

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

BUXORO MUHANDISLIK-TEXNOLOGIYA INSTITUTI

ELEKTROTEXNIKA KAFEDRASI

**5310700–ELEKTR TEXNIKASI, ELEKTR
MEXANIKASI VA ELEKTR TEXNOLOGIYALARI
YO'NALISHI UCHUN
«ELEKTROTEXNIKANING NAZARIY ASOSLARI»
FANINING 3-QISMIDAN MA'RUZALAR MATNI**

BUXORO – 2016y

Tuzuvchi: Qo`ziev Z.E.

Taqrizchilar: “Elektrotexnika” kafedrası dotsenti,t.f.n. Jalilov R.B.

Buxoro hududiy elektr tarmoqlari OAJ operativ
dispetcharlik xizmati boshlig`i Qurbonov Sh.V.

Ushbu uslubiy ko`rsatma «__»_____201 yildagi «Elektrotexnika»
kafedrasida muhokama qilindi (bayonnoma №__) va BuxMTI ning uslubiy
kengashi muhokamasiga tavsiya etildi.

BuxMTI uslubiy kengashining «__»_____201 yilgi yig`ilishida
muhokama qilindi va tasdiqlandi(bayonnoma №__).

A N N O T A T S I Y a

Mazkur ma'ruzalar matni bakalavriyat 5310700–Elektr texnikasi, elektr mexanikasi va elektr texnologiyalari yo'nalishi talabalari uchun «Elektrotexnikaning nazariy asoslari» fanining 3-qismidan yozilgan bo'lib, shu fanning barcha asosiy mavzulari qamrab olgan. O'quv materialining bayon etish usuli yangilatilgan va uning o'zlashtirish jarayonining jadallashtirishga yo'naltirilgan.

Mundarija.

Kirish.....	4
Nochiziqli zanjirlarning asosiy xossalari va xususiyatlari.....	5
Nochiziqli elementlarning xarakteristikalar.....	12
O'zgarmas tok nochiziqli elektr zanjirlari.....	22
Doimiy magnit oqimli magnit zanjirlari.....	36
O'zgaruvchan tok nochiziqli elektr zanjirlari	43
Ferromagnit elementli o'zgaruvchan tok elektr zanjirlari	55
Ferromagnit o'zakli transformatorlar	63
Ferrorezonans hodisalari	69
Nochiziqli zanjirlardagi o'tkinchi jarayonlar.....	79
Elektromagnit maydon nazariyasi to'g'risida umumiy ma'lumotlar.....	95
Elektromagnit maydon nazariyasida qo'llaniladigan vektorlar analizidagi tushunchalar..	97
Elektrostatik maydonni xarakterlovchi kattaliklar	102
Elektrostatik maydonni hisoblash	110
O'zgarmas tokning elektr maydoni.....	120
O'zgarmas tokning magnit maydoni	127
Elektromagnit maydonni xarakterlovchi kattaliklar	140
Elektromagnit maydonning asosiy qonunlari	143
Turli muhitlarda o'zgaruvchan elektromagnit maydon.....	150
Foydalanilgan adabiyotlar.....	157

Kirish

"Elektrotexnikaning nazariy asoslari" fani elektrotexnika, elektroenergetika, radioelektronika, elektr aloqa va avtomatika sohalariga oid ta'lim yo'nalishlari va magistratura mutaxassisliklari talabalari uchun umummuhandislik fanlardan hisoblanadi. "Elektrotexnikaning nazariy asoslari" fanining asosiy masalasi turli elektrotexnik qurilmalarda sodir bo'ladigan elektromagnit hodisalar va jarayonlarni sifat va miqdor tomonidan o'rganishdir.

Oliy ta'limning fan dasturi asosida yozilgan ushbu o'quv qo'llanmada talabalarda elektrotexnikaning nazariy asoslari bo'yicha zarur va yetarli bo'lgan tayanch tushunchalar, elektr va magnit zanjirlardagi fizik qonunlar va hodisalarning o'ziga xos xususiyatlari har tomonlama bayon etilgan.

So'nggi yillarda elektrotexnikadagi tayanch tushunchalar va ta'riflarga, elektr sxemalardagi shartli grafik belgilashlarga, Davlat standartlari seriyasi chiqarildi, oliy o'quv yurtlari fan dasturlariga jiddiy o'zgartirishlar kiritildi. Oliy va o'rta maxsus o'quv yurtlarida elektrotexnik fanlarning o'qitilish jarayoniga yangi pedagogik texnologiyalar joriy etilmoqda. Ushbu o'quv qo'llanmada bularning barchasini hisobga olishga harakat qilindi. Bu borada o'quv qo'llanma mazmuni elektrotexnika, energetika va avtomatika sohalariga oid ta'lim yo'nalishlarining O'zbekiston Respublikasi oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi tomonidan tasdiqlangan Davlat ta'lim standartlarida "Elektrotexnikaning nazariy asoslari" faniga qo'yilgan talablarga moslashtirildi.

O'zbekiston Respublikasi hozirgi zamon texnika va texnologiyasiga tayanib ishlab chiqarish barcha soxalari rivojlantirgan mamlakat. Bu texnika va texnologiya chet mamlakatlaridan, shu jumladan rivojlangan G'arb va Sharq mamlakatlaridan olib kelinayapti. Bu mamlakatlarda elektr energiyani sifat kursatkichlarini aniklovchi andozalarning Uzbekitson andozalariga nisbatan talabi yukori. Sababi Uzbekiston andozalari sovet davridan kolganidir. Bakalavr energetik ana shu sifat kursatkichlarini chukur uzlashtirib elektr energiyasini sifat kursatkichlarini hozirgi zamon talablariga muvofiklashtirish chora-tadbirlarini bilishi va uz muxandislik faoliyatiga tadbik kilishi lozim.

Maruza matnida keltirilgan referativ mavzular va o'z-o'zini sinash savollari talabalarning mustaqil ta'lim olishi va fikrlash qobiliyatini o'stirish uchun xizmat qiladi. Keltirilgan masalalar nazariy ma'lumotlarni mustahkamlashga hamda ularga amaliy va mantiqiy yondashishga va texnik idrokning o'sishiga yordam beradi.

Hozirgi vaqtda inson faoliyati doirasiga kirgan har bir sohada va yo'nalishda elektrotexnika va elektronika qurilmalari mavjud. Shu sababdan elektrotexnika asoslarini bilish, uni tushunish va amalda qo'llay bilish nafaqat elektrotexnik xodimlar, balki turli soha mutaxassislari va xodimlari uchun ham ertangi kunning ravnaqini ta'minlashda katta ahamiyat kasb etadi.

1-ma`ruza. Nochiziqli zanjirlarning asosiy xossalari va xususiyatlari.

Reja:

1. Nochiziqli zanjirlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Nochiziqli zanjirlar va ular elementlarining umumlashgan tasnifi.
3. Nochiziqli zanjirlarning asosiy xossalari.

1. Nochiziqli zanjirlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.

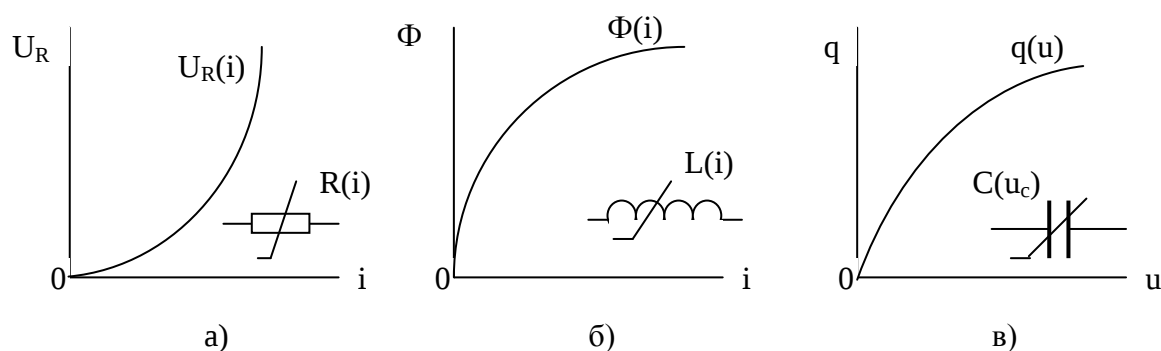
Chiziqli elektr zanjirlarini tahlil qilishda shu paytgacha ular elementlarining parametrlari - rezistor qarshiligi R , g'altak induktivligi L , kondensator sig'imi C o'zgarimas bo'lib, zanjirdagi tok va kuchlanishlarga bog'liq emas, ya'ni ular chiziqli VAX ga ega deb hisoblandi. Lekin bu holat zanjirdagi haqiqiy jarayonni ideallashtirishdir. Ko'pchilik hollarda elektr zanjirlardagi elementlar VAXsi nochiziq bo'lib, ularning parametrlari tok va kuchlanishlarning qiymatlari va yo'nalishlariga bog'liq bo'ladi. Bunday elementlar, kitobning birinchi bobida qayd etib o'tganimizdek, nochiziq elementlar, tarkibida hech bo'lmaganda bitta nochiziq elementi bo'lgan zanjirlar esa nochiziq zanjirlar deb ataladi.

Nochiziq zanjirlar energetika, avtomatika, radiotexnika, elektronika, elektr aloqa va boshqa sohalarida keng qo'llaniladi. Bunday zanjirlardagi jarayonlarni tahlil qilish chiziqli zanjirlardagi jarayonlarni tahlilidan ancha murakkabdir. Chunki, nochiziq zanjirlar o'zgaruvchan koeffitsiyentli tenglamalar bilan ifodalanadi.

Xar kanday elektr va magnit zanjirining chizikli yeki nochizik bulishiga asosan uning toki bilan kuchlanishi orasida bulgan bogliklik xarakteri (shakli, kurinishi va x.k.) sabab buladi. Agarda zanjir ele-mentidagi (rezistor, induktivlik yeki sigimdagi) tok unga berilgan kuchlanishning kiymatiga proporsional bulmasa, bunday zanjir nochizik xisoblanadi. Ya'ni, tarkibida loakal bitta n o c h i z i k e l y e m y e n t i (n.e.) bulgan zanjir n o c h i z i k z a n j i r deb ataladi. Oldingi boblarda elementlari chizikli zanjirlar kurib chikilgan edi: ularning parametrlari (R , L va C) berilgan kuchlanish yeki ulardan utaetgan tok mikdoriga boglik emas edi. Kuchlanish bilan tok orasidagi boglanishning chizikliligi esa chizikli zanjir elementlarining xar kandayiga ushbu zanjirga nisbatan turgunlashgan va utkinchi jaraenlarni xisoblashda ustlash (superpozisiya) prinsipini kullash imkonini berar edi. Lekin chizikli elektr zanjirlarining mukammal nazariyasini yaratishga imkon bergan bu fundamental matematik usul nochizik zanjirlarni xisoblash uchun mutlako yaroksizdir. Gap shundaki, nochizik zanjirda nochizik elementlarning parametrlari zanjirga berilgan kuchlanish va toklarning kattaligiga boglik. Macalan, 1, a-rasmda kursatilgan nochizik rezistorning berilgan kuchlanishning bitta kiymatida ulchangan karshiligi $R_1(i) = U_{R1} : i_1$ shu kuchlanishning boshka U_{R2} kiymatida ulchangan karshiligi $R_2(i) = U_{R2} : i_2$ ga teng bulmaydi, ya'ni $R(i)$ parametr nochizik karshilikdagi tokning funksiyasidir. Boshkacha kilib aytganda, rezistor $R(i)$ nochizik volt-amper xarakteristika (v.a.x.) $u=f(i)$ ga ega. Xuddi shunga uxshash, 1, b-rasm nochizik induktivlik $L(i)$ uzining kattaligini tok i ning kattaligiga boglik ravishda uzgartiradi. Ya'ni galtakdan utaetgan tok bilan u xosil kilgan magnit maydonning

boglanishi xamda induktivlik $L(i)$ ning veber-amper xarakteristikasi $F=F(i)$ noxizikdir. Nixoyat, cigim $C(U_s)$ ning kattaligi noxizik kondensatorning kobiklariga berilgan kuchlanish U_s ning kattaligiga boglik, ya'ni kuchlanish U_c va kondensatorning zaryadi q noxizik kulon-volt xarakteristika $q=\varphi(u_c)$ bilan boglangan (1, v-rasm).

