffitsiyenti (intensivlik koeffitsiyenti). Demak, absolyut qaytaruvchi jism ($k = 1$) uchun $p = 2\bar{u}$ bo'ladi.

Elektromagnit to'liq bosimini uning I intensivligi (energiya oqimi vektorining o'rtacha qiymati) orqali ham ifodalash mumkin. $I = \bar{u}c$ bo'lgani uchun (244. 2) ning o'rniga shunday yozish mumkin:

$$p = \frac{I}{c}(1 + k) \quad (244.3)$$

Nihoyat, agar to'liqin jismning sirtiga normalga ϑ burchak ostida qiya tushayotgan bo'lsa, u holda bosim quyidagicha bo'ladi:

$$p = \frac{I \cos \vartheta}{c}(1 + k) \quad (244.4)$$

Yorug'lik elektromagnit to'liqlardan iborat bo'lgani uchun yorug'lik uning tarqalish yo'liga qo'yilgan jismlarga bosim beradi. Yorug'likning bosimi juda kichik. Quyosh yorug'ligi nurlari uchun bu bosimning kattaligini baholaylik. Quyosh nurlanishining intensivligi taxminan 10^3 Vt/m^2 ga teng. Shuning uchun absolyut qaytaruvchi ko'zgu uchun ($k=1$) quyosh yorug'ligi nurlarining bosimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$p = \frac{2I}{c} \approx \frac{2 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^8} \approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$$

Yorug'lik bosimining juda ham kichik bo'lishiga qaramay, elektromagnit to'liqlarning bosimi mavjudligi birinchi marta yorug'lik to'liqlari vositasida aniqlangan. 1900-yilda P.N. Lebedev o'zining klassik tajribalarida yorug'likning qattiq jismlarga bosim berishini, 1910-yilda esa gazlarga bosim berishini isbot qildi. Yorug'lik bosimining kattaligi Maksvell formulasi (244.4) ga muvofiq kelar ekan.

245-§. Elektromagnit maydon impulsi va massasi

Elektromagnit to'liqlarning bosimi mavjudligi o'z-o'zidan elektromagnit maydonning ma'lum mexanikaviy impulsi ham bo'ladi, degan fikrga olib kedadi.

Haqiqatan ham, absolyut yutuvchi jismning S yassi sirtiga elektromagnit to'liqin tushmoqda deb faraz qilaylik. Elektromagnit To'liqin bosimi mavjud bo'lgani tufayli jismga kattaligi $F = uS$ bo'lgan kuch ta'sir qiladi. Biroq Nyutonning ikkinchi qonuniga ko'ra, kuch jismning vaqt birligi ichida olgan impulsiga teng. Bundan, demak, nurlanish biror impuls olib o'tadi deb xulosa qilish mumkin.

Elektromagnit to'liqinning impulsi nimaga teng ekanini aniqladik. Vaqt birligi ichida jism asosi S va balandligi maydonning tarqalish tezligi c ga

teng bo'lgan parallelepiped ichidagi maydonning impulsini oladi. Agar g hajm birligidagi maydonning impuls kattaligi (impuls zichligi) bo'lsa, u holda jism olayotgan impuls Hzc ga teng bo'ladi. Shuning uchun $gSc = uS$, demak, $g = u/c$. $P = uc$ formulaga muvofiq P energiya oqimi orqali ifodalasak va yana impuls zichligi vektor kattalik ekanini nazarga olsak, quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\mathbf{g} = \frac{\mathbf{P}}{c^2} \quad (245.1)$$

Butun elektromagnit maydonning to'liq impulsu impuls zichligidan maydon egallagan butun hajm bo'yicha olingan integralga teng:

$$\mathbf{G}_p = \int_V \frac{\mathbf{P}}{c^2} d\tau \quad (245.2)$$

1899-yilda A. A. Sadovskiy agar elektromagnit to'lqinlar doiraviy qutblangan bo'lsa, ular yana harakat miqdori momentiga ham ega bo'lishi kerak degan fikrni ilgari surgan edi, ya'ni mexanikaviy xossalarga ko'ra elektromagnit to'lqinlar ma'lum darajada aylanuvchi jismlarga o'xshashdir. Bu hodisa haqiqatan ham yorug'lik to'lqinlarida, shuningdek, santimetrli radioto'lqinlar diapazonida qayd qilingan.

Olingan bu muhim natijalar Nyuton mexanikasi qonunlarini elektromagnit hodisalarga ham umumlashtirishga imkon berdi. Bu qonunlar harakatlanuvchi jismlar bilan bog'liq bo'lgan \mathbf{G}_p impulsdan tashqari \mathbf{G}_T elektromagnit maydon impulsu ham mavjud ekanini ko'rsatadi. Nyutonning ikkinchi qonuni

$$\frac{d\mathbf{G}}{dt} = \mathbf{F}$$

aniq aytganda, jismlarning \mathbf{G}_T impulsiga emas, shuningdek, \mathbf{G} to'liq impulsiga ham tegishlidir:

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}_T + \mathbf{G}_p \quad (245.3)$$

Agar jismlar sistemasida faqat ichki kuchlar ta'sir qilsa, ya'ni sistema izolyatsiyalangan bo'lsa, u holda sistemaning to'liq impulsu doimiy qoladi. Impulsning saqlanish qonuni quyidagi umumiy ko'rinishda, ya'ni faqat mexanikaviy hodisalarnigina emas, shu bilan birga, elektromagnit hodisalarni ham o'z ichiga oladigan holda yozish mumkin:

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}_T + \mathbf{G}_p = \text{const} \quad (245.4)$$

Bundan ko'rinadiki, agar qandaydir dastlab tinch turgan jism biror yo'nalishda elektromagnit to'lqinlar nurlasa, u holda bu jism nurlanishga qarama-qarshi yo'nalgan $\mathbf{G}_T = -\mathbf{G}_p$ impuls oladi, bu impuls nurlanish olib ketgan impulsiga teng bo'ladi. Bu hodisa otilayotgan multiq «tepki» olishiga o'xshashdir.

