

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

O.Quvondiqov, I.Turdibekov, N.Xoldorov

ELEKTROMAGNETIZM

**O‘zbekiston Respublikasi oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi
tomonidan ishlab chiqarish va texnika sohasi yo‘nalishlarining
talabalari uchun o‘quv qullanma sifatida tavsiya etilgan**

**Samarqand – 2013
“Zarafshon” nashriyoti DK**

Elektromagnitizm. O.Quvondiqov, I.Turdibekov, N.Xoldorov.
“Zarafshon” nashriyoti DK. Samarqand – 2013. -268 bet.

УДК: 811.512.133-7

ББК: Е. 148

Ma’sul muharrir: f.-m.f.d., professor O. Q. Quvondiqov.

Taqrizchilar: B. Eshpo‘latov, fizika-matematika fanlari doktori,
professor
O‘.T. O‘sarov fizika-matematika fanlari nomzodi,
dotsent

Ushbu o‘quv qo‘llanma oliy o‘quv yurtlarining texnika va qurilish, hamda universitetlarning elektronika va mikroelektronika bakalavr yo‘nalishida ta’lim olayotgan talabalari uchun mo‘ljallangan. Shuningdek, bu qo‘llanmadan oliy o‘quv yurtlarining texnika va boshqa barcha mutaxassisliklarida ta’lim olayotgan talabalari ham foydalanishlari mumkin.

O‘quv qo‘llanma mualliflarning qator yillar davomida Samarqand davlat unversitetining fizika fakulteti va Samarqand arxitektura-qurilish institutining barcha yo‘nalishdagi mutaxassisliklarida o‘qilgan ma’ruzalar asosida yozilgan.

*M.Ulug‘bek nomidagi Samarqand davlat arxitektura
va qurilish instituti ilmiy kengashining 2012 yil 1
martdagi 6-sonli yig‘ilish qaroriga asosan nashrga
tavsiya etilgan.*

ISBN 978-9943-385-38-2

© O. Q. Quvondiqov, I. T. Turdibekov, N. X. Xoldorov
© “Zarafshon” nashriёti ДК

Mundarija

Soʻz boshi.....	8
Kirish.....	9
I bob. VAKUUMDA ELEKTROSTATIK HODISALARNING ASOSIY QONUNLARI.....	12
§ 1. Elektr zaryadi. Zaryadning diskretligi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni.....	12
§ 2. Kulon qonuni.....	14
§ 3. Elektr maydon kuchlanganligi.....	15
§ 4. Nuqtaviy zaryad maydonining kuchlanganligi.....	17
§ 5. Superpozitsiya prinsipi. Nuqtaviy zaryadlar tizimining maydon kuchlanganligi.....	17
§ 6. Kuchlanganlik oqimi.....	19
§ 7. Gauss teoremasi va uning elektr maydonlarni hisoblashda qoʻllanilishi.....	21
§ 8. Gauss teoremasining differensial koʻrinishi.....	28
II bob. ELEKTROSTATIK MAYDONNING POTENSIALI....	33
§ 9. Zaryadni elektrostatik maydonda koʻchirilganda bajarilgan ish.....	33
§ 10. Elektrostatik maydon kuchlanganlik vektorining sirkulyatsiyasi.....	34
§ 11. Potensial. Nuqtaviy zaryad va zaryadlar tizimi maydonlarining potentsiali.....	35
§ 12. Potensiallar ayirmasi.....	37
§ 13. Kuchlanganlik bilan potensiallar ayirmasi oʻrtasidagi bogʻlanish.....	38
§ 14. Ekvipotensial sirtlar haqida tushuncha.....	40
III bob. OʻTKAZGICH ELEKTROSTATIK MAYDONGA JOYLASHTIRILGANDA ROʻY BERADIGAN HODISALAR.....	44
§ 15. Zaryadning zichligi.....	44
§ 16. Tashqi elektr maydonidagi oʻtkazgich.....	46

§ 17.	Elektr sig‘imi.....	49
§ 18.	Kondensator. Kondensatorlar sig‘imi.....	50
§ 19.	Zaryadlangan kondensator energiyasi.....	52
§ 20.	Elektrostatik maydon energiyasining zichligi.....	53
IV bob.	DIELEKTRIKLARDAGI ELEKTROSTATIK HODISALAR.....	56
§ 21.	Elektr dipol va uning elektr maydoni.....	56
§ 22.	Elektrostatik maydondagi dipol.....	59
§ 23.	Dielektrikning tuzilishi haqida umumiy tassavurlar.....	60
§ 24.	Dielektrikning qutblanishi.....	61
§ 25.	Qutblanish zaryadlari.....	64
§ 26.	Modda bo‘lgan holda elektrostatik maydon.....	66
§ 27.	Elektr siljish vektori. Dielektrik singdiruvchanlik. Dielektriklar uchun Gauss teoremasi.....	66
§ 28.	Ikkita dielektrik chegarasida kuchlanganlik va induksiya chiziqlarining sinish qonuni.....	69
§ 29.	Kristallarning dielektrik xususiyati.....	71
V bob.	DOIMIY ELEKTR TOKI VA UNING QONUNLARI...	74
§ 30.	Elektr toki haqida umumiy tushunchalar va tokning turlari.....	74
§ 31.	Tok kuchi va tok zichligi.....	76
§ 32.	Tashqi kuchlar, elektr yurituvchi kuch va kuchlanish.....	78
§ 33.	Doimiy tok qonunlari.....	81
§ 34.	Om va Joul-lens qonunlarining differensial ko‘rinishi.....	83
§ 35.	Tarmoqlangan zanjir uchun Kirxgof qoidalarini.....	85
VI bob.	VAKUUMDA, METALLARDA VA GAZLARDA ELEKTR TOKI.....	90
§ 36.	Vakuumba elektr toki. Termoelektron emissiya. Metallardan elektronning chiqish ishi.....	90
§ 37.	Elektron lampalar va ularning qo‘llanilishi.....	93
§ 38.	Kontakt potentsiallar farqi.....	99
§ 39.	Termoelektrik hodisalar va ularning qo‘llanilishi.....	101
§ 40.	Metallarda elektr tokning tabiati.....	105
§ 41.	Metallar elektr o‘tkazuvchanligining klassik elektron	

nazariyasi.....	106
§ 42. Gazlarda elektr toki.....	108
§ 43. Plazma haqida tushuncha. Plazmaning elektr o'tkazuvchanligi.....	111
VII bob. MAGNIT MAYDONI VA UNING XARAKTERISTI- KALARI.....	114
§ 44. Magnitostatikaning asosiy qonunlari va uning elektrostatika qonunlari bilan o'xshashligi.....	114
§ 45. Doimiy tokning magnit maydoni.....	126
§ 46. Magnit maydon induksiya vektori.....	127
§ 47. Bio-Saavar-Laplas qonuni.....	130
§ 48. To'g'ri tokli o'tkazgichning magnit maydoni.....	131
§ 49. Aylanma tokning magnit maydoni.....	134
§ 50. Solenoidning magnit maydoni.....	137
§ 51. Konveksion tok. Konveksion tokning magnit maydoni.....	138
VIII bob. VAKUUMDAGI MAGNIT MAYDON INDUKSIYA VEKTORINING SIRKULYATSIYASI VA TO'LA TOK QONUNI.....	147
§ 52. Doimiy magnit maydonining vakuumdagi tenglamasining integrall ko'rinishi.....	147
§ 53. Magnit maydon induksiyasining yopiq kontur bo'yicha Sirkulyatsiyasi va to'la tok qonuni.....	148
§ 54. Sirkulyatsiya teoremasidan to'g'ri chiziqli, aylanma va cheksiz uzunlikdagi solenoidning magnit maydon induksiyasi va kuchlanganligini hisoblash.....	156
IX bob. MAGNIT MAYDONIDA TA'SIR QILUVCHI KUCHLAR.....	161
§ 55. Parallel tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri.....	161
§ 56. Magnit maydonining tokli o'tkazgichga ta'siri.....	162
§ 57. Lorents kuchi.....	165
§ 58. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonidagi harakati.....	166
§ 59. Xoll effekti.....	169

X bob. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA.....	173
§ 60. Magnit oqimi.....	173
§ 61. Elektromagnit induksiya hodisasi.....	175
§ 62. O‘zinduksiya va o‘zaro induksiya hodisasi.....	176
§ 63. Tokning magnit maydon energiyasi.....	179
 XI bob. MODDANING MAGNIT MAYDONI.....	 187
§ 64. Molekulyar toklar. Magnitlanish vektori.....	187
§ 65. Molekulyar toklarning magnitlanish vektori bilan bog‘liqligi.....	188
§ 66. Modda uchun magnitostatikaning asosiy tenglamasi.....	191
§ 67. Magnit maydon induksiyasi va kuchlanganlik vektorlarining xossalari.....	192
 XII bob. MAGNETIKLARNING TURLARI.....	 196
§ 68. Magnetiklarning hozirgi zamon sinflari haqida tushuncha....	196
§ 69. Diamagnetizm.....	196
§ 70. Paramagnetizm.....	201
§ 71. Ferromagnetizm.....	203
§ 72. Antiferromagnetizm va ferrimagnetizm.....	207
 XIII bob. ELEKTROMAGNIT MAYDONI VA MAKSVELL TENGLAMALARI.....	 212
§ 73. Kvazistatsionar bo‘lmagan toklar va ochiq tebranish konturi.....	212
§ 74. Maksvellning birinchi tenglamasi yoki elektromagnit induksiya qonunining umumiy ko‘rinishi.....	213
§ 75. Maksvellning ikkinchi tenglamasi yoki to‘la tok qonuni.....	215
§ 76. Maksvell tenglamalarining differensial ko‘rinishi.....	218
§ 77. Yassi elektromagnit to‘lqinlarning tenglamasi.....	220
§ 78. Elektromagnit to‘lqin energiyasi. Umov-Poyting vektori va uning qo‘llanishi.....	222
§ 79. Elektromagnit to‘lqinlarining nurlanishi.....	225
 XIV bob. O‘ZGARUVCHAN TOKLAR VA KVAZISTATSIONAR HODISALAR.....	 230
§ 80. Kvazistatsionarlik sharti va kvazistatsionar tok haqida	

tushuncha.....	230
§ 81. Kvazistatsionar toklar zanjirining asosiy tenglamasi va ularning xossalari.....	231
§ 82. Kondensatorni qarshilik orqali zaryadlash va zaryadsizlantirish jarayoni.....	233
§ 83. Induktiv va qarshilikdan iborat zanjirda tokning o'zgarish qonunlari.....	236
§ 84. Sinusoidal tok haqida tushuncha.....	238
§ 85. Aktiv qarshilikka bo'lgan zanjir qismi uchun Om qonuni....	239
§ 86. Sig'imga ega bo'lgan zanjir uchun Om qonuni.....	241
§ 87. Induktivlikka ega bo'lgan zanjir qismi uchun Om qonuni.....	242
§ 88. Butun zanjir uchun Om qonuni.....	243
§ 89. O'zgaruvchan tok zanjirida energiya va quvvat.....	244
XV bob. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR.....	252
§ 90. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi...	252
§ 91. Majburiy elektr tebranishlar.....	256
§ 92. Asllik va uning xossalari.....	261
Adabiyotlar	265

SO‘Z BOSHI

Keyingi vaqtlarda mamlakatimizning texnika oliy o‘quv yurtlari uchun bir necha o‘quv qo‘llanmalar nashr etildi. Lekin ta’lim tizimining tez sur’atlar bilan o‘zgarishi, ayniqsa o‘quv jarayoniga yangi pedagogik va axborot texnologiyalarining kiritilishi mavjud fizika kursi bo‘yicha o‘quv qo‘llanmalarini takomillashtirishni talab qilmoqda.

Qo‘llanma bo‘yicha o‘z fikr mulohazalarini bildirgan taqrizchilar: Toshkent axborot texnologiyalari universitetining professori B. Eshpo‘latovga va Samarqand arxitektura – qurilish instituti dosenti O‘. T. O‘sarovga o‘z minnatdorchiligimizni bildiramiz. Qo‘llanmani kompyuterda sahifalaganligi va ba’zi bir tanqidiy fikrlari uchun SamDU umumiy fizika kafedrasining o‘qituvchisi Amonov Baxtiyorga ham o‘z minnatdorchiligimizni izxor etamiz.

Qo‘llanmada ba’zi bir kamchiliklar uchrashi mumkin. Kamchiliklarni aniqlab, o‘z fikr mulohazalarini bildirgan o‘quvchlarga mualliflar o‘z minnatdorchiligini bildiradi.

Mualliflar.

KIRISH

Qadimdan insoniyat atmosferada elektr hodisalarini kuzatganlar. Bundan ikki ming yil oldin boshqa elektr hodisalari – ishqalanish orqali jismlarda elektr hosil qilishni ishqalangan yantar va boshqa moddalar yengil buyumlarni tortishini kuzatganlar. Lekin, elektr hodisalarini o‘rganish (yantar grekcha so‘z bo‘lib, - elektron demakdir) XVII asrda rivojlana boshladi.

Elektr hodisalarini o‘rganishda birinchi muvaffaqiyatga XVIII asrning o‘rtalarida erishildi. Rossiyada Lomonosov, Amerikada Franklinlar tajribada atmosferadagi elektr hodisalari bilan ishqalanish vaqtida hosil bo‘lgan elektrlanish o‘rtasida umumiylik bor ekanligini isbot qildilar. Kuchli yashin yoki uchqun hamda qorong‘i xonada sochni taraganda paydo bo‘ladigan uchqunlar bir biridan masshtab jihatidan farq qiladigan havodagi elektr zaryadsizlari ekan.

Elektrni miqdoriy jihatdan o‘rganish uchun Rixman birinchi elektroskopni ixtiro qildi. U yupqa ipga bog‘langan metall lineykadan iboratdir. Elektrlanish vaqtida ip lineykadan ma‘lum burchakga chetlanganligini kuzatdi va transportyor bilan o‘lchadi.

Lomonosov atmosfera elektrning nazariyasini yaratdi. Bu nazariyaga ko‘ra, atmosfera havosi uzluksiz harakatda bo‘ladi. Quyosh nurlari yer sirtini qizitadi, u o‘z navbatida unga yaqin bo‘lgan havo qatlamini isitadi. Isitilgan havo yuqoriga ko‘tariladi, uning joyiga atmosferaning yuqori qatlamidan og‘ir havo tushadi. Bir biriga nisbatan harakat qilayotgan havo massasi ishqalanish tufayli zaryadlanadi va u katta masshtabda ishqalanish tufayli elektrlanishni amalga oshiradi.

Elektr hodisalarining tabiatini tushuntirish boshlanganidan so‘ng uning amaliy qo‘llanilishiga ham erishildi. Atmosfera elektrlanishidan saqlanish uchun Franklin yashin qaytargich ishlab chiqdi (metall plastinka yashinni yerga o‘tkazib yuboradi).

Shu tajribalar asosida Franklin ikkita turli xil jinsli elektr suyuqligi bo‘lishligini aytdi va hozirgi zamon terminalogiyasini kiritdi. Terini shisha tayoqchaga ishqalashda to‘plangan zaryadni terida paydo bo‘lgan “musbat” deb, junni smola tayoqchasiga ishqalaganda to‘plangan zaryadni “manfiy” deb atadi. Tajribalar natijasida shunday xulosaga kelindiki, bir xil zaryadlar bir birini itaradi, turli xil ishorali zaryadlar bir biriga tortiladi. Ular teng miqdorda qo‘shilganda neytrallashadi. Shundan so‘ng zaryadlarning saqlanish qonuni kashf qilindi. Jismlarning

barcha elektrlanish jarayonlarida zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmay qoladi. Fizikaning keyingi yutuqlari ko'rsatdiki, bu qonun atom va yadro jarayonlari uchun ham o'rinli ekan. Elektr zaryadining atom tuzilishi va eng mayda elementar zaryad bor ekanligi 1909 yilda R. Milliken tomonidan tajribada topildi. Elektr tokining magnit ta'siri Ersted tomonidan ochilmaguncha magnetizm haqidagi ta'limot alohida o'rganilib kelindi. Doimiy magnitning qonunlari chuqur o'rganilib, ikkita magnit qutbi bor ekanligi, bu qutblar o'rtasida o'zaro ta'sir mavjudligi: har xil qutblar bir birini tortishi, bir xil qutblar esa bir birini itarishi aniqlandi. Magnit qutblari uchun Kulon qonuni o'rinli ekanligi isbot etildi. Veber har qanday doimiy magnit elementar magnitlar yig'indisidan iborat degan nazariyani yaratdi.

Keyinchalik, elektr tokining magnit ta'siri o'rganilgandan keyin Veberning bu "molekulyar magnitlar" Amper tomonidan unga ekvivalent bo'lgan "molekulyar toklar" bilan almashtirildi. Keyinchalik Amper tomonidan elementar elektr dipoli bilan magnit dipolining hosil qilgan magnit maydonlarining ekvivalentligi isbot qilindi.

Elektromagnetizm tarixida eng muhim voqya Faradey tomonidan elektromagnit induksiya hodisasining ochilishi bo'ldi. Bu kashfiyot juda ko'p texnik qo'llanishlarga ega ekanligi hammaga ma'lum. Shunday qilib, alohida-alohida hisoblanib kelingan elektr va magnit hodisalarining bir biri bilan uzviy aloqasi bor ekanligi aniqlandi.

O'tgan asrning 60 yillarida D. K. Maksvell va M. Faradeylar elektr va magnit maydoni bo'yicha o'tkazilgan tajribalarini umumlashtirib, elektromagnit maydon nazariyasini ishlab chiqdi. Maksvell nazariyasi klassik fizikani rivojlantirishda muhim rol o'ynadi va umumiy shaklda juda ko'p sondagi hodisalarni, qo'zg'almas zaryadlarning elektrostatik maydonidan tortib to yorug'likning elektrmagnit tabiatigacha bo'lgan jarayonni tushuntirib berdi. Boshqacha qilib aytganda, alohida hisoblanib kelingan elektr, magnetizm va optikani birlashtirdi.

Xullas XX asrning boshlariga kelib elektromagnit hodisalar Maksvell va Faradey ishlari bilan tugallanganday bo'lib qoldi, chunki elektromagnit maydonni boshqaradigan asosiy qonunlar topildi, tegishli tenglamalar yozildi, kelajak avlodning vazifasi bu tenglamalarning yechimini topishdan iborat bo'lganday tuyuldi. Keyinchalik, ma'lum bo'ldiki, hech qanday tugallanganlik haqida gap bo'lishi mumkin emas. Elektromagnit nazariyasi ham mexanika singari unga kvant mexanika

qonunlari va nisbiylik nazariyasini qo'llash orqali juda katta yutuqlarga erishildi.

Shunday qilib, elektromagnit nazariyasi bizni o'rab olgan tabiatning xossasi va tuzilishini o'rganishda keng imkoniyatga ega bo'ldi. Elektromagnit o'zaro ta'siri tabiatda mavjud o'zaro ta'sirlar o'rtasida eng muhim o'rinni egalladi. Hozirgi vaqtda elektromagnetizm atomning hosil bo'lishidan tortib, barcha kimyoviy jarayonlarni, shu jumladan molekulyar bog'lanish, Vander Vaals kuchlari, kovalent bog'lanish, jonli materiyaning hosil bo'lishi sababini ham mavjudligini tushuntirmoqda.

Elektromagnetizm kursini quyidagi bo'limlarga bo'lib o'rganamiz. Elektromagnetizmning asosiy qismi-elektrostatikada elektr zaryadlarining hosil qilgan maydoni uni fazoda taqsimlanishi, turli xil moddalarga kirishining tabiati o'rganiladi. Doimiy tok bo'limida esa, elektr tokining hosil bo'lish sabablari, uning turli xil xossalari (issiqlik, magnit, kimyoviy), elektr tokining qonunlari va murakkab zanjirlarni hisoblash kabi masalalar o'rganiladi. Shuningdek, bu bo'limda tokning magnit maydoniga alohida etibor beriladi. Magnit maydoni qonunlari vakuumda va modda bo'lgan hollar ham atroflicha o'rganiladi. Ayniqsa magnit zanjirlarining qonunlari va elektr zanjirlari o'rtasidagi o'xshashlik va farqlarga alohida ahamiyat beriladi. Nihoyat bu bo'limda magnitostatik maydon bilan elektrostatik maydonning o'xshash va farqli tomonlari turli xil misollarda ko'rsatib beriladi.

O'zgaruvchan tok bo'limida kvazistatsionar toklarning hosil bo'lish mexanizmlari va uning qonunlari atroflicha yoritib beriladi. Shuningdek, bu bo'limda sinusoidal tok qonunlari va ularning texnikada ishlatilishiga ham alohida ahamiyat beriladi. Bu yerda elektr tebranish va uning qonunlari mexanik tebranish va uning qonunlari bilan o'xshashlikda beriladi. Bu bo'limda Maksvellning elektromagnit maydon nazariyasi uning tenglamalar sistemasining fizik ma'nolari, qo'llanishlari ko'rsatib beriladi.

I. BOB. VAKUUMDA ELEKTROSTATIK HODISALARNING ASOSIY QONUNLARI

Elektr maydoni haqida tushuncha. Maktab fizika kursidan ma'lumki, u yoki bu yo'l bilan elektrlangan jismlar bir biri bilan o'zaro ta'sirlashadi. Bu o'zaro ta'sirni tasvirlash uchun elektr maydoni degan tushuncha kiritiladi. Zaryadlangan jismlar fazoda elektr maydonini hosil qiladi deb aytiladi, bu esa uning maydoniga kiritilgan har qanday zaryadlangan jism bilan o'zaro ta'sirlashishiga asoslanadi.

Agar maydonning xarakteristikasi vaqtga bog'liq bo'lmasa, unga elektrostatik maydon deyiladi. Bu ma'ruzaning asosiy maqsadi ham elektrostatik maydonning asosiy xossasini moddaning elektr xossasiga bog'liq bo'lmagan holda o'rganishdir. Buning uchun zaryadlangan jismlarni va ularning elektrostatik maydonini xarakterlaydigan ba'zi bir fizik kattaliklarni kiritamiz va ular bo'ysunadigan qonunlarni aniqlaymiz.

§ 1. Elektr zaryadi. Zaryadning diskretligi. Elektr zaryadining saqlanish qonuni

Elektrostatik o'zaro ta'sirni tajribada o'rganish shunday xulosaga olib keladi, ya'ni elektrlangan jismni skalyar fizik kattalik elektr zaryadi bilan xarakterlash mumkin.

Elektr zaryadini aniqlash uchun quyidagicha tajriba qilamiz. Elektrostatik maydonning qandaydir nuqtasiga navbat bilan turli xil zaryadlangan jismlarni joylashtiramiz va unga maydon tomonidan ta'sir qilgan kuchlarni aniqlaymiz. Agar maydonni hosil qiluvchi va unga kiritilgan jismlarning o'lchami ular orasidagi masofaga nisbatan kichik bo'lsa, tajriba ko'rsatadiki, o'zaro ta'sir kuchlar bitta to'g'ri chiziq bo'ylab ta'sir qiladi. Lekin bu ta'sir ba'zi bir jismlar bilan bir yo'nalishda, boshqalari bilan esa qarama-qarshi yo'nalishda bo'ladi. Shunga asosan, barcha zaryadlangan jismlar ikkiga bo'linadi va qarama-qarshi ishorali zaryadlar bilan xarakterlanadi, ularning absolyut miqdorlari q_1 va q_2 ga teng deb olinadi. Shu jismlarga ta'sir qiluvchi kuchlar kattaliklarining F_1 va F_2 nisbatlari ularning zaryadlari q_1 va q_2 nisbatida bo'ladi, ya'ni quyidagi ko'rinishda ifodalanadi:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{F_1}{F_2} \quad (1.1)$$

Agar birinchi jismning zaryadini q bilan, ikkinchi zaryadni o'lchov birligi sifatida qabul qilsak (1.1) ga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$|q| = (1 \text{ zaryad birligi}) F_q / F_q = 1 \text{ z.b.} \quad (1.2)$$

Shunday qilib, zaryadning absolyut miqdori son jihatidan shu zaryadga va birlik zaryadga navbatma-navbat maydonning shu nuqtasiga joylashtirilgan zaryadga ta'sir qiluvchi kuchlar nisbatiga teng bo'ladi. XB (SI) sistemasida elektr miqdorining o'lchov birligi sifatida 1 Kl (Kulon) qabul qilingan. O'tkazgich ko'ndalang kesimidan 1 sekundda 1 Kl zaryad o'tganda 1 Amperga teng tok kuchi hosil bo'ladi.

$1\text{Kl} = 3 \cdot 10^9 \text{ SGSE}_q = 6,3 \cdot 10^{18}$ ta elektron (yoki proton) zaryadiga teng.

Ma'lumki, hozirgi vaqtda jismning zaryadi atom tarkibiga kiruvchi elementar elektr zaryadining borligi bilan aniqlanadi (musbat zaryadlangan protonlar va manfiy zaryadlangan elektronlar). Bu va boshqa zaryadlangan jismlar elementar elektr zaryadiga ega bo'ladi, uning absolyut miqdori

$$e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Kl} \quad (1.3)$$

Bu esa bitta elektronning zaryadidir va $1.6 \cdot 10^{-19}$ Kl bo'lgan zaryadning eng mayda bo'lakchasidir yoki elektr zaryadining tabiiy o'lchovidir (keyingi vaqtda kvarklar nazariyasi yana mayda zaryad borligini isbotlamoqda, bu haqda biz to'xtab o'tirmaymiz).

Jismning to'la zaryadi

$$q = eN_p + (-e)N_e, \quad (1.4)$$

bu yerda N_p - protonlar soni, N_e - elektronlar soni.

Protonlar soni elektronlar soniga teng bo'lganda $q=0$; elektronlar soni kam bo'lganda ($N_e < N_p$) jism musbat zaryadlanadi, ziyod bo'lganda ($N_e > N_p$)- manfiy zaryadlanadi.

Shunday qilib, jism zaryadi hamma vaqt elementar zaryad kattaligiga nisbatan karrali yoki diskretdir.

Ixtiyoriy yopiq (izolyatsiyalangan) sistema elektr zaryadlarining algebraik yig'indisi o'zgarmaydi. Bunga elektr zaryadlarining saqlanish qonuni deyiladi. Bu qonun tajriba natijalarini umumlashtirish asosida kelib chiqqan fundamental qonun hisoblanadi.

§ 2. Kulon qonuni

1785 yilda Kulon tajribada ikkita nuqtaviy zaryadning, ya'ni o'lchami ular orasidagi masofaga nisbatan kichik bo'lgan zaryadlangan jismlar uchun o'zaro ta'sir qonunini topdi. Bu qonunga ko'ra, ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchlari Nyutonning uchinchi qonunini qanoatlantirdi. Ya'ni zaryadlar o'rtasidagi kuch zaryadlarni birlashtiruvchi to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan bo'ladi, kattaliklari teng va yo'nalishlari qarama-qarshi bo'ladi. Bu kuchlarning kattaligi q_1 va q_2 zaryadlarga to'g'ri proporsional va ular orasidagi r_{12} masofaning kvadratiga teskari proporsional:

$$F_{12} = k \frac{|q_1||q_2|}{r_{12}^2}, \quad (2.1)$$

bu yerda k - proporsionallik koeffisienti bo'lib, o'lchov sistemasiga bog'liq va tajribada aniqlanadi. XB sistemasida u quyidagicha yoziladi:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad \epsilon_0\text{- doimiylikka elektr doimiysi deyiladi. Tajribada } \epsilon_0\text{-ning}$$

qiymati uchun quyidagi natijani beradi: $\epsilon_0 = 0,885 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$.

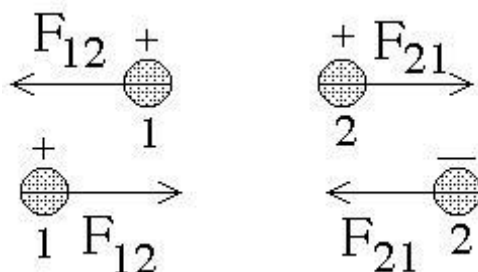
Bu yerda F/m elektr doimiysining o'lchov birligi.

Kulon qonunini vektor ko'rinishida ham yozish mumkin.

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1||q_2|\vec{r}_{12}}{r_{12}^3}, \quad (2.2)$$

Bu yerda F_{12} - q_2 zaryad tomonidan q_1 zaryadga ta'sir etuvchi kuch:

r_{12} - q_1 zaryaddan q_2 zaryadga o'tkazilgan birlik vektor.



1-rasm.

1-Rasmda bu kuchning yo'nalishi ko'rsatilgan. Kuchlarning yo'nalishi zaryadning ishorasiga bog'liq.

Agar zaryadlar ishorasi bir xil bo'lsa, zaryadlarga ta'sir qiluvchi kuchlar qarama-qarshi tomonga yo'nalgan bo'ladi. Agar zaryadlar har xil ishorali bo'lsa, zaryadlarga ta'sir etuvchi kuchlar bir biriga tomon yo'nalgan bo'ladi.

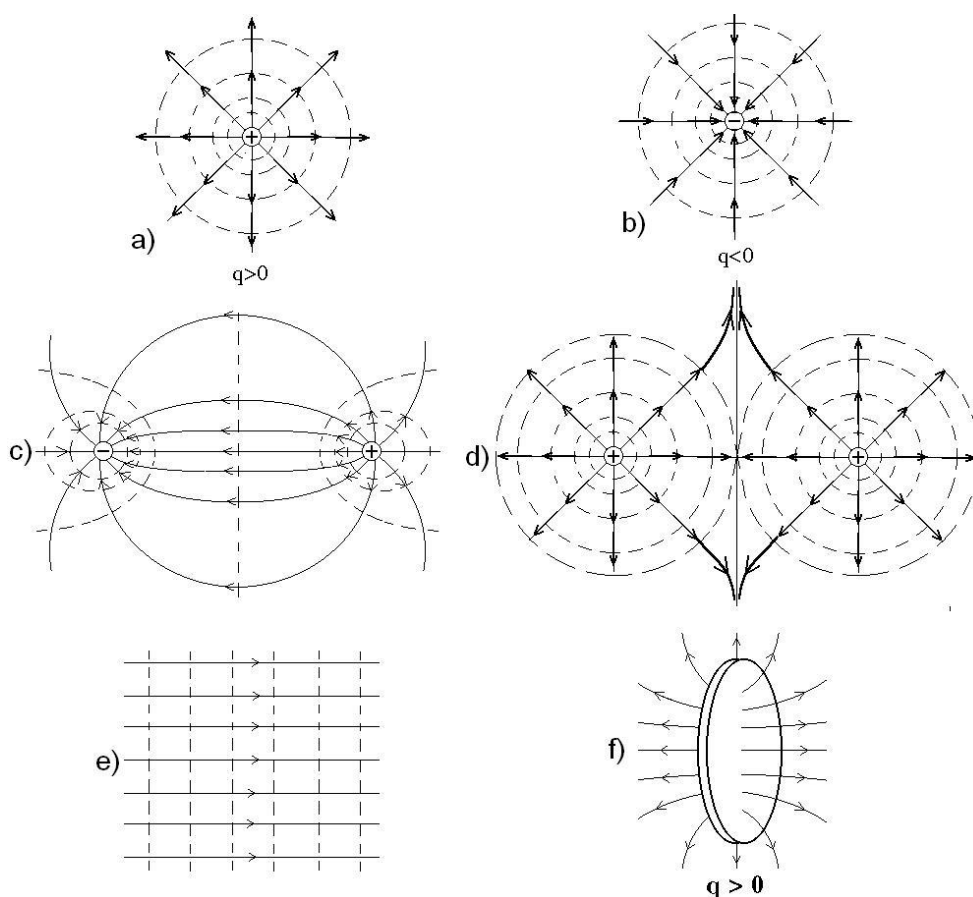
Dj. R. Zaxorias degan fizik "Science" jurnalida (8 mart 1957 y) quyidagicha yozadi: *"....Kulon qonuni. Bir xil zaryadlar itarishadi, har xil zaryadlar bir biri bilan ular o'rtasidagi masofaning kvadratiga teskari bo'lgan kuch bilan ta'sirlashadi..... atom va molekulyar fizikaning barcha hodisalarida, barcha qattiq jismlar va suyuqliklarda, bizning atrof muhit bilan o'zaro munosabatimizni aniqlab berdi: Ishqalanish kuchi, shamol kuchi, kimyoviy bog'lanish, magnetizm, butun fabrika va zavodlarni harakatga keltiruvchi kuchlar-bu hammasi Kulon qonunining ko'rinishidir."*

§ 3. Elektr maydon kuchlanganligi

Elektr maydonning asosiy xarakteristikasi kuchlanganlik vektoridir. Qandaydir qo'zg'almas zaryadlar sistemasi tomonidan hosil kilingan ixtiyoriy elektrostatik maydonini qaraymiz. Sinash zaryadi q_0 ni olamiz va uni maydonning turli xil nuqtalariga joylashtiramiz. (1.1) ga ko'ra sinash nuqtaviy zaryadga maydon tomonidan ta'sir qiluvchi kuch F sinash zaryad q_0 kattaligiga proporsionaldir:

$$\vec{F} = \vec{E}q_0, \quad (3.1)$$

Sinash zaryadi eng kamida ikkita shartni qanoatlantirishi kerak. Birinchidan, uning geometrik o'lchamlari juda kichik bo'lishi kerak, chunki bizni fazoning ma'lum nuqtasidagi kuch qiziqtiradi. Ikkinchidan, uning kattaligi q_0 ham uncha katta bo'lmasligi kerak, aks holda uning maydoni tekshirilayotgan maydonning hosil qilgan zaryadlarining qayta taqsimlanishini o'zgartirib yuborishi mumkin, ya'ni natijalarni sezilarli o'zgartirib yuborishi mumkin.



2–rasm

F–kuch maydonning xarakteristikasi bo‘laolmaydi, chunki u shu maydonga kiritilgan sinash zaryadiga bog‘liqdir. Vektor $\vec{E}$ esa q_0 ga bog‘liq emas, u maydonning xossasiga, ayniqsa zaryad hosil qilgan maydonning fazoda tarqalishiga va fazoning nuqtasiga bog‘liqdir. Unga elektr maydon kuchlanganligi deyiladi. (3.1) ifodadan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}, \quad (3.2)$$

Elektr maydon kuchlanganligi son jihatdan sinash zaryad kattaligiga ta’sir qiluvchi kuchga tengdir. Yoki boshqacha aytganda, kuchlanganlik son jihatdan va yo‘nalishi jihatdan birlik musbat sinash zaryadiga ta’sir qiluvchi kuchga tengdir. XB sistemasida kuchlanganlikning o‘lchov birligi 1N/Kl, bu esa 1V/m ga ekvivalentdir.

Juda ko‘p masalalarda fazoda zaryadlarning joylanishiga qarab elektrostatik maydonning kuchlanganligini aniqlash talab etiladi.

§ 4. Nuqtaviy zaryad maydonining kuchlanganligi

Nuqtaviy zaryadni q bilan, fazodagi nuqtalarning holatini radius-vektori $\vec{r}$ bilan xarakterlaymiz. Sinash zaryad q_0 ga ta'sir qiluvchi kuch Kulon qonuni (2.2) bilan aniqlanadi, bu yerda qabul qilingan belgilashlarga ko'ra, q_1 ni q ga, q_2 ni q_0 ga va r_{12} ni r ga almashtiramiz.

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q||q_0|\vec{r}}{r^3} \quad (4.1)$$

(3.2) ga ko'ra, kuchni sinash zaryad kattaligiga bo'lsak, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q|\vec{r}}{r^3} \quad (4.2)$$

Kuchlanganlikning absolyut qiymati uchun quyidagiga ega bo'lamiz.

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q|}{r^2} \quad (4.3)$$

(4.2) dan kelib chiqadiki, musbat nuqtaviy zaryadning ($q>0$) maydon kuchlanganlik vektori radius-vektor $\vec{r}$ tomon yo'nalgan bo'ladi, manfiy zaryadning ($q<0$) maydoni $\vec{r}$ ga qarshi yo'nalgan bo'ladi, ya'ni q zaryadga tomon yo'nalgan bo'ladi. Kuchlanganlikning kattaligi masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir. Nuqtaviy zaryadning maydon manzarasi 2-rasmda tasvirlangan (a va b hol). Bu yerda kuchlanganlik vektori strelka bilan tasvirlangan.

§ 5. Superpozitsiya prinsipi. Nuqtaviy zaryadlar tizimining maydon kuchlanganligi

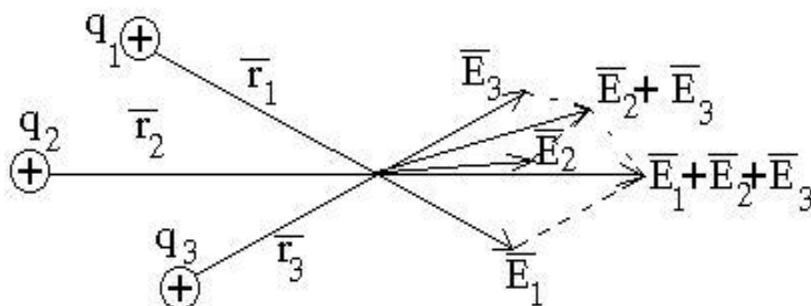
Elektrostatik maydon uchun superpozitsiya prinsipi, yoki qo'shilish, bunga ko'ra ixtiyoriy zaryadlar sistemasi tomonidan hosil qilingan maydon kuchlanganligi har bir nuqtada alohida zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganliklar yig'indisiga teng bo'ldi.

$$\vec{E} = \sum \vec{E}_i \quad (5.1)$$

bu yerda $\vec{E}_i$ -sistemaning i-zaryad hosil qilgan maydon kuchlanganligi va summa sistemadagi barcha zaryadlar bo'yicha olinadi. Superpozitsiya prinsipi zaryadlar fazoda har qanday taqsilanganda maydon kuchlanganligi nazariy hisoblash bilan mumkinligini ko'rsatadi. Haqiqatda ham har qanday zaryadlangan jismni nuqtaviy zaryadlar yig'indisi yoki to'plami deb qarash mumkin. q_i ta nuqtaviy zaryadlar sistemasining hosil qilgan maydoni uchun (5.1) superpozitsiya prinsipiga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

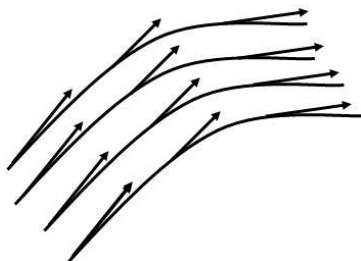
$$\vec{E} = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i^3} \vec{r}_i \quad (5.2)$$

Bu hol uchta nuqtaviy zaryad uchun quyidagi 3-rasmda ko'rsatilgan:



3-rasm

Kuchlanganlik chiziqlari. Agar qandaydir vektor kattalikning qiymati fazoning barcha nuqtalarida yoki fazoning sohasida aniqlangan bo'lsa, vektor maydon haqida gapiriladi. Vektor maydonning ko'rgazmali tasvirini hosil qilish uchun chiziqlar shunday o'tkaziladiki, har bir nuqtadagi vektorning yo'nalishi shu chiziqlarga urinma bo'lishi kerak. (4-rasm)



4-rasm

Vektor maydon chiziqlarini o'tkazish shunday shart bilan amalga oshiriladi, uning zichligi har bir nuqtadagi vektor kattalikning absolyut qiymatiga teng bo'ladi. Bunga ko'ra vektor maydon kichik chiziqlar manzarasiga qarab nafaqat uning yo'nalishi haqida, balki uning kattaligi

haqida fikr yuritildi: chiziqlar zich bo'lgan joyda vektorning kattaligi ko'p, va aksincha. Kuchlanganlik vektori chiziqlari yana bir muhim xossaga ega bo'ladi: agar kuch chiziqlarini zichlik sharti bo'yicha o'tkazilsa, ular zaryadlangan jismlardan tashqari uzluksiz bo'lib, zaryad bor joyda esa uziladi, musbat zaryad bor joyda -"boshlanadi", manfiy zaryadlarda -" tugaydi ". Bu esa Gauss tenglamasini natijasi, bu haqda keyin qaraymiz. 2-rasmda musbat va manfiy zaryad (a, b), ikkita turli xil va bir xil zaryadlangan (c va d), bir jinsli (e) va yupqa zaryadlangan (f) diskning kuchlanganlik chiziqlari tutash chiziqlar bilan belgilangan.

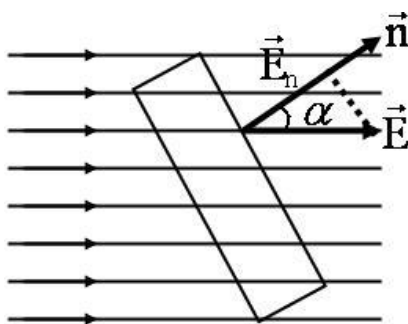
§ 6. Kuchlanganlik oqimi

Vektor maydonlarining xosasini xarakterlash uchun skalyar kattalik sirt orqali o'tuvchi vektor oqimi kiritiladi. Elektrostatikada kuchlanganlik vektori oqimi bilan ish ko'riladi bu yerda kuchlanganlik vektor oqimi haqida so'z yuritiladi.

Oqimni aniqlash uchun hususiy holdan boshlaymiz, maydoni bir jinsli va bo'lgan tekis sirt bo'lgan holni qaraymiz. Bu holda kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ ning yuz S orqali oqim Φ quyidagi formula bilan aniqlanadi :

$$\Phi = ES \cos \alpha = E_n S, \quad (6.1)$$

bu yerda α burchak kuchlanganlik $\vec{E}$ bilan yuzaga tushirilgan normal $\vec{n}$ o'rtasidagi burchak, $E_n = E \cos \alpha$ kuchlanganlikning normal bo'yicha proyeksiyasi. (5-rasm).

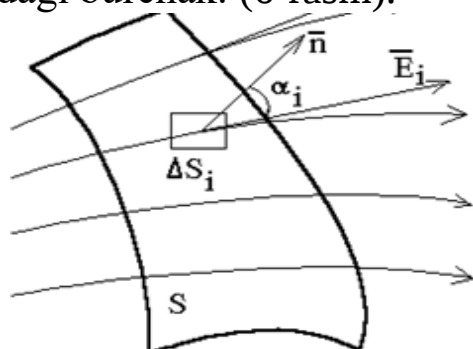


5-rasm

Umumiy holda, maydon bir jinsli bo'lmaganda va sirt yassi bo'lmaganda, sirtni fikran mayda qismlarga bo'lamiz, ya'ni taqriban uni yassi deb hisoblash mumkin bo'lsin, barcha nuqtalardagi maydonni bir jinsli deb hisoblaymiz. Yuzasi ΔS_i -bo'lgan i-ta qismdan o'tgan kichik kuchlanganlik oqimi $\Delta \Phi_i$ (6.1) ga ko'ra quyidagicha bo'ladi:

$$\Delta\Phi_i = E^{(i)} \Delta S_i \cos \alpha_i \quad (6.2)$$

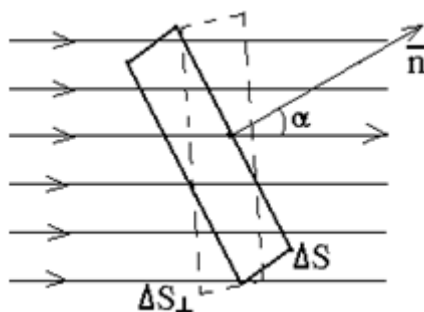
bu yerda $\vec{E}^{(i)}$ - shu sohadagi maydon kuchlanganligi va α_i - kuchlanganlik $\vec{E}^{(i)}$ bilan normal o'rtasidagi burchak. (6-rasm).



6-rasm

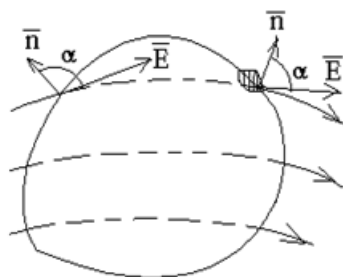
S sirt orqali o'tuvchi to'la kuchlanganlik oqimi Φ ni topish uchun uning mayda sohalaridan o'tuvchi oqimlarning yig'indisini olamiz va limitga o'tamiz, ya'ni:

$$\Phi = \lim_{\Delta S_i \rightarrow 0} \sum_i E_n^i \Delta S_i = \int_S E_n dS, \quad (6.3)$$



7-rasm

ΔS sirtdan o'tgan maydon kuchlanganlik oqimining absolyut qiymati son jihatidan shu yuzani kesib o'tuvchi kuchlanganlik chiziqlari soniga teng bo'ladi. Haqiqatda ham 7-rasmdan ko'rinadiki, ΔS yuzada va uning tekislikka proyeksiyasi $\Delta S_{\perp}$ dan bir xil sondagi kuchlanganlik chiziqlari o'tadi va y $\vec{E} \Delta S_{\perp}$ ga teng, tig'islik haqidagi shartga ko'ra $\Delta S_{\perp}$ yuzachadan $\vec{E}$ kuchlanganlik chizig'i o'tadi. $\Delta S_{\perp} = \Delta S \cos \alpha$ bo'lgan, chunki u vaqtda $\vec{E} \Delta S_{\perp} = \vec{E} \Delta S \cos \alpha = \Delta \Phi$ isbot etildi.



8-rasm

Oqimning ishorasi kuchlanganlik vektori yo‘nalishi bilan sirtga tushirilgan normal orasidagi burchakka bog‘liqdir. Yopiq sirt bo‘yicha oqimni aniqlashda shartli ravishda sirtga tashqi normal tushiriladi. U vaqtda 8-rasmdan ko‘rinadiki, oqim musbat bo‘ladi, kuchlanganlik chiziqlari sirtan chiqqan joyda, (bu yerda $\alpha < \pi/2$, $E_n > 0$, demak, $\Delta\Phi = E_n \Delta S > 0$) va manfiy bo‘ladi, kuchlanganlik chiziqlari kirgan joyda ($\alpha > \pi/2$, $E_n < 0$, $\Phi < 0$). Demak, yopiq sirt orqali o‘tgan oqim son jihatdan sirtan chiqayotgan chiziqlardan unga kirayotganining ayirmasiga teng bo‘ladi.

§ 7. Gauss teoremasi va uning elektr maydonlarni hisoblashda qo‘llanilishi

Elektrostatik maydon uchun quyidagi eng muhim oqim to‘g‘risida Gauss teoremasi mavjud. Har qanday ixtiyoriy yopiq sirt orqali o‘tgan kuchlanganlik vektorining oqimi proporsionillik koeffisienti aniqligida shu sirt ichida joylashgan zaryadlarning algebraik yig‘indisiga tengdir. XB sistemasida proporsionallik koeffisienti $1/\epsilon_0$ ga teng va teorema quyidagi ko‘rinishda bo‘ladi:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i \quad (7.1)$$

$\oint_S$ shuni bildiradiki, integral yopiq sirt bo‘yicha olinadi.

O‘ng tomondagi yig‘indi zaryadni zaryadning hajmiy zichligi orqali ifodalasak, teorema quyidagicha yoziladi:

$$\oint_S E_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV \quad (7.2)$$

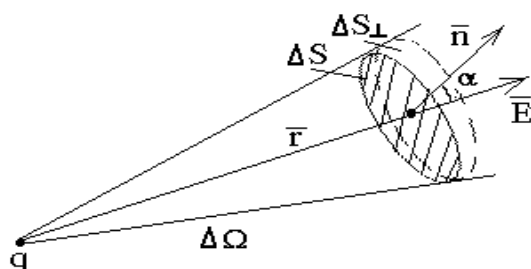
$\int_V$ integral hajm bo‘yicha olishini bildiradi.

Teoremani isbot qilishni uch bosqichga bo‘lib olib boramiz.

1. Dastlab qo‘shimcha shartni isbot qilamiz. q nuqtaviy zaryad maydonida ΔS - yuzachadan o‘tgan kuchlanganlik oqimi $\Delta\Phi$ shu zaryad va jism uchun $\Delta\Omega$ aniqlanadi, ya’ni:

$$\Delta\Phi = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} q \Delta\Omega \quad (7.3)$$

bu yerda ishora yuzaga tushirilgan normalni tanlab olish bilan aniqlanadi.



9-rasm

Aniqroq bo‘lish uchun zaryad q ni musbat deb hisoblaymiz. ΔS ga normalni shunday tanlaymizki, ya’ni u radius vektor $\mathbf{r}$ bilan o‘tkir burchak hosil qilsin. Formula (5.1) ga qo‘yib, nuqtaviy zaryad kuchlanganligining absolyut miqdori uchun quyidagiga ega bo‘lamiz:

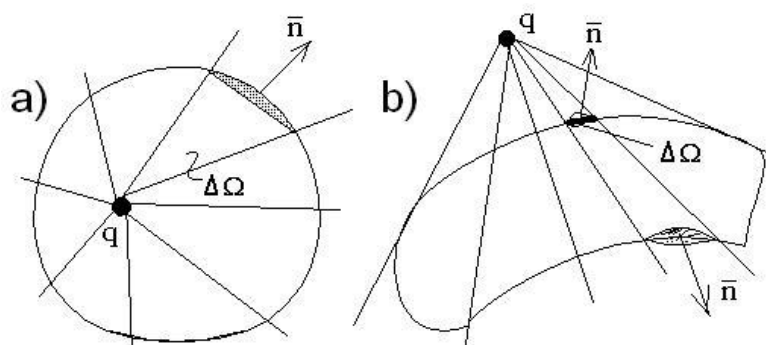
$$\Delta\Phi = E \Delta S \cos \alpha = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \Delta S \cos \alpha \quad (7.4)$$

lekin, $\Delta S \cos \alpha = \Delta S_{\perp}$, bu yerda $\Delta S_{\perp}$ - $\mathbf{r}$ ga perpendikulyar bo‘lgan tekislik yuzasi, $(\Delta S_{\perp}/r^2) = \Delta\Omega$ - fazoviy burchak ($\Omega = S/r^2$).

“+” ishora normalning zaryad q dan chiquvchi yo‘nalishiga, “-” normalning teskari yo‘nalishga mos keladi.

2. Endi teoremani to‘la nuqtaviy zaryad maydoni uchun isbotlaymiz. Istalgan ixtiyoriy yopiq sirt orqali o‘tgan kuchlanganlik oqimi q/ϵ_0 yoki 0 ga teng, bu esa zaryad q ning sirtning ichida yoki tashqarisida bo‘lishiga bog‘liqdir.

Sirtni qavariq deb, uni kichik qismlarga bo‘lamiz, ulardan har biri tegishli fazoviy burchak doirasida to‘plangan deb olamiz. 10-Rasm a.



10-rasm

Sirtning har bir qismidan o'tuvchi kuchlan-ganlik oqimi formula (7.4) bilan aniqlanadi. Agar sirt zaryadni o'rab olsa (10-rasm a), u vaqtda bu formulada “+” ishora olish kerak, chunki sirtning barcha qismlarida tashqi normal zaryad q dan chiquvchi bo'ladi. Sirtning barcha qismlaridan o'tgan oqimlarning yig'indisini olsak va yoyilgan fazoviy burchak 4π steradianga teng bo'lishini hisobga olsak, to'la oqim uchun quyidagi ifodani yozamiz:

$$\Phi = \int d\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int d\Omega = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (7.5)$$

Agar zaryad yopiq sirtdan tashqarida joylashsa, u vaqtda sirt bitta fazoviy burchak doirasida juft sohalarga bo'linadi (10-rasm b). Har ikkita shunday sohadan o'tuvchi oqimlar $\Delta\Phi$ (6.3) ga ko'ra, lekin ishorasi qarama-qarshi bo'ladi, chunki sohalardan birida normal zaryad q ga tomon yo'nalgan,

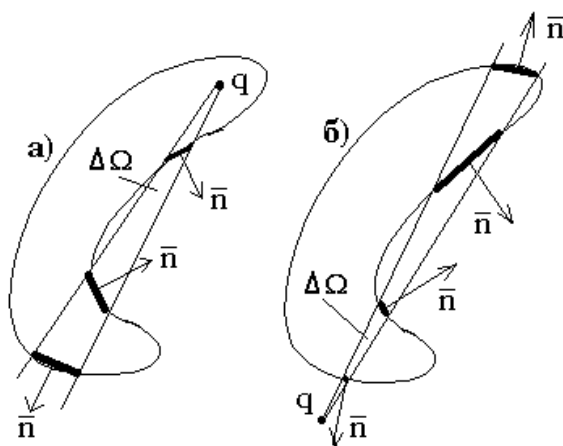
Shuning uchun yig'indi olganda kichik oqimlar bir birini muvozanatlaydi va butun sirt orqali o'tuvchi to'la oqim nolga teng bo'ladi.

Shunday qilib,

$$\Phi = \begin{cases} \frac{q}{\epsilon_0}, & \text{agar zaryad - sirt ichida bo'lsa} \\ 0, & \text{agar zaryad - sirtdan tashqarida bo'lsa} \end{cases}$$

shuni isbot qilish kerak edi, isbot qilindi.

Biz qaragan holda sirt qavariq edi, lekin teorema har qanday shakldagi yopiq sirt uchun o'rinlidir. (11-rasm)



11-rasm

Bu yerda zaryaddan o'tuvchi nur yopiq sirtni juda ko'p kesib o'tadi. Oqimning bu sohalaridan kesib o'tgan absolyut miqdorlari xuddi qavariq sirdagi singari bo'ladi, ishoralar navbatlashadi, chunki normalning yo'nalishi ham almashadi. Zaryadni o'rab turgan sirt uchun (11-rasm a), fazoviy burchak $\Delta\Omega$ chegarasidagi sohalar soni hamma vaqt toq bo'ladi, yig'indisi olinganda faqat chetki sohalaridan kompensirlanmagan oqim $\Delta\Phi$ qoladi. Zaryadni o'rab olmagan sirt uchun (11-rasm b) fazoviy burchak doirasida sohalar soni juft bo'ladi, yig'indisi olinganda oqimlar juft-juft bo'lib bir birini muvozanatlaydi.

Gauss teoremasini umumiy hol uchun ixtiyoriy sistemadagi nuqtaviy zaryadlar maydoni uchun isbot qilamiz. Kuchlanganlik uchun superpozitsiya prinsipidan ma'lumki, ixtiyoriy yopiq sirt orqali o'tgan kuchlanganlik oqim vektorini sistemaning har bir nuqtaviy zaryadi hosil qilgan oqimlar Φ_i - yig'indisidan iborat deb qarash mumkin.

$$\Phi = \oint_S E_n dS = \oint_S \left(\sum_{i=1}^n E_n^{(i)} \right) dS = \oint_S \left(\sum_{i=1}^n E_n^{(i)} dS \right) = \sum_{i=1}^n \Phi_i, \quad (7.6)$$

Yuqorida qilgan isbotimizga ko'ra, zaryadning sirtidan tashqarida hosil qilgan oqimlari 0 ga teng, sirt ichida joylashganlari q/ϵ_0 ga teng bo'ladi.

Shunday qilib,

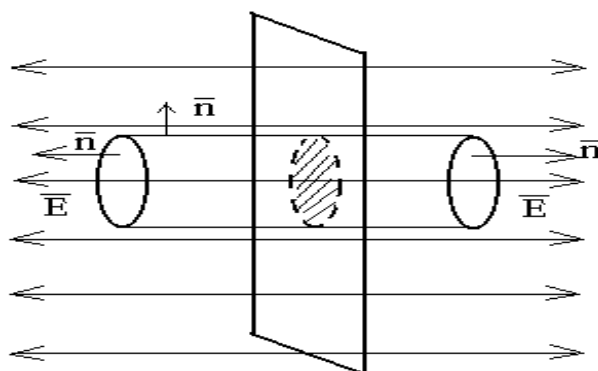
$$\oint_S \vec{E}_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i \quad (7.7)$$

bu yerda o'ngda S sirt ichida joylashgan zaryadlar kiradi.

Gauss teoremasi zaryadlar va ularning hosil qilgan maydonini bog'lasada, umuman olganda zaryadning berilgan taqsimlanishi bo'yicha maydon kuchlanganligini hisoblash imkoniyatini bermaydi, chunki $\vec{E}$ keyingi integral ostidadir. Lekin zaryadning taqsimlanishi simmetrik bo'lgan holda, u yoki bu shaklda yopiq sirt tanlab olish imkoniyati bo'lgan hollarda kuchlanganlik vektori hamma yerda sirtga perpendikulyar bo'ladi va uning barcha qismlarida absolyut qiymati bir xil bo'ladi. Bunday holda kuchlanganlik kattaligi $E = \pm E_n = \text{const}$ bo'ladi va uni integraldan chiqarish va aniqlash mumkin.

Ikkita holni qarab chiqamiz.

1. Zaryadlangan cheksiz tekislik maydoni. Tekis zaryadlangan cheksiz tekislikni qaraymiz, uning zaryadinig sirt zichligi $\sigma > 0$ bo'lsin. Zaryadlarning taqsimlanishiga ko'ra aniq sirt shakli tanlab olinadi. Qaralayotgan masalada maydon kuchlanganligi zaryadlangan tekislikdan uzoqlikda bo'lgan barcha nuqtalarda bir xil, ikkinchidan hamma yerda tekislikka perpendikulyar va undan tashqariga yo'nalgan. Bu tasavvurlar sirtni to'g'ri silindr ko'rinishida qarashga asos bo'ladi, uning yasovchisi kuchlanganlik chiziqlariga parallel, asoslari esa tekislikning ikkala tomoni-dan bir xil masofada joylashgan. (12-rasm)



12-rasm

Silindrning yon sirti orqali o'tgan kuchlanganlik oqimi 0 ga teng, chunki unda $E_n=0$. Har bir asosdan

o'tgan oqim quyidagicha yoziladi:

$$\Phi = \int_S E_n dS = \int_S E dS = ES \quad (7.8)$$

bu yerda S - asosining yuzi. Silindr sirti orqali o'tgan to'la oqim:

$$\Phi = \Phi_{\text{yonsirt}} + \Phi_{1\text{ asos}} + \Phi_{2\text{ asos}} = 2ES \quad (7.9)$$

Silindr ichida joylashgan zaryad (shtrixlangan qismda) σS ga teng. Gauss teoremasiga ko'ra quyidagiga ega bo'lamiz:

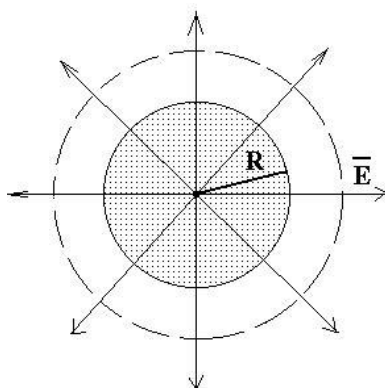
$$2ES = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}$$

Bundan

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad (7.10)$$

Bu formuladan ko'rinadiki, kuchlanganlik nuqtaning holatiga bog'liq bo'lmaydi, demak maydon tekislikning ikkala tomonida ham bir jinslidir.

2. Sferik-simmetrik taqsimlangan zaryadning maydoni. Zaryad q radiusi R bo'lgan sferada simmetrik taqsimlangan bo'lsin, ya'ni zaryad zichligi ρ sfera markazi O gacha bo'lgan masofaga bog'liq bo'lsin. Zaryadni musbat deb hisoblaymiz ($\rho>0$). Simmetriya tasavvuri bo'yicha aytish mumkinki, maydon kuchlanganligi istalgan nuqtada radial yo'nalgan va uning kattaligi sfera markazidan teng uzoqlikdagi barcha nuqtalarda bir xildir (13-rasm).



13-rasm

Demak, $E_n = E = \text{const}$ Markazi 0 nuqtada yotgan radiusi r ga teng bo'lgan barcha sferik sirtga o'zgarmas va shu sirt orqali o'tgan kuchlanganlik oqimi quyidagicha:

$$\oint_S E_n(r) dS = \oint_S E_n(r) dS = E(r) \int_S dS = E(r) \cdot 4\pi r^2 \quad (7.11)$$

Gauss teoremasini radiusi $r > R$ bo'lgan sferik sirtga qullasak (rasmda uzuk-uzuk chiziq bilan ko'rsatilgan) va uning ichida butun zaryad q to'plangan deb qarasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E(r) 4\pi \cdot r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}, \quad (7.12)$$

Bu yerda

$$E(r)(r > R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}, \quad (7.13)$$

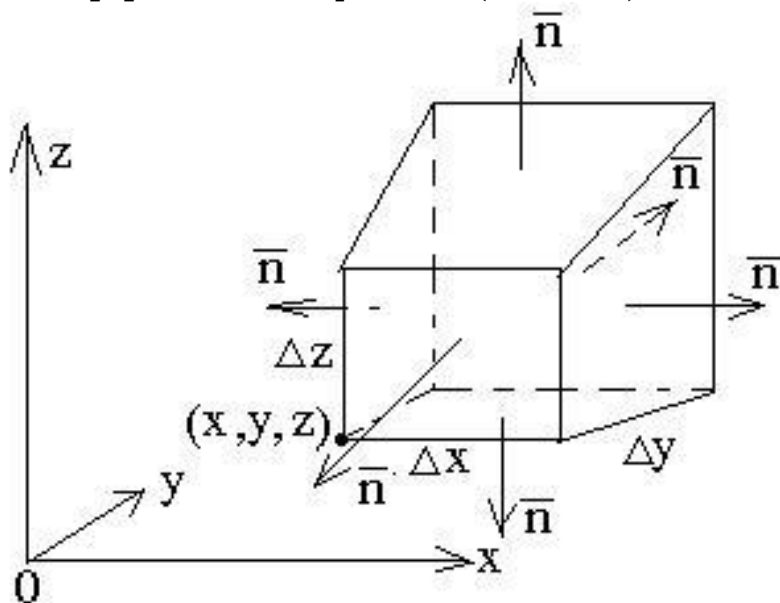
Shunday qilib, sistemaning tashqi sohadagi maydoni simmetriya markazida joylashgan nuqtaviy zaryad q ning maydoni kabi bo'ladi. Gauss teoremasini radiusi $r < R$ bo'lgan sferik sirt uchun (rasmda kichik radiusli aylana) qullasak, $E(r) \cdot 4\pi r^2 = (1/\epsilon_0)q'$. Bu yerda $q'(r)$ - shu sfera ichidagi zaryad. Bu yerdan topamiz:

$$E(r)(r < R) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q'(r)}{r^2} \quad (7.14)$$

Shunday qilib, sistemaning ichki nuqtalarida maydon shu sfera ichida joylashgan zaryad bilan aniqlanadi va bu sferadan tashqaridagi zaryadga bogʻliq emas.

§ 8. Gauss teoremasining differensial koʻrinishi

Integral koʻrinishdagi Gauss teoremasi (7.2) nolokal xarakterga ega, chunki unda fizik kattaliklarning qiymati fazoning turli xil nuqtasida mavjud boʻladi. E_p tanlab olingan sirtning barcha nuqtalarida va ρ - shu sirt bilan chegaralangan hajmning barcha nuqtalarida. Agar sirtni nuqtaga yaqinlashtirsak yoki limitga oʻtsak, Gauss teoremasining differensial shakli-fizik kattaliklarning qiymatini bogʻlovchi differensial tenglamadan iborat boʻladi, zaryad zichligi va kuchlanganlikning koordinata boʻyicha hosilasi fazoning bitta nuqtasi uchun mavjud boʻladi. Koordinatalari X, Y, Z boʻlgan nuqtani qaraymiz va uning koordinatalarining kichik siljishlari $\Delta x, \Delta y$, va Δz boʻyicha toʻgʻri burchakli parallelopipedni hosil qilamiz. (14-rasm)



14-rasm

Shu parallelopiped sirti orqali oʻtgan kuchlanganlik vektori oqimi uchun ifodani topamiz. Pastki yoq uchun yuza $\Delta S = \Delta x \Delta y$ va $E_n = -E_z(x, y, z)$, chunki bu yoqqa tashqi normal Z oʻqiga teskari yoʻnalgan:

$$\Delta \Phi = -E_z(x, y, z) \Delta x \Delta y \quad (8.1)$$

Yuqori yoqdan oʻtuvchi oqim $E_z(x, y, z + \Delta z) \Delta x \Delta y$ ga teng boʻladi. Haqiqatda bu holda $E_n = +E_z$ ga teng, chunki tashqi normal yoʻnalishi Z oʻqi bilan mos keladi va undan tashqari E_z ning qiymatini $x, y, z + \Delta z$

nuqtada olish kerak, chunki yuqori yoq Δz ga siljigan. Xuddi shunday yo'l bilan boshqa yoqlar uchun ham topiladi: chapdagi $-E_y(x,y,z)\Delta y\Delta z$, o'ngdagi $E_x(x+\Delta x,y,z)\Delta y\Delta z$, oldingi $-E_y(x,y,z)\Delta x\Delta z$ va orqadagi $E_y(x,y+\Delta y,z)\Delta x\Delta z$. Yoqlar orqali o'tgan oqimlarni qo'shib, parallelopiped sirtidan o'tgan to'la oqimni topamiz, uni Gauss teoremasi bo'yicha $(1/\epsilon_0)\rho(x,y,z)\Delta x\Delta y\Delta z$ zaryadga tenglashtiramiz (sirt ichida joylashgan):

$$\begin{aligned} & [E_x(x+\Delta x,y,z) - E_x(x,y,z)]\Delta y\Delta z + [E_y(x,y+\Delta y,z) - E_y(x,y,z)]\Delta x\Delta z + \\ & + [E_z(x,y,z+\Delta z) - E_z(x,y,z)]\Delta x\Delta y = \left(\frac{1}{\epsilon_0}\right)\rho(x,y,z)\Delta x\Delta y\Delta z \end{aligned} \quad (8.2)$$

Tenglikning ikkala tomonini parallelopiped hajmiga bo'lamiz va limitga o'tamiz: $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta y \rightarrow 0$ va $\Delta z \rightarrow 0$ natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{1}{\epsilon_0}\rho, \quad (8.3)$$

Bu differensial tenglama bo'lib Gauss teoremasining differensial ko'rinishini ifodalaydi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Elektrostatik maydon haqida tushuncha bering.
2. Elektr zaryadi nima uchun atom tuzilishiga ega deyiladi?
3. Kulon qonunini tushuntiring.
4. Elektr maydon kuchlanganligi va nuqtaviy maydon kuchlanganlik formulalarini yozing.
5. Gauss teoremasi va uning qo'llanishini tushuntiring.
6. Gauss teoremasining differensial ko'rinishini yozing.

TEST TOPSIRIQLARI

1. 3 g suv tomchisida nechta elektron bor?

- a) 10^{26} ; b) 10^{25} ; c) 10^{24} ; d) 10^{23} ;

2. Musbat $+2q$ zaryadga ega bo'lgan tomchidan $-q$ zaryadli tomchi ajraldi. Qolgan tomchining elektr zaryadi qancha?

- a) $-3q$; b) $-q$; c) $+q$; d) $+3q$;

3. Manfiy -2 nKl zaryadli simob tomchisi zaryadi 7 nKl bo'lgan simob tomchisi bilan qo'shildi. Hosil bo'lgan tomchining zaryadi qanday bo'ladi (nKl)?

- a) 2; b) -2 ; c) 5; d) -3 ;

4. Zaryadi $+4e$ bo'lgan tomchi unga yorug'lik tushishi natijasida 2 ta elektronni yo'qotdi. Tomchining keyingi zaryadi nimaga teng bo'ladi?

- a) $+2e$; b) $-2e$; c) $+6e$; d) $-8e$;

5. Agar massasi 18 g bo'lgan suv elektronlarining 0.1 qismini yo'qotsa, qanday zaryad hoil bo'ladi (Kl)?

- a) $9.6 \cdot 10^5$; b) $9.6 \cdot 10^4$; c) $9.6 \cdot 10^3$; d) 10^5 ;

6. Musbat nuqtaviy zaryad maydonida manfiy zaryadlangan chang zarrasi qanday harakatlanadi:

- a) Tezlanuvchan; b) Tekis tezlanuvchan; c) Tekis sekinlanuvchan; d) Tekis.

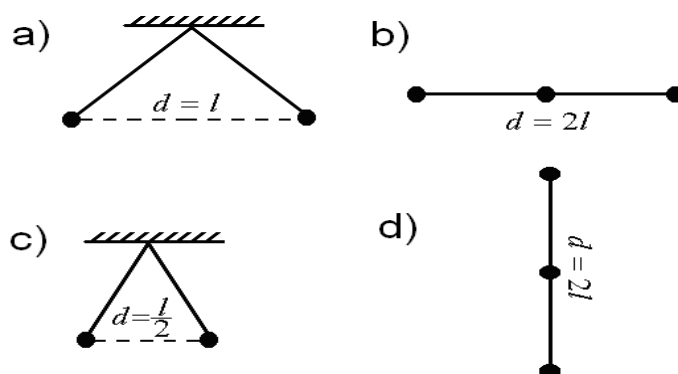
7. Vakuumba bir biridan 1 m uzoqlikda joylashgan, har qaysi bir kulondan bo'lgan ikkita nuqtaviy zaryad qanday kuch bilan o'zaro ta'sirlashadi:

- a) 1 N ; b) $9 \cdot 10^9 \text{ N}$; c) $9 \cdot 10^4 \text{ N}$; d) $9 \cdot 10^3 \text{ N}$.

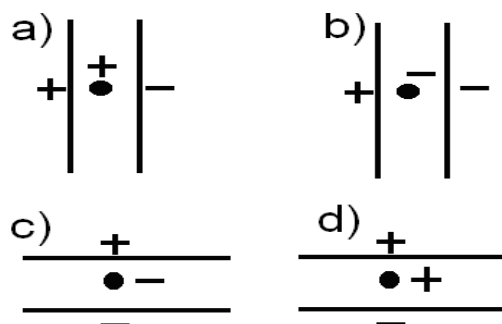
8. Ikkita nuqtaviy zaryadning o'zaro ta'sir kuchi vakuumda F ga teng. Bu kuchni qanday yo'l bilan 81 marta kamaytirish mumkin:

- a) Zaryadlarni suvga joylashtirish bilan; b) Zaryadlar orasidagi masofani 9 marta kamaytirish bilan; c) Zaryadlar kattaligini 81 martadan kamaytirish bilan; d) Zaryadlar orasidagi masofani 81 marta oshirish bilan.

9. Bir xil uzunlikdagi (l) ipak iplarga osilgan ikkita kichik metall sharchalarga vaznsizlik holatida bir xil ishorali zaryadlar berilganda, qanday holatni egallaydi:



10. Zaryadlangan chang zarrasining, bir tekis zaryadlangan ikkita parallel metall plastinkalar orasida, muallaq turadigan holati uchun qaysi rasm to'g'ri:



11. Bir xil radiusli zaryadlangan mis (m) va po'lat (p) sharlar o'zaro kontaktga keltirilib ajratilgandan so'ng ulardagi zaryad qanday taqsimlanadi:

- a) $q_m = q_n$; b) $q_m < q_n$; c) $q_m > q_n$; d) $q_m \gg q_n$.

12. Zaryadlanmagan sferik metall qatlamning markaziga musbat zaryadlangan sharcha joylashtirildi. Sferaning qayerida va qanday ishoralari zaryadlar paydo bo'ladi:

- a) Ichki sirtida – manfiy, tashqarisida – musbat;
b) Ichki sirtida – musbat, tashqarisida – musbat;
c) Ichki sirtida – musbat, tashqarisida – manfiy;
d) Ichki sirtida – manfiy, tashqarisida – manfiy.

13. Zaryadlanmagan qalin sferik metall qatlamning markaziga zaryadlangan sharcha joylashtirildi. Elektr maydoni qayerda mavjud bo'ladi:

- a) Sfera ichida va tashqarisida;
b) Faqat sfera tashqarisida;
c) Faqat sfera ichida;
d) Metall qatlam ichida.

14. Zaryadlanmagan qalin sferik dielektrik qatlamning markaziga zaryadlangan sharcha joylashtirildi. Elektr maydoni qayerda mavjud bo'lmaydi:

- a) Elektr maydoni bo'lmaydigan soha yo'q;
- b) Faqat sfera tashqarisida;
- c) Dielektrik qatlami ichida;
- d) Sfera ichida va tashqarisida.

15. Bir xil miqdor va bir xil ishorali zaryadlangan ikkita sharcha bir biridan ma'lum bir masofada joylashgan. Shu masofaning qoq o'rtasidagi nuqtada elektr maydoni kuchlanganligi (E) nimaga teng? (har bir sharchadagi zaryadning shu nuqtadagi hosil qiladigan maydon kuchlanganligi E_1 – ga teng):

- a) Masalani yechish uchun berilgan ma'lumotlar kamlik qiladi;
- b) $E = E_1/2$;
- c) $E = 2E_1$;
- d) $E = 0$.

II BOB. ELEKTROSTATIK MAYDONNING POTENSIALI

§ 9. Zaryadni elektrostatik maydonda ko‘chirilganda bajarilgan ish

Sinash zaryadni maydonda harakat qildirilganda elektrostatik kuchlar ish bajaradi. Mexanikadan ma’lumki, F kuchning Δl cheksiz kichik ko‘chishdagi ishi $\Delta A = F \Delta l \cos \alpha = F_l \Delta l$ bilan aniqlanadi, bu yerda α - kuch yo‘nalishi bilan ko‘chish orasidagi burchak, $F_l = F \cos \alpha$ kuchning ko‘chish yo‘nalishdagi proyeksiyasi. Chekli yo‘ldagi ish (B nuqtadan C nuqtagacha masofada) kichik ishlarning yig‘indisi sifatida aniqlanadi:

$$A_{BC} = \int_B^C F \cos \alpha dl = \int_B^C F_l dl \quad (9.1)$$

Sinash zaryadga ta’sir qiluvchi kuch $F = Eq_0$ bilan aniqlangani uchun, elektrostatik kuchning sinash zaryadini cheksiz kichik siljish Δl -ga ko‘chirganda bajargan ishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\Delta A = q_0 E \Delta l \cos \alpha = q_0 E_l \Delta l, \quad (9.2)$$

B nuqtadan C nuqtagacha chekli masofada bajargan ishi:

$$A_{BC} = q_0 \int_B^C E \cos \alpha dl = q_0 \int_B^C E_l dl, \quad (9.3)$$

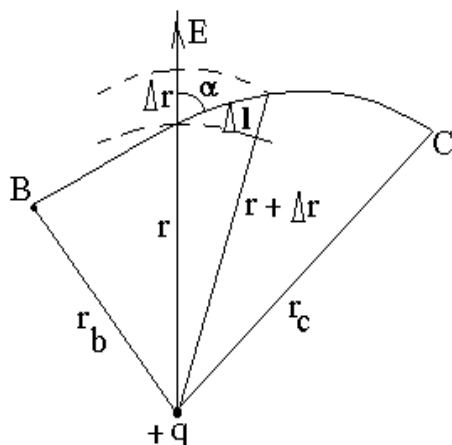
q_0 sinash zaryadni nuqtaviy zaryad maydonida ko‘chirganda bajarilgan ishni hisoblaymiz (15-rasm).

(9.3) formulaga (5.2) ifodadan nuqtaviy zaryad maydon kuchlanganligi qiymatini qo‘ysak va $dl \cos \alpha = dr$ ekanligini hisobga olsak (15-rasm) dan ko‘rinib turibdiki, u vaqtda quyidagiga ega bo‘lamiz:

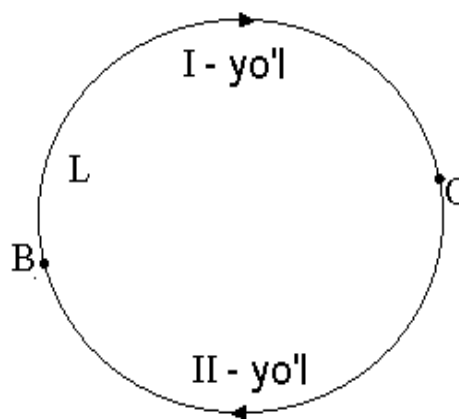
$$A_{BC} = q_0 \int_B^C E \cos \alpha dl = q_0 \int_{r_B}^{r_C} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \right) dr = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \int_{r_B}^{r_C} \frac{dr}{r^2} = \frac{q_0 q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_C} \right), \quad (9.4)$$

Bu yerda r_B va r_C zaryad q dan yulning boshlangich va oxirgi nuqtasigacha bo‘lgan masofa. Bu formuladan ko‘rinadiki, ish siljish (kuchish)ning boshlangich va oxirgi nuqtalarining xolatiga bog‘liq

bo'lib, yulning shakliga bog'liq emasdir, chunki isbot qilishda shakl ixtiyoriy tanlab olingan edi. Ko'rish ko'chirganda bajarilgan ishning yulning shakliga bog'liq bo'lmasligi har qanday elektrostatik maydonning umumiy xossasiga kiradi. Haqiqatdan ham, (9.3) formuladan va (5.1) superpozitsiya prinsipidan foydalanib quyidagiga ega bo'lamiz:



15-rasm



16-rasm

$$A = q_0 \int E_l dl = q_0 \int \left(\sum_i E_l^{(i)} dl \right) = \sum_i \left(q_0 \int E_l^{(i)} dl \right) = \sum_i A_i, \quad (9.5)$$

yani ixtiyoriy zaryadlar sistemasi tomonidan bajarilgan ish har bir nuqtaviy zaryadning alohida bajargan ishlarining yig'indisiga teng bo'ladi. Har bir ish A_i sinash zaryadning trayektoriyasining shakliga bog'liq emas, u vaqtda yig'indi ish ham yo'lning shakliga bog'liq bo'lmaydi. Bu shuni bildiradiki, **elektrostatik kuchlar-konservativdir**.

§ 10. Elektrostatik maydon kuchlanganlik vektorining Sirkulyatsiyasi

Ish yo'lning shakliga bog'liq bo'lmasligidan zaryadni yopiq kontur bo'yicha ko'chirishda bajargan ishi nolga teng bo'lishi kelib chiqadi. Haqiqatda, yopiq kontur L da ixtiyoriy B va C nuqtalarni olamiz (16-rasm). Nuqtaviy zaryadni (q_0) kontur bo'yicha ko'chirganda bajargan ish ikkita haddan iborat: $A = A_{BC} + A_{CB}$.

Ikkinchi hadni ($-A_{BC}$) ga almashtirish mumkin, chunki yo'nalish o'zgartirilganda ko'chish ham ishorasini o'zgartiradi va shunday qilib $A = A_{BC} - A_{BC}$. Ammo $A_{BC} = A_{BC}$ ish yo'lning shakliga bog'liq bo'lmagani

uchun $A=0$. (9.3) ifodani qo'llab va q_0 ga qisqartirib, olingan natijani quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint_L E_l dl = 0 \quad (10.1)$$

integral yopiq kontur bo'yicha olinadi.

Ixtiyoriy vektor maydoni $\mathbf{A}$ uchun $\oint_L \mathbf{A}_l dl$ ifodani yozish mumkin va unga $\mathbf{A}$ vektorning yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi deyiladi. Sirkulyatsiya oqim bilan birga vektor maydonining asosiy xarakteristikasidir. Formula (10.1) shuni bildiradiki, elektrostatik maydon kuchlanganligining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng ekan.