Anikrok kilib aytganda, barcha fizikaviy zanjir va sistemalarning parametrlari noxizik bulib, tabiatda absolyut chizikli (ya'ni kattaligi buyicha uzgarmas) parametrlar yuk. Demak, zanjirlarni chizikli va noxizik guruxlarga bulinishi shartlidir. Lekin shunga karamasdan zanjirlarning bunday bulinishi zaruriy va konuniy bir xoldir. Gap shundaki, chizikli zanjirlar parametrlarining noxizikligi aen ifodalanmagan bulib, ularni analiz kilishning chizikli usuli, shu zanjirlarda sodir bulaetgan real fizikaviy jaraenlarni taxlil kilish usuli bir xil natijalarni beradi.



1-rasm

Aksincha, noxizik zanjirlar parametrlarining noxizikligi juda anik ifodalangan bulib, agar ularga nisbatan taxlilning chizikli usullari kullansa, u xolda bunday zanjirlarning moxiyati va uziga xos xususiyati buziladi. Ana shu noxizik zanjirlar parametrlarining noxizikligi tufayli, bunday zanjirlar chizikli zanjirlardan boshkacha xususiyatlari va sifatlari bilan prinsipial fark kiladi.

Noxizik elementlarda sodir buladigan fizikaviy xodisalarga boglik ravishda, ularning xarakteristikalari biror kurinishga ega bulib, turli shakllarda ifodalanishi mumkin. Ular, kupincha, noxizik elementning elektromagnitaviy kattaliklar bilan noxizik boglanishini aks etuvchi jadval, egri chizik va takribiy analitik ifodalar kurinishida beriladi.

2. Noxiziqli zanjirlar va ular elementlarining umumlashgan tasnifi.

Noxizik zanjirlar va ular elementlarining umumlashgan tasnifi (klassifikatsiyasi) quyidagi belgi va xususiyatlar buyicha tuzilishi mumkin:

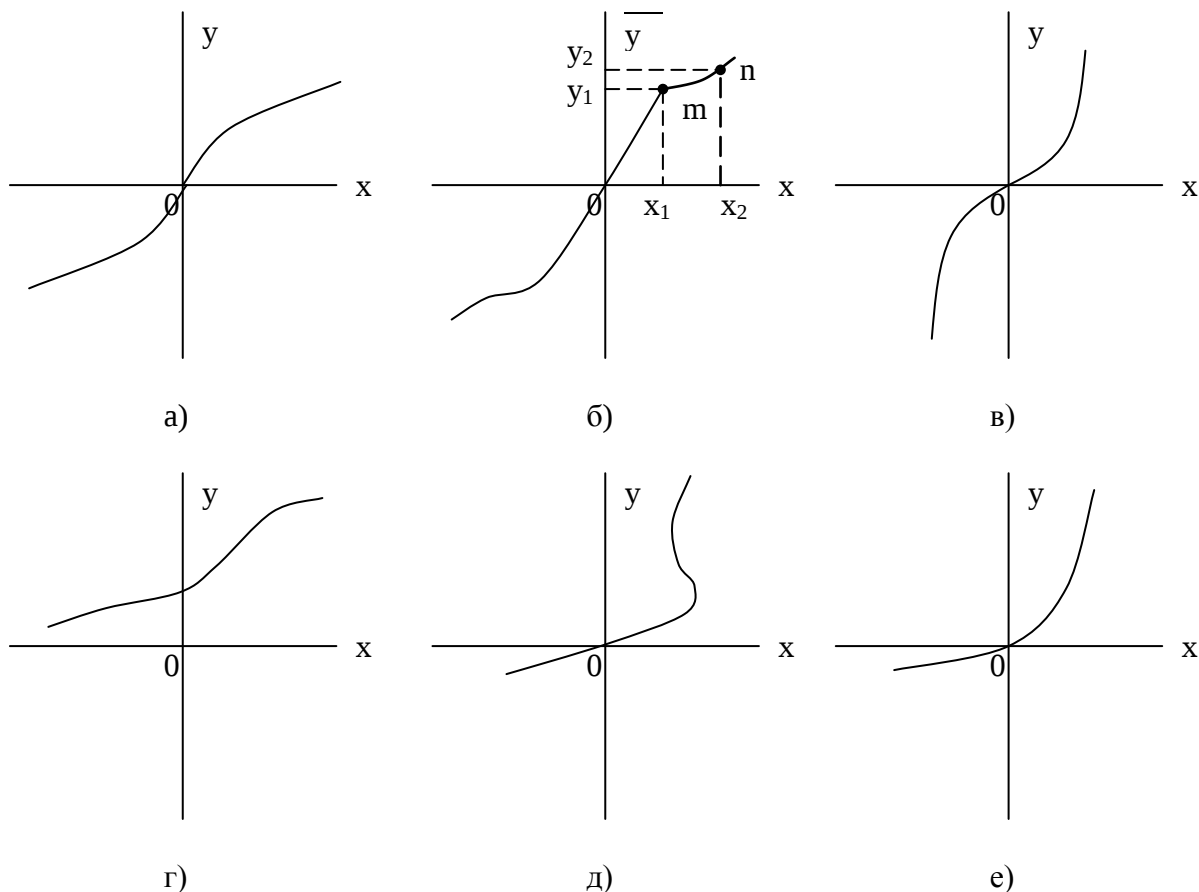
1. Zanjirlarning noxizikligini namoen kiluvchi tok turi buyicha:
noxizik uzgarmas tok zanjirlari va noxizik uzgaruvchan tok zanjirlari.
- P. Zanjirlarning tarkibiga kiruvchi noxizik elementlarning turi buyicha:
noxizik rezistiv zanjirlar;
noxizik induktiv zanjirlar;
noxizik sigim zanjirlar;
noxizik R, L, C elementlaridan ixtieriy tuzilgan zanjirlar.

Nochizik elektr va magnit zanjirlarning tuzilishiga (strukturasiga) kiruvchi nochizik elementlar uz navbatida quyidagi turkumlarga (kategoriyalarga) bulinadi.

1. Xarakteristikasi $u=f(x)$ ning kurinishi buyicha :

simmetrik, ya'ni $f(x) = -f(-x)$

nosimmetrik, ya'ni $f(x) \neq -f(-x)$ bulgan elementlar.



2-rasm

Metall chuglanma lampa (2, a-rasm), baretter, ya'ni manba kuchlanishi uzgarganda ketma-ket shaxobchalarda tokni uzgarmas kilib saklab turish uchun xizmat kiluvchi elektrovakuum asbob (2, b-rasm), kumirli chuglanma lampa (2, v-rasm) va xokazolar simmetrik $i=f(u)$ volt-amper xarakteristikasiga ega.

Uzgaruvchan tokni uzgarmas tokka aylantirib berishda tugrilagichlar tarzida ishlatiladigan elektron (2, g-rasm), ion (2, d-rasm) xamda yarim utkazgichli diodlar (2, e-rasm) va xokazolar nosimmetrik $i=f(u)$ xarakteristikalariga ega buladi.

2. Nochiziqli elementlarning tashki ta'sirga nisbatan reaksiyasining tezligi buyicha:

- inersion, ya'ni volt-amper xarakteristikasining nochizikligi ma'lum vakt utgandan sung aen buladigan elementlar (masalan, issiklik inersiyasiga ega bulgan chuglanma lampa);

- noinersion, ya'ni volt-amper xarakteristikasi tashki ta'sir (kuchlanish yeki tok)ning uzgarish tezligiga boglik bulmagan elementlar.

3. Nochiziqli elementlarning parametrlarini va xarakteris-tikalarini boshkarish usuli buyicha:

boshkariladigan, ya'ni parametrlari va xarakteristikalarini kushimcha tashki ta'sirdan (boshkariladigan signaldan) uzgarishi (boshkarilishi) mumkin bulgan elementlar;

boshkarilmaydigan elementlar.

Boshkariladigan nochizik elementlarga kup elementli elektron (triody, tetrody va boshk.), ion (tiratron), yarim utkazgichli tiristorlar va boshk., foto-elektrik (fotoelementlar, fotodiodlar va boshk.) va x.k. asboblari, magnitlovchi uzgarmas va uzgaruvchan nochizik induktivliklar va boshkalar kiradi.

Yukorida nochizik zanjirlarning xamda elementlarning fakat eng umumiy belgilari va uzaro farqlari kayd kilingan edi. Ular nochizik zanjirlarning va sistemalarning uziga xos xususiyatlarini xamda turli xossalari, ayniksa, nochizik elementlar asosida kurilgan kupchilik asboblari va kurilmalarning xossalari xamda xususiyatlarini xarakterlay olmaydi.

3. Nochiziqli zanjirlarning asosiy xossalari.

Nochizik elektr va magnit zanjirlarning chizikli zanjirlardan asosiy farki shundaki, elementlari chizikli zanjirlarda energiya uzgarishining prinsipial erishib bulmaydigan fizikaviy xodisalari va jaraenlari sodir bulishi mumkin. Elementlari nochizik zanjirlarning eng muxim xususiyatlari va ish rejimlari bilan tanishib chikaylik.

1. Kuvvatni kuchaytirish

Bunday effektga ega zanjirga tokni rostlaydigan va maxsus boshkariladigan nochizik elementni ulash yuli bilan erishiladi. Bunday nochizik elementning parametri tashki manbadan beriladigan tok yeki kuchlanish bilan boshkariladi. Nochizik elementning ta'sir etuvchi boshkarish toki odatda asosiy (boshkariladigan) yuklama tokidan yuz va xatto ming marta kichik buladi. Modomiki, boshkaruvchi zanjirdagi kuchlanish kichik bularkan, u xolda boshkariladigan shu signalning kuvvati asosiy manba energiyasi xisobiga kuchayishi uz-uzidan tushunarli. Kuvvatni uch elektrodli elektron va yarim utkazgichli asboblari (triodylar, tranzistorlar va x.k.), magnitlovchi uzgarmas induktivliklar va boshkalar yerdamida kuchaytirish mumkin (masalan, magnit kuchaytirgichlar).