Biror jismning impulsi (harakat miqdori) shu jism massasining uning tezligiga ko'paytmasiga teng. Yoki, boshqacha aytganda, jismning massasi uning impuls tezligiga bo'linganiga teng. Elektromagnit maydon impulsi mavjudligi va chekli tezlik bilan harakatlangani uchun elektromagnit maydon ma'lum massaga ega deb xulosa qilish mumkin.

Aytaylik d hajm birligining massasi, ya'ni elektromagnit maydon zichligi bo'lsin. U holda maydon hajm birligining impulsi $g = cd$ bo'ladi. Ikkinchi tomondan, (245.1) formulaga muvofiq, impulsning xuddi shu zichligi $g = P/c^2$ ga teng. Binobarin,

$$cd = P/c^2$$

Biroq P energiya oqimining vektorini miqdoran energiyaning u hajmiy zichligi orqali ifodalash mumkin:

$$P = uc$$

Bundan

$$u = c^2 d$$

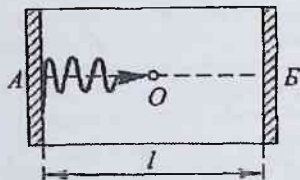
ekanini hosil qilamiz. Bu munosabat elektromagnit maydonning d zichligini hajm birligidagi u energiya orqali ifodalaydi. Massa va energiya orasidagi bu munosabat faqat hajm birligi uchungina emas, balki har qanday hajm uchun ham to'g'ri bo'lishi ravshan. Agar m — maydonning massasi, W esa uning energiyasi bo'lsa, u holda

$$W = mc^2 \quad (245.5)$$

bo'ladi, bu yerda c — yorug'likning vakuumdagi tezligidir.

Yorug'likning tezligi juda katta bo'lgani uchun maydonning ancha katta energiyasiga ham juda kichik massa mos keladi. Biroq shunday ekanligidan (245.5) munosabatning prinsipial ahamiyati hech qancha pasaymasligi ravshan.

Misol ko'raylik: quvvati $500\text{kVt} = 5 \cdot 10^5 \text{ Vt}$ bo'lgan quadrati radiostansiyaning 1 soat davomida nurlagan energiyasiga mos keladigan massani hisoblaylik. Bunda



427- rasm. Elektromagnit maydonning massasi va energiyasi orasidagi munosabatni chiqarishga doir.

$W = 5 \cdot 10^5 \cdot 3,6 \cdot 10^3 = 18 \cdot 10^8 \text{ J}$ bo'ladi va bundan massani hisoblasak, (245.5) ga muvofiq:

$$m = \frac{18 \cdot 10^8}{(3 \cdot 10^8)^2} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ kg} \\ = 0,02 \text{ mg}$$

Elektromagnit maydonning massasi va energiyasi orasidagi munosabatni chiqarishning boshqa yo'lini keltiramiz. Faraz kilaylik, dastlab harakatsiz yashikda bo'lgan A jism

(427-rasm) elektromagnit to'liqlarning W energiyali juda qisqa tizmasini chiqaradi va ular ikkinchi B jismga tushib, uning tomonida tamomila yutiladi. Nurlash vaqtida A jism tepki oladi va o'ngdan chapga qarab yo'nalgan $gSct$ impuls oladi (S — jismning sirti, t — nurlanish vaqti). $g = P/c^2$ bo'lgani uchun bu impuls ham W/c ga teng, bu yerda $W = PSt$ nurlangan energiyadir. Tepki impulsi ta'sirida yashik biror v tezlik oladi va nurlanish B jismga yetib kelgunga qadar yashik o'ngdan chapga harakatlanadi. Nurlanish yutilganda yashik chapdan o'ngga yo'nalgan impuls oladi va to'xtaydi, buning natijasida yashikning massa markazi O biror x masofaga siljiydi. Biroq bu impulsning saqlanish qonuniga ziddir, chunki bu qonunga muvofiq, faqat ichki kuchlar ta'sir qilganida massa markazi o'zgarishsiz qolishi kerak. Bu ziddiyatni bartaraf qilish uchun faqat bittagina yo'l qoladi, ya'ni B jism energiyasining ortishida uning massasi ham ortadi, bunday ortish massa markazi O ning o'zgarimasdan qoladigan miqdorda bo'ladi, deb xulosa qilishgina qoladi.

Bundan massa va energiya orasidagi munosabatni miqdoriy shaklda chiqarish qiyin bo'lmaydi. Hisoblashni soddalashtirish uchun m nurlanish massasi yashikning M massasiga nisbatan juda kichik deb faraz qilib, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$Mv = \frac{W}{c}, \quad v = \frac{W}{Mc}.$$