§ 11. Potensial. Nuqtaviy zaryad va zaryadlar tizimi maydonlarining potensial

Elektrostatik kuchlarning konservativ xossasidan kelib chiqadiki, elektrostatik maydonda joylashgan sinash zaryad potensial energiyaga ega bo'ladi. Potensial energiyaning umumiy aniqlanishidan foydalanib aniqlash mumkinki, maydonning qandaydir B nuqtasidan qandaydir belgilangan nuqtaga (potensial energiyaning sanoq nuqtasi) ko'chirganda bajargan ishni hisobdaymiz. Chekli o'lchamdagi zaryadlar sistemasi uchun sanoq boshi sifatida (sanoq nuqtasi) cheksiz uzoqlashgan nuqta (∞) qabul qilinadi.

Shunday qilib (9.3) ni hisobga olsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$W_{pot}(B) = A_{B\infty} = q_0 \int_B^{\infty} E_l dl, \quad (11.1)$$

Sinash zaryadining potensial energiyasi maydonning xarakteristikasi bo'la olmaydi, chunki u sinash zaryadining kattaligiga bog'liqdir. (11.1) ga asosan bu bog'lanish to'g'ri proporsional bog'lanishdir, lekin potensial energiyaning sinash zaryad kattaligiga nisbati sinash zaryadga bog'liq bo'lmaydi. Sinash zaryad potensial energiyaning shu sinash

zaryadga nisbati elektrostatik maydonning shu nuqtasidagi potentsiali deyiladi:

$$\varphi(B) = \frac{W_{\text{pot}}(B)}{q_0} = \frac{A_{B\infty}}{q_0} = \int_B^{\infty} E_l dl, \quad (11.2)$$

Bu aniqlashdan kelib chiqadiki, potentsial son jihatdan birlik musbat zaryadning potentsial energiyasiga tengdir. Potentsialning XB sistemasida o'lchov birligi " Volt" va (11.2) ga ko'ra $1V=1\text{Joul} / 1\text{Kl}$.

Elektrostatik maydonning potentsiali skalyar kattalikdir. Fazoning barcha nuqtalarida yoki fazoning ma'lum sohasida qandaydir skalyar kattalikning qiymati aniqlangan bo'lsa u vaqtda skalyar maydon haqida gapiriladi. Demak, elektrostatikada biz skalyar maydon potentsiali haqida gapiramiz.

Dastlab nuqtaviy zaryad uchun potentsial formulasini chiqaramiz. Zaryad q dan r masofada joylashgan sinash zaryadning potentsial energiyasini topamiz, buning uchun (9.4) va (11.2) formulalardagi r_B o'rniga r ni va (∞) o'rniga r_C ni qo'yamiz:

$$\varphi(B) = \frac{W_{\text{pot}}(B)}{q_0} = \frac{A_{B\infty}}{q_0} = \int_B^{\infty} E_l dl, \quad (11.3)$$

Bu ifodani q_0 ga bo'lsak nuqtaviy zaryad q ning r masofadagi potentsialini topamiz:

$$\varphi = \frac{W_{\text{pot}}(r)}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}, \quad (11.4)$$

Potentsial uchun ham kuchlanganlik singari superpozitsiya prinsipi bajariladi, zaryadlar sistemasining maydonning qandaydir nuqtasidagi potentsiali har bir zaryadning shu nuqtadagi alohida potentsiallarining algebraik yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\varphi = \sum_i \varphi_i, \quad (11.5)$$

$$\varphi(B) = \int_0^\infty E_l dl = \int_0^\infty \left(\sum_i E_l^{(i)} \right) dl = \sum_i \left(\int_B^\infty E_l^{(i)} dl \right) = \sum \varphi_i(B), \quad (11.6)$$

Haqiqatda ham potensial uchun (11.2) kuchlanganlik uchun o‘rinli bo‘lgan superpozitsiya prinsipini qo‘llab quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$\varphi = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{r_i}, \quad (11.7)$$

bu yerda r_i - sistemaning q_i - nuqtaviy zaryaddan potentsiali aniqlanayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofa, yig‘indi sistemadagi barcha nuqtaviy zaryadlar bo‘yicha olinadi. (11.6) formula ixtiyoriy zaryadlangan jismlarning fazoning ixtiyoriy nuqtasida maydon potensialini hisoblash imkonini beradi.

§ 12. Potensiallar ayirmasi

Potensialni bilgan holda maydon kuchlarining sinash zaryadni fazoning bir nuqtasidan ikkinchi nuqtasiga ko‘chirganda bajarilgan ishini oson aniqlash mumkin. O‘z navbatida q_0 zaryadni B nuqtadan C nuqtaga ko‘chirganda bajarilgan ishini hisoblash uchun potensial sanoq nuqtasi (∞) dan o‘tadigan yo‘lni aniqlashimiz kerak. U vaqtda ish ikkiga : $A_{BC} = A_{B\infty} + A_{C\infty}$ ajraladi.

$A_{\infty C}$ ni $-A_{B\infty}$ ga almashtirib quyidagiga ega bo‘lamiz:

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

O‘ngda turgan ishlar aniqlanishi bo‘yicha q_0 zaryadning potensial energiyalarining tegishli nuqtalar (B va C) dagi qiymatidir.

$A_{BC} = W_{\text{pot}}(B) - W_{\text{pot}}(C)$. Potensial energiyani (11.2) formula bo‘yicha potensial orqali ifodalasak, oxirida quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$A_{BC} = q_0 [\varphi(B) - \varphi(C)] \quad (12.1)$$

Shunday qilib, aniqlanishi lozim bo‘lgan ish yo‘lining boshlang‘ich va oxirgi holatlarining potensiallar ayirmasi orqali aniqlanar ekan.

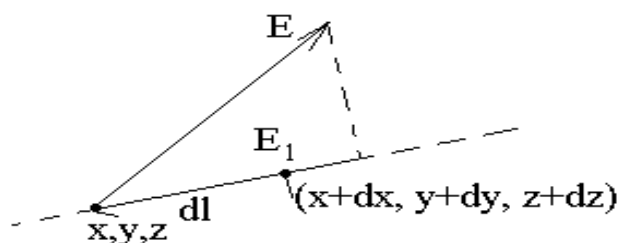
Bu formuladan potentsiallar ayirmasining fizik ma'nosi kelib chiqadi. Potentsiallar ayirmasi son jihatdan elektrostatik kuchlarning birlik musbat zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirganda bajarilgan ishga tengdir:

$$\varphi(B) - \varphi(C) = \frac{A_{BC}}{q_0} \quad (12.1')$$

§ 13. Kuchlanganlik bilan potentsiallar ayirmasi o'rtasidagi bog'lanish

Kuchlanganlik bilan potentsial orasidagi bog'lanish potentsial (11.2) ning aniqlanishidan kelib chiqadi. Lekin bu yerdagi bog'lanish lokal emasdir, chunki bu yerda potentsialning qandaydir nuqtadagi qiymati butun chiziqdagi kuchlanganlikning qiymati orqali aniqlanadi. Hozir biz kuchlanganlik potentsialning koordinata bo'yicha hosilasining har bir nuqta uchun bog'lanishini qarab chiqamiz.

E va $\varphi(x,u,z)$ koordinatalari x,u,z bo'lgan kuchlanganlik va potentsialning qiymatlari bo'lsin. Ma'lum yo'nalish bo'yicha $x+dx$, $y+dy$, $z+dz$ cheksiz kichik koordinatalarga, ya'ni dastlabki nuqtadan dl masofada joylashgan nuqtaga siljiydi. (17-rasm)



17-rasm

Sinash zaryadni bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ki-chik ish:

$$dA = q_0[\varphi(x,y,z) - \varphi(x+dx, y+dy, z+dz)], \quad (13.1)$$

Kichik ish uchun uning ifodasi (9.2) va qavs ichida potentsialning manfiy ishora bilan o'zgarishini hisobga olsak:

$$E_1 dl = -d\varphi, \quad (13.2)$$

Bundan:

$$E_l = -\frac{d\varphi}{dl}, \quad (13.3)$$

$d\varphi/dl$ ifoda potensialning yo‘nalish bo‘yicha hosilasini bildiradi. U son jihatdan potensial o‘zgarishining dl uzunlik yo‘nalishdagi qiymatiga teng bo‘ladi.

Demak uning absolyut qiymati potensialning qaralayotgan yo‘nalishda o‘zgarish tezligini xarakterlaydi, ishorasi esa shu yo‘nalishda oshish yoki kamayishni bildiradi. Potensial o‘zgarishning kuchlanganlik vektori yo‘nalishidagi o‘zgarish xarakteri boshqa yo‘nalishlarga nisbatan nima bilan farq qiladi? Bu savolga javob berish uchun (13.3) formulani $\vec{E}$ vektori yo‘nalishi uchun yozamiz. Bu yo‘nalish uchun $E_l=E$ u holda

$$E = -\left(\frac{d\varphi}{dl}\right)_{E \text{ yo‘nalishida}}, \quad (13.4)$$

bundan kelib chiqadiki, $\vec{E}$ vektor yo‘nalishida potensial kamayadi: ($E>0$, $dl>0$, demak, $d\varphi<0$), shu bilan birga tezroq kamayadi. Shunday qilib kuchlanganlik vektori potensialning eng ko‘p kamayishi tomon yo‘nalgan bo‘ladi. (13.3) formulani x, y, z yo‘nalishlari bo‘yicha dekart koordinatasida yozamiz, kuchlanganlik vektorining E_x, E_y, E_z proyeksiyalarini aniqlaymiz

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}, \quad (13.5)$$

$-\frac{\partial\varphi}{\partial x}, -\frac{\partial\varphi}{\partial y}$ va $-\frac{\partial\varphi}{\partial z}$ lar $\varphi(x, y, z)$ – skalyar kattalikning gradient ostida va **grad** φ belgisi bilan begilanadi. (13.5) formulaga asosan kuchlanganlik vektori manfiy potensial gradienti orqali ifodalanadi:

$$\vec{E} = -\text{grad}\varphi, \quad (13.6)$$

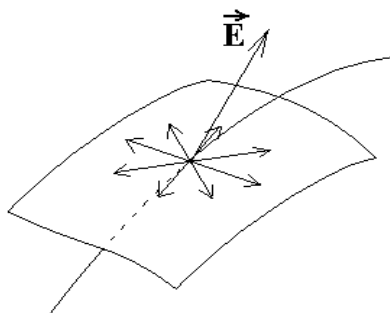
(13.2) va (13.3) formulalar maydon kuchlanganligini hisoblashga imkoniyat beradi, buning uchun potensialni topish va uni koordinatalar bo‘yicha differensiallash kerak. Bu superpozitsiya prinsipiga nisbatan ham qulaydir.

§ 14. Ekvipotensial sirtlar haqida tushuncha

Potensialning bir xil qiymatlarining geometrik o'rniga ekvipotensial sirt deb ataladi. Kuchlanganlik chiziqlari va ekvipotensial sirtlar bir biriga ortoganaldir, ya'ni har qanday kuchlanganlik chiziqlari har qanday ekvipotensial sirtni to'g'ri burchak ostida kesib o'tadi. Haqiqatdan ham ixtiyoriy kuchlanganlik chizigining ekvipotensial sirt bilan kesishgan nuqtasini qaraymiz (18-rasm). Ekvipotensial sirt bo'yicha ko'chganda potensial o'zgarmaydi u vaqtda qaralayotgan nuqtada istalgan yo'nalish uchun $d\phi=0$ bo'ladi (ekvipotensial sirtga urinma bo'lgan yo'nalishda). 18-rasmda bu yo'nalishlar bo'yicha maydon kuchlanganlik vektorining proyeksiyasi nolga teng bo'ladi, ya'ni kuchlanganlik vektori ekvipotensial sirtga perpendikulyar bo'ladi. Maydon kuchli bo'lgan joylarda ekvipotensial zichroq joylashadi. Ekvipotensial sirtlar oilasini chizishda shunday shart qabul qilinadiki, har bir sirtga potensial birlik potensialga o'zgaradi.

7. Oqim haqidagi Gauss teoremasi (7.2) ga va sirkulyatsiya (10.1) ga asosan elektrostatik maydonning eng muhim xossasini aniqlaydi va elektrostatik maydonning vakuumdagi tenglamasining integral ko'rinishini ifodalaydi.

$$d\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV, \quad (14.1)$$



18-rasm.

$$\oint_L E_t dl = 0, \quad (14.2)$$

Lekin amaliyotda differensial tenglama bilan ish kuriladi. Gauss teoremasining differensial ko'rinishi (8.3) va sirkulyatsiya teoremasi (10.1), ifodaga ko'ra elektrostatik maydon tenglamalari differensial shaklda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho, \quad (14.3)$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad (14.4)$$

Bu ikki tenglamadan potensial uchun yagona tenglama kelib chiqadi.

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \rho, \quad (14.5)$$

Xususiylashtirilgan bunday differensial tenglamaga matematikada Puasson tenglamasi deyiladi.

Zaryadlar bo'lmagan istalgan nuqtada, xususan vakuumda $\rho=0$ va Puasson tenglamasi Laplas tenglamasiga o'tadi:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (14.6)$$

Mana shu differensial tenglamani elektrostatik maydonning vakuumda potensialini aniqlashda ko'p qo'llaymiz.

Mustaqil ish uchun. 1. Bir jinsi maydon uchun potensial bilan kuchlanganlik orasidagi boglanishni aniqlang. (J. $\varphi(B) - \varphi(C) = Ed$). 2. Nuqtaviy zaryad, dipol uchun ekvipotensial sirtlarni chizing.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Zaryadni elektrostatik maydonda ko'chirganda bajargan ishning yo'lining shakliga bog'liq bo'lmashligini isbotlang.
2. Elektrostatik kuchlarni nima uchun konservativ kuch deb ataydi?
3. Elektrostatik maydonning potentsialli maydon ekanligini ko'rsating.
4. Elektrostatik maydon kuchlanganligining yopiq kontur bo'yicha Sirkulyatsiyasi nimaga teng?
5. Potensial energiya bilan potensial o'rtasida qanday bog'lanish bor?
6. Elektrostatik maydonning potentsiali bilan kuchlanganlik o'rtasida qanday bog'lanish bor?
7. Teng potentsialli yoki ekvipotensial sirtlar deb nimaga aytiladi?

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Musbat zaryadlangan sharchaning elektr maydoni kuchlanganlik chiziqlari bo'ylab erkin harakatlanayotgan chang zarrasidagi musbat zaryadning potensial va kinetik energiyalari (w_k va w_n) qanday o'zgaradi?

- a) w_k — oshadi, w_n — kamayadi; b) w_k — oshadi, w_n — oshadi;
- c) w_k — kamayadi, w_n — oshadi; c) w_k — kamayadi, w_n — kamayadi.

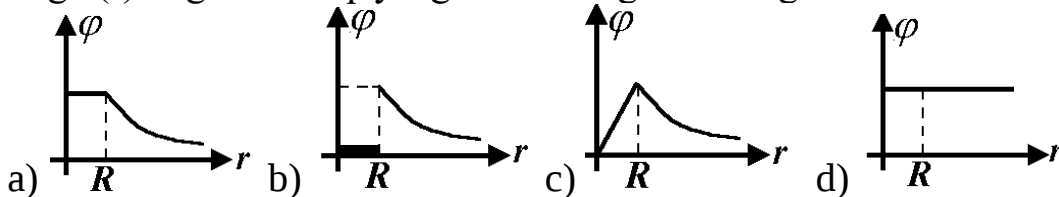
2. Har xil diametrli ($D_1 > D_2$) ikkita metall sharga teng miqdordagi zaryad berildi. Sharlarning potensialini taqqoslang:

- a) $\varphi_1 > \varphi_2$; b) $\varphi_1 < \varphi_2$; c) $\varphi_1 = \varphi_2$; d) $\varphi_1 \gg \varphi_2$.

3. Har xil diametrli ($D_1 > D_2$) metall sharlar teng potensialgacha ($\varphi_1 = \varphi_2$) zaryadlandi. Sharlardagi zaryad miqdorlarini taqqoslang:

- a) $q_1 \ll q_2$; b) $q_1 < q_2$; c) $q_1 = q_2$; d) $q_1 > q_2$.

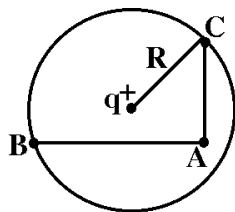
4. Zaryadlangan R radiusli sfera elektr maydoni potensialining (φ) masofga (r) bog'lanishi qaysi grafikda to'g'ri aks etgan:



5. R – radiusli metall sharga q – zaryad berildi. Shu shar maydoni potensialini uning a) markazida (φ_0), b) ichida (φ_d , $r_1 < R$), v) sirtida (φ_r , $r=R$) va tashqarisida (φ_r , $r > R$) aniqlang ($k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$):

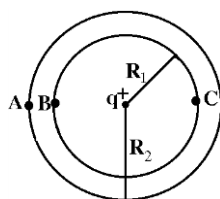
- a) $\varphi_0 = k \frac{q}{R}$, $\varphi_{r_1} = k \frac{q}{r_1}$, $\varphi_R = 0$, $\varphi_r = k \frac{q}{r}$;
 b) $\varphi_0 = k \frac{q}{R}$, $\varphi_{r_1} = k \frac{q}{R}$, $\varphi_R = k \frac{q}{R}$, $\varphi_r = 0$.
 c) $\varphi_0 = k \frac{q}{R}$, $\varphi_{r_1} = k \frac{q}{R}$, $\varphi_R = k \frac{q}{R}$, $\varphi_r = k \frac{q}{r}$;
 d) $\varphi_0 = 0$, $\varphi_{r_1} = k \frac{q}{r_1}$, $\varphi_R = k \frac{q}{R}$, $\varphi_r = k \frac{q}{r}$;

6. q^+ zaryadning elektr maydonida musbat sinov zaryadini AB va AC yo'llar bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ishlarni taqqoslang:



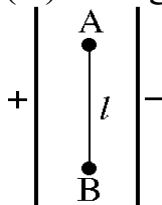
- a) $A_{AB} \gg A_{AC}$; b) $A_{AB} < A_{AC}$; c) $A_{AB} = A_{AC}$; d) $A_{AB} > A_{AC}$.

7. q^+ zaryadning elektr maydonida sinov zaryadini AB va AC yo'llar bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ishlarni taqqoslang:



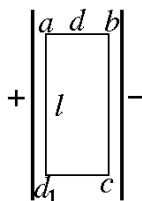
- a) $A_{AB}=A_{AC}$; b) $A_{AB}>A_{AC}$; c) $A_{AB}<A_{AC}$; d) $A_{AB}<<A_{AC}$.

8. q_0 sinov zaryadini yassi kondensator qoplamalari orasidan $AB=l$ yo'l bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ish (A) nimaga teng:



- a) $A = 0$; b) $A = q_0 El$; c) $A = q_0 \phi l$; d) $A = q_0 (\phi_A - \phi_B)$.

9. q_0 sinov zaryadini yassi kondensator qoplamalari orasidan $abcd_1a$ kontur bo'ylab ko'chirishda bajarilgan ishni (A) hisoblang. E – kondensator maydoni kuchlanganligi:



- a) $A = qE(l + d)$; b) $A = 0$; c) $A = qE$; d)

$$A = 2qE(l - d).$$

10. Ekvipotensial sirtlar elektrostatik maydoni kuchlanganlik chiziqlariga nisbatan qanday joylashadi:

- a) Parallel; b) Perpendikulyar; c) Ixtiyoriy burchak ostida;
d) Ekvipotensial sirtlarning joylashuvi kuchlanganlik chiziqlari bilan.

III BOB. O‘TKAZGICH ELEKTROSTATIK MAYDONGA JOYLASHTIRILGANDA RO‘Y BERADIGAN HODISALAR

Umumiy tushunchalar. Biz ko‘rdikki, elektrostatik maydon zaryadlarning fazoda joylashishi bilan aniqlanadi. Elektrostatik maydon nazariyasini yanada rivojlantirish uchun jismlarda zaryad qanday taqsimlanadi, agar uni zaryadlasak yoki maydonga joylashtirsak. Bu savolga javob moddaning xossasiga bog‘liqdir.

O‘zining elektr xossasi bo‘yicha barcha moddalar ikki guruhga bo‘linadi: o‘tkazgichlar va dielektriklar (yarim o‘tkazgichlar elektrostatika doirasida qaralganda o‘tkazgich sifatida qaraladi). O‘tkazgichlarda elektr maydon ta‘sirida tok paydo bo‘ladi, dielektriklarda esa yo‘q. Bu ularning tuzilishining turli xilligi bilan tushuntiriladi. O‘tkazgichlarda hamma vaqt tok tashuvchilar mavjud bo‘ladi, ya‘ni zaryadlangan zarrachalar maydon ta‘sirida o‘tkazgich chegarasida harakatga kelishi mumkin. Dielektriklarda bunday erkin zaryadlar yo‘q, barcha zaryadlangan zarrachalar atom va molekula doirasida boglangan va maydon ta‘sirida faqat mikroskopik siljiydi xolos.

Bu ma‘ruzada o‘tkazgichning elektrostatik maydondagi qonuniyatlari o‘rganiladi. Biz asosan metall o‘tkazgichlarni qaraymiz. Ma‘lumki, metallar qattiq holatda kristall ko‘rinishga ega. Kristall panjara tugunlarida musbat ionlar, "qolgan" elektronlar o‘tkazgich doirasida erkin harakat qilishi mumkin. Bu metallning eng sodda modeli yoki uni "erkin elektronlar modeli" deb yuritiladi.

§ 15. Zaryadning zichligi

Makroskopik jismlarning elektr xossasini o‘rganishda, zaryadning bu jismlarda taqsimlanishini uzluksiz deb qarash lozim. Zaryadning moddada taqsimlanishini xarakterlash uchun zaryad zichligi degan tushuncha kiritiladi.

1. Zaryadning hajmiy zichligi quyidagicha aniqlanadi:

$$\rho = \frac{\Delta q}{\Delta V}, \quad (15.1)$$

ya‘ni zaryad Δq - ning ΔV hajmga nisbatiga aytiladi.

Shunday qilib, zaryad zichligi son jihatdan, hajm birligiga to‘g‘ri keladigan zaryadga son jihatdan teng bo‘ladi. Agar zaryadning zichligi

koordinata funksiyasi sifatida berilgan bo'lsa, har qanday hajm V da to'plangan zaryadni topish mumkin.

Shu maqsadda fazoning qaralayotgan sohasini juda kichik bo'lakchalarga bo'lamiz. U vaqtda Δv kichik hajmidagi Δq zaryad, X, Y, Z koordinata atrofidagi sohada (15.1) ifodaga asosan quyidagi ifoda bilan aniqlanadi

$$\Delta q = \rho(x, y, z) \Delta V, \quad (15.2)$$

V hajmdagi to'la zaryad q ni topish uchun (15.2) ning yig'indisini olamiz,

$$q = \lim \sum_{i=1}^n \rho_i \Delta V, \quad (15.3)$$

bu yerda $\rho_i - \Delta V_i$ hajm elementidagi zaryadning o'rtacha zichligi.

2. Ba'zi hollarda zaryad sirtidagi makroskopik qatlamda ham (masalan o'tkazgich sirti yaqinida) to'planishi mumkin. Makroskopik qaraganda bunday qatlamning qalinligini tashlab yuborish mumkin va zaryadni sirt bo'yicha taqsimlangan deb qarash mumkin. Zaryadning bunday taqsimlanishi sirt zaryad zichligi bilan xarakterlanadi, u makroskopik cheksiz kichik sohasidagi zaryad Δq ning shu soha yuzasi ΔS ga nisbati bilan aniqlanadi:

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S}, \quad (15.4)$$

Demak, sirt zaryad zichligi son jihatdan yuza birligiga to'g'ri keluvchi zaryadga teng bo'ladi. Kichik sirt ΔS sohasidagi Δq zaryad, (15.4) ga ko'ra quyidagicha aniqlanadi:

$$\Delta q = \sigma \Delta S, \quad (15.5)$$

butun S sirtidagi q zaryad, uning barcha kichik qismidagi zaryadlar zichliklarining yig'indisi orqali aniqlanadi, yoki sirt integrali orqali aniqlanadi:

$$q = \lim \sum \sigma_i \Delta S_i = \int \sigma dS, \quad (15.6)$$

3. Ko'pgina masalalarda (ipda, silindrda) zaryad qanday tartiblangan shaklda taqsimlanishini aniqlash uchun chiziqli zaryad zichligi tushunchasi kiritiladi:

$$\tau = \frac{\Delta q}{\Delta l}, \quad (15.7)$$

bu yerda Δq -jismning Δl uzunlikka to'g'ri keluvchi zaryad. (15.7) ga asosan Δl uzunlik qismiga to'g'ri kelgan zaryad quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\Delta q = \tau \Delta l, \quad (15.8)$$

Chekli uzunlik l qismdagi zaryad q - konturli integral bo'lib quyidagicha aniqlanadi:

$$q = \int \tau \cdot dl, \quad (15.9)$$

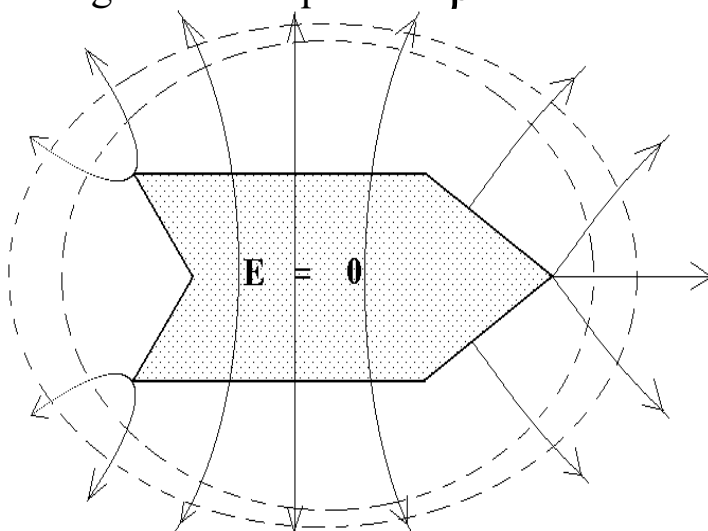
§ 16. Tashqi elektr maydonidagi o'tkazgich

Tajribalar quyidagi muhim qonuniyatga olib keladi. Agar o'tkazgichga zaryad berilsa yoki uni tashqi elektr maydoniga joylashtirilsa, qisqa vaqt ichida (relaksatsiya vaqti) o'tkazgichda zaryadlarning muvozanatli taqsimlanishi ro'y beradi. Mana shu zaryadning muvozanatli taqsimlanishi elektrostatikada o'rganiladi. Zaryadlarning o'tkazgichda muvozanatli taqsimlanishi va uning elektrostatik maydoni qator xossalarga ega bo'ladi. Eng avvalo, zaryad o'tkazgichda muvozanatda bo'lganida tok bo'lmaydi, erkin elektronlarga kuch ta'sir qilmaydi. Demak, o'tkazgichning ichida elektrostatik maydon bo'lmaydi: $E=0$. Xususan, o'tkazgich zaryadlansa va tashqi maydon bo'lmasa, o'tkazgichda zaryad shunday taqsimlanadiki, uning hosil qilgan maydoni o'tkazgichdan tashqarida nolga teng bo'ladi. Agar neytral o'tkazgich tashqi elektr maydoniga joylashtirilsa, unda zaryadlarning qayta taqsimlanishi ro'y beradi (elektrostatik induksiya hodisasi), eng asosiysi, indusirlangan zaryadlarning maydoni o'tkazgichning ichida tashqi maydonni kompensasiyalaydi.

So'ngra, o'tkazgich sirtida kuchlanganlik vektori shu sirtga perpendikulyar bo'ladi. Aks holda, o'tkazgichning sirti bo'yicha kuchlanganlik vektorining tashkil etuvchisi sirt tokini hosil qilar edi. O'tkazgich ichida maydon bo'lmagani uchun, sinash zaryadni o'tkazgich ichida ko'chirgan ishi nolga teng bo'ladi, boshlangich va oxirgi xolatlarga bog'liq bo'lmagan holda.

Bu ishning potentsiallar ayirmasi bilan bog'liq ekanligini hisobga olsak, shunday xulosaga kelishimiz mumkinki, o'tkazgichning barcha nuqtalarining potentsiallari teng. Xususan, o'tkazgich sirtida

ekvipotensial sirtlar 19-rasmda ekvipotensial sirtlar punktir bilan ko'rsatilgan. O'tkazgich ichida maydon kuchlanganligining nolga teng bo'lishidan shu narsa kelib chiqadiki, o'tkazgich ichida musbat va manfiy zaryadlar kompensasiyalangan ($\rho=0$), natijada kompensatsiyalanmagan zaryad o'tkazgich sirtida taqsimlanadi. Haqiqatdan ham $E=0$, u vaqtda har qanday yopiq sirt bo'yicha o'tgan kuchlanganlik oqimi o'tkazgich ichida nolga tengdir. Gauss teoremasi (7.7) bo'yicha bu shuni bildiradiki, istalgan sirt ichida zaryad nolga teng, bu faqat o'tkazgichning barcha nuqtalarida $\rho = 0$ bo'lsa.

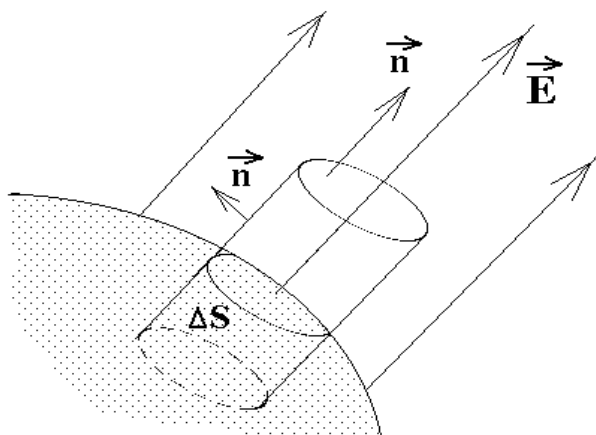


19 – rasm

O'tkazgich sirt zaryad zichligi bilan maydon kuchlanganligi o'rtasida bog'lanish bor:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (16.1)$$

Bu formulani Gauss teoremasini qo'llab chiqarish mumkin. O'tkazgich sirtidan kichik sirt ΔS ni qaraymiz va undagi joylashgan zaryad Δq bo'lsin. Bu sirt elementini silindr bilan o'raymiz, uning yasovchisi o'tkazgich sirtiga perpendikulyar, asoslaridan biri o'tkazgich ichida joylashadi, boshqasi o'tkazgich tashqarisida va uning sirtiga juda yaqin bo'ladi (20-rasm).



20 - rasm

Silindrning "ichki" asosidan va silindr yon sirtidan o'tgan kuchlanganlik oqimi nolga teng, chunki o'tkazgich ichida $E=0$, o'tkazgichdan tashqarida joylashgan qismida (yon sirtida) kuchlanganlik chiziqlarinig o'tkazgich sirtiga perpendikulyar bo'lgani uchun $E_n=0$.

Demak, silindr sirti orqali o'tgan to'la oqim uning "tashqi" asosi orqali o'tgan oqim bilan aniqlanadi va u $E\Delta S$ ga teng. Bu ifodani Gauss teoremasi bo'yicha ifodaga tengashtirsak, silindr ichidagi zaryad $\sigma\Delta S$ ga tengligini hisobga olsak (16.1) ifoda kelib chiqadi:

$$E\Delta S = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma\Delta S, \quad E = \frac{1}{\epsilon_0} \sigma$$

Elektrostatik maydon yopiq metall qobiq bilan o'rab olingan sohaga kirmaydi. Bu hodisa ekranlashda qo'llaniladi, elektr maydon ta'siri bo'lmasligi uchun laboratoriya asboblari metall qobiq bilan qoplanadi, yoki bunga elektrostatik himoya deyiladi.

Yana shuni qayd qilamizki, zaryadlarning taqsimlanishi o'tkazgichning relyefiga juda bog'liqdir: zaryadning sirt zichligi egrilik radiusi kichik bo'lgan joyda (uchda). maksimal, botiq joylarda kichik bo'ladi. (16.1) ga ko'ra, maydon ham shunday bo'ladi: uchda u juda kuchli, botiqda esa-kuchsiz. Bu 19-rasmdan ko'rinib turibdi: uch yaqinida kuchlanganlik chiziqlari tig'iz joylashgan, botiqda esa-siyrak.

§ 17. Elektr sig‘imi

O‘tkazgichning barcha nuqtalarida potensial bir xil bo‘lgani uchun, o‘tkazgichning potentsiali haqida gapiriladi. Nazariya va tajriba kursatadiki, o‘tkazgichning potentsiali φ o‘tkazgichning zaryadiga to‘g‘ri proporsionaldir:

$$\varphi = \frac{1}{C} q \quad (17.1)$$

bu yerda, $\frac{1}{C}$ - proporsionallik koeffisienti. Demak, zaryadning potentsialga nisbati berilgan o‘tkazgich uchun doimiy kattalikka tengdir va uni o‘tkazgichning **elektr sig‘imi** deyiladi:

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (17.2)$$

Sig‘im o‘tkazgichning geometrik xossasiga bog‘liqdir (o‘lchami va shakliga), lekin materialiga bog‘liq emas. (17.1) formulaning ikkala qisminidagi kattaliklarni ozgina orttirsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$C = \frac{\Delta q}{\Delta \varphi} \quad (17.3)$$

Bu yerdan sig‘imning fizik ma‘nosi kelib chiqadi: u son jihatdan o‘tkazgichning potentsialini bir birlikka oshirish uchun kerak bo‘lgan zaryadga tengdir. Sig‘imning o‘lchov birligi XB sistemasida "farada".

Yakkalangan o‘tkazgich sharning sig‘imini hisoblaymiz: ma‘lumki, (11.4) dan,

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{R} \quad (17.4)$$

bu yerda, q - sharning zaryadi, R - radiusi.

Bu ifodani $C = \frac{q}{\varphi}$, ga qo‘ysak quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$C = 4\pi\epsilon_0 R, \quad (17.5)$$

Sig‘imi 1 farada bo‘lgan sharning radiusi $R = (1/4\pi\epsilon_0) = 9 \cdot 10^9$ m. Bu yer radiusidan 1500 marta kattadir. Shuning uchun amaliyotda boshqa o‘lchov birliklar - mikrofarada (1 mkf = 10^{-6} f) va pikofarada (1 pkf = 10^{-12} f) qo‘llaniladi.

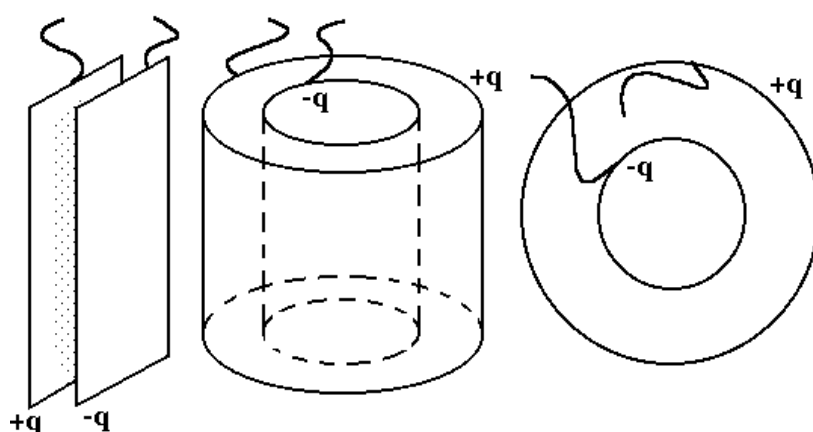
§ 18. Kondensator. Kondensatorlar sig‘imi

Radiotexnikada kondensatorlardan tashkil topgan qurilma juda ko‘p qo‘llaniladi. Agar kondensator qoplamalariga absolyut miqdori bir xil, lekin qarama-qarshi ishorali zaryad berilsa, u vaqtda elektr maydon qoplamalar orasidagi fazoda to‘planadi. Qoplamalar shakliga qarab kondensatorlar yassi (qoplamalari parallel tekislik), silindrli (qoplamalari - kiydirilgan silindr shaklida) va sferik (qoplamalari - konsentrik sfera) (21-rasm). Yassi kondensatorlarning nazariya-sini qaraymiz. Dastlab zaryadlangan kondensator hosil qilgan maydon kuchlanganligini topamiz. Zaryadlangan tekislikning maydon kuchlanganligining absolyut qiymati Gauss teoremasiga asosan quyidagiga teng:

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}, \quad (18.1)$$

σ - qoplamalardagi zaryadning sirt zichligi.

E_+ va E_- lar bir xil absolyut miqdorga ega bo‘ladi, $E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}$ va yo‘nalishi E_+ - musbatdan E_- -manfiy plastinkaga tomon (22-rasm). Kondensatordan tashqarida bu kuchlanganliklar qarama - qarshi tomonga yo‘nalgan, demak, yig‘indi maydon 0 ga teng, qoplamalar orasida E_+ va E_- bir tomonga yo‘nalgan, natijada $E = E_+ + E_- = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$.

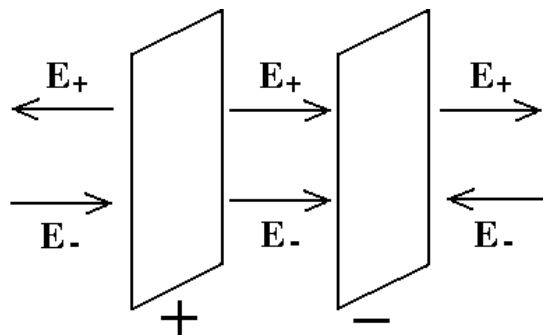


21-rasm

Real kondensatorda maydon o‘rta qismida bir jinsli bo‘ladi, kondensator chetlarida manzara o‘zgaradi (23-rasm), chegaraviy

effektlar paydo bo‘ladi. Qoplamalar o‘rtasidagi potentsiallar ayirmasi yoki kuchlanish:

$$U = Ed = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} d , \quad (18.2)$$



22-rasm

bu yerda d - plastinkalar orasi-dagi masofa. Kondensatorlar sig‘imi deb, qoplamalardan biridagi zaryad kattaligining qoplamalar orasidagi kuchlanishga nisbatiga aytiladi.

$$C = \frac{q}{U} , \quad (18.3)$$

bu yerda, (18.2) da U - ni va $q = \sigma S$ ekanini hisobga olsak, kondensator sig‘imi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{d} , \quad (18.4)$$

Agar qoplamalar orasiga dielektrik joylashtirilgan bo‘lsa, kondensator sig‘imini topish formulasi quyidagicha bo‘ladi:

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d} , \quad (18.5)$$

Shunday qilib, yassi kondensator sig‘imini oshirish uchun plastinka yuzini oshirish, ular o‘rtasidagi masofani kamaytirish yoki plastinkalar orasidagi fazoni dielektrik bilan to‘ldirish kerak. Kondensatorlar bir biri bilan ulanadi va kondensatorlar batareyasi hosil qilinadi. Kondensatorlar parallel qo‘shilganda batareyaning sig‘imi alohida kondensatorlar sig‘imlarinig yig‘indisiga teng bo‘lsa, ketma-ket ulanganda batareya sig‘imining teskari qiymati alohida kondensatorlar sig‘imlarinig teskari qiymatlari yig‘indisiga teng bo‘ladi:

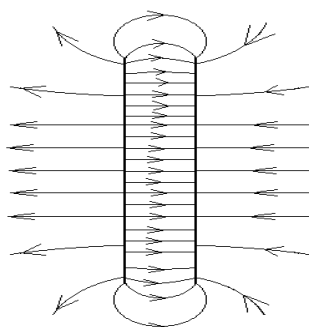
$$C_{parallel} = \sum_i C_i ; \quad C_{ketma-ket} = \sum_i \frac{1}{C_i} \quad (18.6)$$

§ 19. Zaryadlangan kondensator energiyasi

Zaryadlangan kondensatorlar energiyaga ega bo'ladi. Bunga ishonch hosil qilish uchun kondensatorga razryadlanishga imkon beramiz. Buning uchun plastinkalarni o'tkazgich bilan qo'shamiz. Zaryadsizlanish vaqtida o'tkazgich bo'yicha elektr toki o'tadi, elektr maydoni zaryadni ko'chiradi, ish bajaradi va unga teng miqdorda atrofga issiqlik ajralib chiqadi. Bu ishni hisoblaymiz.

Zaryadsizlanish vaqtida plastinkadagi kuchlanish U ga teng bo'lsa, mos ravishda plastinkadagi zaryad $q=CU$ ga teng. Qisqa vaqt ichida bitta plastinkadan ikkinchi plastinkaga $\Delta q=C\Delta U$ zaryad oqib o'tadi. Elektrostatik kuchlarning zaryadni ko'chirishda bajargan ishi $\Delta A=U\Delta q=-UC\Delta U$ ga teng (manfiy ishora shuning uchun qo'uyildiki, musbat ish kuchlanish kamayganda bajariladi, ya'ni $\Delta A>0$, bu esa $\Delta U<0$ ga mos keladi). Kondensator zaryadsizlanganda bajarilgan to'la ish kuchlanish U - dan 0 gacha kamayganda bajarilgan ishga teng:

$$A = \int_U^0 (-CUdU) = -C \int_U^0 U dU = \frac{CU^2}{2}, \quad (19.1)$$



23-rasm

$U = \frac{q}{C}$ ekanini hisobga olsak, ishni $A = \frac{q^2}{2C}$ ko'rinishda yozish mumkin. Nihoyat, C va U lar o'rniga (18.2) va (18.5) dan qiymatlarini qo'ysak, quyidagi kelib chiqadi:

$$A = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 S}{d} \frac{E^2 d^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V \quad (19.2)$$

bu yerda V - kondensator hajmi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra, kondensator zaryadsizlanganda bajarilgan ish zaryadlangan kondensator ega bo'lgan energiyani ifodalaydi. Shunday qilib zaryadlangan kondensator energiyasi W uchun quyidagi formula yoziladi:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} V \quad (19.3)$$

§ 20. Elektrostatik maydon energiyasining zichligi

Elektromagnetizmning umumiy nazariyasidan kelib chiqadiki, elektr maydon energiyaga ega bo'ladi. Xususiyl holda, zaryadlangan kondensatorning energiyasi uning elektr maydon energiyasidir. Fazoda energiyaning taqsimlanishini aniqlash uchun maydon energiyasining zichligi tushuncha kiritiladi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$\omega = \frac{\Delta W}{\Delta V}, \quad (20.1)$$

bu yerda ΔV - qaralayotgan nuqta atrofidagi kichik hajm, ΔW - shu hajmida berilgan elektr maydon energiyasi. Kondensatorning elektr maydoni chegaraviy effektlarni hisobga olmaganda qoplamalar orasidagi fazoda to'planadi va bir jinslidir, shuning uchun maydonning energiya zichligi qoplamalar orasidagi barcha nuqtalarda bir xil va maydon to'la energiyaning fazo hajmi V ga nisbatiga teng bo'ladi:

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \quad (20.2)$$

Elektromagnetizmning umumiy nazariyasida ko'rsatilganidek, elektrostatik maydon energiyasi zichligi uchun yozishimiz mumkin:

$$\omega = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}$$

Bu ifoda barcha elektr maydonlari uchun o'rinlidir.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Elektrostatik induksiya hodisasiga ta'rif bering.
2. O'tkazgichning sirtida zaryadning taqsimlanishining fizik asosi nimadan iborat?
3. Nima uchun o'tkazgich ichida elektrostatik maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi?
4. Elektr sig'imi va ularning o'lchov birliklari?
5. Kondensatorlar va ularning turlari. Kondensatorlarni ketma-ket, parallel va aralash ulash usullarini tushuntiring.
6. Kondensatorlarning energiyasi qanday hisoblanadi?
7. Kondensatorlarning texnikada qo'llanilishi.

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Zaryadlanib tok manбайдan uzib qo'yilgach, qoplamalari orasidagi masofa oshirilgan yassi kondensatorning energiyasi qanday o'zgaradi:

- a) Oshadi; b) Kamayadi; c) O'zgarmaydi;
- d) Avval oshadi, keyin kamayadi.

2. Zaryadlanib tok manбайдan uzilmagan holda qoplamalari orasidagi masofa oshirilgan yassi kondensatorning energiyasi qanday o'zgaradi:

- a) O'zgarmaydi; b) Oshadi; c) Kamayadi;
- d) Avval kamayadi, so'ng oshadi.

3. Havo oraliqli yassi kondensator zaryadlangach tok manбайдan uzildi. Agar shu kondensator qoplamalari oralig'i dielektrik bilan to'ldirilsa, qoplamalari orasidagi elektr maydoni kuchlanganligi qanday o'zgaradi:

- a) Dielektrik kiritish jarayonida kamayadi, so'ng oshadi;
- b) Oshadi; c) O'zgarmaydi; d) Kamayadi.

4. Havo oraliqli yassi kondensator zaryadlangach tok manбайдan uzib qo'yildi. Agar shu kondensator qoplamalari orasiga shisha ($\epsilon=6$) kiritilsa, qoplamalari orasidagi elektr maydoni kuchlanganligi qanday o'zgaradi:

- a) 6 marta kamayadi; b) 6 marta oshadi;
- c) O'zgarmaydi; d) Dastlab 3 marta kamayib, so'ng 6 marta oshadi.

5. Havo oraliqli yassi kondensator qoplamalari orasiga dielektrik (shisha, $\epsilon=6$) kiritilsa, ular orasidagi potentsiallar ayirmasi qanday o'zgaradi:

- a) 6 marta kamayadi; b) 6 marta oshadi;
- c) O'zgarmaydi; d) 3 marta kamayadi.

6. Koaksial kabel simining uzunligi oshirilsa, uning sig'imi qanday o'zgaradi:

- a) Oshadi; b) O'zgarmaydi;
- c) Kamayadi; d) Yo'qoladi.

7. Agar o'tkazgich suvga ($\epsilon=81$) joylashtirilsa uning sig'imi qanday o'zgaradi:

- a) O'zgarmaydi; b) 81 marta oshadi;
- c) 81 marta kamayadi; d) 9 marta kamayadi.

8. Agar havo kondensatori qoplamalari oraliq'i dielektrik bilan to'ldirilsa uning sig'imi qanday o'zgaradi:
- a) Oshadi; b) O'zgarmaydi;
 - c) Kamayadi; d) Qoplamalar qisqa tutashadi.
9. Agar kondensator qoplamalari orasidagi shisha ($\epsilon_{sh}=6$) parafin ($\epsilon_p=2$) bilan almashtirilsa, uning sig'imi qanday o'zgaradi:
- a) 3 marta kamayadi; b) 3 marta oshadi;
 - c) 12 marta kamayadi; d) O'zgarmaydi.
10. Agar yassi havo oraliqli kondensatorning qoplamalarining yuzasi 2 marta kamaytirilsa va qoplamalari orasiga dielektrik ($\epsilon=2$) kiritilsa, uning sig'imi qanday o'zgaradi:
- a) 2 marta kamayadi; b) 2 marta oshadi;
 - c) 4 marta kamayadi; d) O'zgarmaydi.
11. Har birining sig'imi 1 mkf bo'lgan, o'zaro ketma-ket ulangan 100 ta kondensatorning to'la sig'imi nimaga teng:
- a) 0,01 mkF; b) 1 mkF; c) 100 mkF; d) 50 mkF.
12. Har birining sig'imi 1 mkF bo'lgan, 100 ta o'zaro parallel ulangan kondensatorning to'la sig'imi nimaga teng bo'ladi:
- a) 100 mkF; b) 0,01 mkF; c) 1 mkF; d) 50 mkF.
13. Turli sig'imli kondensatorlar o'zaro qanday ulanganda, ulardagi zaryad miqdorlari bir xil bo'ladi:
- a) Ketma-ket; b) Parallel;
 - c) Aralash; d) Bunday ulash turi yo'q

IV BOB. DIELEKTRIKLARDAGI ELEKTROSTATIK HODISALAR

§ 21. Elektr dipol va uning elektr maydoni

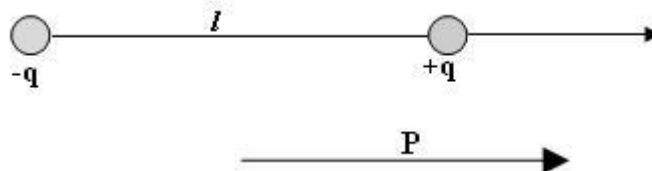
Elektr dipoli deb, absolyut miqdori jixatdan teng va qarama-qarshi ishoraga ega bo'lgan ikkita nuqtaviy zaryaddan iborat bo'lgan neytral sistemaga aytiladi. Dipolning zaryadlari $+q$ va $-q$ bilan belgilansa, manfiy zaryaddan musbat zaryadga o'tkazilgan kesma $\vec{l}$ - vektori bilan begilanadi. Elektr dipolining elektr momentini $\vec{p}$ vektori bilan tasvirlash qulaydir:

$$\vec{p} = q\vec{l} \quad (21.1)$$

bu yerda l - $+q$ va $-q$ zaryadlar orasidagi kesma uzunligi.

$\vec{p}$ vektori dipol o'qi bo'yicha yo'nalgan va modul jihatdan zaryad kattaliklaridan biri va ular orasidagi masofaga ko'paytmasiga teng bo'ladi (24-rasm):

$$p = ql \quad (21.2)$$

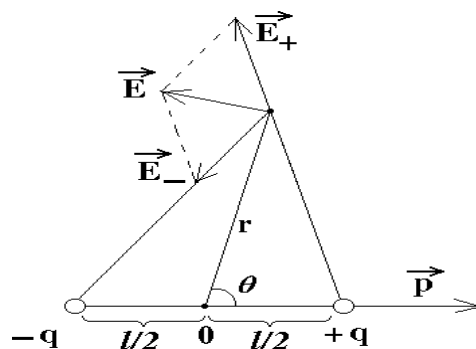


24-rasm

Superpozitsiya prinsipiga ko'ra, dipolning maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ dipolning musbat va manfiy zaryadlari hosil qilgan kuchlanganliklari $\vec{E}_+$ va $\vec{E}_-$ ning geometrik yig'indisiga teng. Dipoldan ancha uzoqlikda bo'lgan masofalarda ($r \gg l$) ba'zi bir hisoblashlardan keyin maydon kuchlanganligining absolyut qiymati uchun quyidagi formulani keltirib chiqaramiz:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P\sqrt{1+3\cos^2\theta}}{r^3} \quad (21.3)$$

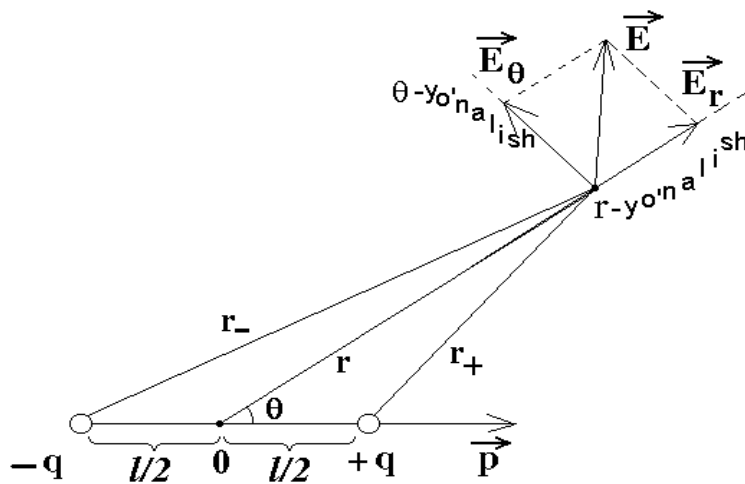
bu yerda r va θ - kuzatish nuqtasining qutb koordinatalari (25-rasm).



25-rasm

Shunga alohida e'tibor berish kerakki, dipolning elektr maydon kuchlanganiligi masofaga bog'liq $1/r^3$ qonuniyat bilan kamayadi. Ma'lumki, nuqtaviy zaryad maydoni $1/r^2$ qonun bo'yicha kamayar edi. Dipolning maydonining manzarasi 26-rasmda keltirilgan.

(21.3) formulani isbot qilamiz. Soddalik uchun dipol maydonini undan uzoqroq nuqtalarda $r \gg l$ qaraymiz, bu vaqtda l^2 ni r^2 ga nisbatan juda kichik bo'lgani uchun tashlab yuborish mumkin, mos ravishda l^2 / r^2 ham birga nisbatan kichik bo'ladi. Masalani qutb koordinata sistemasida (r, θ) yechish qulay (26-rasm).



26-rasm

Bu yerda $\vec{r}$ - dipol markazidan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofa, θ - kuzatish nuqtasining radius - vektori bilan dipol elektr moment vektori $\vec{p}$ orasidagi burchak.

Dastlab, superpozitsiya prinsipini qo'llab potensialni hisoblaymiz:

$$\varphi(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(+q)}{r_+} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-q}{r_-} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_+} - \frac{1}{r_-} \right) \quad (21.4)$$

r_+ va r_- ni kosinuslar teoremasini qo'llab va kvadrat ildizni Nyuton Binomi bo'yicha yoyish orqali topamiz:

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

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

l/r ga nisbatan yuqori tartibli $((l/r)^2, (l/r)^3)$ larni tashlab yuboramiz.

Potensial uchun formula quyidagiga keladi:

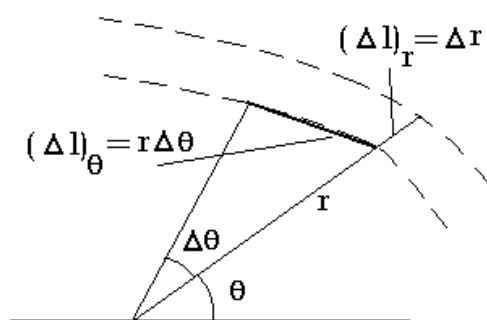
$$\varphi(r, \theta) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(\frac{1}{1 - \frac{l}{2r} \cos \theta} - \frac{1}{1 + \frac{l}{2r} \cos \theta} \right) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(1 + \frac{l}{2r} \cos \theta - 1 + \frac{l}{2r} \cos \theta \right) = \frac{ql \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$ql=p$, bo'lgani uchun oxirgi natija:

$$\varphi(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P \cos \theta}{r^2} \quad (21.5)$$

Endi (13.3) formula bo'yicha maydon kuchlanganligining radial ($\vec{E}_r$) va unga perpendikulyar θ -yo'nalish bo'yicha proyeksiyalarini hisoblaymiz. Radial yo'nalishda siljiganda $(\Delta l)_r = \Delta r$, a θ -yo'nalish bo'yicha siljiganda $(\Delta l)_\theta = r \Delta \theta$ (27-rasm), u vaqtda

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)_{r\text{-yohalish}} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \quad \text{va} \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \right)_{\theta\text{-yo'nalish}} = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}$$



27-rasm

Shunday qilib (13.3) formula bo'yicha (21.5) ni differensiallab quyidagini topamiz.

$$E_r = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)_{r\text{-yo'nalish}} = -\frac{\partial\varphi}{\partial r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2P\cos\theta}{r^3} \quad (21.6)$$

$$E_\theta = -\left(\frac{\partial\varphi}{\partial\theta}\right)_{\theta\text{-yonalish}} = -\frac{1}{r} \frac{\partial\varphi}{\partial\theta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P\sin\theta}{r^3} \quad (21.7)$$

Kuchlanganlik vektorining absolyut miqdorini Pifagor teoremasiga asosan topamiz:

$$E = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} = \sqrt{\left(\frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3}\right)^2 4\cos^2\theta + \left(\frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3}\right)^2 \sin^2\theta} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{P\sqrt{1+3\cos^2\theta}}{r^3} \quad (21.8)$$

(21.6) formula bo'yicha E_r va E_θ ni $\theta=\pi/2$ nuqtalar uchun hisoblashni tavsiya qilamiz, ko'rasizki, kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bu nuqtalarda 28-rasmga mos keladi.

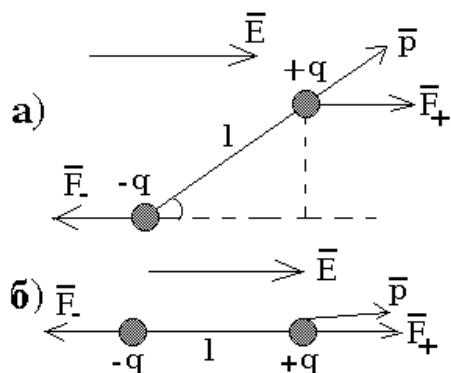
§ 22. Elektrostatik maydondagi dipol

Endi dipolning tashqi elektr maydonidagi harakatini qaraymiz. Agar maydon bir jinsli bo'lsa, u vaqtda dipolning musbat va manfiy zaryadlariga absolyut qiymati $F = Eq$ ga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalgan $\mathbf{F}_+$ va $\mathbf{F}_-$ kuchlar ta'sir qiladi (28-rasm). $\mathbf{F}_+$ va $\mathbf{F}_-$ kuchlar juft kuch momentini hosil qiladi, uning momenti $M = Fd = Fl \sin\alpha$ bo'ladi, bu yerda α - elektr momenti bilan kuchlanganlik vektorlari orasidagi burchak, l – kuch yelkasi. Demak, bu kuch momentining absolyut miqdori $M = Fd = Fl \sin\alpha = Eq \sin\alpha = pE \sin\alpha$ teng bo'ladi.

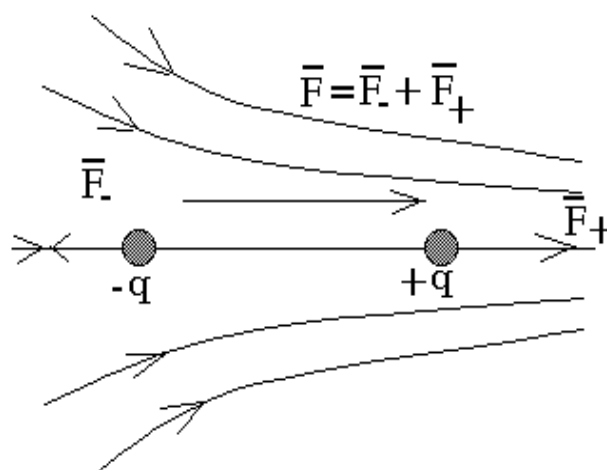
Buni vektor ko'rinishida yozamiz:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{p}, \mathbf{E}] \quad (22.1)$$

Bu moment dipolni turg'un muvozanat holatga qaytarishga harakat qiladi, bu vaqtda elektr momenti vektori $\vec{p}$ kuchlanganlik chizig'i bo'yicha yo'nalgan bo'ladi. (28b-rasm). Rasmdan ko'rinadiki, maydon kuchlari dipolni cho'zishga harakat qiladi, ayniqsa u absolyut qattiq bo'lmasa, u tegishli deformatsiyaga ega bo'ladi. Shunday qilib, bir jinsli tashqi maydon dipolga yo'naltiruvchi va deformatsiyalovchi ta'sir ko'rsatadi. Bir jinsli bo'lmagan maydon bundan tashqari dipolni maydon kuchlanganligi katta bo'lgan yo'nalishga qarab itaradi, chunki bu holda $\mathbf{F}_+ \neq \mathbf{F}_-$ (29-rasm)



28-rasm



29-Rasm

§ 23. Dielektrikning tuzilishi haqida umumiy tassavurlar

Har qanday dielektrik suyuq va gazsimon ko'rinishdagi neytral molekulalardan tashkil topgan bo'ladi. Elektr zaryadi molekula doirasida juda murakkab taqsimlangan bo'ladi, lekin makroskopik nazariyada uning taqsimotini aniq o'rganishga hojat yo'q. Molekulaning elektr holatini, ya'ni uning hosil qilgan maydonini uning tashqi maydonga reaksiyasiga qarab, musbat zaryadi "musbat zaryad markazida", manfiy zaryadi - "manfiy zaryad markazida" to'plangan deb qaraladi. Boshqacha so'z bilan aytganda, molekulaning elektr maydoni $\vec{p} = q\vec{l}$ dipolga o'xshash deb qarash mumkin, bu yerda q - molekulaning musbat va manfiy zaryadining absolyut miqdori, $\vec{l}$ - "manfiy zaryad markazi" dan "musbat zaryad markazi" gacha o'tkazilgan vektordir.

Shunday molekulalar ham bo'ladiki, musbat va manfiy zaryadlari mos keladi, bir birining ustiga tushadi. Bu simmetriya markaziga ega bo'lgan molekulalar, masalan, ikkita bir xil atomdan tashkil topgan molekulalar (H_2 , O_2 ...). Bunday molekulalar xususiy dipol momentiga ega bo'lmaydi ($\vec{p} = \vec{0}$, chunki $\vec{l} = \vec{0}$) va shuning uchun ularni qutblanmagan deb ataladi. Agar molekulada musbat va manfiy zaryad markazlari mos kelmasa, noldan farq qiluvchi dipol momentiga ega bo'ladi va ularni qutblangan molekulalar deyiladi.

Ko'pgina qattiq dielektrlarda kristall panjara tugunlarida ionlar joylashgan bo'ladi. Ba'zi xollarda (masalan: bitta element atomidan hosil bo'lgan kristalllarda) barcha ionlar musbat ionga ega bo'ladi, ular o'rtasidagi bog'lanish valent elektronlar orqali (kovalent bog'lanish) amalga oshiriladi. Boshqa xollarda, kristall kimyoviy birikmalardan

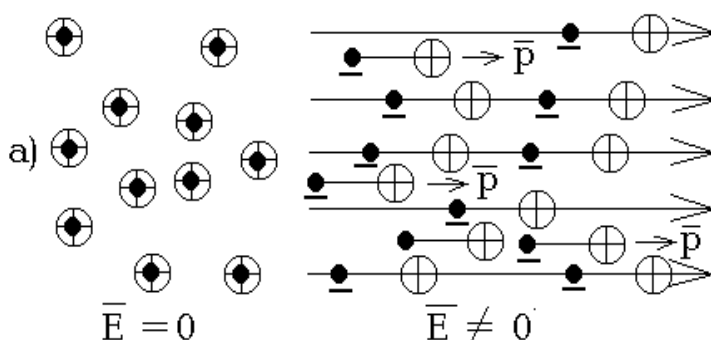
iborat bo'lsa, (masalan, osh tuzi kristalli) ionlar turli xil ishoraga ega bo'ladi va panjarada o'zaro tortishish kuchlari orqali ushlab turiladi (ionli bog'lanish). Bunday kristallning kristall panjarasini ikkita panjarachadan, biri musbat iondan, ikkinchisi - manfiy iondan hosil bo'lgan deb hisoblash mumkin.

§ 24. Dielektrikning qutblanishi

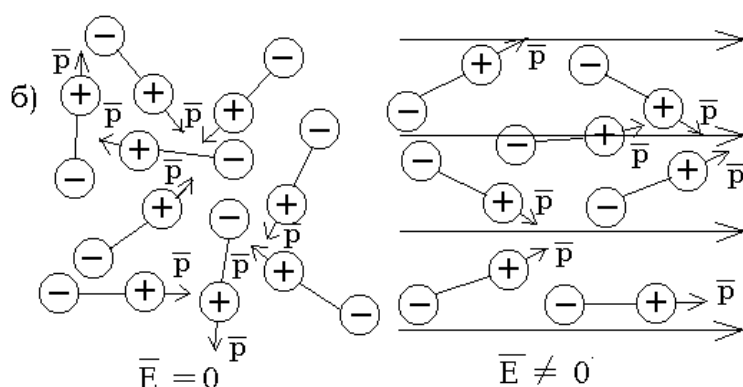
Endi dielektrikni tashqi elektr maydoniga joylashtirsak qanday jarayonlar bo'lishini qarab chiqamiz. Elektr maydonida musbat zaryadga maydon yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan kuch ta'sir qiladi, manfiy zaryadga - qarama-qarshi yo'nalishdagi kuch ta'sir qiladi. Natijada qutblanmagan molekulalarda musbat va manfiy zaryad markazlari (maydon bulmaganda mos kelgan) bir biriga nisbatan siljiydilar - molekulalar indusirlangan dipol momentga ega bo'ladi (30a-rasm).

Qutblangan molekulalarga maydon eng avvalo yo'naltiruvchi ta'sir ko'rsatadi: molekulaning dipol moment vektorlari tashqi maydon bo'lmaganda xaotik harakatda bo'ladi, maydon ta'sirida esa ular maydon yo'nalishi bo'yicha oriyetirlanadi (30b-rasm).

Kristallarda ham maydon ta'sirida zaryadlarning siljishi ro'y beradi. Kovalent bog'lanishli kristallarda birinchi navbatda elektronlar siljiydi, ionli kristallarda panjarachalar bir biriga nisbatan siljiydi. Biz ko'rdikki, dielektrik muhit uning tuzilishiga qarab tashqi elektr maydon ta'siriga turlicha uchraydi. Lekin barcha



30a-rasm



30b-rasm

dielektriklar uchun xarakterli bo‘lgan tomon shundaki, dielektrik hajmining eng kichik elementi noldan farq qiladigan yig‘indi dipol momentga ega bo‘ladi-dielektrik qutblanadi. Yuqorida aytib o‘tilgan qutblanish mexanizmida quyidagi nomga ega bo‘ladi. Qutblanmagan molekulalardan tashkil topgan dielektrik qutblanishini elektron siljish qutblanishi deyiladi. Bu termin kovalent bog‘lanishli kristall dielektriklar uchun ham ishlatiladi. Qutblangan molekulalardan hosil bo‘lgan dielektrikning qutblanishiga oriyentatsiyali qutblanish deyiladi. Nihoyat, ionli bog‘lanishli kristallarda ro‘y bergan qutblanishga ionli siljish deyiladi.

Dielektrikning qutblanish darajasini miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun qutblanish vektori deb nomlanuvchi fizik kattalik kiritiladi. Qutblanish vektori modda hajm birligidagi dipol momentlari yig‘indisidir. Demak, agar kichik hajm ΔV (qandaydir nuqta atrofida) da molekulaning yig‘indi dipol momenti $\sum_i \vec{p}_i$ ga teng bo‘ladi (bu yerda $\vec{p}_i$ -i-nchi molekulaning momenti, yig‘indi ΔV hajmdagi barcha molekulalar bo‘yicha olindi), bu vaqtda ta’rif bo‘yicha qaralayotgan nuqtadagi qutblanish vektori $\vec{P}$ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{\Delta V} \quad (24.1)$$

Maydonning xarakteriga va dielektrikning xossasiga qarab qutblanish dielektrikning turli nuqtalarida turlicha bo‘lishi mumkin, boshqacha qilib aytganda, qutblanish vektori koordinataning funksiyasidir.

Nazariya va tajriba ko‘rsatadiki, izotrop dielektriklar uchun (biz shunday dielektriklar bilan chegaralanamiz), uncha kuchli bo‘lmagan

maydonda qutblanish vektori $\vec{P}$ elektr maydon kuchlanganligiga $\vec{E}$ proporsionaldir:

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}, \quad (24.2)$$

Koeffisient χ - moddaning xossasiga va dielektrikning holatiga bog'liq bo'ladi va unga moddaning dielektrik qabul qiluvchanligi deyiladi. Dielektrik qabul qiluvchanlik turli xil modda uchun turlicha bo'ladi. Masalan, qutblangan molekuladan tashkil topgan dielektriklar uchun nazariya ko'rsatadiki, χ - temperatura (T) ga teskari proporsional:

$$\chi \sim 1/T$$

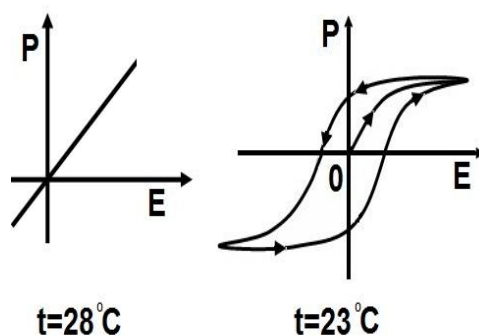
Qutblanmagan molekuladan tuzilgan dielektriklar uchun χ temperaturaga umuman bog'liq bo'lmaydi.

Shunday jismlar borki, ular uchun dielektrik singdiruvchanlik ε tashqi maydon kuchlanganligi E ga bog'liq bo'ladi. Bunday dielektriklar o'ziga xos xususiyatlarga ega bo'ladi, ayniqsa ferromagnetizm magnit xossasiga o'xshash bo'ladi. Bu xossalr birinchi marta segnet tuzida o'rganildi va shu tuzning nomi bilan segnetoelektriklar deb ataladi. Segnet tuzining fizik xossasi temperaturaga juda bog'liqdir, qandaydir kritik temperatura Θ dan past yoki yuqorida ularning xossasi butunlay boshqacha bo'ladi. $T > \Theta$ bo'lganda maydon kuchlanganligi bilan qutblanish o'rtasida proporsionallik saqlanadi: $\vec{P} = \chi \vec{E}$, bu vaqtda koeffisient χ ning temperaturaga bog'liqligi quyidagi qonunga bo'ysinadi:

$$\chi(T - \Theta) = \text{const.}$$

$T < \Theta$ bo'lganda $\vec{P}$ va $\vec{E}$ o'rtasidagi proporsionallik buziladi. Bu vaqtda $\vec{P}$ ning $\vec{E}$ ga bog'lanishi murakkab bo'ladi (31-rasm).

Bu vaqtda $\vec{P}$ va $\vec{E}$ ning o'zgarishi $T < \Theta$ da sirtmoq shakliga o'xshash bo'ladi.



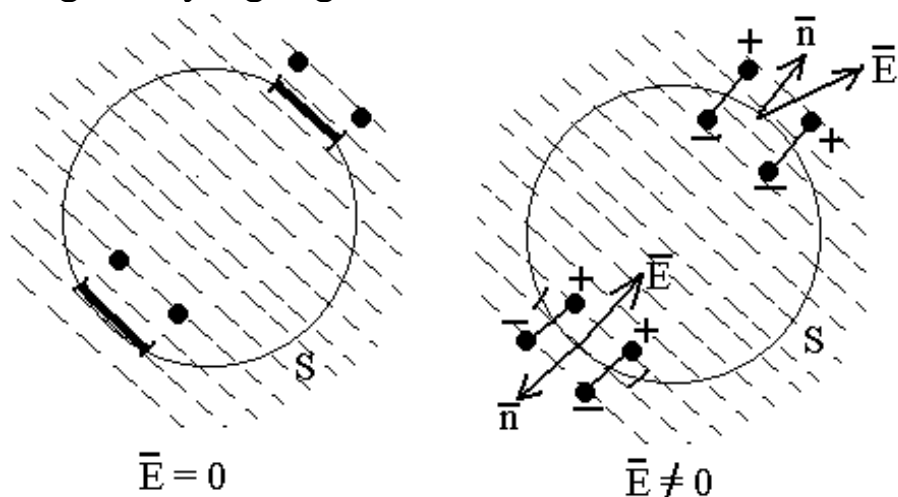
31-rasm

Tashqi elektr maydoni bo'lmaganda dielektrikning har bir nuqtasidagi musbat va manfiy zaryadlar kompensirlangan bo'ladi, zaryadning zichligi hamma yerda nolga teng. Dielektrikning elektr maydonida qutblanishi zaryadlarning qayta taqsimlanishiga olib keladi, natijada dielektrik sirtida kompensirlanmagan zaryadlar paydo bo'ladi, bu zaryadlarga qutblangan zaryadlar yoki bog'langan zaryadlar deb aytiladi. Biz qutblangan zaryad bilan qutblanish vektori orasidagi bog'lanishni qarab chiqamiz.

§ 25. Qutblanish zaryadlari

Dielektrik (qutblanmagan) ichida S sirt bilan chegaralangan sohani qaraymiz. (32-rasm).

Qutblanishda musbat zaryadlar kuchlanganlik vektorining yo'nalishi bo'yicha va manfiy zaryadlar qarama-qarshi yo'nalishda siljiydi. Molekulaning massa markazi joyida qoladi, chunki proton massasi elektron massasiga nisbatan 2000 marta katta, shuning uchun siljishni manfiy zaryadlar bajaradi. 32 - rasmdan ko'rinadiki, kuchlanganlik sirt sohalarining ichiga yo'nalgan bo'lsa, manfiy zaryadlarning bir qismi qaralayotgan sohani tashlab ketadi, kuchlanganlik sohaning tashqi qismiga yo'nalgan bo'lsa, sohaga manfiy zaryadlar qo'shimcha yana kiradi. Agar kirgan va chikkan zaryadlar bir biriga teng bo'lmasa, soha u vaqtda qutblangan zaryadga ega bo'ladi.



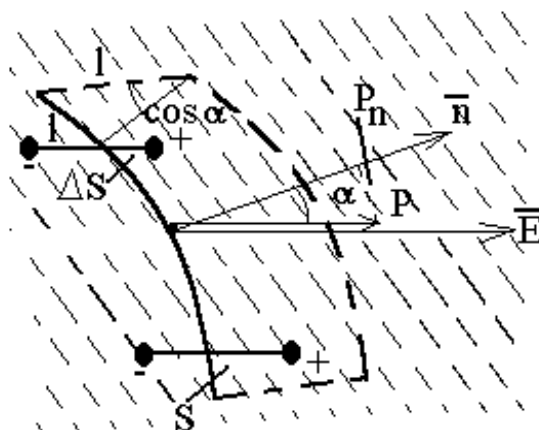
32-rasm

Dastlab S sirtning ΔS kichik sohasidan o'tgan kichik zaryad Δq ni hisoblaymiz. 33-rasmdan ko'rinadiki dielektrik tekisligining kesimi ΔS soha qalin chiziqli bilan tasvirlangan, ΔS orqali molekulaning manfiy zaryadlari yuzasi ΔS va balandligi $l \cos \alpha$ bo'lgan parallelopipedda joylashadi, bu yerda l - molekuladagi elektr zaryadlarining siljishi, α - normal bilan kuchlanganlik orasidagi burchak.

Parallelopipedning hajmi $l \cos \alpha \Delta S$ ga teng, demak, unda $n_0 l \cos \alpha \Delta S$ molekula joylashadi. n_0 - molekular konsentratsiyasi.

Bu sonni har bir molekulaning manfiy zaryadi q ga ko'paytirib, axtarilayotgan zaryad ΔQ ning absolyut qiymatini topamiz:

$$|\Delta Q^q| = q n_0 l \cos \alpha \Delta S, \quad (25.1)$$



33-rasm

bu ifodada $ql=p$ molekula dipol momentining kattaligi, $qln_0=pn_0=P$ qutblanish vektori kattaligi. $qln_0 \cos \alpha = p \cos \alpha = P_n$ – qutblanish vektorining S sirtga tushirilgan tashqi normalning proreksiyasi va oxirida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\Delta Q^q = -P_n \cdot \Delta S, \quad (25.2)$$

Manfiy ishora shuning uchun qo'yilganki, $P_n > 0$ bo'lgan sirt qismida soha manfiy zaryad oladi $\Delta Q < 0$, bu 33-rasmdan ko'rinadi. (25.2) ifodani sirtning butun qismlari bo'yicha yig'indisini olib, qaralayotgan sohadagi qutblangan to'la zaryadni topamiz:

$$Q^q = - \int_S P_n dS, \quad (25.3)$$

Demak, qutblanish vektorining S sirt bo'yicha oqimiga teng (teskari ishora bilan).

§ 26. Modda bo'lgan holda elektrostatik maydon

Elektrostatikaning asosiy vazifasi ixtiyoriy zaryadlangan o'tkazgich va neytral dielektrik tomonidan hosil qilgan maydonni topishdan iboratdir. Dielektrik qutblanganda hosil bo'lgan qutblangan zaryadlar ham o'zi elektr maydoni hosil qilgani uchun, fazoning har bir nuqtasida hosil bo'lgan kuchlanganlik o'tkazgichning erkin zaryadlari hosil qilgan maydon kuchlanganligi E^{erk} va dielektrikning qutblangan zaryadlari hosil qilgan maydon kuchlanganligi E^q yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{erk}} + \mathbf{E}^q \quad (26.1)$$

(Agar dielektrikka ya'na zaryad berilsa, u vaqtda bu formulaga qutblanmagan zaryadlar hosil qilgan kuchlanganlik ham kiritiladi).

Shuni eslatib o'tamizki, superpozitsiya prinsipi masalani umumiy holda yechishga yaroqli emas. Ish shundaki, uni qo'llash zaryadlarning fazoda tarqalishi berilgan holda qulaydir, erkin zaryadlarning o'tkazgich sirtida taqsimlanishi va dielektrikdagi qutblangan zaryadlar izlanayotgan maydon orqali aniqlanadi va avvaldan aniq emas(bundan zaryadning taqsimlanishini simmetriya nuqtai nazaridan yoki nuqtaviy zaryadlar sistemasi mustasnodir). Shuning uchun maydonni aniqlashda elektrostatika tenglamalaridan foydalaniladi.

Sirkulyatsiya haqidagi teorema modda bor yoki yo'q bo'lishidan qat'iy nazar o'rinli bo'ladi. Oqim haqidagi Gauss teoremasini aniqlashtirish mumkin, ya'ni bu yerda qutblangan zaryadlar o'rniga dielektrik muhit xarakteristikasi ishlatiladi.

§ 27. Elektr siljish vektori. Dielektrik singdiruvchanlik. Dielektriklar uchun Gauss teoremasi

Gauss teoremasini (7.1) ichida erkin q^{erk} va qutblangan zaryadlar q^{qutb} mavjud bo'lgan ixtiyoriy sirt S uchun yozamiz:

$$\oint_S \mathbf{E}_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\sum_i q_i^{\text{erk}} + \sum_i q_i^{\text{qutb}} \right), \quad (27.1)$$

Formula (25.3) dan foydalanib, o'ngda turgan qutblangan zaryad ifodasini qutblanish vektori orqali yozamiz:

$$\oint_S \mathbf{E}_n dS = \frac{1}{\epsilon_0} \left(\sum_i q_i^{\text{erk}} - \oint_S \mathbf{P}_n dS \right), \quad (27.2)$$

$\oint_S (P_n dS)$ ni chap tomonga o'tkazamiz va ikkala tomonini ε_0 ga ko'paytiramiz, natijada quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\oint (\varepsilon_0 E_n + P_n) dS = \sum_i q_i^{\text{erk}}, \quad (27.3)$$

Bu tenglamaning chap tomonini yangi vektor orqali yozsak, ifoda (27.3) yana soddalashadi.

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (27.4)$$

$\bar{D}$ vektorga elektr siljish vektori yoki elektrostatik induksiya vektori deyiladi. (26.4) ni hisobga olsak, (26.3) tenglama eng sodda ko'rinishga keladi:

$$\oint_S D_n dS = \sum_i q_i^{\text{erk}}, \quad (27.5)$$

O'ng tomonda yopiq sirt S ichida joylashgan erkin zaryadlar qoladi, lekin chapda kuchlanganlik vektori oqimi o'rniga S sirtidan o'tuvchi siljish vektori oqimi turadi. Bu Gauss teoremasini umumiy integral ko'rinishidir.