II. Tebranishlari xosil kilish (generatsiyalash).

Bu ish rejim n.e. parametrlarining nochizik boglanishi tufayli, undagi tok (yeku kuchlanish) shaklining buzilishi xisobiga bajariladi. Masalan, $u = a_i + v_i^3$ kurinishdagi nochizik xarakteristika berilgan bulsa, u xolda nochizik elementning $i = I_m \sin \omega t$ konuni buyicha uzgaruvchi tokiga uning kismalaridagi

$$u = \left(a + \frac{3b}{4} I_m^2 \right) I_m \sin \omega t - \frac{b}{4} I_m^3 \sin 3\omega t = U_{m1} \sin \omega t - U_{m3} \sin 3\omega t$$

kuchlanish mos keladi. Real sharoitlarda nochizik boglanish $u=f(i)$ yukorida keltirilgan misollardagiga karaganda birmuncha murakkab buladi, shu sababli nochizik elementdagi $i = I_m \sin \omega t$ tokka, umumiy xolda,

$$u(t) = U_0 + U_{m1} \sin(\omega t + \psi_1) + U_{m2} \sin(2\omega t + \psi_2) + U_{mk} \sin(m\omega t + \psi_m)$$

nosinusoidal kuchlanish mos keladi. Nochizik zanjirlarning bu xossasidan uzgaruvchan tok manbaining chastotasini kupaytirish va bulishda foydalaniladi.

III. Tok va kuchlanishni mu'tadillash (stabillash)

Shunday nochizik zanjirlar va elementlar tanlash mumkinki, ular xarakteristikalarining ayrim uchastkalari zanjir ishlaganda absissa yeki ordinata uklariga deyarli parallel buladi. Xarakteristikalarining ana shu uchastkalarida uzaro boglangan kattaliklardan birortasining (masalan, kuchlanish) deyarli uzgarmaydi. Bunday uchastkaga misol kilib 2, b-rasmda kursatilgan egri chizikli xarakteristikada mn kismini kursatish mumkin. Grafikdan kurinib turibdiki, x kiymati x_1 dan to x_2 gacha yetarlicha katta diapazonda uzgarganda, u bilan umumiy xarateristika orkali boglangan "u" kiymati fakatgina $\Delta y = y_2 - y_1$ ga uzgaradi. Shunday kilib, uzining nochizik xarakteristikasining shakliga kura zanjir kuchlanishni yeki tokni stabillash xususiyatiga ega buladi.

Bayon kilingan effekt amalda keng tarkalgan elektron xamda elektromagnitaviy kuchlanish va tok stabilizatorlarining ishlash prinsipiga asos kilib olingan.

IV. Uzgaruvchan tokni tugrilash

Nochizik zanjirlarda bir tomonlama uzgaruvchanlik xususiyatiga ega bulgan nochizik elementlar aloxida kategoriyanı tashkil etadi. Bu elementlarning karshiligi tokning shartli tugri yunalishda juda kichik bulib, uning teskari yunalishida uta katta kiymatga ega buladi. 1-3-rasmda nochizik elementga sinusoidal kuchlanish $U = U_m(\omega t)$ (punktir chizik) ta'sir etganda olingan yarim utkazgichli diodning ideallashtirilgan volt-amper xarakteristikasi $i(u)$ va tokning shakli $i(\omega t)$ kursatilgan. Kuchlanishning musbat yarim davridagi uzgarishida ($I-I'-I''$ ga utish) diodning karshiligi kichik (v.a.x.1) bulganligidan undan utaetgan tok I' nuktaning koordinatasi bilan aniklanib, amplitudasi katta kiymatga ega buladi. Kuchlanishning manfiy yarim davrdagi uzgarishi esa (yekı $=U_m(\omega t)$ sinusoidaning manfiy yarim davri) diod xarakteristikasining pastki kismiga mos keladi. Ana shu kiska vakt oraligida diodning toki xisobga olmaslik darajada kichik buladi, chunki tokning bu yunalishida diodning ichki karshiligi uta katta (v.a.x.11).

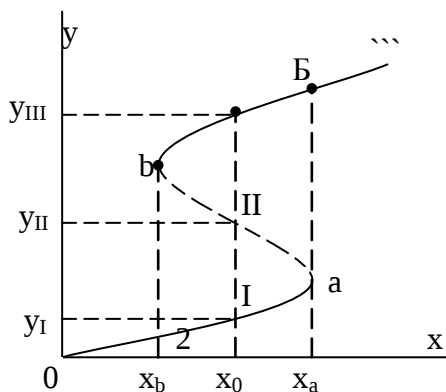
Teskari tokning amplitudasi nukta 2' ning koordinatasi bilan aniklanadi (2-2'-2''ga utish). Shunday kilib, agar dioddagi kuchlanishning bir davrdagi urtacha kiymati nolga teng bulsa, dioddan utaetgan tokning urtacha kiymati uning musbat yarim tulkini yuzasining davri $T = \frac{2\pi}{\omega}$ ga

nisbati bilan aniklanadi. Real zanjirlarda tugrilangan tokning musbat yarim tulkinining amplitudasi teskari tokning amplitudasidan bir necha yuz va xatto ming marta katta buladi. Shuning uchun injenerlik xisoblashlarida teskari utkazuvchanlik toki e'tiborga olinmaydi.

Tugrilash effektidan sanoatda uzgaruvchan tokni uzgarmas tokka aylantirishda keng foydalaniladi. Bunga asosiy sabab shuki, uzgarmas tok manbalariga karaganda uzgaruvchan tok manbalari keng tarkalgan.

V. Rele effekti

Kup kiymatli funksiya bilan ifodalanadigan va pasayuvchi uchastkali xarakteristikaga ega bulgan nochizik zanjirlar xamda elementlar nazariy va amaliy jixatdan aloxida kategoriyanı tashkil etadi. Bu kategoriyadagi zanjir va elementlar kuyidagi xossalari tufayli diqqatga sazovordir. Rasm 3 da uchta I, II, III xarakterli uchastkalarga bulingan, egri chizik bilan tasvirlanuvchi nochizik boglanish $u(x)$ kursatilgan. Berilgan xarakteristikaning kup kiymatli funksiya bilan ifodalanishiga sabab shuki, x ning bitta kiymatiga «y» ning birdan uchgacha bulgan kiymatlari mos kelishi mumkin. Xakikatan, agar 1 egri chizikning «g» nuktasidan chap tomonda va 111 egri chizikning «b» nuktasidan ung tomonda x ning xar bir kiymatiga «y» ning bitta kiymati tugri kelsa, «ag» va «bv» kesmalarning oraligida, ya'ni «b» va «v» (yeki «a» va «g») nuktalar oraligida x ning xar bir kiymatiga «u: ning nazariy jixatdan ekvivalent bulgan uch xil kiymati tugri kelishi mumkin. Masalan, x_0 argumentning kiymatiga (3-rasm) $y=f(x)$ funksiyaning bir-biriga teng bulmagan uch xil y_I , y_{II} va y_{III} kiymatlari mos keladi. Berilgan $u=f(x)$ xarakteristikaning boshka xususiyati shundaki, agar 1 va 111 uchastkalarda u ning uzgarishi mos ravishda utsa, 11 uchastkaning urtasida ularning uzgarishi uzaro teskari buladi, ya'ni 11 pasayuvchi uchastkada x ning ortishi u ning kamayishiga, x ning kamayishi esa, aksincha u ning ortishini yuzaga keltiradi. Agar $y=f(x)$ funksiya nochizik elementning kandaydir volt-amper xarakteristikasi $i=f(u)$ ni ifodalasa, xarakteristikaning ana shu kesmasidan nochizik elementning (yeki butun nochizik zanjirning) karshiligi manfiy deb xisoblanadi. Barcha nochi- zik passiv zanjirlar volt-amper xarakteristikalari shundaki, bu zonada zanjir barkaror ishlay olmaydi, aks xolda zanjir generator rejimida ishlashi kerak buladi. Shuning uchun x ning O dan biror maksimumgacha bir tekis ortishi y ning «a» nuktdan «b» nuktaga, x ning maksimumdan O gacha kamayishi esa y ning «v» nuktdan «g» nuktaga sakrab utishi bilan sodir buladi, ya'ni xarakteristikada x ni xarakterlovchi nukta uning ma'lum chegaraviy kiymatlarida 1 uchastkadan 111 uchastkaga (11 uchastkani chetlab) sakrash bilan utadi, va teskarisicha. Bunda $f(x)$ funksiya uzining kiymatini argumentning chegaraviy kiymatlari ($x=x_a$ va $x=x_b$) da yukoriga va pastga sakrab uzgartiradi, ana shu xususiyat r y e l y e e f f y e k t deb ataladi.



3-rasm

Bayon kilingan fizikaviy xodisa, kontrol kilinaetgan zanjirdagi kuchlanish (yoki tok) ning chegaraviy kiymatlariga ta'sirlanuvchi avtomatik zanjirlarning ishiga asos kilib olingan.

VI. Funksional uzgartirish

Nochizik zanjirlar va elementlardan zanjirlarning kirish xamda chikishidagi kiymatlari urtasida ma'lum funksional boglanish xosil kilish uchun keng foydalaniladi. Berilgan funksiyani kurish usullaridan biri shundan iboratki, buning uchun uning xarakteristikasi kerakli intervalda, shu funksiyaga yaqin analitik boglanish bilan ifodalanishi lozim.

Masalan, nochizik element xarakteristikasining ma'lum uchastkasi

$$Y = \alpha \operatorname{Sh} \beta x$$

kurinishidagi funksiya bilan ifodalanadi. Nochizik zanjir biror uchastkasining volt-amper xarakteristikasi $i = \alpha \operatorname{sh} \beta u$ boglanish bilan ifodalanadi, deb faraz kilaylik. Unda α va β koeffisientlarining ma'lum kiymatlarida ixtieriy argumentli giperbolik sinusni xisoblash ana shu uchastkadagi tok i va kuchlanish u ni ulchashtan iborat buladi. Bundan shu narsa kelib chikadiki, xar kanday ixtieriy transsendent funksiyani modellash mumkin ekan. Nochizik zanjirlarning yukorida kurib utilgan xossalari va ularda sodir buladigan fizikaviy xodisalar bilan ularning nochizik va barcha funksional imkoniyatlari tugamaydi. Bular fakat nochizik zanjirlarning chizikli elementli zanjirlardan prinsipial farkini umumiy ravishda kursatadi.

Nazorat savollari

1. Nochiziq elementga ta'rif bering.
2. Statik va differensial qarshiliklar nima?
3. Nochiziq elementlar xususiyatlarini aytib bering va chiziqli element xossalari bilan taqqoslang.

2-ma`ruza. Nochiziqli elementlarning xarakteristikalar.

Reja:

1. Nochiziqli elementlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Nochiziqli rezistorlarning xarakteristikalar.
3. Nochiziqli induktivlikning xarakteristikalar
4. Nochiziqli sig`imning xarakteristikalar

1. Nochiziqli elementlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.

Qarshilik, induktivlik va sig'im tegishli elementdagi elektr va magnit maydonlarining element yasalgan material bilan o'zaro ta'sirini miqdor jihatdan tavsiflaydi. Masalan, l_E uzunlikdagi va S_E kesimli to'g'ri chiziqli o'tkazgichning qarshiligi $R = \rho \frac{l_E}{S_E}$, S_μ kesimli va l_μ uzunlikli toroidal magnit o'tkazgichga

o'ralgan va o'ramlar soni w ga teng bo'lgan g'altakning induktivligi $L = \mu \frac{w^2 S_\mu}{l_\mu}$,

yupqa plastinalarining yuzasi S , ular orasidagi masofa d bo'lgan kondensator sig'imi $C = \varepsilon \frac{S}{d}$ formulalar bilan aniqlanadi.