Nurlanish A dan B ga borguncha o'tgan $t = l/c$ vaqt ichida yashik

$$x = vt = \frac{Wl}{Mc^2}$$

masofaga siljiydi. M massa x masofaga va m nurlanish massasi l masofaga siljigani uchun massalar markazi o'zgarimasligi uchun shunday munosabat bajarilishi kerak:

$$Mx = ml.$$

bu yerda x ning o'rniga uning ifodasini qo'yib, quyidagini topamiz:

$$W = mc^2 \quad (245.6)$$

Biz elektromagnit maydon uchun (245.5) munosabatni chiqardik. Biroq Eynshteynning maxsus nisbiylik nazariyasiga muvofiq, bu munosabat mutlaqo umumiy ahamiyatga ega va jismlarning ichki tuzilishi va holatidan qat'iy nazar barcha jismlar uchun o'rinalidir. Bu munosabat har qanday jismning yoki jismlar sistemasi energiyasining har qanday ΔW o'zgarishi hamma vaqt uning massasining $\Delta m = \Delta W/c^2$ ga o'zgarishi bilan bog'liqdir, shu bilan birga, bu o'zgarish mazkur jism yoki jismlar sistemasida energiyaning aynan qanday aylanishlari ro'y berganiga bog'liq emas. Shuning uchun ushbu paragrafda olingan natijalarni umumiy

munosabatning elektromagnit to'liqiga tatbiq qilingan xususiy holi deb qarash mumkin.

Biz c ning qiymati juda katta bo'lgani uchun energiyaning hatto juda katta o'zgarishlarida ham massaning juda oz o'zgarishini ta'kidlab o'tgan edik. Biroq shunday hodisalar ham borki, ularda massaning o'zgarishini hisobga olmaslik mumkin emas. Ulardan eng muhimlari atom yadrolarining parchalanishi va boshqa yadrolarga aylanishidir, bu hodisalarda ulkan energiya miqdori ajraladi va bu jarayonlarda qatnashayotgan zarralar massalarining o'zgarishi sezilarli bo'ladi va aniq o'lchashlar bilan qayd qilish mumkin. Bu narsa massa va energiya orasidagi munosabatni ko'plab sonli to'rtli yadro reaksiyalarida tekshirishga va bu munosabatning tajribada yaxshi tasdiqlanishiga ishonch hosil qilishga imkon berdi.

246-§. Harakatlanayotgan zaryadning elektromagnit massasi

Harakatlanayotgan elektr zaryadni ko'raylik. Bu zaryad atrof, muhitda faqat E elektr maydon emas, balki H magnit maydonni ham hosil qiladi, ya'ni zaryad atrofida elektromagnit maydon hosil bo'ladi. Bu maydon ma'lum impulsga ega (245-§). Shuning uchun harakatlanayotgan zaryadlangan jismning to'liq impulsi va demak, jismning massasi zaryad bo'lmaganidan katta bo'ladi. Bu elektromagnit maydon bilan bog'liq bo'lgan massa jismning elektromagnit massasi deb ataladi.

Elektromagnit massa zaryadlangan jismning harakat tezligiga bog'liq bo'ladi va tezlik ortganida u ham ortadi. Bu bog'lanishni topish uchun (245.5) munosabatdan foydalanamiz. Aytaylik, jismning tezligi dv ga ortdi, buning natijasida jismning energiyasi dW ga, massasi esa dm ga ortdi. Bunda (245.5) ga muvofiq

$$dW = c^2 dm \quad (246.1)$$

Nyutonning ikkinchi qonuniga muvofiq (massaning tezlikka bog'lanishini hisobga oladigan shaklida) quyidagini yozish mumkin:

$$d(mv) = Fdt \quad (246.2)$$

yoki boshqachasiga

$$mdv + vdm = Fdt.$$

Nihoyat, energiya ta'rifiga muvofiq:

$$dW = Fdx + Fvdt \quad (246.3)$$

Shuning uchun

$$mdv + vdm = \frac{dW}{v} = \frac{c^2 dm}{v}$$

yoki

$$\frac{dm}{m} = \frac{1}{2} \cdot \frac{d(v^2/c^2)}{1 - v^2/c^2}$$

Bu tenglamani integrallab, quyidagini topamiz:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (246.4)$$

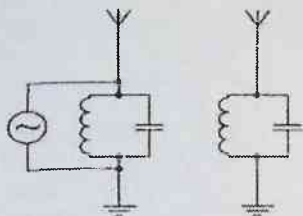
bu yerda m_0 — integrallash doimiysi, uning ma'nosi tinch turgan jismning massasini bildiradi. $\frac{v^2}{c^2} \rightarrow 0, m \rightarrow m_0$ dan, harakatlarda m_0 elektromagnit massa tezlik ortishi bilan ortadi va shu bilan birga, tez elektronlarga doir tajribalarda olingan qonunga muvofiq ortar ekan (183-§ bilan solishtiring). Shu asosda dastlab elektronlarning butun massasi sof elektromagnit tabiatga ega degan xulosa chiqarildi. Buning ustiga, o'zaro har qanday jismlarning massasi ham elektromagnit massadir deb faraz qilish mumkin edi, chunki barcha jismlarning, hatto zaryadlanmagan jismlarning ham ichida atomlarning elektronlari va musbat yadrolari tufayli yuzaga kelgan intensiv elektromagnit maydonlar mavjuddir.

Biroq keyinchalik bunday tasavvurlar jiddiy qiyinchiliklarga olib keladi. Elementar zarralarning ularning massalari sof elektromagnit tabiatga ega degan farazga asoslangan nazariyasi hatto hozirgacha ham bartaraf qilish mumkin bo'lmagan ichki ziddiyatlarga olib keldi. Ikkinchi tomondan, shunday elementar zarralar ham borki (masalan, neytronlar), ularning massalari bo'lgani holda hech qanday elektr zaryadlari yo'q. Shuning uchun elektromagnit massa elementar zarralar massasining faqat bir qismini tashkil qilishi mumkin («maydonga oid» massasi); ular massasining qolgan qismi esa elektromagnit maydonga bog'liq emas («maydonga oid bo'lmagan» massa) deb xulosa qilishgina qoladi, xolos.