Izotrop dielektriklar uchun qutblanish vektori kabi siljish vektori maydon kuchlanganligiga proporsionaldir. Haqiqatda ham (24.2) ni (27.4) ga qo'ysak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \vec{E}, \quad (27.6)$$

$\varepsilon = 1 + \chi$ kattalikka moddaning nisbiy dielektrik singdruvchanligi deyiladi.

Hamma vaqt $\chi > 0$ bo'lgani uchun $\varepsilon \geq 1$ katta, har qanday dielektrik uchun $(1 + \chi)$ ni hisobga olsak, $\mathbf{D}$ va $\mathbf{E}$ vektorlar o'rtasidagi bog'lanish, (27.6) formulaga ko'ra quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (27.7)$$

Elektr siljish vektori ham kuchlanganlik vektori singari fazoning har bir nuqtasida vektor maydonini hosil qiladi. (27.7) ga ko'ra fazoning har bir nuqtasida $\mathbf{D}$ va $\mathbf{E}$ vektorlarining yo'nalishi mos keladi. Shuning uchun $\mathbf{D}$ vektorning chiziqlari shakl jihatdan kuchlanganlik chiziqlari bilan mos keladi. $\mathbf{D}$ vektor chiziqlari uchun ham quyuqlik haqidagi shartni qo'llasak (chiziqlar soni son jihatdan $\mathbf{D}$ ning qiymatiga teng) biz ko'ramizki, (27.2) ga ko'ra $\mathbf{D}$ va $\vec{E}$ vektor chiziqlarining zichligi bir xil emasdir, ular bir-biridan $\varepsilon_0 \varepsilon$ ko'paytmaga farq qiladi.

D vektor chizig'ining eng muhim xossasi shundaki u nafaqat zaryadlangan jismlardan tashqarida, balki qutblangan zaryadlar bor joyda ham uzluksiz bo'ladi, ular faqat erkin zaryadlardagina uzulishga ega bo'ladi, ulardan boshlanadi va ularda tugaydi, u vaqtda kuchlanganlik vektori chiziqlari esa barcha zaryadlarda (ham erkin, ham qutblangan) uzulishga ega bo'ladi.

Vakuumning istalgan nuqtasida $\vec{P}=0$ va (27.3) ga ko'ra, $\vec{D}=\epsilon_0\vec{E}$, ya'ni jismdan tashqarida siljish vektori ϵ_0 ko'paytgichga kuchlanganlik vektori bilan mos keladi. Dielektrik ichida **D** vektorning fizik ma'nosi quyidagi teorema bilan aniqlanadi: *agar dielektrik bir jinsli bo'lsa va ekvipotensial sirtlar orasidagi fazoni butunlay to'ldirsa, u vaqtda dielektrikning ichida siljish vektori quyidagicha aniqlanadi:*

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}^{\text{erk}}, \quad (27.8)$$

Siljish vektori ϵ_0 ko'paytgichgacha faqat erkin zaryadlar hosil qilgan maydon kuchlanganligi bilan mos keladi. Formula (27.8) va (27.7) larni hisobga olsak, dielektrik ichidagi maydon quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}^{\text{erk}}}{\epsilon}, \quad (27.9)$$

Isbot qilish mumkinki, qutblangan zaryadlar dielektrik sirtida shunday taqsimlanadiki, ularning hosil qilgan maydoni dielektrik ichida noldan farq qiladi. Shuning uchun dielektrikni kiritish erkin zaryadlarning dastlabki taqsimlanishini o'zgartirmaydi, ularning maydoni (27.9) formula bo'yicha dielektrik kiritilgan E^{erk} maydonga tengdir. (27.9) formula shuni bildiradiki, ekvipotensial sirtlar orasidagi fazoni bir jinsli dielektrik bilan to'ldirilganda, bu sohada kuchlanganlik ϵ marta kamayadi.

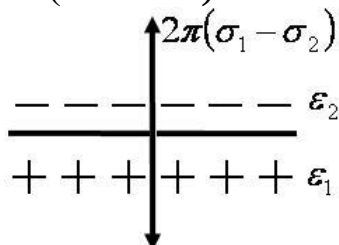
$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{\epsilon}, \quad (27.10)$$

Bu yerda dielektrikning ichidagi istalgan ikkita nuqtasi orasidagi potentsiallar ayirmasi ham ϵ marta kamayadi. (9.2), (11.2) va (27.10) formulalarni hisobga olsak,

$$\varphi(A) - \varphi(B) = \int_A^B E_Q dl = \int_A^B \frac{E_l^{(0)}}{\epsilon} dl = \frac{1}{\epsilon} \int_A^B E_l^{(0)} dl = \frac{\varphi_{(A)}^{(0)} - \varphi_{(B)}^{(0)}}{\epsilon} \quad (27.11)$$

§ 28. Ikkita dielektrik chegarasida kuchlanganlik va induksiya chiziqlarining sinish qonuni

Singdiruvchanligi ε_1 va ε_2 bo'lgan ikkita dielektrik bir biri bilan chegaralangan ikkita dielektrik kuchlanganligi E bo'lgan tashqi elektr maydonida joylashgan bo'lsin (33-rasm)



33-rasm

Maydon ta'sirida molekulalarda zaryadlar siljishi ro'y beradi va sirtida turli xil ishorali zaryadlar hosil bo'ladi. Tashqi maydon sirt chegarasiga turlicha burchak bilan yo'nalgan bo'lishi mumkin. Shuning uchun maydon kuchlanganligini ikkita yo'nalishda: sirtga urinma E_t va normal E_n bo'yicha ajratish mumkin. U holda yig'indi vektor quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{E} = \vec{E}_t + \vec{E}_n$$

Birinchi dielektrik sirtidagi zaryad zichligini $+\sigma_1$, ikkinchi sirtidagi zaryad zichligini $-\sigma_2$ bilan belgilash mumkin. Demak, ikkita dielektrik chegarasida zaryad zichligi $\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$ ga teng bo'ladi. Gauss teoremasiga ko'ra, bu zaryadlar ikki tomonga oqim hosil qiladi.

$$2\pi\sigma = 2\pi(\sigma_1 - \sigma_2)$$

Maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchisi birinchi va ikkinchi dielektriklardagi farqi $4\pi\sigma$ ga teng bo'ladi:

$$E_{n2} - E_{n1} = 4\pi(\sigma_1 - \sigma_2)$$

Elektrlash koeffisientini kiritamiz:

$$\sigma_1 = k_1 E_{n1}; \quad \sigma_2 = k_2 E_{n2}$$

Bu yerdan

$$(1 + 4\pi k_1) E_{n1} = (1 + 4\pi k_2) E_{n2}$$

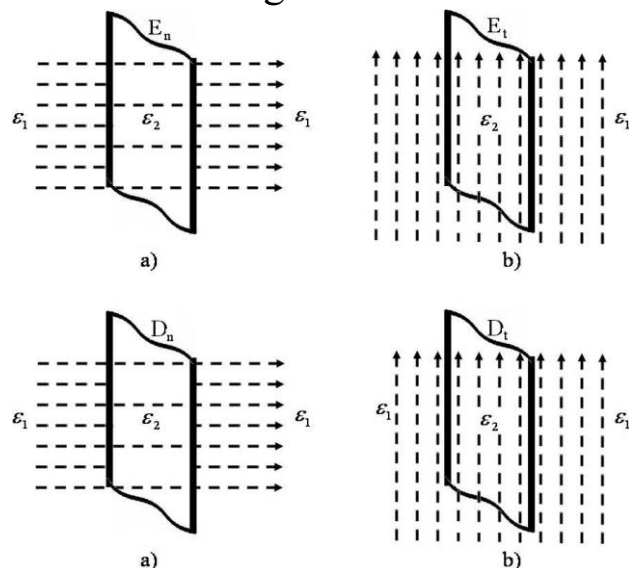
$$1 + 4\pi k_1 = \varepsilon_1 \text{ va } 1 + 4\pi k_2 = \varepsilon_2$$

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}$$

Induksiya

$$D_{n1} = D_{n2}$$

Bu shuni bildiradiki, induksiya vektorining normal tashkil etuvchilari ikkita dielektrik chegarasidan o'tganda o'zgarmaydi. Maydon kuchlanganligining normal tashkil etuvchi dielektrik doimiylikka ε teskari proporsional o'zgaradi. 34-rasmda E_n va D_n chiziqlarining sxemasi $\varepsilon_2 = 2\varepsilon_1$ hol uchun ko'rsatilgan.



34-rasm

Erkin zaryadlarning kuchlanganligi E_0 dielektrik chegarasida qandaydir burchak tashkil qilsin. Chegara sirtida bog'langan zaryadlar hosil bo'ladi, birinchi dielektrikda zaryad sirt zichliklari $+\sigma_1^1$ va $-\sigma_1^1$, ikkinchida $+\sigma_2^1$ va $-\sigma_2^1$ sirt zaryad zichliklar. $+\sigma_1^1$ va $-\sigma_1^1$ sirt zaryadlar birinchi dielektrikda $E_1^1 = -4\pi\sigma_1^1$ maydonni, $+\sigma_2^1$ va $-\sigma_2^1$ sirt zaryadlar ikkinchi dielektrikda $E_2^1 = -4\pi\sigma_2^1$ maydon kuchlanganliklarini hosil qiladi. Ikki muhit chegarasida kuchlanganlikning normal va tangensial tashkil etuvchilari uchun quyidagi chegaraviy shartlar mavjud:

$$E_{1+} = E_{2+}, \quad (28.1)$$

ya'ni dielektrik chegarasidan o'tganda maydon kuchlanganligining tangensial tashkil etuvchilari uzluksiz bo'ladi. Normal tashkil etuvchilar esa bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda uzilishga ega bo'ladi.

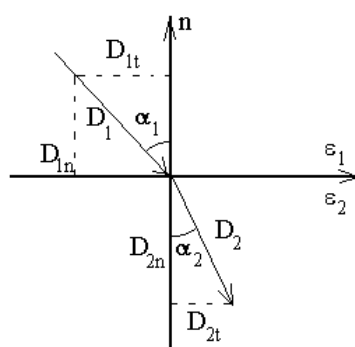
$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}, \quad (28.2)$$

bu yerda ε_1 va ε_2 - birinchi va ikkinchi muhitning elektr singdruvchanligi. (28.1) va (28.2) larga E vektorining chegaraviy shartlari deyiladi. $E = D/\varepsilon$, munosabatga ko'ra elektrostatik induksiya vektori D uchun ham quyidagi chegara shartlar o'rinli bo'ladi:

$$\frac{D_{1+}}{\varepsilon_1} = \frac{D_{2+}}{\varepsilon_2}, D_{1n} = D_{2n}, \quad (28.3)$$

Induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi ikki dielektrik chegarasidan o'tganda uzluksiz bo'ladi, tangensial tashkil etuvchilari esa uzilishga ega bo'ladi.

Birinchi dielektrikda D_1 induksiya vektorining normal bilan tashkil qilgan burchagini α_1 va ikkinchi dielektrikda D_2 ning normal bilan tashkil qilgan burchagi α_2 bo'lsin. D_1 va D_2 ni tashkil etuvchilarga ajratamiz (35-rasm). Rasmdan



35-rasm

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

bundan,

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

yuqoridagi chegaraviy shartni hisobga olsak, quyidagi natijaga ega bo'lamiz:

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (28.4)$$

Bu munosabat ikki dielektrik chegarasida induksiya va kuchlanganlik chiziqlarining sinish qonunini ifodalaydi.

§ 29. Kristallarning dielektrik xususiyati

Kristallarning qutblanishi maydon kuchlanganligining kristallografik o'qqa nisbatan yo'nalishiga qarab turlicha bo'lishi mumkin. Bu holda qutblanish vektori $\vec{P}$ ning yo'nalishi $\vec{E}$ vektorining yo'nalishi bilan mos kelmaydi, demak, $\vec{P}$ va $\vec{E}$ vektorlar orasidagi bog'lanishni sodda munosabat (24.2) bilan ifodalab bo'lmaydi. χ o'rniga to'qqizta χ_{ik}

kattalik kiritiladi va $\vec{P}$ va $\vec{E}$ vektorlarining koordinata bo'yicha tashkil etuvchilari o'rtasida quyidagi bog'lanishi o'rinli bo'ladi:

$$\begin{aligned} P_X &= \chi_{XX} E_X + \chi_{XY} E_Y + \chi_{XZ} E_Z \\ P_Y &= \chi_{YX} E_X + \chi_{YY} E_Y + \chi_{YZ} E_Z, \\ P_Z &= \chi_{ZX} E_X + \chi_{ZY} E_Y + \chi_{ZZ} E_Z \end{aligned} \quad (29.1)$$

Shuningdek, elektrostatik induksiya vektori $\mathbf{D}$ va kuchlanganlik vektori $\vec{E}$ o'rtasidagi bog'lanish ham tenzor xarakteriga ega bo'ladi.

Kristall jismlarning panjaralarida zarrachalarning joylashishi maxsus effektlarning hosil bo'lishiga olib keladi, bu effektlardan biriga Pezoelektrik effekt deb ataladi: bu effektning mohiyati quyidagichadir, ba'zi bir kristallar (masalan kvars, turmalin, segnet tuzi va hokazolar) mexanik deformatsiyalanganida (uni siqqanda va cho'zganda) uning yoqlarida qarama-qarshi ishorali elektr zaryadlari paydo bo'ladi. Segnet tuzlarda bu effekt juda kuchli. To'g'ri Pezoeffektdan tashqari teskari Pezoeffekt ham mavjud bo'ladi. Agar kristallni tashqi elektr maydonga joylashtirsak uning o'lchamlari o'zgaradi. To'g'ri va teskari Pezoeffektlar texnikada ko'p qo'llaniladi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Dielektrlarning tuzilishini tushuntiring.
2. Elektr maydoni dipolga qanday ta'sir ko'rsatadi?
3. Qutblangan va qutblanmagan molekuladan iborat bo'lgan dielektrikning qutblanishida qanday farq bor?
4. Qutblanish vektori qanday fizik ma'noga ega?
5. Elektr siljish vektori, kuchlanganlik vektori va qutblanish vektorlari o'rtasida qanday bog'lanish bor?
6. Qutblangan zaryad bilan qutblanish vektori orasida qanday bog'lanish bor?
7. Dielektrik uchun Gauss teoremasining ko'rinishi qanday bo'ladi?
8. Nisbiy dielektrik singdiruvchanlik bilan muhitning dielektrik qabul qiluvchanligi o'rtasida qanday bog'lanish bor?
9. Segnetoelektriklar va ularning boshqa dielektrlardan farqi nima?
10. Qattiq jismlarning qutblanishining oddiy dielektrlardan farqi? To'g'ri va teskari pezoelektrik effekt nimadan iborat?

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Yaxlit metallidan yasalgan kubga elektr zaryad berildi. Bu zaryad kubning qayeriga joylashadi va qanday taqsimlangan?

- a) sirti bo'ylab, notekis;
- b) hajmi bo'ylab, tekis;
- c) hajmi bo'ylab, notekis;
- d) sirti bo'ylab, tekis.

2. Dielektrik elektrostatik maydonga kiritilsa, qanday hodisa ro'y beradi?

- a) dielektrik qutblanadi va tashqi maydonni kuchaytiradi;
- b) dielektrik qutblanadi va uning ichidagi maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi;
- c) dielektrik qutblanadi va tashqi maydonni susaytiradi;
- d) dielektrik qutblanadi va uning ichidagi maydon kuchlanganligi tashqi maydon kuchlanganligiga teng bo'ladi.

3. Dipolning elektr momenti ($\vec{P}$) va unga bir jinsli elektr maydoni tomonidan ta'sir qiladigan kuch momenti (M) ifodalarini aniqlang:

a) $\vec{P} = ql$ va $\vec{M} = [\vec{P} \cdot \vec{E}]$; b) $\vec{P} = \frac{\vec{l}}{q}$ va $M = PE$;

c) $P = ql$ va $M = PE/\cos\alpha$; d) $P = ql\cos\alpha$ va $M = PE\cos\alpha$.

4. Elektr induksiyasi ($\vec{D}$), kuchlanganligi ($\vec{E}$) va qutblanish ($\vec{P}$) vektorlari orasidagi bog'lanishni aniqlang:

a) $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$; b) $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} - \vec{P}$;

c) $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$; d) $\vec{P} = \vec{D} + \epsilon_0 \vec{E}$.

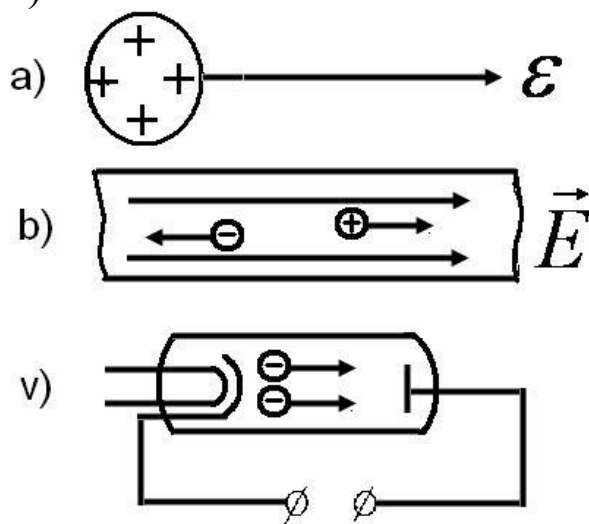
5. Qutbli molekulalardan tuzilgan dielektrik bir jinsli elektr maydonga kiritilsa, nima bo'ladi?

- a) dipollar maydon bo'ylab siljiydi;
- b) dipollar maydonga qarshi yo'nalishda siljiydi;
- c) dipollar asosan maydon yo'nalishida joylashadi;
- d) dipollar asosan maydon yo'nalishiga tik joylashadi.

V BOB. DOIMIY ELEKTR TOKI VA UNING QONUNLARI

§ 30. Elektr toki haqida umumiy tushunchalar va tokning turlari

Elektr toki deb, elektr zaryadlarining tartibli harakatiga aytiladi. Elektr tokiga berilgan bu ta'rif bir tomonlama bo'lib elektr tokining umumiyligini hisobga olmaydi. Elektr tokini hosil qilishning turli xil hollar bo'lishi mumkin. Masalan, qandaydir jismni zaryadlaymiz, ya'ni unga elektr zaryadi beramiz va uni fazoda ko'chiramiz. Bu vaqtda elektr zaryadi makroskopik jism bilan birga harakat qiladi (36a–rasm). Bunday tokka konveksion tok deb ataladi. (Konveksion tokka keyingi boblarda batafil to'xtab o'tamiz)



36 rasm

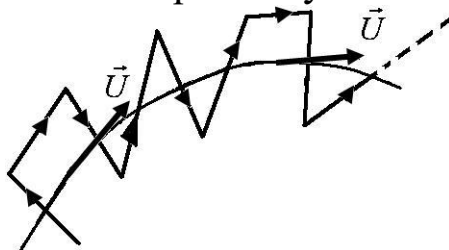
Endi tashqi elektr maydonida joylashgan o'tkazgichni qaraylik (36b–rasm). O'tkazgich ichida joylashgan elektr zaryadining harakati quyidagicha bo'ladi: musbat zaryadlar maydon bo'yicha, manfiy zaryadlar esa maydonga qarama-qarshi bo'ladi. Bunday mikroskopik zaryadning hosil qilgan tokiga o'tkazuvchanlik toki deb ataladi. Ma'lumki, elektron lampada (36v–rasm) mikroskopik elektr zaryadlarining bo'shliqdagi harakati tufayli elektr tokini hosil qiladi. Bunday tokka vakuumdagi tok deb aytiladi.

Sizga ma'lumki, elektromagnit induksiya hodisasidan berk konturda hosil bo'lgan tokka induksion tok deb aytilgan edi. Bu yerda induksion tokning paydo bo'lishi o'tkazgichdagi erkin elektronning kristall panjarada mahkamlangan musbat zaryadga nisbatan harakati tufayli paydo bo'ladi. Xuddi shuningdek, ferromagnitlarda magnitlanish toki haqida ham gapiriladi.

Yuqorida keltirilgan misollar elektr tokiga umumiy ta'rif berishi kerakligini taqqazo etadi. Elektr toki deb, moddadagi musbat va manfiy zaryadlarning, elektronlar va teshiklarning, spinlarning tashqi ta'sir natijasidagi harakatiga aytiladi.

Biz texnik jihatdan juda ko'p qo'llanishga ega bo'lgan o'tkazuvchanlik tokining qonunlarini qarab chiqamiz. Elektr tokini o'tkazadigan moddalarga o'tkazgich deyiladi. O'tkazgichning asosiy belgisi unda zaryadlangan zarracha-tok tashuvchilarning bo'lishidir, ya'ni tashqi maydon ta'sirida o'tkazgich bo'ylab ularning harakatini hosil qilishidir. O'tkazgichlar: metallar, yarim o'tkazgichlar, ba'zi-bir suyuqliklar (elektrolitlar), ma'lum sharoitda gazlar ham bo'lishi mumkin.

O'tkazgichdan tok o'tganda alohida tok tashuvchilarning trayektoriyasini sxematik ravishda siniq chiziq bilan tasvirlash mumkin (37-rasm). Tok tashuvchilar xaotik harakatda bo'ladi va shu bilan birga unga ta'sir qiluvchi kuch tomonga tartibli harakat ham qiladi. Elektr tokini makroskopik jihatdan tasvirlaganda issiqlik harakatini hisobga olmaslik ham mumkin, chunki u zaryadning sistematik ko'chishiga uncha halaqit bermaydi va trayektoriya bo'yicha yoki tok chiziqlari bo'yicha $\vec{V}$ tezlik bilan harakatini qarasak yetarli bo'ladi.



37-rasm

Elektr toki doimiy deyiladi, agar tok tashuvchilarning harakati statsionar bo'lsa, ya'ni tok tashuvchilarning tartibli harakati o'zgarmas bo'lsa, u holda tok chiziqlarining manzarasi ham o'zgarmay qoladi.

§ 31. Tok kuchi va tok zichligi

O'tkazgich ichida qandaydir S sirtini qaraymiz. Qisqa vaqt ichida, t va $t+\Delta t$ vaqt davomida bu sirt orqali Δq zaryad o'tsin, u vaqtda tok kuchi quyidagicha aniqlanadi:

$$I = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad (31.1)$$

Bu nisbatga S sirt orqali o'tayotgan tok kuchi deyiladi.

Agar S sirt orqali o'tgan zaryadni vaqtning funksiyasi $q(t)$ deb qarasak, u vaqtda (31.1) ga ko'ra tok kuchi zaryadning vaqt bo'yicha hosilasiga tengdir:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (31.2)$$

Demak, tok kuchi son jihatdan qaralayotgan sirtidan vaqt birligi ichida o'tgan zaryaddir. Doimiy tokda $q(t)$ vaqtga proporsional, shuning uchun (30.2) formuladagi hosila o'rniga istalgan vaqt ichida o'tgan zaryadning shu vaqtga nisbati olinadi:

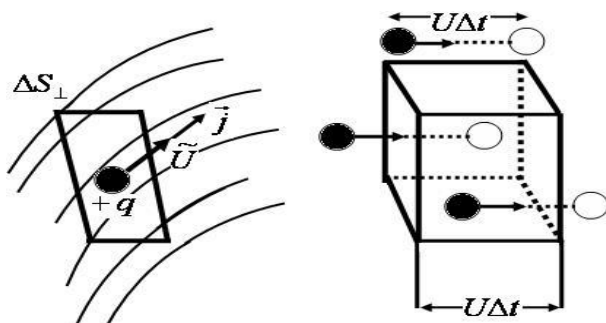
$$I = \frac{q}{t} \quad (30.3)$$

Tok kuchi algebraik kattalikdir. O'tkazgich bo'yicha ikkita yo'nalishlardan birini musbat deb, tok kuchiga musbat ishora, agar musbat zaryad tashuvchilar shu yo'nalishda harakat qilsalar va manfiy ishora qarama-qarshi yo'nalishda harakat qilsa. Tok kuchining o'lchov birligi XB sistemasida amper bo'lib, bu haqda magnit maydoni mavzusida alohida to'xtalamiz.

Ko'pgina hollarda o'tkazgichning ko'ndalang kesimidan o'tgan to'la tok kuchini bilish yetarli bo'lmaydi, shuning uchun o'tkazgich kesimi bo'yicha tokning taqsimlanishini bilish kerak bo'ladi. Shu maqsadda tok zichligi vektori degan kattalik kiritiladi. Tok zichligi deb, shunday vektorga aytiladiki, uning kattaligi tok chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan birlik yuzadan o'tgan tok kuchiga teng bo'lib, yo'nalishi musbat tok tashuvchilarining tartibli harakat yo'nalishi bilan mos keladi. (38-rasm)

Agar tok chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan yuza $\Delta S_{\perp}$ ga ΔI tok kuchi to'g'ri kelsa, u vaqtda ta'rif bo'yicha, biz tok zichligi vektori kattaligi uchun quyidagi formulaga ega bo'lamiz:

$$j = \frac{\Delta I}{\Delta S_{\perp}} \quad (31.4)$$



38-rasm

39-rasm

Tok zichligini tok tashuvchilar konsentratsiyasi n_0 va tartibli harakat tezligi $\vec{g}$ orqali ifoda qilish mumkin. 39-rasmdan ko‘rinadiki, kichik $\Delta S_{\perp}$ yuza orqali Δt vaqt ichida faqat shuncha tok tashuvchilar o‘tadiki, agar t vaqt ichida asosi $\Delta S_{\perp}$ va balandligi $\vec{g} \Delta t$ bo‘lgan to‘g‘ri parallelopipedda joylashgan tashuvchilargina (boshqa zaryad tashuvchilar yuzaga yetmasligi, u yoki uning yaqindan o‘tib ketishi mumkin) joylashgan bo‘ladi. Bu zaryad tashuvchilar soni $n_0 u \Delta t \Delta S_{\perp}$ ni alohida tok tashuvchi zaryad q ga ko‘paytirsak, $\Delta S_{\perp}$ yuzadan Δt vaqt ichida o‘tgan zaryad $q n_0 u \Delta t \Delta S_{\perp}$ ga teng bo‘ladi. Buni Δt ga bo‘lsak, $\Delta S_{\perp}$ orqali o‘tgan tok kuchi ΔI ni topamiz: $\Delta I = q n_0 u \Delta t \Delta S_{\perp}$. Bu ifodaning ikkala tomonini $\Delta S_{\perp}$ ga bo‘lsak tok zichligi uchun quyidagi kattalik kelib chiqadi:

$$j = q n_0 g \quad (31.5)$$

Bu formulani vektor ko‘rinishida quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{j} = q n_0 \vec{g} \quad (31.6)$$

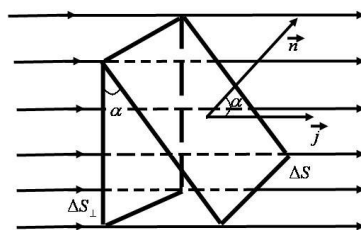
Agar tok tashishda musbat va manfiy zaryadlar ishtirok etsa, u vaqtda unga tegishli tok zichligi:

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_- = q n_0 \vec{g}_+ + q n_0 \vec{g}_- \quad (31.7)$$

Har qanday ixtiyoriy sirt S orqali o‘tgan tok kuchi tok zichligi vektorining shu sirt orqali o‘tgan oqimiga teng:

$$I = \int_S j_n ds \quad (31.8)$$

Bu formulani isbot qilish mumkin. Buning uchun eng avvalo, ΔS kichik yuza orqali o‘tgan tok kuchi ΔI ni topamiz. (40-rasm)



40-rasm

Zaryadning saqlanish qonunini quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\frac{dQ}{dt} = - \oint_S j_n ds \quad (31.9)$$

Bu ifodaning differensial ko‘rinishi quyidagicha bo‘ladi:

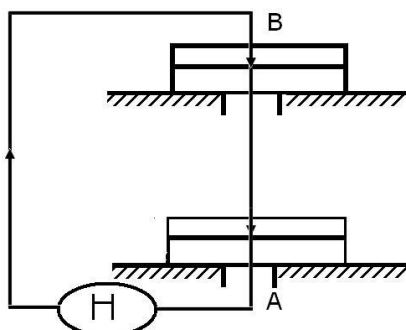
$$\frac{d\rho}{dt} + \text{div} j = 0 \quad (31.10)$$

§ 32. Tashqi kuchlar, elektr yurituvchi kuch va kuchlanish

O‘tkazgichda elektr toki hosil qilish uchun unda elektr maydoni hosil qilish kerak. Bu maydon tok tashuvchilarga ta’sir qilib, ularning tartibli harakatini hosil qiladi. Ravshanki, doimiy tok olish uchun faqat elektrostatik kuchlarning bo‘lishi yetarli emas, chunki biz bilamizki, ularning ta’sirida zaryad o‘tkazgich sirti bo‘yicha tekis taqsimlanadi, chunki o‘tkazgich ichida maydon bo‘lmaydi. Ikkinchi tomondan, energiyaning saqlanish qonuniga asosan, doimiy tok zanjiridan uzluksiz ravishda issiqlik ajralib turadi. O‘tkazgichlarning ichki energiyasi undan tok o‘tganda o‘zgarmaydi, issiqlik ajralib chiqishi zaryadni qandaydir boshqa kuchlar tomonidan ko‘chirilgan ish hisobidan amalga oshiriladi. Bu elektrostatik kuch bo‘lmasligi kerak, chunki elektrostatikadan ma’lumki, ularning yopiq kontur bo‘yicha bajargan ishi nolga teng.

Shunday qilib, doimiy tok bo‘lishi uchun zanjirda qandaydir noelektr kuch bo‘lishi kerak - bu kuchni tashqi kuchlar deyiladi. Agar Kulon kuchlari turli xil ishorali zaryadlarni qo‘shib, ularning potensialini tenglashtirishga va elektr tokini o‘tkazishda yo‘qotishga olib kelsa, tashqi kuchlar esa turli xil ishorali zaryadlarni ajratadi va o‘tkazgich uchlarida potenciallar ayirmasini doimiy saqlab turadi. Zanjirda tashqi kuchlarning qo‘shimcha maydoni elektr energiyasi manbalari (galvanik elementlar, akkumulyatorlar, termogeneratorlar, elektrogeneratorlari va hakoza.) orqali amalga oshiriladi. Doimiy tok zanjirida tashqi kuchlar

manbaining bo‘lishi har qanday yopiq gidravlik sistemada suyuqlikning doimiy oqimini hosil qiluvchi nasos kabi zarurdir. Bu jarayonni sifat jihatdan tushuntirishda quyidagi gidravlik zanjirdagi o‘xshashlikdan foydalanish mumkin.



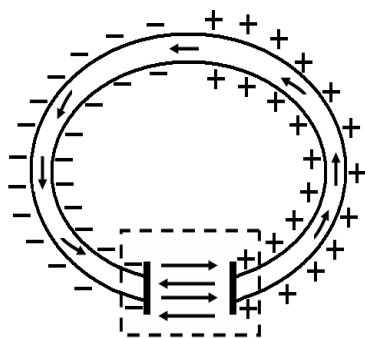
41-rasm

Yuqoridagi rasmda yopiq suv sistemasida A nuqtadan B nuqttagacha suv nasos N tomonidan hosil qilingan tashqi kuchlar ta‘sirida og‘irlik kuchiga qarshi harakat qiladi, B nuqtadan A nuqttagacha u og‘irlik kuchi ta‘sirida harakat qiladi. Elektr zanjirida nasos vazifasini elektr energiya manbai bajaradi. Shu hisobdan hosil qilingan tashqi kuchlarning maydoni elektr zaryadini elektr energiya manbai ichida elektrostatik maydon kuchiga qarshi ish bajarish hisobidan hosil bo‘ladi. Natijada tashqi zanjirning uchlarida potentsiallar ayirmasi doimiy ushlab turiladi va zanjirda doimiy tok oqadi.

Xozirgacha mavjud bo‘lgan o‘quv qo‘llanmalarida tashqi kuchlarning kelib chiqishining fizik sababi sifat jihatidagina izohlanib, uning haqiqiy fizik ma‘nosi yetarlicha yoritilmaganligi uchun, ushbu ma‘ruzada biz uni alohida qarab chiqmoqchimiz.

Bu kuchlar zaryaddan tashqi zanjir bo‘ylab zaryadning taqsimlanishini hosil qilishi kerakki, natijada o‘tkazgich ichida elektr maydoni noldan farq qilsin va ular shunday xossaga ega bo‘lishi kerakki, ularning yopiq kontur bo‘yicha bajargan ishi nolga teng bo‘lmasligi kerak. Odatdagi doimiy tok zanjirlarida tashqi kuchlar tok manbaining ichida (galvaniq element, akkumulyator) bo‘ladi va kimyaviy tabiatga ega bo‘ladi, a tashqi zanjirda tok tashuvchilar faqat elektrostatik kuch ta‘sirida harakatda bo‘ladi. Ko‘rsatish mumkinki, agar o‘tkazgich bir jinsli bo‘lsa zaryadlar tashqi zanjirda o‘tkazgich sirti bo‘yicha taqsimlanadi. Doimiy tok manzarasi 42–rasmda tasvirlangan. Bu yerda yupqa chiziqlar elektr maydon kuchlanganligini, qalin chiziqlar-tashqi kuchlar kuchlanganligini bildiradi. Tashqi kuchlarni miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun elektr yurituvchi kuch deb

ataladigan fizik kattalik kiritiladi yoki u qisqacha E.Yu.K. deb ham yuritiladi. Elektr yurituvchi kuch deb, tashqi kuchlarning zaryadni ko‘chirishda bajargan ishi A ni shu zaryad q ga nisbatiga aytiladi. U elektr maydon kuchlanganligidan farqli ravishda E harfi bilan belgilanadi:



42-rasm

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

Bundan kelib chiqadiki, EYUK son jihatdan birlik musbat zaryadni zanjir bo‘ylab ko‘chirishda bajarilgan ishga tengdir. Tashqi kuchlar maydon kuchlanganligi E^T musbat zaryadga ta’sir qiluvchi kuch bilan aniqlanadi:

$$E^T = F^T/q \quad (32.2)$$

$$\varepsilon_{BC} = \int_B^C E_l^{tashqi} dl \quad (32.3)$$

Kuchlanish deb, birlik musbat zaryadni boshlang‘ich (B) holatdan oxirgi (C) holatga ko‘chirganda bajarilgan barcha ishlar yig‘indisiga aytiladi. Umumiy holda kuchlanish sohaning boshlang‘ich va oxirgi holat nuqtalarining potentsiallar ayirmasidan (elektrostatik kuchlar ishi) va shu sohadagi EYUK (tashqi kuchlar ishi) yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$U_{BC} = \varphi(B) - \varphi(C) + \varepsilon_{BC} \quad (32.4)$$

Agar qaralayotgan sohada tashqi kuchlar bo‘lmasa (odatda tok manbai bo‘lmagan holat), u vaqtda kuchlanish potentsiallar ayirmasiga teng bo‘ladi:

$$U_{BC} = \varphi(B) - \varphi(C) \quad (32.5)$$

EYUK va kuchlanishning ta’rifidan kelib chiqadiki, bu ikkala kattalik ham bir xil o‘lchamlikka ega bo‘lib, XB sistemasida voltda o‘lchanadi.

§ 33. Doimiy tok qonunlari

Ikkita holatni ta'kidlab o'tamiz. Birinchisi, doimiy tok faqat yopiq zanjirda oqadi, aks holda zanjir uzilgan joyda zaryadlar to'planib qoladi. Bu esa vaqt bo'yicha elektr tokining o'zgarishiga olib keladi, natijada tok tashuvchilarning statsionarlik holati buziladi. Ikkinchidan, tok kuchi har qanday o'tkazgich kesimlarida turlicha bo'lganda edi, shu kesma o'rtasidagi sohada zaryad to'planib qolar edi, bu yana o'z navbatida elektr maydonining o'zgarishiga olib kelar edi, shu bilan birga tokning statsionar harakati buzilar edi.

Endi doimiy tokning miqdoriy qonunlariga o'tamiz. Nemis fizigi Georg Om tajribada aniqladiki, doimiy tok zanjirining bir qismi uchun, bu sohada EYUK bo'lmagan holda, tok kuchi kattaligi kuchlanishga proporsional ekanligini ko'rsatib berdi:

$$I = \frac{U}{R} \quad (33.1)$$

Bu yerda R - proporsionallik koeffisienti bo'lib, o'tkazgichning fizik xossasiga va geometrik shakliga bog'liq bo'ladi va unga o'tkazgichning qarshiligi deyiladi. Elektr qarshilik tushunchasini fizikaga G. Om kiritgan, shunga ko'ra qarshilik o'lchov birligi uchun Om qabul qilingan.

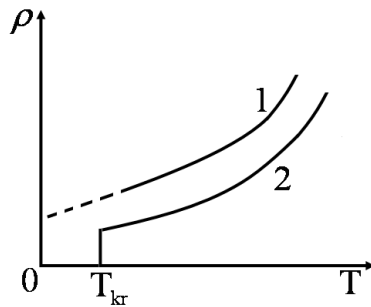
Silindrik shakldagi bir jinsli o'tkazgich qarshiligi, uning uzunligi l ga to'g'ri proporsional bo'lib, o'tkazgich ko'ndalang kesim yuzasi S ga teskari proporsionaldir:

$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (33.2)$$

Bu yerda ρ koeffisient bo'lib, son jixatidan uzunlik birligidagi silindrik o'tkazgich qarshiligini bildiradi ($l=1\text{m}$, $S=1\text{m}^2$). Unga o'tkazgichning solishtirma qarshiligi deyiladi. Unga teskari kattalikka moddaning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi deyiladi:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (33.3)$$

Solishtirma qarshilik o'tkazgich temperaturasining oshishi bilan oshadi, uncha past bo'lmagan temperaturalarda taxminan temperaturaga proporsionaldir.



43-rasm

Ko'pgina metallar (simob, qalay, alyuminiy, va h.z.) va qotishmalar sovutilganda qandaydir kritik temperaturaga (T_{kr}) yetganda o'ta o'tkazuvchanlik holatiga o'tiladi. Bu holatga o'tishning belgisi qarshilikning nolga teng bo'lishi bilan baholanadi, keyingi sovutishlarda ham nol holatda qolaveradi (42-rasmdagi 2-egri chiziq).

Kritik temperaturalar qiymati 1911 yillarda, ya'ni Kamerling Onnes davrida juda past edi. Bu qiymat 5K dan kichik edi. Ammo, 1986 yilda o'ta o'tkazuvchanlikning rivojlanishi yangi bosqichga o'tdi. Uta o'tkazuvchanlik temperaturasi 80-100 K lar ga ko'tarildi. Bu yangi kashfiyot uchun Shveysariyalik fiziklar Bedner va Myullerga Nobel mukofoti berildi.

Joul-Lens qonuni bo'yicha doimiy tok zanjirining sohasidan tok o'tganda uzluksiz ravishda issiqlik ajralib chiqib turadi, bu issiqlik miqdori soha qarshiligiga, tok kuchining kvadratiga va vaqtga bog'liqdir. Demak, t vaqt ichida o'tkazgichdan ajralib chiqqan issiqlik miqdori Q quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$Q = I^2 R t \quad (33.4)$$

Joul-Lens qonuni EYUK ga va qarshilikka ega bo'lgan zanjir uchun Om qonunini chiqarishga imkon beradi (energiyaning saqlanish qonuning natijasi sifatida). Haqiqatdan ham (32.4) ni hisobga olsak va uni q ga bo'lib, topamizki, birlik zaryad o'tgan vaqtda ajralib chiqqan issiqlik miqdori son jixatidan $I \cdot R$ ga teng bo'ladi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko'ra, bu issiqlik birlik zaryadni ko'chirishdagi barcha kuchlarning ishiga tengdir:

$$I \cdot R = \varphi(B) - \varphi(C) + \varepsilon \quad (33.5)$$

EYUKga ega bo'lgan zanjir qismi uchun chiqadigan Om qonunidan bevosita tarmoqlanmagan yopiq zanjir uchun Om qonuni kelib chiqadi.

Agar formula (33.5) da $\varphi(B)=\varphi(C)$ deb olsak, biz konturning dastlabki holatiga qaytgan bo‘lamiz. To‘la qarshilikni R va ichki qarshilikni r bilan belgilasak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

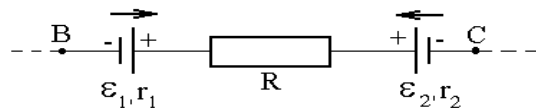
$$I \cdot (R + r) = \varepsilon \quad (33.6)$$

Bu (33.5) va (33.6) formulalardagi yig‘indi EYUK ni bildiradi .

Ishoralar qoidasini aniqlaymiz. Qandaydir aylanish yo‘nalishini musbat uchun qabul qilamiz - bu boshlang‘ich nuqta B dan oxirgi nuqta C yo‘nalishdagi manbaning E.Yu.K. ga musbat ishora, agar tashqi kuchlarning kuchlanganlik yo‘nalishi unda aylanish yo‘nalishi bilan mos kelsa va manfiy ishora aks holda (tashqi kuchlarning kuchlanganligi yo‘nalishi manba ichida manfiy elektroddan musbatga yo‘nalgan). Tok kuchi ishorasi musbat zaryadlarning qayeqqa yo‘nalganligiga bog‘liq bo‘ladi: aylanish musbat yo‘nalish bo‘yicha bo‘lsa ($I>0$) yoki unga qarshi ($I<0$) rasmda ko‘rsatilgan soha uchun, bu yerda strelkalar tashqi kuchlarning manbadagi kuchlanganligining yo‘nalishini ko‘rsatadi. U vaqtda Om qonuni (33.5) quyidagicha yoziladi:

$$I(R + r_1 + r_2) = \varphi(B) - \varphi(C) + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (33.7)$$

Agar R, r_1, r_2 va $\varphi(B), \varphi(C), \varepsilon_1, \varepsilon_2$ larning son qiymatlari qo‘yilganda $I>0$ bo‘lsa, u vaqtda tok musbat yo‘nalishiga qarshi oqadi, ya‘ni C nuqtadan B nuqtaga o‘tadi.



43-rasm

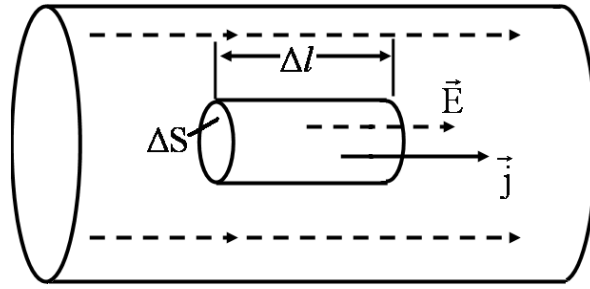
§ 34. Om va Joul-lens qonunlarining differensial ko‘rinishi

Fikran kuch chiziqlari bo‘ylab, asosi ΔS va uzunligi l ga teng bo‘lgan kichik silindrni ajratamiz (45-rasm). Om qonuni silindrik element uchun $\Delta U = R\Delta I$ ko‘rinishda yoziladi, R - elemnt qarshiligi $\Delta I = j\Delta S$ ekanini hisobga olsak

$$R = \rho \frac{\Delta l}{\Delta S}, \quad \Delta U = E\Delta l \quad \text{va} \quad \Delta U = -\Delta\varphi \quad \text{bo‘ladi.}$$

U holda Om qonunini quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$j = \frac{1}{\rho} E \quad \text{yoki} \quad j = \sigma E \quad (34.1)$$



45-Rasm

$\mathbf{j}$ va $\mathbf{E}$ vektorlarining yoʻnalishi mos kelgani uchun vektor $\mathbf{j}$ musbat tok tashuvchilarning tartibli harakati tomon yoʻnalgan boʻldi. Shuning uchun keyingi ifodani vektor koʻrinishda yozamiz.

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (34.2)$$

Bu formula oʻtkazgichning istalgan nuqtasida tok zichligi bilan kuchlanishni bogʻlaydi va uni Om qonunining differensial koʻrinishi yoki vektor koʻrinishi deb aytiladi. Bu qonun vaqt boʻyicha oʻzgaradigan jarayonlarda ham oʻrinli boʻladi. Bu qonun anizotrop muhitlar uchun ham oʻrinli boʻladi. Chunki, anizotrop muhitlarda elektr oʻtkazuvchanlik tokning oʻtish yoʻnalishiga ham bogʻliq boʻladi. U vaqtda bu skalyar boʻlmay, balki tenzordan iborat boʻladi. U vaqtda keyingi tenglama tenzor tenglamaga aylanadi. U vaqtda $\mathbf{j}$ va $\mathbf{E}$ vektorlar bir-biriga parallel boʻlmay quyidagi munosabatga boʻysunadi, masalan $\mathbf{j}_x$ uchun quyidagicha munosabat oʻrinli boʻladi:

$$\mathbf{j}_x = \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y + \sigma_{xz} E_z$$

$\mathbf{j}_y$ va $\mathbf{j}_z$ uchun ham xuddi shunday boʻladi.

Tashqi kuchlarning kuchlanganligini hisobga olsak,

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{E}^{\text{tashqi}}) \quad (34.3)$$

(31.4), (33.1), (33.2), (33.4), (34.2) formulalardan foydalanib, Joule-Lens qonunining differensial koʻrinishini ham yozish mumkin:

$$W = \sigma E^2 \quad (34.4)$$

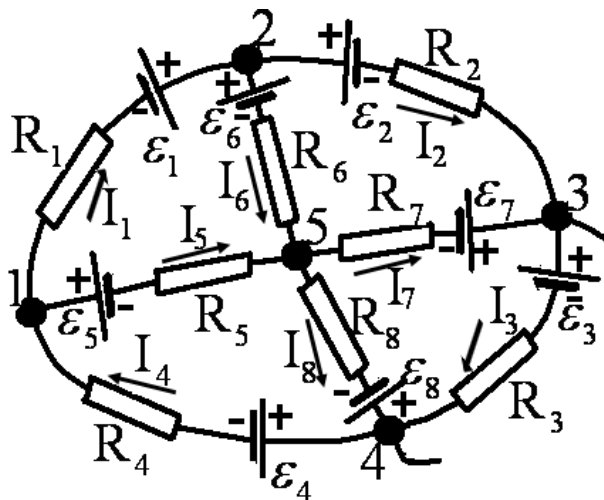
Bu yerda W -oʻtkazgichning hajm birligida nuqta atrofida vaqt birligi ichida ajralib chiqqan issiqlik miqdori qonuniyatini ifodalaydi, haqiqatdan, bunga ishonch hosil qilish mumkin:

$$W = \frac{\Delta Q}{\Delta t \Delta V} = \frac{(\Delta I)^2 \rho \frac{\Delta l}{\Delta S} \Delta t}{\Delta t \Delta l \Delta S} = \frac{(j \Delta S)^2}{\sigma (\Delta S)^2} = \sigma E^2 \quad (34.5)$$

§ 35. Tarmoqlangan zanjir uchun Kirxgof qoidolari

Umumiy ko‘rinishdagi tarmoqlangan zanjir berilgan (46–rasm) u tarmoqlanmagan sohalar (“1-2”, “2-3” va h.z.) to‘plamidan iborat bo‘lib, oxirlari tugunlarda birlashgan (“1”, “2” va h.z.). Barcha soha qismlarda, tugundan tugungacha, tok kuchi bir hil, bu tarmoqlanmagan zanjir shartida.

Lekin turli xil sohalarida tok kuchi turlichadir.



46-rasm

Qandaydir tugunda to‘plangan toklar o‘rtasidagi bog‘lanishni qaraymiz. Tugunga kiruvchi toklar yig‘indisi tugundan chiquvchi toklar yig‘indisiga teng bo‘lishi kerak, aks holda zaryad tugunda to‘plangan hollarda, bu tokning vaqt bo‘yicha doimiylik sharti bilan mos kelmaydi. “5” tugun uchun (46-rasm) toklarni o‘ngdan chapga o‘tkazsak,

$$\begin{aligned} I_5 + I_6 &= I_7 + I_8 \\ I_5 + I_6 - I_7 - I_8 &= 0 \end{aligned} \quad (35.1)$$

Kiruvchi toklarga musbat va chiquvchi toklarga manfiy ishora berildi. Bu Kirxgofning birinchi qoidasini ifodalaydi.

Qandaydir tugunda to‘plangan toklarning algebraik yig‘indisi 0 ga tengdir:

$$\sum_k I_k = 0 \quad (35.2)$$

Endi ixtiyoriy yopiq tarmoqlangan zanjirni qaraymiz. Barcha sohalar uchun yozib chiqamiz:

$$\begin{aligned} I_1 R_1 &= \varphi(1) - \varphi(2) + \varepsilon_1, \\ I_6 R_6 &= \varphi(2) - \varphi(3) - \varepsilon_6, \\ I_8 R_8 &= \varphi(5) - \varphi(4) + \varepsilon_8, \\ I_4 R_4 &= \varphi(4) - \varphi(1) - \varepsilon_4 \end{aligned} \quad (35.3)$$

R_i to'la qarshilik bo'lib, tok manbaining ichki qarshiligi ham kiradi.

Bu tengliklarni qo'shsak, o'ng tomondagi potentsiallar ayirmasi qisqarib ketadi va ega bo'lamiz:

$$I_1 R_1 + I_6 R_6 + I_8 R_8 + I_4 R_4 = \varepsilon_1 - \varepsilon_6 + \varepsilon_8 - \varepsilon_4 \quad (35.4)$$

Umumiy ko'rinishda

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \quad (35.5)$$

ya'ni ixtiyoriy yopiq kontur bo'yicha kuchlanish tushuvlarning yig'indisi shu konturdagi EYUKlar yig'indisiga tengdir (Kirxgof II qoidasi).

NAZORAT SAVOLLARI

1. Elektr tokining turlari: O'tkazuvchanlik toki, siljish toki, qutblanish toki, induksion tok, vakuumdagi toklarning xossalari tushuntiring.
2. Elektr tokining umumiy ta'rifi va uning ifodasini yozing.
3. Tashqi kuchlar hosil bo'lish sababi va uning elektrostatik kuchlardan farqi va o'xshashligi nimada?
4. Elektr yurituvchi kuch, kuchlanish va potentsiallar ayrimasining fizik ma'nosini tushuntiring.
5. O'ta o'tkazuvchanlik haqida tushuncha bering, yuqori temperaturadagi o'ta o'tkazuvchanlik qachon ochildi va qaysi fiziklarga bu ishi uchun Nobel mukofoti berildi.
6. Zanjirning bir qismi va yopiq zanjir uchun Om qonuni nimadan iborat? Ularning fizik ma'nosi nima?
7. Om va Joul-Lens qonunlarining differensial shakllarini keltirib chiqaring? Bu qonunlarning integral va differensial shakllarining ekvivalentligini ko'rsatib bering.
8. Butun zanjir uchun Om qonunining formulasini energiyaning saqlanish qonunidan foydalanib chiqaring?
9. Kirxgofning birinchi qoidasining zaryadning saqlanish qonunidan kelib chiqishini asoslab bering, zaryadning saqlanish qonunining oqim chiziqlarining uzluksizligi haqidagi teoremdan kelib chiqishini ko'rsating.
10. Kirxgofning ikkinchi qonunini ifodasini yozing va u murakkab elektr zanjiri uchun energiyaning saqlanish qonunining qo'llanishi ekanligini ko'rsatib bering.

11. Kirxgof qoidalaridan foydalanib, o'tkazgichning noma'lum qarshiligini, noma'lum elektr yurituvchi kuchning kattaligini ko'prik va kompensasiya usullari orqali aniqlashning sxemalarini tuzing.

12. Kirxgof qoidalaridan foydalanib, o'tkazgichlar parallel va ketma-ket ulangan hollarda tok kuchi qiymatlarini hisoblang.

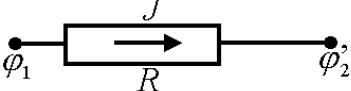
13. Hidravlik sistema (suv ta'minoti) bilan elektrik sistema (elektr ta'minoti) zanjirlari o'rtasida qanday o'xshashliklar bor.

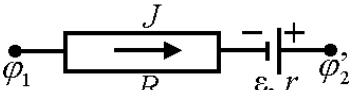
TEST TOPSHIRIQLARI

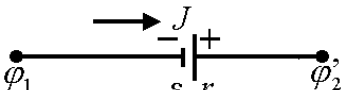
1. Elektr tokining yo'nalishi uchun nimaning tartibli yo'nalishi qabul qilingan:

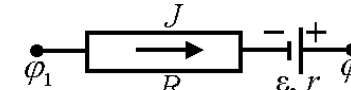
- a) Musbat zaryadlarning; b) Ionlarning;
c) Elektronlarning; d) Manfiy zaryadlarning

2. Zanjirning bir jinsli qismini va uning uchun Om qonunining integral hamda differensial shaklidagi ifodalarini aniqlang.

a)  $J = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}, \vec{j} = \sigma \vec{E}$;

b)  $J = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R}, j = \sigma E^2$;

c)  $J = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon}{R}, \vec{j} = \vec{E} / \sigma$;

d)  $J = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon}{R + r}, \vec{j} = \rho \vec{E}$.

3. Agar o'tkazgichning uzunligi 4 marta oshirilsa, ko'ndalang kesim yuzi esa 2 marta kamaytirilsa uning qarshiligi qanday o'zgaradi:

- a) 8 marta oshadi; b) 8 marta kamayadi;
c) 2 marta kamayadi; d) 2 marta oshadi.

4. Har birining qarshiligi 1 Om bo'lgan o'zaro ketma-ket ulangan 10 ta o'tkazgichning to'la qarshiligi nimaga teng:

- a) 0.1 Om; b) 1 Om; c) 5 Om; d) 10 Om.

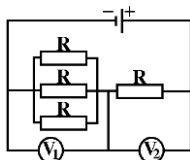
5. Har birining qarshiligi 1 Om bo'lgan o'zaro parallel ulangan 10 ta o'tkazgichning to'la qarshiligi nimaga teng:

- a) 0.1 Om; b) 1 Om; c) 5 Om; d) 10 Om.

6. Qarshiligi 10 Om bo'lgan sim o'tkazgich teng 10 ta bo'lakka bo'linib, shu bo'lakchalarning yarmi o'zaro parallel, yarmi esa o'zaro ketma-ket ulanib ular yana o'zaro ketma-ket ulansa qanday elektr qarshilik hosil bo'ldi:

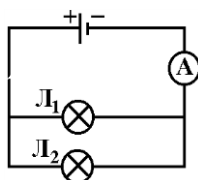
- a) 0,2 Omli; b) 10,2 Omli;
c) 1,2 Omli; d) 0,02 Omli.

7. Qarshiliklari katta bo'lgan voltmترلarning ko'rsatishlarini taqqoslang:



- a) $U_1 < U_2$; b) $U_1 > U_2$; c) $U_1 = U_2$; d) $U_1 \gg U_2$.

8. Agar lampalardan (L_1 , L_2) biri kuysa, ampermetrning ko'rsatishi qanday o'zgaradi:



- a) Kamayadi; b) O'zgarmaydi;
c) Oshadi; d) Nolni ko'rsatadi.

9. Har birining EYUKi 1 V bo'lgan 10 ta tok manbaining o'zaro parallel ulanishidan hosil bo'lgan manbaning EYUKi qanchaga teng:

- a) 1 V; b) 10 V; c) 100 V; d) 5 V.

10. O'zgarmas tokning ishi (A) va quvvatini (P) hisoblash ifodalarini ko'rsating:

a) $A = JU/t = J^2 R/t = \frac{U^2}{Rt}$, $P = JU = J^2 R = \frac{U^2}{R}$;

b) $A = JUt = J^2 Rt = \frac{U^2}{R}t$, $P = JU = J^2 R = \frac{U^2}{R}$;

c) $A = qUt = q^2 Rt = \frac{U^2}{R}t$, $P = JU = J^2 R = \frac{U^2}{R}$;

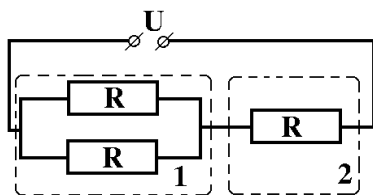
d) $A = JUt = J^2 Rt = \frac{U^2}{R}t$, $P = \frac{J}{U} = \frac{J^2}{R} = \frac{U^2}{R}$.

11. Joule – Lens qonuni ifodasining integral va differensial ko'rinishlarini ko'rsating:

a) $Q = J^2 Rt$, $\omega_Q = \sigma E^2$; b) $Q = \frac{U^2 R}{t}$, $\vec{j} = \sigma \vec{E}$;

c) $Q = J^2 Et$, $\omega_Q = \rho E^2$; d) $Q = J^2 Rt$, $\omega_Q = \sigma E$.

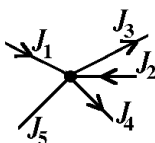
12. Elektr choynaklarning qaysi biridagi suv tez qaynaydi:



- a) Birinchidagi; b) Ikkinchidagi;
c) Ikkala choynakda ham suv bir vaqtda qaynaydi;
d) To'g'ri javob ko'rsatilmagan.

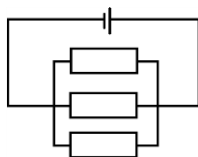
14. Tugunda beshta tok uchrashmoqda: $J_1=10$ A, $J_2=6$ A, $J_3=8$ A, $J_4=6$

A. J_5 tokning kuchi qancha:



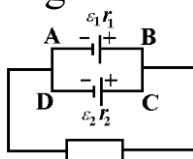
- a) $J_5=-2$ A; b) $J_5=-5$ A;
c) $J_5=+3$ A; d) $J_5=+2$ A

15. Berilgan elektr zanjirda nechta qism va nechta tugun bor:



- a) 4 qism va 2 tugun; b) 4 qism va 4 tugun;
c) 4 qism va 1 tugun; d) 3 qism va 2 tugun. 4

16. Berilgan zanjirning ABCDA konturini soat strelkasi bo'ylab aylanib chiqilganda, keltirilgan tenglamalardan qaysi biri to'g'ri:



- a) $\varepsilon_1+\varepsilon_2=J_1r_1-J_2r_2$; b) $\varepsilon_1-\varepsilon_2=J_1r_1-J_2r_2$;
c) $\varepsilon_1+\varepsilon_2=J_1r_1+J_2r_2$; d) $\varepsilon_1-\varepsilon_2=J_1r_1+J_2r_2$.

VI. BOB. VAKUUMDA, METALLARDA VA GAZLARDA ELEKTR TOKI

§ 36. Vakuumdagi elektr toki. Termoelektron emissiya. Metallardan elektronning chiqish ishi

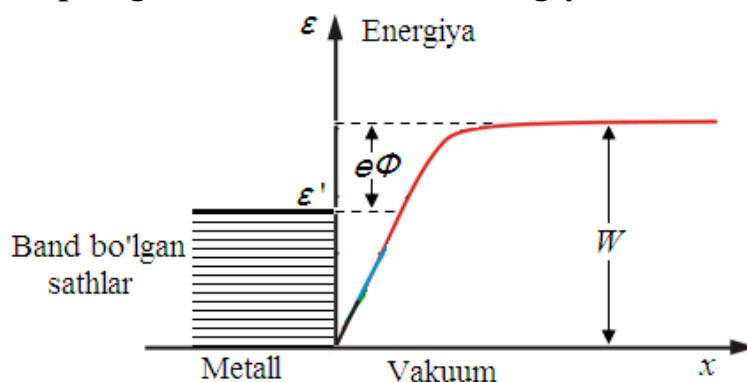
Erkin elektronlar metall ichida uzluksiz issiqlik harakatida bo'lgani bilan uning sirtidan chiqib keta olmaydi. Kinetik energiyasi katta bo'lgan ayrim elektronlarga metall sirtidan chiqib ketadi, undan bir necha atomlararo masofaga uzoqlashadi, so'ngra yana metall sirtiga qaytib tushadi. Natijada metall sirti yupqa elektron buluti bilan qoplangan bo'ladi. Bunday qatlamda metall sirtidan x masofada yotuvchi elektronga $F = -\frac{e^2}{4x^2}$ ga teng kuch ta'sir qiladi. Bu kuch elektron va panjaraning musbat ionlari orasidagi tortishishi tufayli paydo bo'ladi. Ana shu kuch potentsial o'ra (to'siq) ni vujudga keltiradi.

Elektron metall sirt qatlamidan chiqib ketishi uchun $e\varphi$ ga teng potentsial to'siqni engib, ma'lum ish bajarish kerak. Bu ishga elektronning chiqish ishi deyiladi.

Metalldagi erkin elektronlar Fermi-Dirak taqsimotiga bo'ysinadi. Shu tufayli elektronning chiqish ishi potentsial o'ra chuqurligi bilan Fermi sathi energiyasi ayirmasi ko'rinishida aniqlanadi (47-rasm:

$$A = e\varphi = W_0 - W_F \quad (36.1)$$

Bu erda e - elektron zaryadi, φ - sirt potentsial sakrashi, w_0 - potentsial o'ra chuqurligi, w_F - Fermi sath energiyasi.



47-rasm

Ba'zibir metallar uchun elektron chiqish ishining elektron – volt (eV) larda ifodalangan qiymatlari quyidagi jadvalda keltirilgan:

Metall	Pt	Ni	W	Cu	Fe	Na	
Termoelektron emissiya bo'yicha	6.3	4.61	4.25	4.26	4.04	2.28	1.93
Fotoeffekt bo'yicha	6.27	4.06	4.35	4.18	3.91	2.3	1.8

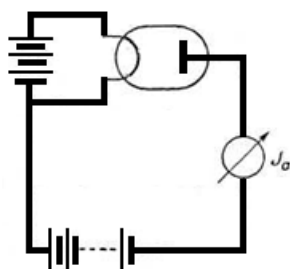
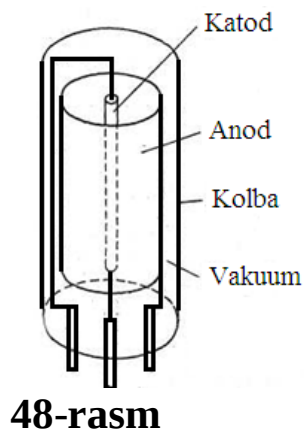
Agar elektronning kinetik energiyasi uning chiqish ishidan katta bo'lsa, elektron metall sirtidan chiqib keta oladi:

$$\frac{1}{2} m v_n^2 \geq e\varphi$$

bu erda m – elektron massasi, v_n - elektron tezligining sirt normaliga proektsiyasi.

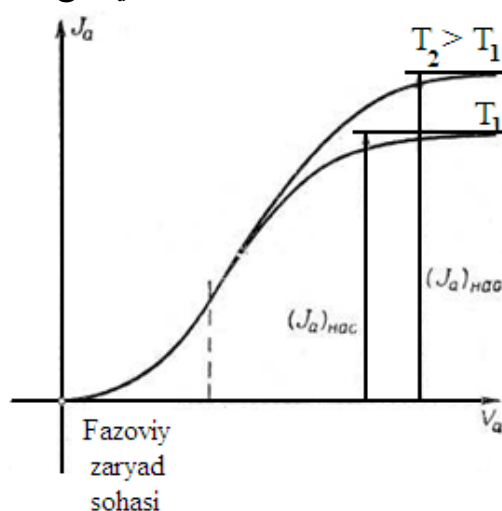
Uy temperaturasi sharoitida erkin elektronlarning ozgina qismi metall sirtidan chiqib ketish uchun etarli kinetik energiya zonasiga ega bo'ladi. Metallni qizdirsak yetarli kinetik energiya zahirasi ega bo'lgan elektron soni orta boradi va shu tufayli metall sirtidan ajralib chiqiuvchi elektronlar soni ham oshib boradi. Bu jarayon isitilayotgan suyuqlikdan suyuqlik molekulallarning bug'lanish jarayoniga o'xshaydi. Temperaturaning ortishi bilan metall sirtidan ajralib chiqiuvchi elektronlar soni ham ortib boradi va etarli yuqori temperaturalarda bunday elektronlarning soni ham keskin ortib ketadi. Bu hodisaga termoelektron emissiya deyiladi.

Termoelektron emissiya hodisasini 48–rasm tasvirlangan sxema yordamida o'rganish mumkin. Sxemaning asosiy elementi vakuumli diod lampasi hisoblanadi. Uning tuzilishi 49–rasm tasvirlangan. Vakuumli diod lampa A anod K katod elektrodlerden iborat bo'lib, ular havosi so'rib olingan shisha balonga joylashtirilgan. Amalda elektrodlar turli shaklda tayyorlanish mumkin. Oddiy holda, katod ingichka to'g'ri tola, anod esa katodga nisbatan koaksial silindr shaklida bo'ladi.



B_N batareya yordamida katod qizdiriladi va uning temperaturasi R_1 reostat orqali boshqariladi. B_A batareya anod va katod orasida elektrostatik maydon hosil qiladi va qizigan katoddan chiquvchi elektronlarni tezlatadi. Natijada katod va anod orasida vakuum orqali o'tuvchi elektronlar oqimi anod zanjirida tokni hosil qiladi. Vakuumli diod orqali o'tayotgan bu tokni anod toki yoki emissiya toki deyiladi.

I_a anod toki katod temperaturasiga, katod va anod orasiga boriladigan U_a anod kuchlanishiga bog'liq bo'ladi. Katod temperaturasini doimiy saqlab, I_a anod tokining U_a anod kuchlanishiga bog'liq grafiklarini hosil qilish mumkin. Bunga diodning volt – amper xarakteristikasi deyiladi (50–rasm). I_a anod tokining U_a anod



50-rasm

kuchlanishiga bog'liq o'zgarishi Lengmyur – Bogulovskiy qonuni bo'yicha sodir bo'ladi:

$$I_a = BU_a^{3/2} \quad (36.3)$$

Bu erda B – elektrodning shakliga va ularning o'zaro joylashishiga bog'liq bo'lgan koeffitsient.

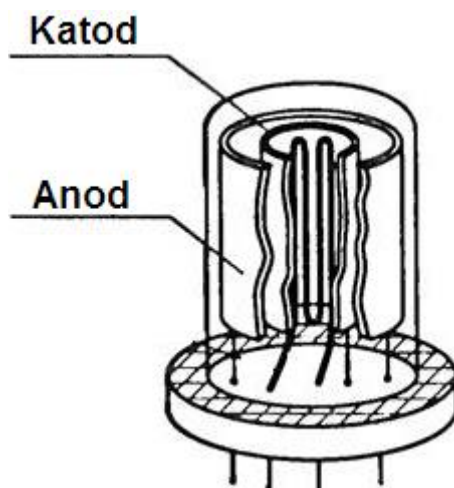
Anod kuchlanishining ma'lum qiymatidan boshlab anod toki to'yinadi. To'yinish tok zichligining temperaturaga bog'liqligi kvant nazariyas asosida keltirib chiqarilgan Richardson – Deshman formulasiga ko'ra aniqlanadi:

$$j_{to'yinish} = AT^2 e^{\frac{e\phi}{kT}}$$

Bu erda $e\varphi$ - elektronning chiqish ishi, T – termodinamik temperatura, A – emissiya doimiysi, uning nazariy qiymati $120 \text{ A}\cdot\text{sm}^{-2}\cdot\text{grad}^{-2}$ $j_{\text{to'yinish}}$ - to'yinish tokning temperaturaga bog'liq o'zgarishini Richardson formulasi to'la qanoatlantiradi.

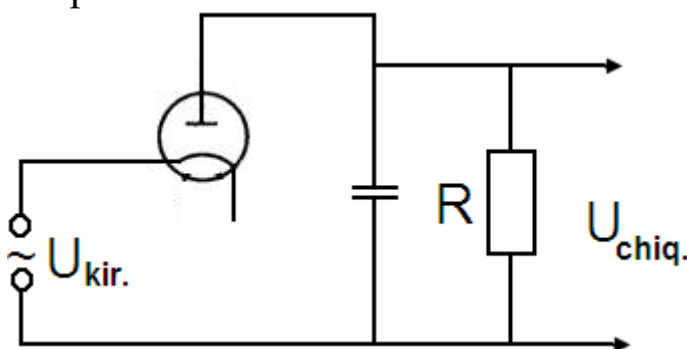
§ 37. Elektron lampalar va ularning qo'llanilishi

I. Vakuumli diod.



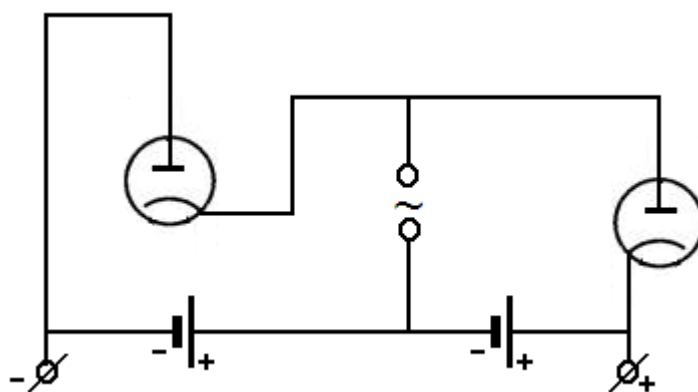
51-rasm

Vakuumli diodda anodga manfiy kuchlanish berilganda anod zanjirida tok hosil bo'lmaydi. Diodning bu xossasidan o'zgaruvchan tokni to'g'rilashda foydalaniladi. Bunday maqsad uchun mo'ljallangan diodga kenotron deyiladi. Kenotron o'zgaruvchan tokni o'zgarmas tokka to'g'rilagich sifatida qo'llaniladi.



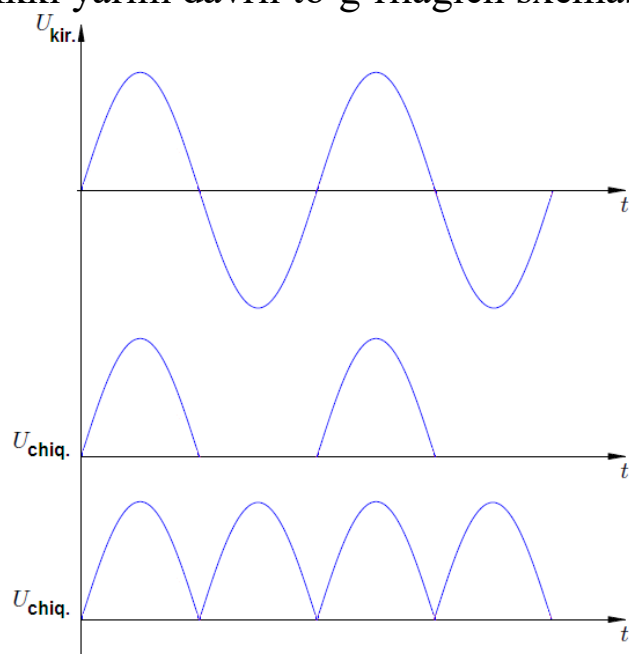
52-rasm

Bir yarim davrli to'g'rilagich sxemasi



53-rasm

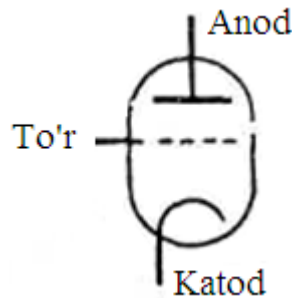
Ikki yarim davrli to'g'rilagich sxemasi



54-rasm

Kenotronga berilgan sinusoidal tok faqat yarim davr davomida oqib turadi. Shuning uchun sinusoidal tokning bunday usul bilan to'g'rilanishini bir yarim davr davomida oqib turadi. Shuning uchun sinusoidal tokning bunday usul bilan to'g'rilanishini bir yarim davrli to'g'rilash deyiladi. Bir vaqtda ikkita kenotrondan foydalanib ikki yarim davrli to'g'rilashni amalga oshirish mumkin. Nagruzka orqali pulsatsiyalanuvchi tok oqadi. Pulsatsiyalanuvchi tokni filtrlash orqali tekislash mumkin. Buning uchun diod va nagruzka orasiga filtrlar ulanadi. Filtrlarning eng soddasi nagruzkaga parallel ulangan kondensatordan iborat.

II. Vakuimli triod. Triodning dioddan farq shundaki, tridda anod bilan katod orasiga (katodga yaqin) uchinchi elektrod boshqaruvchi to‘r joylashtiriladi (55–rasm).



55-rasm

Uch elektrodli lampa orqali tok faqat U_a anod kuchlanishiga emas, shu bilan birga U_r to‘r kuchlanishga ham bog‘liq bo‘ladi. Vakuimli triod uchun Lengmyur formulasi quyidagicha yoziladi:

$$I_a = B(U_g + DU_a)^{3/2} \quad (37.1)$$

Anod tokiga to‘rdagi kuchlanish $\mu = \frac{1}{D}$ martagacha kuchliroq ta‘sir ko‘rsatadi. To‘rning singdiruvchanligiga teskari bo‘lgan kattalikka lampaning kuchaytirish koeffitsienti deyiladi. Lampadagi to‘la tok (katod toki) anod va to‘r toklarining yig‘indisiga teng:

$$I = I_a + I_g \quad (37.2)$$

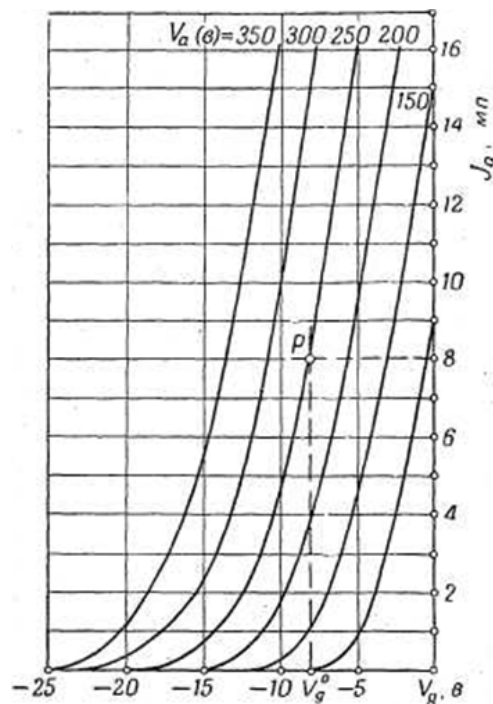
Ikkinchi tomondan U_g va U_a lar funktsiya hisoblanadi:

$$I = f(U_g, U_a) \quad (37.3)$$

ΔU_g va ΔU_a o‘zgarishlarga mos I tokning o‘zgarishi quyidagicha bo‘ladi:

$$\Delta I = \left(\frac{\partial I}{\partial U_g} \right)_{U_a} \Delta U_g + \left(\frac{\partial I}{\partial U_a} \right)_{U_g} \Delta U_a \quad (37.4)$$

$I = f(U_g, U_a = \text{const})$ bog‘lanish asosida triodning to‘r xarakteristikasi hosil qilinadi. U_a - anod kuchlanishining turli o‘zgarmas qiymatlarida I_a anod tokning U_g to‘r kuchlanishiga bog‘liq egri chiziqlar chiziladi (56–rasm).



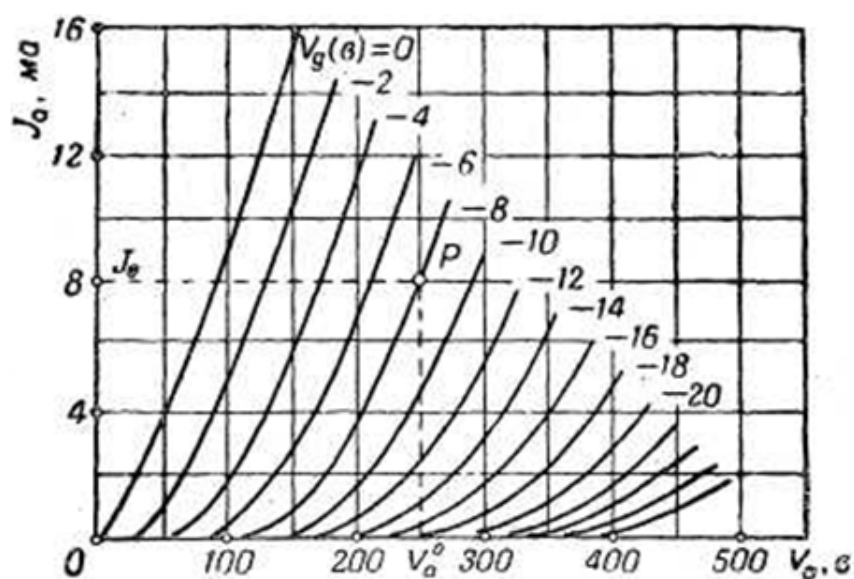
56-rasm

$I = f(U_g = \text{const}, U_a)$ bog‘lanish asosida anod xarakteristikasi hosil qilinadi. Bunda U_g to‘r kuchlanishining turli o‘zgarma qiymatlarida I_a anod tokning U_a anod kuchlanishiga bog‘liq egri chiziqlari chiziladi (57–rasm).

Quyidagicha

$$S = \left(\frac{\partial I}{\partial U_g} \right)_{U_a} \Delta U_g \quad (37.5)$$

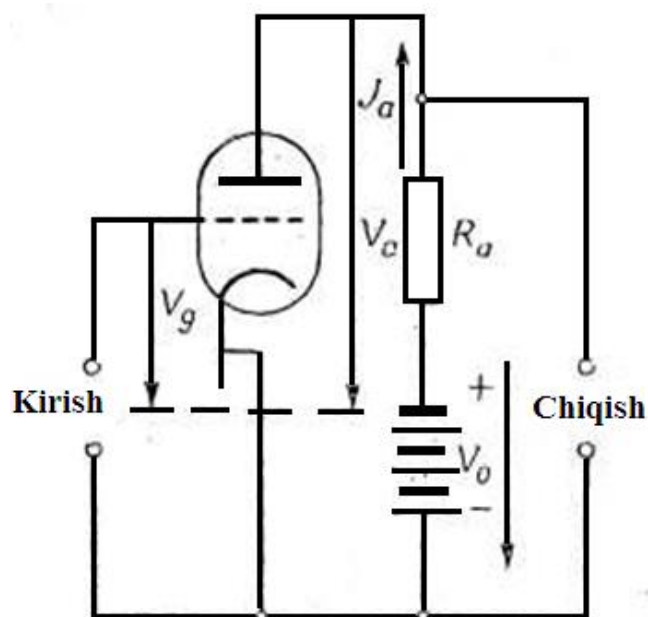
Bunga lampa xarakteristikasining tikligi deyiladi. Ravshanki, S xarakteristkaning tikligi qarayotgan nuqtadagi qiyalik burchagi tangensiga teng.



57-rasm

Ko‘rinib turibdiki, triodlar ham diodlar singari chiziqli bo‘lmagan volt – amper xarakteristikaga ega bo‘lar ekan.

Triod lampalar radiotexnikada kuchaytirgich sifatida qo‘llaniladi (58-rasm).



58-rasm

Tok bo‘yicha kuchaytirish. Agar $R_a = 0$ desak $\Delta I_a = S \Delta U_g$ bo‘ladi, ya’ni to‘r kuchlanishining ΔU_g ga o‘zgarishi, anod tokining ΔI_a ga o‘zgarishiga olib keladi. Triod lampasining tok bo‘yicha kuchaytirishi $I_a = f(U_g)$ funktsiya ko‘rinishida chiziqli qonun bo‘yicha sodir bo‘ladi.