Ko'pchilik elektrotexnika materiallarida $\rho = f(\delta)$, $\mu = f(H)$ va $\varepsilon = f(E)$ bog'lanishlar nochiziqli funktsiya ko'rinishida bo'ladi va shuning uchun ham bu materiallar asosida yasalgan rezistorlar, induktiv g'altaklar va kondensatorlar nochiziqli xossalarga ega bo'ladi.

Nochiziqli elementlar nochiziqli rezistor, nochiziqli induktiv g'altak va nochiziqli kondensatorlarga bo'linadi.

Odatda nochiziqli elementlar ikkita katta guruhga ajratiladi: *boshqarilmaydigan* (nochiziqli ikkiqutbliklar) va *boshqariladigan* (nochiziqli ikki-, uch-, to'rt- yoki ko'pqutbliklar). Birinchi guruh nochiziqli elementlarga rezistor, diod, cho'g'lanma lampa, termoqarshilik, elektr yoyi, ferromagnit o'zakli induktiv g'altak, baretter, gazotron, stabilatron va boshqalar kiradi. Ikkinchi guruh nochiziqli elementlarga bir nechta kirish qismlari bo'lgan va ulardan kamida bittasi boshqarish maqsadida foydalaniladigan elementlar kiradi. Bularga tranzistor, tiristor, radiolampa va boshqalar misol bo'la oladi.

2. Nochiziqli rezistorlarning xarakteristikalar.

Aktiv qarshiligi unga berilgan kuchlanishga (yoki tokka) bog'liq bulgan rezistor (1, a-rasm) nochiziqli rezistor deb ataladi. Uning parametri R (i) ning nochizikligi asosan solishtirma utkazuvchanlik γ ning utkazuvchi muxit temperaturasiga bog'likligidan kelib chikadi.

4-rasmda rezistor simmetrik volt-amper xarakteristikasining yukori kismi kursatilgan, rezistordan utaetgan tok I ortgan sari uning aktiv karshiligi $R(I)$ xam orta boradi. Nochizik rezistorning aktiv karshiligiga kelsak, bunda avvalo nochizik elementning ish rejimi tugrisida shartlashib olish kerak. Agar rezistor uzgarmas kuchlanishga ulansa, kuchlanishning kattaligiga va u xosil kilgan tok kuchiga boglik ravishda rezistorning karshiligi kuyidagi nisbat bilan aniklanishi mumkin: $U/I = R_{cm}[O_M]$. Bu karshilik rezistorning s t a t i k k a r s h i - l i g i deb ataladi va R_{cm} bilan belgilanadi. Bu karshilik nukta A (yeki V) ning nochizik elementining turgunlashgan rejimdagi tegishli $U(I)$ xarakteristikasi joylashishiga boglik. Statik karshilik koordinatalar boshi O dan va ish nuktasidan utuvchi chizik kiyalik burchagining tangensiga teng. Masalan,

$$R_{CT(A)} = \frac{U_A}{I_A} = \operatorname{tg} \alpha$$

bu yerda α - OM

tugri chizikning absissa ukiga nisbatan kiyalik burchagi.

Nochizik rezistorning statik karshiligiga teskari bulgan kattalik

$$G_{CT} = I/U, \quad [1/O_M]$$

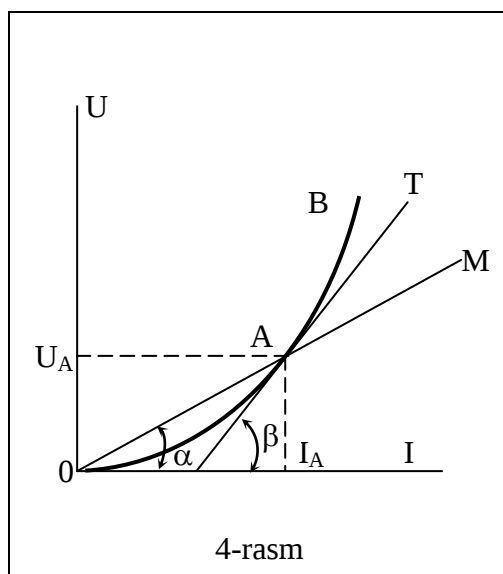
s t a t i k u t k a z u v c h a n l i k deb ataladi.

Agar nochizik rezistor tez uzgaruvchan kuchlanish (yoki tok) ning ta'sirida bulsa, uning karshiligi manbaning xar Δt kichik vakt oraligida mavjud bulgan ΔU kuchlanish orttirmasining tok orttirmasi ΔI ga nisbati bilan aniklanadi, ya'ni

$$R_{oun} = \frac{\Delta U}{\Delta t} : \frac{\Delta I}{\Delta t} = \frac{\Delta U}{\Delta I} \approx \frac{dU}{dI} \quad [O_M]$$

chunki $\Delta t \rightarrow 0$ da

$\Delta U \approx dU$ va $\Delta I \approx dI$ buladi, $R_{oun} = \frac{dU}{dI}$ nisbat nochizik rezistorning d i f f y e r y e n s i a l (yoki dinamik) k a r s h i l i g i deb ataladi. Bu karshilik u



aniklanadigan nuktada $U(I)$ egri chizigiga utkazilgan urinma kiyalik burchagining tangensiga teng. Masalan, A nuktada (4-rasm)

u $R_{oun(A)} = \frac{dU}{dI} = \operatorname{tg} \beta$ ga teng, bu yerda β - urinma T ning A nuktadagi kiyalik burchagi.

Kuyidagi teskari kattalik nochizik rezistorning d i n a m i k u t k a z u v c h a n l i - g i deb ataladi. $R_{oun(A)} = \frac{dI}{dU} = \operatorname{ctg} \beta$

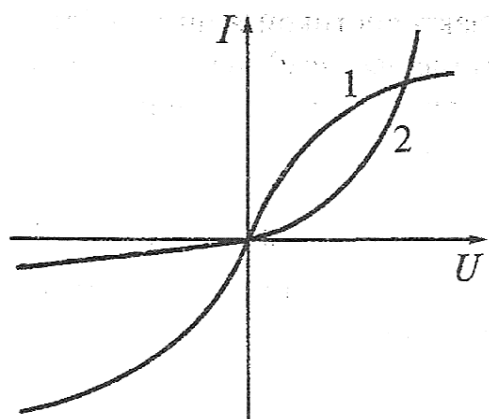
Oldin eslatib utilganidek, nochizik rezistorlarning asosiy guruxini termokarshiliklar tashkil (4-rasm.) etadi. Bular metall (yeki kumirli) chuglanma

lampalar, baretterlar, termistorlar, elektr yoy va xakozalardan iborat.

Nochizik rezistor elementlarga, shuningdek, varistorlar, lampali va yarim utkazgichli diodlar, ion asboblari, boshkariladigan elektr va yarim utkazgichli asboblari (triody, tiratron, tranzistor, tiristor va boshqalar) kiradi.

Nochiziq elementlar xossalari ularning VAXlari yordamida tahlil etish qulay hisoblanadi. VAX bir qiymatli va ko'p qiymatli bo'lishi mumkin. Bir qiymatli VAXlarda argument (masalan, tok) ning har bir qiymatiga funksiya (masalan, kuchlanish) ning faqat bitta qiymati mos keladi. Ko'p qiymatli VAXlarda esa argumentning bir qiymatiga funksiyaning bir nechta qiymatlari mos keladi. Masalan, gisterezis sirtmog'i ko'p qiymatli VAX lar guruhiga kiradi.

Nochiziq elementlar VAXsining ko'rinishiga ko'ra simmetrik va nosimmetrik VAXli elementlarga bo'linadi. Simmetrik VAXli nochiziq elementlarda xarakteristika elementdagi tok va kuchlanishning ishorasiga bog'liq bo'lmaydi (1-rasmdagi 1-egri chiziq). Bunday elementlarga cho'g'lanma lampa, termorezistor, ferromagnit o'zakli g'altak va boshqalar kiradi. Nosimmetrik VAXli nochiziq elementlarda xarakteristikaning ko'rinishi undan o'tayotgan tokning yo'nalishiga va qismalardagi kuchlanish ishoralariga bog'liq bo'ladi (5-rasmdagi 2-egri chiziq). Bunday elementlarga diod, stabilitron, dinistor va boshqalar kiradi.



5-rasm

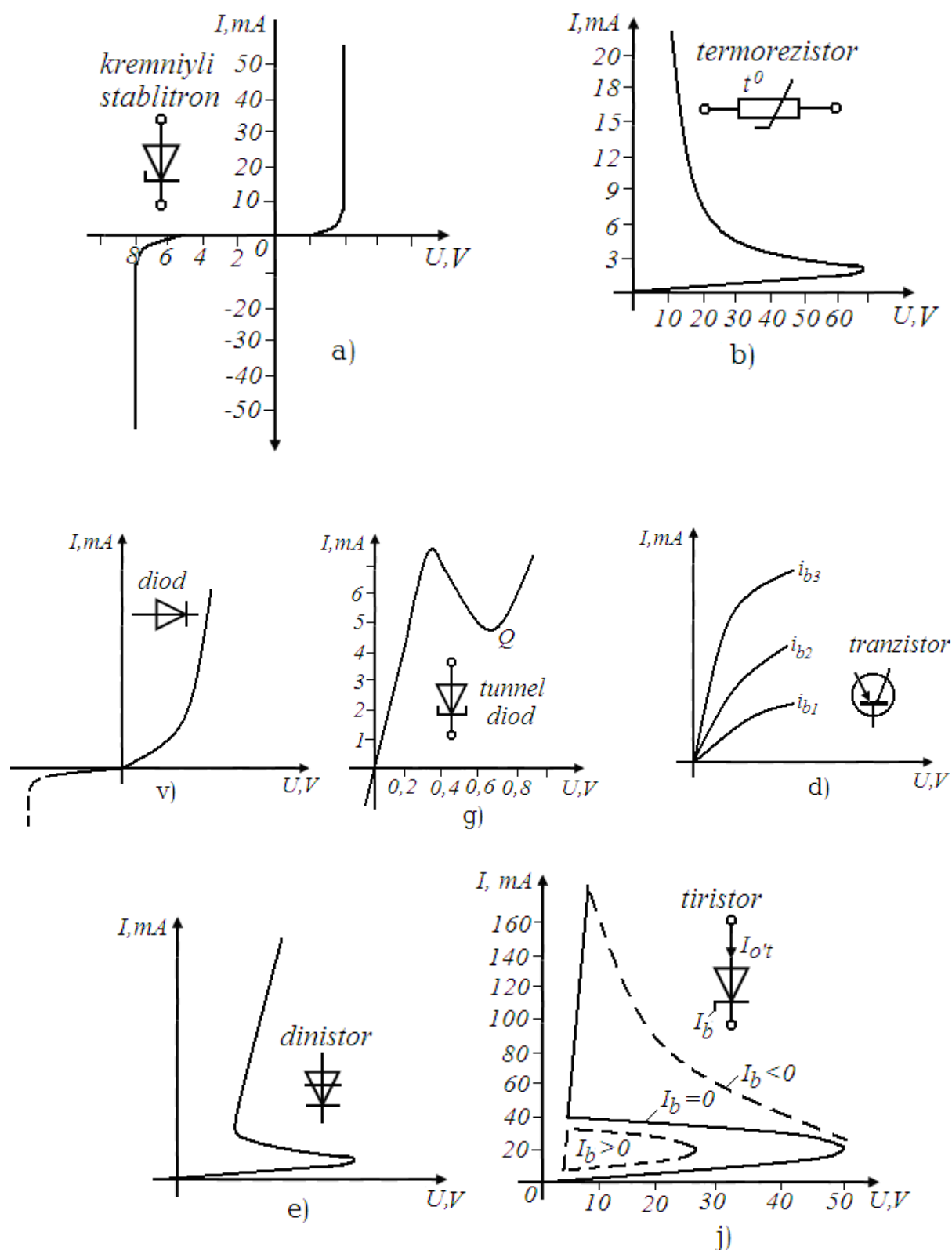
Amaliyotda ko'p qo'llaniladigan nochiziq rezistorlar quyida keltirilgan:

Varikap - *p-n* o'tishga asoslangan sig'imli yarim o'tkazgich element.