XXIV BOB. ELEKTROMAGNIT TO'LIQLARNING ALOQA MAQSADLARIDA QO'LLANISHI

247-§. Radioaloqa prinsipi

Elektromagnit to'liqlarning ajoyib qo'llanishlaridan biri ulardan aloqa maqsadlarida foydalanishdir. Radioni dastlab Kroshtadttdagi minyor ofitserlar maktabining fizika o'qituvchisidi, so'ngra esa Peterburg elektrotexnika institutining fizika professori bo'lgan A.A. Popov kashf etadi. Popov 1895 yilda Rus fizika – kimyo jamiyatining majlisida o'zi yaratgan radioni va elektromagnit to'liqlar yordamida signallarni uzatish va qabul qilishni nomoiish qilib ko'rsatadi. Xuddi shu vaqlar atrofida italyalik olim Markoni tomonidan keng sanoat mashtabida qo'yilgan tajribalar radioni amalda qo'llashga asos solidi. Keyingi vaqlarda radiotexnika ko'plab mashhur olimlar va injenerlarning mehnati bilan texnikaning eng keng va har tomonlama rivojlangan sohasiga aylantirildi.



428-rasm. Radioaloqa sxemasi.

Ma'lumki, quvvatli elektromagnit to'liqlar nurlanishi uchun yetarlicha, kuchli siljish toklari, ya'ni tez o'zgaruvchan elektr maydon yaratish zarur. Shuning uchun radiotexnikada yuqori chastotali elektr tebranishlardan foydalaniladi. Radio eshittirishlar uchun ishlatiladigan tebranishlar chastotasi 10^5 dan 10^8 Hz gacha chegaralarda yotadi, bu 3 km dan 3 m gacha bo'lgan to'liq uzunliklarga to'g'ri keladi. Maxsus masalalarni xal qilish uchun o'tkir yo'nalgan nurlanish hosil qilish kerak bo'lgan hollarda (masalan, radiolokastiyada) detsimetrli va santimetrli uzunlikdagi to'liqlar qo'llaniladi: buning uchun hatto 10^{10} Hz va undan yuqori chastotali tebranishlarni hosil qilish kerak bo'ladi.

Radioaloqa sxemasi 428- rasmda tasvirlangan. Uzatuvchi stansiyada antennada (yerdan baland qilib osilgan metall simlarda) intensiv majburiy tebranishlar uyg'otuvchi elektr tebranishlar generatori bo'ladi. Bu tebranishlarni kuchaytirish uchun rezonans hodisasidan foydalaniladi: Generator chastotasini antenning xususiy chastotalaridan biriga (ko'pincha asosiy tebranishlar chastotasiga) teng qilib olinadi. Antenna ochiq vibrator bo'lgani uchun, u elektromagnit to'liqlar nurlaydi, bu nurlar tarqalib qabul qiluvchi stansiyaning antenasiga yetib keladi. To'liqning o'zgaruvchan elektr maydoni qabul qiluvchi antennadagi elektronlar tebranma harakatga keladi, ya'ni unda yuqori chastotali elektr tok paydo

bo'ladi. Bu majburiy tebranishlarni kuchaytirish uchun qabul qiluvchi antenna ham kelayotgan tebranishlarga rezonans qilib sozlanadi. Antennani sozlash uchun unga kondensatorni ketma-ket ulash kerak ekanini aytib o'taylik. Bu holda antenna konturining sig'imi kamayadi (har qanday sig'imlarni ketma-ket ulaganda ham umumiy sig'im kamayadi), buning natijasida antennaning xususiy chastotasi kattalashadi, to'lqin uzunligi esa qisqaradi. Parallel ulaganda esa (428- rasm) umumiy sig'im ortadi va binobarin, rezonansga muvofiq keluvchi to'lqinning uzunligi kattaroq bo'ladi.

Shunday qilib, radioaloqa prinsipi shundan iboratki, uzatkichning o'tkazuvchanlik toklari dastlab o'zining tarqalishi uchun simlar talab qilmaydigan siljish toklariga aylanadi, so'ngra esa bu siljish toklari qabul qiluvchidagi o'tkazuvchanlik toklariga aylantiriladi.

248-§. Tebranishlarni modulyatsiyalash

428- rasmda tasvirlangan sxema hali signallarni uzatish uchun yetarli emas. Buning uchun tebranishlarni signalning chastotasi va kuchiga muvofiq holda o'zgartirish kerak.

Birinci qarashda go'yo signalni uzatish uchun uni elektr tebranishlarga aylantirish va antennada signalga muvofiq chastota va kuchli o'zgaruvchan tok hosil qilishning o'zi yetarlidек ko'rinadi. Masalan, nutq, yoki muzikani uzatishni istasak, biz mikrofon yordamida o'zgaradigan tok hosil qilishimiz va uni yetarlicha kuchaytirib antennaga uzatish mumkin. Biroq aslida bunday usul bilan signalni uzatib bo'lmaydi. Gap shundaki, amalda ish ko'rish kerak bo'lgan barcha signallar past chastota tebranishlaridan iboratdir. Nutqlar va muzikani uzatishda bu chastotalar taxminan 100 dan 10^4 Hz gacha bo'lgan chastotalar, telegraf belgilarini uzatishda esa bu chastotalar yana ham past bo'ladi Radioto'lqinlarning nurlanishi uchun esa yuqori chastotalar lozim, chunki faqat tez tebranishlar yordamidagina kuchli siljish toklari olish mumkin. Shuning uchun signal toklarini bevosita antennaga yo'llaganimizda biz hech qanday nurlangan quvvat hosil qila olmaymiz.