Kuchlanish bo'yicha kuchaytirish. Agar R_a noldan farqli bo'lganda ΔU_a anod kuchlanishining o'zgarishi chiqish signalining kuchayishini bildiradi:

$$\Delta U_a = -R_a \cdot \Delta I_a = -\frac{SR_a}{1 + \frac{R_a}{\rho} \Delta U_g} \quad (37.6)$$

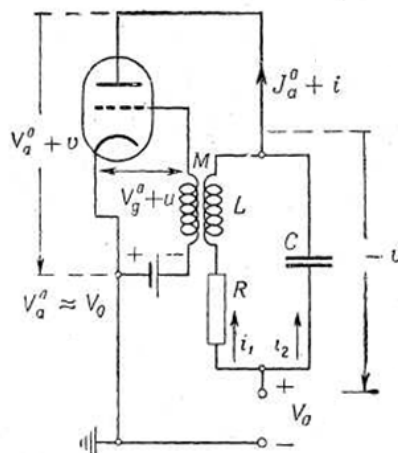
Bundan kuchlanishi bo'yicha kuchayishi:

$$A = \left| \frac{\Delta U_a}{\Delta U_g} \right| = \frac{SR_a}{1 + \frac{R_a}{\rho}} = \frac{\mu R_a}{\rho + R_a} \quad (37.7)$$

Bu erda Barkgauzen munosabatiga ko'ra lampaning kuchaytirish koeffitsienti $\mu = S \cdot \rho$ hamma vaqt to'r singdiruvchanligi $D < 1$ bo'lgani uchun $\Delta U_a > \Delta U_g$ bo'ladi va kuchlanish kuchaygan bo'ladi.

III. Uch elektrodli elektron lampa yordamida so'nmas tebranishlarni hosil qilish

Uch elektrodli elektron lampalarni elektr signallarni kuchaytiruvchi sifatidagina emas, balki so'nmas elektr tebranishlarni hosil qiluvchi generator sifatida ham qo'llash mumkin. Uch elektrodli elektron lampa yordamida so'nmas tebranishlarni uyg'otish sxemasi 59-rasmda tasvirlangan. Sxemadagi LC konturga energiya anod batareyasidan uch elektrodli lampa yordamida berilib turiladi. Lampaning to'ri L_1 g'altakka ulangan bo'lib, L_1 g'altak LC tebranish konturining L o'zinduksiyasi bilan induktiv bog'langan. Bunday bog'lanish teskari bog'lanish deyilib, aynan u so'nmas elektr tebranishlarni ta'minlaydi.



59-rasm

Elektron lampalarning xarakteristikasini yanada yaxshilash maqsadida qo‘shimcha ikkinchi va uchinchi to‘r elektrodni kiritadi. To‘rt elektrodli lampa – tetrod va besh elektrodli – pentod deyiladi.

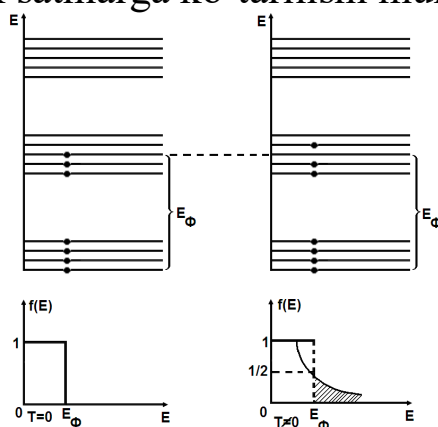
§ 38. Kontakt potentsiallar farqi

Barcha metallar va yarimo‘tkazgichlar kristall tuzilishga ega. Odatda temperatura ($T=300\text{ K}$) da metallarda erkin elektronlar, sof yarim o‘tkazgichlarda esa elektronlar va musbat teshiklar mavjud bo‘ladi. Metall va yarimo‘tkazgichlarning elektr va issiqlik o‘tkazuvchanliklari ulardagi zaryad tashuvchilarning harakatchanligiga bog‘liq bo‘ladi. Kristallardagi zaryad tashuvchilarning harakati kvant mexanikasi qonunlariga bo‘ysinadi.

Oldin metallardagi erkin elektronlarning erkin harakati bilan tanishaylik. Kvant nazariyasiga asosan elektronlar metallda energiyaning uzlukli diskret qiymatlariga ega bo‘lib, energetik zonalar bo‘yicha taqsimoti Pauli prinsipiga bo‘ysinadi. Metallda elektronlar ega bo‘lishi mumkin bo‘lgan energiya qiymatlari Fermi-Dirak taqsimot qonuni bo‘yicha topiladi:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} \quad (38.1)$$

Fermi – Dirak taqsimot qonuniga asosan $T=0\text{ K}$ absolyut nol temperaturada elektron ega bo‘lishi mumkin bo‘lgan energiyaning maksimal qiymatiga μ_F Fermi sathi deyiladi. Buni zonalar diagrammasi asosida quyidagicha tushuntirish mumkin. Absolyut nol temperaturadan $T \neq 0$ yuqori temperaturalarda elektronlar kT issiqlik harakat energiyasi hisobiga yuqori energetik sathlarga ko‘tarilishi mumkin.



60-rasm

Demak, $T \neq 0$ temperaturalarda elektron xaotik issiqlik harakatida bo'ladi va temperaturaning oshishi bilan issiqlik harakat tezligi ortib boradi. Shu bilan birgalikda elektronlar kristall panjara tugunlarida joylashgan ionlarning elektr maydoni ta'siri ostida ham bo'ladi. Boshqacha aytganda elektronlar metal sirtida potensial o'rada bo'ladi. Elektronning issiqlik harakat energiyasi potensial maydon energiyasiga teng yoki undan katta bo'lgandagina sirtidan chiqib ketishi mumkin. Lekin elektron bilan musbat ionlar orasidagi o'zaro ta'sir kuch uni yana metall sirtiga qaytishiga majbur qiladi. Shunday qilib, absolyut temperaturadan yuqori temperaturalarda metall sirti yupqa elektronlar buluti panjara tugunlaridagi ionlar qatlami bilan qo'sh elektr qatlamini hosil qiladi. Natijada metall sirtidagi bu qatlam ma'lum potensialni vujudga keltiradi. Bu potensialga kontakt potentsiali deyiladi. Elektronlarning metaldan chiqish ishi shu metall kontakt potentsialiga bog'liqdir:

$$A_{ch} = e\varphi \quad (38.2)$$

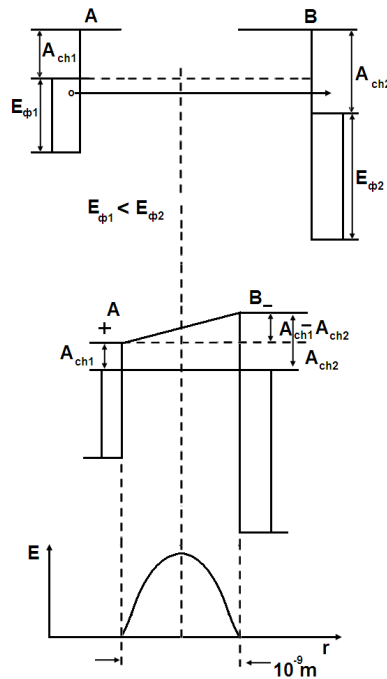
Bundan

$$\varphi = \frac{A_{ch}}{e} \quad (38.3)$$

Bu erda e – elektronning zaryadi, φ - ga berilgan metallning kontakt potentsiali deyiladi; turli metallar uchun turli xil qiymatga ega bo'ladi.

Endi $T=0$ K absolyut nol temperaturadagi turli xil ikkita A va B metallarni qaraymiz. Bu metallarda elektronlar turli xil potensial o'rada bo'ladi. Agar bu ikki A va B metall o'tkazgichlarni bir – biriga tekizsak, ya'ni kontakt qilsak A metallga o'ta boshlaydi. Chunki A metallda μ_{01} Fermi sathi B metaldagi μ_{02} Fermi sathiga nisbatan yuqoriroq joylashgan. Elektronning yuqori energiyali sathdan past energiyali sathga o'tishi energetik jihatdan qulaydir. A metalldan B metallga elektronlarning o'tishi Fermi sathlari tenglashguncha davom etadi. Bunda A metall elektronlarini yo'qotganligi tufayli musbat zaryadlanib, B metall esa manfiy zaryadlanib qoladi. Natijada metallar orasida potentsiallar farqi vujudga keladi:

$$\varphi_{12} = \frac{A_{ch2} - A_{ch1}}{e} = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (38.4)$$



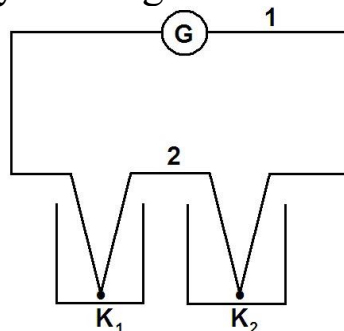
61-rasm

ϕ_{12} ga kontakt potentsiallar farqi deyiladi. U A va B metallar kontakt potentsiallari ayirmasiga teng bo‘ladi.

§ 39. Termoelektrik hodisalar va ularning qo‘llanilishi

Absolyut nol temperaturadan yuqori temperaturalarda ($T > 0$) elektronlarning xotik issiqlik harakati vujudga keladi. Metallning elektr xossasi bilan issiqlik hodisalarining o‘zaro ta’siri natijasida bir qator qiziqarli va muhim effektlar paydo bo‘ladi. Bularga termoelektrik hodislar deyiladi.

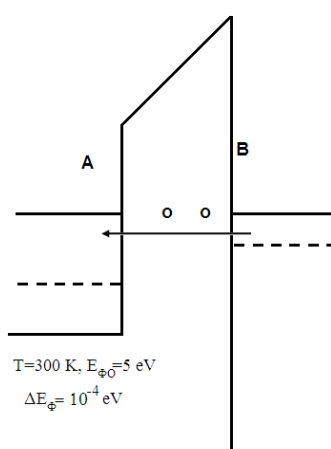
I. Zeebek effekti. Bir xil o‘tkazgichlardan tuzilgan berk zanjirda EYUK vujudga kelmaydi. Bunday hol turli xil o‘tkazgichlar payvandlar temperaturalari birday bo‘lganda ham kuzatiladi. Payvandlar temperaturalari turlicha bo‘lganda zanjirda EYUK hosil bo‘ladi va berk zanjir orqali tok oqa boshlaydi. Bunga Zeebek effekti deyiladi.



62-rasm

Turli xil ikkita o'tkazgichlardan berk zanjir tuzaylik, bunga termopara deyiladi. K_1 va K_2 payvandlarda kontakt potentsiallar farqi hosil bo'ladi. Agar K_1 va K_2 payvandlarda temperatura bir xil bo'lsa, ularning potentsiallari son jihatdan teng bo'lib, qarama-qarshi ishorada bo'ladi va bir – birini muvozanatlab ketadi. Kvant nazariyasiga ko'ra metallarda Fermi sathlari temperaturaga bog'liq ravishda quyidagi qonuniyat bo'yicha kamayadi:

$$\Delta E_{\Phi} = -\frac{\pi^2 (kT)^2}{12E_{\Phi 0}} \quad (39.1)$$



63-rasm

Temperatura oshishi bilan yuqorida keltirilgan formulaga asosan qaysi metallning Fermi sathi energiyasi $\mu_{\Phi 0}$ ($E=0\text{K}$ da) kichik bo'lsa, u shunchalik ko'proq kamayadi, natijada elektronlar B metaldan A metall tomon o'ta boshlaydi, zanjirda tok paydo bo'lganini galvanometr yordamida kuzatamiz. Agar payvandlardan birini qizdirishni davom ettirsak Fermi sathlarining farqi o'zgarmaydi va zanjir orqali tok oqaberadi. Termoparaning payvandlari orasida qizdirish tufayli vujudga kelgan kontakt potentsiallar ayirmasiga termo EYUK deyiladi, a zanjirda hosil bo'lgan tokka esa termotok deyiladi.

Tajribalar ko'rsatadiki, termo EYUK payvandlar temperaturalar farqiga proporsional:

$$\varepsilon_T = \alpha(T_1 - T_2) \quad (39.2)$$

Bundan $\alpha = \frac{d\varepsilon_T}{dT}$ - solishtirma termo EYUK ni ifodalaydi. Masalan, metall juftlari mis-konstantan uchun $\alpha = 7.4 \cdot 10^{-6} \text{ V/grad}$; temir-platina uchun $\alpha = 16 \cdot 10^{-6} \text{ V/grad}$. Ishlash printsipi aynan termoelektrik hodisaga

asoslangan termoparalar temperaturani o'lchashda keng qo'llaniladi. Termoparalar yordamida juda yuqori temperaturalarni ham o'lchash mumkin. Termoelementlardan tashkil topgan termobatareyalar kichik quvvatli tok generatori sifatida katta ahamiyatga ega.

II. Pelte hodisasi. Yuqorida tekshirgan turli xil ikkita A va V metallardan tashkil topgan elektr zanjirida ma'lum ma'noda Zeebek effektiga teskari bo'lgan hodisani kuzatish mumkin. Bunda galvanometr o'rniga tok manbaini ulasak, zanjir va payvandlangan uchlar orqali tok o'tadi. Buning natijasida payvandlangan uchlarning birida odatdagi Joule-Lens issiqligiga qo'shimcha Q_{Π} ga teng issiqlik miqdori ajralsa, ikkinchi uchida shunga teng issiqlik miqdori yutiladi. Tok yo'nalishi o'zgarsa, issiqlik ajralish o'rniga xuddi o'shancha issiqlik miqdorining yutilishi kuzatiladi. Bu hodisa Pelte tomonidan ochilgan bo'lib, pelte effekti deyiladi. Tajribalarning ko'rsatishicha Pelte issiqligi payvandlar orqali o'tgan zaryad miqdoriga proporsional bo'ladi:

$$Q_{\Pi} = \Pi q = \Pi \cdot I \cdot t \quad (39.3)$$

Bu yerda $\Pi = \frac{dQ_{\Pi}}{dq}$ pelte koeffisienti deyiladi. Bu proporsionallik koeffisienti payvandlar orqali birlik zaryad miqdori o'tganda ajralib chiqadigan yoki yutiladigan issiqlik miqdorini ifodalaydi. Odatdagi temperaturalarda Pelte koeffisienti metallar uchun $5 \cdot 10^{-2}$ J/K ga yaqin qiymatlarni qabul qiladi. Yarim o'tkazgichlar uchun Pelte koeffisientining qiymati metallardagiga nisbatan bir necha marta katta bo'ladi.

Termodinamika qonunlaridan kelib chiqib, Pelte koeffisienti bilan solishtirma termo EYUK orasidagi quyidagi bog'lanishni keltirib chiqarish mumkin:

$$\Pi = \alpha T = \frac{d\varepsilon}{dT} T \quad (39.4)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dT} \sim \frac{d\mu_{\Phi}}{dT} = \frac{\pi^2 k^2}{6\mu_{\Phi 0}} \quad (39.5)$$

$T=0$ K absolyut nol temperaturada α solishtirma termo EYUK kabi Pelte koeffisienti ham nolga teng bo'ladi $\Pi = 0$

(39.4) formulaga asosan tajribalardan α aniqlansa, (39.5) ifodadan metallardagi elektronlarning egallashi mumkin bo'lgan $\mu_{\Phi 0}$ maksimal energiyani, ya'ni Fermi sathi energiyasini aniqlash mumkin. Demak, metallarga tegishli α , Π kabi makrospoik termoelektrik kattaliklarni aniqlash yo'li bilan ularga tegishli energetik sathlar kabi mikroskopik kattaliklar haqida etarli ma'lumotlarni olish mumkin.

Pelte hodisasi quyidagicha tushuntiriladi. Elektron (zaryad tashuvchi) larning payvand chegarasining turli tomonidagi o'rtacha energiyasi turlicha bo'ladi. Agar elektron payvandlangan uchdan o'tib, kichik energiyali sohaga tushsa, ular ortiqcha energiyani kristall panjaraga beradi, natijada payvand uchi qiziydi. Boshqa uchida esa, elektronlar katta energiyali sohaga o'tadi, etishmaydigan energiyani kristall panjaradan oladi, natijada bu payvand uchi sovuydi.

A. F. Ioffe g'oyasi bo'yicha Pelte hodisasidan sovutgich qurilmalarini yaratishda foydalanish mumkin. Pelte hodisasidan xonalarni elektr bilan isitishda foydalanish ham muhim ahamiyat kasb etadi.

III. Tomson hodisasi. Tomson tomonidan nazariy ravishda ochilgan yana bir termoelektrik effekt mavjud. Agar temperatura gradienti (farqi) ga ega bo'lgan bir jinsli metall o'tkazgich orqali tok o'tsa, bu o'tkazgichda odatdagi Joule – Lents issiqligidan tashqari qo'shimcha issiqlik miqdori ajraladi yoki yutiladi. Birlik vaqt ichida o'tkazgichning birlik hajmidan ajralib chiqqan Tomson issiqlik miqdori quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$\frac{Q_T}{t \cdot \Delta V} = \sigma \frac{dT}{dx} j \quad (39.6)$$

Bu ifodada Tomson qonunining differentsial ko'rinishini ifodalaydi. Bu erda $\sigma = \frac{Q_T}{\Delta T \cdot I}$ ga Tomson koeffisienti deyiladi. Bu koeffitsient, termo EYUK koeffisienti va Pelte koeffisienti termodinamika qonunlaridan kelib chiqadigan munosabatlar orqali bog'langan.

Agar $\Delta V = S \cdot \Delta x$ va $j \cdot S = I$ ekanligini e'tiborga olsak (39.3) ifodadan Tomson issiqligi uchun quyidagi formula kelib chiqadi:

$$Q_T = \sigma \frac{dT}{dx} j = \sigma \frac{dT}{dx} \Delta x \cdot S \cdot j = \sigma \Delta T I \quad (39.7)$$

Tomson hodisasi ham Pelte hodisasiga o'xshash tushuntiriladi. Tok temperaturaning oshib borish yo'nalishida o'tayotgan bo'lsin. Bunda zaryad tashuvchi elektronlar o'z harakatlari davomida yuqori temperaturali o'rinlardan nisbatan past temperaturali o'rinlarga o'ta boshlaydi. Elektronlar o'zlarining ortiqcha energiyalarini kristall panjaraga beradi, bu hol issiqlik ajralishiga olib keladi.

§ 40. Metallarda elektr tokning tabiati

Metallarda zaryad tashuvchilarning tabiatini aniqlash uchun qator klassik tajribalar qilingan. Eng avvalo, 1901 yilda Rikke tomonidan amalga oshirilgan tajribani aytish mumkin. Shuni aytish kerakki, ionlar yoki atomlar harakati tufayli elektr toki hosil bo'lganda edi metall moddasi o'zgarishi kerak edi. Buni aniqlash uchun Rikke quyidagicha tajriba o'tkazdi. U ustma-ust qo'yilgan uchta silindrlar mis-alyuminiy-mis orqali tok o'tkazib qo'ydi. Silindrlar orqali oqib o'tgan umumiy zaryad miqdori $3.5 \cdot 10^6$ Kl ga teng bo'lgan. Bir yil davomida elektr toki o'tishiga qaramasdan silindrlarning og'irligi o'zgarmagan, mikroskop ostida tekshirganda metall atomlari bir – biriga o'tmaganligi aniqlangan. Metallardagi elektr tokining tabiati elektronning inertsiasiga doir tajribalarda o'z aksini topdi. Tezlashtirilgan o'tkazgichlarda elektr tokining vujudga kelishini L. I. Mandelshtam va Papaleksi tomonidan birinchi marta 1913 yilda tajribada aniqlangan. Uzun sim o'ralgan g'altakni simmetrik o'q atrofida tez burama tebranish bilan harakatlantirgan. Hosil bo'lgan tok impulsi hisobiga g'altak uchlariga ulangan telefonda tovush paydo bo'lgan.

Metallarda elektr tokini erkin elektronning tartibli harakati vujudga keltirishligi Tolmen va Styuart tomonidan 1916 yilda o'tkazgan tajribalarda isbotlashgan. Ular o'z tajribalarida miqdoriy natijalar olishga erishgan. Ular o'tkazgan tajriba quyidagicha. 500 m sim o'ralgan g'altakning chiziqli tezligi 300 m/s ga erishilganda keskin tormozlangan. Bunda o'tkazgich tarkidagi erkin elektronlar o'tkazgich bilan birgalikda harakat qiladi va g'altak keskin to'xtatilganda elektronlar inertsia qonuni asosida biroz vaqt o'z harakatini davom ettiradi va o'tkazgichda qisqa muddatli elektr tokini vujudga keladi. Ballistik galvanometr yordamida g'altak tormozlangan vaqtdagi zanjir orqali oqib o'tgan zaryad miqdori o'lchanadi:

$$q = \frac{m}{e} \cdot \frac{\vartheta_0 \cdot l}{R} \quad (40.1)$$

Bu yerda ϑ_0 - simning boshlang'ich chiziqli tezligi, l – uning uzunligi, R – zanjir qarshiligi. ϑ_0 , l va R – kattaliklar aniqlangan holda $\frac{m}{e}$ nisbatni topish mumkin:

$$\frac{m}{e} = 4.8 \cdot 10 \cdot \text{SGS}(q)/g \quad (40.2)$$

Milliken tajribalarida elektron zaryad $e=4.8 \cdot 10^{17}$ SGS(q)/g ekani uning massasi $m=9.1 \cdot 10^{-27}$ g ekanini topamiz. Shuning uchun hozirgi vaqtda elektron zaryadining uining massasiga nisbati uchun quyidagi qiymat qabul qilingan:

$$\frac{e}{m} = 5.273 \cdot 10^{17} \text{ SGS}(q)/g \quad (40.3)$$

Shunday qilib, metallarda zaryad tashuvchilar elektronlar ekanligi klassik tajribalarda tasdiqlangan.

§ 41. Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi

Metallardagi erkin elektronlar haqidagi tasavvur Drude va Lorentslar tomonidan yaratilgan metallar elektr o'tkazuvchanligi klassik elektron nazariyasiga asos qilib olindi. Ular metallardagi erkin elektronlar to'plamini "Elektron gaz" deb qaraydi. Erkin elektronlar harakatini ideal gaz molekulalari harakatiga o'xshatadi. Gaz molekulalari o'zaro to'qnashsa, erkin elektronlar kristall panjaradagi ionlar bilan to'qnashadi. Bu to'qnashishlar kristall panjarada issiqlik muvozanatiga olib keladi. Ikki to'qnashish orasida elektronlarning bosib o'tgan yo'lga λ erkin yugurish yo'li deyiladi.

Elektronlarning konsentratsiyasi birlik hajmdagi atomlar soniga teng bo'ladi va 10^{28} va 10^{29} m^{-3} ni tashkil etadi. Elektronlar issiqlik harakatining o'rtacha tezligi $T=300 \text{ K}$ temperaturada:

$$\bar{g} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \approx 10^5 \text{ m/s} \quad (41.1)$$

Tok zichligi $j = en\bar{u}$, mis o'tkazgich uchun $j=10^7 \text{ A/m}^2$, $n=10^{29} \text{ m}^{-3}$, $e=-1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$, elektron tartibli harakatining tezligi:

$\bar{u} = \frac{j}{en} = \frac{10^7}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{29}} \approx 10^{-3} \text{ m/s}$ $\frac{\bar{g}}{\bar{u}} = \frac{10^5}{10^{-3}} = 10^8$ elektron tartibli harakatining tezligi issiqlik harakat tezligidan 10^8 marta kichik bo'ladi.

Metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi asosida Ohm qonunini keltirib chiqaramiz. Kuchlanganligi $\vec{E}$ ga teng bo'lgan elektr maydoni har bir elektronga $\vec{F}$ ga teng kuch bilan ta'sir etadi:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (41.2)$$

Bu kuch ta'sirida elektron Nyutonning ikkinchi qonuniga asosan quyidagiga teng tezlanish oladi:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{e}{m} \vec{E} \quad (41.3)$$

Elektron erkin yugurish yo'lida tekis tezlanuvchan harakat qiladi. Elektr maydoni ta'sirida uning tezligi 0 dan $U_{\max}$ gacha o'zgaradi. Elektronning erkin yugurish yo'lining oxiridagi tezligi:

$$U_{\max} = a\tau = \frac{eE}{m} \tau \quad (41.4)$$

Bu yerda τ - elektronning erkin yugurish vaqti. Uning o'rtacha qiymati quyidagiga teng:

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \quad (41.5)$$

$\bar{u}$ - elektronlar tartibli harakat tezligining o'rtacha qiymati quyidagicha aniqlanadi:

$$\bar{u} = \frac{0 + U_{\max}}{2} = \frac{eE}{2m} \tau = \frac{e\bar{\lambda}}{2m\bar{u}} E \quad (40.6)$$

Tok zichligini topamiz:

$$j = en\bar{u} = \frac{e^2 n \lambda}{2m\bar{u}} E \quad (40.7)$$

(40.6) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$j = \sigma E \quad (40.8)$$

Bu yerda $\sigma = \frac{e^2 n \lambda}{2m\bar{u}}$ elektr o'tkazuvchanlik koeffisienti bo'lib, muayyan temperaturada barcha o'tkazgichlar uchun o'zgarmas bo'ladi. (41.7) formula Ohm qonunining differentsial ko'rinishini ifodalaydi. Uni

metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi asosida keltirib chiqardik.

Endi metallar elektr o'tkazuvchanligining klassik elektron nazariyasi asosida Joul-Lents qonunini keltirib chiqaramiz. Ma'lumki, elektronlar maydon ta'sirida olgan energiyalarini to'qnashishlar tufayli kristall panjaraga beradi. O'tkazgichning hajm birligida vaqt birligi ichida ajralgan issiqlik miqdorini hisoblaymiz. Erkin elektronning kristall panjaraga berishi mumkin bo'lgan kinetik energiyasi:

$$\varepsilon_K = \frac{mU_{\max}^2}{2} \quad (41.8)$$

Elektronning erkin yugurish yo'li oxiridagi tezligi

$$U_{\max} = \frac{eE}{m} \cdot \frac{\bar{\lambda}}{\bar{u}} \quad (41.9)$$

$U_{\max}$ qiymatini (41.8) ifodaga qo'yib, elektron uning kristall panjaraga berishi mumkin bo'lgan energiyani topamiz:

$$\varepsilon_K = \frac{1}{2} \frac{e^2 E^2}{m\bar{u}^2} \bar{\lambda}^2 \quad (41.10)$$

Vaqt birligi ichida har bir elektron $\bar{Z}$ marta to'qnashadi:

$$\bar{Z} = \frac{\bar{u}}{\bar{\lambda}} \quad (41.11)$$

Metallning birlik hajmida birlik vaqt ichida ajralib chiqadigan issiqlik miqdori:

$$\omega = \varepsilon_K \cdot \bar{Z} \cdot n = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{m\bar{u}} E^2 \quad (41.12)$$

Bu erda
$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{ne^2 \bar{\lambda}}{m\bar{u}}$$

$$\omega = \sigma E^2 \quad (41.13)$$

Bu formula Joul – Lents qonunining differensial ko'rinishini ifodalaydi.

§ 42. Gazlarda elektr toki

Ionlanish va rekombinatsiyalanish jarayoni.

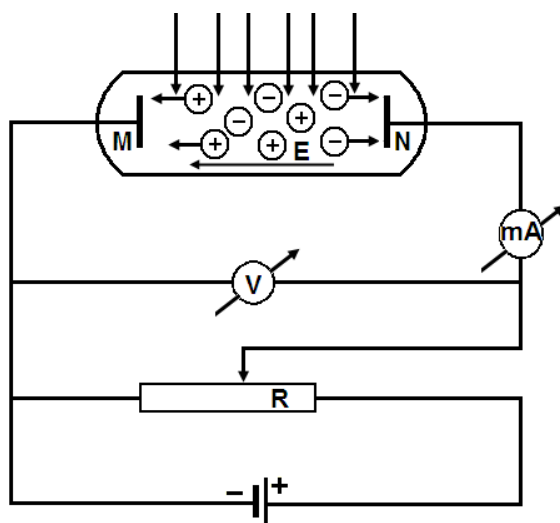
Barcha gazlar elektr jihatdan neytral bo'lib, ular oddiy jarayonda dielektrik hisoblanadi. Chunki ular neytral atom va molekulalardan iborat bo'lib, erkin zaryad tashuvchi (elektron, ion) larga ega emas. Ma'lum sharoitda gaz molekulalarini ionlashtirish yo'li bilan gazlarda

elektr tokini vujudga keltirish mumkin. Tashqi ionizator (ultrabinafsha, rentgen va gamma nurlanish va h.k.) lar ta'sirida neytral molekulalar ionlashadi, ya'ni erkin elektronlarga va ionlarga ajraladi. Ionlashgan gazda erkin elektronlar, musbat va manfiy ionlar mavjud bo'ladi. Ionlanish jarayoni bilan bir qatorda unga teskari bo'lgan rekombinatsiyalanish jarayoni ham kuzatiladi. Bunda musbat ionlar erkin elektronlar bilan qo'shib neytral gaz molekulasini (atomi) ni hosil qiladi. Gaz orqali elektr tokining o'tishiga gaz razryadi deyiladi. Tashqi ionizator ta'siri to'xtagandan so'ng so'nadigan gaz razryadiga nomustaqil gaz razryadi deyiladi. Bunda gazning nomustaqil o'tkazuvchanligi namoyon bo'ladi. Tashqi ionizator ta'siri to'xtagandan so'ng ham so'nmaydigan shu razryadiga mustaqil gaz razryadi deyiladi. So'nmaydigan gaz razryadi paytida gazning mustaqil o'tkazuvchanligi kuzatiladi.

Gaz razryadining to'liq volt – amper xarakteristikasi

1. Nomustaqil gaz razryadi.

Gaz qatlamiga ega bo'lgan elektr zanjirini qaraymiz (64–rasm)



64-rasm

Ionizator ta'sir etmasa, milliampermetr zanjirida tokning mavjud emasligini ko'rsatadi. Agar tashqi ionizator ta'sir etsa, gazning ionlanishi tufayli vujudga kelgan musbat ionlar M plastinka tomonga, elektron va manfiy ionlar N plastinka tomonga tartibli harakatga keladi. Natijada zanjirda tok hosil bo'ladi. Ionizator ta'sirida gaz molekulalarining bir qismi ionlashadi. Shu bilan bir qatorda elektronlarning ionlar bilan rekombinatsiyasi ham sodir bo'ladi.

Faraz qilaylik, rekombinatsiya natijasida kamayayotgan musbat va manfiy zaryadlar soni $\Delta n'$ bo'lsin. Musbat ionlar M plastinkaga urilib, zaryadlarini beradi va neytrallashadi. Natijada ularning soni $\Delta n''$ ga kamayadi. Birlik hajmda birlik vaqt ichida kamayayotgan ionlarning umumiy son quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Delta n = \Delta n' + \Delta n'' \quad (42.1)$$

$\Delta n'$ va $\Delta n''$ kattaliklarning son qiymati MN plastinkalar orasiga beriladigan $\vec{E}$ Elektr maydon kuchlanganligiga bog'liq bo'ladi. Dastlab, nisbatan kuchsiz maydon ta'siri ostidagi gaz razryadi va gaz orqali elektr tokini qarab chiqamiz. Kuchsiz elektr maydoni ta'siri ostida musbat ionlar va elektronlarning harakat tezliklari quyidagicha bo'ladi:

$$\begin{aligned} \mathcal{Q}_+ &= U_+ E \\ \mathcal{Q}_- &= U_- E \end{aligned} \quad (42.2)$$

Bu erda U_+ va U_- – mos holda musbat va manfiy ionlarning harakatchanliklari.

Zaryad tashuvchilarning Δt vaqt ichida elektrodning S yuzasiga etkazib beriladigan zaryad miqdorlari quyidagicha aniqlanadi.

$$\begin{aligned} Q_+ &= qn \mathcal{Q}_+ S \Delta t = qn U_+ S \Delta t E \\ Q_- &= qn \mathcal{Q}_- S \Delta t = qn U_- S \Delta t E \end{aligned} \quad (42.3)$$

Gaz qatlami orqali ko'chayotgan umumiy zaryad miqdori quyidagiga teng bo'ladi:

$$Q = Q_+ + Q_- = qn(U_+ + U_-)S \Delta t E \quad (42.4)$$

Gaz orqali tok zichligi:

$$j = \frac{Q}{S \Delta t} = qn(U_+ + U_-)E = \sigma E \quad (42.5)$$

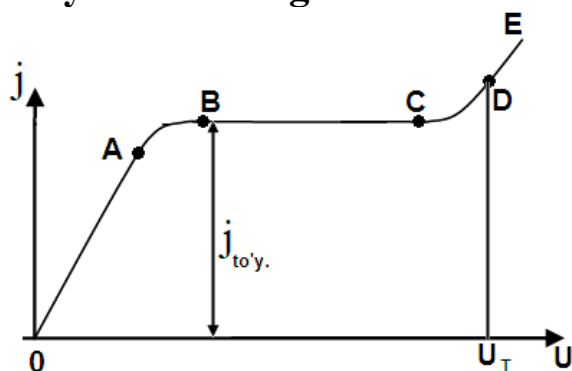
$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (42.6)$$

bu yerda $\sigma = qn(U_+ + U_-)$

Demak, unchalik kuchli bo'lmagan elektr maydoni ta'sirida gaz orqali razryad toki Om qonuniga bo'ysinadi (65-rasm, OA-qism) MN plastinkalar orasiga beriladigan maydon (kuchlanish)ni yana oshira borsak, bu sharoitda ionizator ta'sirida hosil bo'lgan zaryadlar rekombinatsiyalanishiga ulgurmaydi va elektrodarga etib kelaboshlaydi. Natijada tok zichligi ortadi, lekin Om qonunidan chetlanish

kuzatilmaydi (AB-qism). Kuchlanishning ma'lum qiymatidan boshlab tok zichligining to'yinishi kuzatiladi (BC-qism).

2. Mustaqil gaz razryadi va uning turlari



65-rasm

Mustaqil gaz razryadi vujudga kelish shartlarini qarab chiqamiz. Katta kuchlanish ostida elektronlar zarbi ta'siridan ionlanish boshlanadi va gaz orqali tok zichligi yana orta boshlaydi (CD – qism). Kuchlanishning qiymatini yanada orttirilib, U_T teshish kuchlanishi qiymmatiga tenglashganda mustaqil gaz razryadi vujudga keladi (DE - qism). Elektron zarbi ta'siridan ionlanish termoelektron va ikkilamchi elektron emissiya jarayonlari tufayli gaz qatlamida elektronlar va ionlar ko'chkisi hosil bo'ladi. Bu holat mustaqil gaz razryadini ta'minlaydi. Natijada tashqi ionizator ta'siri to'xtagandan so'ng ham gaz orqali tok o'tishi va gaz razryadi davom etadi. Gazlar elektr o'tkazuvchanligining to'liq volt-amper xarakteristikasi 65-rasmda keltirilgan. So'nmas gaz razryadining amalda to'rtta turi o'rganiladi: yoy razryadi, miltillama razryad, uchqun razryad, toj razryad.

§ 43. Plazma haqida tushuncha. Plazmaning elektr o'tkazuvchanligi

Yetarli yuqori temperaturalarda atom va molekulalarning to'qnashishi hisobiga gazning ionlashishi boshlanadi. Modda plazma holatiga o'tadi. Musbat va manfiy zaryadlar kontsentratsiyasi amalda bir xil bo'lgan yuqori darajada ionlashgan gaz holatiga plazma deyiladi. Plazmani butunicha olib qarasak, elektr jihatdan neytral bo'lgan sistemadir.

Plazma moddaning alohida holatidir, ya'ni uning shunday o'ziga xos xossalari borki, uni moddaning to'rtinchi agregat holati deyishga imkon beradi.

Plazmadagi zaryadli zarrachalar harakatchanliklari tufayli elektr va magnit maydonlari ta'sirida oson ko'chadi. Shuning uchun plazma ayrim sohalarining elektr jihatdan neytralligining bir xil ishorali zaryadlar to'planishi hisobiga buzilishi bartaraf qilinib turiladi. Plazmaning zaryadli zarrachalari orasida Kulon kuchi ta'sir etadi. Har bir zarra o'z atrofidagi juda ko'p zarralar bilan o'zaro ta'sirlashadi. Shu tufayli plazning har bir zarrasi xaotik issiqlik haraqatida qatnashish bilan birga turli xil tartibli harakatda ham qatnashadi. Plazmada turli xil tebranishlar va to'lqinlar hosil qilinadi. Plazma zaryadli zarrachalardan tashkil topgani uchun bu zarrachalar magnit maydoni kuch chiziqlari ko'ndalang yo'nalishda erkin ko'cha olmaydi va kuch chiziqlariga o'ralgan traektoriya bo'ylab harakat qiladi.

Plazma past temperaturali va yuqori temperaturali plazmaga bo'linadi. Past temperaturali plazmaga gaz razryadi natijasida hosil bo'lan gaz razryadli plazmalar kiradi. Ularning temperaturasi $T < 10^5$ K bo'ladi. Yuqori temperaturali plazmada gaz to'la ionlashgan (100%) holatda bo'ladi. Bu plazma juda ko'p miqdordagi tez harakatlanayotgan elektronlar va musbat ionlardan iborat bo'ladi. Yuqori temperaturali yoki izotermik plazmaning temperaturasi million gradusdan yuqori bo'ladi.

Koinotdagi moddalar asosan (99%) plazma holatida bo'ladi. Quyosh va yulduzlar to'liq ionlashgan plazmadan, ya'ni yuqori temperaturali plazma deyiladi. Bundan tashqari yuqori temperaturali plazma termoyadro sintezi jarayonda ham yuzaga keladi.

Plazmaning ionlanish darajasi ortgan sari elektr o'tkazuvchanligini ham ortadi. Yuqori temperaturada to'liq ionlashgan plazmaning elektr o'tkazuvchanligi o'ta o'tkazuvchalikka yaqinlashadi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Termoelektronemissiya hodisasi qanday hodisa?
2. Elektronning chiqish ishi nima?
3. Fermi sathi energiyasi nimani bildiradi?
4. Vakuumli diodning VAXni tushuntiring.
5. Vakuumli lampalarning qo'llanilishini aytib bering.
6. Drude-Lorens nazariyasining asosida nima yotadi?
7. Om va Joul-Lens qonunlarining differensial ko'rinishlarini metallarning klassik o'tkazuvchanlik nazariyasidan keltirib chiqaring.

8. Ionlanish va rekombinasiyalanish jarayolarini tushuntiring.
9. Mustaqil gaz razryadi nomustaqil razryaddan nima bilan farq qiladi?
10. Mustaqil gaz razryadining qanday turlarini bilasiz?
11. Plazmani nima uchun moddaning to'rtinchi agregat holati deyiladi?

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Katod nurlari – katoddan anodga tez harakat qiluvchi ... oqimi. Mazkur jumladagi nuqtalar o'rnini to'ldiring.

- a) Protonlar; b) Pozitronlar;
- c) Fotonlar; d) elektronlar

2. Termoelektron emissiya nima?:

- a) Qizdirilgan qattiq jism yuzasidan musbat ionlarning nurlanishi;
- b) Qizdirilgan qattiq jism yuzasidan elektronlarning nurlanishi;
- c) Atomning elektron va ionga ajralishi;
- d) Atomlarning elektronlarga parchalanishi.

3. Katoddan birlik vaqtda bug'lanib chiqayotgan elektronlar soni nimalarga bog'liq? Eng to'liq javobni belgilang.

- a) katod materialiga, haroratga;
- b) katod materialiga, kuchlanishga;
- c) katod materialiga, sirt o'lchamlariga, haroratga;
- d) sirt o'lchamlariga, haroratga, tok kuchiga.

4. Elektron-nur trubkasining anodi va katodi orasidagi potentsiallar ayirmasi U ga teng bo'lsa, elektron erishgan tezlikni toping. m va e mos ravishda – elektron massasi va zaryadi.

- a) $\mathcal{V} = \sqrt{\frac{2eU}{m}}$; b) $\mathcal{V} = \sqrt{\frac{eU}{m}}$; c) $\mathcal{V} = \sqrt{\frac{2mU}{e}}$; d) $\mathcal{V} = \sqrt{2emU}$.

6. Diodda anod kuchlanishi 200 V ga teng. Anodga nechta elektron yetib borganda elektr maydoni 1.6 J ish bajaradi? Elektron zaryadi $1.6 \cdot 10^{-19}$ Kl

- a) $3 \cdot 10^{16}$ l; b) $6,4 \cdot 10^{16}$ Kl; c) $3 \cdot 10^{13}$ Kl; d) $5 \cdot 10^{16}$.

VII BOB. MAGNIT MAYDONI VA UNING XARAKTERISTIKALARI

§ 44. Magnitostatikaning asosiy qonunlari va uning elektrostatika qonunlari bilan o'xshashligi

Magnit qutblari. Magnit qutblari uchun Kulon qonuni. Magnit kuchlarining elektr kuchlaridan oldin kashf qilinishiga tabiatda Yer magnit maydonini oson payqashga imkon beradigan moddalar– «tabiiy magnitlar»ning mavjudligi sabab bo'ldi. Magnit xossalariga ega bo'lgan ruda–*magnetit* (boshqacha «magnit temirtak») qadim zamonlardayoq topilgan edi. Bu ruda asosan temir kuporosi-oksidi $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2$ dan iborat.

Magnetitning xossalari–bu ruda bo'laklarining bir-birini tortishi, ularning temirni, po'latni tortishi va magnetitlar tekkan po'lat buyumlarda magnit xossalarining saqlanishi (po'latning magnitlanishi) kishilar tomonidan sezilmay qolmadi. Magnetit sterjencha yoki magnitlangan po'lat og'irlik markazidan o'tuvchi o'qdan osilganida har doim deyarli meridian bilan mos keladigan yo'nalishda burilib qolishi ham kuzatildi. Dengizda suzishning rivoj topgan davrida bunday strelka–magnit kompaslar umumiy ravishda qo'llanilgan edi. Magnit strelka bundan 3000 yil muqaddam ko'hna Xitoyda yo'nalishni aniqlash uchun qo'llanilgan edi (atoqli kishilar sayil qiladigan aravachalarga yo'l qanday burilishidan qat'i nazar, har doim janubga qaragan magnit ko'rsatkichlar o'rnatilar edi).

Magnitlar o'zaro ta'sirining aniq qonunlarini 1785 yilda Kulon elektr zaryadlarining o'zaro ta'siri qonunlari bilan deyarli bir vaqtda kashf qilgan. Tokning magnit maydoni mavjudligini birinchi marta 1820 yilda daniyalik fizik Ersted payqagan. Shu vaktdayoq fransuz fizigi Amper magnetizm tabiati elektr zaryadlarining harakatidan iborat deb uning tabiatini aniqlagan edi. 1820 yil oxiriga kelib Bio va Savar tokning magnit maydonini aniq belgilaydigan qonun kashf kildilar. 1883 yilda Faradey va rus olimi Lens elektr va magnit energiyalarining o'zaro bir-biriga aylanish qonunlarini aniqladilar. Moddalar magnit xossalarining mohiyati elektrdan ekani haqidagi Amper aytgan fikr faqat XX asrda eksperimental to'liq isbotlandi va qat'iy nazariya sifatida rivojlantirildi.

Ilgari vaqtlarda fiziklar elektr maydoni bilan bog'liq bo'lgan elektr zaryadlaridek, magnit maydoni bilan bog'liq bo'lgan «magnit zaryadlar»

yoki «magnit massalar» mavjud deb faraz qildilar. Bu analogiya elektr zaryadlar orasidagi o'zaro ta'sir qonunlari bilan magnit qutblari orasidagi o'zaro ta'sir qonunlarining o'xshashligi bilan tasdiqlangandek ko'rinardi. Buning ustiga Kulonning ikkala qonuni ma'lum jihatdan Nyutonning butun olam tortishish qonuni bilan o'xshashdir. Biroq, bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda mavjud bo'lgan musbat va manfiy zaryadlardan farqli ravishda musbat va manfiy «magnit massalari» («shimoliy va janubiy magnetizm») ning har qanday sharoitda ham bir-biridan ajratib bo'lmashligi dalili qadimdan ma'lum edi. Sindirilgan magnit bo'laklari qancha bo'lakka sindirilgan bo'lsa ham magnitligicha qola beradi. Shuning uchun magnit massalari mavjudligi haqidagi faraziya haqiqatga yaqin bo'lib chiqmadi va Amperning magnit xossalarini molekulyar toklar vujudga keltiradi degan farazi qiziqish tug'dira boshladi. Biroq o'sha yillari «magnitostatika»ning barcha masalalarini elektrostatikaning shunga o'xshash masalalarini yechishga keltiruvchi matematik metodlar ishlab chiqilgani tufayli fiziklar bu metodlarning rivojlanishi, ayniqsa, sodda bayon qilinishi uchun «magnit massalari», haqidagi gipotezadan kelib chiquvchi terminologiyani qo'llash qulay deb tushunar edilar. Qat'iy aytganda, bu terminologiyaga zaruriyat yo'q edi, chunki bunday matematik usullardan foydalanish uchun magnit qutblari–magnit maydoni intensivligi (konsentrasiyasi) eng ko'p bo'lgan joylardir, degan yetarlicha to'liq asoslangan tushunchaning o'zi yetarli edi.

Davrga xos odat kuchi tufayli magnit qutblari tushunchasi magnit maydoni manbai bo'lgan magnit massa haqidagi metafizik tasavvur bilan soxtalashtirib yuborildi. Magnetizmni bunday tushuntirish barcha o'quv qo'llanmalarida, qisman ilmiy adabiyotda ham uzoq vaqt hukm surdi. Magnit maydoni va moddalar magnit xossalarining haqiqiy «manbai» hych qanday mavjud bo'lmagan soxta magnit massalar emas, balki molekulyar toklar ekanligi aniqlanganidan so'ng eskicha tavsiflashni saqlagan holda, tegishli izohlar bera boshladilar.

Shuning uchun oxirgi paytda magnetizm haqidagi ta'limotni butunlay boshqa asoslarda qayta qurishga oid intilishlarga ajablanmasa bo'ladi. Shunga o'xshash barcha hollarda bo'lgani ka-bi, ayrim avtorlar endi, boshqa kuyga tushdilar: magnetizm haqidagi ta'limotni magnit massalari haqidagi metafizik tasavvurdan ozod qilish bilan bir yo'lakay fizikadan magnit qutblari haqidagi tushunchani ham uloqtirib tashlashga

ahd qildilar. Magnetizmni eksperiment va kuzatishlarga asoslangan magnit qutblari tushunchasidan foydalanmay izohlaydigan bir necha o't-kir, biroq sun'iy, unchalik ishonch hosil qilmaydigan usullari taklif qilindi.

Magnit hodisalarini bunday izohlash o'rinli emas. **Magnit qutblari** – bu uydirma emas, reallikdir. Magnetizmni eksperimental tekshirishning butun tarixiy taraqqiyoti magnit qutblari haqidagi - tasavvurga tayanishi bejiz emas.

Shubhasiz, har qanday fizik nazariyani bayon qilishning ko'p usullarini o'ylab topish mumkin. Biroq shunday bayon qilish usuli to'g'ri bo'ladiki, u birinchidan, fizikaning haqiqiy rivojlanish yo'lini to'la yoritishi va, ikkinchidan, oddiy kuzatishlar va eksperimentlar asosida yaratilgan tushunchalarga tayangan bo'lishi kerak. Masalan, kuch tushunchasidan foydalanmagan holda mexanikani tuzib chiqish mumkin (Gers shunday qilgan edi). Yaqinda Nyuton dinamikasini nyutoncha inersiya tushunchasidan foydalanmagan holda bayon qilish taklif qilingan edi. Termodinamikani entropiya tushunchasini qo'llamasdan bayon qilish mumkin. Issiqlik hodisalari haqidagi ta'limotni issiqlik tushunchasidan foydalanmagan holda bayon qilishga doir ba'zi urinishlar ham bor va h.k. Fizikaning ayrim bo'limlarini bunday bayon qilish usullari fizikaning haqiqiy rivojlanishidan ajralib qolishi tufayli odatda o'zining samarasizligini yaqqol oshkor qilib qo'yadi, darsliklarda esa foydadan ko'ra ko'proq zarar keltiradi.

Ana shu mulohazalarga ko'ra bu kursda faqat soxta magnit massalari haqidagi uydirma tasavvur chiqarib tashlangan, biroq magnit qutblari haqidagi tushuncha to'liq saqlangan.

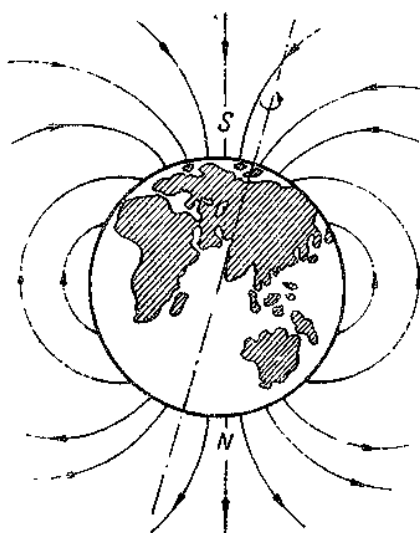
Magnit qutblari haqidagi tasavvur o'zining to'liqligi va aniqligi bilan nazariyani eksperimental dalillar bilan bog'laydi. Bunga sabab, magnit qutblari haqidagi tasavvurlarda magnit maydonining obyektiv, real xususiyatlari o'z aksini topgan. Biz tabiiy magnit bilan, sun'iy magnitlangan jism bilan, elektromagnit bilan katta yoki juda kichik magnit bilan ish ko'rishimizdan qat'i nazar, ular maydonini o'rganish hamma vaqt maydon eng ko'p to'plangan, maydon intensivligi maksimal bo'lgan joylar borligini va bunday joy har doim albatta ikkita bo'lishini ko'rsatadi. Bu joylar ko'p jihatdan o'xshash, lekin ularning ba'zi xossalari ishora jihatdan qarama-qarshi bo'ladi. Maydon ko'proq yig'ilgan bu joylarda va unga yaqinroq yotgan sohalarda magnit

maydoni energiyasining ko‘proq qismi yig‘ilgan bo‘ladi.

Magnit qutblari—«nuqtalar» emas, ozmi - ko‘pmi cho‘zilgan sohalardir, lekin ba‘zan taxminan ularni «nuqtalar» deb qarash mumkin. Bu yerda ham mexanikada ma‘lum hollarda real jism moddiy nuqta deb qaralgani kabi, qutblar ham «nuqtalar» deb qoraladi.

Karton varaq ustiga sepilgan temir kukunlariga magnitni yaqinlashtirib ohista chertilgandagi barchaga ma‘lum manzara magnit maydoni strukturasi haqida birinchi tasavvur beradi. Bu oddiy tajribada magnitlangan kukunning magnit kuch chiziqlari bo‘ylab joylashishi magnit maydonini hosil qilgan materiyaning yashirin harakati mavjud ekanligidan dalolat beradi. Maydonga mitti magnit strelkalari joylashtirganimizda maydonning yanada to‘laroq manzarasini hosil qilamiz, magnit strelkalarining ma‘lum oriyentasiyalanishi maydon kuch chiziqlarining qutbliligini aniq ko‘rsatadi, ya‘ni maydon chizig‘ida manfiy va musbat yo‘nalish bor ekanligini oydinlashtiradi.

Magnit strelkaning Yer magnit maydonida shimolga qaragan uchi shimoliy yoki musbat qutb, qarama-qarshi uchi janubiy yoki manfiy qutb deyiladi. Bir ismli magnit qutblari itarishishi, har xil ismli qutblari tortishishi hammaga ma‘lum. Demak, Yerning shimoliy geografik qutbida uning janubiy magnit qutbi joylashgan (66-rasm). Magnit tashqarisidagi maydon kuch chiziqlari shimoliy (musbat) qutbdan uning janubiy (manfiy) qutbiga yo‘nalgan deb hisoblanadi, magnit ichida esa ular tutashadi.



66-rasm. Yer magnit maydonining kuch chiziqlari yo‘nalishi.

To‘g‘ri chiziqli magnit maydonini batafsil o‘rganish magnit maydoni kuch chiziqlari yig‘ilishi uning uchlarida bo‘lmasdan,

uchlaridan biror masofada ekanini ko'rsatdi. Magnitlangan 68 sm uzunlikdagi ingichka po'lat simda (Kulon klassik tajribalarini shunday simlar bilan o'tkazgan edi) qutblar sim uchlaridan 2 sm masofada joylashgan.

Elektr zaryadlari kattaligi zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchida namoyon bo'lganidek, magnit qutblari ham qutblarning o'zaro ta'sirida namoyon bo'luvchi qutb kattaligi (magnetizm kattaligi) bilan xarakterlanishi Kulon tajribalarida aniqlangan. Magnit qutbi kattaligi birligi teng qutblarning uzunlik birligiga teng masofadan 1 birlik kuch bilan o'zaro ta'sirining dinamik effekti bilan aniqlanadi. «Magnit qutbi kattaligi birligi» so'zi qisqacha «magnetizm birligi» deb yuritiladi (bu ko'pincha «qutb» va magnitmassa» tushunchalarini noto'g'ri chalkashtirishga olib keladi; qutbning real dinamik kattaligi tasavvuri beixtiyor magnetizmning qandaydir xayoliy substansiyasi bilan almashtiriladi).

«Absolyut» magnit birligi sistemasida (Gauss sistemasida) magnit qutbi kattaligi birligi qilib, vakuumda 1 sm masofadagi o'ziga teng qutbga 1 dina kuch bilan ta'sir qiladigan magnit qutbi kattaligi olinadi, bunda, boshqa qutblar ta'siri uzoqlashtirib butunlay yo'qotiladi (amalda esa hisoblashda e'tiborga olinadi). Agar magnit qutbi kattaligi kuchning 1 absolyut magnit birligicha bo'lib, uning 1 sm masofadagi boshqa qutb bilan o'zaro ta'siri 1 dina emas, m dinaga teng bo'lsa, u holda bu ikkinchi qutb kattaligi m absolyut magnit birligiga teng ekanini bildiradi.

Magnit qutbi absolyut birligini xayoliy tasavvur qilish mumkin: 1 mm yo'g'onlikdagi paypoq to'qiydigan spisa to'yinishgacha magnitlanganda har bir magnit qutbi kattaliga taxminan 12 birlikka teng bo'ladi.

Kulon (1785 y.) uzun ingichka magnitlarni tekshirishda magnit qutblari elektr zaryadlariga oid qonun bo'yicha tortishishini (har xil ismli) yoki itarishishini (bir xil ismli) aniqladi, ya'ni: *ikki magnit qutblari ularning m_1 va m_2 kattaliklari ko'paytmasiga proporsional va qutblar orasidagi masofa kvadratiga teskari proporsional bo'lgan kuch bilan o'zaro ta'sir qilishadi:*

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \text{ dina,} \quad (44.1)$$

(bu yerda r – santimetrlarda ifodalangan).

Magnit qutblarining o‘zaro ta’siriga muhit ta’sir qiladi. Bu ta’sir maxsus kattalik bilan xarakterlanadi. V. Tomson taklifiga ko‘ra, bu kattalik muhitning magnit kirituvchanligi deb ataladi va μ bilan belgilanadi. Bir jinsli izotrop muhitda magnit qutblarining o‘zaro ta’sir kuchi Kulonning umumlashgan qonuni bilan aniqlanadi:

$$F = \frac{m_1 \cdot m_2}{\mu r^2} \quad (44.2)$$

μ qiymati birdan katta bo‘lgan moddalar paramagnit moddalar deb ataladi; binobarin paramagnit muhitda magnit qutblarining o‘zaro ta’siri bo‘shliqdagidan kuchsiz bo‘ladi.

μ ning qiymati birdan kichik bo‘lgan moddalar diamagnit moddalar deyiladi; diamagnit muhitda magnit qutblarining o‘zaro ta’siri bo‘shliqdagidan kuchliroq bo‘ladi.

Magnit kirituvchanlik μ ning son qiymati dielektrik doimiy ε ning son qiymati singari moddaning atom tuzilishiga bog‘liq bo‘ladi.

Ko‘pchilik jismlar uchun μ birdan kam farq qiladi, birning bir necha milliondan yoki bir necha mingdan bir ulushicha ko‘p yoki oz bo‘ladi. Faqat uch element, temir, nikel va kobalt boshqa muhitlardan keskin farq qiladi. Ular uchun μ yuz va minglar bilan ifodalanadi. Bu elementlarning magnit xossalari boshqa jihatdan ham beshqalardan farq qiladi. Bu uchta modda gruppasi (ularning eng muhim vakili — temirning nomi bilan) ferromagnit jismlar deb nom olgan. Tarkibida bu uch elementdan birortasi bo‘lmagan ba’zi metall qotishmalari ham ferromagnitdirlar.

Ferromagnit moddalarda μ doimiy kattalik bo‘lmasdan, magnit kuchlari kattaligiga bog‘liq bo‘ladi.

Magnit maydoni kuch chiziqlari yo‘nalishinigina emas, shu bilan birga maydonda ta’sir qilayotgan kuchlar kattaligini o‘rganish uchun ba’zan qutblari kattaligi avvaldan o‘lchangan uzun ingichka «sinash» magnitidan foydalaniladi. Bunday magnitning bir uchi maydonning o‘rganiladigan sohasiga kiritiladi va «sinash» magnitining ikkinchi qutbi maydon intensiv bo‘lmagan sohaga oriyentirlangan holda, magnitning o‘rganilayotgan maydon sohasiga kiritilgan qutbiga ta’sir qilayotgan kuch o‘lchanadi.

Magnitning 1 magnit birlik kattalikdagi shimoliy qutbiga ta’sir qiluvchi kuch magnit maydoni kuchlanganligi deyiladi va H bilan

belgilanadi.

Kattaligi 1 absolyut magnit birligiga teng magnit qutbiga 1 dina kuch bilan ta'sir qiluvchi maydon kuchlanganligi magnit maydonining absolyut birligi bo'ladi. Magnit maydoni kuchlanganligining bu birligi *erst* deb nom olgan (uni *e* yoki *Oye* bilan belgilanadi).

Maydonning kuchlapganligi H *erst* bo'lgan biror joyiga m absolyut birlikka teng magnit qutbini joylashtirsak, u holda bu qutbga ta'sir qiladigan kuch

$$F = mH \text{ dina} \quad (44.3)$$

bo'ladi. (m manfiy bo'lganda, ya'ni janubiy magnit qutbida kuchning ishorasi ham manfiy bo'ladi, bu esa ayni holda kuch maydon kuchlanganligi vektoriga qarama-qarshi yo'nalishda ekanligini bildiradi.)

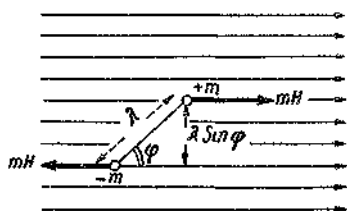
Kulon qonunidan, m yakka magnit qutbining (masalan, ikkinchi qutbi fazoning qaralayotgan sohasidan uzoqda yotgan juda uzun ingichka magnit qutbi) qutbdan r masofadagi maydoni kuchlanganligi

$$H = \frac{m}{\mu r^2} \quad (44.4)$$

Bu formula yakka zaryadning elektr maydoni kuchlanganligini aniqlaydigan formulaga o'xshashdir. Shuning uchun magnitlar maydonini o'rganishda elektrostatikaaning ba'zi tushunchalari va matematik usullaridan foydalanish mumkin.

Masalan, magnitlangan ingichka sterjenni *dipol* deb qarash mumkin. Magnit dipol m qutbini λ masofaga ko'paytmasi magnit momenti deyiladi:

$$M_m = m \cdot \lambda$$



67-rasm.

Bir jinsli magnit maydonida strelkani buruvchi kuch yelkasi $\lambda \sin \varphi$ va shuning uchun kuch momenti $M = H \cdot m \cdot \lambda \cdot \sin \varphi$.

Bu kattalik, elektr momenti singari, dipol o'qi yo'nalishidagi vektor hisoblanadi.

Magnit dipol bir jinsli magnit maydoniga kiritilganda (67-rasm) dipolni burgan kuchlar momenti quyidagicha bo'ladi:

$$M = H \cdot M_m \sin \varphi \quad (44.5)$$

bu yerda φ - dipol o'qining maydon yo'nalishi bilan tashkil qilgan burchagi. Dipol o'qi maydon yo'nalishiga perpendikulyar bo'lganda, bu dipolga ta'sir qiluvchi kuchlar momenti eng katta bo'ladi ($\varphi = \frac{\pi}{2}$ va $\sin \varphi = 1$)

$$M_{maks} = HM_m \quad (44.6)$$

Dipol (magnit strelka) maydonda muvozanat vaziyatidan ozgina og'ganida

$$\sin \varphi \approx \varphi \text{ va } M = HM_m \varphi$$

bo'ladi. Buralma tebranishlar uchun maydon kuchlanganligining dipol magnit momentiga ko'paytmasi «qaytaruvchi moment koeffitsiyenti» rolini o'ynaydi.

Maydon bir necha magnit qutblaridan hosil qilinganida magnit maydon kuchlanganligini (shuningdek, elektr yoki gravitasion maydon kuchlanganligini) ayrim magnit qutblari maydoni kuchlanganliklarining geometrik yig'indisi sifatida aniqlash mumkin.

Magnit dipolning maydoni kuchlanganligi elektr dipolning maydoni kuchlanganligi munosabatlariga o'xshash munosabatlar bilan ifodalanishi ravshan; dipol o'qi yo'nalishida uning markazidai r masofadaga ($r \gg \lambda$ da) maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{2 \cdot M_m}{\mu r^2} \quad (44.7)$$

bo'ladi.

Shu masofada o'qqa perpendikulyar maydon kuchlanganligi ikki marta kam bo'ladi. Hisoblashlar maydon yo'nalishi dipol o'qi bilan φ burchak tashkil qilganda dipol o'qidan r masofadagi maydon kuchlanganligi

$$H = \frac{M_m}{\mu r^2} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi} \quad (44.8)$$

bo'lishini ko'rsatadi.

Maydon kuchlanganligi kattaligini kuch chiziqlari vositasi bilan aniqlashda kuch chiziqlari quyuqligi shu maydon kuchlanganligining kattaligini ifodalashi kerak; agar maydon kuchlanganligi H ersted bo'lsa, u holda 1 sm^2 yuza orqali (chiziqlar yo'nalishiga perpendikulyar) H chiziq o'tkaziladi.

Elektr maydonida ikkita dielektrik muhit chegarasida kuch chiziqlari qisman uzilgani kabi, bir xil magnit kirituvchanlikka ega bo'lmagan ikki muhit chegarasida magnit maydoni kuch chiziqlarining bir qismi uziladi. Boshqacha aytganda, magnit maydoni kuchlanganligining normal (bo'linish sirtiga normal) tashkil eguvchisi bir muhitdan ikkinchi muhitga o'tishida sakrab o'tadi, ya'ni

$$\mu_1 H_{n1} = \mu_2 H_{n2} \quad (44.9)$$

bo'ladi.

Magnit maydoni kuchlanganligining tangensial tashkil etuvchisi (muhitlarning bo'linish chegarasidan o'tishda) uzluksiz o'zgaradi. Shuning uchun ikki muhitning bo'linish chegarasida magnit kuch chiziqlarining «sinishi» sodir bo'ladi.

Elektr maydonidagi singari magnit maydonini induksiya chiziqlari bilan ifodalash ancha qulay bo'ladi. Magnit induksiyasi B vektori elektr induksiyasi D vektoriga o'xshash

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H}$$

tenglama bilan aniqlanadi, anizotrop muhitda ancha umumiyroq

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{I} \quad (44.10)$$

tenglama bilan aniqlanadi, bunda I muhitning magnitlanish vektori.

Magnit induksiyasi absolyut birligi **gauss** deb yuritiladi (vakuumda gausslar soni erstedlar soni bilan mos keladi).

B sonida qancha birlik bo'lsa, ko'ndalang kesimning 1 sm^2 orqali shuncha induksiya chiziqlari o'tkaziladi.

Maydonda olingan biror S sirt orqali o'tgan magnit induksiya chiziqlari soni magnit induksiya oqimi deb ataladi va Φ bilan belgilanadi:

$$\Phi = \iint_S B_S \cdot dS \quad (44.11)$$

Magnit induksiya oqimining absolyut birligi ($1 \text{ gauss} \cdot 1 \text{ sm}^2$) maksvell deyiladi.

Magnit maydonini grafik ravishda ifodalashda kuch chiziqlar emas, deyarli har doim induksiya chiziqlari chiziladi. Bunga e'tibor berish kerak. Bunda chiziqlar quyuqligi 1 sm^2 (chiziqlar yo'nalishiga perpendikulyar) yuza orqali o'tgan induksiya chiziqlari soni B ga teng (yoki chizmada soddalashtirish maqsadida shartli ravishda B ga proporsional) qilib tanlanishi kerak.

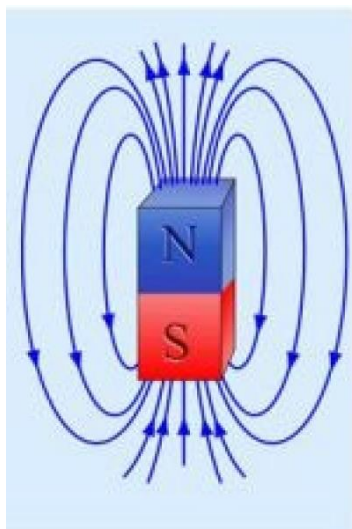
Hyech qanday «magnit zaryadlari» mavjud emasligi va magnit jismida istalgan magnit qutbidan qancha magnit induksiya chiziqlari chiqsa, shuncha magnit induksiya chiziqlari kirishi tufayli (68-rasm), Ostrogradskiy—Gauss teoremasiga ko'ra *magnit maydonidagi yopiq sirt opqali o'tgan magnit induksiya oqimi algebraik nuqtai nazardan har doim nolga teng*:

$$\Phi_{(\text{yopiq sirt orq})} = 0 \quad (44.12)$$

Bu esa magnit induksiya chiziqlarining boshi va oxiri bo'lmasligini, ya'ni ular har doim yopiq egri chiziqlardan iborat ekanligini bildiradi.

Ostrogradskiy—Gauss teoremasini induksiya chiziqlarining arifmetik soniga (algebraik soniga emas) qo'llab (ya'ni vaqtincha magnit jismida magnit qutbidan tashqariga qancha induksiya chiziqlari chiqsa shuncha chiziqlar kiradi degan holni e'tiborga olmay) va elektrostatikada Ostrogradskiy — Gauss teoremasini isbotlash bilan bog'langan mulo-hazalarni takrorlab, m magnit birlik kattaligidagi magnit qutbi $4\pi Q$ magnit induksiya chiziqlari bilan bog'liq degan xulosaga kelamiz. Biroq magnit qutbining magnit induksiya chiziqlari bilan bunday bog'lanishi shunday sondagi elektr zaryadining elektr induksiya chiziqlari bog'lanishidan ancha farq qiladi. Haqiqatan, Q elektrostatik birlik zaryad bo'lganida $4\pi Q$ sondagi elektr induksiya chiziqlari $+Q$ zaryaddan go'yo unda paydo bo'lgandek chiqadi m magnit

birliги kattaligida magnit qutbi bo'lganida bu qutbdan $4\pi \cdot m$ sondagi magnit induksiya chiziqlari chiqadi, biroq xuddi shuncha magnit induksiya chiziqlari qarama-qarshi tomondan (yoki magnit jismdan) qutbga keladi, ya'ni induksiya chiziqlariniig ko'r-satilgan soni qutb orqali o'tadi, ulardan birortasining boshi va oxiri bo'lmaydi. Magnit induksiyasi chiziqlarining ko'rsatilgan soni, o'z mohiyati jihatidan, maydonning eng ko'p to'plangan joyi-qutb kattaligining o'lchovi bo'ladi.



68- rasm.

Magnit sterjening magnit induksiya chiziqlari.

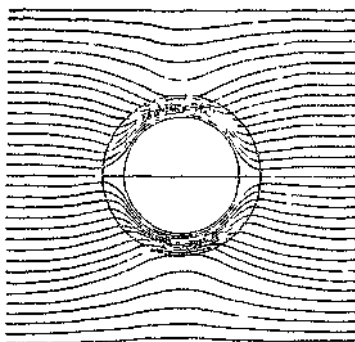
Agar magnit qutbining ko'ndalang kesimi s bo'lsa, u holda maydon bir jinsli bo'lganida, magnit induksiyasi bu yerda

$$B = \frac{4\pi \cdot m}{S} \quad (44.13)$$

bo'ladi, bu esa m qutb bilan bog'langan induksiya chiziqlari soni $4\pi \cdot m$ ga teng bo'lishidan tushunarlidir, binobarin, S yuzadan o'tgan induksiya oqimi

$$\Phi = BS = 4\pi \cdot m \quad (44.14)$$

Ferromagnit jismlarda magnit induksiya chiziqlarining quyuqlashishi dielektrlarda elektr induksiya chiziqlarining quyuqlashishi singari bo'ladi (69-rasm).



69-rasm.

Bir jinsli magnit maydonidagi temir halqa (temirda induksiya chiziklarining) quyuqlashishi

Magnit maydoni energiyasi zichligi aniqlanadigan formula elektr maydoni energiyasi zichligi formulasiga o'xshash:

$$\omega = \frac{\mu \cdot H^2}{8 \cdot \pi} \quad (44.15)$$

Elektr maydonidagi singari, magnit induktsiya chiziqlari ham ana shu chiziqlar bilan ifodalangan maydonga (maydon chiziqlari bo'yicha) cho'zuvchi va (maydon chiziqlariga tik yo'nalishda) yon tomondan bosuvchi kuch ta'sir qilganday manzara hosil qiladi; bo'ylama cho'zilish va unga teng ko'ndalang bosim kattaliklari har qanday joyda ham maydon energiyasi zichligiga teng bo'ladi:

$$p = \frac{\mu \cdot H^2}{8 \cdot \pi} \quad (44.16)$$

Agar bu formulada maydon kuchlanganligi H erstedlarda ifodalansa, kuch chiziqlariga perpendikulyar 1 sm^2 yuzaga nisbatan olingan R kuchlanish, shuningdek, yon bosim kattaliklari dina/ sm^2 larda ifodalanadi.

Shunday qilib, magnitostatika va elektrostatika qonunlari o'rtasida o'xshashlik borligini ko'rish mumkin. Bu o'xshashlikdan ko'p amaliy va nazariy masalalarni yechishda qo'llash mumkin.

Xullas, fanda magnit zaryad tushunchasi fiktiv deb qaralib ikkinchi darajali hol deb qarab kelindi. Lekin P. Dirak (1931 y.) bu tushunchani tiklashga urindi. Dirak ko'rsatdiki, agar magnit zaryad (monopol) mavjud bo'lsa, uning zaryad kattaligi, elektr zaryadga o'xshagan holda kvantlanishi kerak:

$$g = n \frac{hc}{2e} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2) \quad (44.17)$$

Bu yerda g va e - magnit va elektr zaryadlar, h - Plank doimiysi, c - yorug'lik tezligi. Bu formula bo'yicha hisoblangan magnit zaryadi juda ham katta chiqdi: uning minimal qiymati – 68,5 ye, maksimal qiymati – 137 ye. Lekin juda ko'p tajribalar magnit zaryadining bu qiymatini tajribada topolmadilar.

Avstriya fizigi Erenxaft 1910-1945 yillar davomida magnit monopolini topish sohasida juda ko'p tajribalar o'tkazib, shunday xulosaga keldiki, P. Dirakning magnit monopoli uchun chiqargan formulasi noto'g'ri ekan. Erenxaft tajribasi robert Milleken tajribasiga aynan o'xshash yoki elektrostatik va magnitostatika qonunlarining o'xshashligiga asoslangan. P. Dirakning katta obro'i, Erenxaftning ishini yuzaga chiqarishga xalaqit berdi.

Hozirgi vaqtda bir guruh fiziklar aniqlashi bo'yicha magnit zaryadi kosmosda, yoki Yer ostida emas, balki u moddaning ichida ekanligi aniqlandi.

2010 yil Science (tabiat) jurnalining yanvar sonida bir guruh olimlar magnit monopolini ochganligi haqida xabar qildi, uning zaryadi elektron zaryadiga teng ekan.

§ 45. Doimiy tokning magnit maydoni

1820 yilda Daniya fizigi X. Ersted tokli o'tkazgichning atrofida magnit maydoni bor ekanligini tajribada aniqladi. Ersted tajribasining mohiyati quyidagidan iborat. U to'g'ri chiziqli o'tkazgich olib, undan ma'lum masofada magnit strelkasini joylashtirgan vaqtda uning burilishini kuzatdi. Bu burilish to'g'ri chiziqli o'tkazgichdan o'tayotgan tokning kattaligiga va yo'nalishiga bog'liq ekanligini aniqladi.

Tokli o'tkazgich bilan magnit strelkasining o'zaro ta'siri masofaga teskari proporsional ekanligini ham aniqladi. Ersted tajriba natijalarini umumlashtirib, shunday xulosaga keldiki, tok bilan magnitning o'zaro ta'siri tok kuchiga, o'tkazgichning uzunligiga to'g'ri proporsional bo'lib, masofaning kvadratiga teskari proporsional ekanligini aniqladi. Tajribalar ko'rsatdiki, bu o'zaro ta'sir tokning yo'nalishiga bog'liq ekanligi, ya'ni bu o'zaro ta'sirning vektor xarakterga ega ekanligini

isbotladi. Shuningdek, u bu o'zaro ta'sirning kattaligi tok va maydonning ta'siri o'rganilayotgan masofaga perpendikulyar ekanligini ham aniqladi. Magnit kuch chiziqlarining konsentrik halqalardan iborat ekanligini ko'rish mumkin.

Keyinchalik. Amper doimiy magnitning tokli o'tkazgichga ta'sirini o'rganib, ular o'rtasida ham o'zaro ta'sir kuchi bor ekanligini aniqladi. Bu haqda biz keyingi ma'ruzalarda batafsil to'xtab o'tamiz. Ma'lumki, Amper yana bir tajribasida parallel va antiparallel joylashgan tokli o'tkazgichlarning bir birini tortishini va itarishini kuzatgan edi. Kulon qonunidan ma'lumki, bir xil qutbli magnitlar, bir birini itarishini va har xil qutbli magnitlar bir birini tortishishini bilamiz. Bu o'zaro ta'sirlar magnit maydoni orqali amalga oshiriladi. Tokli o'tkazgich o'z atrofida magnit maydoni hosil qiladi u shu maydonda joylashgan har qanday o'tkazgichga ta'sir ko'rsatadi. Agar o'tkazgichlardagi tok doimiy bo'lsa va o'tkazgichlar qo'zg'almas bo'lsa u vaqtda ular hosil qilgan magnit maydoni fazoning har bir nuqtasida vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydi. Bunday magnit maydoniga doimiy magnit maydon deyiladi. Doimiy magnit maydonining nazariyasi elektrostatik maydon nazariyasiga o'xshash bo'ladi. Mana shu holatga e'tibor berishni tavsiya etamiz, chunki bu hol materialni chuqur o'zlashtirishga yordam beradi.

§ 46. Magnit maydon induksiya vektori

Tok elementi.

Maydon nazariyasida elementar manba eng muhim rol o'ynaydi. Tortishish nazariyasida bu moddiy nuqta bo'lsa, elektrostatikada nuqtaviy zaryad. Xuddi shunday rolni magnit maydon nazariyasida tok elementi o'ynaydi. Tok elementi bu vektor bo'lib, uning absolyut kattaligi tok kuchi I ning o'tkazgichning dl qismiga ko'paytmasi bilan aniqlanadi, Idl yo'nalishi esa tokning yo'nalishi bilan mos tushadi. Elektrostatikada esa sinov zaryad q_0 olinar edi.

Magnit maydonining asosiy harakte-ristikasi hisoblangan magnit maydon induksiya vektori ham elektrostatik maydonning asosiy xarakteristikasi hisoblangan kuchlanganlik vektori kabi aniqlanadi. Doimiy tok o'tuvchi ixtiyoriy qo'zg'almas o'tkazgichlar sistemasining hosil qilgan magnit maydonini qaraymiz va "sinash tok elementi" I_0dl ga (maydonning tekshirayotgan nuqtasiga joylashgan) ta'sir qiluvchi kuch

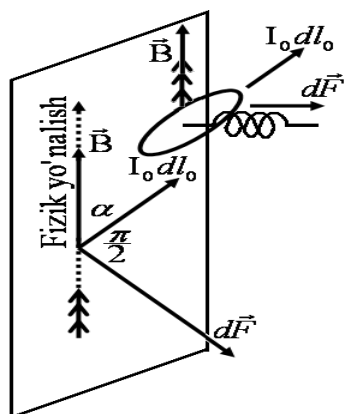
$\mathbf{F}$ bilan qiziqamiz. Sinash tok elementi uchun qisqa va yupqa ko'zg'almas o'tazgich olinadi, unga ta'sir etuvchi kulni o'lchash uchun silliq tutashtiruvchi sim olish kerak. Bundan tashqari undan juda kichik tok o'tkazish kerak.

Tajribalar shunday xulosaga olib keladiki, $d\mathbf{F}$ kuch tok elementining absolyut qiymatiga proporsional, $d\mathbf{F} \sim I_0 dl_0$ (elektrostatikada $F \sim q_0$ edi), va uning yo'nalishiga bog'liqdir (tok elementi-vektordir). Maydonning har bir nuqtasida qandaydir fizik yo'nalish mavjud bo'ladi, u shu bilan e'tiborga loyiqki, birinchidan, kuch kattaligi $d\mathbf{F}$ shu yo'nalish bilan va tok elementi yo'nalishi o'rtasidagi burchakning sinusiga proporsionaldir, ya'ni, tok elementiga ta'sir etuvchi elementar kuch quyidagicha aniqlanadi:

$$d\mathbf{F} = B I_0 dl_0 \sin \alpha \quad (46.1)$$

bu yerda $\mathbf{B}$ - proporsionallik koeffisienti bo'lib, maydonning sinash tok elementi joylashgan nuqtasidagi xossasiga bog'liq bo'lib, tok elementining kattaligi va yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi.

Masalan, $\alpha=0$; bo'lganda $d\mathbf{F}$ ham 0 ga teng bo'ladi, $\alpha=\pi/2$ bo'lganda u maksimaldir. $d\mathbf{F}$ ning yo'nalishi tok elementining yo'nalishiga bog'liqdir va parma qoidasi bilan aniqladi (70-rasm). Bu holatlar shuni bildiradiki, agar $\vec{B}$ vektor kiritsak, uning yo'nalishi fizik yo'nalish bilan mos keladi deb hisoblashsak, u vaqtda kuch $d\mathbf{F}$ ni $I_0 dl_0$ va $\vec{B}$ vektorning vektor ko'paytmasi shaklida yozish mumkin.



70-rasm

$$d\mathbf{F} = [I_0 d\mathbf{l}_0 \mathbf{B}] \quad (46.2)$$

yoki uning moduli

$$dF = I_0 dl_0 B \sin \alpha \quad (46.3)$$

Bu formula elektrostatikadagi $F=qE$ ga o'xshashdir.