Varikond - segnetoelektrik kondensator bo'lib, sig'im elementi sifatida foydalaniladi.

Varistor - tirit yoki vilit korborund qarshilik kukunsimon kvarts zarrachalardan, koks va grafitdan disk yoki trubka shaklida yasaladi. Nochiziqlik xususiyati kristallarni yarim o'tkazgichli qobig' bilan qoplash natijasida paydo bo'ladi. Kuchlanish o'zgarishiga ta'sir etuvchi birlamchi o'zgartkich sifatida qo'llaniladi.

Agar nochiziq element VAXsining ma'lum qismida $di/du < 0$ yoki $du/di < 0$ bo'lsa, u holda bunday element nobarqaror VAXli element deb ataladi. Ularning VAXsi *N* yoki *S* harfini eslatadi. Masalan, tunnel diod VAXsining ning shakli *N* harfiga o'xshash bo'lganligi uchun u *N* turdagi nochiziq qarshilik deb ataladi.



6-rasm

Stabilitron - p - n o'tish qalinligi kichik bo'lgan yarim o'tkazgichli diod (6-rasm, a). Kuchlanishni me'yorlash (stabillash)da qo'llaniladi.

Termorezistor (*termistor*) - metall (karbid, sul fid, marganes va nikel) oksidlaridan tayyorlanadigan va qarshiligi harorat ta'sirida o'zgaradigan rezistor (6 - rasm, b).

Yarim o'tkazgichli diod - germaniy yoki kremniy asosida tayyorlangan p - n o'tishli yarim o'tkazgich element (6 - rasm, v).

To'g'rilagich va invertor sxemalarida, hisoblash texnikasida va boshqa qurilmalarda keng qo'llaniladi.

Tunnel diod - tarkibida katta miqdorda aralashma bo'lgan va o'tish qalinligi nihoyatda yupqa bo'lgan yarim o'tkazgichli kristall (6-rasm, g). Differensial qarshiligi manfiy bo'lgan rele effektlil element sifatida qo'llaniladi.

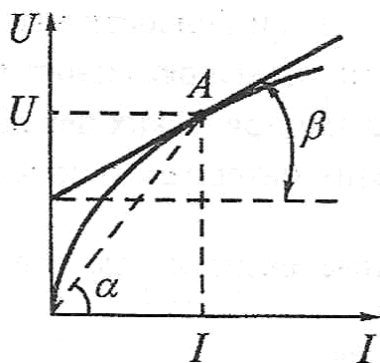
Tranzistor - tokni bir tomonga o'tkazuvchi ikkita elektron teshik ($p-n(n-p)$) o'tishli va uchta qutbli yarim o'tkazgich element (6 - rasm, d). Kuchaytirgich, elektron kalit va boshqa sxemalarda keng qo'llaniladi.

Dinistor - to'rt qatlamli elektron - teshik ($p-n-p-n$) o'tishli kremniyli yarim o'tkazgichli ventil (6 - rasm, e). Diskret avtomatika va impuls texnikasida keng foydalaniladi.

Tiristor - uchta elektron - teshik o'tishga ega bo'lgan boshqariluvchi uch qutbli yarim o'tkazgichli ventil (6 - rasm, j). U invertorlar va elektr yuritmalarda qo'llaniladi.

Nochiziqliq rezistorlar VAXdan tashqari statik va dinamik qarshiliklari bilan tavsiflanadi.

Nochiziqliq rezistorning 7-rasmda keltirilgan VAXsini ko'rib chiqaylik. Elementning ish rejimi VAXning A nuqtasiga to'g'ri kelsin, deylik. Nochiziqliq rezistordagi kuchlanishni undan o'tayotgan tokka nisbati statik qarshilik deb ataladi:



$$R_{st} = \frac{U}{I} = m_R \operatorname{tg} \alpha,$$

bu yerda m_R - qarshilik masshtabi.

7 - rasmdan ko'rinib turibdiki, statik qarshilik A nuqtani koordinata boshi bilan tutashtiruvchi to'g'ri chiziqliq va tok o'qi orasidagi α burchak tangensiga to'g'ri proporsional. Nochiziqliq rezistordagi kuchlanish orttirishini undan o'tayotgan tok orttirishiga nisbatining tok orttirishiga nisbatining limiti *dinamik qarshilik* deb ataladi, ya'ni:

$$R_d = \lim_{\Delta I \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{dU}{dI} = m_R \operatorname{tg} \beta.$$

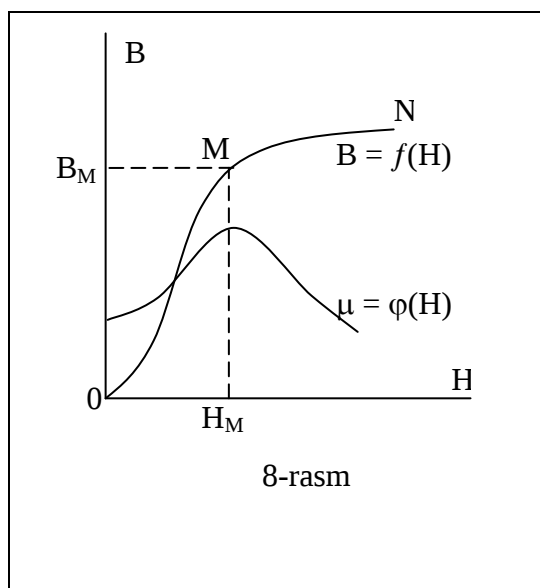
Dinamik qarshilik R_d VAX A nuqtasiga o'tkazilgan urinning tok o'qi bilan hosil qilgan β burchagining tangensiga to'g'ri proporsional. U nochiziqliq elementning kuchlanish yoki tok kichik o'zgarishidagi holatini tavsiflaydi. Shuni ta'kidlash joizki, chiziqli VAXli elementda $R_{st} = R_d$.

3. Nochiziqliq induktivlikning xarakteristiklari

Toki va magnit okimi nochizik boglangan ferromagnit element nochizik induktiv galtak yoki oddiy kilib *n o c h i z i k i n d u k t i v - l i k* deb ataladi va $L(i)$ bilan belgilanadi (1,b-rasm). Parametr $L(i)$ ning nochizikligi asosan, induktiv galtak joylashgan muxitning magnit singdiruvchanligi μ ning magnit maydon

kuchlanganligi kattaligiga bog'likligidan kelib chikadi. Agar chizikli induktiv galtalarda L induktiv tok xosil kilgan magnit kuch chiziklari xavo orkali tutashsa, nochizik induktiv galtak magnit maydonining kuch chiziklari galtak kiygizilgan berk pulat uzak buylab tutashadi. Nochizik galtakdagi tok (shuningdek, kuchlanganlik N) orta borishi bilan uning pulat uzakda xosil kilgan magnitaviy kuch chiziklarining (magnitaviy induksiya V) solishtirma zichligi xam orta boradi, ammo V va N larning uzgarishi pulat uzak magnitlanish egri chizigi $B=f(H)$ ning fakat ayrim uchastkalaridagina proporsional buladi.

8-rasmda pulatning ideallashtirilgan magnitlanish egri chizigi $B=f(H)$ bilan magnitaviy singdiruvchanligining uzaro boglanishining egri chizigi $\mu=\varphi(N)$ kursatilgan. Bu egri chiziklardan kurinadiki $H>H_m$ bulganda magnitaviy induksiya V ning usishi keskin sekinlashadi (pulatning tuyinish effekti, ya'ni ortikcha magnitlanmasligi sodir buladi), bu esa pulatning magnitaviy singdiruvchanligi μ ning kamayishiga olib keladi.



Demak, magnitaviy singdiruvchanlik μ ga proporsional bulgan ferromagnit elementning induktivligi L magnit maydonning kuchlanganligi (yeki uzakni magnitlovchi toki) kanchalik katta bulsa, shunchalik kichik buladi. Bunda pulat uzakning fakat ferromagnit elementning uz toki bilan magnitlanishi shart emas. Kuchlanganlik N ni orttirishga pulat uzakni birinchi galtak bilan induktiv boglangan kushimcha galtakning toki bilan magnitlanish xisobiga erishish mumkin. Bu muxim xolatdagi ferromagnit kuchaytirgichlarda ishlatiladigan boshkaruvchi nochizik induktivliklarni xosil kilishda foydalaniladi(8-

rasm).

8-rasmdagi magnitlanish egri chizigi $B = f(H)$ ideallashtirilgan xisoblanadi. chunki u pulat uzakning boshlangich magnitlanish jaraenining fakat bitta yunalishini aks ettiradi ($H>0$, $B>0$). Magnitlovchi tok berilguncha kadar uzak magnitsizlanadigan xolatda edi. OK uchastkada pulat uzakning xususiy magnit maydonini xosil kiluvchi ferromagnit moddada elementar toklar xosil kilish uchun tashki magnit maydon tomonidan biror kushimcha magnitlovchi kuch ta'sir ettirish talab etiladi. KM uchastkada tashki maydon kuchlanganligi N ning ortishi elementar toklarning yanada jadalrok orientatsiyalanishiga, ya'ni induksiya V ning keskin ortishiga sabab buladi. Ferromagnit moddaning M nuqtadan keyingi magnitaviy xolati shundayki, barcha elementar toklar allakachon tashki maydonga moslangan buladi va ularning magnit maydonlari tashki manba xosil kilgan tashki maydon yunalishi bilan mos tushadi.