Bu ziddiyat radiotexnikada ajoyib usul bilan hal qilinadi, bu usulda energiyani uzatish uchun yuqori chastotali tebranishlar qo'llaniladi, past tebranish chastotalari esa fadat yuqori chastotali tebranishlarni o'zgartirish uchungina yoki, odatda ularni modulyatsiyalash uchun foydalaniladi. Qabul stansiyasida bu murakkab tebranishlardan maxsus metodlar yordamida yana kaytadan signalning past chastotali tebranishlari ajratiladi va ular kuchaytirilgandan keyin o'z maqsadida foydalaniladi. Signalni qayta tiklashdan iborat bo'lgan bu jarayon *demodulyatsiya* deb ataladi.

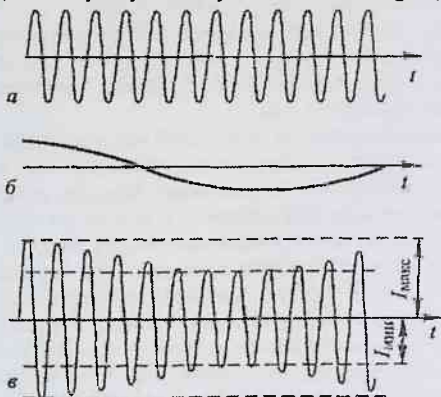
Tebranishlar modulyatsiyasini amalga oshirish uchun ularning amplitudasini, chastotasi yoki fazasini o'zgartirish kerak. Biz odatda eng ko'p qo'llaniladigan amplituda modulyatsiyasi ustida to'xtalamiz. Radiostudiyasidan eshittirish berilmayotgan vaqtda antennada tok

$$i = i_0 \sin \omega t \quad (248.1)$$

ko'rinishda tebranadi. Bu tebranishlar 429-a rasinga tasvirlangan. Signal bo'lganda (mikrofon oldida nutq so'zlayotganda yoki muzika chalganida) bu tebranishlar biz 249-§ da bayon qilingan usullarimiz yordamida yanada murakkabroq.

$$i = i_0 (1 + f(t)) \sin \omega t, \quad (248.2)$$

ko'rinishda tebranishlarga aylantiriladi, bu yerda $f(t)$ – signalning turiga bog'liq bo'lgan, “modulyatsiya funksiyasi” shu bilan birga $|f(t)| < 1$.



429-rasm. Tebranishlar amplitudaviy modulyatsiyasi

a - modulyatsalanmagan tebranish, b - modulyatsalovchi tebranish, v - modulyatsalagan tebranish

Sof muzika tonnini orttirish uchun (mikrofon oldida kamerton tovush chiqarganida) modulyatsiyaning eng sodda xili amalga oshiriladi. Bu holda mikrofon zanjirida tok garmonik qonunga (429- b rasm) muvofiq o'zgaradi va modulyatsiya funksiyasi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$f(t) = k \sin \Omega t.$$

Antennadagi tokning tebranishlari esa quyidagi formula bilan

$$i = i_0 (1 + k \sin \Omega t) \sin \omega t. \quad (248.3)$$

formula bilan ifodalanadi. (Biz hamma joyda boshlang'ich fazani nolga teng deb oldik, buning priisipnal ahamiyati yo'q) Modulyatsiya chostotasi $\Omega \ll$

ω , bo'lganligi uchun bu tebranish $i_0(1 + k \sin \Omega t)$ amplitudaga ega bo'lgan va vaqt davomida davriy o'zgaruchi garmonik tebranish deb olish mumkin (429-v rasm).

Ampplitudaning maksimal va minimal qiymatlari $I_{maks} = i_0(1+k)$, $I_{min} = i_0(1-k)$ bo'ladi.

Quyidagi nisbat

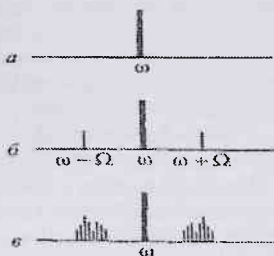
$$k = \frac{I_{maks} - I_{min}}{I_{maks} + I_{min}}$$

modulyatsiya chuqurligi deb ataladi.

Ma'lum bo'lgan $\cos \alpha - \cos \beta = 2 \sin \frac{1}{2}(\alpha + \beta) \sin \frac{1}{2}(\alpha - \beta)$ formuladan foydalanib quyidagini keltririb chiqarishimiz:

$$i = i_0(1 + k \sin \omega t) \sin \omega t = i_0 \sin \omega t + \frac{1}{2} k i_0 \cos(\omega - \Omega)t - \frac{1}{2} k i_0 \cos(\omega + \Omega)t.$$

Binobarin, modullangan (248.3) tebranish, aniq aytganda ω , $(\omega + \Omega)$ va $(\omega - \Omega)$ chastotalar bilan tebranuvchi uchta garmonik tebranishdan iboratdir (430b-rasm). Uzatkichning ω asosiy chastotasi radiotexnikada *eltuvchi* (odatda asosiy) chastota deb, modulyatsiyalashda hosil bo'ladigan qo'shimcha $(\omega + \Omega)$ va $(\omega - \Omega)$ chastotalarni esa mos ravishda yuqorigi va pastki *yon chastotalar* deb ataladi.