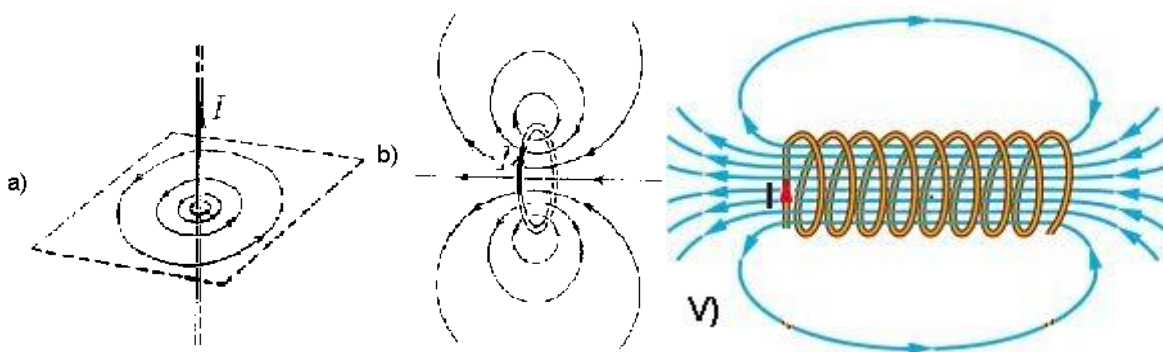
Vektor $\vec{B}$ sinash tok elementi kattaligiga va yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi, demak maydonning xarakteristikasi bo'la oladi. Unga **magnit maydon induksiya vektori** deb aytiladi.

Tok elementi $\vec{B}$ vektoriga perpendikulyar yo'nalgan bo'lsa, ($\alpha=\pi/2$, $\sin\alpha=1$) dF kuch maksimal bo'ladi va u $dF = I_0 dl_0 B$ ga teng bo'ladi. Bundan magnit induksiyasini quyidagicha yozish mumkin:

$$B = \frac{dF}{I_0 dl_0} \quad (46.4)$$

Bu ifoda ham elektrostatikadagi $E=F/q$ formulaga o'xshashdir. Bundan ko'rinadiki, magnit induksiya vektorining kattaligi son jihatdan birlik tok elementiga ($I_0=1A$, $dl_0=1m$) ta'sir qiluvchi maksimal kuchga teng bo'ladi. Magnit induksiyasining o'lchov birligi qilib, XB sistemasida "tesla" (Tl) qabul qilingan: $1Tl=1N/1A*1m=1Vb/m^2$

Har qanday vektor maydon singari, magnit maydonini ham magnit induksiya vektori chiziqlari oilasi orqali tasvirlash mumkin (elektrostatikadagi kabi). Magnit induksiya chiziqlarining manzarasi o'zining xarakteri jihatidan elektrostatik maydon kuch chiziqlaridan tubdan farq qiladi. Ma'lumki, elektrostatik maydon kuch chiziqlari zaryadlardan boshlanib, zaryadlarda tugar edi, magnit induksiya kuch chiziqlarining boshlanish va oxiri yo'q - ular yopiq chiziqdan iborat bo'ladi. Magnit induksiya chiziqlarining bu xossasi 71 rasmda yaqqol ko'rinadi, a) to'g'ri chiziqli cheksiz uzun o'tkazgich, b) aylanma tok v) tokli g'altakning magnit maydon manzarasi tasvirlangan.



71 - rasm

Chiziqlari yopiq bo'lgan vektor maydoniga uyurmali maydon deyiladi. Demak, doimiy magnit maydoni- uyurmali bo'lib, uyurmali emas elektrostatik maydonidan farq qiladi. Ma'lumki, elektrostatik maydonning kuch chiziqlari yopiq emas edi.

Superpozitsiya prinsipi. Savol tug'iladi: qanday qilib toklar hosil qilgan magnit maydonning taqsimlanishini yoki maydonning induksiyasini hisoblash mumkin. Eslatib o'tamizki, bunday muammoga elektrostatikada ham duch kelgan edik, ya'ni zaryadlarning taqsimlanishi berilgan bo'lsa, superpozitsiya prinsipi asosida elektrostatik maydon kuchlanganligini hisoblagan edik.

Tajribalar tasdiqlaydiki, shunga o'xshash prinsip magnit maydonida ham mavjud bo'ladi: tokli o'tkazgichlar sistemasi tomonidan hosil qilgan maydonning muayan nuqtadagi magnit induksiyasi shu nuqtada alohida toklar qismlari hosil qilgan magnit induksiyalarining yig'indisiga teng bo'ladi. Hususan, agar o'tkazgichlarni fikran cheksiz kichik elementlarga bo'lsak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$\vec{B} = \int d\vec{B} \quad (46.5)$$

Bu yerda $d\vec{B}$ - alohida tok elementi tomonidan hosil qilingan magnit maydon induksiyasi bo'lib, integrallash sistemadagi barcha tokli o'tkazgichlar bo'yicha bajariladi.

§ 47. Bio-Saavar-Laplas qonuni

Dastlab, alohida tok elementi hosil qilgan magnit maydon induksiyasini topadigan formulani keltirib chiqarish kerak. Bu yerda izolyatsiyalangan tok elementlari orqali tajribadan keyin, cheksiz uzunlikdagi turli shakldagi o'tkazgichlarning hosil qilgan magnit maydonini tahlil qilish orqali bilvosita magnit induksiyasini aniqlanadigan formulani topishga harakat qilamiz. Bu masalani Bio-Saavar-Laplas qonuni ham deb ataladi va XB sistemasida quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$d\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \left[\frac{Idl\vec{r}}{r^3} \right] \quad (47.1)$$

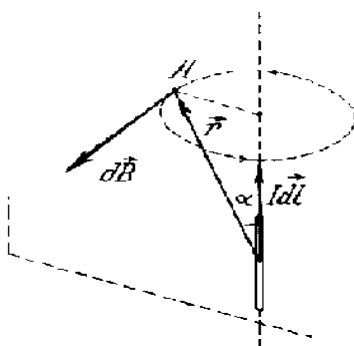
Bu formulada $\vec{r}$ -radius-vektor bo'lib, tok elementi $I dl$ dan vektor $\vec{B}$ aniqlanayotgan maydon nuqtasiga o'tkazilgan yo'nalishdagi masofani

bildiradi (72-rasm). $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ Gn/m -magnit doimiylik, μ -nisbiy magnit singdirvchanlik. $d\vec{B}$ vektorining moduli uchun, (47.1) ga asosan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2} \quad (47.2)$$

Bu yerda α - tok elementi I dl bilan, radius-vektor $\vec{r}$ orasidagi burchak, $\vec{B}$ vektorning yo‘nalishi vektor ko‘paytma $[\vec{Idl} \times \vec{r}]$ yo‘nalishi bilan mos keladi va Parva qoidasi bilan aniqlanadi.

Ma‘lumki, $d\vec{B}$ kattalik faqat masofa r ga bog‘liq bo‘lmasdan, α



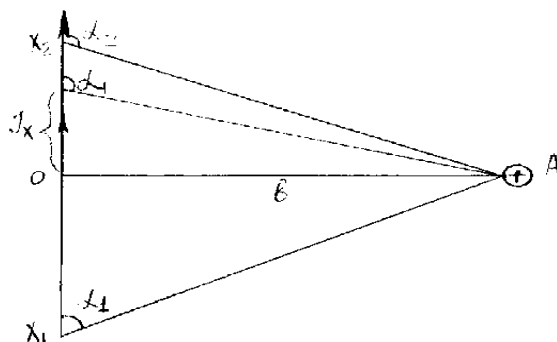
72-rasm

burchakka ham bog‘liqdir, agar $\alpha=0$ bo‘lsa, magnit induksiyasi nolga teng va α ning $\pi/2$ ga yaqinlashishi bilan U oshadi.

Superpozitsiya prinsipini qo‘llab Bio-Saavar-Laplas qonuni orqali har qanday tokli o‘tkazgichning magnit maydonini hisoblash imkoniyatiga ega bo‘lamiz. Ikkita misol keltiramiz.

§ 48. To‘g‘ri tokli o‘tkazgichning magnit maydoni

Qandaydir yupqa tokli o‘tkazgich to‘g‘ri qismga ega bo‘lsin. Ana shu to‘g‘ri chiziqli qism hosil qilgan magnit maydon induksiyasini hisoblaymiz. Maydonning qaralayotgan nuqtasidan o‘tkazgichgacha bo‘lgan masofani dx bilan belgilaymiz, o‘tkazgich bo‘ylab koordinatani 0 nuqtadan boshlab X o‘qini o‘tkazamiz (73-rasm).



Koordinatasi x va uzunligi $dl=dx$ bo'lgan o'tkazgich tok elementining A nuqtada hosil qilgan magnit induksiya vektori Bio-Saavar-Laplas qonuniga ko'ra:

ga teng bo'ladi.

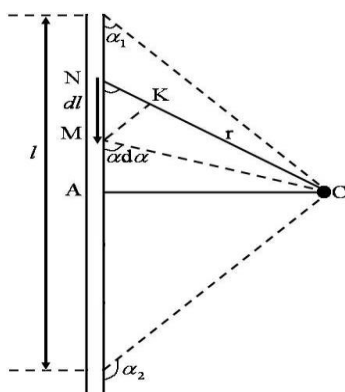
Bu integralni hisoblash uchun o'zgaruvchi α ni r va dx orqali ifodalash kerak.

bu yerda α_1 va α_2 lar α ning chegaraviy qiymatlari bo'lib, To'g'ri chiziqli o'tkazgichning oxirlariga to'g'ri keladi. Ideal holda cheksiz uzunlikdagi To'g'ri chiziqli o'tkazgich uchun $\alpha \rightarrow 0$ va $\alpha_2 \rightarrow \pi$ bo'ladi, u vaqtda (48.3) formula quyidagicha ko'rinishga keladi:

Bu formula taxminan to'g'ri chiziqli o'tkazgichning o'rtasiga to'g'ri kelgan maydonni aniqlashga imkon beradi, ya'ni 51-rasm uchun bu hol bajariladi.

To'g'ri chiziqli cheksiz uzunlikdagi o'tkazgichning magnit induksiya chiziqlarining manzarasi esa 71 a rasmda ko'rsatilgan.

Bio-Savar-Laplas qonuni bo'yicha C nuqtada o'tkazgichning elementar qismi dl tomonidan hosil qilingan magnit induksiya (74-rasm) quyidagiga teng:



74-rasm

$$dB = \mu\mu_0 \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2} \quad (48.5)$$

Mazkur holda C nuqtada vektor perpendikulyar yo'nalgan. Xuddi shunday yo'nalishga o'tkazgichning boshqa elementlari hosil qilgan magnit induksiya vektori ham ega bo'ladi. Bu esa (48.5) dagi vektorni yig'indi algebraik ifoda bilan almashtirishga imkon beradi.

Shunday qilib, C nuqtada I tokli o'tkazgich tomonidan hosil qilingan yig'indi induksiyaning topish uchun (48.5) ifodaning yig'indisini olish kerak, yoki integrallash kerak. Buning uchun r va dl ni α o'zgaruvchi orqali ifodalaymiz. Rasmdagi ANC uchburchakdan

$$NC = r = \frac{r_0}{\sin \alpha}, \quad (48.6)$$

Bu yerda r_0 – C nuqtadan o'tkazgich yo'nalishiga tushirilgan perpendikulyarning uzunligi.

MNK uchburchakdan quyidagini topamiz

$$dl = \frac{MK}{\sin \alpha} \quad (48.7)$$

dl juda kichik bo'lgani uchun, $CM=CK=r$ deb olish mumkin. Shuning uchun

$$MK = rd\alpha = \frac{r_0}{\sin^2 \alpha} d\alpha \quad (48.8)$$

r va dl ning qiymatlarini (48.5) formulaga qo'ysak,

$$dB = \mu_0 \mu \frac{I \sin \alpha}{4\pi r_0} d\alpha \quad (48.9)$$

C nuqtada l uzunlikdagi tokli o'tkazgichning hosil qilgan magnit maydon induksiyasi quyidagicha bo'ladi:

$$B = \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \mu\mu_0 \frac{I \sin \alpha}{4\pi r_0} d\alpha = \mu\mu_0 \frac{I}{4\pi r_0} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha d\alpha, \quad (48.10)$$

Bu yerda α_1 va α_2 - o'tkazgich boshlang'ich va oxirgi uchlaridan C nuqtaga o'tkazilgan radius-vektorlar bilan o'tkazgichning yo'nalishi orasidagi burchaklar.

Keyingi ifodani integrallasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$B = \mu\mu_0 \frac{J}{4\pi r_0} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2), \quad (48.11)$$

Agar o'tkazgich cheksiz uzun bo'lsa ($l \rightarrow \infty$), u holda $\alpha_1 \rightarrow 0, \alpha_2 \rightarrow 180^\circ$ bo'ladi. U vaqtda $(\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \rightarrow 2$. U holda formula (48.11) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

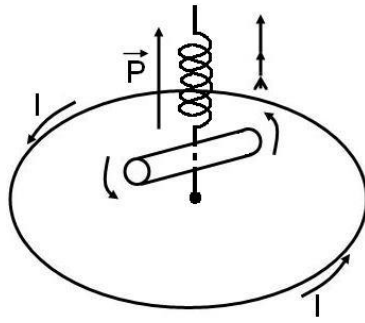
$$B = \mu\mu_0 \frac{I}{2\pi r_0} \quad (48.12)$$

§ 49. Aylanma tokning magnit maydoni

Yopiq tokli o'tkazgichning magnit moment vektorini $\vec{P}$ orqali ifodalash qulaydir, uning kattaligi yassi kontur bo'lgan holda tok kuchi I ning kontur yuzasi S ga ko'paytmasiga teng bo'ladi:

$$\vec{P} = I * S \quad (49.1)$$

Uning yo'nalishi kontur tekisligiga perpendikulyar bo'lib, Parma qoidasi bilan bog'lagandir. Agar Parma dastasini tok yo'nalishi bilan aylantirsak, uning ilgarilanma harakati $\vec{P}$ vektorning yo'nalishini aniqlaydi (75-rasm).



75-rasm

Endi aylana ko‘rinishdagi tokli kontur hosil qilgan magnit induksiyasini topamiz, soddalik uchun kontur o‘qida yotgan nuqtani qaraymiz. O‘ramning radiusini R bilan, tok kuchini I bilan, o‘ram tekisligidan maydon qaralayotgan nuqtagacha bo‘lgan masofani r bilan belgilaymiz.

Alohida tok elementi Idl tomonidan hosil qilingan induksiya vektori $d\vec{B}$, (48.3) ga asosan tok elementi va uni kuzatish nuqtasi bilan qo‘shuvchi kesma hosil qilgan tekislikka perpendikulyar bo‘ladi (76a)-rasm) bu tekislik punktir bilan tasvirlagan) $d\vec{B}$ vektorning absolyut

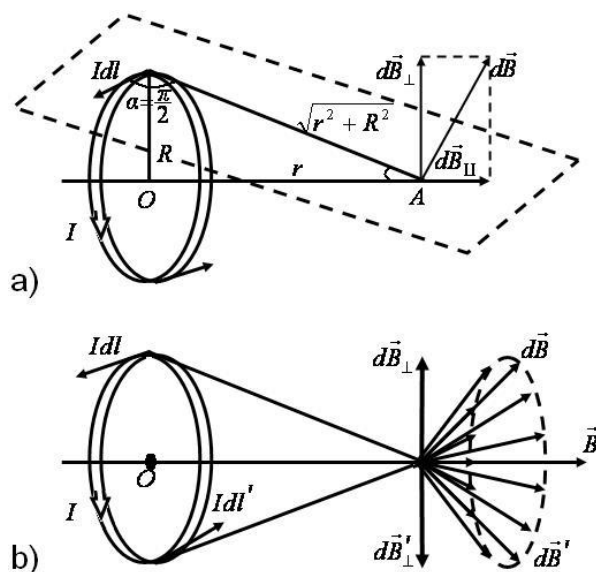
qiymati $dB = \frac{\mu_0 Idl}{4\pi(r^2 + R^2)}$, tok elementidan kuzatish nuqtasigacha bo‘lgan

masofa $\sqrt{r^2 + R^2}$ ga teng, $\sin \alpha = 1$, chunki $\alpha = \pi/2$ ga teng. Ko‘rsatish mumkinki, barcha o‘ram elementlari tomonidan hosil qilingan vektorlar $d\vec{B}$ konus toki bo‘yicha joylanadi (73b rasm). Bu vektorlarni qo‘shish uchun ulardan har birini ikkita tashkil etuvchi: $d\vec{B}_{\parallel}$ kontur o‘qiga parallel va $d\vec{B}_{\perp}$ o‘qqa perpendikulyar tashkil etuvchilar yig‘indisidan iborat bo‘ladi (73a)- rasm). Qo‘shilganda $d\vec{B}_{\perp}$ tashkil etuvchilar o‘zaro bir birini yo‘qotadi, chunki $d\vec{B}_{\perp}$ va $d\vec{B}_{\perp}$ bir biriga diametral qarama-qarshi bo‘lgan tok elementlari Idl va Idl kattaligi jixatidan teng va yo‘nalishi jihatidan qarama-qarshidir (76 b rasm).

Shunday qilib, izlanayotgan vektor $\vec{B}$ barcha $\vec{B}_{\parallel}$ lar yig‘indmisi orqali aniqlanadi, demak, u o‘ram o‘qi bo‘yicha yo‘naladi va $B = \int \alpha dB_{\parallel}$ kattalikka ega bo‘ladi. $d\vec{B}_{\parallel}$ kattalikni uchburchaklarning o‘xshashligidan (76 b) -rasm) hisoblash mumkin: $\frac{dB_{\parallel}}{B} = \frac{R}{\sqrt{r^2 + R^2}}$, bundan

$dB_{\parallel} = B \frac{R}{\sqrt{r^2 + R^2}} = \frac{\mu_0 Idl}{4\pi} \frac{R}{(r^2 + R^2)^{3/2}}$. Bu ifodani o‘ramning barcha elementlari orqali integrallasak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$B = \int dB_{\parallel} = \int \frac{\mu_0 I dl}{4\pi} \frac{R}{(r^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{R}{(r^2 + R^2)^{3/2}} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0 I 2\pi R^2}{4\pi (r^2 + R^2)^{3/2}} \quad (49.2)$$



73 –rasm

$I\pi R^2 = P$ - o‘ramning magnit momentini hisobga olib, oxirida qo‘yidagiga ega bo‘lamiz:

$$B = \frac{2\mu_0 P}{4\pi (r^2 + R^2)^{3/2}} \quad (49.3)$$

Bu formuladan kelib chiqadiki, maydon kontur markazida ($r=0$) maksimal bo‘lib, masofa oshishi bilan kamayib boradi.

Juda uzoqda joylashgan nuqtalar uchun R^2 ni r^2 ga nisbatan tashlash mumkin, natijada quyidagi taqribiy formulani olamiz:

$$B = \frac{2\mu_0 P}{4\pi r^3} \quad (49.4)$$

Ko‘rsatish mumkinki, bu formula istalgan shakldagi kontur uchun o‘rinlidir. Shuni eslatib o‘tamizki, bu dipolning elektr maydon kuchlanganligi kabi bo‘ladi. Dipol bilan tokli konturning analogiyasi tasdiqlandi va tashqi maydonlar bir xil xarakterga ega bo‘ladi (73-rasm). Aylanma tokning induksiya chiziqlarining manzarasi (67b rasm) da ko‘rsatilgan.

§ 50. Solenoidning magnit maydoni

Solenoid deb, juda ko‘p sondagi bir biriga zich qilib o‘ralgan tokli o‘tkazgichlardan iborat bo‘lgan silindrik g‘altakka aytiladi. Solenoidni bir xil radiusli ketma-ket ulangan aylanma toklar sistemasi deb ham qarash mumkin.



77-rasm

Solenoiddan tok o‘tganda hosil bo‘lgan magnit maydoni 71 v) rasmda ko‘rsatilgan. Biz to‘la tok mavzusida bu mavzuga yana qaytamiz, shuning uchun uning maydonini hisoblashni xozir batafsil qarab o‘tirmaymiz, sababi solenoidning magnit maydoni induksiyasi va kuchlanganligini Bio-Savar -Laplas qonuni orqali hisoblash ancha murakkabdir. Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib solenoid ichidagi magnit maydon induksiyasini toppish formulasini keltiramiz. Solenoid uzunligi uning diametridan juda katta bo‘lgan holda solenoid ichidagi yoki o‘qidagi nuqtadagi magnit maydon induksiyasi quyidagiga teng:

$$B = \mu\mu_0 \frac{IN}{l} = \mu\mu_0 In \quad (50.1)$$

Bu yerda I – g‘altakdagi tok kuchi, l – g‘altak uzunligi, N – o‘ramlar soni, $n = \frac{N}{l}$ - g‘altak uzunligiga to‘g‘ri keluvchi o‘ramlar soni.

Magnit maydon kuchlanganligini hisoblashning juda ko‘p usullari mavjud. Masalan, vektor potensial usuli, to‘la tok usuli, Gauss usuli va hakoza. Bu usullardan biz tegishli joylarda foydalanamiz.

§ 51. Konveksion tok. Konveksion tokning magnit maydoni

Tokli o‘tkazgich atrofida magnit maydoni hosil bo‘lishini tajribada Ersted 1820 yilda aniqlagan. Qo‘zg‘almas o‘tkazgichga nisbatan qutblari bo‘yicha parallel qilib ingichka ipga osilgan magnit strelkasi o‘tkazgich orqali tok o‘tganda unga nisbatan perpendikulyar ravishda og‘adi. Elektron o‘tkazuvchanlikka ega bo‘lgan metall o‘tkazgichni elektrolit to‘ldirilgan nay bilan almashtirilgan tajribalarda ham bir xil natijalarga erishilgan. Keyingi jarayonlarda elektr toki ionlar va elektronlarning

ko'chishi tufayli vujudga keladi; magnit strelkasiga ta'siri metall o'tkazgich orqali oqayotgan tok ta'siri bilan bir xil bo'ladi. Shunday qilib, har qanday qo'zg'almas o'tkazgichdagi elektr toki elektronlar va ionlar ko'chishining natijasi bo'lsa, uning atrofida vujudga kelgan magnit maydoni esa, alohida elektron va ionlar hosil qilgan yig'indi magnit maydonlaridan iboratdir.

Yuqorida keltirilgan natijalar qo'zg'almas o'tkazgichda harakatlanayotgan elektronlar yoki ionlar uchungina o'rinli bo'lmay, balki har qanday oddiy o'lchamga ega bo'lgan zaryadlangan jism uchun ham o'rinlidir.

Shunday hollar bo'ladiki, o'tkazgichga nisbatan qo'zg'almas bo'lgan zaryadlar o'tkazgich bilan birgalikda boshqa jismlarga nisbatan harakatlanishi mumkin. Masalan, zaryadlangan shar yoki kondensatorni harakatga keltirsak, u bilan birgalikda elektr zaryadlari ham ko'chadi va elektr toki vujudga keladi. O'tkazgichlardagi galvanik (o'tkazuvchanlik) tokidan farqli bu tokka konveksion tok deyiladi. Har qanday oddiy o'lchamga ega bo'lgan zaryadlangan makroskopik jism ko'chishidan hosil bo'lgan elektr tokiga konveksion tok deb ataladi.

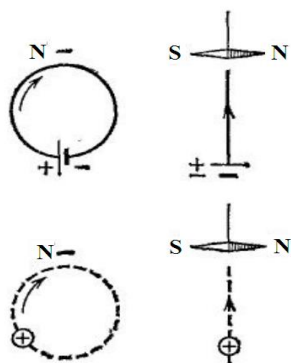
O'tkazgich orqali oqayotgan o'tkazuvchanlik toki bilan konveksion tok orasidagi farqni osongina kuzatish mumkin. Birinchi holda o'tkazgich bo'ylab zaryadlar ko'chadi va ishqalanish kuchiga o'xshash kuch vujudga keladi; bu kuch o'tkazgichning qizishida namoyon bo'ladi. Ikkinchi holda zaryadlar o'tkazgich bilan birgalikda ko'chadi va o'tkazgichning qizishi kuzatilmaydi, chunki elektr zaryadlari o'tkazgichdagi o'rnini o'zgartirmaydi. Shu bilan birgalikda o'tkazuvchanlik tokida o'tkazgichning har bir nuqtasi har xil potensialga ega bo'lishi kerak. Konveksion tokda o'zining zaryadini eltuvchi o'tkazgich bir xil potensialga ega bo'ladi.

Konveksion tok bilan galvanik tok orasidagi muhim farqni qarab chiqamiz. Umuman olganda, zaryadlangan o'tkazgich harakatlanganda uning atrofidagi elektr maydoni o'zgaradi; buning natijasida yaqin qo'shni qo'zg'almas o'tkazgichlarda induksiyalangan zaryadlarning joylashishi o'zgaradi. Qo'zg'almas o'tkazgichlarda zaryadlar joylashishining o'zgarishi elektr tokini vujudga keltiradi. Biz bu tokka konveksion tok deymiz. Konveksion tokning qiymati va yo'nalishi o'zgarmas bo'lganda ham yaqin qo'shni qo'zg'almas o'tkazgichlarda

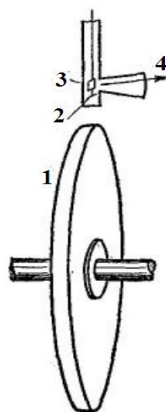
konduksion tok vujudga keladi. Ma'lumki, o'zgarmas galvanik toki yaqin qo'shni o'tkazgichlarda hech qanday tokni vujudga keltirmaydi.

Galvanik va konveksion toklar orasidagi yuqorida keltirilgan farqlarga qaramasdan, bu ikkala tok ham o'z atrofida magnit maydonini vujudga keltiradi. Galvanik va konveksion toklar magnit maydon induksiyasining qiymati va yo'nalishi Bio-Savar-Laplas qonuni bo'yicha aniqlanadi.

Konveksion tokning magnit maydoni 1876 yilda birinchi marta amerikalik mashhur fizik Rouland Genri tomonidan aniqlangan. XX asr boshlarida konveksion tok magnit maydonini Moskva universitetining professori A. A. Eyxenvald batafsil o'rgangan. Rouland va Eyxenvald tajribasi quyidagidan iborat. Halqa shaklidagi sim o'tkazgichdan tok oqadi. Tokning hosil qilgan magnit maydoni o'ram yaqiniga ingichka uzun ipga osilgan magnit strelkasining og'ishi yordamida aniqlanadi. Rouland-Eyxenvald tajribasi (78-rasm) da keltirilgan. Chapdan yuqorida o'ram rasm tekisligida ko'rsatilgan, magnit strelkasi esa rasm tekisligiga perpendikulyar. O'ngdan yuqorida ushbu o'ram rasm tekisligiga perpendikulyar; magnit strelkasi shu tekislikda yotadi. Pastda uzuk-uzuk chiziq bilan aylana bo'ylab harakatlanayotgan zaryadlangan jismning izi ko'rsatilgan. Zaryadning bu harakati ta'sirida magnit strelkasining og'ishi sim o'ram orqali oqayotgan tok ta'siri bilan bir xil.



78 -rasm

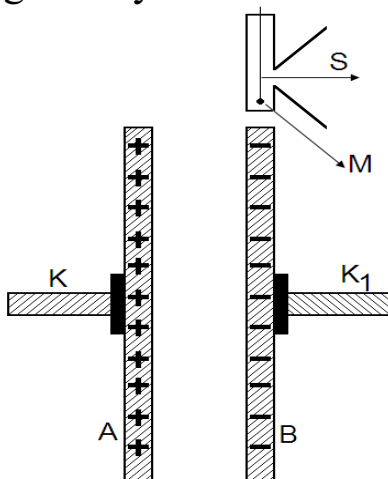


79 -rasm

Rouland va Eyxenvaldlar tajribani (79-rasm) da ko'rsatilgan uskuna yordamida amalga oshirgan. Sim halqa yoki yaxlit disk 1 yaxshi izolyatsiyalangan o'qqa o'rnatilgan. Bu halqa yoki disk zaryadlanadi va o'q atrofida katta tezlik bilan aylantiriladi. Disk yaqinida uzun ingichga ipga osilgan 2 magnit strelkasi joylashtiriladi va u elektr toklar va disk aylanishida hosil bo'ladigan havo oqimi ta'siridan himoyalaniish uchun metall g'ilof ichiga joylashtiriladi. Magnit strelkasi osilgan ipga 3

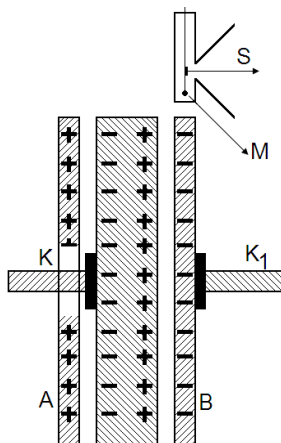
ko'zgucha mahkamlangan bo'lib, kuzatish trubasi va ko'zgucha yordamida 4 darcha orqali magnit strelkasining og'ishi kuzatiladi. Tajribalar disk aylanganda magnit strelkasining og'ishi sim halqa orqali oqayotgan tokning qiymati va yo'nalishiga bog'liq strelka og'ishiga aynan mos kelishini ko'rsatadi. Diskning aylanish yo'nalishi yoki zaryad ishorasi o'zgarsa, unda strelkaning og'ishi ham teskariga o'zgarishini ko'rsatadi. Bu tajribalar harakatlanayotgan zaryadlangan jismning atrofida vujudga kelgan magnit maydoni oddiy elektr tokining magnit maydoni bilan bir xil ekanini ko'rsatadi. Shu bilan bir qatorda bu tajribalar tok magnit maydonining harakatdagi alohida elektronlar va ionlar hosil qilgan yig'indi magnit maydonlardan iborat ekanligini tasdiqlaydi.

A.A.Eyxenvald dielektriklarning qutblanishi natijasida hosil bo'ladigan bog'langan zaryadlarning harakatlanishidan vujudga keladigan magnit maydonni ham tajribada o'rgangan. U tajribalaridan birida parallel A va B metall disklarni K va K_1 o'qlar atrofida aylantirgan (80-rasm). Disklar yaqinida ingichka ipga magnit strelkasi osilgan bo'lib, uning burilishi shu ipga mahkamlangan S ko'zguchadan qaytgan yorug'lik nurining siljishiga qarab aniqlanadi. Ikkala diskni turli ishorada zaryadlab, tez aylantiriladi. Disklarning bittasi yoki ikkala disk birgalikda bir yo'nalishda, shuningdek qarama-qarshi yo'nalishda aylantirilgan. Tajribalar disk aylanganda magnit strelkasi og'ishini, ya'ni magnit maydoni hosil bo'lganini ko'rsatadi. A va B metall disklar orasiga dielektrik singdruvchanligi ε bo'lgan C dielektrik diskni joylashtirsak, unda metall disklardagi zaryad ε marta ortib εq ga teng bo'ladi. Shuning uchun disklar aylanayotganda va dielektrik qo'zg'almas bo'lganda magnit maydoni ham ε marta ortadi.



80-rasm

Dielektrikning qutblanishi tufayli C diskning har qaysi sirtida kattaligi $(\varepsilon - 1)q$ ga teng bog‘langan zaryadlar hosil bo‘ladi. Agar A va B disklarni qo‘zg‘almas qoldirib, C diskni aylantirsak, unda ham magnit maydoni hosil bo‘ladi. Biroq bu maydon A va B disklar aylanganda hosil bo‘lgan maydonga nisbatan ancha kichik bo‘ladi, C diskda qarama-qarshi ishorali zaryadlar paydo bo‘lib, ularning ta’siri qarama-qarshi yo‘nalgan ikkita aylanma tokka mos keladi.



81-rasm

Agar kondensator dielektrik bilan birgalikda yaxlit qilib aylantirilsa (81-rasm) unda har qaysi metall diskda harakatlanuvchi εq zaryad bo‘ladi, dielektrikning unga yaqin sirtida esa qarama-qarshi ishorali $(\varepsilon - 1)q$ zaryad hosil bo‘ladi. Natijaviy magnit maydonining kuchlanganligi H zaryadlar ayirmasi $\varepsilon q - (\varepsilon - 1)q = q$ ga proporsional bo‘ladi. q miqdorda zaryadlangan A va B disklarni aylantirganda hosil bo‘lgan magnit maydoni shu disklar orasida qanday C dielektrik joylashganiga bog‘liq emasligini ko‘rsatadi. Bu tajribalar qutblangan dielektriklarning bog‘langan zaryadlari harakatlanganda atrofdagi fazoda magnit maydoni hosil bo‘lishini isbotlaydi.

Elektron –nurli yoki razryad trubkadagi elektronlar oqimi (katod nurlari) o‘zining atrofida magnit maydoni hosil qiladi. Katod nurlari magnit maydoni ta’sirida o‘z vaziyatidan chetga og‘adi. Aksincha, katod nurlari o‘zining atrofida magnit maydonini vujudga keltirishi tufayli engil magnit strelkasini buradi. Katod nurlari (elektronlar oqimi) ning magnit maydonini A.F. Ioffe tajribalarda o‘lchagan.

Bio- Savar Laplas qonuniga ko‘ra o‘zgarmas $\vec{Q}$ tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadning magnit induksiyasi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{q[\vec{g} \cdot \vec{r}]}{\vec{r}^3} \quad (51.1)$$

bu yerda $\vec{r}$ zaryaddan kuzatish nuqtasiga o'tkazilgan radius vektor $\vec{B}$ vektor $\vec{g}$ va $\vec{r}$ vektorlar yotgan tekislikka perpendikulyar. (51.1) bo'yicha aniqlanayotgan $\vec{B}$ magnet maydon induksiyasining moduli quyidagi formuladan topiladi:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{qg}{r^2} \sin a \quad (51.2)$$

bu yerda a $\vec{g}$ va $\vec{r}$ vektorlar orasidagi burchak.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Tokning magnit maydoni va uni Ersted tomonidan aniqlash tajribasini tushuntirib bering.

2. Magnit maydonining xarakteristikalar: kuch chiziqlari, magnit maydon kuchlanganligi va superpozitsiya prinsipini tushuntiring.

3. Tok elementi deb nimaga aytiladi va uning vektor tabiati nimadan iborat.

4. Tok elementining magnit maydoni bilan elektrostatikadagi sinash nuqtaviy zaryadining maydoni o'rtasida qanday o'xshashlik bor.

5. Magnit induksiyasi, uning o'lchov birligi, moduli va yo'nalishi qanday aniqlanadi. Magnit induksiyasining elektrostatik analogi (o'xshashligi) qanday bo'ladi?

6. Bio-Saavar-Laplas qonunining mohiyati nimadan iborat va undan to'g'ri chiziqli tokning, aylanma tokning va solenoidning magnit maydonini hisoblab chiqaring va uni magnit maydonini hisoblashning boshqa usullari: magnit skalyar potensial, magnit vektor potensial va to'la tok qonuni orqali olingan natijalar bilan taqqoslang.

7. Harakatdagi elektr zaryadining magnit maydoni qanday hisoblanadi va uni tajribada kim aniqladi?

8. Konveksion tokning magnit maydoni qanday hisoblanadi va uni tajribada kimlar aniqlagan?

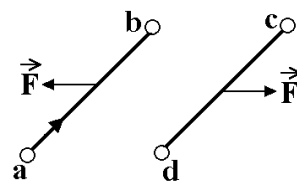
TEST TOPSHIRIQLARI

1. cd sim bo'ylab oqayotgan tok qayoqqa yo'nalgan:

a) d nuqtadan c nuqtaga; b) c nuqtadan d nuqtaga;

c) Savolga javob berish uchun ma'lumotlar yetarli emas;

d) Tok yo'nalishini aniqlab bo'lmaydi.

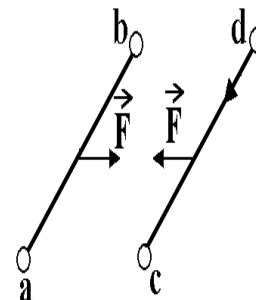


2. ab sim bo'ylab oqayotgan tok qayoqqa yo'nalgan:

a) b nuqtadan a nuqtaga; b) a nuqtadan b nuqtaga;

c) Savolga javob berish uchun ma'lumotlar yetarli emas;

d) Tok yo'nalishini aniqlab bo'lmaydi.



3. O'zaro parallel joylashgan o'tkazgichlardan oqayotgan tok kuchlarini o'zgartirmasdan oralaridagi masofa 2 marta oshirilsa ularning o'zaro ta'sir kuchi qanday o'zgaradi:

a) 2 marta kamayadi; b) 2 marta oshadi; c) O'zgarmaydi;

d) 4 marta oshadi

4. O'zaro parallel joylashgan o'tkazgichlar orasidagi masofani o'zgartirmasdan, ulardagi tok kuchlari 2 marta oshirilsa ularning o'zaro ta'sir kuchi qanday o'zgaradi:

a) 2 marta kamayadi; b) 2 marta oshadi; c) O'zgarmaydi;

d) 4 marta oshadi

5. O'zgaras tok oqayotgan va vakuumda o'zaro parallel joylashgan o'tkazgichlar atrofida magnit maydoni mavjudligini qanday hodisa tasdiqlaydi:

a) O'tkazgichlarning o'zaro ta'sirlashishi; b) O'tkazgichlarning o'zaro itarishishi; c) O'tkazgichlarning o'zaro tortishishi;

d) Hech qanday hodisa.

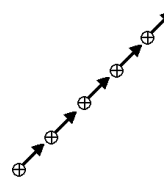
6. Rasmda harakatlanayotgan musbat zaryadlar tasvirlangan? Bu zaryadlar atrofida qanday maydon hosil bo'ladi :

a) Elektromagnit;

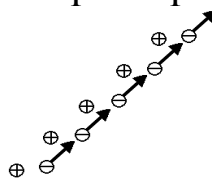
b) Magnit;

c) Elektr;

d) Hech qanday hodisa.



7. Metallardagi musbat zaryadlar qo'zg'almaydi. Elektronlar (manfiy zaryadlar) esa, rasmda ko'rsatilganday tartibli harakat qilmoqdalar.



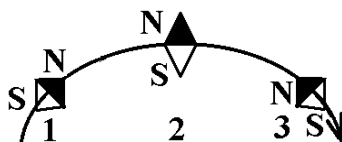
Metall o'tkazgich atrofida qanday maydon hosil bo'ladi:

- a) Elektromagnit; b) Magnit;
c) Elektr; d) Hech qanday hodisa.

8. Xalqaro birliklar sistemasida elektromagnit maydonning vakuumda tarqalish tezligi qanday:

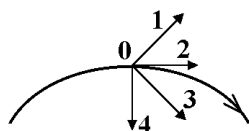
- a) $3 \cdot 10^8 \text{ m/c}$; b) $3 \cdot 10^8 \text{ km/c}$;
c) $3 \cdot 10^{10} \text{ km/c}$; d) $3 \cdot 10^9 \text{ km/c}$.

9. Markazi magnit maydoni induksiyasi chiziqlarida joylashgan magnit strelkasi qanday holatni egallaydi:



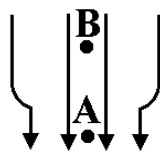
- a) 2; b) 3; c) 2; d) 1,2.

10. AB-magnit maydoni induksiyasi chizig'i yo'nalishini qaysi vektor aniqlaydi:



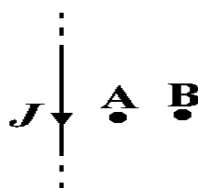
- a) 2; b) 3; c) 2; d) 4.

11. Qaysi nuqtada magnit maydoni induksiyasi katta:



- a) A nuqtada; b) B-nuqtada; c) Ikki nuqtada ham bir xil;
d) Savolga javob berish uchun rasmdagi ma'lumotlar yetarli emas.

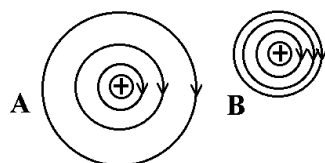
12. O'tkazgich bo'ylab J- tok oqmoqda. Qaysi nuqtada magnit maydoni induksiyasi kuchli:



- a) A nuqtada; b) B- nuqtada; c) Ikki nuqtada ham bir xil;

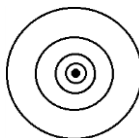
d) Savolga javob berish uchun rasmdagi ma'lumotlar yetarli emas.

13. Qaysi rasmda tokli to'g'ri o'tkazgichning magnit maydon induksiyasi chiziqlari to'g'ri tasvirlangan:



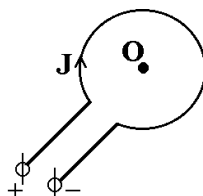
- a) B- rasmda; b) A- Rasmda; c) Ikkala rasmda ham bir xil;
d) Savolga javob berish uchun rasmdagi ma'lumotlar yetarli emas.

14. To'g'ri o'tkazgichdagi tok rasm tekisligi orqasidan bizga qarab yo'nalgan. O'tkazgich atrofidagi magnit maydoni induksiyasi chiziqlari qanday yo'nalgan:



- a) Soat strelkasi bo'ylab; b) Aniqlab bo'lmaydi;
c) Soat strelkasiga qarama- qarshi;
d) Savolga javob berish uchun rasmdagi ma'lumotlar yetarli emas.

15. Aylana o'tkazgich bo'ylab I tok oqmoqda. Shu tokning O nuqtada hosil qiladigan magnit maydoni induksiyasi qayoqqa yo'nalgan:



- a) Bizga; b) Bizdan; c) O nuqtada magnit maydoni mavjud emas;
d) Aniqlab bo'lmaydi.

16. Rasmda I tok oqayotgan g'altak tasvirlangan. Shu tokning a) magnit maydoni qayoqqa yo'nalgan b) uning janubiy qutbi qayerda joylashgan:



- a) a) chapga, b) o'ngda; b) a) o'nga, b) o'ngda;
c) a) chapga, b) chapda; d) a) o'ngga, b) chapda.

VIII BOB. VAKUUMDAGI MAGNIT MAYDON INDUKSIYA VEKTORINING SIRKULYATSIYASI VA TO‘LA TOK QONUNI

§ 52. Doimiy magnit maydonining vakuumdagi tenglamasining integrall ko‘rinishi

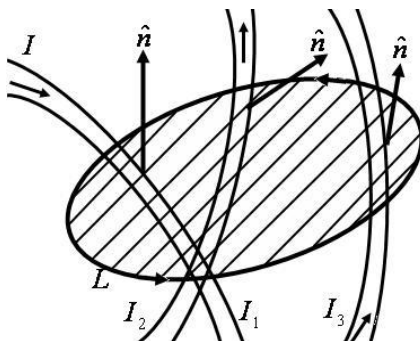
Oqim haqidagi teorema. Har qanday yopiq sirt S orqali o‘tuvchi magnit induksiya oqimi nolga teng.

$$\oint_S B_n dS = 0 \quad (52.1)$$

Bu shuni bildiradiki, magnit induksiya chiziqlari uzluksiz bo‘lib, magnit maydonida zaryadlar oqimi to‘planadigan nuqtalar yo‘qdir. Shuning uchun ham aytadilarki, tabiatda magnit zaryadlari yo‘q deb.

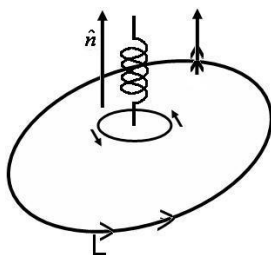
Sirkulyatsiya haqidagi teorema. Magnit induksiyasining yopiq kontur L bo‘yicha Sirkulyatsiyasi shu konturni kesib o‘tuvchi toklarning algebraik yig‘indisiga teng (82-rasm).

$$\int_L B_l dl = \mu_0 \sum_i I_i \quad (52.2)$$



82-rasm

Toklarning ishorasi quyidagi shart bo‘yicha aniqlanadi. Sirt normaliga nisbatan o‘tkir burchak tashkil qilgan toklar musbat ishora bilan, shu sirt normaliga nisbatan o‘tmas burchak hosil qilgan toklar manfiy ishora bilan aniqlanadi. Bu yerda yana shu narsa inobatga olinadiki, normalning va konturni o‘rab olgan yo‘nalishlar parma qoidasi bilan aniqlanadi: *parma dastasi qabul qilingan kontur yo‘nalishi bo‘yicha harakat qilayotgan bo‘lsa, normal parmaning ilgarilanma harakati bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi* (83-rasm).



83-rasm

§ 53. Magnit maydon induksiyasining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi va to'la tok qonuni

Ko'rib o'tgan edikki, elektrostatik maydon kuchlanlik vektori E ning ixtiyoriy yopiq kontur L bo'yicha sirkulyatsiyasi nolga teng edi:

$$\int E dl = 0 \quad (53.1)$$

Magnit maydoni elektrostatik maydondan farqli bo'lib, u potensial maydon emasdir: Magnit induksiya vektorining $\vec{B}$ yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi umumiy holda nolga teng emas va konturni tanlab olishga bog'liq. Bunday maydonni vektor tahlilida uyurmali maydon deyiladi.

Misol sifatida, vakuumda joylashgan cheksiz uzunlikdagi I miqdorda tok o'tuvchi o'tkazgichning magnit maydonini qaraylik (84-rasm). Bu maydonning magnit induksiya chiziqlari aylanadan iborat bo'lib, o'tkazgich tekisligiga perpendikulyar, markazi uning o'qida yotadi. 84a-rasmda bu chiziqlar punktir bilan tasvirlangan. $\vec{B}$ vektorining ixtiyoriy magnit induksiya chizig'i bo'yicha, ya'ni aylana radiusi r bo'yicha topamiz:

$$\int B dl = \int B dl \cos(Bdl) \quad (53.2)$$

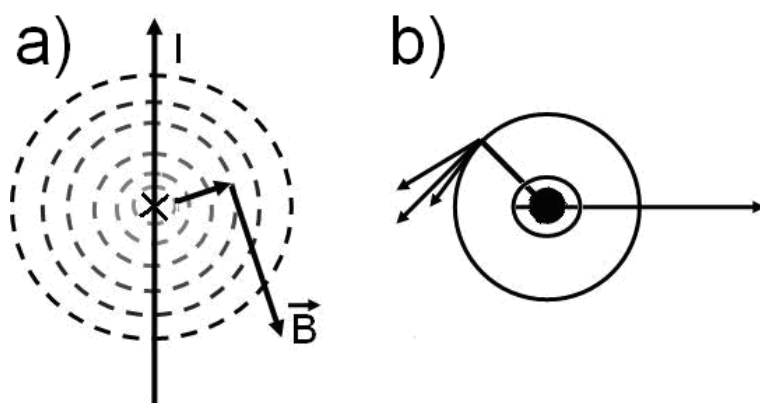
Induksiya chizig'ini barcha nuqtalarida $\vec{B}$ son jihatdan quyidagiga teng:

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r} \quad (53.3)$$

Bu kuch chiziqqa o'rinma bo'yicha yo'nalgan ($\cos(\vec{B}, d\vec{l})=1$)

Demak,

$$\int B dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r} \int dl = \mu_0 I \quad (53.4)$$



84-rasm

Bu ifodadan ikkita natija kelib chiqadi: a) to'g'ri chiziqli tokning magnit maydoni - uyurmali maydondir, chunki unda $\vec{B}$ ning magnit induksiya chizig'i bo'yicha Sirkulyatsiyasi nolga teng emas.

b) to'g'ri chiziqli tok magnit induksiya vektori $\vec{B}$ ning Sirkulyatsiyasi (vakuumda) barcha magnit induksiya chiziqlari bo'yicha bir xil va magnit doimiysining tok kuchi ko'paytmasiga teng (53.4).

Ko'rsatish mumkinki, keyingi ifoda (53.4) ixtiyoriy shakldagi cheksiz uzunlikdagi tokli o'tkazgichni o'rab olgan kontur uchun ham o'rinli ekanini (83b-rasm). Konturning A nuqtasida magnit induksiya $\vec{B}$ radius vektor $\vec{r}$ ga perpendikulyar. 81b rasmdan ko'rinadiki,

$$Bdl \cos(B, dl) = bdl, \quad (53.5)$$

bu yerda $dl_1 = dl \cos(\vec{B}, \vec{dl})$ — $\vec{dl}$ vektorining $\vec{B}$ vektor yo'nalishidagi proyeksiyasi. Aylanaga urinma bo'lgan kichik dl kesmani aylana yoyi bilan almashtirish mumkin: $dl_1 = r d\varphi$, bu yerda $d\varphi$ - markaziy burchak. Bu qiymatlardan dl_1 ni (53.5) ga va $\vec{B}$ ni formula (53.3) qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz.

$$Bdl \cos(B, dl) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r} r d\varphi = \frac{2I\mu_0}{4\pi} d\varphi \quad (53.6)$$

Butun yopiq kontur L bo'yicha integrallasak va φ ni 0 dan 2π gacha o'zgaradi deb qarasak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\int Bdl \cos(B, dl) = \int \frac{\mu_0 I}{4\pi} d\varphi = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int d\varphi \text{ yoki } \int Bdl = \mu_0 I \quad (53.7)$$

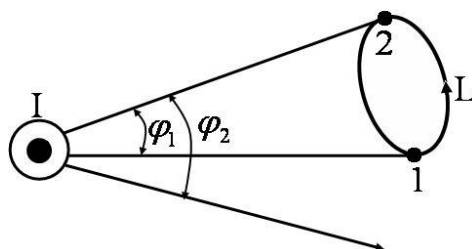
Shunday qilib, biz isbot qildikki, bu formula (53.4) ning o'zginasi bo'lib, u istalgan yopiq kontur uchun, kontur shaklidan qat'iy nazar o'rinli ekan.

Yopiq kontur L tokli o'tkazgichni o'rab olgan holini qaraymiz. (82 rasm), u holda:

$$\int Bdl = \int_1^2 Bdl + \int_2^1 Bdl \quad (53.8)$$

bu yerda 1-2 va 2-1- konturning qismlari. Integral ostidagi ifodani formula (53.6) bo'yicha almashtirsak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$\int Bdl = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left(\int d\varphi + d\varphi \right) = 0 \quad (53.8)$$



85-rasm

Shunday qilib, to'g'ri chiziqli tokning magnit induksiya vektorining o'tkazgichni o'rab olgan qismida nolga teng.

Isbot qilish mumkinki, (53.4) va (53.9) munosabatlar vakuumdagi magnit maydonlari uchun ham o'rinli ekanligini va uning universal ekanligini isbot qilish mumkin. Umumiy holda magnit maydonini $I_1, I_2, \dots, I_n$ tokli o'tkazgichdan iborat n ta o'tkazgich hosil qilishi mumkin. Bitta i -nchi tokli o'tkazgichning vakuumda hosil qilgan induksiyasini $\vec{B}_i$ bilan belgilaymiz. U holda, superpozitsiya prinsipiga ko'ra yig'indi induksiya quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{B} = \sum \vec{B}_i \quad (53.10)$$

$\vec{B}$ vektorining ixtiyoriy yopiq L kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \int \left(\sum \vec{B}_i \right) d\vec{l} = \int \left(\sum \vec{B}_i \right) d\vec{l} \quad (53.11)$$

(53.4) va (53.8) ga ko'ra,

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \begin{cases} \mu_0 I_i, & \text{agar kontur } L \text{ } I_i \text{ tokni o'rasa} \\ 0, & \text{agar kontur } L \text{ } I_i \text{ tokni o'ramasa} \end{cases} \quad (53.12)$$

Demak,

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{k=1}^n I_k \quad (51.13)$$

bu yerda n — L konturni o‘rab olgan tokli o‘tkazgichlar soni. (53.12) tenglamaga vakuumdagi magnit maydoni uchun to‘la tok qonunining matematik ifodasi deyiladi. Vakuumda magnit maydon induksiya vektorining yopiq kontur bo‘yicha Sirkulyatsiyasi magnit doimiylikni shu kontur tomonidan o‘rab olingan toklarning algebraik yig‘indisining ko‘paytmasiga teng.

Magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ vakuumda magnit induksiya $\vec{B}$ si bilan $\vec{H}=\vec{B}/\mu_0$ munosabat orqali bog‘langandir, u vaqtda (53.7) ni hisobga olsak, to‘la tok qonunini yana boshqa shaklda yozish mumkin

$$\oint Hdl = \sum I_k \quad (53.14)$$

Keyinchalik ko‘rsatamizki, to‘la tok qonunini vakuumdagi magnit maydondan tashqari, ixtiyoriy muhit uchun ham to‘g‘ridir.

(53.13) formulada yopiq L konturni o‘rab oluvchi toklarning algebraik yig‘indisi I_k , L konturni o‘rab olgan S sirtidan o‘tuvchi o‘tkazuvchanlik toklarining yig‘indisi bo‘lgani uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\sum I_k = \int j dS \quad (53.15)$$

bu yerda j - o‘tkazuvchan tok zichligi. Bu ifodani hisobga olib, (53.14) ifodani olsak quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint Hdl = \int j dS \quad (53.16)$$

Magnit induksiya vektorining yopiq kontur L bo‘yicha sirkulyatsiyasi, shu konturni chegaralovchi sirtni kesuvchi toklarning algebraik yig‘indisiga tengdir (82-rasm).

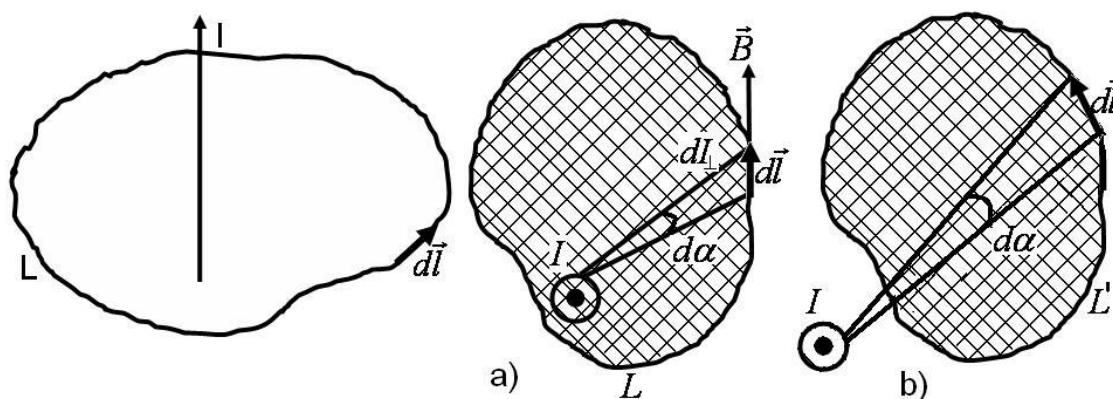
$$\oint \vec{B}_l dl = \mu \sum I_i \quad \oint \vec{B}_l dl = \mu_0 \sum I_i \quad (53.17)$$

Tok kuchlarining ishorasi quyidagi qoida bo‘yicha aniqlanadi: Sirtni normal bilan o‘tkir burchak ostida kesuvchi toklar “+” ishora bilan, shu sirtni normal bilan o‘tmas burchak ostida kesuvchi toklar “-” ishora bilan olinadi (82-rasm). Shuni hisobga olish kerakki, normalning yo‘nalishi va konturni aylanani yo‘nalishi bir biri bilan parma qoidasi asosida moslashtirilgandir. Parma dastasi konturdagi tanlab olingan yo‘nalish bo‘yicha aylantirilsa, u vaqtda normal parmaning ilgarilanma harakati tomon yo‘nalishi kerak (83-rasm). (53.17) ga asosan $\vec{B}$

vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi 0 dan farq qiladi, u vaqtda $\oint \vec{B}_1 d\vec{l}$ boshlang'ich A va oxirgi C nuqtadan tashqari, egri chiziqlarning shakliga ham bog'liqdir. Shuning uchun ham magnit maydonida elektrostatikadagi potensialning shakli analogini kiritib bo'lmaydi. Bundan ko'rinadiki, magnit maydoni potensial emasdir, uning elektrostatik maydondan farqi ham shunda.

Sirkulyatsiya teoremasi umumiy holda magnit induksiyasini hisoblash imkonini bermaydi, chunki u integral belgisi ostida turibdi. Lekin ba'zi sodda hollarda, maydon simmetriyaga ega bo'lgan hollarda, yopiq kontur tanlab olish mumkin, uning barcha qismlarida $B_1 \neq 0$, $B_1 = B = \text{const}$. Bu vaqtda sirkulyatsiya ifodasida integraldan tashqariga magnit induksiyasini chiqarish mumkin va osongina hisoblash mumkin.

Elektrostatikadagi singari magnit maydonining ham differensial shaklini topamiz. Elektrostatikada bu masala Kulon qonuni va superpozitsiya prinsipidan keltirib chiqarilgan edi. Magnit maydonida bu masalani elektrostatikaga o'xshash holda Bio-Saavar-Laplas va superpozitsiya prinsipidan keltirib chiqarish mumkin. Uning integral shakliga to'la tok qonuni ham deb ataydi. Eng sodda holni qaraymiz. Cheksiz uzunlikdagi To'g'ri chiziqli tokning hosil qilgan magnit maydon induksiya chiziqlari konsentrik halqalardan iborat, uning induksiyasi $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ formula bilan hisoblanar edi. Endi $\vec{B}$ vektor Sirkulyatsiyasi $\oint_L \vec{B} d\vec{l}$ ni qandaydir yopiq kontur L bo'yicha hisoblayiz (83a)-rasm). Bu integralni hisoblash uchun rasmdagi belgilashlardan foydalanamiz.



86-rasm

86 a)-rasmdan

$$\vec{B}d\vec{l} = Bdl \cos(\vec{B}d\vec{l}) = Bdl_{\perp} \quad (53.18)$$

$d\alpha = \frac{dl_{\perp}}{r}$, buni hisobga olsak

$$\vec{B}d\vec{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r} dl_{\perp} = \frac{\mu_0}{2\pi} Id\alpha \quad (53.19)$$

U vaqtda

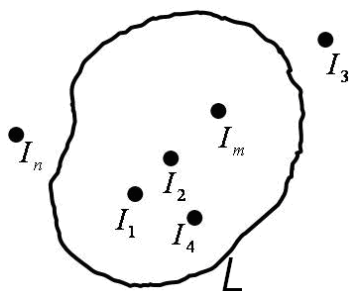
$$\oint_L \vec{B}d\vec{l} = \frac{\mu_0}{2\pi} I \oint_L d\alpha = \mu_0 I, \quad (53.20)$$

Demak, $\vec{B}$ vektorining yopiq L kontur bo'yicha Sirkulyatsiyasi konturning ko'rinishiga bog'liq bo'lmasdan, balki faqat tok orqali aniqlanadi. Agar kontur L` tokni (I) o'rab olmasa, 86 b)-rasm $\oint_{L'} d\alpha = 0$,

ya'ni $\vec{B}$ vektorining yopiq kontur bo'yicha Sirkulyatsiyasi nolga teng. Olingan natijalarni quyidagicha yozish mumkin:

$$\int_L \vec{B}d\vec{l} = \begin{cases} \mu_0 I_i, & \text{integrallash kontur tokni o'rasa} \\ 0, & \text{integrallash kontur tokni o'ramasa} \end{cases} \quad (53.21)$$

Endi juda ko'p sondagi toklar berilgan bo'lsa va ulardan qisman konturni kessa.



87-rasm

Magnit maydon induksiyasining konturning har bir nuqtasidagi induksiyasi superpozitsiya prinsipiga ko'ra, har bir tok hosil qilgn magnit maydon induksiyalarning yig'indisiga teng bo'ladi:

$$\vec{B} = \sum_i B_i \quad (53.22)$$

Bu ifodan (52.22) ning chap tomoniga qo'ysak,

$$\int_L \vec{B} d\vec{l} = \int_L \left(\sum_i \vec{B}_i \right) d\vec{l} = \sum_i \int_L \vec{B}_i d\vec{l} = \sum_{k=1}^n \mu_0 I_k = \mu_0 I \quad (53.23)$$

Bu yerda k – konturni kesib o'tgan toklarning biri. Kontur L ni kesmagan toklar integralga keltirmamiz. Demak, (53.23) dagi toklar konturni o'rab olgan barcha toklarning yig'indisi. Shuning uchun umumiy ko'rinishda uni to'la tok qonuni deb ataymiz va quyidagicha yozamiz:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 I \quad (53.24)$$

To'la tok qonunining differensial ko'rinishi. Sirt orqali o'tayotgan to'la tok $I = \int_S \vec{j} dS$ ga teng, bu yerda j – tokning hajmiy zichligi. U vaqtda to'la tok qonunini (53.23) quyidagicha yozamiz:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{j} dS \quad (53.25)$$

Bu ifodaning o'ng qismini Stoks teoremasi bo'yicha sirt integrali orqali yozamiz:

$$\oint_L \vec{B} d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{B} d\vec{S}$$

(53.24) ifodani quyidagicha yozamiz.:

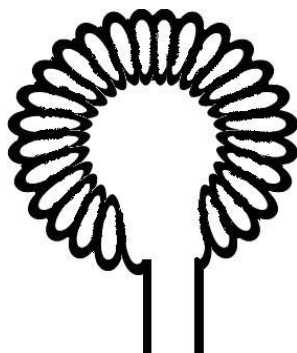
$$\int_S [\text{rot} \vec{B} - \mu_0 \vec{j}] dS = 0 \quad (53.26)$$

U vaqtda integral ostidagi ifoda ham nolga teng bo'ladi va undan quyidagi kelib chiqadi.:

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (53.27)$$

Bu ifoda to'la tok qonunining differensial shakli hisoblanadi.

To'la tok qonunini tajribada tekshirish. To'la tok qonunini namoyish qilish va uni tajribada tekshirish uchun Rogovskiy belbog'i foydalaniladi. U belbog' shaklida yasalgan bo'lib, uning uchlari galvanometrغا ulanadi. Uning ishlashi Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga asoslanadi: spiral zanjirda magnit maydon o'zgarganda elektr toki hosil bo'ladi.



88 – rasm.

Rogovskiy belbog'i.

Galvanometr ko'rsatishi bo'yicha $\int_L \vec{B} d\vec{l}$ aniqlanadi, bu yerda L –

Rogovskiy belbog'i konturi. To'la tok qonunini namoyish qilish uchun Rogovskiy belbog'ini 88-rasmdagi singari joylashtiramiz, ya'ni L va L' kontur bo'yicha. Tokni ulaganda 86a- rasmda galvanometr strelkasi chetlanadi va u $\mu_0 I$ ga teng bo'ladi. 86b-rasmda ko'rsatilgan holda galvanometr nolni ko'rsatmaydi, bu esa $\vec{B}$ ning L' kontur bo'yicha Sirkulyatsiyai nolga tengligini ko'rsatadi. To'la tok qonuni differensial ko'rinishini Bio-Savar-Laplas qonunidan ham bevosita keltirib chiqarish mumkin.

Sirkulyatsiya teoremasi umumiy holda magnit induksiyasini hisoblash imkonini bermaydi, chunki u integral ostida turadi. Lekin, ba'zi sodda hollarda, ayniqsa maydon yetarli simmetriyaga ega bo'lgan hollarda yopiq kontur tanlab olib, induksiyaning hisoblashi mumkin. U vaqtda magnit induksiyaning integraldan chiqarishi mumkin va oson hisoblash mumkin. Bir necha misol qarab chiqaylik.

§ 54. Sirkulyatsiya teoremasidan to'g'ri chiziqli, aylanma va cheksiz uzunlikdagi solenoidning magnit maydon induksiyasi va kuchlanganligini hisoblash

To'g'ri chiziqli tokning hosil qilgan magnit maydon induksiyasini hisoblash. 84a)-rasmdan ko'rinadiki, tokni urab olgan kontur konsentrik halkalardan iborat va undan r masofadagi nuqtada maydon induksiyasini topish kerak bo'lsin. Sirkulyatsiya teoremasi (53.12) ni qo'llab, $\vec{B}$ ni hisoblash qiyin emas:

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \int B dl \cos(\vec{B} d\vec{l}) \quad (54.1),$$

$\vec{B} \perp d\vec{l}$ bo'lgani uchun $\cos(\vec{B} d\vec{l})=1$ ga teng bo'ladi. Ikkinchidan aylananing barcha nuqtalarida induksiya vektori $\vec{B}$ doimiy qiymatga ega bo'ladi. Shuning uchun uni integral ostidan chiqarish mumkin. Natijada (53.1) ifoda quyidagiga teng bo'ladi:

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \int B dl \cos(\vec{B} d\vec{l}) = B \int dl = 2\pi r B \quad (54.2)$$

Sirkulyatsiyaning umumiy teoremasiga asosan, (54.2) ifodaning chap qismi $\mu_0 I$ ga teng, (54.1) va (54.2) ifodalarning chap tomonlari teng bo'lganligi uchun, uning o'ng tomonlarini tenglashtirib, $B = \frac{2I\mu_0}{4\pi r}$ ga ega bo'lamiz. Bu ifodani, ya'ni to'g'ri chiziqli tokning r masofada joylashgan nuqtadagi magnit maydon induksiyasini biz Bio-Savar-Laplas qonunidan foydalanib ham chiqargan edik.

Aylanma tokning markazidagi nuqtada magnit maydon induksiyasi. Radiusi R ga teng bo'lgan aylana o'tkazgich bo'yicha I miqdordagi tok kuchi o'tayotgan bo'lsin. Uning markazidagi va undan r masofada joylashgan nuqtada induksiyaning sirkulyatsiya teoremasidan foydalanib topish mumkin. Sirkulyatsiya teoremasiga asosan quyidagini yozamiz:

$$\int \vec{B} d\vec{l} = \int B dl \cos(\vec{B} d\vec{l}) = B \int dl = 2\pi R B \quad (54.3)$$

Ikkinchidan, Sirkulyatsiyaning umumiy teoremasiga asosan, (54.1) formulaning chap tomoni $\mu_0 I$ ga teng. Ko'rsatish mumkinki, bu ikki munosabatlardan

$$B = \frac{2I\mu_0}{4\pi R} \quad (54.4)$$

kelib chiqadi.

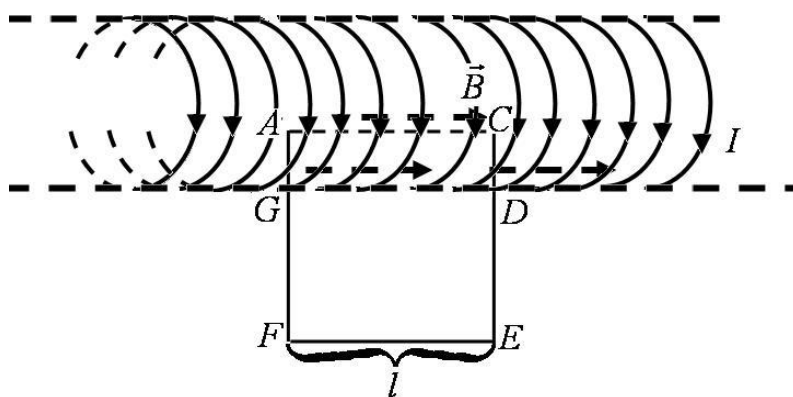
Cheksiz uzunlikdagi solenoidning maydoni. 77-V) rasmda real solenoid maydonining kuch chiziqlari keltirilgan. Agar solenoidni cheksiz uzunlashtirib borilsa, u vaqtda magnit induksiya chiziqlari solenoid ichida «to'g'rilanib boradi», solenoid o'qiga parallel bo'lgan to'g'ri chiziq shakliga yaqinlashadi, solenoiddan tashqarida maydon nolga teng bo'ladi. Ana shunday cheksiz uzunlikdagi solenoidning ichki qismidagi magnit induksiyasini hisoblaymiz, Sirkulyatsiya teoremasini qo'llaymiz. Bu teoremadan L kontur o'rniga ACEF to'g'ri burchakli konturni olamiz, uning AC tomonlari uzunligi maydon izlanayotgan

nuqtadan o'tadi va solenoid o'qiga parallel. Unga qarama-qarshi bo'lgan tomon EF solenoiddan tashqarida yotadi (89-rasm). Bu konturning barcha qismlarida, AC tomondan tashqari $\vec{B}_i$ ga teng, chunki DEFG sohada $\vec{B}_i = 0$, a CD va GA sohalarga $\vec{B}$ vektor pependikulyar. Shuning uchun $\vec{B}$ vektorning Sirkulyatsiyasi butun kontur bo'yicha AC kesma bo'yicha integralga keltiriladi:

$$\oint_L B_i dl = \int_A^C B_i dl \quad (54.5)$$

Vektor $\vec{B}$ AC to'g'ri chiziq bo'yicha yo'nalgan, simmetriya tasavvuriga ko'ra uning barcha nuqtalarida bir xildir, u vaqtda $\vec{B}_i = \vec{B} = \text{const}$. Sirkulyatsiya uchun ifoda quyidagicha bo'ladi:

$$\oint_L B_i dl = \int_A^B B_i dl = \int_A^C B_i dl = Bl \quad (54.6)$$



89-rasm

Rasmdan ko'rinadiki, qarayotgan kontur yuzasini n l o'ram kesib o'tadi, bu yerda n-solenoid uzunligi biriligidagi o'ramlar soni. Demak, bu konturni kesib o'tuvchi yig'indi tok lnI ga teng, bu yerda I - solenoiddagi tok kuchi. Sirkulyatsiya teoremasiga asosan:

$$lB = \mu_0 lnI \quad (54.7)$$

bu yerdan $B = \mu_0 nI$ hosil bo'ladi.

Formuladan ko'rinadiki, magnit induksiya nuqtaning holatiga bog'liq emas, solenoid ichida maydon bir jinslidir. Bunday maydon uzunligi ko'ndalang kesimidan juda katta bo'lgan real solenoidda ro'y beradi (solenoid cheti yaqinidagi maydon bunga kirmaydi). Solenoidning tashqarisida maydon bo'lmaydi. Ichida bir jinsli maydon bo'lgan uzun solenoid elektrostatikadagi yassi kondensatorga mos keladi.

Demak, to'la tok qonuni va Sirkulyatsiya teoremasi simmetriyaga ega bo'lgan tokli o'tkazgichlarning magnit maydonlarini hisoblash mumkinligini ko'rsatadi. Bu jihatdan u elektrostatikadagi Gauss teoremasiga aynan o'xshashdir.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Magnit maydonining sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani isbotlang. Bu teoremadan foydalanib, to'g'ri chiziqli, aylanma va solenod shaklidagi o'tkazgichlarning hosil qilgan magnit maydonlarini hisoblang. Olingan natijalarni shu shakldagi tokli o'tkazgichlarning magnit maydonini hisoblaydigan Bio-Savar-Laplas qonunidan olingan natijalar bilan takkoslang.

2. Toroid va cheksiz uzunlikdagi solenoidning ixtiyoriy nuqtada hosil qilgan kuchlanganligini toping.

3. Magnit oqimi deb nimaga aytiladi, uning o'lchov birliklarini ayting.

4. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi qanday ko'rinishga ega bo'ladi, uning fizik ma'nosi nimadan iborat?

5. Magnit zanjirlari uchun qanday qonunlar mavjud va ularning elektr zanjiri qonunlari bilan qanday o'xshashlikga ega?

6. Magnit zanjirlari uchun Kirxgof qonunlari qanday ko'rinishga ega bo'ladi.

7. Magnit zanjirlariga misollar keltiring.

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan yassi yuza va bir jinsli bo'lmagan maydonda joylashgan ixtiyoriy shakldagi yuza orqali magnit oqimlari (Φ_{B1} va Φ_{B2}) qanday ifodalar bilan aniqlanadi:

$$a) \Phi_{B1} = BS \cos \alpha \quad \text{ba} \quad \Phi_{B2} = \int_S B_n dS; \quad b) \Phi_{B1} = BS \cos \alpha \quad \text{ba} \quad \Phi_{B2} = BS$$

$$c) \Phi_{B1} = \int_S B dS \quad \text{ba} \quad \Phi_{B2} = BS \cos \alpha; \quad d) \Phi_{B1} = BS \cos \alpha \quad \text{ba} \quad \Phi_{B2} = \int_S S dB$$

2. Magnit maydoni induksiyasining ixtiyoriy yopiq sirt bo'yicha oqimi nimaga teng:

$$a) \oint_S B_n dS = \mu_0 H; \quad b) \oint_S B_n dS = 0; \quad c) \oint_S B_n dS = Bl; \quad d) \oint_S B_n dS = \frac{J}{\mu_0}.$$

3. Induksiyasi 1 Tl bo'lgan magnit maydoni induksiyasi chiziqlariga 60° burchak ostida joylashgan 2 m^2 yassi yuza orqali magnit oqimi nimaga teng:

- a) 0,01 Vb; b) 1 Vb; c) 0,0001 Vb; d) 2 Vb.

4. Bir jinsli magnit maydonining induksiyasi 2 marta oshgan. Shu maydonda joylashgan sferik sirt orqali magnit oqimi qanchaga o'zgargan:

- a) 2 marta oshgan; b) 2 marta kamaygan;
c) 4 marta oshgan; d) O'zgarmagan (0).

5. Magnit oqimi xalqaro birliklar sistemasida qanday birlikda o'lchanadi:

- a) Veber; b) Gauss; c) Tesla; d) Maksvell.

6. Bir jinsli magnit maydonining induksiyasi 2 marta oshdi. Shu maydondagi yuza orqali oqim qanchaga o'zgargan:

- a) O'zgarmagan (0); b) 2 marta oshgan;
c) 2 marta kamaygan; d) 4 marta oshgan.

7. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan yassi yuza va bir jinsli bo'lmagan maydonda joylashgan ixtiyoriy shakldagi yuza orqali magnit oqimlari (Φ_{B1} va Φ_{B2}) qanday ifodalar bilan aniqlanadi:

a) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ Ba $\Phi_{B2} = \int_S B_n dS$;

b) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ Ba $\Phi_{B2} = BS$;

c) $\Phi_{B1} = \int_S B dS$ Ba $\Phi_{B2} = BS \cos \alpha$;

d) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ Ba $\Phi_{B2} = \int_S S dB$.

8. Magnit maydoni induksiyasining ixtiyoriy yopiq sirt bo'yicha oqimi nimaga teng:

a) $\oint_S B_n dS = \mu_0 H$; b) $\oint_S B_n dS = Bl$;

c) $\oint_S B_n dS = 0$; d) $\oint_S B_n dS = \frac{J}{\mu_0}$.

9. Magnit maydoni induksiyasi vektorining yopiq kontur bo'yicha sirkulyatsiyasi haqidagi teorema (to'liq tok qonuni) ning matematik ifodasini aniqlang:

a) $\oint_l B_l dl = \mu_0 \sum_{i=1}^N J_i$; b) $dB = K' \frac{J \sin \alpha dl}{r^2}$;

c) $\oint_S B_n dS = 0$; d) $\Phi_E = \oint_S B_n dS = 0$

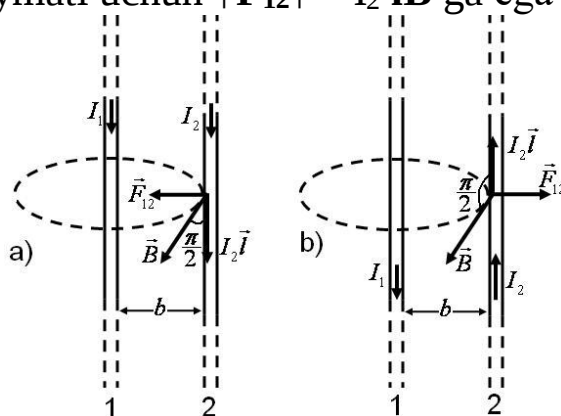
IX BOB. MAGNIT MAYDONIDA TA'SIR QILUVCHI KUCHLAR

§ 55. Parallel tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siri

Tokli o'tkazgichga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi kuchlarni aniqlash uchun quyidagicha ish yuritamiz. Tokning juda kichik elementiga ta'sir qiluvchi kuch (46.1) formula bilan aniqlanadi. O'tkazgichning barcha kichik elementlariga ta'sir etuvchi kuchlarning yig'indisi olinadi, natijada tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi to'la kuch topiladi. Agar o'tkazgich to'g'ri chiziqli bo'lsa, maydon bir jinsli bo'lsa, u vaqtda formula (46.1) chekli uzunlik qismiga ta'sir etuvchi kuch $\mathbf{F}$ ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\mathbf{F} = [I\mathbf{B}] \quad (55.1)$$

Misol sifatida ikkita parallel uzun tokli o'tkazgichning o'zaro ta'sir kuchini hisoblaymiz. 1-chi va 2-chi o'tkazgichdagi tok kuchlarini I_1 va I_2 bilan belgilasak, o'tkazgich orasidagi masofani b bilan belgilasak (86-rasm) 1-chi o'tkazgichning 2-chi o'tkazgichning uzunligi ℓ qismiga ta'sir qiluvchi kuch $\mathbf{F}_{12}$ ni hisoblaymiz. 1-o'tkazgichning 2-o'tkazgich joylashgan nuqtalaridagi maydon induksiyasi kattaligi jihatdan teng va yo'nalish jihatdan qarama-qarshi bo'lib, formula (55.1) bilan aniqlanadi. Shuning uchun $\mathbf{F}_{12}$ kuch uchun (55.1) formula o'rinlidir. $\mathbf{F}_{12} = [I_2\mathbf{B}]$ va I_2 l bilan $\mathbf{B}$ o'rtasidagi burchak $\pi/2$ ga teng ekanligini hisobga olsak, kuchning absolyut qiymati uchun $|\mathbf{F}_{12}| = I_2 |\mathbf{B}|$ ga ega bo'lamiz.



86-rasm

(48.4) dan $\mathbf{B}$ ning qiymatini qo'ysak, I ni I_1 ga almashtirsak, oxirida quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$F_{12} = \frac{\mu_0 2I_1 I_2 l}{4\pi b} \quad (55.2)$$

F_{12} kuch 1- o'tkazgichga tomon yo'nalgan bo'ladi, agar I_1 va I_2 toklar bir xil yo'nalishga ega bo'lsa, ya'ni ular tortishadi (90a)-rasm), agar toklarning yo'nalishi qarama-qarshi bo'lsa, ular itarishadi. (90b)-rasm). Shunday qilib, bir xil yo'nalgan parallel toklar bir biriga tortishadi, qarama-qarshi yo'nalishda (antiparallel) bo'lsa bir biridan itariladi.

Formula (55.2) XB sistemasida tok kuchining birligini aniqlashda qo'llaniladi. Agar $I_1 = I_2 = 1A$, $b=1m$ bo'lsa $F_{12}/l = 2\mu_0/4\pi$ bo'ladi. Shunday qilib, 1 amper tok kuchi shunday tok kuchiki, uzun parallel o'tkazgichlardan o'tganda o'tkazgichning uzunlik birligiga $2\mu_0/4\pi$ yoki (55.2) ga ko'ra $2 \cdot 10^{-7} N/m$ kuchni hosil qiladi.