Kolgan elementar toklar tashki maydonning katta kuchi xisobiga manzillanadi, chunki pulat uzakning tuyinishi boshlanadi. Agar nochizik galtakning pulat uzak kup marta kayta magnitlansa, axvol birmuncha boshkacha buladi. Magnitlovchi tok uzgaruvchan bulganda magnitlovchi kuchning (magnit maydon kuchlapnganligining)

kattaligi va yunalishi davriy uzgarganda ferromagnit element $L(i)$ uzagi magnit xolatining uzgarishi kursatilgan. Boshlangich magnitlanish uzakning magnit xolatini (ON egri chizik buyicha) tuyinish nuqtasi N ga keltirgan deylik. Endi ana shu nuqtadan boshlab kuchlanganlik N ni musbat maksimum ($+N_{\max}$) dan to manfiy maksimum ($-N_{\max}$) gacha kamaytira boshlaymiz. Bunda magnitlanishning kaytish egri chizigi $+N$ to $N = 0$ gacha magnitlanishning tugri yulidan (ya'ni N_1O traektoriya buylab) kaytmasdan N, m egri chizigi buylab ketadi. Bunga binoan tashki maydon kuchlanganligi $N=0$ koldik funksiya deb ataladigan $V=V_k \neq 0$ nuqtaga tugri keladi. Koldik induksiya ferromagnit ilgari manzillangan elementar toklardan bir kismining saklanganligi, ya'ni pulat uzak xususiy magnit maydonining elastik kuchlari borligi sabab buladi. Koldik induksiya V ni yukotish uchun $V = 0$ bulganda $N = -N_k$ ga teng (nuqta n) magnitsizlovchi kuch ($N<0$) kerak buladi. Tashki maydon kuchlanganligining kattaligi $N = N_k$ k o e r s i t i v k u c h

deb ataladi. Magnit maydon kuchlanganligi N ning manfiy kiyamatlar zonasida bundan keyingi kamayishi n_{su} egri chizigi buyicha borib, ferromagnit uzakdagi elementar toklari teskari yunalishda manzillanishiga majbur etadi, teskari kutblikdagi ichki magnit maydon xosil kiladi ($V<0$). Kayta tugri magnitlashda, ya'ni kuchlanganlik $-N_{\max}$ dan to $+N_{\max}$ gacha ortganda, xuddi shunga uxshash karama-karshi yunalishda elastik kuch namoen bulgandagina tasvirlovchi nuqtaning xarakati S_1N_2 traektoriyasi buyicha utadi. Navbatdagi kayta magnitlanish sikli xam xuddi shunday utadi, ammo $N_2S_2N_3$ sirtmokka bir oz siljigan buladi. G i s t y e r y e z i s s i r t - m o g i

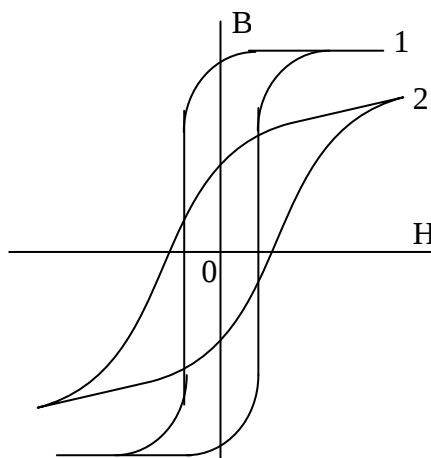
deb ataladigan bu sirtmok 8-10 sikldan sung tutashib, berilgan maksimum kuchlanganlik ($\pm N_{\max}$) uchun uzgarishsiz koladi. Kurib turibmizki, uzakni siklik kayta magnitlashda uzak materialidagi elastik kuchlarni ushanday sikl bilan yengiladi. Buning uchun nochizik induktivlik $L(i)$ ni ta'minlanaetgan e.yu.k. (yeki tok) manbai xosil kilgan tashki maydon energiyasining bir kismi sarf buladi. Elastik kuch bilan tashki magnit maydonning uzaro ta'siri gisterezis isrofi deb ataladigan tegishli P_g aktiv kuvvatning isrof bulishiga sabab buladi. Gisterezis kuvvat isrofi P_g gisterezis sirtmogining yuzasiga tugri proporsionaldir. Bu kuvvat isrofiga, ya'ni nochizik galtakning pulat uzagida tashki maydon induktivlagan utkazuvchanlik toki tufayli uyurma tok isrofi deb ataladigan aktiv kuvvat isrofi P_u xam kushiladi. Bu toklar magnit maydonining kuch chiziklariga perpendikulyar yunalgan buladi. Shuning uchun uyurma toklar tufayli xosil bulgan kuvvat isrofini kamaytirish maksadida ferromagnit elementlarning uzaklari (masalan, transformatorlar, elektr mashinalar va x.k.) elektr izolyatsiyalangan aloxida elektrotexnikaviy pulat tunukalardan dastlab yigilgan buladi. Manba tokining chastotasi kanchalik katta bulsa, tunuka shunchalik yupka olinadi.

Gisterezis sirtmogining shakli va yuzasi uzakning materialiga va ferromagnit element (nochizik induktivlik) ning ishlash rejimiga va vazifasiga karab tanlanishi mumkin. Barcha ferromagnit materiallar ikkita asosiy gruppaga: magnitli yumshok va magnitli kattik materiallarga bulinadi.

Magnitli yumshok materiallarning magnitlanish egri chizigi tik kutariluvchan bulib, yuzasi unchalik katta bulmagan gisterezis sirtmogiga ega (9 rasm, 1- egri chizik). Ulardan nisbatan yukori chastotali kayta magnitlanishda ishlaydigan elektromagnit kurilmalarning uzaklari tayerlanadi (transformatorlar, magnitaviy

kuchaytirgichlar, ferromagnit chastota uzgartirgichlar, elektr mashinalar va x.k.). Bu gruppaga elektrotexnikaviy pulatlar, temir-nikel kotishmalar (permalloy va boshkalar) kiradi.

Magnitli kattik materiallarning magnitlanish egri chizigi aksincha, kiya kutariluvchan bulib, yuzasi nisbatan katta gisterezis sirtmogiga ega (9-rasm, 2 egri chizik), V_k va N_k kiymatlari kattaligi tufayli, ular uzgarmas magnitlarni tayerlashda keng ishlatiladi. Bu gruppaga uglerodli pulatlar, volframli kotishmalar, magnitli kotishmalar, platina-kobalt kotishmalari va boshkalar kiradi.



9-rasm

Barcha magnit materiallarni asosiy magnitlanish egri chizigi (10-rasm yugon chizik), ya'ni magnitaviy maydon kuchlanganligining turli masimumlari uchun kurilgan (1, 2, 3, 4 va x.k. egri chiziklar) simmetrik gisterezis sirtmogi tikligining geometrik urni bilan xarakterlash kabul kilingan. Konkret ferromagnit materialning asosiy magnitlanish egri chizigi bir xil va anik buladi. Uni tajribada aniklash mumkin, turli injenerlik xisoblashlari uchun esa u kupincha jadval yeki egri chiziklar kurinishida beriladi. Shunday kilib, nochizik induktivlikning bazisli xarakteristikasi $L(i)$ asosiy magnitlanish egri chiziki xisoblanadi. “Okim-tok-induktivlik” boglanishga utish uchun ilgaridan ma'lum bulgan nisbatdan foydalanamiz:

$$\psi = w\Phi = wBS; \quad i = \frac{Hl}{w}$$

bu yerda ψ - induktiv galtak $L(i)$ ning ilashgan okimi, Vb;

w - galtakning uramlar soni;

f - yagona magnitaviy okim, Vb;

V - magnit induksiya, Tl;

S - uzakning kundalang kesim yuzi, m^2 ;

i - galtakdagi tokning oniy kiymati, A;

N - magnit maydonning kuchlanganligi, A/m;

l - uzakning urtacha uzunligi, m.

Ilashgan okim ψ magnit induksiya V , tok i , kuchlanganlik N ga proporsional bulganligidan $\psi(i)$ boglanish (10-rasm) xam shuningdek, nochizik buladi. Bu egri chizikdan ferromagnit elementning induktivligini aniklashda foydalaniladi.

Nochizik rezistordagi kabi nochizik induktivlikni xam statik va dinamik parametrlarga ajratamiz. Bu parametrlarni α va β kiyalik burchaklarining tangenslari kabi $\psi(i)$ egri chizigining ixtieriy A nuktasidan aniklanadi, ya'ni ferromagnit elementning uzgarmas okim ψ_A va tok I_A dagi statik induktivligi

$$L_{CT(A)} = \frac{\psi_A}{I_A} = \operatorname{tg} \alpha,$$

bu yerda α - OA tugri chizikning absissa ukiga kiyalik burchagi .

A nuktadagi differensial (yoki dinamik) induktivlik tegishlicha quyidagicha buladi:

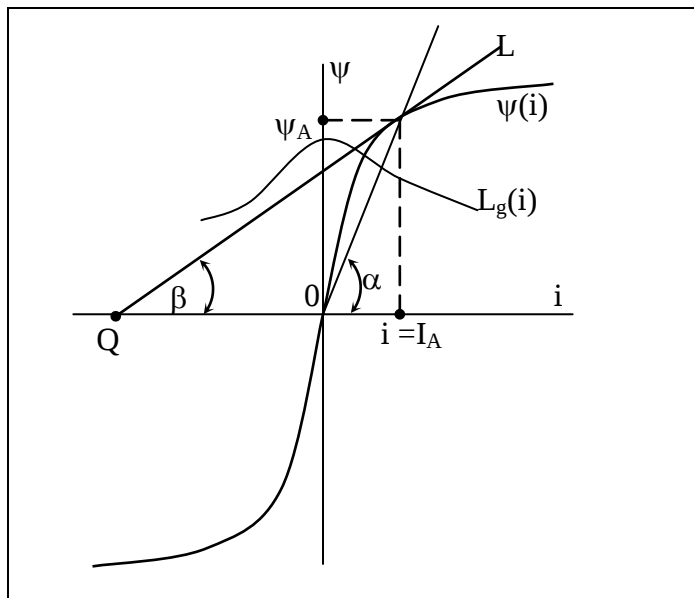
$$L_{\partial un(A)} = \frac{d\psi}{dI} = \operatorname{tg} \beta,$$

bu yerda

β - $\psi(i)$ egri chizik A nuktasidagi urinma QL ning kiyalik burchagi.

$\psi(i)$ egri chizikdagi ixtieriy nuktalar uchun statik va dinamik induktivliklar tegishlicha

$$L_{CT} = \psi/I, \quad L_{\partial un} = d\psi/dI$$

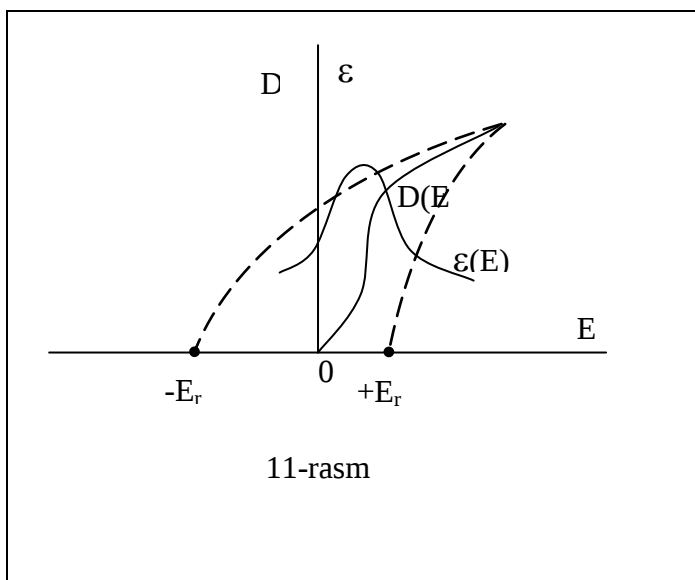


10-rasm.

buladi. 10-rasmida dinamik induktivlik L_{din} ning galtakdagi tokning oniy kiymatiga boglikligini ifodalovchi $L_{din}(i)$ egri chizigi tasvirlangan. Egri chizikdan kurinadiki, tok i ning kichik kiymatlarida dinamikaviy induktivlik maksimal, pulat tuyinish zonalarida minimal buladi. Dinamik induktivlikning bu muxim uzgarish konuni ferromagnitaviy kuvvat kuchaytirgichlarga asos kilib olingan bulib, undan boshkariladigan ferromagnit elementlarni xosil kilishda foydalaniladi (bu xakda keyingi bobda batafsil baen kilinadi).