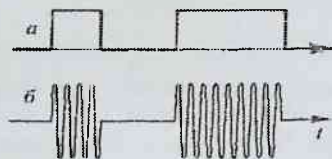
430-rasm. Tebranishlar spektri.

a-modulyatsiyalanmagan tebranish, b-garmonik modulyatsiyalangan tebranish, v-yon chatota polosalari

Agar signal garmonik tebranishdan iborat bo'lmay, yanada murakkab shaklga ega bo'lsa, u holda bitta aniq modulyatsiya chastotasi Ω o'rniga biz ko'plab chastotalarga ega bo'lamiz. Shuning uchun ikkita yon chastota o'rniga eltuvchi chastotaning ikki tomonida joylashgan va chastotalarning yon polosalarini hosil qiluvchi chastotalar to'plamini hosil qilamiz (430v-rasm).

Nihoyat, agar biz Morze alifbosiga muvofiq telegraf belgilari yuborayotgan bo'lsak, u holda tebranishlar amplitudasi 431a-rasmda ko'rsatilgandek o'zgaradi. Telegraf kaliti tutashganda u o'zgarmas va kalit ochiq bo'lganda nolga teng bo'ladi. Bunda antennada tokning tebranishlari turli uzunlikdagi uzoq to'liqin tizmalari ko'rinishida bo'ladi (431-b rasim), qisqa tizmalar nuqtani, uzun tizmalar tireni bildiradi.

Shunday qilib, tebranishlarni modulyatsiya qilishda biz past chastotali signal yordamida uzatkichning yagona tebranishini bir necha harmonik tebranishlarga aylantiramiz, biroq, bu tebranishlarning barchasi yuqori chastotali bo'ladi (chunki) va shuning uchun radioto'likinlar nurlash uchun yaroqlidir. Radiotexnikada tebranishlarni modulyatsiyanishning asosiy g'oyasi shundan iborat.



431- rasim. Telefon aloqasi modulyatsiyasi funksasi (a) va modulyatsiyaning tebranishi (b).

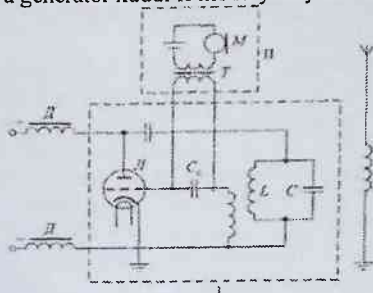
Demodulyatsiya vaqtida yana buzilmagan shakldagi signalni olish uchun qabul qiluvchiga modulyatsiya paytidagi barcha chastotali to'liqinlar tushishi kerak. Buning uchun esa qabul qiluvchining sozlanishi juda o'tkir bo'lishi bilan birga rezonans egri chizig'ining kengligi iloji boricha barcha yon chastotalarni o'z ichiga oladigan bo'lishi kerak.

249-§. Radiouzatgich

Tebranishlarni modulyatsiya qilish uchun radiotexnikada turli-tuman usullar ishlab chiqilgan. Masalan, signalning o'zgaruvchan kuchlanishini generator lampasining to'riga berish mumkin (qto'r modulyatsiyasi). Bunda to'r kuchlanishi o'zgarganida tebranishlar amplitudasi o'zgaradi va biz generatorning signal kuchlanishiga mos ravishda modulya siyalangan tebranishlarini hosil qilamiz.

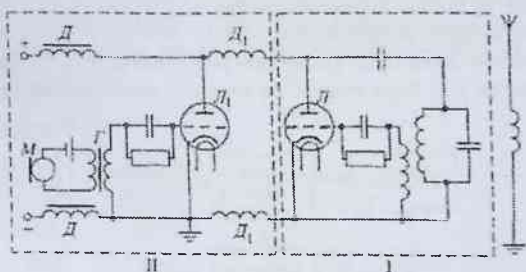
To'rda modulyatsiyalaydigan eng sodda radiotelefon uzatgichning sxemasi 432- rasmda ko'rsatilgan. Sxemaning I raqami bilan belgilangan qismi bizga tanish bo'lgan lampali generatordir (364- rasmga q.). Modulyatsiyalovchi kuchlanish sxemaning II qismida vujudga keladi. Bu kuchlanish zanjirning M mikrofonida paydo bo'ladi va T transformatorida kuchaytiriladi. Shuni qayd qilish kerakki, C₁ tur kondensatori generatorning yuqori chastotali o'zgaruvchan tonlar uchun kichik qarshilik ko'rsatadi,

transformatorning ikkilamchi chulg'ami uning induktivligi tufayli katta qarshilik beradi. Shuning uchun tez o'zgaruvchan toklar mikrofon zanjiriga tarmoqlanmaydi va generator xuddi II modulyatsiyalovchi



432-rasm. To'r modulyatsiyasi.

zanjir bo'lmagandagi singari ishdaydi. Past chastotali mikrofon toklari uchun C_1 kondensator katta qarshilikka ega bo'ladi va shuning uchun T transformatorning kuchlanishi lampaning to'ri va katodi orasiga berilgandek bo'lib qoladi. Modulyatsiyalangan tebranishlar antenna konturiga generatorning tebranish konturining k g'altagi bilan induktiv bog'langan g'altak yordamida beriladi.



433-rasm. Anod modulyatsiyasi.

Modulyatsiyalovchi kuchlanishni generator lampasining anodiga berish ham mumkin (bu anod modulyatsiyasi deb ataladi). Bunday uzatgichning eng sodda variantlaridan birining sxemasi 433-rasmda keltirilgan. M mikrofon zanjirida yuzaga keladigan kuchlanish tebranishlari T transformator orqali L_1 lampaning to'riga beriladi, so'ngra kuchaytirilib, generator I konturidagi L lampasining katodi va anodi orasiga beriladi. Past chastotali (modulyatsiyalovchi) tebranishlar yuqori chastotali (modullanuvchi) tebranishlardan D_1 drossellar (o'zaksiz) yordamida

ajratiladi. Ularning induktivligi shunday tanlanadiki, ular past chastotali tebranishlarni II zanjirdan I generatorga erkin o'tkazadi, biroq teskari yo'nalishda esa yuqori chastotali toklarni o'tkazmaydi. Drossellar (o'zakli) II zanjirning past chastotali toklarning tok manbai bilan tutashuviga to'sqinlik qiladi.