§ 56. Magnit maydonining tokli o'tkazgichga ta'siri

Endi magnit maydonining yopiq tokli konturga ta'sirini o'rganamiz. Bir jinsli magnit maydoniga joylashtirilgan ACDE tokli ramkaga ta'sir etuvchi kuchni hisoblaymiz. Ramka tomonlari $AC=DE=a$ va $CD=EA=b$. Undagi tok kuchi I va ramka shunday yo'nalganki, AC va DE tomonlari magnit induksiya chiziqlariga perpendikulyardir. Ramkaning magnit moment vektori $\mathbf{P}$ magnit maydon induksiyasi vektori $\mathbf{B}$ bilan α burchak hosil qiladi (91-rasm)

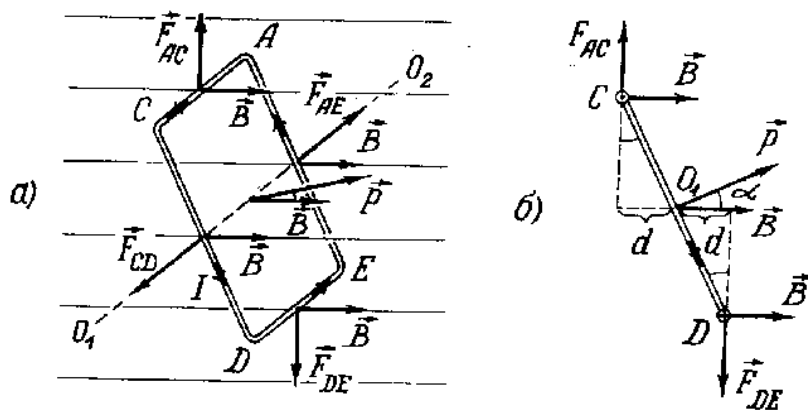
Ramka tomonlariga ta'sir qilayotgan kuchlarni (55.2) bilan aniqlaymiz. Ramka tomonlariga ta'sir qilayotgan kuchlarning yo'nalishini hisobga olsak, uning absolyut kattaliklari mos ravishda quyidagiga teng:

$$F_{AC} = F_{DE} = IaB \sin \pi/2 = IaB$$

$$F_{CD} = IbB \sin(\pi/2 - \alpha) = IbB \cos \alpha \quad (56.1)$$

$$F_{EA} = IaB \sin(\pi/2 + \alpha) = IbB \cos \alpha = F_{CD}$$

Bularning yo'nalishi 91-rasmda ko'rsatilgan.



91-rasm

Shuni qayd etamizki, yig'indi kuch nolga teng, chunki kuchlar kattaligi jihatdan teng va yo'nalishi jihatdan qarama-qarshidir:

$$F_{AC} + F_{DE} + F_{DC} + F_{EA} = 0 \quad (56.2)$$

Demak, ramkaning massa markazi qo'zg'almas bo'lib qoladi, agar u dastlab qo'zg'almas bo'lgan bo'lsa. Endi O_1 O_2 o'qqa nisbatan kuch momentini hisoblaymiz. (Ramka tomonlari AC va DE ga parallel o'tgan o'qqa nisbatan) M_{AC} , M_{DE} , M_{CD} va M_{EA} larning absolyut qiymatlarini $M = F_{\perp}d$ formulaga asosan hisoblaymiz, bu yerda $F_{\perp}$ -kuchning tekislikka perpendikulyar bo'lgan o'qqa proyeksiyasi, d-uning yelkasi. F_{CD} va F_{EA} kuchlar o'q bo'ylab yo'налgani uchun uning perpendikulyar proyeksiyalari nolga teng bo'ladi, $M_{CD} = M_{EA} = 0$ va F_{AC} hamda F_{DE} kuchlar o'qqa perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi. Ular bir xil absolyut kattalikka (56.1) ega bo'ladi va yelkalari $d = b \sin \alpha / 2$ (91b)-rasm). Shuning uchun $M_{AC} = M_{DE} = Iab \sin \alpha / 2$. Bu momentlar bir xil yo'nalishda ta'sir qiladi (91-rasm, ikkala moment ramkani soat strelkasiga teskari yo'nalishda aylantiradi). Yig'indi momentning absolyut qiymati ular momentlar absolyut qiymatlari yig'indisiga teng:

$$M = M_{AC} + M_{DE} = 2M_{AC} = IabB \sin \alpha \quad (56.3)$$

$a \cdot b = S$ bo'lgani uchun, S -ramka yuzasi, $I \cdot S = P$ ramkaning magnit momenti u vaqtda $M = PB \sin \alpha$.

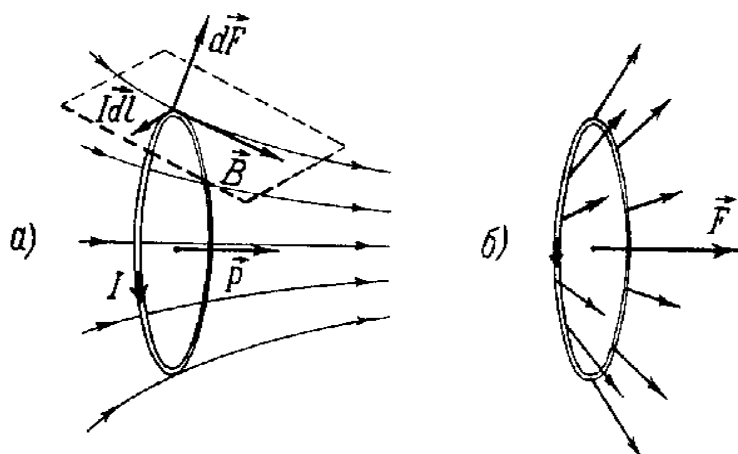
Kuch momentini vektor shaklda yozsak:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{PB}] \quad (56.4)$$

Isbot qilish mumkinki, bu formula ixtiyoriy shakldagi tokli kontur uchun o'rinlidir va u istalgan o'q va istalgan nuqta uchun kuch momentini aniqlaydi.

Kuch momenti (56.4) ramkani turg'un muvozanat holatga qaytarishga harakat qiladi, chunki magnit momenti $\vec{p}$ magnit induksiya $\vec{B}$ bo'ylab yo'nalgandir. (Ko'rsatish mumkinki, $\vec{p}$ va $\vec{B}$ antiparallel bo'lgan holatda, turg'un holat bo'lmaydi, aksincha turg'un siz). Bulardan tashqari, kontur maydon tomonidan deformatsiyalovchi ta'sirga ega bo'ladi. Shunday qilib, tokli konturning magnit maydonida harakati dipolning elektr maydonida harakatiga o'xshashdir.

Endi tokli konturning bir jinsli bo'lmagan magnit maydonidagi harakatini qaraylik. Biz ko'rgan edikki, bir jinsli magnit maydonida tokli konturga magnit maydon induksiyasi bo'yicha oriyentirlovchi kuch ta'sir qilishini, bundan farqli o'laroq bir jinsli bo'lmagan magnit maydonida ramkaga ta'sir etuvchi yig'indi kuch noldan farq qiladi. (92a)-rasm)



92-rasm

Haqiqatda konturning elementar sohalariga ta'sir etuvchi kuchlar (56.4) ga ko'ra, konussimon manzarani hosil qiladi (92b)-rasm) va maydon yo'nalishi bo'yicha yig'indi kuchni hosil qiladi.

Shunday qilib, bir jinsli bo'lmagan magnit maydon konturni magnit induksiya yo'naltirishi bo'ylab, ya'ni uni kuchli maydon tomon tortadi. Kontur qo'yib yuborilsa o'z-o'zidan ham shunday hol sodir bo'ladi. Agar konturning magnit momenti maydon induksiya chiziqlariga qarama-qarshi holda ushlab turilsa, ko'rish qiyin emaski, konturga teskari yo'nalishda kuch ta'sir qiladi va uni kuchsiz maydon tomonga olib keladi. Bu yerda ham dipolning bir jinsli bo'lmagan maydonidagi singari hodisa ro'y beradi.

§ 57. Lorents kuchi

Biz ko'rdikki, magnit maydoni tomonidan tokli o'tkazgichga kuch ta'sir qilar ekan. Bu kuchlarning kelib chiqishi qanday? Ma'lumki, elektr toki zaryadlarning yo'naltirilgan harakati, shuning uchun aytish mumkinki, magnit maydoni shu maydonda harakat qiluvchi har qanday elektr zaryadga qandaydir kuch bilan ta'sir qiladi. Bu vaqtda o'tkazgichga ta'sir qiluvchi kuch - undagi tok tashuvchilarga ta'sir etuvchi yig'indi kuchdir.

Alohida tok tashuvchiga ta'sir qiluvchi kuchni hisoblaymiz. Uzunligi dl bo'lgan tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuch (55.1) bilan aniqlanadi. Tok elementi Idl dan va formuladan foydalanib, tok zichligiga o'tkazamiz. U vaqtda $Idl = qn_0 \mathcal{S} dl$. Bu yerda S -o'tkazgich ko'ndalang kesim yuzasi, q - tok tashuvchi zaryadi n_0 mok tashuvchilar konsentrasiyasi, $\mathcal{S}$ - yo'naltirilgan harakat tezligi, musbat tok tashuvchilarning harakat tezligi yo'nalishi va tok kuchi mos kelgani uchun keyingi tenglikni vektor ko'rinishda yozish mumkin.

$$Idl = qn_0 \mathcal{S} dl \quad (57.1)$$

Bu ifodani (55.1)ga qo'ysak, $dF = qn_0 \mathcal{S} dl [\mathcal{S} \times B]$ bo'ladi. dF kuchni qaralayotgan o'tkazgich elementidagi tok tashuvchilar soni $n_0 \mathcal{S} dl$ bo'lsak, bitta tok tashuvchiga ta'sir qiluvchi f kuchni topgan bo'lamiz:

$$\vec{f} = \frac{dF}{n_0 \mathcal{S} dl} = q [\vec{\mathcal{S}} \times \vec{B}] \quad (57.2)$$

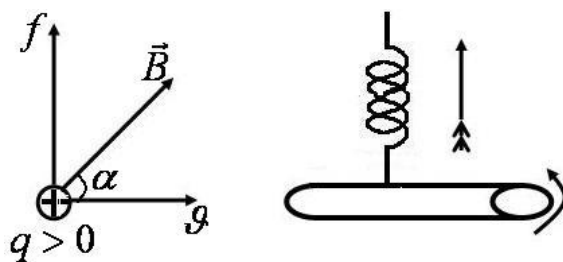
Shunday kuch magnit maydonida harakat qiluvchi har qanday zaryadlangan zarrachaga ta'sir qiladi. Bunga Lorents kuchi deb aytiladi va quyidagicha yoziladi:

$$\vec{f} = q [\vec{\mathcal{S}} \times \vec{B}] \quad (57.3)$$

Bu formuladan kelib chiqadiki, Lorents kuchi magnit induksiya va tezlikka (93-rasm) perpendikulyar bo'lib, uning absolyut qiymati quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$f = q \mathcal{S} B \sin \alpha \quad (57.4)$$

bu yerda α - tezlik vektori bilan induksiya vektori orasidagi burchak.

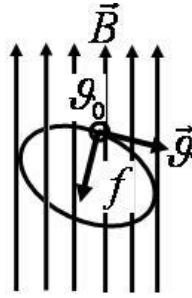


93-rasm

Lorents kuchining zaryad tezligiga perpendikulyarlik shartidan zaryadning doimiy magnit maydonida harakati haqida ba'zi bir xulosalar kelib chiqadi. Birinchidan, $\vec{f} \perp \vec{g}$ dan kelib chiqadiki, Nyuton ikkinchi qonuni bo'yicha tezlanish $\vec{a} \perp \vec{g}$, shuning uchun ham tezlikning ozgina o'zgarishi $d\vartheta = a dt$ ham perpendikulyar bo'ladi. Bu shuni bildiraki, Lorents kuchi tezlik kattaligini o'zgartirmaydi, balki faqat uning yo'nalishini o'zgartiradi. Shunga ko'ra, zaryad doimiy magnit maydonida harakat qilganda uning kinetik energiyasi doimiy qoladi. Bu xulosaga boshqacha yo'l bilan ham erishish mumkin, Lorents kuchining bajargan ishi nolga teng, chunki u tezlikka perpendikulyar, demak Lorents kuchi siljishga perpendikulyar bo'lgani uchun ish bajarmaydi.

§ 58. Zaryadlangan zarralarning elektr va magnit maydonidagi harakati

Zaryadning bir jinsli magnit maydonida harakatini qaraymiz. Xususiyl holni qaraymiz, zaryadning boshlang'ich tezligi $\vec{g}_0$ magnit induksiyasi $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'lsin (94-rasm). Ko'rsatish mumkinki, bu holda zaryad magnit induksiyaga perpendikulyar bo'lgan tekislikda aylana bo'yicha tekis harakat qiladi. Eng avvalo shunday xulosaga kelamizki, trayektoriya $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi. Haqiqatda Lorents kuchi $\vec{B}$ vektoriga perpendikulyar bo'lgani uchun u vaqtda bu tufayli paydo bo'lgan tezlanish, ya'ni tezlikning o'zgarishi $d\vartheta = a dt$ ham $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'ladi. Bu vaqtda boshlang'ich tezlik ham $\vec{B}$ ga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi u vaqtda trayektoriya bu tekislikdan chiqib keta olmaydi. $\vec{f} \perp \vec{g}$ bo'lgani uchun va Lorents kuchi trayektoriyaga normal bo'lgani uchun normal tezlashish a_n hosil qiladi, uning kattaligi mexanikadan ma'lumki, quyidagi formula bilan aniqlanadi: $a_n = \frac{g^2}{R}$.



94-rasm

Bu yerda R - trayektoriyaning egrilik radiusi.

Nyutonning II qonuniga ko'ra $ma_n = f$. Bu ifodaga a_n va f ning qiymatlarini qo'ysak ($\alpha = \pi/2$ bo'lganda $\sin \alpha = 1$) quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{m v^2}{R} = q v B \quad (58.1)$$

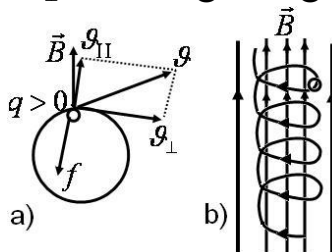
Bu yerdan trayektoriya radiusini topamiz:

$$R = \frac{m v}{q B} \quad (58.2)$$

Zaryadli zarraning magnit maydonidagi harakatida $v = \text{const}$ va $B = \text{const}$ (bir jinsli maydon) bo'lgani uchun egrilik radiusi ham doimiy kattalikka teng bo'ladi.

Demak, izlanayotgan trayektoriya aylanadan iborat bo'ladi va uning radiusi (58.2) ifoda bilan aniqlanadi. Eslatib o'tamizki, (58.1) ga asosan turli xil ishoradagi zaryadlar uchun Lorents kuchi qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'ladi. Shunga mos ravishda turli hil zaryadlarning aylanish yo'nalishi ham turlicha bo'ladi.

Umumiy holda boshlang'ich tezlik v_0 magnit induksiyasi B bilan α burchak hosil qilsa u vaqtda harakatni ikkita tashkil etuvchiga: B vektorga parallel va unga perpendikulyar bo'lgan tekislik bo'yicha ajratiladi. Lorents kuchi absolyut qiymat jihatdan $f = q v B \sin \alpha$ va bu vaqtda ham B ga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi, tezlikning bu tekislikdagi tashkil etuvchisi $v_{\perp} = v \sin \alpha$ ga teng bo'ladi (95a)-rasm).



95-rasm

Shuning uchun, avvalgi holga o'xshash, trayektoriya $\vec{B}$ vektoriga perpendikulyar bo'lib, aylana radiusi quyidagi shartdan aniqlanadi:

$$\frac{m g_{\perp}^2}{R} = q g B \sin \alpha \quad (58.3)$$

Bundan

$$R = \frac{m g \sin \alpha}{q B} \quad (58.4)$$

$\vec{B}$ vektor bo'yicha harakat $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ tezlik bo'yicha tekis harakat bo'ladi, chunki bu yo'nalish bo'yicha Lorents kuchining proyeksiyasi nolga teng. Shu holda, yig'indi harakat trayektoriyasi vint chizividan iborat bo'ladi (95b)-rasm), zaryadlangan zarracha magnit induksiya chizig'iga o'ralganday bo'ladi.

Bir jinsli bo'lmagan maydonda zaryadlangan zarrachaga harakat qilganda Lorents kuchi markazga intilma kuchdan tashqari, maydonning kamayishi bo'yicha yo'nalgan kuchni ham hosil qiladi. Bu holda zaryad, avvalgiday induksiya chiziqlari bo'yicha o'raldi va magnit maydonda kuchsiz qismga qarab itariladi.

§ 59. Xoll effekti

1880 yilda Amerika fizigi, E. Xoll quyidagicha tajriba o'tkazdi. M metall plastinkadan (96-rasm) doimiy tok I yuborib, A va C nuqtalar orasidagi potentsiallar ayirmasini o'lchadi. Bu nuqtalar o'tkazgich M ning bitta ko'ndalang kesimida yotgani uchun, $\Delta \varphi = 0$ bo'ladi. Tokli plastinkani bir jinsli magnit maydoniga joylashtirganda, A va C nuqtalarning potentsiallari turlicha bo'lganini ko'ramiz. Bu hodisaga Xoll effekti degan nom berildi. Tajriba natijalari bo'yicha aniqlandiki, A va C nuqtalar o'rtasidagi potentsiallar ayirmasi tok kuchi I, magnit maydon induksiya $\vec{B}$ ga to'g'ri proporsional bo'lib, plastinka qalinligi b ga teskari proporsional ekanligi aniqlandi, ya'ni:

$$\Delta \varphi = \varphi_A - \varphi_C = R \frac{IB}{b} \quad (59.1)$$

bu yerda R - Xoll doimiysi.

Keyingi tekshirishlar ko'rsatdiki, Xoll effekti barcha o'tkazgich va yarim o'tkazgichlarda kuzatiladi. Tokning va magnit maydonining yo'nalishini o'zgartganda potentsiallar ayirmasi $\Delta \varphi$ ning ham ishorasi

o'zgarishi aniqlandi. Xoll doimiysi materialning xossasiga bog'liq bo'lib, u ba'zi moddalar uchun musbat, boshqalari uchun manfiy bo'ladi.

Xoll effektini quyidagicha tushuntirish mumkin. M plastinkada tok kuchi I, tok tashuvchi q larning tartibli harakati tufayli vujudga keladi. Agar zaryadning konsentratsiyasi n_0 , o'rtacha tezligi v bo'lsa, tok kuchi I quyidagicha bo'ladi:

$$I = q \mathcal{J}_x n_0 S = q \mathcal{J}_x n_0 ab \quad (59.2)$$

bu yerda $S=ab$ - plastinkaning ko'ndalang kesimi yuzasi, $\mathcal{J}_x$ - tezlik vektori $\mathcal{J}$ ning OX o'qi bo'yicha preksiyasi. Agar tokni hosil qiluvchi zarracha zaryadi $q>0$ bo'lsa, u vaqtda tezligi $\mathcal{J}$ ning yo'nalishi tok kuchi yo'nalishi bilan mos keladi va $\mathcal{J}_x = \mathcal{J}$ bo'ladi. Agar zaryad $q<0$ bo'lsa u vaqtda zarracha tezlik $\mathcal{J}$ tok zichligi vektori $\mathbf{j}$ ga qarama-qarshi bo'ladi va $\mathcal{J}_x = -\mathcal{J} < 0$ bo'ladi.

Ma'lumki, harakatdagi zaryadga magnit maydoni tomonidan ta'sir qiluvchi Lorents kuchi $F_x = q[v \times B]$ zarrachani plastinkaning yuqori yoqiga buradi. Shunday qilib, yuqori yoqda q zaryadlar ortiqchaligi paydo bo'ladi, pastki yoqda esa, ularning yetishmovchiligi paydo bo'ladi. Ko'ndalang elektr maydoni tomonidan zaryad q ga ta'sir qiluvchi qE kuch, Lorens kuchining yo'nalishiga qarama-qarshi bo'ladi. Tok turg'un holga kelganda bu kuchlar bir birini muvozanatlaydi:

$$qE = -q[v \times B]$$

Bu ifodada zaryad q larning qisqarishi natijasida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$E = -[v \times B] \quad (59.3)$$

$\vec{E}$ vektor OZ o'q bo'yicha yo'налgan, $\vec{v}$ va $\vec{B}$ vektorlar o'zaro perpendikulyar. Shuning uchun $\vec{E}$ ning OZ o'qqa proyeksiyasi

$$E_z = -\mathcal{J}_x B \quad (59.4)$$

Shunga mos ravishda A va C nuqtalar o'rtasidagi potentsiallar ayrimasi ham

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = -\int E_z dz = \mathcal{J}_x B_a a$$

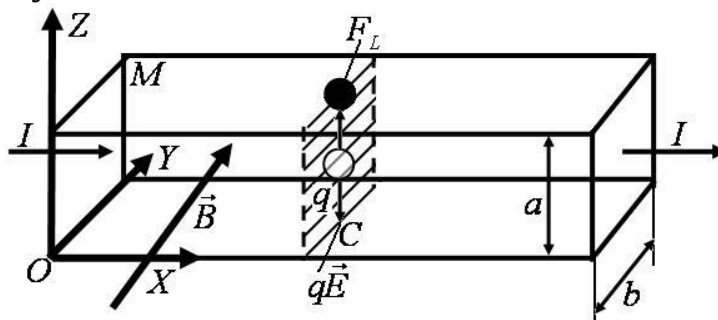
Bunga (59.2) ifodadan $\mathcal{J}_x$ ning qiymatini qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{qn_0} \frac{IB}{b} \quad (59.5)$$

$R = \frac{1}{qn_0}$ belgilasak, Xoll potentsiallar ayirmasi quyidagicha ko'rinishga keladi

$$\Delta\varphi = R \frac{IB}{b} \quad (59.6)$$

R – Xoll doimiysi.



96-rasm

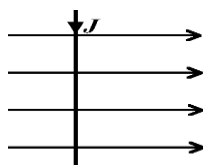
NAZORAT SAVOLLARI

1. Parallel va antiparallel tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'sirininng sababi nimadan iborat?
2. Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'sirini quyidagi hollarda ko'rsatib bering: a) doimiy magnit maydoni tokli o'tkazgichga ta'sirini, b) doimiy magnit maydonining tokli ramkaga ta'sirini, v) doimiy magnit maydonining magnit dipoliga ta'sirini, g) doimiy magnit maydonining bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan hollar uchun tokli o'tkazgichga ta'sirini ko'rsating. Bu hodisalarning elektrostatik va magnitostatik o'xshashligini aniqlang.
3. Magnit maydonining harakatdagi zaryadlangan zarrachaga ta'sirini qanday kuch vujudga keltiradi.
4. Lorents kuchining Amper kuchidan farqi nimada? Lorents kuchi qanday xossalarga ega va uning yunalishi qanday qoida bilan aniqlanadi.
5. Zaryadlangan zarrachaning magnit maydonida harakati qonunlarining qo'llanishlariga misol keltiring.
6. Xoll effekti va uning vujudga kelishishining sababi. Xoll hodisasi yarim o'tkazgich, elektrolit, gaz, suyuqlikda ham hosil bo'ladimi?

7. Agar Xoll plastinkasi M dan tok kuchi o'rniga issiqlik oqimi hosil qilib, uni perpendikulyar magnit maydoniga joylashtirsak, uchinchi tekislikda yoki OZ yo'nalishda potentsiallar ayirmasi hosil bo'ladimi?

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Bir jinsli magnit maydonida J tok oqayotgan o'tkazgichga ta'sir qiladigan kuch qayoqqa yo'nalgan:



- a) Bizga; b) Chapga; c) O'nga; d) Bizdan.

2. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan o'tkazgichdagi tok kuchi 2 marta oshiriladi. Maydonning shu o'tkazgichga ta'sir kuchi qanday o'zgardi:

- a) O'zgarmadi; b) 2 marta kamaydi; c) 2 marta oshdi
d) 4 marta oshdi

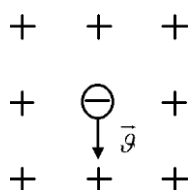
3. Magnit maydoni induksiyasi vektorining kattaligini, magnit maydoniga kiritilgan tokli o'tkazgichga ta'sir qiladigan kuchning kattaligiga teng deyish mumkinmi:

- a) Mumkin emas; b) Mumkin;
c) Mumkin, agar 1A tok oqayotgan uzunligi 1m bo'lgan shu o'tkazgich maydonga perpendikulyar joylashgan bo'lsa
d) Mumkin, agar 1A tok oqayotgan o'tkazgichning uzunligi 1 m bo'lsa

4. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan tokli ($J=2A$) ramkaga $S=0,2m^2$ ta'sir qiladigan, aylantiruvchi momentning maksimal qiymati $0,32 N \cdot m$ ga teng. Magnit maydonining induksiyasi nimaga teng

- a) 0,8 Tl; b) 0,6 Tl; c) 0,7 Tl; d) 0,5 Tl

5. Bizdan chizma tekisligiga perpendikulyar yo'nalgan bir jinsli magnit maydonida elektron g tezlik bilan harakat qilmoqda. U maydon ta'sirida qanday harakat qiladi:



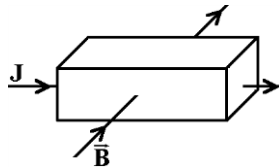
- a) Rasm tekisligida soat strelkasiga teskari tekis aylanma;
b) Rasm tekisligida soat strelkasi bo'yicha tekis aylanma;

- c) Daftarga tik tekislikda aylana bo'ylab tekis;
 d) Rasm tekisligida soat strelkasi bo'yicha tekis tezlanuvchan aylanma.

6. Induksiyasi 10 mTl bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga zaryadli zarracha $1,02 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ tezlik bilan tik kirib kelib $5,8 \text{ sm}$ radiusli aylana bo'ylab tekis harakat qiladi. Zarrachaning solishtirma zaryadini hisoblang:

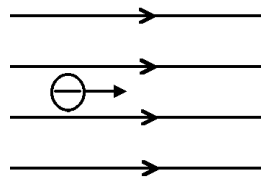
- a) $1,76 \cdot 10^{11} \text{ Kl/kg}$; b) $1,66 \cdot 10^{11} \text{ Kl/kg}$; c) $1,66 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$; d) $3,2 \cdot 10^{-19} \text{ Kl}$.

7. Rasmda induksiyasi $\vec{B}$ bo'lgan magnit maydoniga perpendikulyar yo'nalishda J tok oqayotgan metall parallelopiped tasvirlangan. Maydon ta'sirida parallelopipedning qaysi tomonlari, qanday ishorali zarayadlanadi?



- a) Pastki tomoni manfiy, yuqori tomoni esa musbat;
 b) Pastki tomoni musbat, yuqori tomoni esa manfiy;
 c) Oldi tomoni musbat, orqa tomoni esa manfiy;
 d) Chap tomoni manfiy, o'ng tomoni esa musbat.

8. Bir jinsli magnit maydoni yo'nalishi bo'ylab kirib kelgan elektronga maydon qanday ta'sir ko'rsatadi?



- a) Pastga buradi; b) Yuqoriga buradi;
 c) Aylana bo'ylab harakatlantiradi; c) Ta'sir ko'rsatmaydi.

X BOB. ELEKTROMAGNIT INDUKSIYA

§ 60. Magnit oqimi

Magnit induksiya vektori oqimi yoki magnit oqimi deb, kichik yuzacha dS orqali o'tuvchi, $\vec{B}$ vektorining $\vec{B}_n$ normal bo'yicha proyeksiyasining shu yuzaga ko'paytmasi bilan aniqlanadigan fizik kattalikka aytiladi:

dS yuzachadan o'tgan magnit induksiya chiziqlarining elementar oqimi quyidagicha aniqlanadi:

$$d\Phi_m = B_n dS = B dS \cos(\vec{B}, \vec{n}) = B_n dS \quad (60.1)$$

bu yerda $d\vec{S} = \vec{n} dS$ - yuzacha vektor. Bu ifodani S bo'yicha integrallasak,

$$\Phi_m = \int B_n dS \quad (60.2)$$

bu yerda Φ_m - ixtiyoriy S sirt orqali o'tuvchi magnit oqimi. Agar maydon bir jinsli bo'lsa, sirt S yassi va maydonga perpendikulyar joylashgan bo'ladi, u vaqtda

$$\vec{B}_n = \vec{B} = \text{const va } \Phi_m = \vec{B} * S \quad (60.3)$$

Keyinchalik ko'ramizki, magnit oqimi magnit maydonlarining o'zaro ta'siri bilan bog'liq hodisa bo'lib, elektromagnit induksiya hodisalarida juda keng qo'llaniladi. Shuning uchun ham magnit oqimi elektromagnetizmida ishlatiladigan asosiy kattaliklardan hisoblanadi.

Formula (58.3) ifodadan magnit oqimining o'lchov birligini keltirib chiqarish mumkin. XB sistemasida magnit oqimi veber (Vb) bilan o'lchanadi:

$$1\text{Bb} = 1\text{Tl} * \text{m}^2$$

SGSM sistemasida - maksvell (mks) bilan o'lchanadi.

$$1\text{mks} = 1\text{Gs} * 1\text{sm}^2$$

$$1\text{Tl} = 10^4\text{Gs}, 1\text{m}^2 = 10^4\text{sm}^2 \text{ bo'lgani uchun } 1\text{Vb} = 10^8\text{mks}$$

Elektrodinamikadagi Gauss teoremasini magnit maydoni uchun quyidagi teorema ko'rinishida isbot qilindi. Ixtiyoriy yopiq sirt orqali o'tgan magnit oqimi nolga teng:

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \quad (60.4)$$

§ 61. Elektromagnit induksiya hodisasi

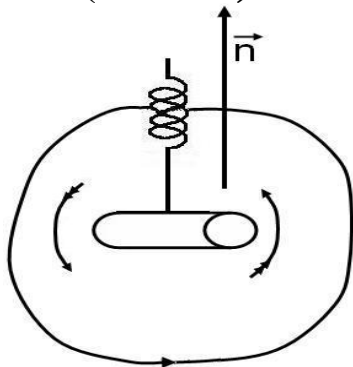
Bu hodisaning mohiyati quyidagichadir. Magnit induksiya oqimi Φ yopiq o'tkazgich bilan chegaralangan sirt orqali o'zgarganda, o'tkazgichda EYUK paydo bo'ladi, uning kattaligi oqim o'zgarishining teskari ishora bilan olingan qiymatiga tengdir:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (61.1)$$

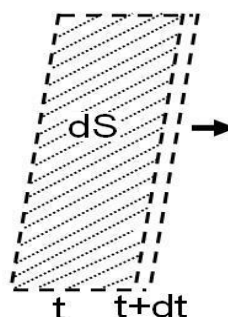
Oqimning umumiy tarifiga ko'ra magnit induksiya oqimining S sirt orqali qiymati quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\Phi = \int B_n dS \quad (61.2)$$

Magnit induksiya oqimining ulchov birligi XB sistemasida "Veber" (Vb) $1\text{Vb} = 1\text{Tl}\cdot\text{m}^2$. Oqimning ishorasi normal yo'nalishining tanlab olinishiga, EYUK ishorasi esa o'tkazgichni o'rab olish yo'nalishiga bog'liq. Bu yo'nalishlar bir biri bilan parma qoidasiga asosan moslashtiriladi: parmaning dastasini aylantirganda (tegishli tanlab olingan yo'nalish bo'yicha) u o'tkazgichni o'rab olish yo'nalishi bilan mos keladi, ya'ni parmaning ilgarilanma harakati normalning yo'nalishini bildiradi (97-rasm).



97-rasm

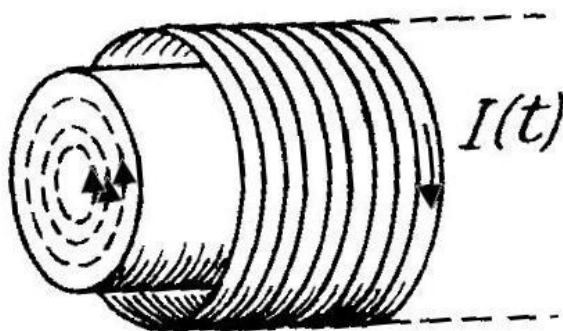


98-rasm

Bu holda, misolda ham aniq ko'rsatish mumkinki, formula (61.1) dagi manfiy ishorasi Lens qonunining mohiyatini aks ettiradi, ya'ni induksion tok shunday yo'nalganki, u o'zining harakati bilan hosil qilgan sababga to'sqinlik qiladi. Induksiya EYUK yopiq bo'lmagan o'tkazgichda ham hosil bo'ladi, agar uni magnit maydonida harakat qildirsa, uni aniqlash uchun ham (61.1) formuladan foydalanish mumkin, faqat bu yerda $d\Phi$ ni dS sirtdan dt vaqt ichida o'tgan oqim deb tushunish kerak (98-rasm).

Yana shuni qayd etib o'tamizki, induksion toklar juda yupqa yopiq o'tkazgichlarda hosil bo'lishidan tashqari, balki massiv yaxlit o'tkazgichlarda ham hosil bo'ladi, bunday toklarni Fuko toklari deb aytiladi.

Bu yopiq induksion toklarning manzarasi juda murakkab bo'lishi mumkin, lekin Lens qonunidan foydalanib, ularning yo'nalishlari haqida sifat jihatdan xulosalar qilish mumkin. Aniqlash qiyin emaski, g'altak o'zaklarida hosil bo'lgan induksion tok chiziqlari (o'zgaruvchan tok o'tayotganda) g'altak o'qiga perpendikulyar bo'lgan tekislikda yotadi. 94-rasmda induksion tok chiziqlari punktir chiziq bilan ko'rsatilgan.



99-rasm

Elektromagnit induksiya hodisasining xususiy holi sifatida o'zinduksiya va o'zaro induksiya hodisalarini qaraymiz.

§ 62. O'zinduksiya va o'zaro induksiya hodisasi

I tok kuchi o'tayotgan yopiq o'tkazgichni qaraymiz. Bu tok atrofida magnit maydonini hosil qiladi, ko'rsatish mumkinki, bu S sirt orqali o'tgan magnit oqimi Φ tok kuchiga proporsionaldir:

$$\Phi = LI \quad (62.1)$$

Bu yerda L proporsionallik koeffisienti bo'lib, o'tkazgichning geometrik xossasiga: uning o'lchami va shakliga, shuningdek materialning holatiga va xossasiga bog'liq bo'lib, uni o'tkazgichning induktivligi deyiladi va (62.1) ifodadan aniqlanadi. XB sistemasida "genri" bilan o'lchanadi:

$$L = \frac{\Phi}{I}, \quad 1\text{Gn} = \frac{1\text{Vb}}{1\text{A}} \quad (62.2)$$

Agar o'tkazgichda tok kuchi vaqt bo'yicha o'zgarsa, u vaqtda (62.1) ga ko'ra oqim Φ ham o'zgaradi. Demak, elektromagnit induksiya

hodisasiga ko'ra (61.1) o'tkazgichda EYUK hosil bo'ladi. O'tkazgichda EYUK ning hosil bo'lishi, shu o'tkazgichda tok kuchining o'zgarishidan hosil bo'lish hodisasiga o'zinduksiya hodisasi deyiladi.

O'zinduksiya kattaligi (62.2) ni hisobga olsak, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{LdI}{dt} \quad (62.3)$$

L ni doimiy kattalik desak, o'zinduksiya EYUK quyidagicha bo'ladi:

$$\varepsilon_s = -\frac{LdI}{dt} \quad (62.4)$$

Bu formuladan kelib chiqadiki, o'zinduksiya EYUK o'tkazgichning induktivligiga proporsionaldir. Agar induktivlik ko'p o'ramdan iborat bo'lsa (solenoid) har bir o'ramdagi EYUK bir xil yo'nalishga ega bo'ladi, to'la o'zinduksiya EYUK ning absolyut qiymati ularning arifmetik yig'indisiga teng bo'ladi.

Uzun solenoidning induktivlik formulasini chiqaraylik. Solenoid uzunligini l bilan, ko'ndalang kesim yuzasini S bilan, solenoid uzunlik birligiga to'g'ri kelgan o'ramlar soni n_0 -bo'lsin, u holda (62.1) formuladan $L = \frac{\Phi}{I}$ kelib chiqadi. Solenoid bir jinsli magnetik bilan to'ldirilgan deb hisoblaymiz va uning magnit singdiruvchanligini μ bilan belgilaymiz. Bitta o'ram yuzasidan o'tgan oqim:

$$\Phi_1 = BS = \mu B_0 S = \mu \mu_0 n_0 IS \quad (62.5)$$

Barcha o'ramlar $N = n_0 l$ dan o'tgan yig'indi oqim:

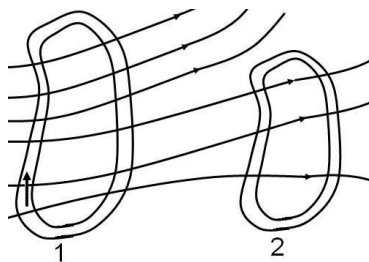
$$\Phi = \Phi_1 n_0 l = \mu \mu_0 n_0^2 ISl \quad (62.6)$$

Bu ifodani tok kuchi I ga bo'lsak, solenoidning induktivlik koeffisienti quyidagiga teng bo'ladi:

$$L = \mu \mu_0 n_0^2 Sl \quad (62.7)$$

Endi I_1 va I_2 tok kuchi oqayotgan konturni qaraymiz. O'zinduksiya hodisasiga asosan aniqlaymizki, birinchi konturdagi I_1 tok kuchi S_2 sirt orqali ikkinchi konturda S_2 yuzadan o'tgan Φ_2 magnit oqimini hosil qiladi va u I_1 tok kuchiga proporsional bo'ladi (100-rasm)

$$\Phi_2 = L_{21} I_1 \quad (62.8)$$



100-rasm

O‘z navbatida ikkinchi konturdagi tok kuchi I_2 birinchi konturni chegaralovchi S_1 sirt orqali I_2 tok kuchiga proporsional bo‘lgan Φ_1 oqimni hosil qiladi:

$$\Phi_1 = L_{12}I_2 \quad (62.9)$$

Isbot qilish mumkinki, formula (62.8) va (62.9) dagi proporsionallik koeffisientlar $L_{12}=L_{21}$ va unga o‘zaro induktivlik deyiladi va u ikkala konturning geometrik xossasiga hamda ularning o‘zaro joylashishiga bog‘liq bo‘ladi. Bir biriga induktiv bog‘langan konturlardan birida tok kuchining o‘zgarishi ikkinchisida EYUK hosil qilishiga o‘zaro induksiya hodisasi deyiladi. Birinchi va ikkinchi konturlardagi o‘zaro induksiya EYUK larni topamiz, buning uchun (62.8) va (62.9) larni (62.3) ga qo‘yamiz ($L_{12}=L_{21}=\text{const}$ deb hisoblaymiz)

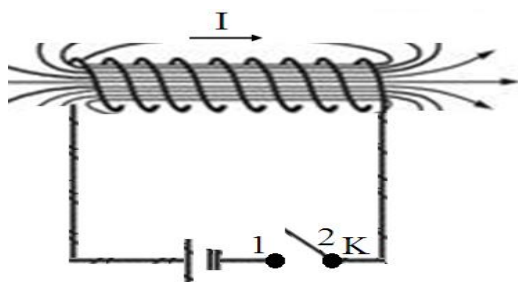
$$\mathcal{E}_{1S} = -\frac{L_{12}dI_2}{dt} \quad (62.10)$$

$$\mathcal{E}_{2S} = -\frac{L_{21}dI_1}{dt} \quad (62.11)$$

O‘zaro induksiya hodisasi elektrotexnika va radiotexnikada (tranzistorlar, generator, radioqurilmalarda) juda keng ishlatiladi.

§ 63. Tokning magnit maydon energiyasi

Tok manbai, qarshilik va I miqdorda tok kuchi o‘tayotgan induktiv g‘altakdan iborat doimiy tok zanjirini qaraymiz. Faraz qilamizki, qandaydir vaqt davomida tashqi kuchlar manbai zanjirdan uzilgan bo‘lsin.



101-rasm

101-rasmda bu kalit “K” ning 1-holatdan 2-holatga bir lahzada o‘tkazilishidir. O‘zinduksiya hodisasi tufayli zanjirda tok birdan yo‘qolmaydi, sababi o‘zinduksiya EYUK Lens qonuniga ko‘ra tok kuchining birdan kamayishiga to‘sqinlik qiladi. Tok yo‘qolgan paytida qarshilikda issiqlik ajralib chiqadi, bu ish zanjirda bajarilgan ishga teng bo‘ladi. Elektrostatik kuchlarning zaryadni yopiq kontur bo‘yicha ko‘chirishda bajargan ishi nolga teng bo‘lgani uchun butun ish o‘zinduksiya EYUK ni hosil qilgan tashqi kuchlar tomonidan bajariladi. Shu ishni hisoblaymiz. Juda kichik vaqt dt oralig‘ida tok kuchi va EYUK ning qiymatini o‘zgarmas deb qarash mumkin, u holda (62.4) ga ko‘ra tashqi kuchlarning bajargan ishi $dA = \varepsilon_{ind} dq$ teng bo‘ladi. Bu yerda dq zaryad dt vaqt ichida o‘tuvchi zaryad bo‘lib, $dq = Idt$ ga tengdir. Buni e‘tiborga olib va (62.4) ga asosan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$dA = -LI dI \quad (63.1)$$

To‘la ishni topish uchun tokning I qiymatidan 0 gacha bo‘lgan oraliqda bajarilgan barcha ishlarning yig‘indisini olamiz, ya‘ni yuqoridagi ifodani integrallaymiz:

$$A = \int -LI dI = \frac{LI^2}{2} \quad (63.2)$$

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan, bu ish tokli g‘altakning energiyasi W ni aniqlaydi:

$$W = \frac{LI^2}{2} \quad (63.3)$$

Elektromagnetizmning umumiy nazariyasidan kelib chiqadiki, bu energiyani solenoid magnit maydon energiyasiga tegishli ekanligi kelib chiqadi. Bu formulani solenoidning magnit induksiyasi orqali ifoda qilish mumkin. Ma‘lumki, $B = \mu\mu_0 H$ ga teng bo‘lib, $H = n_0 I$ ekanligini hisobga olsak, magnit induksiya quyidagiga teng bo‘ladi

$$B = \mu\mu_0 n_0 I \quad (63.4)$$

Bundan tok kuchini topamiz:

$$I = \frac{B}{\mu\mu_0 n_0} \quad (63.5)$$

Buni hisobga olsak va (62.6) dagi L ning va (63.5) dagi I ning qiymatlari (63.3) ifodaga qo‘yib quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$W = \frac{LI^2}{2} = \frac{B^2V}{2\mu\mu_0} \quad (63.6)$$

bu yerda $V=Sl$ -solenoid hajmi. Energiya W ni hajm V ga bo'lsak, energiya zichligi ω , ya'ni hajm birligidagi energiyani topamiz. Magnit induksiya bilan magnit maydon kuchlanganligi orasidagi bog'lanishni hisobga olsak, magnit maydon energiya zichligi uchun boshqa ifoda kelib chiqadi:

$$\omega = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} = \frac{BH}{2} \quad (63.7)$$

Doimiy va bir jinsli maydon uchun o'rinli bo'lgan bu formula magnit maydon energiya zichligini aniqlashning umumiy ko'rinishidir.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Magnit oqimi deb nimaga aytiladi, uning o'lchov birliklarini yozing.

2. Magnit oqimi uchun Gauss teoremasi qanday ko'rinishga ega bo'ladi, uning fizik ma'nosi nimadan iborat?

3. Faradeyning elektromagnit induksiya hodisasining mohiyati nimadan iborat? Elektromagnit induksiya hodisasining qo'llanishiga doir misollar keltiring.

4. O'zinduksiya va o'zaro induksiya hodisalarining hosil bulishini tushuntirib bering va uning qo'llanishiga doir misollar keltiring.

5. Transformatorning ishlashi qanday induksiya hodisasiga asoslangan?

6. Fuko toklari deb qanday toklarga aytiladi va uning qo'llanishiga doir misollar keltiring?

7. Tokli g'altakning magnit energiyasi qanday formula bilan ifodalanadi va uning mexanik o'xshashligini toping.

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan yassi yuza va bir jinsli bo'lmagan maydonda joylashgan ixtiyoriy shakldagi yuza orqali magnit oqimlari (Φ_{B1} va Φ_{B2}) qanday ifodalar bilan aniqlanadi?

a) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ Ba $\Phi_{B2} = \int_S B_n dS$;

b) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ Ba $\Phi_{B2} = BS$

c) $\Phi_{B1} = \int_S B dS$ Ba $\Phi_{B2} = BS \cos \alpha$;

d) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ Ba $\Phi_{B2} = \int_S S dB$

2. Magnit maydoni induksiyasining ixtiyoriy yopiq sirt bo'yicha oqimi nimaga teng?

- a) $\oint_S B_n dS = \mu_0 H$; b) $\oint_S B_n dS = 0$;
c) $\oint_S B_n dS = Bl$; d) $\oint_S B_n dS = \frac{J}{\mu_0}$.

3. Induksiyasi 1 Tl bo'lgan magnit maydoni induksiyasi chiziqlariga 60° burchak ostida joylashgan 2 m^2 yassi yuza orqali magnit oqimi nimaga teng?

- a) 0,01 Vb; b) 1 Vb;
c) 0,0001 Vb; d) 2 Vb.

4. Bir jinsli magnit maydonining induksiyasi 2 marta oshgan. Shu maydonda joylashgan sferik sirt orqali magnit oqimi qanchaga o'zgargan?

- a) 2 marta oshgan; b) 2 marta kamaygan;
c) 4 marta oshgan; d) O'zgarmagan (0).

5. Magnit oqimi xalqaro birliklar sistemasida qanday birlikda o'lchanadi?

- a) Veber; b) Gauss; c) Tesla; d) Maksvell.

6. Bir jinsli magnit maydonining induksiyasi 2 marta oshdi. Shu maydondagi yuza orqali oqim qanchaga o'zgargan?

- a) O'zgarmagan (0); b) 2 marta oshgan; c) 2 marta kamaygan;
d) 4 marta oshgan.

7. Bir jinsli magnit maydonida joylashgan yassi yuza va bir jinsli bo'lmagan maydonda joylashgan ixtiyoriy shakldagi yuza orqali magnit oqimlari (Φ_{B1} va Φ_{B2}) qanday ifodalar bilan aniqlanadi?

- a) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ ba $\Phi_{B2} = \int_S B_n dS$;
b) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ ba $\Phi_{B2} = BS$;
c) $\Phi_{B1} = \int_S B dS$ ba $\Phi_{B2} = BS \cos \alpha$;
d) $\Phi_{B1} = BS \cos \alpha$ ba $\Phi_{B2} = \int_S S dB$.

8. Magnit maydoni induksiyasining ixtiyoriy yopiq sirt bo'yicha oqimi nimaga teng?

- a) $\oint_S B_n dS = \mu_0 H$; b) $\oint_S B_n dS = Bl$;
c) $\oint_S B_n dS = 0$; d) $\oint_S B_n dS = \frac{J}{\mu_0}$.

9. Elektr o'tkazuvchan ikkinchi konturni kesayotgan doimiy magnit oqimi, birinchi konturni kesayotgan doimiy magnit oqimiga qaraganda 2 marta katta. Qaysi konturda katta EYUK hosil bo'ladi?

- a) Birinchi konturda ham, ikkinchi konturda ham EYUK hosil bo'lmaydi; b) Ikkinchida; c) Birinchida;
d) Savolga javob berish uchun rasmlardagi ma'lumotlar yetarli emas.

10. Elektr o'tkazuvchan berk konturda EYUK hosil bo'ladi, agar ...

- a) shu kontur bir jinsli magnit maydonida joylashsa; b) shu kontur bir jinsli magnit maydonida o'z-o'zicha parallel harakat qilsa; v) shu konturni kesayotgan magnit oqimi vaqt bo'yicha o'zgarib tursa?

- a) v) - holda; b) b)- holda; c) a) – holda; d) b) va v) – hollarda

11. Berk elektr o'tkazuvchan konutrd induksiyanadigan EYUK shu kontur bilan chegaralangan yuzani kesib o'tadigan ... ga proporsional. a) magnit oqimi kattaligiga; b) magnit oqimining o'zgarish tezligiga; v) elektr maydoni kuchlanganlik oqimiga:

- a) - b); b) - a); c) - v); d) - a) va b).

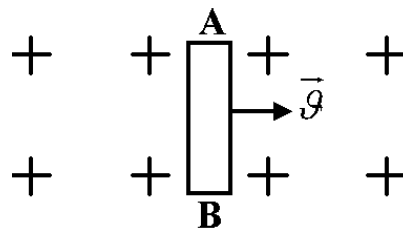
12. $N=2$ sim o'ramiga ega bo'lgan g'altak konturlarini tik holda kesib o'tadigan magnit oqimi 2 s ichida 0 dan 5 Vbga tekis oshdi. Shu g'altakda qanday EYUK induksiyanadi:

- a) O'zgaruvchan, amplituda qiymati 25 V; b) O'zgarmas 25 V;
c) O'zgaruvchan, amplituda qiymati 5 V; d) O'zgarmas, 5 V.

13. Sim o'rami yuzasini tik holda kesayotgan magnit oqimining o'zgarish tezligi 20 Vb/s ga teng. Shu o'ramda qancha EYUK induksiyanadi?

- a) 10 V; b) 0; c) 20 V d) EYUKni hisoblash uchun ma'lumotlar yetishmaydi

14. Rasm tekisligiga bizdan tik yo'nalgan bir jinsli magnit maydonida $\vec{B}$ tezlik bilan harakatlanayotgan AB metall o'tkazgichda induksiyanadigan EYUK qayoqqa yo'nalgan?



- a) A uchdan B uchga tamon;
b) EYUK hosil bo'lmaydi;
c) $\vec{B}$ tezlik yo'nalishida chapdan o'nga; d) B uchdan A uchga tamon

15. 1 m uzunlikdagi o'tkazgich 1m/s tezlik bilan induksiyasi $V= 1\text{Tl}$ bo'lgan bir jinsli magnit maydoniga perpendikulyar yo'nalishda harakat qilmoqda. Shu o'tkazgichda induksiyanadigan EYUKni hisoblang:

- a) 0,1V; b) 1V; c) 10V; d) 0

16. Elektromagnit induksiya qonunining umumiy matematik ifodasini aniqlang:

- a) $\varepsilon_i = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$; b) $\varepsilon_i = \mathcal{B}Bl \sin \alpha$; c) $\varepsilon_i = -L \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$; d) $\varepsilon_i = -\frac{\Delta J}{\Delta t}$.

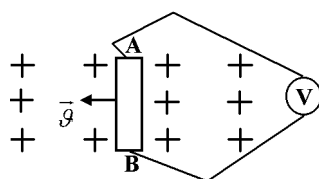
17. Magnit maydonida harakatlanayotgan o'tkazgichda induksiyanadigan EYUKni aniqlaydigan ifodani toping:

- a) $\varepsilon_i = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$; b) $\varepsilon_i = -L \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$;
c) $\varepsilon_i = -\frac{\Delta J}{\Delta t}$; d) $\varepsilon_i = \mathcal{B}Bl \sin \alpha$.

18. Tekisligi magnit maydoni induksiyasi chiziqlariga parallel holda harakatlanayotgan o'tkazuvchan konturda qanday EYUK induksiyanadi?

- a) 0;
b) $\varepsilon_i = \mathcal{B}Bl \sin \alpha$ - ifoda bo'yicha hisoblash uchun ma'lumotlar yetarli emas;
c) $\varepsilon_i = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ - ifoda bo'yicha hisoblash uchun ma'lumotlar yetarli emas;
d) Eng katta induksiyanadi.

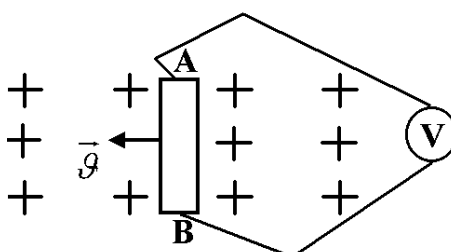
19. AB harakatlangan o'tkazgich, voltmeter va ulovchi simlar bilan hosil qilingan berk konturda paydo bo'ladigan induksiya toki qanday yo'nalgan?



- a) Soat strelkasiga qarama-qarshi; b) Soat strelkasi bo'yicha;
c) Konturda induksiya toki hosil bo'lmaydi; d) To'g'ri javob ko'rsatilmagan

20. AB o'tkazgich (harakatlanayotgan), voltmeter va ulovchi simlar bilan hosil qilingan berk konturda paydo bo'ladigan induksiya tokining magnit oqimi qayoqqa yo'nalgan?

- a) Bizga tomon;
b) Konturda induksiya toki xosil bo'lmagani uchun oqim nolga teng;
c) Bizdan rasm tikisligi orqasiga;
d) Javob uchun ma'lumotlar

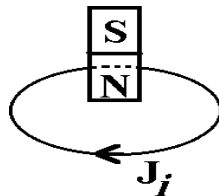


yetishmaydi

21. Lens qoidasining eng umumiy tarifini ayting:

- a) Induksiya toki o'zini paydo qiluvchi sababga to'sqinlik qiladi;
- b) Induksiya toki konturni kesib o'tayotgan magnit o'zgarishiga qarshilik ko'rsatadi;
- c) Induksiya toki o'tkazgichning magnit maydonidagi qarshilik ko'rsatadi;
- d) Induksiya toki konturdagi asosiy tok yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi.

22. Tinch turgan sim o'ramida rasmda ko'rsatilgan yo'nalishda tok induksiyanlanishi uchun doimiy magnitni qanday yo'nalishda harakatlantirish kerak bo'ladi?



- a) Yuqoriga;
- b) Pastga;
- c) Magnitni tinch qoldirish zarur
- d) To'g'ri javob ko'rsatilmagan.

23. Og'irliklari bir xil bo'lgan ikkita po'lat silindr bir jinsli magnit maydonida bir xil tezlik bilan aylanmoqda. Ikkinchi silindr yupqa plastinkalardan lak bilan izolyasilanib yasalgan. Silindrlarning qaysi biri ko'proq qiziydi?

- a) Birinchi;
- b) Ikkinchi;
- c) Ikkalasi ham bir xil;
- d) Ular qizimaydi

24. Sabablar va oqibat (natija) ni aks ettiruvchi iboralarning, mantiqan to'g'ri ketma-ketligini tanlang:

- a) Konturdagi tok o'zgardi, magnit oqimi o'zgardi, o'zinduksya EYUK hosil bo'ldi;
- b) Magnit oqimi o'zgardi, konturdagi tok o'zgardi, o'zinduksya EYUK hosil bo'ldi;
- c) EYUK hosil bo'ladi, o'zinduksiya, konturdagi tok o'zgardi, magnit oqimi o'zgardi;
- d) Javoblarda mantiqan to'g'ri ketma-ketlik yo'q

25. Induktivligi 1Gn bo'lgan g'altakdan oqayotgan tok 2s ichida 0 dan 10 A gacha tekis oshdi. Shu g'altakda paydo bo'lgan induksiya EYUK kattaligini aniqlang:

- a) 0,5V; b) 0,1V; c) 10V; d) 5V;

26. G'altakdan oqayotgan tok kuchining kattaligi vaqt bo'yicha oshayapti. O'zinduksiya EYUK qayoqqa yo'nalgan?

- a) Savolga javob berish uchun berilgan ma'lumotlar yetarli emas;
 b) O'ziduksiya EYUKi g'altakdagi tokning yo'nalishi bilan bir xil yo'nalgan;
 c) O'ziduksiya EYUKi g'altakdagi tokning yo'nalishiga qarama-qarshi yo'nalgan;
 d) Bu g'altakda o'zinduksiya EYUKi hosil bo'lmaydi.

27. Sabablar va oqibat (natijani) ni aks ettiruvchi iboralarning, mantiqan to'g'ri ketma-ketligini tanlang:

- a) Konturdagi tok, konturdagi magnit oqimi, qo'shni konturni kesib o'tayotgan magnit oqimi o'zgardilar; qo'shni konturdagi o'zaro induksiya EYUKi hosil bo'ldi;
 b) Qo'shni konturda o'zaro induksiya EYUKi hosil bo'ldi; konturdagi tok, qo'shni konturni kesib o'tayotgan magnit oqimi, konturdagi magnit oqimi o'zgardilar;
 c) Konturdagi tok o'zgardi, qo'shni konturda o'zaro induksiya EYUKi hosil bo'ldi, qo'shni konturni kesib o'tayotgan magnit oqimi, konturdagi magnit oqimi o'zgardilar;
 d) Javoblar mantiq jihatdan to'g'ri ketma-ketlikda joylashmagan

28. Magnit maydonining energiyasi (W_V) va energiyasi zichligi (ω_V) uchun to'g'ri ifodalarni aniqlang:

a) $W = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$ ba $\omega_B = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$;

b) $W = \frac{\mu_0 \mu B^2}{2} = \frac{H^2}{2\mu_0 \mu}$ ba $\omega_B = \frac{H^2}{2\mu_0 \mu}$;

c) $W = \frac{B}{2H} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$ ba $\omega_B = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$;

d) $W = \frac{H}{2B} = \frac{H^2}{2\mu_0 \mu}$ ba $\omega_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$

29. Agar o'zgaruvchan tok generatori N – ta o'ramli ramkasining (rotorining) bitta o'ramida $\varepsilon_{\delta 1} = \varepsilon_{mi} \sin \omega t$ EYUK induksiyanayotgan bo'lsa, uning kontakt hosil qiluvchi gardishlari orasida amal qiladigan EYUK ifodasini ko'rsating:

- a) $\varepsilon_i = \varepsilon_{mi} \sin \omega t$; b) $\varepsilon_i = \sin \omega t$;
 c) $\varepsilon_i = N \varepsilon_{mi} \sin \omega t$; d) $\varepsilon_i = (\varepsilon_{mi}/N) \sin \omega t$.

30. Agar o'zgaruvchan tok generatori rotorining aylanish tezligi 2 marta oshirildi, rotor aylanayotgan bir jinsli magnit maydoni induksiya

esa 2 marta kamaytirildi. Rotorda induksiyalangan EYUK qanday o'zgardi?

- a) Kamaydi; b) O'zgarmadi; c) Oshdi;
- d) Berilgan ma'lumotlar yetishmaydi.

XI BOB. MODDANING MAGNIT MAYDONI

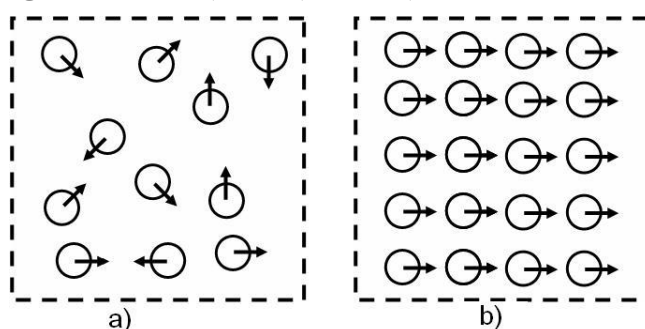
§ 64. Molekulyar toklar. Magnitlanish vektori

O'tgan ma'ruzalarda o'tkazgichdan o'tgan tokning hosil qilgan maydonini uning atrofida modda bo'lmagan holda qarab chiqdik. Tajriba ko'rsatadiki, moddaning borligi, magnit maydonining o'zgarishiga olib keladi. Buning sababi shundaki, barcha moddalar magnit maydon ta'sirida magnit xossaga ega bo'ladi- magnitlanadi va o'zlari magnit maydoni hosil qiladi. Shunday qilib, modda bo'lgan holda maydonning har bir nuqtasida yig'indi maydon hosil bo'ladi:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' \quad (64.1)$$

Bu formulada $\mathbf{B}_0$ –o'tkazgichdagi tok tufayli hosil bo'lgan magnit induksiyasi, $\mathbf{B}'$ - moddaning magnitlanish tufayli hosil bo'lgan magnit induksiyasi. Maydon moddaning xossasiga sezilarli bog'liq bo'ladi. Shuning uchun ham maydonning xossasini modda bo'lgan holda o'rganishdan oldin moddaning magnit maydon ta'sirida o'zini qanday tutishi bilan tanishib chiqaylik. Biz magnit maydon nazariyasini qurishda eng sodda model Amperning molekulyar toklar modelidan foydalanamiz

Amper gipotezasiga ko'ra, moddada mikroskopik yopiq toklar - “molekulyar toklar” mavjud bo'ladi. Tashqi maydon bo'lmaganda molekulyar toklarning orbitalari va shuningdek uning magnit momentlari xaotik oriyentirlanib, har qanday makroskopik cheksiz kichik hajmda (Δv) moddaning yig'indi magnit momenti nolga teng bo'ladi, modda magnit xossaga ega bo'lmaydi (102a) rasm). Moddani tashqi magnit maydoniga joylashtirganimizda molekulyar toklarning magnit momentlari maydon bo'ylab oriyentirlanadi, natijada har qanday kichik modda elementida noldan farq qiladigan magnit momentiga ega bo'ladi- modda magnitlanadi (102b) rasm).



102 – rasm

Moddaning magnitlanish darajasini miqdoriy jihatdan xarakterlash uchun magnitlanish vektori deb ataladigan fizik kattalik kiritiladi. Magnitlanish vektori - modda hajmi birligidagi magnit momentlarining yig'indisidir. Shunday qilib, agar $\sum \mathbf{P}_k$ -kichik dV hajmdagi molekulyar toklarning yig'indi magnit momenti bo'lsa, qaralayotgan nuqtadagi magnitlanish vektori $\mathbf{I}$ quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\mathbf{I} = \frac{\sum \mathbf{P}_k}{dV} \quad (64.2)$$

Magnitlanish vektorining XB sistemasidagi birligi 1A/m (amper metr nisbatiga) qabul qilingan.

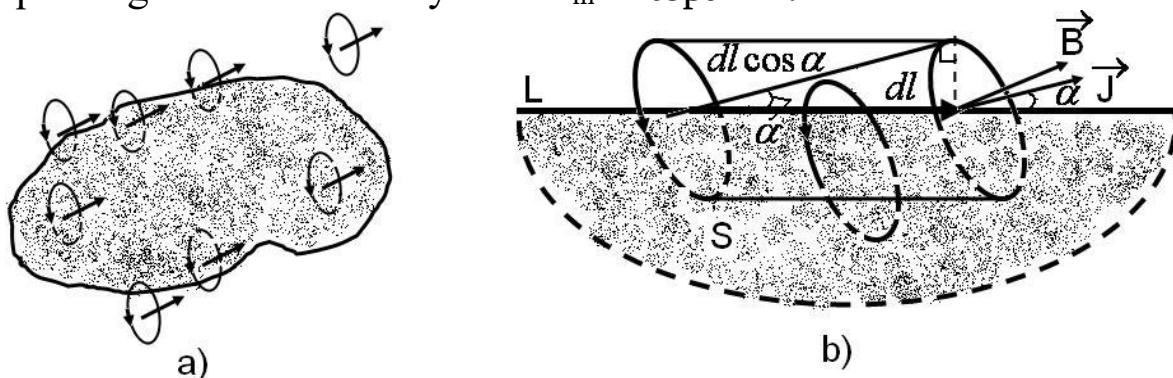
Tajriba ko'rsatadiki, ko'pchilik moddalar (bunga ferromagnitlar kirmaydi) uchun magnitlanish vektori $\mathbf{I}$ maydon induksiyasiga proporsionaldir.

$$\mathbf{I} \sim \chi \mathbf{B} \quad (64.3)$$

Bu yerda proporsionallik koeffisienti moddaning xossasiga bog'liq bo'ladi va unga magnit qabul qiluvchanlik deyiladi, bu haqida keyinroq to'xtalamiz.

§ 65. Molekulyar toklarning magnitlanish vektori bilan bog'liqligi

Makroskopik molekulyar tok va magnitlanish vektori orasidagi bog'lanishni qarab chiqamiz. Moddaning ichida L kontur bilan chegaralangan ixtiyoriy S sirt berilgan bo'lsin (98a)-rasm) va bu sirt orqali o'tgan to'la molekulyar tok I_m ni topamiz.



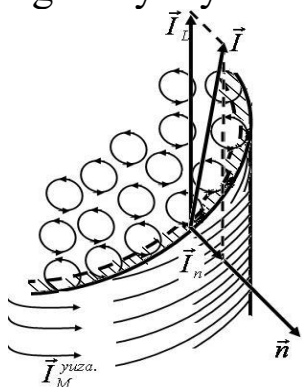
103-rasm

Ravshanki, bu tokka asosiy ulushni L konturni o'rab olgan molekulyar toklar beradi, konturni o'rab olmagan yoki S sirtini kesmagan yoki uni qarama-qarshi yo'nalishda ikki marta kesgan toklar bo'lmaydi

(103a) rasm). L konturni juda kichik qismlarga bo'lamiz va dastlab konturning dl elementi hosil qilgan dI_m ni hisoblaymiz (103b)-rasm). Bu element markazi 103-rasm da tasvirlangan qiyshiq parallelepiped ichidagi yotgan molekulyar toklarni o'raydi. Bunday molekulyar toklarning soni silindr hajmi $S d l \cos \alpha$ ning molekular konsentratsiyasi n_0 ga ko'paytmasiga teng bo'ladi, bu yerda S-molekulyar tokning yuzasi, α -dl bilan magnitlanish vektori $\mathbf{I}$ orasidagi burchak bo'lib, molekulyar toklarning magnit momentlari molekulyar toklarning tekisligiga perpendikulyar joylashgandir. Har bir molekulyar tok i ning ulushi $dI_m = i n_0 d l \cos \alpha$ yoki $i S = P$, $n_0 P = i$ va $I \cos \alpha = I_L$ ekanini hisobga olsak, $dI_m = I_L d l$ bo'ladi. S orqali o'tgan molekulyar tok:

$$I_m = \int I_e d l \quad (65.1)$$

Shunday qilib, S sirt orqali o'tgan to'la molekulyar tok shu sirtни chegaralab turgan kontur L bo'yicha magnitlanish vektorining sirkulyatsiyasiga teng. Bu formula magnitlanish vektori bilan modda yupqa qalinligida hajmiy molekulyar toklarning bog'lanishini ifodalaydi. Endi molekulyar toklar manzarasini jism sirti yaqinida qarab chiqamiz. 99-rasmda jismning kesmasi jism sirtining qandaydir nuqtasida magnitlanish vektoriga perpendikulyar bo'lgan hol ko'rsatilgan. Ko'rinadiki, mikroskopik yupqa sirt yaqinidagi qatlamda, radiusi alohida molekulyar tok tartibida (qaralayotgan) barcha molekulyar toklar umumiy yo'nalishga ega bo'lib, sirt molekulyar tokini hosil qiladi, jismning qandaydir sirti bo'yicha qandaydir tartiblangan molekulyar tok bilan o'rab olganday tuyuladi.

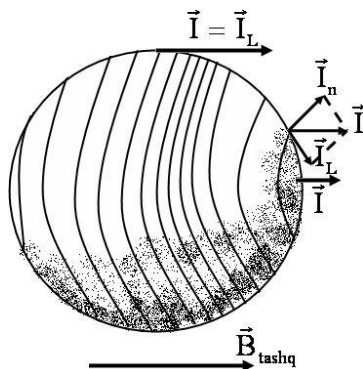


104-rasm

Hisoblashlar shuni ko'rsatadiki, bu sirt tokining zichligi $\mathbf{j}_m$ ni magnitlanish vektorining sirt nuqtasidan o'tgan proyeksiyasi I_L bilan aniqlanadi (104-rasm):

$$\mathbf{j}_m^{\text{sirt}} = I_L \quad (65.2)$$

Isbot qilish mumkinki, sirt molekulyar toklar hamma vaqt magnitlanishga olib keladi, u vaqtda hajmiy molekulyar toklar faqat bir jinsli bo'lmagan moddada hosil bo'ladi. Buning misoli sifatida 105-rasmda sirt molekulyar toklarining bir jinsli magnitlangan sharti ko'rsatilgan



105-rasm

Ekvatorida $\mathbf{j}_m^{\text{sirt}}$ maksimal ($I_L = I$) bo'lishini, qutbda ($I_L = 0$) bu kuch chizig'ining kamayishini ko'rsatadi.

§ 66. Modda uchun magnitostatikaning asosiy tenglamasi

Moddaning magnit xossasi molekulyar toklar orqali amalga oshirilgani uchun, tabiiyki, doimiy magnit maydon tenglamasi, ya'ni $\vec{B}$ vektor sirkulyatsiyasi nafaqat vakuumda o'rinli bo'lmasdan, modda bo'lganda ham o'rinli bo'ladi. Sirkulyatsiya teoremasining o'ng tomonida L kontur bo'yicha barcha toklar : o'tkazgichdagi toklar ham, molekulyar toklar I_m ham hisobga olinishi kerak:

$$\int B_l dl = \mu_0 \left(\sum I_k + I_m \right) \quad (66.1)$$

Molekulyar toklar I_m ning kuchi avvaldan aniq emas, chunki ular magnitlanish vektori orqali aniqlanadi. Magnitlanish vektori o'z navbatida yig'indi maydon $\vec{B}$ ga bog'liq, shuning uchun uni (65.2) dan foydalanib, (66.1) dan chiqarib tashlash kerak. U vaqtda Sirkulyatsiya haqidagi teorema (66.1) quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\int B_l dl = \mu_0 \left(\sum I_k + \int I_l dl \right) \quad (66.2)$$

Bu tenglamani soddalashtirsak:

$$\int \left(\frac{B_l}{\mu_0} - I_l \right) dl = \sum I_k \quad (66.3)$$

ga ega bo‘lamiz.

Chap qismidagi integral yanada soddalashadi, agar yangi vektor kattalik $\vec{H}$ kiritsak:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{I} \quad (66.4)$$

Bu vektorga magnit maydon kuchlanganlik vektori deyiladi. Endi sirkulyatsiya haqidagi teorema quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$\int H_l dl = \sum I_k \quad (66.5)$$

O‘ng tomonda faqat o‘tkazgichdagi toklar qoldi, lekin chap qismida magnit induksiya $\vec{B}$ sirkulyatsiya o‘rniga magnit maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ sirkulyatsiyasi turadi. Bu modda bo‘lgan holda magnit maydon sirkulyatsiyasining umumiy teoremasidir.

§ 67. Magnit maydon induksiya va kuchlanganlik vektorlarining xossalari

(66.5) dan kelib chiqadiki, $\vec{H}$ va $\vec{I}$ vektorlarining o‘lchamlilari bir xil, demak magnit maydon kuchlanganlik vektorining ham XB sistemasida o‘lchov birligi 1A/m bo‘ladi.

Izotrop moddalar uchun magnitlanish vektori $\vec{I}$ magnit induksiya $\vec{B}$ ga proporsional (64.3), u vaqtda bu formuladan kelib chiqadiki, u kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ ga ham proporsionaldir:

$$\vec{I} = \chi \vec{H} \quad (67.1)$$

Proporsionallik koeffisienti χ moddaning xossasiga va holatiga bog‘liqdir va unga moddaning magnit qabul qiluvchanligi deyiladi. (66.1) ni (65.4) ga qo‘ysak:

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (67.2)$$

Ya’ni $\vec{B}$ va $\vec{H}$ vektorlar bir-biriga proporsionaldir.

$$\mu = (1 + \chi) \quad (67.3)$$

Kattalikka moddaning nisbiy magnit singdruvchanligi deyiladi. (67.3) ni hisobga olsak, (66.2) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad (67.4)$$

$\vec{B}$ va $\vec{H}$ vektorlarining yo‘nalishlari bir xil, u vaqtda bu vektorlarning kuch chiziqlari ham bir xil bo‘ladi. Lekin (66.4) formuladan ko‘rinadiki,

chiziqlar zichligi har-xil: vektor $\vec{B}$ va vektor $\vec{H}$ larning kuch chiziqlar zichligi bir biridan $\mu_0 \mu$ marta farq qiladi.

$\vec{H}$ vektor kuch chiziqlari, $\vec{B}$ vektor kuch chiziqlaridan farqli o'laroq (chunki $\vec{B}$ vektor chiziqlari hamma vaqt uzluksiz) faqat bir jinsli muhitda ($\mu=\text{const}$) uzluksizdir, bir jinsli bo'lmagan mug'itda, xususan turli xil magnit singdiruvchanlik muhitlari chegarasida uzilishga ega. Moddadan tashqari har qanday muhitda $I=0$, u vaqtda (67.4) bo'yicha:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (67.5)$$

ya'ni vakuumda maydon kuchlanganlik $1/\mu_0$ ko'paytuvchi miqdorida magnit induksiyasi bilan mos keladi. $\vec{H}$ vektorining moddaning ichida qanday fizik ma'noga ega bo'lishiga to'xtasak, bu savolga javob berish uchun quyidagi teorema orqali aniqlanishini bilish kerak, uni isbot qilib o'tirmaymiz.

Agar bir jinsli modda magnit induksiya chiziqlari bilan chegaralangan sohani butunlay to'ldirsa, u vaqtda moddaning ichidagi har qanday nuqtada quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (67.6)$$

bu yerda $\vec{B}_0$ - modda bo'lmagandagit tokli o'tkazgichning magnit maydon induksiyasi. (64.1) formulani eslasak, magnit induksiya $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$, bu yerda $\vec{B}'$ - moddaning magnitlanishi bilan bog'liq bo'lgan magnit induksiyasi. Shuni qayd etishimiz mumkinki, modda ichidagi magnit maydon kuchlanganligi $1/\mu_0$ ko'paytma aniqligida tokli o'tkazgichning to'la maydoni $\vec{B}$ ulushida bo'ladi, (65.5) ni hisobga olsak, formula (67.6) quyidagicha bo'ladi.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{B}_0 \quad (67.7)$$

Shunday qilib, moddaning ichidagi magnit induksiya modda bo'lmagan vaqtdagi magnit maydon induksiyasiga nisbatan μ_0 marta oshgan bo'ladi.

NAZORAT SAVOLLAR

1. Magnitlanish jarayoni nima ?
2. Magnitlanish vektori va uning fizik ma'nosi nimadan iborat?

3. Magnitlanish vektorining sirkulyatsiyasi nimaga teng va u qanday hisoblanadi?

4. Magnitlanish vektori bilan magnit dipol o'rtasida qanday bog'lanish bor?

5. Modda bo'lgan holda doimiy tokning magnit maydon tenglamasi qanday ko'rinishga ega bo'ladi?

6. Magnit induksiya, magnit maydon kuchlanganligi va magnitlanish vektori o'rtasida qanday bog'lanish bor?

7. Magnit maydon kuchlanganlik vektorining xossalarini aytib bering.

8. Ikkita magnit muhit chegarasida magnit kuch chiziqlarining sinish qonuni qanday ko'rinishda bo'ladi va uni ikkita dielektrik muhit chegarasida kuch chiziqlarining sinish qonunidan qanday farqi bor?

9. Ikkita magnit muhit chegarasida magnit kuch chiziqlarining, ikkita o'tkazgich chegarasida kuch chiziqlarining sinish qonuni o'rtasida qanday farq bor?

10. Magnitsizlantirish faktori nima va u jismning shakliga va o'lchamiga qanday bog'liq?

TEST TOPSHIQLARI

1. a) nisbiy magnit singdruvchanlik (μ) nimani va b) magnit doimiysi (μ_0) nimani xarakterlaydi:

a) a) moddaning magnit xossasini va b) vakuumning magnit xossasini;

b) a) vakuumning magnit xossasini va b) havoning magnit xossasini;

c) a) havoning magnit xossasini va b) moddaning magnit xossasini;

d) Suvning va havoning magnit xossalarini.

2. Toza temirning absolyut magnit singdruvchanligi $\mu_a=0,025$ Gn/m. Uning nisbiy magnit singdruvchanligini (μ_N) aniqlang:

a) $\approx 2 \cdot 10^5$; b) $\approx 2 \cdot 10^4$; c) $2 \cdot 10^3$;

d) Javob uchun berilgan ma'lumotlar yetarli emas.

3. Magnit maydoni induksiyasi ($\vec{B}$) va kuchlanganligi ($\vec{H}$) vektorlari orasida qanday bog'lanish bor?

a) $B = \mu_0 \mu_H H$; b) $H = \mu_0 \mu_H B$; c) $B = \frac{H}{\mu_0 \mu_H}$; d) $B = \mu_H B$.

4. Taqasimon elektromagnitning qutblari orasidagi maydon kuchlanganligi havoda 2 marta oshdi. Shu joyda maydon induksiyasi qanchaga o'zgaradi:

- a) 2 marta oshdi;
- b) O'zgarmadi;
- c) 2 marta kamaydi;
- d) Savolga javob berish uchun ma'lumotlar yetarli emas

5. $V=10^{-3}$ Tl; $\mu_a=0,001$ Gn/m. Magnit maydoni kuchlanganligini aniqlang.

- a) 1 A/m;
- b) 0,1 A/m;
- c) 10 A/m;
- d) 10^{-6} A/m.

6. Magnit maydoni kuchlanganligi Xalqaro birliklar sistemasida qanday birlikda o'lchanadi

- a) A/m;
- b) Gs;
- c) Tl;
- d) Ersted.

XII BOB. MAGNETIKLARNING TURLARI

§ 68. Magnetiklarning sinflari haqida tushuncha

Ma'lumki, Faradey 1831 yilda turli xil moddalarni elektromagnit orasiga joylashtirganda ularning maydondagi harakati 3 xil ko'rinishda bo'lgan. Ba'zi moddalar magnit maydonidan itarilganligini, ba'zilar esa maydon bo'ylab joylashganligini, ba'zi birlari esa tashqi maydonning ta'sirida kuchli tortirilganligini Faradey tajribasida yoqqol namoyon bo'ldi. Magnit maydonida chiqib ketgan moddalarni u diamagnetiklar deb, maydon bo'ylab yo'nalganligini paramagnetiklar deb, maydonga kuhli tortirilganlarini esa ferromagnetiklar deb atadi.

O'zining magnit xossasi jihatdan barcha moddalar yoki magnetiklarni ikki sinfga ajratish mumkin: magnit tartibsiz va magnit tartibli.

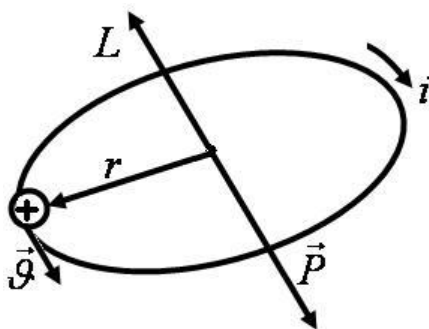
Magnit tartibsiz magnetiklarda qandaydir ichki o'zaro tasir, ya'ni mikroskopik magnit momentlar oriyentatsiyasiga olib keluvchi o'zaro ta'sir mavjud bo'lmaydi. Bunday magnetiklarda tashqi magnit maydon bo'lmaganda magnitlanish vektori hamma vaqt nolga teng bo'ladi va magnitlanish faqat tashqi magnit maydon ta'sirida ro'y beradi. Bu guruh moddalarga izotrop tuzilishga ega bo'lgan moddalar, xususan suyuqlik va gazlar kiradi. Barcha magnit tartibsiz moddalar yana o'z navbatida diamagnetiklar va paramagnetiklarga bo'linadi.