3. Nochiziqli sig`imning xarakteristikalar

Dielektrik singdiruvchanlik ϵ elektr maydon kuchlanganligi E bilan nochizik boglanishda (11-rasmdagi $\epsilon(E)$ egri chizigi) bulgan kondensator (11,v-rasm) nochizik sigimga ega buladi. Bu chiziklik uz navbatida elektr induksiya siljish vektori moduli D ning kondensator orasidagi maydon kuchlanganligi E ga (11-rasmdagi $D(E)$ egri chizigi) nochizik boglanishidan kelib chikadi.



Bunday xarakteristikaga segnetoelektrik kondensator-lar ega bulib, ular oddiy kilib segnetoelektriklar deb ataladi. Segnetoelektrik moddalar (dielektriklar)ning elektr maydonida uzini tutishi xuddi magnit maydon ta'sirida bulgan ferromagnetiklarga uxshab ketadi, ya'ni elektr maydonining kuchlanganligi $+E_{\max}$ dan $-E_{\max}$ gacha davriy uzgarganda dielektrik gisterezisi deb ataladigan xodisa kuzatiladi (rasm 11-rasm.) 11- rasm dagi punktir chizik.

Kondensatorning zaryadlanishi va zaryadsizlanishi siljish $\pm D_k$ ning va kuchlanganlik (kutblanish) $\pm E_k$ ning koldik qiymatlarining xosil bulishi bilan sodir buladi. Ferromagnetik elementlardagiga uxshash 11-rasmdagi $D(E)$ egri chizik tashqi maydon kuchlanganligining turli maksimumlari $\pm E_{\max}$ uchun kurilgan, gisterezis sirtmoklari uchlarining geometrik urni xisoblanadi. $D(E)$ egri chizigidan nochizik “zaryad-kuchlanish-sigim” boglanishiga utish uchun (masalan, yassi kondensator uchun) quyidagi nisbatdan foydalanamiz:

$$q = DS \quad \text{esa} \quad U_C = E \cdot d$$

bu yerda q - nochizik kondensatorning zaryadi, Kl;

D - zaryadning siljishi, Kl/m²;

S - kondensator kobigining yuzasi, m²;

U_C - kondensatorning kobiklari orasidagi potentsiallar ayirmasi (kuchlanish), V;

E - elektr maydonining kuchlanganligi, V/m;

d - kondensator kobiklari orasidagi masofa, m.

Zaryad q siljish D ga, kuchlanish U_C esa kuchlanganlik E ga proporsional bulganidan, 12-rasmdagi $q(u_c)$ boglanish xam nochizik buladi. Bu egri chizikdan v a r i k o n d deb ataladigan nochizik kondensator $C(u)$ ning statik xamda dinamik sigimi xakida tushuncha kiritish uchun foydalanamiz. Masalan, egri chizigidagi (12-rasm) A nuqta uchun ular tegishlicha quyidagicha buladi:

$$C_{CT(A)} = \frac{q_A}{u_{c(A)}} = \operatorname{tg} \alpha$$

(bu yerda α - OA tugri chizigining absissa o'qiga qiyalik burchagi)

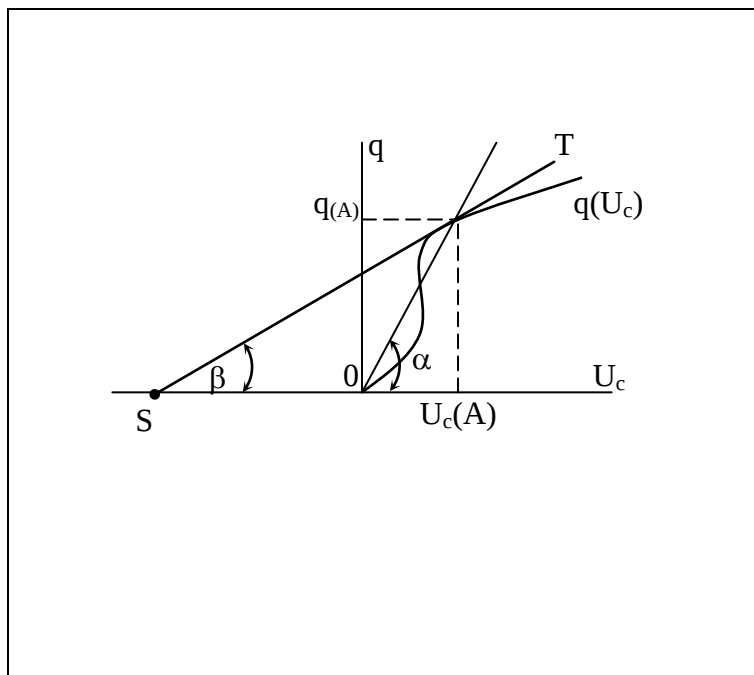
$$C_{\text{dun}} = \frac{dq}{du_c} = \operatorname{tg} \beta$$

(bu yerda β - urinma ST ning $q(u_c)$ egri chizigiga A nuktadagi kiyalik burchagi). $q(u_c)$ egri chizigidagi ixtieriy nuktalar uchun statik va dinamik sigimlar tegishli

hacha $C_{CT} = q/u_c$ va $C_{\text{dun}} = dq/du_c$. Berilgan kuchla-nish u_c davriy uzgarganda nohizik sigim nosinusoidal

tebranihlarning generator (12-

rasm.) bulib xizmat kiladi va uzgaruvchan tok chastotasini statikaviy uzgartirish uchun foydalaniladi. Nohizik induktivliklardan farkli ravishda, varikondlar yukori chastotalarda (yuzlab kilogerts va megagertslarda) eng effektiv element hisoblanadi. Shuning uchun radiotexnikaviy zanjirlarda chastotalarni uzgartirish asosan varikondlar yordamida bajariladi.



Nazorat savollari

1. Nohiziq elementga ta'rif bering.
2. Nohiziq rezistorning xususiyatlarini aytib bering.
3. Nohiziq induktivlikka ta'rif bering.
4. Nohiziq sig'imning xossalarini chiziqli element xossalari bilan taqqoslang.

3-ma'ruza. O'zgarmas tok nohiziqli elektr zanjirlari.

Reja:

1. Nohiziqli zanjirlarni hisoblash usullari haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Nohiziqli elektr zanjirlarni grafik usulda hisoblash.
3. Nohiziqli elektr zanjirlarini analitik usulda hisoblash.
4. Nohiziqli elektr zanjirlarini linearizatsiyalash usuli yordamida hisoblash.
5. Nohiziq elektr zanjirlarini iteratsiya usuli yordamida hisoblash.

1. Nohiziq zanjirlarni hisoblash usullari haqidagi umumiy ma'lumotlar.

Nohiziq zanjirlarni hisoblash usullarini quyidagi uch guruhga ajratish mumkin:

1. *Grafik usul.* Bu usul zanjirdagi nochiziqli va chiziqli elementlar VAXlari grafik ko'rinishda berilganda qo'llaniladi hamda Kirxgof tenglamalari sistemasi grafik usulda yechiladi.

2. *Analitik usul.* Bu usul zanjirdagi nochiziqli elementlar VAXlarini analitik funksiyalar bilan approksimatsiyalash imkoniyati bo'lganda qo'llaniladi.

3. *Grafo-analitik usul.* Bu usul zanjirning chiziqli qismi analitik ifodalanganda va nochiziqli elementlar VAXlari grafik ko'rinishda berilgan hollarda qo'llaniladi.

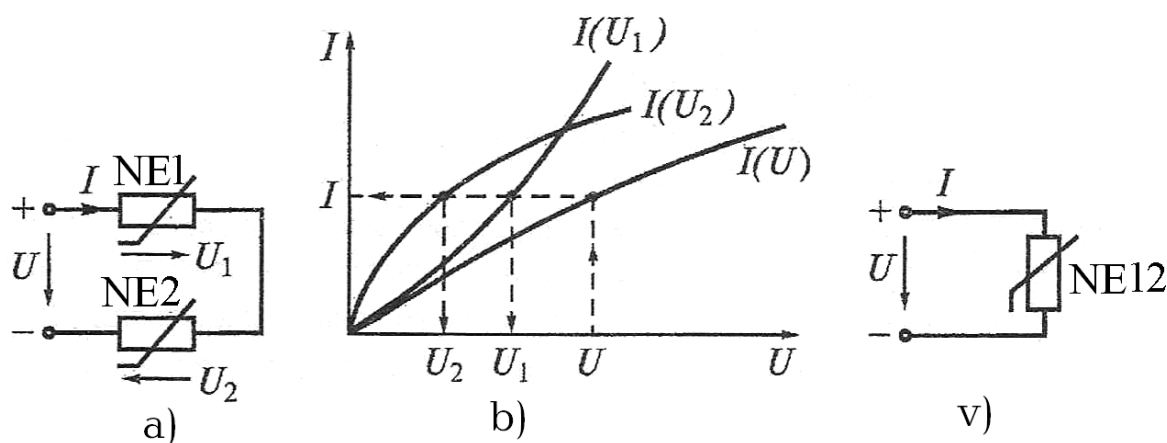
Zanjirdagi nochiziqli elementning VAXsi qanday (grafik yoki analitik) ko'rinishda berilishiga qarab zanjirni hisoblashda yuqoridagi usullardan biri tanlanadi.

2. Nochiziqli elektr zanjirlarni grafik usulda hisoblash

Shoxobchalanmagan va elementlarining VAXlari grafik usulda berilgan nochiziqli zanjirlarni grafik usulda hisoblash qulay hisoblanadi. Bunday zanjirlarni hisoblash-zanjirning tegishli qismidagi tok va kuchlanishlarni VAXlar yordamida topish demakdir. Bunda nochiziqli elementlarning VAXlari ularning o'zaro ulanish usuliga qarab tok yoki kuchlanish o'qi bo'ylab qo'shiladi.

1. *Nochiziqli elementlarning ketma-ket ulanishi.* 13-rasm, a da ikkita nochiziqli element NE1 va NE2 larning ketma-ket ulangan sxemasi, ularning VAXlari esa 13-rasm, b da keltirilgan.