Yuqorida ko'rsatilgan sxemalarda modulyatsiya tebranishlarni generatsiyalovchi (L) lampaning o'zida amalga oshiriladi. Katta quvvatli uzatgichlarda tebranishlarni modulyatsiyalash sxemaning modulyatsiyalovchi blok deb ataluvchi maxsus qismida amalga oshiriladi. Radiouzatgichning umumiy sxemasi (blok-sxemasi) 434-rasmda keltirilgan.

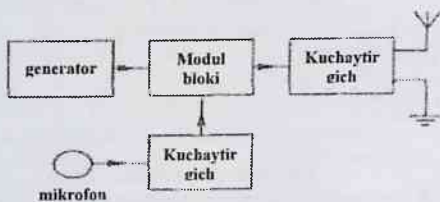
Nihoyat, shuni aytib o'tish kerakki, tebranishlarni modulyatsiyalash uchun elektron lampa uning volt-amper xarakteristikaning egri chiziqli qismida ishlashi shart. Haqiqatan ham, lampaning anod toki I ikkita o'zgaruvchan kuchlanishlarining: yuqori chastotali U_1 va modulyatsiyalovchi U_2 kuchlanishlarning funksiyasidir;

$$i = f(U_1, U_2) \quad (249.1)$$

Bu funksiyani Teylor qatoriga yoyib va ikkinchi darajadan yuqori bo'lmagan darajali hadlarinigina olib, quyidagicha yozish mumkin:

$$i = a + bU_1 + cU_2 + (eU_1^2 + gU_2^2 + hU_1U_2) + \dots \quad (249.2)$$

Agar xarakteristka chiziqli bo'lganda edi, u holda qavs ichidagi hadlar bo'lmay edi va biz har ikkala tebranishlar yig'indisini olgan bo'lar edik. Modulyatsiyalangan tebranish esa (248.3) formula ikki tebranishning ko'paytmasidan iborat. Bu ko'paytma yoyilmaning $h \cdot U_1 \cdot U_2$ hadi bilan ifodalanadi, bu had faqat chiziqli bo'lmagan xarakteristikadagina paydo bo'ladi.



434-rasm. Radiouzatgich blok- sxemasi.

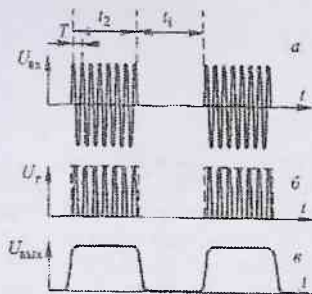
250-§. Tebranishlar demodulyatsiyasi. Radio

Uzatgichning elektromagnit to'liqini ta'sirida qabul qiluvchi anten nasida uzatgich anten nasidagi toklarga ayniy bo'lgan, biroq ulardek ancha zaif bo'lgan yuqori chastotali modulyatsiyalangan toklar yuzaga keladi.

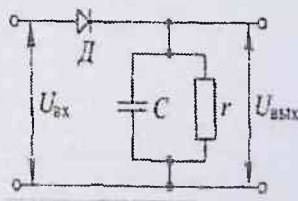
Biroq, bu toklar ham bevosita signal olish uchun yaroqli emas. Aytaylik, agar biz radiotelefon uzatishda bu toklarni hatto dastlab birmuncha kuchaytirib gromkogovoritelga uzatganimizda ham hech handay tovush eshitmaymiz. Buning sababi, birinchidan, shuki, telefon membranasining inersiyasi katta va shuning uchun bunday chastotada sezilarli amplituda bilan tebrana olmaydi. Ikkinchidan, asosiy sababi shuki, agar biz kam inersiyali telefondan foydalanganimizda ham (bunga amalda erishish mumkin), bari bir, radiochastotali (10^5 — 10^8 Hz) havo to'liqlarini hosil qilishimiz mumkin, holbuki, bizning quloqlarimiz faqat chastotasi $2 \cdot 10^4$ Hz dan yuqori bo'lmagan chastotali tovushlarinigina qabul qila oladi (eshitadi).

Shuning uchun yuqori chastotali tebranishlar qabul qiluvchida qaytadan signalga muvofiq bo'lgan past chastotali tebranishlarga aylantiriladi. Tebranishlarni bunday demodulyatsiyalash (yoki detektorlash) uchun modulyatsiyalangan tebranishlar qandaydir biror chiziqli bo'lmagan surilma yordamida (kristall detektor, elektron lampa yordamida) to'g'rilanadi va so'ngra tegishli vaqt doimiysiga ega bo'lgan zanjirda tekislanadi.

Bu aytganlarimizni batafsilroq tushuntiraylik. Kristall detektor D va r qarshilik bilan shuntlangan C kondensatordan tuzilgan eng sodda demodulyatorni ko'raylik (435-rasm). Aytaylik, demodulyatorning kirishida to'g'ri burchakli telegraf signallariga muvofiq keluvchi modulyatsiyalangan U kuchlanish bor (436a-rasm). Agar kondensator bo'lmaganda edi, u holda detektorning to'g'rilash ta'siri ostida r qarshilikda bir ishorali pulslanuvchi kuchlanish paydo bo'lar edi (463b-rasm). Zanjirda kondensator bor, u zaryadlanadi.