Magnit tartibli magnetiklarga asosan kristall jismlar kiradi, anizotrop tuzilishga ega bo'lgan moddalar, ularda magnit tartibga olib keluvchi kuch kvant tabiatga ega bo'ladi, ularni almashuvchi kuchlar deyiladi, bu kuchlar tashqi magnit maydoni bo'lmaganda ham makroskopik magnit momentlarni u yoki bu darajada oriyentasiyalaydi. Bunday moddalar noldan farq qiluvchi magnitlanishga ega bo'ladi, shu bilan birga juda katta qiymatga ega bo'ladi. Hozirgi kunda juda ko'p sondagi moddalar magnit tartibli holatga ega ekanligi aniqlandi (ferromagnitlar, antiferromagnitlar, kuchsiz ferromagnitlar, ferritlar va h.k.), ularning soni jami 14 tani tashkil qiladi.

§ 69. Diamagnetizm

Atomdagi elektronlar orbitasidagi harakatda ishtirok etishi tufayli modda ichida murakkab mikroskopik toklar manzarasini hosil qiladi. Agar moddani tashqi magnit maydoniga joylashtirsak, bu harakat o'zgaradi. Keyinchalik ko'rsatib o'tamizki, elektronlarning orbital harakatining o'zgarishi tashqi magnit maydoniga qarama-qarshi bo'lgan magnit momenti $\vec{P}$ ga teng bo'lgan qo'shimcha tok I ning hosil bo'lishiga olib keladi (106-rasm) va quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$P = -\frac{e^2 r^2 B}{4m} \quad (69.1)$$



106–rasm

bu yerda e va m elektron zaryadi va massasi, r -magnit maydon tufayli paydo bo'lgan qo'shimcha tokning radiusi, (indusirlangan) momentlarning yig'indisi barcha atomdagi elektronlar uchun

$$\vec{I}_{dia} = -\frac{e^2 \sum_i r_i^2 \vec{B}}{4m} \quad (69.2)$$

Yig'indisi $\sum_i r_i^2$ ni $\sum_i r_i^2 = n_0 r_{ort}^2$ deb olish mumkin. Bu yerda n_0 – hajm birligidagi atomlar soni, r_{ort}^2 – atomdagi barcha orbitalar bo'yicha o'rtalashtirilgan indusirlangan tokning radius-kvadrati. Shunday qilib:

$$\vec{I}_{dia} = -\frac{e^2 r_{ort}^2 \vec{B}}{4m} \quad (69.3)$$

Bu magnitlanish, ya'ni orbital elektronlarining tashqi magnit maydoni tufayli hosil bo'lgan qo'shimcha indusirlangan maydon tufayli hosil bo'ladi va uni diamagnetizm deyiladi. Agar indusirlangan diamagnet momentlar barcha atomdagi elektronlar tomonidan hosil

qilinsa, ular maydonga qarshi bo'lsada, kompensasiyalanmaydi, u vaqtda diamagnetizm barcha moddalarga xos bo'ladi. Bundan diamagnetizm atom va molekulalarning universal xossasi ekanligi kelib chiqadi.

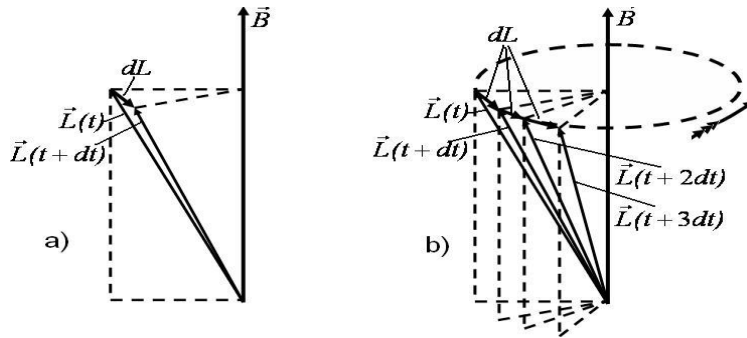
Agar moddaning magnitlanishida diamagnetizm asosiy rolni o'ynasa, bunday moddalarga diamagnetiklar deyiladi. Formula (69.3) diamagnetikning magnitlanish vektorini aniqlaydi. Formula (69.3) va (64.2) dan, $\frac{e^2 n_0 r^2 \mu_0}{4m} \ll 1$ ekanini hisobga olsak, diamagnetiklar uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\vec{I} = \chi \vec{H}, \quad (69.4)$$

bu yerda $\chi = -\frac{e^2 n_0 r^2 \mu_0}{4m}$

Barcha inert gazlar diamagnetik hisoblanadi, ba'zibir suyuqliklar (masalan, uglekislotalar) va ba'zibir qattiq jismlar (masalan, vismut) diamagnetik hisoblanadi.

Diamagnetizmning kelib chiqish mexanizmini tushuntirish uchun atomning planetar modelidan foydalanamiz, bu model bo'yicha atomdagi elektronlar yadro atrofida yopiq orbitalar bo'yicha harakat qiladi, soddalik uchun bu orbitalarni aylana ko'rinishda deb olamiz. Har bir elektron aylana orbitasida tekis harakat qilib, orbita markaziga nisbatan $\vec{L} = [\vec{r} m \vec{g}]$ impuls momentiga ega bo'ladi. Impuls momenti $L = r m g$ kattalikka ega bo'ladi va orbita o'qi bo'yicha yo'nalgan. Tashqi ta'sir bo'lmaganda impuls momenti saqlanadi, u vaqtda elektronning harakati quyidagi tenglama bilan $\frac{d\vec{L}}{dt} = 0$ ifodalanadi. Elektron orbita bo'yicha harakat qilib, yopiq elektr tokini hosil qiladi. Elektronning aylanish chastotasi ν va zaryadi e – bo'lsin. Elektron har bir yuzachadan har sekundda ν marta o'tadi. U vaqtda tok kuchi $i = e\nu$ ga teng bo'ladi. Elektron zaryadi manfiy bo'lgani uchun, bu tok elektronning harakat tezligiga teskari yo'nalgan bo'ladi (106-rasm).



107-rasm

Har qanday tok magnit momentiga ega bo‘lib, uning kattaligi $P = iS$ ga teng bo‘ladi, bu yerda S – orbita yuzasi. 106-rasmdan ko‘rinadiki, $\vec{P}$ vektorning yo‘nalishi $\vec{L}$ vektorning yo‘nalishiga qarama-qarshi $i = e\nu$, $\nu = \frac{g}{2\pi}$ va $S = \pi r^2$ ekanligini hisobga olsak:

$$P = e\nu\pi r^2 = \frac{e g r}{2} \quad (69.5)$$

$\frac{P}{L}$ nisbatga girromagnit nisbat deyiladi va u quyidagiga teng bo‘ladi.

$$\frac{P}{L} = -\frac{e}{2m} \quad (69.6)$$

Endi modda magnit maydoniga joylashtirilsa, atomdagi elektronning harakati qanday o‘zgarishini qarab chiqaylik. Baholashlar ko‘rsatadiki, uncha katta bo‘lmagan maydon, elektronning orbital harakatini vaqt bo‘yicha nisbatan sekin o‘zgartiradi. Magnit momentga tashqi magnit maydon tomonidan ta’sir qilganda, momentlar tenglamasi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{P} \times \vec{B}] \quad (69.7)$$

Yoki bu ifodaga formula (69.6) dan ifodasini qo‘ysak va uni dt ga ko‘paytirsak quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$d\vec{L} = \frac{e}{2m} [\vec{B} \times \vec{L}] dt \quad (69.8)$$

Budan ko‘rinadiki, $d\vec{L}$ ning kichik o‘zgarishi $[\vec{B} \times \vec{L}]$ vektor bo‘yicha yo‘nalgan bo‘ladi, ya’ni u har bir t vaqtda $\vec{B}$ va $\vec{L}(t)$ vektorlar tekisligiga perpendikulyar bo‘ladi. 107a)-rasmda impuls momentining dt vaqt ichida o‘zgarishi ko‘rsatilgan: $\vec{L}(t+dt) = \vec{L}(t) + d\vec{L}$. Agar $\vec{L}$ vektorning bir necha vaqt oralig‘idagi o‘zgarishini kuzatsak (107b)-rasm), u vaqtda ma’lum bo‘lib qoladiki, $\vec{L}$ vektor va u bilan orbita o‘qi konus hosil

qiladi va uning o'qi $\vec{B}$ tomon yo'nalgan bo'ladi. Bunday harakatga presessiya deyiladi. Shunday qilib tashqi magnit maydonining atomdagi elektronlar harakatiga ta'sirini elektronlar orbitasi o'qining presessiyaga keltiriladi yoki unga Lormor presessiyasi deyiladi.

Endi Lormor presessiyasining burchak tezligini hisoblaymiz.

Ma'lumki, burchak tezligi $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ ifoda bilan aniqlanadi. $d\varphi = \frac{dL}{L \sin \theta}$.

Bunga $dL = \frac{e}{2m} BL \sin \theta dt$ ni qo'ysak, quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$dL = \frac{e}{2m} [\vec{B} \times \vec{L}] \quad (69.9)$$

ifodadan quyidagini topamiz:

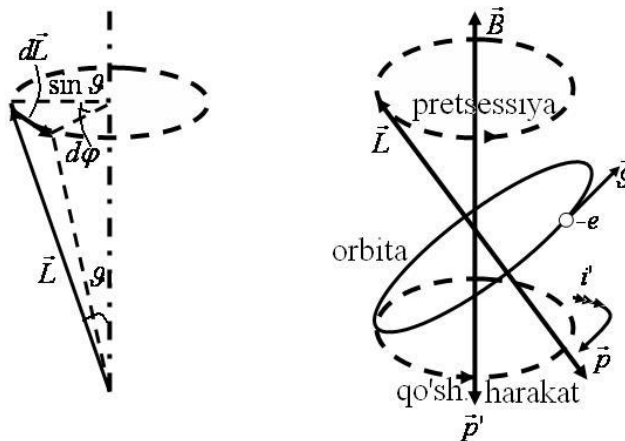
$$\omega = \frac{eB}{2m} \quad (69.10)$$

Demak, presessiya elektronning $\vec{B}$ atrofida qandaydir r' radius biln qo'shimcha harakat qilishga olib keladi va ω chastota bilan harakat qilar ekan yoki $\nu' = \frac{\omega}{2\pi}$ chastota bilan harakat qiladi. Bu qo'shimcha harakat qo'shimcha tokni hosil qiladi:

$$i' = e \nu' = \frac{e\omega}{2\pi} \quad (69.11)$$

va qo'shimcha magnit momenti $\vec{P}'$ ni hosil qiladi (103-rasm), bu maydonga qarshi yo'nalgan, uning absolyut qiymati:

$$P' = i \pi r'^2 = \frac{e\omega}{2\pi} \pi r'^2 = \frac{e^2 r'^2}{4m} B \quad (69.12)$$



108-rasm

Diamagnetiklarning asosiy xossalari:

1. Diamagnetiklarda magnitlanish vektori $\vec{I}$ magnit induksiya vektori $\vec{B}$ va maydon kuchlanganligi $\vec{H}$ vektoriga qarama-qarshidir, qiymati jihatdan ularga proporsionaldir.

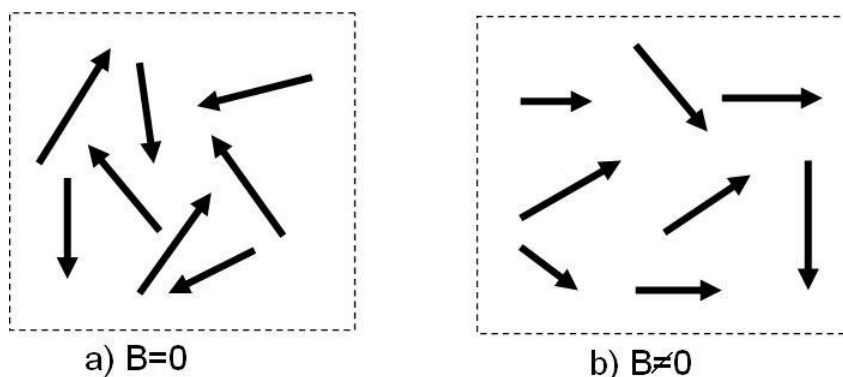
$$\vec{I} = \chi \vec{H}, \quad \chi < 0$$

2. Diamagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi formula (69.4)an ko'rinadiki, temperaturaga bog'liq emasdir.

3. Diamagnetiklar kuchsiz magnetiklardir. Ularning magnit qabul qiluvchanligi kichik: odatda $|\chi| \sim 10^{-5}$, $\mu = 1 + \chi = 1$.

§ 70. Paramagnetizm

Endi magnit momenti $\vec{P}$ noldan farq qiladigan atom va molekulalarni qaraymiz. Atomning magnit momenti elektronning orbital harakati tufayli hosil bo'ladigan orbital magnit momenti va elektronning xususiy mexanik momenti bilan bog'lik bo'lgan spin magnit momentidan iborat bo'ladi. Tashqi magnit maydoni bo'lmaganda barcha magnit momentlar teng yo'nalishga ega bo'ladi, shuning uchun atomlarning magnit momentlari xaotik va modda hajm birligida barcha yig'indi magnit moment nolga teng bo'ladi va modda magnitlanmagan bo'ladi (104a)-rasm)



109-rasm

Tashqi magnit maydon bo'lgan holda magnit momentlari maydon bo'ylab yo'nalishi energetik jihatdan qulay bo'ladi. Mana shu maydon ta'sirida tartibli harakat bilan issiqlik harakati tufayli tartibsiz harakatlari magnit momentlarining muvozanatli taqsimlanishiga (magnit induksiya bo'yicha) olib keladi. (104b)-rasm). Modda hajm birligidagi atomlarning yig'indi magnit momenti quyidagiga teng bo'ladi:

$$I_{para} = \frac{\sum \vec{P}_k}{\Delta V} \quad (70.1)$$

Bu holda magnitlanish noldan farq qiladi, ya'ni modda magnitlangan holatda bo'ladi. Atom magnit momentlarining tashqi maydonda oriyentatsiyasiga bog'liq bo'lgan magnitlanishning bu turiga paramagnetizm deyiladi.

Paramagnetizmning asosiy xossalari:

1. Nazariya va tajriba ko'rsatadiki, uncha kuchli bo'lmagan maydonlarda paramagnitlarning magnitlanish vektori magnit maydon kuchlanganligiga proporsional va shu bo'yicha yo'nalgan bo'ladi:

$$I = \chi \vec{H}, \chi > 0 \quad (70.2)$$

2. Nazariya va tajriba ko'rsatadiki, paramagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi taxminan absolyut temperaturaga teskari proporsionaldir (Kyuri qonuni).

$$\chi \sim 1/T \quad (70.3)$$

Kyuri qonuninig ma'nosi quyidagicha: temperatura qancha yuqori bo'lsa, shuncha issiqlik harakatining ta'siri kuchli bo'ladi, demak, shuncha moddaning magnitlanishi berilgan maydonda kichik bo'ladi.

3. Paramagnetiklar ham diamagnetiklar kabi kuchsiz magnetiklar qatoriga kiradi. $\chi \sim 10^{-4}$ va undan ham kam. Siyrak yer elementlarida, masalan, Godolinyda magnit qabul qiluvchanlik yetarlicha katta: $\sim 10^{-1}$.

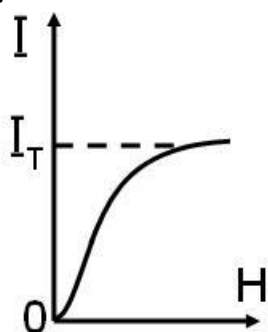
Paramagnetiklarga tartib raqami toq bo'lgan elementlar kiradi, ularning atom magnit momentlari noldan farq qiladi. Ko'pgina metallar va suyuqliklar ham paramagnit xossaga ega bo'ladi.

§ 71. Ferromagnetizm

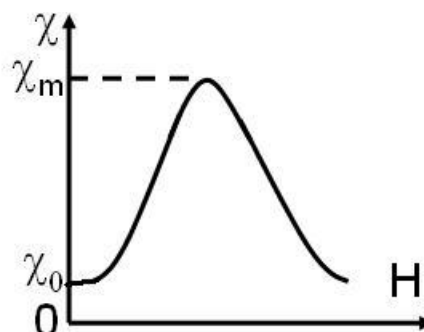
Endi eng yaxshi o'rganilgan magnetiklar turi bilan tanishamiz. Ularga nikel, kobolt, temir va boshqa moddalar kiradi. Uning xossalari quyidagilardan iborat:

Birinchidan, ferromagnetiklar kuchli magnetiklardir, ularning magnit qabul qiluvchanligi $\chi \sim 10^6$ ga teng bo'lib, dia- va paramagnetiklarga nisbatan milliard marta kattadir. Shunga mos ravishda ferromagnetiklarning magnitlanishi ham kattadir.

Ikkinchidan, ferromagnetik magnitlanganda magnitlanish vektori kattaligi tashqi magnet maydon kuchlanganligiga proporsional oshmaydi. Agar dastlab magnitlanmagan ferromagnetikni ($I=0$) magnitlantirsak, uning magnitlanishi $\vec{I}(\vec{H})$ (110-rasm) murakkab ko'rinishga ega bo'ladi. Bunga asosiy magnitlanish egri chizig'i deyiladi.



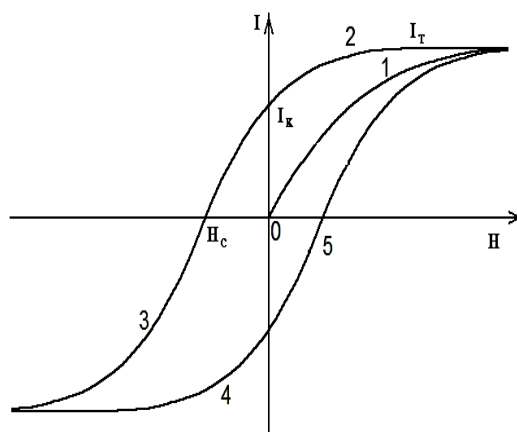
110-rasm



111-rasm

Bu egri chiziqning xarakterli tomoni shundaki, magnitlanish qandaydir paytdan boshlab to'yinadi, maydon oshishi bilan umuman oshmay qoladi. $\vec{I}(\vec{H})$ ning noxiziqli o'sishi shuni bildiradiki, ferromagnitlarda magnet qabul qiluvchanlik doimiy emas. 110-rasmdan ko'rinadiki, asosiy magnitlanish egri chizig'i uchun magnet qabul qiluvchanlikning $\chi = \frac{I}{H}$ magnet maydon kuchlanganligiga ham bog'liqligi murakkab ko'rinishga ega bo'ladi. (111-rasm).

Ferromagnitlarning magnitlanish jarayoni uchun xarakterli bo'lgan hodisa gisterizisning mavjudligidir, ya'ni magnitlanish egri chizig'i bilan magnitsizlanish egri chizig'ining mos kelmasligidir. Namunani to'yinishgacha magnitlaymiz (asosiy magnitlanish egri chizig'i 01 qism 112-rasmda).



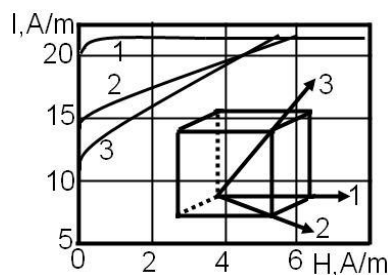
112-rasm

So'ngra uni magnitsizlantiramiz. Tashqi magnit maydonini teskari ketma-ketlikda kamaytiramiz, keyingi teskari jarayon bilan to'g'ri jarayon bir biri bilan mos kelmaydi (112-rasmda 1-2 egri chiziqlar). Magnitlanish magnitsizlanish maydonidan «qandaydir orqada qoladi», shuningdek, magnitlanish jarayoniga nisbatan katta bo'lib qoladi. Bu shunga olib keladiki, maydon yo'qolsa ham magnitlanish nolga teng bo'lmaydi, balki qandaydir chekli qiymatga, ya'ni qoldiq magnitlanish I_r ga ega bo'ladi. Bu qoldiq manitlanishni yo'qotish uchun bu jarayonni davom ettirish kerak bo'ladi, ya'ni maydon qandaydir qiymatgacha qarama-qarshi yo'nalishda oshirib boriladi, bu qiymatga koersitiv kuch H_c deyiladi. (107-rasmda 2-3 qism). Agar maydonni yana to'yinishgacha oshirib borsak 3-4 qismlar, so'ngra teskari ketma-ketlikda yana to'yinish magnitlanishigacha kelsak 4-5-1 qismlar va natijada, biz yopiq egri chiziq 1-2-3-4-5-1 ga ega bo'lamiz va bunga gisterezis xalqasi deyiladi.

Agar shunday jarayonni magnit maydonining kichik qiymatida davriy davom ettirib borsak, unga xususuiy gisterizis xalqasi mos keladi va u asosiy gisterizisning ichida yotadi (112-rasmda punktir bilan ko'rsatilgan). Shunday qilib, ferromagnetiklarda magnitlanish maydonning bir qiymatli funksiyasi bo'la olmaydi. (masalan, maydon $\bar{H} = \bar{H}_1$ bo'lganda magnitlanish I_1 va I_2 chegarasida istalgan qiymat olishi mumkin) va namunaning tarkibiga ham bog'liqdir, ya'ni qanday qilib shunday holatga erishilganiga bog'liqdir. Shu munosabat bilan aniqlash kerakki, ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanlik va magnit singdiruvchanligi deganda bu kattaliklarning magnitlanish egri chizig'idagi maksimal qiymatini tushunish kerak. (112-rasm) ferromagnetiklar uchun $\chi = \mu$, chunki $\mu = 1 + \chi$, $\chi \gg 1$) $\bar{H}_n$, I_r va $\mu_{\max}$ konstantalarga ferromagnetikning asosiy xarakteristikalarini deyiladi. I_r va $\bar{H}_n$ qiymati katta bo'lgan ferromagnetiklarga qattiq deyiladi, ularda gisterizis halqasi kengdir. Natijada qoldiq magnitlanish katta bo'ladi, bu ferromagnetiklar doimiy magnitlar tayyorlashda ishlatiladi. Boshqa maqsadlarda, masalan, transshakltorlar o'zagini tayyorlashda I_r va $\bar{H}_n$ nisbatan kichik bo'lgan ferromagnetiklar ishlatiladi, bu yerda gisterizis halqasi ancha tor bo'ladi va ular qayta magnitlashda kam energiya sarf bo'lishiga olib keladi.

Ferromagnetik monokristalining xarakterli tomoni shundaki, ularning magnit anizotropiyaga ega bo'lishidir, ya'ni magnitlanish egri chizig'i kristalning magnit maydonidagi oriyentatsiyasiga bog'liq bo'ladi. 113-

rasmda temirning elementar panjara yacheykasi keltirilgan va uchta kristallografik o'q yo'nalishi ko'rsatilgan. (113-rasm)



113-rasm

Agar temir monokristalini magnit maydonida 1-, 2- va 3-kristallografik o'qi bo'yicha magnitlasak, 3-ta turli xil asosiy magnitlanish egri chizig'iga ega bo'lamiz, bu hol rasmda tegishli raqam bilan ko'rsatilgan. Har bir ferromagnetiklar uchun xarakterli T_s temperatura mavjudki, bu temperatura Kyuri temperaturasi deb atalib, bu temperaturaga yetganda ferromagnetik o'zga xos magnit xossasini yo'qotadi va oddiy paramagnetikka aylanib qoladi. Magnit qabul qiluvchanlik Kyuri -Veyss qonuniga bo'ysunadi:

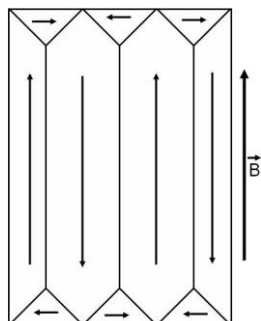
$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (71.1)$$

Bu yerda C-Kyuri doimiysi bo'lib, moddaning xossasiga bog'liq. Ferromagnetikning yana bir xossasi magnitostriksiyadir. Uning mohiyati shundaki, magnitlanish jarayoni ferromagnitning chiziqli va hajmining o'zgarishiga olib keladi. Bu deformatsiya odatda kichik va magnit maydon kuchlanganligining kvadratiga proporsionaldir. Deformatsiya maydon kuchlanganligining yo'nalishiga bog'liq bo'lmaydi, magnitostriksiya juft effektdir.

Yuqorida biz qarab o'tgan ferromagnetiklarning magnitlanish jarayoni uning tuzilishi bilan bog'langandir, bu yerda eng asosiy rolni elektronlarning spin magnit momenti o'ynaydi. Kvant nazariyadan kelib chiqadiki, elektronlarning o'zaro ta'siri spinlar momentining oriyentatsiyasiga bog'liq ekanligi. Ferromagnitlarda bu o'zaro ta'sir (almashish) spontan magnitlanish sohalarini vujudga keltiradi, ya'ni domenlarni hosil qiladi. Har bir domen chegarasida magnit momentlar bir biriga parallel, yig'indi moment maksimaldir. Magnitlanmagan ferromagnitlarda ko'p domenlar bor bo'lgan sohaning magnitlanishi domenlar magnit momentlarining turli xil oriyentatsiyasi tufayli nolga

teng (domenlarning xarakterli o'lchami $10^{-4} - 10^{-3}\text{sm}$) (114-rasmda domenlarning magnit momentlari strelka bilan ko'rsatilgan).

Ferromagnetikning magnitlanish jarayonida tashqi magnit maydoni oshishi bilan dastlab domenlar chegarasi qayta quriladi:

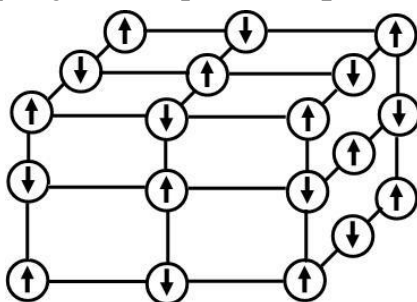


114-rasm

Energetik jihatdan qulay bo'lgan domenlarning magnit momentlari maydon kuchlanganligi bilan o'tkir burchak hosil qiladi va energetik jihatdan qulay bo'lmagan domenlar hisobidan kengayadi. So'ngra domenlarning yig'indi magnit momentlarining burilishi muhim rol o'ynaydi va u tashqi maydon bo'yicha yo'naladi. Barcha magnitlar (domenlar) maydon bo'yicha to'la yo'nalib bo'lsa, to'yinish ro'y beradi. Domenlarning qayta qurilishi qaytmasdir, bu bilan gisterizis halqasining sababi tushuntirildi. Kyuri temperaturasiga yetganda domenlar buziladi.

§ 72. Antiferromagnetizm va ferrimagnetizm

Magnit dipollari o'rtasidagi o'zaro ta'sirning xarakteriga qarab, tashqi magnit maydon bo'lmaganda ham qo'shni atomlarning magnit momentlari ko'p sonidagi atomlarning bir biriga nisbatan oriyentatsiyasini qarama-qarshi yo'nalishda hosil qilishi mumkin. Kristall ikkita magnit panjarasidan iborat bo'ladi, bir birining ustiga qo'yilgan, ularning har birida barcha dipollar parallel yo'nalgan, faqat oriyentatsiyasi u yoki bu panjarada qarama-qarshi bo'ladi (114-rasm).



114-rasm

Antiferromagnetiklar

Modda	Neyel nuqtasi, °C
Sr	202
$\alpha - \text{Mn}$	-173
FeO	-75
MnC	-133
CoF ₂	-223

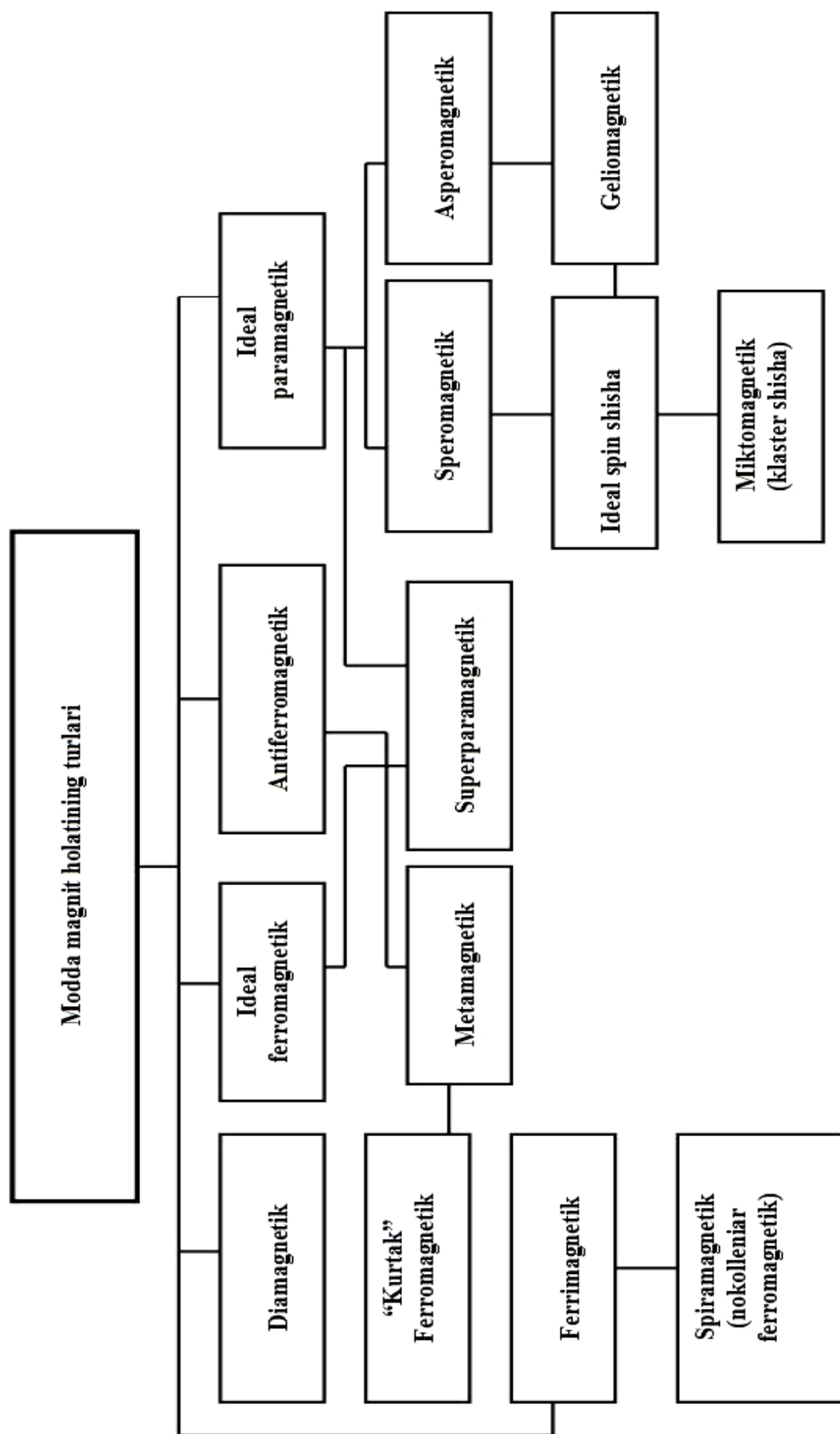
Bunday kristalning yig'indi magnitlanishi nolga teng, tashqi magnit maydoni nisbatan kichik bo'lgan kuchsiz magnitlanishni hosil qiladi. Bunday kristalga antiferromagnetlar deyiladi. Bu yerda ham ferromagnetizmdagi singari Kyuri temperaturasiga o'xshash temperatura (Neyel temperaturasi deyiladi) mavjud bo'ladi, undan yuqorida mushtaraklik effektlari yo'qoladi va kristall paramagnet bo'lib qoladi. 1-jadvalda ba'zi bir antiferromagnet moddalar ro'yxati keltirilgan.

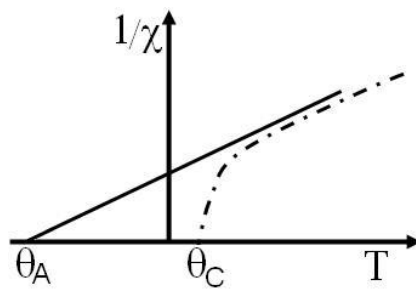
Ferrimagnetizm umumiyroq magnit holatdir. Bu holda ikkala panjara ham turli xil atom magnit momentiga ega bo'ladi: kompensasiya bo'lmaydi va ferromagnetizmdagi singari spontan magnitlanish mavjud bo'ladi. Bu spontan magnitlanish ham ma'lum bir temperaturada yo'qoladi, bu temperatura Kyuri temperaturasi deb aytiladi. Ferromagnet moddalarning eng muhim sinfi bu ferritlardir. MnO-Fe₂O₃, bular ichida FeO-Fe₂O₃-maggyetin qadimdan o'zining ferromagnet xossasi bilan ma'lum.

Ferritlar o'zining elektr xossasi bo'yicha dielektriklarga yotadi. Keyingi vaqtda yarim o'tkazgichlar deb atalgan yangi sinfdagi moddalar paydo bo'ldi. Bularning fizik xossasini o'rganish qizg'in ketmoqda. Ferritlarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi 111-rasmdagi qonuniyatga bo'ysunadi:

$$\chi_A = \frac{C}{T + \theta_A} \quad (72.2)$$

bu yerda C- Kyuri doimiysi, rasmdagi $\theta_A = -\frac{C}{\chi_A}$ ga teng.





115-rasm

$\frac{1}{\chi_A} = \frac{T + \theta_A}{C}$ ning kesishishidan Kyuri temperaturasi aniqlanadi. Bu temperaturani Neyel asimptotik Kyuri nuqtasi deb ham ataladi. $T=0$ bo'lganda $1/\chi_A$ o'q $1/\chi_A$ nuqtada kesishadi. θ_p - ferritning paramagnit temperaturasi. Neyel uni paramagnit Kyuri nuqtasi deb atagan.

Hozirgi vaqtda magnetiklarning soni 14 ta turi mavjud (jadval). Eng keyingi turlari amorf magnit materiallarda aniqlandi. Bular: superparamagnetizm, spin shisha, speromagnetizm, sperimagnetizm, asperomagnetizm va h.k. bo'lib quyidagi jadvalda berilgan.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Tashqi magnit maydoni elektronning atomdagi orbital momentiga qanday ta'sir ko'rsatadi? Lormor presessiya nima?
2. Qanday moddalarga diamagnetiklar deyiladi? Ularning xossalarini aytib bering.
3. Qanday moddalarga paramagnetiklar deyiladi? Paramagnetik tashqi magnit maydoniga kiritilganda qanday jarayon ro'y beradi? Kyuri qonuni nimadan iborat? Past temperaturalarda paramagnetning xossasi qanday?
4. Dia-paramagnetiklarning magnit xossalari qanday farq qiladi?
5. Magnit induksiya vektori, maydon kuchlanganligi vektori va magnitlanish vektorlari qanday bog'langan? Nisbiy magnit singdiruvchanlik bilan magnit qabul qiluvchanlik o'rtasida qanday bog'lanish bor?
6. Magnit maydon kuchlanganligi, magnit induksiya va magnitlanish vektorlarining yopiq kontur bo'yicha Sirkulyatsiyalari nimaga teng?
7. Ferromagnitlarning magnit xossasining o'ziga xos xususiyatlari nimadan iborat? Magnitlanish egri chizig'i va gisterizis halqasi nimadan iborat? Magnit bo'sh va magnit qattiq materiallarning magnit xossalari bir biridan qanday farq qiladi?

8. Antiferromagnetizm nima? Uning magnitlanish jarayoni qanday tushuntiriladi?

9. Ferromagnetizm va uning magnit xossasining o'ziga xos xususiyatlari nimadan iborat? Magnitlanish jarayonini tushuntirib bering.

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Quyidagi moddalardan faqat diamagnit moddalarni ko'rsating: 1 – havo, 2 – marganes, 3 – nikel, 4 – shisha, 5 – kobalt, 6 – mis, 7 – shisha, 8 – temir, 9 – suv, 10 – vismut:

- a) 6,7,9,10; b) 1,2,7; c) 3,5,8; d) 2,7,8.

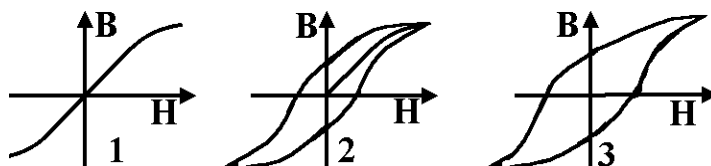
2. Qaysi moddalar o'zgaruvchan magnit singdiruvchanlikka ega bo'ladilar:

- a) Paramagnetiklar; b) Ferromagnetiklar;
c) Diamagnetiklar; d) Antiferromagnetiklar.

3. Paramagnit moddalar tashqi magnit maydoni kattaligiga qanday ta'sir ko'rsatadilar:

- a) Ta'sir ko'rsatmaydi; b) Juda kuchaytiradi;
c) Kuchaytiradi; d) Susaytiradi.

4. Rasmda turli magnit materiallarning gisterezis sirtmog'i tasvirlangan. Qaysi holda materialdagi domenlarning magnit momentini o'zgartirishga katta energiya sarflanadi:



- a) 3 holda; b) 2 holda; c) 1 holda;

d) Savolga javob berish uchun rasmlardagi ma'lumotlar yetarli emas

5. Paramagnetiklar va ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'lanishini ifodalovchi Kyuri tomonidan tajribada aniqlangan qonunlarning to'g'ri matematik ifodalarini aniqlang (χ_n va χ_ϕ):

a) $\chi_n = \frac{C}{T}$ Ba $\chi_\phi = \frac{C}{T - T_N}$;

b) $\chi_n = \frac{C}{T - \theta_p}$ Ba $\chi_\phi = \frac{C}{T}$;

c) $\chi_n = CT$ Ba $\chi_\phi = \frac{C}{T + \theta_p}$;

d) $\chi_n = \frac{C}{T}$ Ba $\chi_\phi = \frac{C}{T - \theta_p}$;

6. Magnit maydoni induksiyasi ($\vec{B}$) , kuchlanganligi ($\vec{H}$) va magnitlanish ($\vec{I}$) vektorlari orasida qanday bog'lanish bor:

a) $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{I})$

b) $\vec{B} = \mu_0\mu\vec{H}$

c) $\vec{I} = \chi\vec{H}$

d) $\vec{H} = \mu_0(\vec{B} + \vec{I})$

XIII BOB. ELEKTROMAGNIT MAYDONI VA MAKSVELL TENGLAMALARI

§ 73. Kvazistatsionar bo'lmagan toklar va ochiq tebranish konturi

Biz shu vaqtgacha elektr va magnit maydonlarni o'zgaras holda, kvazistatsionar holatda va past chastotalarda qarab keldik. Bunday holatlar uchun elektr va magnit maydonlarni xarakterlaydigan kattaliklarni aniqladik. Lekin juda yuqori chastotali tebranishlarda (10^5 Gs- 10^{11} Gs) davriy jarayonlar juda tez o'zgaradi. Natijada yangi fizik hodisalar kuzatiladi. Masalan, $U_L \sim \omega$ bo'lgani uchun bu sohada yuqori chastotali juda katta kuchlanish olish mumkin (Tesla transformatori bunga misol bo'ladi). Induktiv qarshilik $w=L$ ga teng bo'lgani uchun hatto sinning bir bo'lakchasi ham juda katta induktiv qarshilikka ega bo'ladi.

Agar zanjirga doimiy kuchlanish bersak lampochka yonmaydi, chunki u mis simi bilan qisqa tutashtirilgan. Agar zanjirni yuqori kuchlanish manbaiga ulasak lampochka yonadi, chunki bu vaqtda lampochka induktiv qarshilikka ega bo'ladi, natijada tokni ko'p qismi lampochkadan o'tadi.

Sig'im qarshiligi $\frac{1}{\omega C}$ esa, juda kichik bo'ladi, ya'ni yuqori chastotada umuman qarshilik ko'rsatmay qoladi.

Yuqori chastotada induksiya ta'siriga uchragan har qanday o'tkazgich massasida Fuko toki hosil bo'ladi. Natijada, o'tkazgichlar issiy boshlaydi.

Yuqori chastotada o'tkazgichning ichida induksion effekt hosil bo'ladi - bu effektga skin effekti deb aytiladi.

O'zgaruvchan tok zanjiriga kondensator ulaganda siljish toki paydo bo'ladi. Bu haqda yuqorida to'xtab o'tgan edik. Vaqt bo'yicha sekin o'zgarayotgan jarayonlar (kvazistatsionar toklar, past chastota) uchun siljish toki kichik ($\partial E / \partial t$ - kattalik) kichik va kondensator qoplamalari orasida sezilarli bo'ladi (Eyksenvald tajribasi).

Tajribalar shuni tasdiqladilarki, siljish toki umumiy holda ham o'rinli bo'ladi, ya'ni siljish tok zichligi E o'zgaradigan hamma yerda o'rinli. Tez ro'y beradigan jarayonda siljish toki juda katta bo'lib ketadi. Bu

hodisa optik va rentgen nurlanishni hosil qilishning sababi ekanligi aniqlandi.

Tez o'zgaradigan jarayonlarda tok o'tkazgich uzunligi bo'yicha doimiy bo'lmay qoladi, sekin jarayonlarda singari. Tokning bunday fazoviy taqsimlashini uzatish chiziqlarida yugiruvchi va turg'un elektromagnit to'liqlarni hosil qiladi.

Yuqorida sanab o'tilgan fizik hodisalarni tushuntirish uchun biz shu vaqtgacha mavjud bo'lgan nazariyalar yetarli emas. Bu masalani ingliz fizigi K Maksvell bajardi. U elektromagnit maydonning klassik nazariyasini yaratdi. Bu maydonni xarakterlaydigan tenglamalar sistemasini yaratdi. Maksvell tenglamalaridan zaryadning, tokning doimiy, o'zgaruvchan maydonlarda harakat qonunlari kelib chiqadi. Shuningdek, elektromagnit nurlanish qonunlari ham kelib chiqadi. Agar $\frac{\partial E}{\partial t}, \frac{\partial H}{\partial t} = 0$ bo'lsa, elektrostatika va magnitostatika qonunlari kelib chiqadi $\frac{\partial E}{\partial t}, \frac{\partial H}{\partial t} \neq 0$ bo'lsa elektrodinamika va magnitodinamika qonunlari kelib chiqadi. Biz keyingi mavzularda Maksvell nazariyasining mohiyatini va uning qo'llanishlarini qarab chiqamiz.

§ 74. Maksvellning birinchi tenglamasi yoki elektromagnit induksiya qonunining umumiy ko'rinishi

O'zgaruvchan magnit maydonda joylashgan qo'zg'almas yopiq o'tkazuvchanlik L konturni qaraymiz.

Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga ko'ra, magnit oqimi o'zgarganda berk konturda elektr yurituvchi kuch hosil bo'ladi.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_n ds = -\int_S \frac{d(B_n)}{dt} ds = -\int_S \frac{dB_n}{dt} ds = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n ds, \quad (74.1)$$

Bu yerda Φ - magnit induksiya vektorining L kontur bilan chegaralangan S yuzadan o'tgan oqim.

Agar bu ifodani tashqi kuchlarning kuchlanganligi orqali yozsak, u vaqtda Faradey qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$\int_L E_l^{beg} dl = -\int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n ds, \quad (74.2)$$

Faradey qonuni induksiya EYUK hosil bo'lishining sababini, uning kattaligini va yo'nalishini aniqlaydi. Lekin induksiya EYUK ga sabab

bo'lgan tashqi kuchlarning fizik tabiati haqida gapirmaydi. Maksvell taklif qildiki (birinchi gipoteza), vaqt bo'yicha o'zgaruvchi har qanday magnit maydon elektr maydonini hosil qiladi. Bu elektr maydoni tomonidan tok tashuvchilarga ta'sir qiluvchi kuchlar - induksion tok hosil qiluvchi tashqi kuchlarning o'zi ekanligini ko'rsatib berdi. Shunday qilib, Faradey qonunidagi tashqi kuchlar kuchlanganligi bu elektr maydon kuchlanganligidir ($\vec{E} = E$) va u quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\oint_L \vec{E}_l d\vec{l} = - \int_S \left(\frac{d\vec{B}}{dt} \right)_n d\vec{s} , \quad (74.3)$$

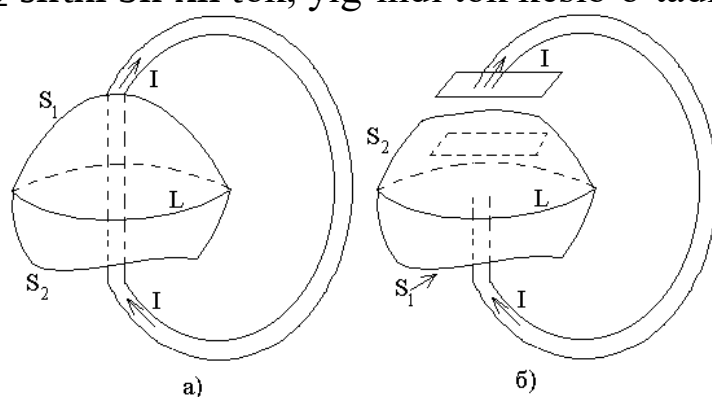
Bu formula Maksvell birinchi gipotezasining matematik ko'rinishi bo'lib, Maksvell nazariyasining birinchi bosh tenglamasidir.

Bu tenglamaning chap qismida elektr maydon kuchlanganlik vektorining yopiq kontur bo'yicha Sirkulyatsiyasi turadi, ya'ni Maksvell birinchi tenglamasida elektr maydon Sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani umumlashtiradi. Ma'lumki, elektrostatik maydon uchun bunday Sirkulyatsiya nolga teng edi, zaryadni ko'chirishda bajargan ish nolga teng va bu esa skalyar potensial tushunchasini kiritilishiga sabab bo'ladi. Endi ko'ramizki, umumiy holda fazoda o'zgaruvchan magnit maydoni bo'lsa, elektr maydon kuchlanganligi noldan farq qiladi – endi elektr maydoni potentsialli maydon bo'la olmaydi, balki u uyurmali maydondir. Bu holda elektr maydon kuchlanganligi ham, kuch chiziqlar manzarasi ham, umumiy ko'rinishda bo'ladi: bu yerda zaryadlardan boshlanuvchi va tugovchi chiziqlar bo'lmaydi (elektrostatik maydondagi singari), balki yopiq kuchlanganlik chiziqlari mavjud bo'ladi. Xususan, agar fazoda o'zgaruvchan magnit maydoni bo'lsa, u vaqtda zaryadlar bo'lmaydi, elektr maydon kuch chiziqlarining hammasi yopiq bo'ladi, bunday maydonga uyurmali elektr maydon deyiladi (Eslatib o'tamizki, doimiy magnit maydoni ham uyurmali edi).

§ 75. Maksvellning ikkinchi tenglamasi yoki to'la tok qonuni

Doimiy tokning magnit maydon nazariyasida biz asosiy tenglamalar sifatida kuchlanganlik vektori Sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani kiritgan edik. Shu teorema ifodasining o'ng qismida L kontur bilan chegaralangan S sirtidan o'tuvchi tok berilgan edi.

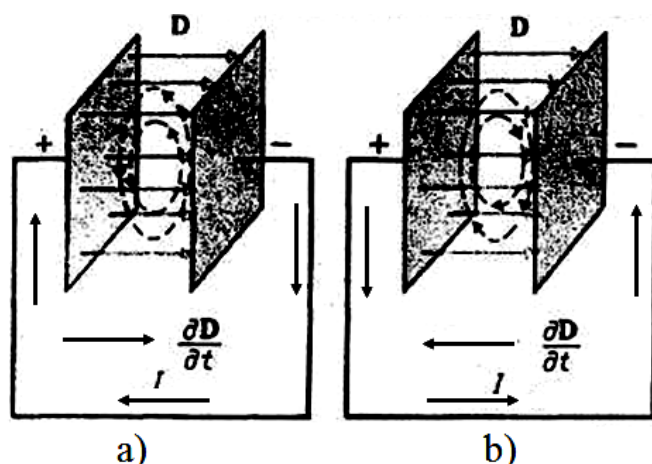
Doimiy tokda bu tok sirtning shakliga bog'liq bo'lmasligi, tok chiziqlarining uzluksizligi bilan tushuntirilgan edi (116a)- rasm). Ikkita ixtiyoriy S_1 va S_2 sirtni bir xil tok, yig'indi tok kesib o'tadi.



112-rasm

O'zgaruvchan tok o'tganda boshqacha bo'ladi, ya'ni o'zgaruvchan tok va u hosil qilgan o'zgaruvchan magnit maydon Sirkulyatsiyasi haqidagi teorema bajarilmaydi. Masalan kondensatorni olsak, tok kuchi chiziqlari kondensator qoplamalarida uzilishga ega bo'laydi kondensator orqali tok o'tmadi, u vaqtda qandaydir kontur L (bilan chegaralangan) sirt (S_1) bilan birga, S_2 sirtidan tok o'tmadi.

Maksvell magnit maydon Sirkulyatsiyasi haqidagi teoremani "qutqarish" uchun u o'zgaruvchan tok uchun uni umumlashtirdi va u aytdiki, o'zgaruvchan tok fazoda magnit maydonini ham hosil qiladi, ya'ni zanjirda tok uzluksiz bo'lganday, ya'ni tok chiziqlari kondensator qoplamalarida uzilmaydi, qoplamalar orasidan uzluksiz o'tishi kerak (117 b)-rasm).



117 – rasm

Haqiqatda esa, kondensator ichida tok yo'q, lekin u yerda o'zgaruvchan elektr maydoni bor, chunki o'zgaruvchan tokda zaryadlar

kondensator qoplamalarida vaqt bo'yicha o'zgaradi. Demak, Maksvell nazariyasi bo'yicha o'zgaruvchan elektr maydoni tokli o'tkazgichlardagi kabi magnit maydoni hosil qiladi.

Bu nazariyaga matematik tus berish uchun Maksvell siljish toki tushunchasini kiritadi. Siljish toki kiritilishining maqsadga muvofiqligi shundan iboratki, endi magnit maydonining turli manbalari - o'tkazuvchanlik toki va o'zgaruvchan elektr maydonini shakll jihatdan bitta manbaga - to'la tokka birlashtiriladi.

To'la tok zichligi $\vec{j}$ fazoning har bir nuqtasida o'tkazuvchanlik tok zichligi $j_{o'tk}$ va shu nuqtadagi siljish toki zichlik j_{silj} larining yig'indisidan iborat bo'ladi:

$$\vec{j} = j_{o'tk} + j_{silj}, \quad (75.1)$$

$j_{silj}=j_{o'tk}$ tenglikni isbot qilish mumkin. Siljish tokini kondensator maydonining siljish vektori orqali ifodalaymiz. Ma'lumki,

kondensatorning zaryad zichligi $\sigma = \frac{q}{S}$ teng edi. U vaqtda

$$j_{o'tk} = \frac{I}{S} = \frac{dq/dt}{S} = \frac{dq}{dS} \frac{1}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}, \quad (75.2)$$

Ma'lumki, kondensator uchun $E=\sigma/\epsilon_0\epsilon$, bo'lgani e'tiborga olsak, u vaqtda quyidagi kelib chiqadi:

$$\vec{D} = \epsilon_0\epsilon\vec{E} = \sigma, \quad (75.3)$$

Bu ifodani e'tiborga olsak, (75.2) quyidagicha bo'ladi:

$$\vec{j}_{silj} = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad (75.4)$$

Shunday qilib vektor shaklda yozsak:

$$\vec{j}_{silj} = \frac{d\vec{D}}{dt}, \quad (75.5)$$

U vaqtda sirkulatsiya haqidagi umumiy teorema quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\int_L H_l dl = \int_S j_n^{o'tk} + \int \left(\frac{dD}{dt} \right)_n dS, \quad (75.6)$$

Bu magnit maydon kuchlanganligi Sirkulyatsiyasi haqidagi teoremaning umumiy ko'rinishi bo'lib, ixtiyoriy vaqt bo'yicha o'zgaruvchan tok va o'zgaruvchan magnit maydon uchun o'rinli bo'lib, Maksvellning ikkinchi bosh tenglamasi deyiladi.

Maksvell tenglamalar tizimiga kiruvchi boshqa tenglamalarni qarab chiqamiz. Maksvellning uchinchi tenglamasi elektrostatikada Gauss teoremasini ifodalaydi.

$$\oint_S D_n ds = q_{\text{erkin}} = \int_S \rho dV, \quad (75.7)$$

Bu teorema yuqorida isbot qilingan edi. Maksvell bu teoremani statsionar va o'zgaruvchan elektr maydoni uchun ham o'rinli ekanligini ko'rsatib berdi.

Maksvellning to'rtinchi tenglamasi magnitostatik maydoni uchun o'rinli bo'lgan Gauss teoremasini o'zgaruvchan magnit maydoni uchun umumlashtirdi:

$$\int_S B dS = 0, \quad (75.8)$$

Bu tenglama moddada magnit zaryadining bo'lmasligini isbot etadi.

Biz qarab o'tgan Maksvellning to'rta tenglamasi moddada elektromagnit maydonni hisoblash uchun yetarli emas. Shuning uchun, ularga muhitning elektr va magnit xossosini xarakterlovchi uchta munosabatni ham qo'shish kerak:

$$D = \epsilon_0 \epsilon E, B = \mu_0 \mu H, j = \sigma(E + E^b), \quad (75.9)$$

Shunday qilib, elektromagnit maydonini ifodalovchi to'la tenglamalar tizimi to'rta Maksvell tenglamasidan va uchta munosabatdan iboratdir.

§ 76. Maksvell tenglamalarining differensial ko'rinishi

Maksvellning birinchi tenglamasi vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\text{rot} \vec{E} = \nabla * \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} = -\mu \frac{d\vec{H}}{dt}, \quad (76.1)$$

Bu vektor tenglama maydon tashkil etuvchilari uchun uchta tenglamaga mos keladi:

$$\begin{aligned}
-\mu \frac{dH_x}{dt} &= \frac{dE_z}{dy} - \frac{dE_y}{dx}, \\
-\mu \frac{dH_y}{dt} &= \frac{dE_x}{dz} - \frac{dE_z}{dx}, \\
-\mu \frac{dH_z}{dt} &= \frac{dE_y}{dx} - \frac{dE_x}{dy}
\end{aligned}
\tag{76.2}$$

Bu tenglamalarning o'lchamligini quyidagicha yozish mumkin:

$$-\frac{\mu H}{\text{vaqt}} = \frac{E}{\text{uzunlik}}$$

Ikkala tomoni (uzunlik)² ga ko'paytsak:

$$-\frac{\mu H}{\text{vaqt}} * \text{yuza} = E * \text{uzunlik}$$

ya'ni

$$\frac{\text{to'la magnit oqimi}}{\text{vaqt}} = \text{kuchlanish}$$

Bu munosabatning o'lchamligi Faradey qonuni o'lchamligi bilan mos keladi.

Maksvellning ikkinchi tenglamasi vektor ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\text{rot} \vec{H} = \nabla * \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} = \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dt}, \tag{76.3}$$

Bu vektor tenglama ham maydon tashkil etuvchilari bo'yicha uchta tenglamaga mos keladi:

$$\begin{aligned}
\varepsilon \frac{dE_x}{dt} &= \frac{dH_z}{dy} - \frac{dH_y}{dz}, \\
\varepsilon \frac{dE_y}{dt} &= \frac{dH_x}{dz} - \frac{dH_z}{dx}, \\
\varepsilon \frac{dE_z}{dt} &= \frac{dH_y}{dx} - \frac{dH_x}{dy}.
\end{aligned}
\tag{76.4}$$

O'lchamligini yozsak,

$$\frac{\text{tok}}{\text{yuza}} = \frac{H}{\text{uzunlik}}$$

Ikkala tomonini uzunlikka ko'paytsak, o'lchamligi bo'yicha bu tenglama Amper qonuniga mos keladi

$$\frac{\text{tok}}{\text{uzunlik}} = \frac{I}{\text{uzunlik}} = H$$

Maksvellning uchinchi tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\text{div}\vec{D} = \nabla\vec{D} = \varepsilon \left(\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} + \frac{dE_z}{dz} \right) = \rho, \quad (76.5)$$

bu yerda ρ - zaryad zichligi. Bu tenglamadan kelib chiqadiki, induksiyaning kichik elementi $dx dy dz$ da o'zgarishi ρ kattalikka bog'liq. Agar $\rho=0$ bo'lsa, tenglama (76.3) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\varepsilon \left(\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} + \frac{dE_z}{dz} \right) = 0, \quad (76.6)$$

Demak, agar elektr siljishni $D=\varepsilon E$ induksiya chiziqlari orqali grafik ko'rinishda tasvirlasak, u elektr zaryaddan boshlanadi va tugaydi, u vaqtda $dx dy dz$ hajm elementiga kiruvchi oqim chiziqlar soni shu element hajmidan chiquvchi oqim chiziqlar soniga teng bo'ladi. To'rtinchi tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\text{div}\vec{B} = \nabla\vec{B} = \mu \left(\frac{dH_x}{dx} + \frac{dH_y}{dy} + \frac{dH_z}{dz} \right) = 0, \quad (76.7)$$

Bu tenglamaga asosan, $dx dy dz$ hajmga kiruvchi magnit induksiya chiziqlari va undan chiquvchilar soni teng bo'lishi kerak. Bu natija tabiatda magnit qutblari yo'qligining fizik natijasidir, ya'ni alohida shimoliy yoki janubiy qutb yo'q ekanligini takidlaydi.

Elektromagnit maydoning xossalarini o'rganishda Maksvell tenglamalarining differensial ko'rinishi ko'p qo'llaniladi.

§ 77. Yassi elektromagnit to'lqinlarning tenglamasi

Biz soddalik uchun yassi elektromagnit To'lqinlarni qaraymiz.

(75.9) va (76.2) dan kelib chiqadiki, yassi to'lqin uchun X va Y bo'yicha hosilalar 0 ga teng bo'ladi:

$$-\mu \frac{dH_z}{dt} = 0, \quad \frac{dH_z}{dt} = 0$$

Shunday qilib, H_z kattalik fazo va vaqtda doimiydir. $H_z=0$ (75.9) va (76.2) tenglamalardan $E_z=0$ kelib chiqadi. H_z va E_z qiymatlarning doimiyligi shuni bildiradiki, H va E ning o'zgarishi yoki tebranishi Z

o'qiga perpendikulyar yo'nalishda ro'y beradi. Bu yerdan shunday xulosa kelib chiqadiki, elektromagnit to'lqinlar ko'ndalang to'lqindir.

Soddalik uchun yassi qutblangan to'lqinlarni qaraymiz. Biz faqat elektr maydonning tebranish yo'nalishini X va Y o'qi bo'yicha tanlab olamiz. E_x maydonni qaraymiz $E_Y=0$. Bu holda (75.9) va (76.2) dan:

$$-\mu \frac{dH_Y}{dt} = \frac{dE_X}{dz}, \quad (77.1)$$

$$\varepsilon \frac{dE_X}{dt} = -\frac{dH_Y}{dz}, \quad (77.2)$$

$\frac{d^2}{dzdt} = \frac{d^2}{dtdz}$, ni hisobga olsak, va (77.1) ifodadan t bo'yicha hosila olib va Z bo'yicha yozamiz. H_Y uchun tenglamani topamiz:

$$\frac{d^2 H_Y}{dz^2} = \mu\varepsilon \frac{d^2 H_X}{dt^2}, \quad (77.3)$$

Xuddi shuningdek, (76.7) dan t bo'yicha, (77.2) dan z bo'yicha hosila olsak, E_x uchun to'lqin tenglamasini topamiz:

$$\frac{d^2 E_Y}{dz^2} = \mu\varepsilon \frac{d^2 E_X}{dt^2}, \quad (77.4)$$

Shunday qilib, ikkala maydon E_x va H_Y bir xil tenglamaga bo'ysinadi, va z o'qi bo'yicha $g^2 = \frac{1}{\mu\varepsilon}$ tezlik bilan tarqaladi. Erkin fazoda

bu tezlik yorug'lik tezligiga teng, ya'ni $g^2 = \frac{1}{\mu\varepsilon} C^2 = 1/\mu_0\varepsilon_0$,

bu yerda μ_0 va ε_0 ma'lum kattaliklar.

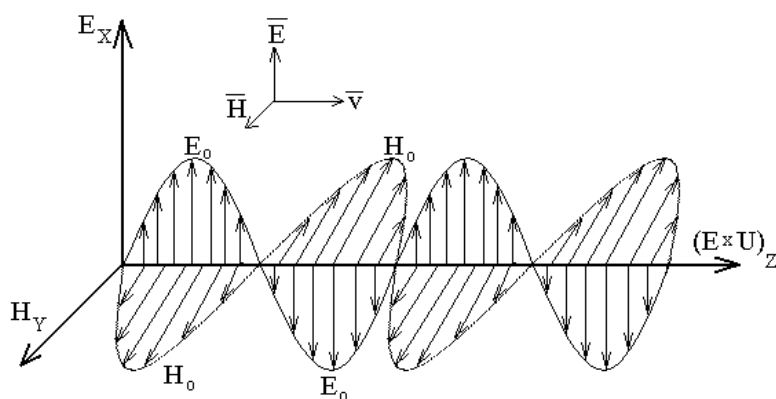
Bu tenglamalarning yechimi quyidagicha bo'ladi:

$$E_X = E_0 \sin(2\pi/\lambda)(vt-z), H_Y = H_0 \sin(2\pi/\lambda)(vt-z), \quad (77.5)$$

bu yerda E_0 va H_0 - E va H ning maydonlarining amplitudasi.

Biz elektromagnit to'lqinni (77.3) grafik ravishda (118-rasm) tasvirladik.

To'lqinning tarqalish yo'nalishi hamma vaqt $\mathbf{E}^*\mathbf{H}$ vektorining yo'nalishi bilan mos keladi. Bu holda $\mathbf{E}^*\mathbf{H}$ vektori $E_x H_Y$ kattalikka ega bo'ladi va z o'qi bo'yicha yo'nalgan. Bu vektor ko'paytma o'lchamlikka ega bo'ladi.



118-rasm

$$\frac{\text{kuchlanish} * \text{tok}}{\text{uzunlik} * \text{uzunlik}} = \frac{\text{elektr quvvat}}{\text{yuza}} = \mathbf{E} * \mathbf{H} \text{ vektor}$$

ko'paytmaga Poyting vektori deyiladi va u energiya oqimini zichligini ifodalaydi.

§ 78. Elektromagnit to'liqin energiyasi. Umov-Poyting vektori va uning qo'llanishi

Elektrostatik va magnitostatik maydon energiya zichliklari $\epsilon_0 \epsilon E^2/2$ va $\mu_0 \mu H^2/2$ ga teng edi. Elektromagnit maydonida elektr va magnit maydonlarining energiya zichliklari ham har bir nuqtada o'zgaradi va u quyidagiga teng:

$$W = W_{\epsilon} + W_{\mu} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (78.1)$$

$\mathbf{E}$ va $\mathbf{H}$ vektorlarining bir biri bilan uzviy ravishda bog'langanligini hisobga olsak, energiya zichligini unga ekvivalent shaklda quyidagicha yozish mumkin:

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu} EH, \quad (78.2)$$

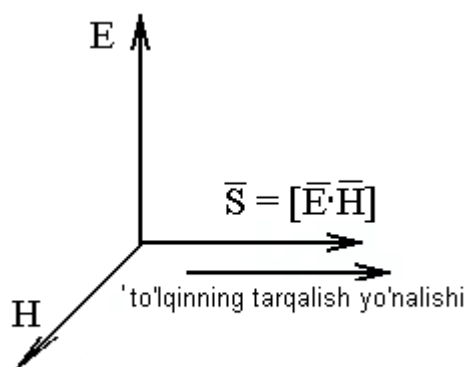
To'liqin tarqalishida elektr va magnit maydonlari ham fazoda tarqaladi, shu bilan birga energiya ham tarqaladi. Energiyaning tarqalishini xarakterlash uchun energiya oqim zichligi vektori degan kattalik kiritiladi, yoki unga Umov-Poyting vektori deb aytiladi. Bu vektorni $\mathbf{S}$ bilan belgilanadi va u quyidagicha aniqlanadi:

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E}\mathbf{H}], \quad (78.3)$$

Quyidagi 119-rasmda $\mathbf{S}$, $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ vektorlarning o'zaro perpendikulyarligi ko'rsatilgan. Rasmdan ko'rinadiki, $\mathbf{S}$ vektor elektromagnit to'liqinni tarqalish yunalini bo'yicha yunalgan.

$\mathbf{E}$ va $\mathbf{H}$ vektorlar vaqt bo'yicha o'zgarganligi uchun energiya oqim zichligi ham vaqt buyiicha o'zgaradi. Monoxromatik to'liqin uchun (77.5) hisobga olsak, (78.3) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$S = EH = E_e H_e \sin^2(\omega t - kx), \quad (78.4)$$



119-rasm

Umov-Poyting vektori qo'llanishiga doir misolarni qarab chiqamiz.

1. Ma'lumki yuqori chastotali to'liqlarda (radio-va yorig'lik) amaliy jihatdan energiya oqim zichligini vaqt bo'yicha o'rtachasini bilish kerak bo'ladi yoki intensivlik $I \sim S$ energiya zichligiga proporsional bo'ladi. Buni quyidagicha ko'rsatish mumkin: sinus kvadratning o'rtachasi 1/2 teng, (77.2) formulani hisobga olsak,

$$I = S = \frac{E_0 H_0}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}} E_0^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon}} H_0^2, \quad (78.5)$$

Shunday qilib, intensivlik amplitudaning kvadratiga proporsional bo'ladi (bu har qanday fizik tabiatdagi to'liqlar uchun o'rinli bo'ladi).

2) Elektromagnit energiya oqimi zichligi yoki Poyting vektorini 120-rasmda ko'rsatilgan hol uchun qarab chiqamiz.

Sxemada kondensator U kuchlanishgacha zaryadlandi. Kondensator oralig'i dielektrik bilan to'ldirilgan. Zaryadlash vaqtida kondensator orqali tok o'tadi. Tahlil shuni ko'rsatdiki, Poyting vektori dielektrik egallagan hajmning ichiga qarab yo'nalgan bo'ladi. Kondensator sig'imi $C = \epsilon S/d$, u vaqtda zaryadlangan kondensator energiyasi $\frac{1}{2} C U^2$ va

elektrostatik energiya ko‘rinishida zapasga ega bo‘ladi. lekin $U=Ed$ bo‘lgani uchun,

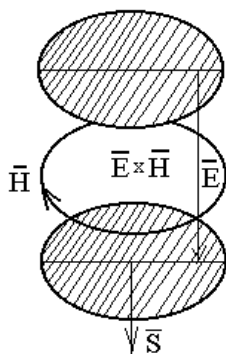
$$\frac{1}{2}CU^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\epsilon S}{d}\right)^2 E^2 d^2 = \frac{1}{2}\epsilon E^2 Sd, \quad (78.6)$$

Shunday qilib, kondensatordagi energiya zichligi $(1/2)(\epsilon E^2)$ bo‘lgan energiya zapasi ekanligi, bu esa zaryadlanish vaqtida hosil bo‘lgan energiya oqimi bilan bog‘langandir. Kondensatorni zaryadlash jarayonida Poyting vektori kondensator hajmi ichiga qarab yunalgan bo‘ladi. Zaryadlash oxirida uning energiyasi to‘la ravishda elektrostatik bo‘ladi.

3. Joule - Lens qonuni bo‘yicha o‘tkazgichda ajralib chikkan issiqlik miqdari elektromagnit energiyasining davomi ekanligini Poyting vektori orqali ko‘rsatish mumkin. Ma‘lumki, o‘tkazgichdan tok o‘tganda ajralib chiqqan issiqlik miqdori differensial ko‘rinishda quyidagiga teng edi.

$$W = \sigma E^2 \quad (78.7)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki, haqiqatdan ham ajralib chiqan energiya miqdori kuchlanganlikning kvadratiga proporsional ekanligidir.



116-rasm

Ma‘lumki, tokli o‘tkazgich yoki solenoidda to‘plangan magnit energiya ham elektromagnit energiya oqimiga teng bo‘lishini ko‘rsatish mumkin:

$$\frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}\mu H^2, \quad (78.8)$$

§ 78. Elektromagnit to‘lqinlarining nurlanishi

Biz elementar dipolning nurlanishini qaraymiz. Dipol elektr momentini $r=ql$ vaqt bo‘yicha o‘zgarishi garmonik tebranish qonuni bo‘yicha o‘zgaradi (121-rasm):

$$r=r_0\sin\omega t, \quad (79.1)$$

Bu yerda $l=l_0\sin\omega t$ ham garmonik qonuni bo'yicha o'zgaradi. Demak,

$$r=ql_0\sin\omega t, \quad (79.2)$$

Zaryad tezlanish bilan harakat qilgani uchun bunday dipol elektromagnit to'liqini chiqarishi kerak.

Agar nurlanish to'liqin uzunligi dipolning o'lchamidan katta bo'lsa ($\lambda \gg l$), u vaqtda dipolni elementar deb aytiladi. Elementar dipolning nurlanishi bilan biz turli xil masalalarda duch kelamiz: optikada, atomlar tomonidan yorug'likning chiqarish jarayoni; radiofizikada - radioTo'liqlarning eng sodda antenna tomonidan nurlantirilishi. Nurlanish nazariyasi umumiy fizika kursidan tashqariga chiqadi. Shuning uchun biz elementar dipolning nurlanish manzarasini qarab chiqamiz. Dipol yaqinida to'liqin harakterga ega bo'lmagan o'zgaruvchan elektromagnit to'liqin hosil qiladi. Lekin uzoqroq sohada to'liqin zonasi deb atalgan soha vujudga keladi (122-rasm). Bu sohaning dipoldan kuzatilayotgan nuqttagacha masofa r to'liqin uzunligidan juda katta bo'lishi kerak. ($r \gg \lambda \gg l$) Ana shunday monoxromatik ω chastota bilan tarqalayotgan to'liqinning asosiy xossalari qarab chiqamiz.

1. E va H vektorlarining qandaydir radial yo'nalishi bo'yicha tarqalishi yassi to'liqlardek bo'ladi (koordinata $x-r$ ga almashtiriladi).

$$E=E_0\sin(\omega t-kx); \quad H=H_0\sin(\omega t-kx), \quad (79.3)$$

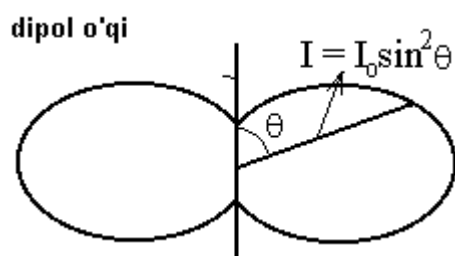
Intensivlikning taqsimlanish qonuni juda sodda:

$$I=I_0 \sin^2 \theta, \quad (79.4)$$

bu yerda θ - burchak.

2. E va H vektorlarning yo'nalishini yengil yodda saqlash mumkin agar ular doimiy dipol maydonida va tok elementi yotgan tekislikda bo'lsa.

3. Yassi to'liqindan farqli bo'lib (E_0 va H_0 doimiy edi) bu holda ular fazoning nuqtasiga bog'liq: dipoldan hisoblangan masofaga teskari proporsional ($\sim 1/r$) va dipol o'qi bilan tarqalish yo'nalishi orasidagi burchakning sinusiga to'g'ri proporsional bo'ladi.



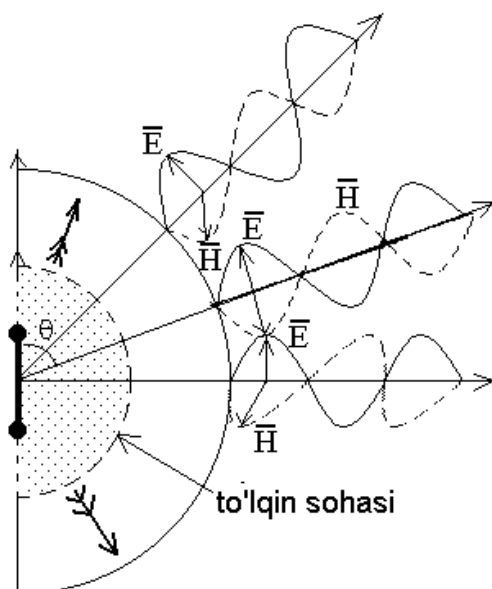
121-rasm

Bulardan tashqari, E va H vektorlar dipol momentining vaqt bo'yicha ikkinchi hosilaga proporsional bo'ladi. ($r = -r_0 \omega^2 \sin \omega t$). Demak, E_0 va H_0 amplitudasi r_0 va ω^2 ga proporsional. Shunday qilib,

$$E_0 \sim r_0 \omega^2 \sin \theta / r; \quad H_0 \sim p_0 \omega^2 \sin \theta / r. \quad (79.5)$$

4. To'liq intensivligi uchun (79.4) va (79.5) asosan:

$$I \sim p_0^2 \omega^4 \sin^2 \theta / r^2, \quad (79.6)$$



122-rasm

Bu formuladan kelib chiqadiki, intensivlik, birinchidan, dipoldan hisoblangan masofaning kvadratiga teskari proporsional kamayyadi; ikkinchidan, intensivlik turli xil yo'nalishda bir xil emas: u dipol o'qiga perpendikulyar yo'nalishda maksimal ($\theta = \pi/2$, $\sin \theta = 1$) va dipol o'qi yo'nalishida nolga teng bo'ladi. ($\theta = 0$ va $\theta = \pi$, $\sin \theta = 0$.) Uchinchidan, intensivlik chastotaga juda kuchli bog'liq bo'ladi ($I \sim \omega^4$). Radio eshiritishlarda shu sababdan yuqori chastota ishlatiladi ($\omega \sim 10^5 \div 10^7$).

NAZORAT SAVOLLARI

1. Maksvell nazariyasining yaratilishiga olib kelgan sabablar nimadan iborat?
2. Maksvell tenglamalarining integral shaklini yozing va bu tenglamalar tizimiga kiruvchi bitta tenglamaning fizik ma'nosini tushuntirib bering?
3. Maksvell tenglamalarining differensial shaklini yozing va har bir tenglamaning fizik ma'nosini asoslab bering.
4. Maksvell tenglamalarining integral shakli bilan differensial shaklining ekvivalentligini ko'rsatib bering.
5. Maksvell tenglamalardan yassi elektromagnit to'lqinlar tenglamasini keltirib chiqaring va uning yechimlarini ko'rsatib bering.
6. Maksvell tenglamalaridan elektromagnit to'lqinlarining muhitda va vakuumda tarqalish tezligini hisoblash formulasini chiqarib bering.
7. Elektromagnit to'lqinlar oqimi energiyasining zichligini hisoblaydigan formulani chiqarib bering.
8. Umov-Poyting vektorining fizik ma'nosini asoslab bering va uning qo'llanishiga doir misollar keltiring.
9. Elementar dipolning nurlanish qonunlarini tushuntirib bering.
10. Gers vibratori qanday tuzilgan va uning ishlash prinsipi nimadan iborat?

TEST TOPSHIRIQLARI

1. X – o'qi bo'ylab tarqalayotgan yassi elektromagnit to'lqinning tenglamasini aniqlang:

a) $\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2},$ bunda $g = \frac{C}{\sqrt{\epsilon\mu}};$

b) $\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{1}{g^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2},$ bunda $g = \frac{C}{\sqrt{\epsilon\mu}};$

c) $E_y^{11}(x) = \frac{1}{g^2} H_y^{11}(z), \quad H_z^{11}(x) = \frac{1}{g^2} E_z^{11}(x),$ bunda $g = \frac{C}{\sqrt{\epsilon\mu}};$

d) To'g'ri javob yo'q

2. Elektromagnit to'lqinning energiyasi (W_{EH}) va energiyasining zichligini (ω_{EH}) aniqlovchi ifodalarni toping:

a) $W_{EH} = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \right) V, \quad \omega_{EH} = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 \epsilon E^2 + \frac{H^2}{\mu_0 \mu} \right)$

$$b) W_{EH} = \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} \right) V, \quad \omega_{EH} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$$

$$c) W_{EH} = \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \right) V, \quad \omega_{EH} = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 \varepsilon H^2 + \mu_0 \mu H^2)$$

d) To'g'ri javob yo'q

3. Elektromagnit to'liqin energiyasi oqimining zichligi ($S = \omega_{EH} g$)-
Umov- Poyting vektori qanday ifoda yordamida aniqlanadi:

$$a) \vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{H}]; \quad b) \vec{S} = [\vec{E} \cdot \vec{g}]; \quad c) S = EH \cos \alpha; \quad d) S = EH$$

4. Agar ob'yektdan qaytgan radiosignal radiolakator anten nasiga 200 mks dan keyin qaytib kelsa, ob'yekt radialakator anten nasidan qancha uzoqlikda:

a) 30 km; b) 450 km; c) 90 km; d) 60 km.

5. Elektromagnit maydon uchun Maksvell tenglamalarining integral ko'rinishini aniqlang:

$$a) \oint_l E_l dl = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad \oint_s D_n dS = 0,$$

$$\oint_l H_l dl = \int_s \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) dl, \quad \oint_s B_n dS = \int_v \rho_q dV$$

$$c) \oint_l E_l dl = -\int_s \frac{dB}{dt} dS, \quad \oint_s D_n dS = \int_v \rho_q dV,$$

$$\oint_l H_l dl = \int_s \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) dS, \quad \oint_s B_n dS = 0$$

$$b) \oint_l E_l dl = 0, \quad \oint_s D_n dS = q, \\ \oint_l H_l dl = \sum J_i \int_s, \quad \oint_s B_n dS = 0$$

d) To'g'i javob yo'q

XIV BOB. O'ZGARUVCHAN TOKLAR VA KVAZISTATSIONAR HODISALAR

§ 80. Kvazistatsionarlik sharti va kvazistatsionar tok haqida tushuncha

Biz shu vaqtgacha qaragan elektr va magnit maydonlari vaqt bo'yicha o'zgarmagan edi. Endi o'zgaruvchan tokni o'rganishga o'tamiz, tok kuchi vaqt bo'yicha o'zgaradigan toklarga o'zgaruvchan toklar deyiladi. Bu toklar texnikada keng ishlatiladi (10-1000 Hz oralig'idagi o'zgaruvchan toklar kiradi).

Biz bu ma'ruzada kvazistatsionar deb ataladigan toklarni o'rganish bilan chegaralanamiz, ya'ni bu toklarda elektr kattaliklar (tok kuchi, kuchlanish, zaryad) uncha tez o'zgarmaydi. Kvazistatsionar va tez o'zgaruvchan toklar o'rtasidagi prinsipial farqni quyidagi misolda ko'rib chiqamiz. Doimiy tok zanjirida manbaning EYUK o'qi, ε_1 qiymatdan ε_2 gacha sakrab o'zgarsin. EYUK ning yangi qiymatiga mos kelgan elektr toki I_2 zanjirda qanday bo'ladi? Yoki bir lahza o'zgaradimi? Albatta yo'q, chunki EYUK ning o'zgarishi haqida axborot yo'q. Har qanday axborot chekli tezlik bilan tarqaladi. Biz tezlikni taxminan yorug'lik tezligiga teng deb olsak, $c=3\cdot 10^8$ m/s, u vaqtda axborot tarqalishi uchun ketgan vaqt quyidagicha aniqlanadi:

$$\tau = \frac{l}{c} \quad (80.1)$$

bu yerda l - EYUK o'zgargan zanjirning uzunligi.

Bu formula zanjirda murakkab elektromagnit jarayonnig dastlabki statsionar holatda tokning I_1 qiymatining yangi statsionar holatdagi qiymati I_2 ga almashishi uchun ketgan vaqt oralig'ining kattaligini bildiradi.

EYUK vaqt bo'yicha uzluksiz o'zgarsin deb qaraymiz. Agar bu o'zgarish yetarli darajada sekin bo'lsa, u vaqtda EYUK ning har bir oniy qiymati uchun tegishli statsionar tok o'rnatilishga ulguradi va zanjirda jarayon o'z-o'zidan statsionar toklarning navbatma navbat almashishi orqali ketaberadi. Demak, elektr kattaliklar (tok kuchi, kuchlanish) vaqt bo'yicha o'zgarsa ham, har bir fiksirlangan (belgilangan) momentda ular statsionar yoki doimiy tok qonunlariga bo'ysinadi. Xususan, tok kuchi

o'tkazgichning barcha kesimlarida bir xil bo'ladi, bu asosiy va kvazistatsionar tokning aniqlovchi xossasidir.

Vaqt bo'yicha davriy o'zgaradigan toklar uchun kvazistatsionarlikning miqdoriy me'yorini aniqlash qiyin emas. Bu holatda vaqt yoki shu vaqt ichida elektr kattalik sezilarli o'zgaradigan vaqt davr T dir.

Bu vaqt tokning o'rnatilish vaqti (τ) dan juda katta bo'lishi kerak:

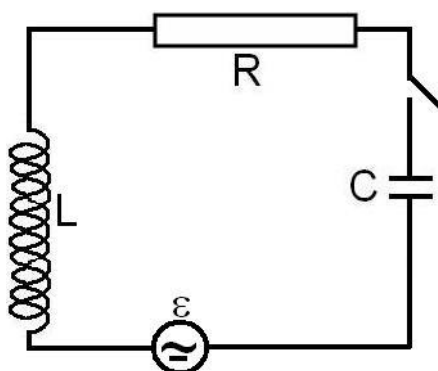
$$T \gg \frac{l}{c} \quad (80.2)$$

§ 81. Kvazistatsionar toklar zanjirining asosiy tenglamasi va ularning xossalari

O'zgaruvchan tok zanjiri qonunlarini o'rganishga kirishganimizda ma'lum bir o'ziga xos qiyinchiliklarga duch kelamiz. Birinchidan, o'zgaruvchan tok doimiy tokdan farqli ravishda yopiq bo'lmagan zanjirda ham hosil bo'ladi, bunga kondensatorli zanjir misol bo'la oladi. Ikkinchidan, o'zgaruvchan tok zanjirida o'zinduksiya EYUK hosil bo'ladi, bu holat doimiy tokda yo'q edi. O'zinduksiya EYUK katta bo'lishi uchun zanjirga yana g'altak ulash kerak.

O'zgaruvchan tokka yaqqol misol kondensatorning zaryadlanish va zaryadsizlanish jarayoni bo'la oladi.

Shunday qilib, ketma-ket ulagan o'zgaruvchan tok manbai $\varepsilon(t)$, qarshilik R , kondensator C va induktiv g'altagi L dan iborat tarmoqlanmagan eng sodda zanjirni qaraymiz. (123-rasm)



123-rasm

Kvazistatsionarlik sharti (80.1) bajarilgan deb, tok kuchi va kuchlanishning oniy qiymati uchun Ohm qonunini yozamiz. Qaralayotgan

zanjir ochiq bo'lgani uchun (kondensator qoplamalari) zanjirning bir qismi uchun Om qonunini quyidagicha yozish mumkin:

$$IR = \varphi_2 - \varphi_1 + \varepsilon \quad (81.1)$$

bu yerda $\varphi_2 - \varphi_1 = U_C$ kondensator qoplamalari orasidagi potentsiallar ayirmasi. Undan tashqari zanjirdan tok o'tganda o'zinduksiya EYUK hosil bo'ladi. (81.1) qonundagi yig'indi EYUK manba EYUK $\varepsilon(t)$ va o'zinduksiya EYUK dan iborat bo'ladi:

$$\varepsilon = \varepsilon_{o'z} + \varepsilon(t) \quad (81.2)$$

Odatda o'z induksiya EYUK chapga o'tkazib yoziladi va $U_L = -\varepsilon_{o'z}$ ifodani induktivlikdagi kuchlanish deb yuritiladi. R qarshilikdagikuchlanish IR ni U_R bilan belgilab, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U_R + U_L + U_C = \varepsilon(t) \quad (81.3)$$

Shunday qilib, kvazistatsionar tok zanjiri, doimiy tok zanjiri singari yopiq konturning barcha elementar kuchlanishlar yig'indisi shu konturdagi EYuK ga teng. (Kirxgofning 2 qoidasi). Lekin doimiy tokdan farqli o'laroq, bu yerda zanjir qismlaridagi kuchlanishlar U_R dan, boshqalari tok kuchi I ga proporsional emasdir:

$$U_R = RI, U_L = -\varepsilon_{o'z} = -L \frac{dI}{dt}, U_C = \frac{q}{C} \quad (81.4)$$

Shuning uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasi bu yerda tok kuchi va EYUK o'rtasidagi algebraik munosabatga olib kelmaydi (81.1) singari, balki differensial tenglamaga olib keladi. Haqiqatda ham formula (81.3) ga (81.4) ifodani qo'ysak quyidagiga ega bo'lamiz:

$$L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{q}{C} = \varepsilon(t) \quad (81.5)$$

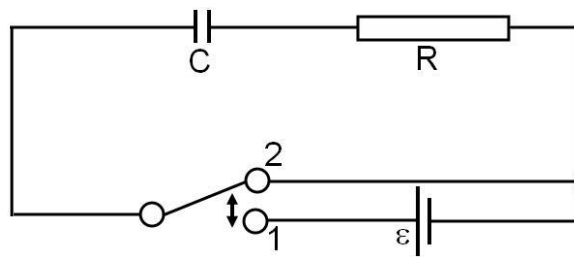
yoki $I = \frac{dq}{dt}$ ekanligini hisobga olsak, demak $\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$ bo'ladi. (81.5) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = \varepsilon(t) \quad (81.6)$$

Bu kvazistatsionar tok zanjiri uchun asosiy differensial tenglama bo'lib, uning yechimi orqali zanjirda ro'y berayotgan barcha jarayon haqida axborot olish mumkin. Bu umumiy holatni bir necha aniq masalalarda namoyish qilamiz.

§ 82. Kondensatorni qarshilik orqali zaryadlash va zaryadsizlantirish jarayoni

Kondensatorni qarshilik orqali zaryadlash va zaryadsizlantirish doimiy tok manbaidan, sig'imdan, qarshilik va kalitdan iborat bo'lgan qurilmada amalga oshirish mumkin (124-rasm)



124-rasm

Kondensatorni zaryadlash K kalitni 1 holatga o'tkazish orqali bajariladi, teskari yo'nalishda 1 dan 2 holatga ulab manba uziladi va kondensator R qarshilik orqali zaryadsizlantiriladi. Kondensatorning zaryadsizlanishini qaraymiz.

1. Kondensatorning zaryadsizlanishi yoki razryad. Razryadgacha kondensatordagi kuchlanish manbaning EYUK ga teng. Kalitni 1 holatdan 2 holatga o'tkazish bilan zaryadsizlanish boshlanadi va bu vaqt sanoq boshi uchun qabul qilinadi. Keyinchalik zanjirda manba bo'lmaganligi uchun $\varepsilon=0$ bo'ladi va Kirxgofning ikkinchi qoidasiga asosan quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U_R + U_C = 0 \quad (82.1)$$

Bizning vazifamiz -kondensatordagi kuchlanishning vaqtga bog'liqligini $U_C(t)$ topishdan iboratdir, buning uchun (81.4) tenglamani shunday o'zgartiraylikki, natijada kuchlanish uchun differensial

tenglama hosil bo'lsin. Shu maqsadda U_R ni o'zgartiramiz: $U_R = RI = R \frac{dq}{dt}$, lekin $q = CU_C$ bo'lgani uchun, uni vaqt bo'yicha differensiallab, $\frac{dq}{dt} = C \frac{dU_C}{dt}$ ga ega bo'lamiz, oxirida $U_R = RC \frac{dU_C}{dt}$, ga teng bo'ldi. Buni (82.1) ga qo'ysak va RC ga bo'lsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{RC} U_C = 0 \quad (82.2)$$

Bu tenglamani oson integrallash mumkin, agar o'zgaruvchilarni ajratish mumkin bo'lsa u vaqtda U_C ga bog'liq qismlarni chapga, t ga bog'liq qismlarni o'ng tomonga o'tkazsak: $\frac{dU_C}{U_C} = -\frac{1}{RC} dt$. Bu ifodaning ikkala tomonini integrallaymiz:

$$\int \frac{dU_C}{U_C} = -\frac{1}{RC} \int dt \quad (82.3)$$

yoki quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\ln U_C = -\frac{1}{RC} t + \ln A \quad (82.4)$$

Bu yerda, qulaylik uchun integrallash doimiysi $\ln A$ da olinadi. Keyingi ifodani potensirlab, quyidagiga ega bo'lamiz

$$U_C(t) = Ae^{-\frac{t}{RC}} \quad (82.5)$$

Integarlardagi doimiylik A ni boshlang'ich shartdan aniqlaymiz:

$$U_C(0) = \varepsilon, \quad t = 0$$

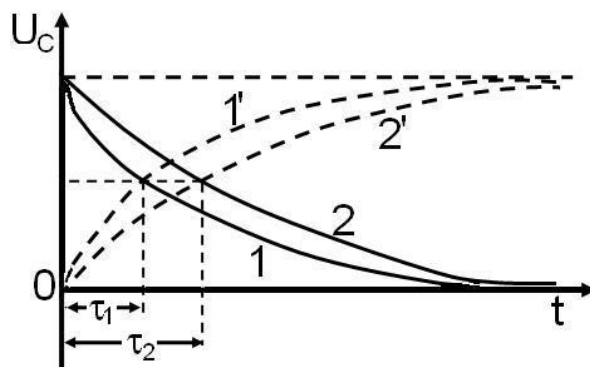
bo'lganda, $\varepsilon = A$ bo'ladi. Shunday qilib oxirida quyidagiga kelimiz:

$$U_C(t) = \varepsilon \cdot e^{-\frac{t}{RC}} \quad (82.6)$$

Bu yerda doimiylik $RC = \tau$ fizik ma'noga ega bo'ladi. Bu kattalikni formula (82.6) ga qo'ysak, quyidagi kelib chiqadi:

$$U_C(\tau) = \frac{U_C(0)}{e} \quad (82.7)$$

$\tau = RC$ vaqt oralig'ida, kondensatordagi kuchlanish e marta kamayadi ($e=2,7$). Demak τ vaqt kuchlanishning pasayish tezligini aniqlaydi, unga relaksatsiya vaqti yoki doimiy vaqt deyiladi. 121-rasmda 1 va 2 pasayuvchi egri chiziqlar (82.6) formula grafiklari bo'lib, R va S lari turli xil bo'lgan ikkita zanjir uchun keltirilgan.



125-rasm

2.Kondensatorni zaryadlash. $U_C(0)=0$ bo'lgan zaryadlanmagan kondensator $t=0$ vaqtda doimiy tok manbaiga ulandi. Endi Kirxgofning ikkinchi qoidasiga asosan quyidagini yozamiz:

$$U_R + U_C = \varepsilon \quad (82.8)$$

O'tgan holdagi singari, $U_R = RC \frac{dU_C}{dt}$ va uni RC ga bo'lsak, quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\frac{dU_C}{dt} + \frac{1}{RC} U_C = \frac{\varepsilon}{RC} \quad (82.9)$$

$U_C(t)$ o'rniga yangi noma'lum funksiya $U = U_C - \varepsilon$ ni kiritamiz. Bundan $U_C = U + \varepsilon$ topib va (82.9) tenglamaga qo'ysak, quyidagiga ega bo'lamiz

$$\frac{dU}{dt} + \frac{1}{RC} U = 0 \quad (82.10)$$

Bu tenglamaning yechimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$U(t) = Ae^{-\frac{t}{RC}} \quad (82.11)$$

U vaqtda (82.11) ni hisobga olib yozamiz:

$$U_C = U + \varepsilon = Ae^{-\frac{t}{RC}} + \varepsilon \quad (82.12)$$

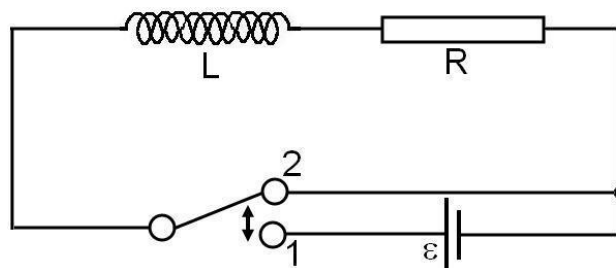
A doimiylik boshlang'ich shartdan $U_C(0)=0$ aniqlanadi. $t=0$ deb olsak, $U(0)=A+\varepsilon$ bo'ladi. Bundan $A=-\varepsilon$ kelib chiqadi. Oxirida quyidagiga ega bo'lamiz:

$$U_C(t) = \varepsilon \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \quad (82.13)$$

125-rasmda chiquvchi chiziq 1' va 2' bu (82.13) formulaning grafigi bo'ladi, ya'ni kondensatorni zaryadlash jarayonini ifodalaydi. Shunday qilib, kondensatorni manbadan qarshilik orqali zaryadlash ham uni R qarshilik orqali zaryadsizlantirish ham bir lahzada sodir bo'lmasada, asta sekin ro'y beradi va shuncha tez bo'ladiki, qanchalik doimiy vaqt $\tau = RC$ kichik bo'lsa.

§ 83. Induktiv va qarshilikdan iborat zanjirda tokning o'zgarish qonunlari

Induktivlik g'altak L, qarshilik R, va doimiy tok manbai ε dan iborat zanjirni qaraymiz, zanjirni K kalit orqali uzish yoki ulash mumkin (126-rasm).



126-rasm

1 Tokning yo'qolishi Zanjirdan oqayotgan tok I_0 ni (K kalitni "1" holatga o'tkazish orqali) $t=0$ vaqtda uzamiz. Bizga ma'lumki,

o'zinduksiya hodisasi tufayli tok zanjirda birdan nolga tenglashmaydi. Tokning vaqtga bog'liqligini topish uchun Kirxgofning ikkinchi qoidasidan foydalanamiz, qaralayotgan zanjirda $t=0$ dan boshlab quyidagi ko'rinishdagi formulaga ega bo'lamiz:

$$U_L + U_R = 0 \quad (83.1)$$

Bu ifodaga U_L va U_R ning ifodalari orqali va L ga bo'lsak, quyidagi kelib chiqadi:

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = 0 \quad (83.2)$$

Bu tenglama tok kuchi $I(t)$ uchun xuddi $U_C(t)$ ko'rinishga ega bo'ladi, faqat farqi $\frac{1}{RC}$ koeffisient o'rniga $\frac{R}{L}$ bo'ladi. Shuning uchun (83.2) tenglamaning yechimi (82.6) kabi ifodalanadi. Faqat $U_C(t)$ ni $I(t)$ ga, $\frac{1}{RC}$ ni $\frac{R}{L}$ ga almashtirish kerak. U vaqtda, yozamiz

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad (83.3)$$

2. Tokning o'rnatilishi. Agar K kalit orqali manbani ulasak, u vaqtda o'zinduksiya tufayli zanjirda tok birdan turg'un holatga kelmaydi. Manbani ulagan holdan boshlab Kirxgof qonuni quyidagicha bo'ladi:

$$U_L + R_R = \varepsilon \quad (83.4)$$

(83.2) ni hisobga olsak va L ga bo'lsak, quyidagi tenglikka ega bo'lamiz:

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L} I = \frac{\varepsilon}{L} \quad (83.5)$$

O'ng tomonini o'zgartirsak, quyidagi kelib chiqadi:

$$\frac{\varepsilon}{L} = \frac{R\varepsilon}{LR} = \frac{R}{L} I_0 \quad (83.6)$$

U holda (82.6) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\frac{dI}{dt} + \frac{R}{L}I = \frac{R}{L}I_0 \quad (83.7)$$

(82.9) tenglamaga o'xshash bo'lib chiqadi, faqat doimiy kattalik boshqacha bo'ladi: $\frac{1}{RC}$ o'rniga $\frac{R}{L}$, ε o'rniga I_0 bo'ladi. Boshlang'ich shartlar bir xil, izlanayotgan tenglama (82.13) kabi aniqlanadi:

$$I(t) = I_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right) \quad (84.8)$$

(83.3) va (83.7) ko'rsatadiki, tokning yo'qolishi va turg'unlikka erishishi kondensatorni zaryadlash va zaryadsizlantirish qoidalariga o'xshash bo'ladi, doimiy vaqt $\tau = \frac{L}{R}$ ga teng bo'ladi. $I(t)$ ning grafigi ham zaryadlash va zaryadsizlantirish grafigiga o'xshash bo'ladi. 1 va 2 egri chiziqlar tokning yo'qolishiga, 1' va 2' - manbani ulaganda tokning o'rnatilishiga to'g'ri keladi.

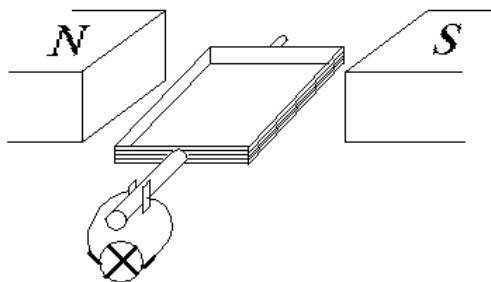
§ 84. Sinusoidal tok haqida tushuncha

Nazariya va amaliyotda tok kuchining o'zgarishi garmonik tebranish qonuni bo'yicha o'zgaradigan hol fundamental rol o'ynaydi:

$$I = I_0 \sin(\omega t + \varphi) \quad (84.1)$$

bu yerda I_0 – tok kuchining maksimal qiymati, φ boshlang'ich faza. Biz anashunday qonun bilan o'zgaradigan tok haqida gapiramiz yoki uni sinusoidal tok ham deb atashadi. Bunday toklar Faradeyning elektromagnit induksiya qonuniga asosan olinadi. Tokli zanjirni o'rganishda eng muhim vazifa tok kuchi bilan kuchlanish o'rtasidagi bog'lanishni aniqlashdir. O'zgaruvchan tok zanjirida bu bog'lanish Om qonuni bilan ifodalashni ko'rgan edik. Terminologiyani saqlash maqsadida, sinusoidal tok kuchi va kuchlanish uchun “Om qonuni” ifodasi ishlatiladi, aslida esa tok kuchi kuchlanishga proporsional emasdir. O'zgaruvchan tok zanjirida tok kuchi bilan kuchlanish o'rtasidagi bog'lanishlarni ayrim hollar uchun qarab chiqamiz.

Aylanuvchan ramkadan (abcd) o'tuvchi magnit oqimi vaqt bo'yicha o'zgaradi va o'zgaruvchan EYUK hosil qiladi. (127-rasm)



117-rasm

Agar ramka tekis aylansa, vektor $\mathbf{B}$ bilan normal o'rtasidagi burchak α vaqt bo'yicha chiziqli o'zgaradi. $\alpha = \omega t$ (ω -ramkaning aylanish burchak chastotasi). Ramka orqali o'tayotgan magnit oqimi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (84.2)$$

EYUK ni topish uchun (84.2) ifodani differensiallaymiz:

$$\varepsilon = -\frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = BS\omega \sin \omega t \quad (84.3)$$

Ramka orqali o'tayotgan tok butun zanjir uchun Om qonunidan aniqlanadi:

$$I = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{BS\omega \sin \omega t}{R} = I_0 \sin \omega t \quad (84.4)$$

bu yerda R -to'la qarshilik, ya'ni ramka qarshiligi va zanjirga ulangan iste'molchining qarshiligi, I_0 - tokning amplituda qiymati, ωt - faza.

Shunday qilib, ramkadagi tok vaqt bo'yicha sinusoidal o'zgaradi. Texnikada o'zgaruvchan tok deganda sinusoidal qonun bo'yicha o'zgaradigan tokka aytiladi. Fizikada esa, o'zgaruvchan tok deb, istalgan vaqt bo'yicha o'zgaruvchan tokka aytiladi.

O'zgaruvchan tok zanjirining ayrim qismlari uchun tok va kuchlanish o'rtasidagi bog'lanishni qaraymiz.

§ 85. Aktiv qarshilikka bo'lgan zanjir qismi uchun Om qonuni

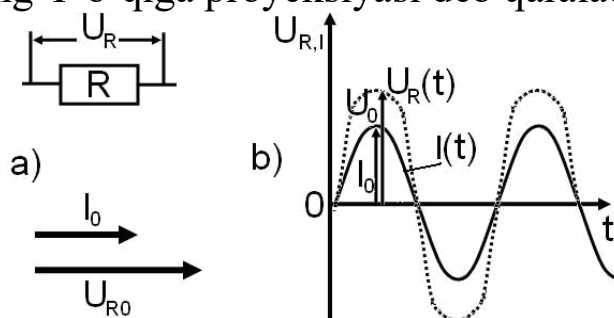
R qarshilikka ega bo'lgan o'zgaruvchan tok zanjirini qaraymiz, sig'im va induktivlikni nol deb hisoblaymiz. Tok kuchi va kuchlanishning oniy qiymatlari uchun Om qonuni (83.1)ni hisobga olsak quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$U_R = RI = \frac{RI_0}{U_{R0}} \sin \omega \cdot t \quad (85.1)$$

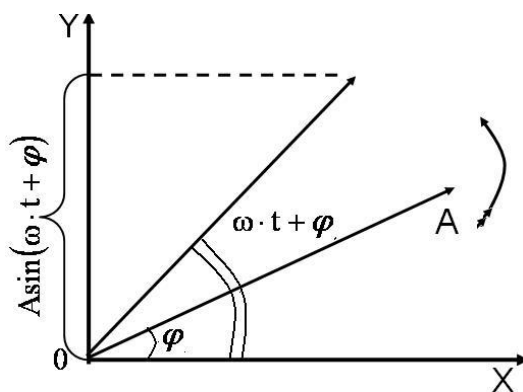
Demak, kuchlanish U_R ham tok kuchi I kabi garmonik (bir hil chastota va faza bilan) harakat qiladi, tokning amplituda qiymati I_0 , kuchlanishining amplituda qiymati U_{R0} quyidagicha bog'langan bo'ladi:

$$U_{R0} = RI_0 \quad (82.2)$$

Tok kuchi va kuchlanishning grafiklari 128 b) rasmda ko'rsatilgan. Mexanika kursida ko'rsatilgan ediki, har qanday garmonik tebranishga $y(t) = A \sin(\omega \cdot t + \varphi)$ uzunligi A ga teng bo'lgan vektor mos kelib, u XY tekislikda ω burchak tezlik bilan harakat qiladi va vaqtning boshlangich $t=0$ paytida X o'qi bilan φ burchak tashkil qiladi. Qaralayotgan tebranish vektor-amplitudaning Y o'qiga proyeksiyasi deb qaraladi (129-rasm)



128-rasm



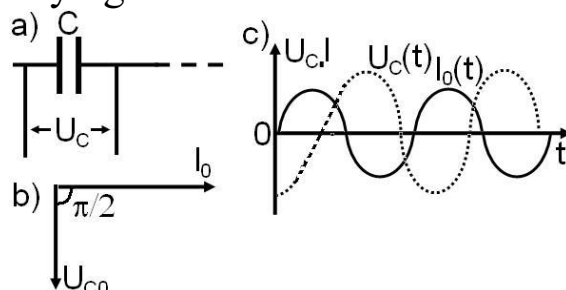
129-rasm

$t=0$ vaqtda vektor-amplituda bilan X o'qi orasidagi burchak (vektor diagrammasi rasmda keltirilgan) boshlang'ich faza φ ga teng.

Bizning holimizda tok kuchi va kuchlanish tebranish maksimal uzunligi I_0 va U_{R0} vektor amplituda bilan ifodalanadi (128b)-rasm).

§ 86. Sig‘imga ega bo‘lgan zanjir uchun Om qonuni

Endi zanjirda C sig‘imga ega bo‘lgan, qarshilik va induktivligi juda kichik bo‘lgan zanjir qismini qaraymiz (130 a)-rasm) va undan $I=I_0\sin\omega t$ miqdorda tok kuchi o‘tayotgan bo‘lsin.



130-rasm

Tok kuchi I bilan kuchlanish U_C o‘rtasidagi bog‘lanishni topish uchun $U_C = \frac{q}{C}$ formuladagi zaryad q ni tok kuchi orali ifodalash kerak bo‘ladi. Ma’lumki, tok kuchi $I = \frac{dq}{dt}$ dan $dq = Idt$ ni topamiz. t vaqt ichida o‘tgan zaryadni topish uchun keyingi ifodadani, integrallash kerak:

$$q = \int Idt = \int I_0 \sin \omega t dt = -\frac{I_0}{\omega} \cos \omega \cdot t = \frac{I_0}{\omega} \left(\sin \omega \cdot t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (86.1)$$

Shunday qilib, kondensatordagi kuchlanish quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$U_C = \frac{q}{C}, \quad U_C(t) = \frac{I_0}{\omega C} \left(\sin \omega \cdot t - \frac{\pi}{2} \right) \quad (86.2)$$

U ham ω burchak chastota bilan harakat qiladi, lekin kuchlanish $U_C(t)$ tok kuchidan faza jihatdan $\pi/2$ ga orqada qoladi.

U_{C0} va I_0 amplituda qiymatlari quyidagi munosabat bilan bog‘langan:

$$U_{C0} = \frac{I_0}{\omega C} \quad (86.3)$$

Bu qonunni odatdagi Om qonuni bilan taqqoslasak ($U=RI$). Ko‘ramizki, $R_C = \frac{1}{\omega C}$ ifoda qarshilik vazifasini bajaradi va unga sig‘im qarshilik deyiladi. Bu hol uchun grafik va vektor diagrammasi 130 b,c)-rasmda ko‘rsatilgan.

§ 87. Induktivlikka ega bo'lgan zanjir qismi uchun Om qonuni

Endi qarshiligi va sig'imi juda kichik bo'lgan, L induktivlikka ega bo'lgan zanjirni qaraymiz, (131-rasm) undan o'tayotgan tok kuchi $I = I_0 \sin \omega \cdot t$ bo'lsin. Induktiv qarshilikdagi kuchlanishni topamiz:

$$U_L = L \frac{dI}{dt} = L \frac{d(I_0 \sin \omega \cdot t)}{dt} = L \omega I_0 \cos \omega \cdot t = L \omega I_0 \sin \left(\omega \cdot t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (87.1)$$

Shunday qilib, induktivlikdagi kuchlanish quyidagiga teng bo'ladi:

$$U_L(t) = L \omega I_0 \sin \left(\omega \cdot t + \frac{\pi}{2} \right), \quad (87.2)$$

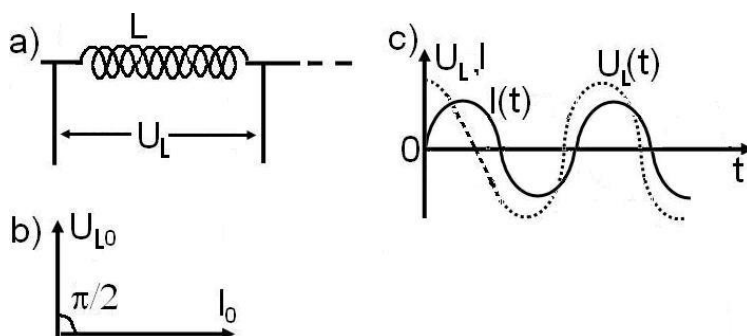
Kuchlanish ham ω chastota bilan garmonik harakat qiladi, lekin tok kuchi faza jihatdan kuchlanishdan $\pi/2$ ga ilari ketadi ($T/4$), tok kuchi va kuchlanishning amplituda qiymatlari biri-biri bilan quydagicha bog'langandir:

$$U_{L0} = L \omega I_0 \quad (87.3)$$

Bundan quyidagini topamiz:

$$R_L = L \omega \quad (87.4)$$

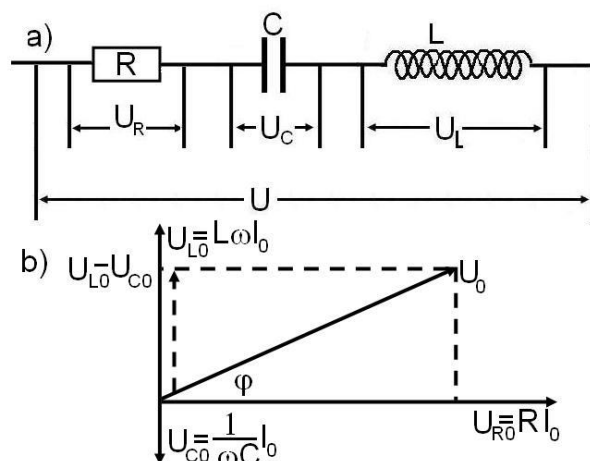
Bu kattalik qarshilik vazifasi bajaradi va induktiv qarshilik deb aytiladi. Induktiv va sig'im qarshiliklar reaktiv qarshilik deb, o'tkazgichning oddiy qarshiligi R ni aktiv qarshilik deb aytiladi. Induktivlikka ega bo'lgan o'zgaruvchan tok uchun grafik va vektor diagramma 131 b) va c) - rasmda ko'rsatilgan.



131-rasm

§ 88. Butun zanjir uchun Om qonuni

Aktiv R , sig‘im C va induktivlik L dan iborat bo‘lgan ketma-ket ulangan zanjirni qaraymiz 132 a)-rasm va undan $I=I_0\sin\omega t$ tok o‘tayotgan bo‘lsin.



128-rasm

Zanjir qisqichlaridagi kuchlanish U , U_C , U_R va U_L kuchlanilar yig‘indisidan iborat bo‘ladi:

$$U = U_S + U_R + U_L \quad (88.1)$$

Barcha qo‘shiladigan kattaliklar bir hil chastotadagi garmonik tebranishlar bo‘lgani uchun, yig‘indi tebranish ham shunday chastotadagi garmonik tebranishdan iborat bo‘ladi. U ni U_C , U_R va U_L - larning vektor-diagrammasidan topish mumkin (132 b)-rasm). Avval U_L va U_C vektorlar qo‘shiladi. Natijada qo‘shiladigan vektorlarning kattasi tomon yo‘nalgan va absolyut qiymati $I_0 \left| L\omega - \frac{1}{\omega C} \right|$ ga teng bo‘lgan vektorga ega bo‘lamiz (Punktir chiziq). So‘ngra bu vektorni U_{R0} vektor bilan qo‘shib, yig‘indi kuchlanish vektor-amplituda U_0 ni topamiz. 132-rasmdan ko‘rinadiki, yig‘indi kuchlanish $U = U_0 \sin(\omega \cdot t + \varphi)$ faza jihatidan tok kuchiga nisbatan φ ga siljigan va uning tangens burchagi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{\omega C}}{R} \quad (88.2)$$

Kuchlanish amplitudasi esa, quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$U_0 = I_0 \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (88.3)$$

(88.3) ifodadan quyidagini topamiz:

$$R = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (88.4)$$

Bu kattalikka to'la qarshilik deyiladi. Shuni qayd etamizki, bu qarshilik qarshiliklar: R , R_L va R_C qarshiliklarning arifmetik yig'indisiga teng emasdir. Bundan tashqari R_L yoki R_C reaktiv qarshiliklardan biri oshganda, to'la qarshilik kamayishi mumkin.

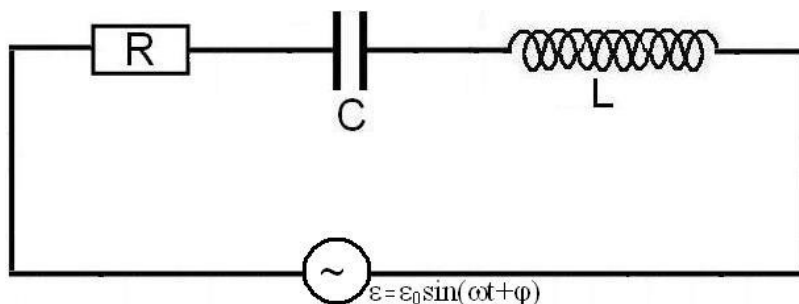
Om qonunlari (88.3) va (88.4) va shu bilan birga ketma-ket ulangan aktiv, sig'im va induktiv qarshiliklar hamda o'zgaruvchan kuchlanish va EYUK- $[\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin(\omega t + \varphi)]$ bilan birgalikda ketma-ket ulangan butun zanjir uchun Om qonuni deyiladi.

$U = \varepsilon$ bo'lgan uchun formula (88.3) dagi U_0 ni ε_0 bilan almashtirsak, butun zanjir uchun Om qonuni kelib chiqadi:

$$I = \frac{\varepsilon}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \quad (88.5)$$

§ 88. O'zgaruvchan tok zanjirida energiya va quvvat

O'zgaruvchan tok zanjirda (133-rasm) energiyaning bir turdan boshqa turga aylanishini qarab chiqaylik. Tashqi kuchlarning dt vaqt ichida bajargan ishi dA_{tashqi} aktiv qarshilikdan issiqlik energiya dQ ajralib chiqishga ketadi, shuningdek kondensatorning energiyasi dW_e va g'altakning magnit energiyasini dW_{mag} o'zgartirishga ketadi.



133-rasm

$$dA_{\text{tashqi}} = dQ + dW_{el} + dW_{mag} \quad (89.1)$$

Bu tenglikning ikkala tomonini dt ga bo'lsak,

$$\frac{dA}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{dW_{el}}{dt} + \frac{dW_{mag}}{dt} \quad (89.2)$$

Vaqt birligi ichida bajarilgan ish dA/dt ta'rif bo'yicha quvvatga teng bo'ladi, shuning uchun chap tomonda manba quvvati $P=dA/dt$ turadi:

$$\frac{dQ}{dt} = P_R, \quad \frac{dW_{el}}{dt} = P_C, \quad \frac{dW_{mag}}{dt} = P_L \quad (87.3)$$

Ko'rsatamizki, quvvatlardan har biri tegishli qismdagi kuchlanish va tok kuchining ko'paytmasiga teng bo'ladi.

Haqiqatdan ham, $\varepsilon=A/dq$, $Q=I^2Rt$, $U=RI$, $W=CU^2/2$ va $W=LI^2/2$ formuladan foydalanib quyidagiga ega bo'lamiz:

$$P_{\text{haqiqiy}} = \frac{dA_{\text{tashqi}}}{dt} = \frac{\varepsilon dq}{dt} = I\varepsilon \quad (89.4)$$

$$P_R = \frac{dQ}{dt} = \frac{IU_R dt}{dt} = IU_R \quad (89.5)$$

$$P_C = \frac{dW_e}{dt} = \frac{d\left(\frac{CU_c^2}{2}\right)}{dt} = \frac{2CU_c dU_c}{2dt} = \frac{CU_c d\left(\frac{q}{C}\right)}{dt} = \frac{U_c dq}{dt} = IU_C \quad (89.6)$$

$$P_L = \frac{dW_{magn}}{dt} = \frac{d\left(\frac{LI^2}{2}\right)}{dt} = \frac{2LI dI}{2dt} = I\left(\frac{dI}{dt}\right) = IU_L \quad (89.7)$$

Shunday qilib, energiyaning saqlanish qonuni (89.1) quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\underbrace{I\varepsilon}_{P_{\text{haqiqiy}}} = \underbrace{IU_R}_{P_R} + \underbrace{IU_C}_{P_C} + \underbrace{IU_L}_{P_L} \quad (89.8)$$

Bu ifodani I ga bo'lsak, Kirxgofning ikkinchi qonuniga ega bo'lamiz, demak bu qonun energiyaning saqlanish qonunining natijasi ekanligiga ishonch hosil qilamiz.

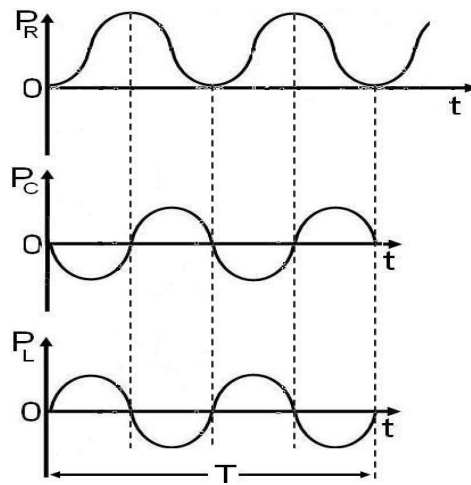
Tok kuchi uchun $I=I_0\sin\omega t$ ifodani qo'llab, U_R , U_C va U_L kuchlanishlarning (85.1), (86.2), (87.2) qonunlar bo'yicha o'zgarishini hisobga olsak, tegishli quvvatlar uchun quyidagi ifodalarni topamiz:

$$P_R = IU_R = I_0 \sin \omega \cdot t \times U_R \sin \omega \cdot t = I_0 U_R \sin^2 \omega \cdot t \quad (89.9)$$

$$P_C = IU_C = I_0 \sin \omega \cdot t \times U_{C0} \sin\left(\omega \cdot t - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{I_0 U_C}{2} \sin(2\omega \cdot t - \pi) \quad (89.10)$$

$$P_L = IU_L = I_0 \sin \omega \cdot t \times U_{L0} \sin\left(\omega \cdot t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{I_0 U_C}{2} \sin 2\omega \cdot t \quad (89.11)$$

R_C va R_L uchun formulalarni chiqarishda biz $\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2}[\cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)]$ dan va kosinus va sinusning keltirish formulalaridan foydalandik. Bu formulalarning grafiklari quyidagi 134-rasmda ko'rsatilgan.



134-rasm

T davr ichida elektr va magnit energiyalarining o'zgarishini topamiz. $P = \frac{dW}{dt}$ formulasidagi kelib chiqadiki, energiyaning dt vaqt ichida o'zgarishi $dW = Pdt$ ga teng, demak, energiyaning davr bo'yicha o'zgarishi $\int Pdt$ integral bilan aniqlanadi. (89.9), (89.11) formulalarni hisobga olsak, topamiz:

$$\Delta W_{el} = \int_0^T P_C dt = \frac{I_0 U_{C0}}{2} \int_0^T \sin(2\omega t - \pi) dt = 0 \quad (89.12)$$

$$\Delta W_{magn} = \int_0^T P_L dt = \frac{I_0 U_{L0}}{2} \int_0^T \sin 2\omega t dt = 0 \quad (89.13)$$

Shunday qilib, elektrik va magnit maydon energiyalarining davr bo'yicha o'zgarishi va shu bilan birga o'rtacha quvvatlar $\bar{P}_N$ va $\bar{P}_L$

($\bar{P} = \int_0^T \frac{P dt}{T}$ bilan aniqlanadi) nolga teng: $\bar{P}_N = \bar{P}_L = 0$. Kondensator tomonidan davrning ulushlarida qancha energiya olsa, shu vaqtda undan shuncha miqdorda elektr maydoni energiyasi oshadi ($\bar{P}_N > 0$), xuddi shuncha energiya kondensatorga qaytadi. Shu davr ulushlarida, elektr maydon energiyasi kamayadi ($\bar{P}_N < 0$). Xuddi shunday hol g'altakning magnit maydoni energiyasi uchun ham sodir bo'ladi. Demak, sig'imli va induktivli zanjir qismlarida energiya to'planmaydi va zanjirdan ajralib ham chiqmaydi. Shu sababga ko'ra, $\bar{P}_N$ va $\bar{P}_L$ quvvatlar va shu bilan birga qarshiliklar (R_C va R_L) ga reaktiv deb aytiladi.

R qarshilikli sohada boshqacha bo'ladi. Bu yerda ham T davr ichida ajralib chiqqan issiqlik miqdori ΔQ ni, shunindek o'rtacha quvvat $\bar{P}_R$ ni topamiz:

$$dQ = \int_0^T P_R dt = I_0 U_{R0} \int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{I_0 U_R T}{2} \quad (89.14)$$

yoki

$$\bar{P}_R = \int_0^T P_R dt = \frac{I_0 U_R}{2} \quad (89.15)$$

Bu qismda zanjirdan uzluksiz ravishda energiya ajralib chiqadi. (o'rtacha $\frac{I_0 U_R}{2}$). Shu sababli quvvat $\bar{P}_R$ va shu bilan birga qarshilik R ga aktiv deyiladi.

Om qonunidan ($U_R = RI_0$) foydalanib, va $U_R = U_0 \cos \varphi$ (128b)-rasm) bu diagrammadan kelib chiqadigan ifodadan foydalanib, o'rtacha aktiv quvvatni bir necha shakllarda yozamiz:

$$\bar{P}_R = \frac{I_0 U_R}{2} = \frac{I_0^2 R}{2} = \frac{I_0 U_0 \cos \varphi}{2} \quad (89.16)$$

T vaqt ichida ajralib chiqqan issiqlik:

$$\Delta Q = \bar{P}_R T = \frac{I_0^2 RT}{2} \quad (89.17)$$

Joul-Lens qonuni ($Q = I^2 Rt$) ga ko'ra, xuddi shunday issiqlik miqdori shu qarshilikda T vaqt ichida doimiy tok kuchi $I = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ o'tganda ham ajralib chiqar edi:

$$\Delta Q = I_{eff}^2 RT = \frac{I_0^2 RT}{2} \quad (89.18)$$

Doimiy tok tomonidan ham shu vaqt ichida (T davr) o'zgaruvchan tokda ham teng issiqlik miqdori aktiv qarshilikda ajralib chiqsa, unga ta'sir etuvchi yoki o'zgaruvchan tokning effektiv qiymati deb aytiladi. Tok kuchining ta'sir etuvchi qiymati $\sqrt{2}$ marta uning amplituda qiymatidan kichikdir. Xuddi shunday, $U_{eff} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$ kattalik ham, $\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{2}}$ kattalik ham kuchlanish va EYUKning ta'sir etuvchi qiymati deb ataladi. Shuni alohida qayd qilamizki, tok kuchi va kuchlanishning amplituda qiymatlari uchun Ohm qonunlari o'rinli bo'ladi, ta'sir etuvchi qiymatlari uchun ham, chunki bir hil ko'paytiruvchilar, $\sqrt{2}$ tenglikning ikkala qismida ham qisqarib ketadi.

Formula (89.16) ni tok kuchi va kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymatlari orqali yozamiz:

$$\overline{P}_R = I_{eff} U_{Reff} = I_{eff}^2 R = I_{eff} U_{eff} \cos \varphi \quad (89.19)$$

To'la kuchlanish va tok kuchi o'rtasidagi fazalar farqining kosinusi quvvat koeffisienti deyiladi. Quvvat koeffisienti $\cos \varphi$ zanjirning xarakteriga bog'liq. Sof aktiv qarshilikli zanjir uchun

$$\varphi = 0 \text{ va } \cos \varphi = 1, P = I_{eff} U_{eff} = I_{eff}^2 R = \frac{U_{eff}^2}{R} \quad (89.20)$$

Sof sig'im va sof induktiv qarshilikli zanjir uchun $\cos \varphi = 0$, bu vaqtda o'rtacha qiymat nolga teng bo'ladi. Buning sababi shundaki, kuchlanish va tok kuchlari faza jihatdan davrning to'rtidan bir qismiga farq qiladi; kuchlanish nolga teng bo'lganda, tok kuchi maksimal qiymatga erishadi yoki aksincha.

Agar sanoat elektr tarmoqlariga fazalar farqini katta miqdorga o'zgartiradigan qurilmalar ulangan bo'lsa, tarmoqda foydasiz quvvatni kamaytirish uchun bunday qurilmaga induktivlik yoki sig'im ulanadi, natijada fazalar farqi kamayadi, $\cos \varphi$ oshadi.

Amaliyotda EYUKning berilgan qiymatida berilgan qarshilikda maksimal quvvat olish talab qilinadi. $L\omega - \frac{1}{\omega C} = 0$ bo'lganda zanjirning to'la qarshiligi R_R ga teng bo'ladi yoki $U_L + U_C = 0$ va $U = U_R$ bo'ladi, butun berilgan kuchlanish aktiv qarshilik qismga to'g'ri keladi. Bu vaqtda $\varphi = 0$, $\cos \varphi = 1$ bo'ladi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Kvazistatsionar tok deb qanday toklarga aytiladi? Kvazistatsionarlik sharti nimadan iborat?
2. Kvazistatsionar tokning asosiy tenglamasini yozing va tenglamaning har bir hadining fizik ma'nosini asoslab bering?
3. Kondensator zaryadlaganda va zaryadsizlanganda tok kuchi va kuchlanishning o'zgarish qonunlari qanday qonuniyatga bo'ysinadi?
4. Induktiv g'altakni zanjirga ulanganda va uzganda tok kuchi va kuchlanishning o'zgarishi qanday fizik qonunlarga buysunadi?
5. Kvazistatsionar toklar uchun doimiy tok qonunlarini qo'llash mumkinmi?
6. Kondensator zaryadlaganda va zaryadsizlanganda ro'y beradigan jarayon bilan induktiv g'altak uzilganda va ulanganda hosil bo'ladigan jarayonlar o'rtasida qanday o'xshashlik bor?
7. Kondensator zaryadlaganda va zaryadsizlanganda ro'y beradigan jarayon bilan induktiv g'altak uzilganda va ulanganda hosil bo'ladigan jarayonlarning texnikada (radio-, elektrotexnikada) qo'llanishiga doir misollar keltiring.
8. Sinusoidal tok qanday hosil qilinadi?
9. O'zgaruvchan tok generatorning ishlash prinsipini tushuntiring.
10. O'zgaruvchan tok kuchi va kuchlanishning formulalarini yozing.
11. O'zgaruvchan tok va kuchlanishning effektiv qiymatlari qanday topiladi?
12. O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv qarshilik ulanganda tok kuchi va kuchlanish orasidagi fazalar farqi nimaga teng bo'ladi? Bu hol uchun vektor diagrammani chizing.
13. O'zgaruvchan tok zanjiriga sig'im qarshilik ulanganda tok kuchi va kuchlanish orasidagi fazalar farqi qanday bo'ladi?
14. O'zgaruvchan tok zanjiriga induktiv qarshilik ulanganda tok kuchi va kuchlanish orasidagi fazalar farqi nimaga teng bo'ladi? Bu hol uchun vektor diagrammani chizing.
15. O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv va reaktiv qarshiliklar ketma-ket ulanganda tok kuchi qanday o'zgaradi? Bu hol uchun Om qonuni qanday ko'rinishga ega bo'ladi. Fazalar farqi qanday formula bilan ifodalanadi? Kuchlanish rezonansi qay vaqtda ro'y beradi?

16. O'zgaruvchan tok zanjiriga aktiv va reaktiv qarshiliklar parallel ulanganda tok kuchi qanday o'zgaradi? Fazalar farqi qanday bo'ladi? Tok rezonansi qanday vujudga keladi?

17. Sinusoidal tok zanjirida energiyaning saqlanish qonuni qanday bajariladi?

18. Sinusoidal tok zanjirida quvvat qanday formula bilan ifodalanadi? Quvvat koeffisienti deb nimaga aytiladi?

TEST TOPSHIRIQLARI

1. O'zgaruvchan tok va kuchlanishning effektiv qiymatlarini aniqlovchi ifodalarini toping (J_m va U_m – tok va kuchlanishning amplituda qiymatlari):

a) $J_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} J_m$ va $U_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} U_m$; b) $J_{\text{eff}} = \sqrt{2} J_m$ va $U_{\text{eff}} = \sqrt{2} U_m$;

c) $J_{\text{eff}} = \frac{\pi}{2} J_m$ va $U_{\text{eff}} = \frac{\pi}{2} U_m$. d) $J_{\text{eff}} = \frac{J_m}{\sqrt{2}}$ va $U_{\text{eff}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$;

2. O'zgaruvchan tok zanjirining to'la qismi uchun Om qonuni ifodasini aniqlang:

a) $J = \frac{\varepsilon}{R + r}$; b) $J_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$;

c) $J = \frac{U}{R}$; d) $J_0 = U_0 \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$

3. O'zgaruvchan tok zanjiriga sig'imi 2 mkF bo'lgan kondensator va induktivligiga 0,05 Gn bo'lgan g'altak ketma-ket ulangan. Kuchlanish rezonansi ro'y berishi uchun tokning chastotasi qancha bo'lishi kerak:

a) 0,5 kGs; b) 0,3 kGs; c) 0,1 kGs; d) 0,7 kGs.

4. O'ramlarining soni $N_1=500$ va $N_2=1000$ bo'lgan transformatorga 100 V kuchlanish berilgan. Transformatorning chiqishidagi kuchlanishni aniqlang:

a) 200 V; b) 100 V; c) 50 V; d) 400 V.

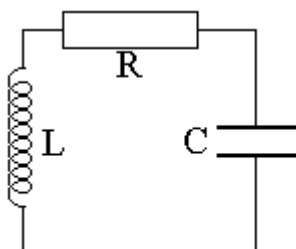
5. O'ramlarining soni $N_1=500$ va $N_2=1000$ bo'lgan transformator 5 A tok iste'mol qiladi. Ikkinchi o'ramdagi tok kuchini aniqlang:

a) 2,5 A; b) 5 A; c) 10 A; d) 2 A.

XV BOB. ELEKTROMAGNIT TEBRANISHLAR

§ 90. Tebranish konturidagi fizik jarayonlar. Tomson formulasi

Bu ma'ruzada ham aktiv qarshilik, kondensator va g'altakdan iborat ketma-ket ulangan zanjir haqida so'z boradi. Bu yerda biz bunday zanjirda ro'y beradigan jarayonlarni umumiy usul ya'ni differensial tenglamalarga asoslangan uslubda qaraymiz. Elektr tebranishlar induktivlik va sig'imga ega bo'lgan zanjir orqali hosil bo'lishi mumkin. Bunday zanjirga tebranish konturi deyiladi.



135-rasm

135-rasmda ko'rsatilgan konturda $t=0$ da qandaydir tashqi ta'sir ko'rsatildi (kondensatorga zaryad berilgan ($q(0) \neq 0$) yoki konturda tok o'yg'otilgan ($I(0) \neq 0$) yoki bir vaqtda shu ikkala hol ham amalga oshirilgan bo'lib, so'ngra kontur o'z-o'zicha qo'yib yuborilgan.

Erkin elektrik tebranishlari. Mexanik va elektr tebranish o'rtasida o'xshashlik. Tebranish konturida qanday jarayonlar ro'y beradi?

Qaralayotgan kontur uchun asosiy differensial tenglama (81.6) quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi:

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0, \quad (90.1)$$

Bunda manba bo'lmagani uchun $\varepsilon=0$. Siz bunday tenglama bilan mexanikadan tanishsiz - bu massasi m bo'lgan moddiy nuqtaning kvazielastik kuch $f=-kx$ va ishqalanish kuchi $f_x = -b \frac{dx}{dt}$ ta'siridagi harakatining differensial tenglamasidir:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0, \quad (90.2)$$

(90.1) va (90.2) tenglamalar matematik jihatdan bir xildir, ular funksiya va koeffisientlarning fizik ma'nosi bilan farq qiladi, (90.1) tenglama (jadvalning chap ustuni) va undagi kattaliklarni (90.2) tenglamadagi kattaliklarga almashtirsak, (90.1) tenglamaning yechimi (jadvalning o'ng ustuni) ega bo'lamiz.

Uncha katta bo'lmagan so'nishda ($\beta < \omega_0$) kondensatordagi zaryad va boshqa konturning o'zgaruvchi kattaliklari: $I(t)$, $U_R(t)$, $U_C(t)$, va $U_L(t)$ - vaqt bo'yicha so'nish qonuni bo'yicha o'zgaradi. Konturdagi bu elektr tebranishlarga erkin tebranish deb ataladi, chunki ular tashqi ta'sirsiz ro'y beradi. Amaliy jihatdan kichik aktiv qarshilikka ega bo'lgan konturlar juda muhimdir, ular uchun $\beta \ll \omega_0$ ga teng.

Jadval- 1

Mexanik tebranishlar	Elektr tebranishlar
Tenglamalar	
$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0, (90.2)$	$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0, (90.1)$
X(t)	q(t)
m	L
b	R
k	1/C
Yechimi	
$x(t) = A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi), (90.4)$	$q(t) = A e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi), (90.3)$
So'nish koefisiyenti quyidagiga teng	
$\beta = b/2m, (90.6)$	$\beta = R/2L, (90.5)$
Doiraviy chastota quyidagiga teng,	
$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, (90.8)$	$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}, (90.7)$
bu yerda,	
$\omega_0 = \sqrt{k/m}, (90.10)$	$\omega_0 = \sqrt{1/LC}, (90.9)$
A va φ doimiylar boshlangich shartdan aniqlanadi, ya'ni ular quyidagilar orqali aniqlanadi.	
X(0) va v(0)	q(0) va J(0)

Bu holda, β^2 ni ω_0^2 ga nisbatan tashlab yuborish mumkin. (90.5) va (90.7) ni hisobga olsak, konturning xususiy tebranish chastotasi uchun quyidagiga ega bo'lamiz:

$$\omega \approx \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad (90.11)$$

(90.11) ifodadan tebranish davrini topadigan Tomson formulasi kelib chiqadi:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

Ideal konturda ($k=0$) soʻnish koefitsienti β nolga intiladi va tebranish soʻnmaydigan boʻlib qoladi. Sodda uchun (87.3) da boshlangʻich fazani nolga teng desak, (87.3) va (87.5) formulalar boʻyicha, tok kuchi va kuchlanishni topamiz:

$$\left. \begin{aligned} q(t) &= q_0 \cos \omega_0 t \\ I(t) &= \frac{dq}{dt} = q_0 \omega_0 \cos\left(\omega \cdot t + \frac{\pi}{2}\right), \quad (I_0 = q_0 \omega_0) \\ U_C(t) &= \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C_0} \cos \omega_0 t; \quad \left(U_{C_0} = \frac{q_0}{C_0}\right) \\ U_L(t) &= L \frac{dI}{dt} = q_0 L \omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \pi), \quad (U_{L_0} = q_0 L \omega_0^2) \end{aligned} \right\}, \quad (90.12)$$

Sigʻim va induktivlik kuchlanishlar qarama-qarshi fazaga ega boʻladi (sinusoidal tok qonunlaridan sizlarga maʼlum), ularning amplituda qiymatlari bir xil kattalikka ega. Formula (90.12) dan kelib chiqadi:

$$U_{L_0} = q_0 L \omega_0^2 = \frac{q_0 L}{LC} = \frac{q_0}{C} = U_{C_0}, \quad (90.13)$$

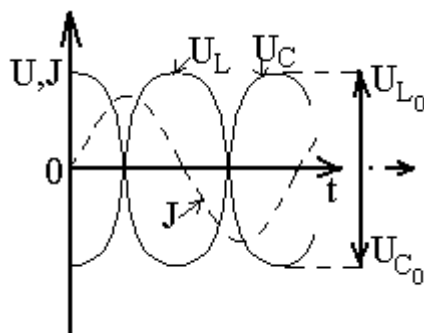
Ideal kontur uchun grafik va vektor diagrammasi quyida 136-rasmda keltirilgan.

Tebranish konturi uchun energiyaning saqlanish qonuni koʻrinishga ega boʻladi, (bu yerda manba boʻlmagani uchun):

$dA_{\text{tashqi}} = 0$ deb olish kerak.

$$d(W_e + W_m) = -dQ$$

Yaʼni konturdagi energiya kondensator elektr maydon energiyasi va gʻaltakning magnit energiyasidan iborat boʻladi, davriy ravishda kamayib boradi, issiqlik energiyasiga aylanib boradi. Ideal konturda $dQ=0$, chunki, $R=0$, natijada $d(W_e + W_m) = 0$ boʻladi, demak:



136-rasm

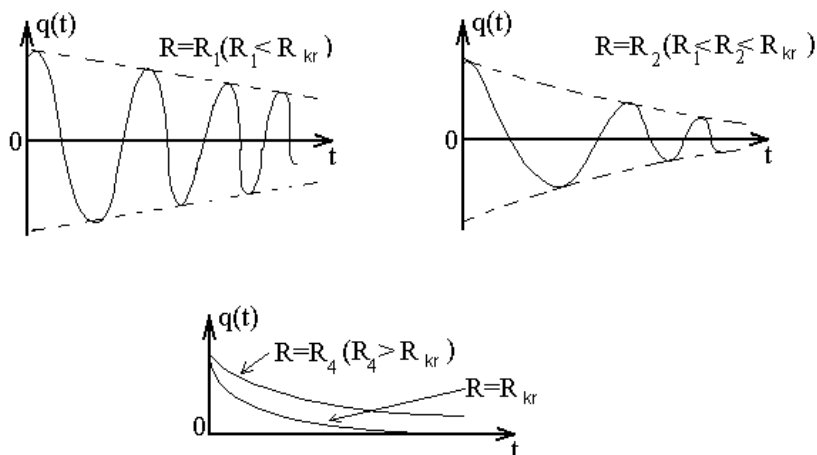
$$W_e + W_m = \text{const}, \quad (90.14)$$

Bu shuni bildiradiki, energiya faqat vaqt bo'yicha kondensator va g'altakda qayta taqsimlanadi, lekin to'la qiymatini saqlaydi.

Aktiv qarshilik R ning oshishi bilan erkin tebranish manzarasi o'zgaradi, tebranishning so'nishi ortadi, chunki so'nish koeffisienti

$$\beta = \frac{R}{2L} \text{ oshadi va uning chastotasi kamayadi: } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

Qarshilikning ba'zi bir kritik qiymati R_{kr} da bu ifoda nolga teng bo'lib qoladi. R_{kr} quyidagi $\frac{1}{LC} = \frac{R_{kr}^2}{4L^2}$ shartdan aniqlanadi. Chastota nolga teng bo'ladi va qarshilikning katta qiymatlarida mavhum bo'lib qoladi, ya'ni so'nuvchi tebranish ko'rinishidagi yechim o'z ma'nosini yo'qotadi. Bu vaqtda (90.1) tenglamaning yechimi apenodik xarakterga ega bo'ladi. 137-rasmda $q(t)$ ning bir xil C va L , lekin turli xil R uchun ($R_1 < R_2 < R_{kr} < R_4$) grafigi keltirilgan. Bu vaqtda boshlang'ich shartlar quyidagicha olinadi: $q(0) \neq 0$, $I(0) = 0$. shunga o'xshash grafiklar tok kuchi va kuchlanishda ham ro'y beradi.



137-rasm

§ 91. Majburiy elektr tebranishlar

Konturdagi erkin tebranishlar aktiv qarshilik tufayli hammavaqt soʻnadi. Agar konturga davriy ravishda tashqaridan taʼsir koʻrsatib turilsa, boshqacha boʻladi, masalan $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$ qonun boʻyicha oʻzgaruvchi manba taʼsirida boʻlsa. Bu sxema oʻzgaruvchan tok zanjiridan iborat boʻladi, uni avval vektor diagramma orqali oʻrgangan edik (sinusoidal tok qonunlarida).

Hozir biz bu zanjirni boshqa tomondan — konturdagi majburiy tebranish nuqtai nazaridan qaraymiz. Asosiy differensial tenglama (90.1) bu holda quyidagicha boʻladi:

$$\underbrace{L \frac{d^2 q}{dt^2}}_{U_L} + \underbrace{R \frac{dq}{dt}}_{U_R} + \underbrace{\frac{1}{C} q}_{U_C} = \underbrace{\varepsilon_0 \sin \omega t}_{\varepsilon}, \quad (91.1)$$

Bunday tenglama bilan ham sizlar mexanikada duch kelgansiz — kvazielastik kuch $f_x = -kx$, ishqalish kuchi $f_x = -b \frac{dx}{dt}$ va davriy majburiy kuch $f_x = f_0 \sin \omega t$ taʼsirida moddiy nuqtaning harakat differensial tenglamasi quyidagicha boʻladi:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = f_0 \sin \omega t, \quad (91.2)$$

Jadval 2

Mexanik tebranishlar	Elektr tebranishlar
Tenglama,	
$m \frac{d^2 x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = f_0 \sin \omega t,$	$\underbrace{L \frac{d^2 q}{dt^2}}_{U_L} + \underbrace{R \frac{dq}{dt}}_{U_R} + \underbrace{\frac{1}{C} q}_{U_C} = \underbrace{\varepsilon_0 \sin \omega t}_{\varepsilon}$
Yechimi,	
$x = A \sin(\omega t + \varphi), (91.4)$	$q(t) = q_0 \sin(\omega t + \varphi), (91.3)$
Bu yerda,	
$A = \frac{f_0}{m \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}} (91.6)$	$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{L \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, (91.5)$
$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$	$\operatorname{tg} \varphi = - \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$

Biz bilamizki, bu tenglamaning yechimi majburiy tebranishdir (jadval 2 ning chap ustuni). Bu yechimda $x(t)$, m , b , k larni mos ravishda

$q(t)$, L , R , va $1/C$ ga almashtirib, shuningdek t_0 ni ε_0 ga biz (90.1) ning yechimini topgan bo‘lamiz. (1-2 jadvaning o‘ng ustuni). (91.1) dan $\beta = \frac{R}{2L}$ va (90.7) $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ larni hisobga olsak, quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$q_0 = \frac{\varepsilon_0}{\omega \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (91.7)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{R}{L\omega - \frac{1}{\omega C}}, \quad (91.8)$$

Kondensator zaryadining $q(t)$ vaqt bo‘yicha o‘zgarishini bilsak, (91.3) formula bo‘yicha konturning barcha elementlaridagi tok kuchi va kuchlanishini topamiz:

$$\left. \begin{aligned} I &= \frac{dq}{dt} = \frac{d[q_0 \sin(\omega \cdot t + \varphi)]}{dt} = q_0 \omega \sin\left(\omega \cdot t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \\ U_R &= RI = q_0 \omega R \sin\left(\omega \cdot t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \\ U_C &= \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \sin(\omega \cdot t + \varphi) \\ U_L &= L \frac{dI}{dt} = L \frac{d[q_0 \cos(\omega \cdot t + \varphi)]}{dt} = q_0 L \omega^2 \sin(\omega \cdot t + \varphi + \pi) \end{aligned} \right\}, \quad (91.9)$$

Shunday qilib, tebranish konturiga, uning elementlariga o‘zgaruvchan kuchlanish manbai ulasak, konturda majburiy elektr tebranish hosil bo‘ladi, barcha o‘zgaruvchan elektr kattaliklar $I(t)$, $q(t)$, $U_C(t)$, $U_L(t)$ manba chastotasi, amplituda va fazasi bilan (kontur parametrlariga bog‘liq bo‘lgan) garmonik tebranma harakat qiladi. Majburiy tebranishlar uchun rezonans hodisasi xarakterlidir, tashqi ta’sir chastotasi tebranish konturining xususiy chastotasiga yaqinlashganda amplituda keskin oshib ketadi.

Tok kuchining amplitudasi (91.7) formula bo‘yicha quyidagicha bo‘ladi:

$$I_0 = \frac{\varepsilon_0}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (91.10)$$

Bu formuladan ko‘rinadiki $\omega \rightarrow 0$ va $\omega \rightarrow \infty$ bo‘lganda $I_0(t) \rightarrow 0$, $L\omega - \frac{1}{\omega C} = 0$, $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$ bo‘lganda tok kuchi amplitudasi o‘zining

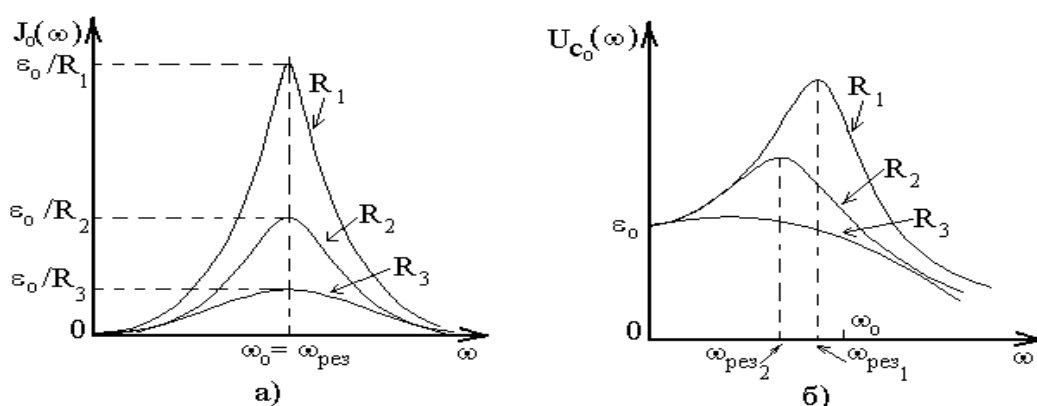
maksimal qiymatiga erishadi, (91.10) formula quyidagicha ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$I_0^{\max} = \frac{\varepsilon_0}{R}, \quad (91.11)$$

Bu formuladan kelib chiqadiki, R oshganda tok kuchi kamayadi, ya’ni $I_0(\omega)$ egri chizig‘i pastga joylashadi. 138a)-rasmda $I_0(\omega)$ ning grafik bog‘lanishi, ya’ni tok kuchining rezonans egri chizig‘i aktiv qarshilikning 3 ta qiymati $R_1 < R_2 < R_3$ hamda L va C o‘zgarmas bo‘lgan hol uchun ko‘rsatilgan.

Shuni qayd qilamizki, tok kuchining rezonans chastotasi erkin so‘nmaydigan chastota ω_0 ga mos keladi, rezonansdan aniq ko‘rinadiki, konturning aktiv qarshiligi qancha kichik bo‘lsa;

Kondensatordagi kuchlanish amplitudasi quyidagiga teng:



138-rasm

$$U_{C0} = \frac{q_0}{C} \quad (91.12)$$

formulasiga q_0 ning (90.5) ifodadan qiymatini qo‘ysak quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$U_{C0} = \frac{\varepsilon_0}{CL \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (91.13)$$

$U_C(\omega)$ funksiyasi $U_{C0} = \varepsilon_0$ hamma vaqt musbat, funksiyaning ekstremumini topish uchun (91.13)dan hosila olish kerak:

$$\frac{dU_C}{d\omega} = 0$$

Belgilab qo‘yamizki, bu funksiyaning ekstremumi ildiz ostida turgan ifodaning maksimumi bilan mos keladi, ya’ni:

$$\frac{d}{d\omega}[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2] = 0 \text{ bundan } \omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} \quad (91.14)$$

Bu chastotada $U_{C0}(\omega)$ funksiyaning maksimumiga to'g'ri keladi, demak, keyingi formula rezonans chastotani aniqlaydi:

$$\omega_{\text{rezonans}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}, \quad (91.15)$$

138b)- rasmda rezonans egri chizig'i $U_{C0}(\omega)$ ning C va L bir xil bo'lgan va R ning har xil ($R_1 < R_2 < R_3$) qiymatlari uchun keltirilgan. R kamayishi bilan egri chiziqlar yuqoriga joylashadi, bu formula (91.15) dan ham ko'rinib turibdi. R kamayishi bilan β ham kamayadi, demak, U_{C0} oshadi. (90.13) dan kelib chiqadiki, kondensatordagi kuchlanish uchun rezonans chastota kamayib ω_0 dan kichik. Amaliy maqsadlar uchun ishlatiladigan konturlar uchun ($\beta \ll \omega_0$) $2\beta^2$ hadni (91.15) dan tashlab yuborish mumkin. Bu holda rezonans hamma o'zgaruvchan elektr kattaliklarda (q, I, U_R, U_C, U_L) ro'y beradi.

Kuchlanish manbaining chastotasi, so'nmaydigan erkin tebranish chastotasiga teng bo'ladi:

$$\omega_{\text{rezonans}} \approx \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \quad (91.16)$$

Aksincha, katta so'nishga ega bo'lgan konturlarda kondensatordagi kuchlanish chastotasi ω_0 dan farq qiladi. Manba kontur elementlari bilan ketma-ket ulanganda ro'y bergan rezonans hodisasiga kuchlanish rezonansi deyiladi.

§ 92. Asllik va uning xossalari

Kontur parametrlari R, L, va C lardan o'lchamsiz kattalik hosil qilish mumkin:

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (92.1)$$

Bunga konturning aslligi deyiladi va uning asosiy xossasini xarakterlaydi. Asllik uchun bir nechta formula hosil qilish mumkin va ular uning fizik ma'nosini ochib beradi. Buning uchun quyidagi shart bajariladi deb hisoblaymiz, demak, $\omega_{\text{rez}} = \omega_{\text{xus}} = \omega_0$.

Birinchi, asllik so'nishning logarfmik dekrementiga teskari proporsional:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda}, \quad (92.2)$$

Mexanika kursidan ma'lumki,

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln \frac{Ae^{-\beta t}}{Ae^{-\beta(t+1)}} = \ln e^{-\beta T} = \beta T = \beta \frac{2\pi}{\omega} \quad (92.3)$$

(92.3) ga $\beta = \frac{R}{2L}$ va $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ ning qiymatlarini qo'ysak (92.2) formulaga kelimiz:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda},$$

Ikkinchidan, u kontur energiyasining nisbiy kamayishiga $\Delta W/W$ teskari proporsional:

$$Q = 2\pi \frac{W}{\Delta W}, \quad (92.4)$$

Konturdagi energiya quyidagicha aniqlanadi:

$$W = \frac{LI_0^2}{2} \quad (92.5)$$

Haqiqatda, tok kuchi maksimal bo'lgan ($I(t) = I_0$) kondensatordagi zaryad o'ziga teng, konturdagi barcha energiya g'altakda to'plangan bo'ladi va (92.5) formula bilan aniqlanadi. Davr ichida energiyaning kamayishi (92.5) ga ko'ra $\Delta W = \frac{I_0^2 RT}{2}$, ifoda bilan aniqlanadi.

Agar $T = \frac{2\pi}{\omega}$, va $\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ ni hisobga olsak, quyidagi ifodaga ega bo'lamiz:

$$\Delta W = I_0^2 R \pi \sqrt{LC}, \quad (92.6)$$

Shunday qilib, (92.1) va (92.4) ga asosan asllikni yoza olamiz:

$$2\pi \frac{W}{\Delta W} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q, \quad (92.7)$$

Uchinchidan, asllik shuni ko'rsatadiki, kondensatordagi kuchlanish amplitudasi rezonans vaqtida $U_{C0}^{(rez)}$ (138b)-rasm), manba EYUK amplitudasidan qancha katta ekanligini ko'rsatdi:

$$Q = \frac{U_{C0}^{rez}}{\varepsilon_0}, \quad (92.8)$$

Haqiqatda Om qonuniga asosan, $U_{C0} = (1/\omega C)I_0$.

Rezonans vaqtida

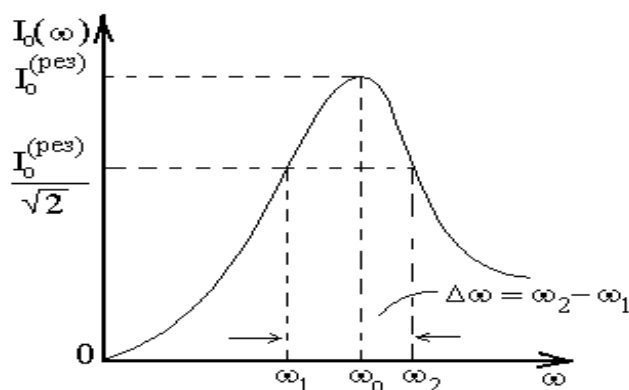
$$\omega = \omega_{rez} = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad \text{va} \quad I_0^{rez} = \frac{\varepsilon_0}{R}. \quad (92.9)$$

Bundan,

$$U_{C0}^{(rez)} = \frac{\varepsilon_0}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \varepsilon_0 Q, \quad (92.10)$$

bu esa (92.8) ni beradi.

To'rtinchidan, u rezonans egri chizig'ining kengligiga teskari proporsional:



139-rasm

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}, \quad (92.11)$$

Rezonans egri chizig'ining kengligi yoki o'tkazish yo'lagi deb $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ chastota intervaliga aytiladi, ya'ni amplituda rezonans amplitudasiga nisbati $\sqrt{2}$ marta kichik bo'ladi. (139-rasm). $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$ nisbatga

rezonans egri chizig'ining nisbiy kengligi deb aytiladi.

Demak, katta asllikka ega bo'lgan konturlarda erkin tebranish sekin so'nadi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Tebranish konturi deb nimaga aytiladi va uning o'xshashliklariga misollar keltiring?

2. So'nish koeffisienti yoki so'nishning logarifmik dekrementi deb nimaga aytiladi?

3. Mexanik tebranishlarni xarakterlaydigan fizik kattaliklar bilan elektr tebranishni xarakterlaydigan fizik kattaliklarning o'xshashligiga misol keltiring. Elektr kattaliklardan mexanik kattaliklarga o'tish mumkinmi?

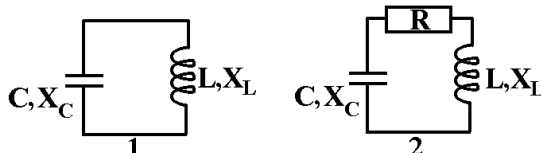
4. Majburiy tebranish va uning qonunlari. Amplituda va fazalar farqi haqida aytib bering.

5. Rezonans hodisasi deb nimaga aytiladi? Tok va kuchlanish rezonansi qay vaqtda hosil bo'ladi? Bu yerda qarshiliklarning roli qanday bo'ladi?

6. Asllik va uni qo'llash sohalari. Nisbiy asllik nima. Asllikning radiotexnikadagi ahamiyati haqida aytib bering.

TEST TOPSHIRIQLARI

1. Rasmda ideal ($R=0$) va real ($R \neq 0$) tebranish konturlari tasvirlangan. Shu konturlarda yuz beradigan erkin elektromagnit tebranishlarni quyidagi qaysi differensial tenglamalar to'g'ri ifodalaydi:



a) $q'' + \frac{R}{2}q' + \frac{1}{LC}q = 0$ b) $q'' + \frac{1}{LC}q = 0$

a) 1 kontur uchun b) tenglama, 2 kontur uchun a) tenglama;

b) 1 kontur uchun a) tenglama, 2 kontur uchun b) tenglama;

c) 1 va 2 kontur uchun ham a) tenglama;

d) 1 va 2 kontur uchun ham b) tenglama.

2. Ideal tebranish konturi sig'imi 5 mkF kondensator va induktivligi $L=0,2$ Gn bo'lgan g'altakdan tashkil topgan. Kontur kondensatori qoplamalaridagi maksimal tok kuchini toping.

a) 0,45 A; b) 0,43 A; c) 0,44 A; d) 0,42 A.

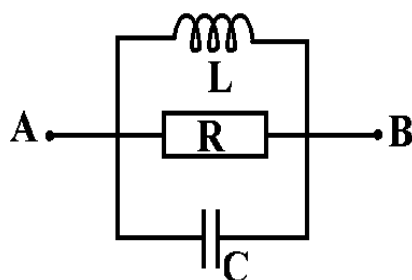
3. Tok kuchi $J=100\sin 314t$ qonun bo'yicha o'zgaradi. Shu tokning amplituda qiymati (I_m), siklik chastotasi (ω), chiziqli chastotasini (ν) va davrini (T) toping:

- a) $J_m=100\text{ A}$, $\omega=314\text{ c}^{-1}$, $\nu=50\text{ Gs}$, $T=0,02\text{ s}$;
- b) $J_m=100\text{ A}$, $\omega=100\text{ c}^{-1}$, $\nu=1\text{ Gs}$, $T=0,2\text{ s}$;
- c) $J_m=141\text{ A}$, $\omega=100\text{ c}^{-1}$, $\nu=3.14\text{ Gs}$, $T=2\text{ s}$;
- d) $J_m=100\text{ A}$, $\omega=3,14\text{ c}^{-1}$, $\nu=314\text{ Gs}$, $T=0,002\text{ s}$.

4. Sig'imi 4 mkF bo'lgan kondensatorning chastotasi 50 Gs bo'lgan o'zgaruvchan tok tarmog'idagi qarshiligi qancha:

- a) $0,4\text{ kOm}$; b) $0,8\text{ kOm}$; c) $0,6\text{ kOm}$; d) $0,2\text{ kOm}$.

5) AB qismdan o'zgarmas va o'zgaruvchan tok o'tkazilishi mumkin. L, R va C bor qismlardan qanday tok o'tishi mumkin. L – ancha katta deb hisoblansin:



- a) C – dan o'zgaruvchan, L - dan o'zgarmas, R – dan o'zgarmas va o'zgaruvchan;
- b) C – dan o'zgarmas, L – dan o'zgarmas va o'zgaruvchan, R – dan o'zgarmas va o'zgaruvchan;
- c) R, L va C – larda o'zgarmas va o'zgaruvchan tok bir xilda o'tadi;
- d) To'g'ri javobni aytib bo'lmaydi.

ADABIYOTLAR

1. S. Frish, A. V. Timoreva. Umumiy fizika kursi. II qism. Toshkent. “O‘qituvchi”, 1969.
2. S. Kalashnikov. Elektr. Toshkent. “O‘qituvchi”, 1972.
3. I. V. Savelev. Umumiy fizika kursi. II qism. Toshkent. “O‘qituvchi” 1974.
4. Д. Джонколи. Физика. II том. Москва. “Мир”, 1989.
5. O. Q. Quvondiqov, X. O. Shakarov. Fizikadan test topshiriqlari. Samarqand, 1993.
6. O. Q. Quvondiqov. Elektromagnetizm. Ma’ruzalar matni. Samarqand. 2000.
7. I. T. Turdibekov, N. X. Xoldorov. Elektromagnetizmdan laboratoriya ishlari. Toshkent. UzFA. “Fan” nashriyoti, 2008.

O.Quvondiqov, I.Turdibekov, N.Xoldorov

ELEKTROMAGNETIZM

(O'quv qo'llanma)

Samarqand, "Zarafshon" nashriyoti DK, 2013. –256 6.

Muharrirlar:	Sh. Sariyev, M. Abduraxmonov
Musahhih:	G.Xoldorova
Tex.muharrir:	B.Omonov
Sahifalovchi:	S. Axtamova

Terishga 25.09.13da berildi. Bosishga 10.10.13 da imzolandi.
Bichimi 60x84 $\frac{1}{16}$.Ofset bosma qog'ozi. «Times» garniturası. Ofset
bosma usuli. 16.0 shart.b.t. 14.0 hisob-nash.tab.
Adadi 300 nusxada. Buyurtma 92.
Bahosi kelishilgan narxda.

zar-nashriyot@inbox.uz
"Zarafshon" nashriyoti Davlat korxonasi,
Samarqand sh, A.Temur ko'chasi 12 uy.

ТИПОГРАФИЯ НОМИ