436-rasm. Radiotelegraf signallarini demodulyatsiyalash



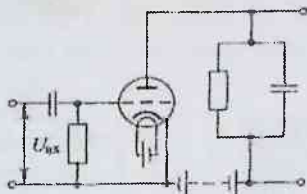
435-rasm. Kristall detektorli demodulyator

Agar vaqt doimiysi $\tau = Cr$ eltuvchi tebranishlarning T davriga nisbatan katta bo'lsa, u holda kuchlanishning ikkita ketma-ket cho'qqilari orasidagi

vaqt ichida kondensator sezilarli razryadlanmaydi; uning kuchlanishi ortadi va bu ortish kiruvchi kuchlanish amplitudasiga proporsional bo'lgan biror o'zgarma qiymatga yetguncha davom etadi. Tebranishlar to'xtagandan keyin kondensator r qarshilik orqali razryadlanadi va agar $\tau = Cr$ kattalik ikkita ketma-ket signal orasidagi t_1 intervalda ancha kichik bo'lsa, u holda kondensator kelgusi signal yetib kelishidan ancha ilgariyoq razryadlanib ulguradi. Agar bunda τ kattalik signalning o'zining davomiyligi t_2 dan ancha kichik bo'lsa, u holda demodulyatorning chiqishida to'g'ri burchakli ko'rinishga juda yaqin bo'lgan impulslar shaklida U_{chiq} kuchlanish olinadi. Bu impulslar 436b-rasmdagi o'rovchi egri chiziq orqali tasvirlanadi va u uzatuvchi radiostansiya signallarini shakllantiradi (436b-rasm).

Aytilganlardan ravshanki, demodulyatsiyada buzilmagan signal olish uchun demodulyatorning vaqt doimiysi t asosiy tebranishning davriga nisbatan ancha katta, biroq signalning o'zining davriga nisbatan kichik bo'lishi kerak.

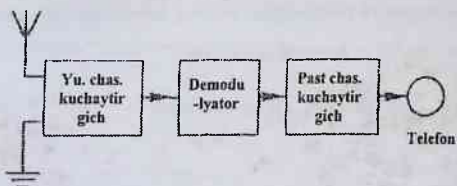
Radiotelefon tebranishlarini demodulyatsiyalashda ham xuddi shunday bo'ladi. Bunday holda demodulyatorning kirishidagi kuchlanish tebranishlarini uzluksiz ravishda biridan ikkinchisiga o'tuvchi va o'zining balandligini o'zgartiruvchi impulslar to'plami deb qarash mumkin. Shuning uchun bu yerda ham demodulyatorning chiqishida modulyatsiyalangan tebranishning o'rovchisi bilan tasvirlanadigan kuchlanish, ya'ni uzatgichning past chastotali signali hosil bo'ladi.



437-rasm. Uch elektrodli lampada yig'ilgan demodulyator

Demodulyatsiya vaqtida tebranishlarni to'g'rilash uchun kristall detektor o'rinda 435-rasmdagi sxemaga qo'shilgan vakuum dioddan foydalanish ham mumkin. Biroq ko'pincha demodulyatsiya uchun uch elektrodli lampadan foydalaniladi, u ayni vaqtda tebranishlarni kuchaytiradi ham. Bunga mos sxema 437- rasmda ko'rsatilgan (tur demodulyatsiyasi). Bu sxemada lampa to'g'rilash xossasiga ega bo'lishi uchun, ravshanki, ishchi nuqta uning xarakteristikasining chizqli bo'lmagan qismida, masalan, xarakteristikaning pastki qismida joylashishi kerak.

Bayon qilinganlar asosida qabul qiluvchining ishlashini tushunish mumkin. Qabul qiluvchining antenasida vujudga keladigan yuqori chastotali tebranishlar dastlab yuqori chastotali lampali kuchaytirgichga tushadi. Biror radiostansiyaning to'liqini ajratib olish uchun kuchaytirgichning kirish konturini sozlanadigan qilib ishlanadi (385-rasm bilan solishtiring). Yuqori chastotali kuchaytirilgan tebranishlar so'ngra demodulyatorga tushadi va unda past chastotali signal tebranishlariga aylanadi. Bu tebranishlar qaytadan kuchaytiriladi va tegishli indikatorga, masalan, gromkotovoritelga beriladi. Bu prinsipga asosan ishlaydigan qabul qiluvchi to'g'ri kuchaytirgichli qabul qiluvchi deb ataladi. Bunday qabul qiluvchining blok-sxemasini 438-rasmda ko'rsatilgan. Biroq radio eshittirish qabul qiluvchilarini ko'pincha birmuncha boshqacha sxema asosida yasaladi (supergeterodinli qabul qiluvchilar, 252-§),



438- rasm. To'g'ri kuchaytirgichli radioning blok-sxemasini

S.G.KALASHNIKOV

ELEKTR

**Qayta ishlangan va to'ldirilgan ruscha to'rtinchi (oltinchi)
nashridan tarjima**

O'QUV QO'LLANMA

Muharrir Z.N.Buranov

Bosishga ruxsat etildi 23.09.2022y. Bichimi 60X84 $\frac{1}{16}$.
Bosma tabog'i 33,0. Shartli bosma tabog'i 33,0. Adadi 100 nusxa.

Buyurtma № 222. Bahosi kelishilgan narxda.

“Universitet” nashriyoti. Toshkent, Talabalar shaharchasi,
O'zMU ma'muriy binosi.

O'zbekiston Milliy universiteti bosmaxonasida bosildi.
Toshkent, Talabalar shaharchasi, O'zMU.