Sxemadan ko'rinib turibdiki, ikkala NEdan bir xil tok o'tadi, kuchlanishlar esa, umumiy holda, har xil qiymatga ega. Shuning uchun ham zanjirning umumiy VAXsini topishda NE1 va NE2lar VAXlarini Kirxgofning 2-qonuni asosida kuchlanish o'qi bo'ylab qo'shamiz. Buning uchun kuchlanish o'qiga parallel bo'lgan to'g'ri

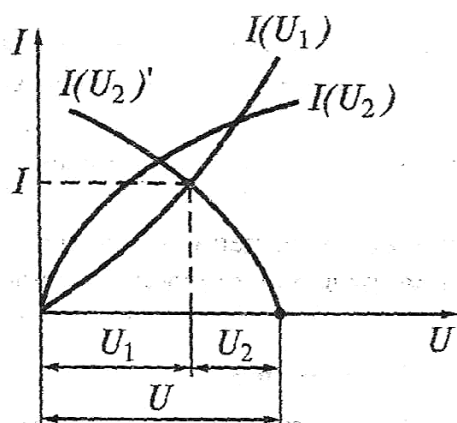


13-rasm

chiziqlar o'tkazamiz va tokning qiymatiga mos keladigan kuchlanishlar qiymatlarini qo'shamiz. Natijada zanjirning umumiy VAX sini hosil qilamiz (13-rasm, b). Manba kuchlanishining ma'lum (U) qiymatiga to'g'ri keladigan zanjirdagi tok (I) va NE1 va NE2 lardagi kuchlanish tushuvlari (U_1, U_2) ni topish uchun kuchlanish o'qining U nuqtasidan zanjirning umumiy VAXsini kesib o'tuvchi tok o'qiga parallel to'g'ri chiziqli o'tkazamiz. Bu to'g'ri chiziqli umumiy VAXni kesishgan nuqtasidan tok o'qiga

perpendikulyar tushiramiz. Bu perpendikulyarni tok o'qi bilan kesishgan nuqtasi U kuchlanish ta'sirida zanjirda hosil bo'ladigan tok qiymatiga, uni NE1 va NE2 VAXlari bilan kesishgan nuqtalarining absissalari esa NE1 va NE2 elementlardagi kuchlanishlar tushuvi U_1 va U_2 ga teng bo'ladi va bunda albatta $U = U_1 + U_2$ (Kirxgofning 2-qonuni) tenglik bajarilishi lozim. Berilgan zanjirning ekvivalent sxemasi 13-rasm, v da keltirilgan.

Zanjirdagi elementlar soni uchta yoki undan ortiq bo'lganda ham hisoblash tartibi xuddi shunday bo'ladi.



Nochiziq zanjirni uning natijaviy VAXsini qurmasdan ham hisoblash mumkin. Buning uchun manba kuchlanishining berilgan qiymati uchun $U_2 = U - U_1$ tenglikni grafikda hosil qilish yetarli bo'ladi. Buning uchun $I(U_2)$ egri chiziqni kuchlanish o'qi bo'ylab koordinata boshidan manba kuchlanishining berilgan qiymati U ga parallel

14-rasm

ko'chiramiz va uni tok o'qiga nisbatan burib, oyna

tasvirini hosil qilamiz (14-rasm). Natijada $I(U_2)'$ grafikni hosil qilamiz. Bu grafikni $I(U_1)$ grafik bilan kesishgan nuqtasidan kuchlanish o'qiga perpendikulyar tushirib NE1 va NE2 elementlardagi U_1 va U_2 kuchlanishlarni, shu nuqtadan tok o'qiga perpendikulyar o'tkazib zanjirdan o'tayotgan I tokni hosil qilamiz.

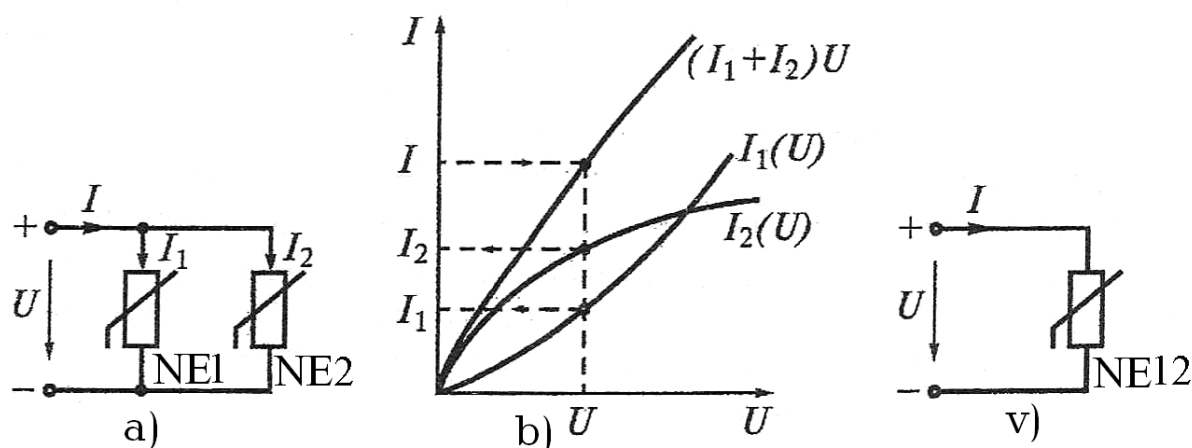
2. *Nochiziq elementlarning parallel ulanishi.* 15-rasm, a da elementlari o'zaro parallel ulangan nochiziq zanjir sxemasi, elementlarning VAXlari esa 15-rasm, b da keltirilgan.

Agar manba kuchlanishi berilgan bo'lsa, u holda $I_1(U)$ va $I_2(U)$ VAXlar yordamida I_1 va I_2 toklarni, Kirxgofning 1- qonuni asosida esa $I = I_1 + I_2$ ni topamiz.

Agar zanjir tok manbaidan ta'minlanayotgan bo'lsa, u holda U kuchlanish, I_1 va I_2 toklarni topish uchun zanjirning umumiy VAXini qurish kerak bo'ladi. Buning uchun tok o'qiga parallel bo'lgan to'g'ri chiziqlar o'tkazamiz va kuchlanish qiymatiga mos keladigan toklar qiymatlarini qo'shamiz.

Natijada $(I_1 + I_2)U$ umumiy VAXni hosil qilamiz (15-rasm, b). Bu VAXga mos sxema 15-rasm, v da keltirilgan. I tok qiymatiga mos kuchlanish U , I_1 va I_2 toklar qiymatlarini topish uchun I tokka mos keluvchi tok o'qidan kuchlanish o'qiga parallel to'g'ri chiziq o'tkazamiz va uni umumiy VAX bilan kesishgan

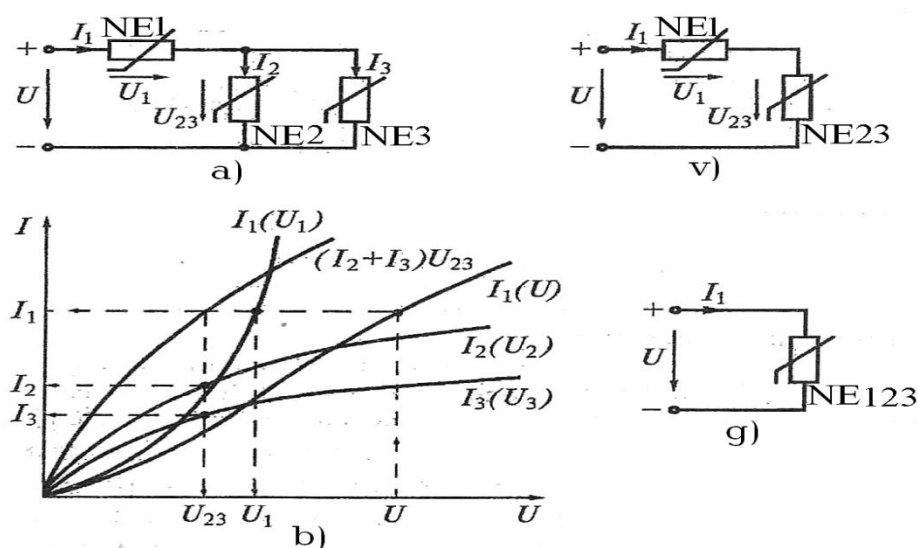
nuqtasidan kuchlanish o'qiga perpendikulyar tushiramiz hamda U , I_1 va I_2 qiymatlarini topamiz.



15-rasm

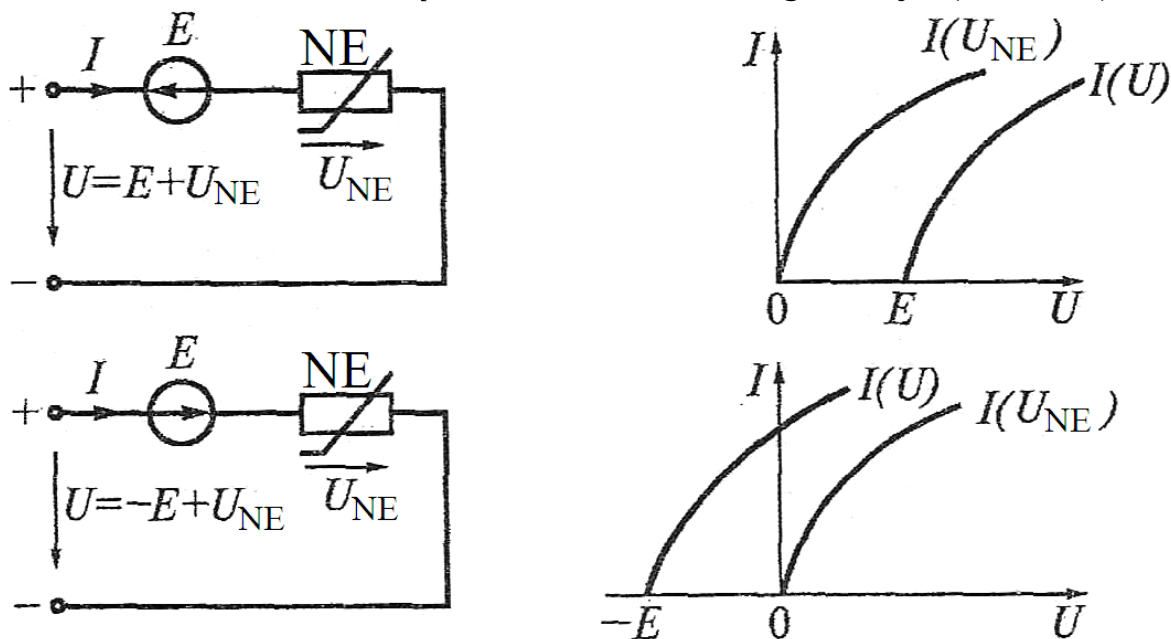
3. *Nochiziq elementlarning aralash ulanishi.* 16-rasm, a da NE1, NE2 va NE3 nochiziq elementlar o'zaro aralash ulangan zanjir, 16- rasm, b da esa ularning VAXlari keltirilgan. Bunda manba kuchlanishi ma'lum bo'lib, shoxobchalardagi toklar va elementlardagi kuchlanish tushuvlarini topish talab qilinadi.

Ushbu zanjir quyidagi tartibda hisoblanadi. Avval parallel ulangan NE1 va NE2 VAXlari $I_2(U_2)$ va $I_3(U_3)$ tok o'qi bo'yicha qo'shiladi va $(I_2 + I_3)U_{23}$ VAX hosil qilinadi (16-rasm, b). Bunda zanjir 16-rasm, v da keltirilgan sxema ko'rinishiga keladi. Zanjirni umumiy VAXsini qurish uchun NE1 va NE23 elementlar VAXlarini kuchlanish o'qi bo'yicha qo'shamiz va $I_1(U)$ xarakteristikani hosil qilamiz. Bu xarakteristikaga mos keluvchi zanjir sxemasi 16 - rasm, g da ko'rsatilgan. Manba kuchlanishining qiymatiga mos keluvchi I_1 tokni, so'ngra esa U_1 va U_{23} kuchlanishlarni topamiz. U_{23} kuchlanish asosida $I_2(U_2)$ va $I_3(U_3)$ VAXlardan foydalanib I_2 va I_3 toklar qiymatlarini aniqlaymiz.



16-rasm

4. EYuK manbai va nohiziq element ketma-ket ulangan zanjir (17 - rasm).



17 – rasm

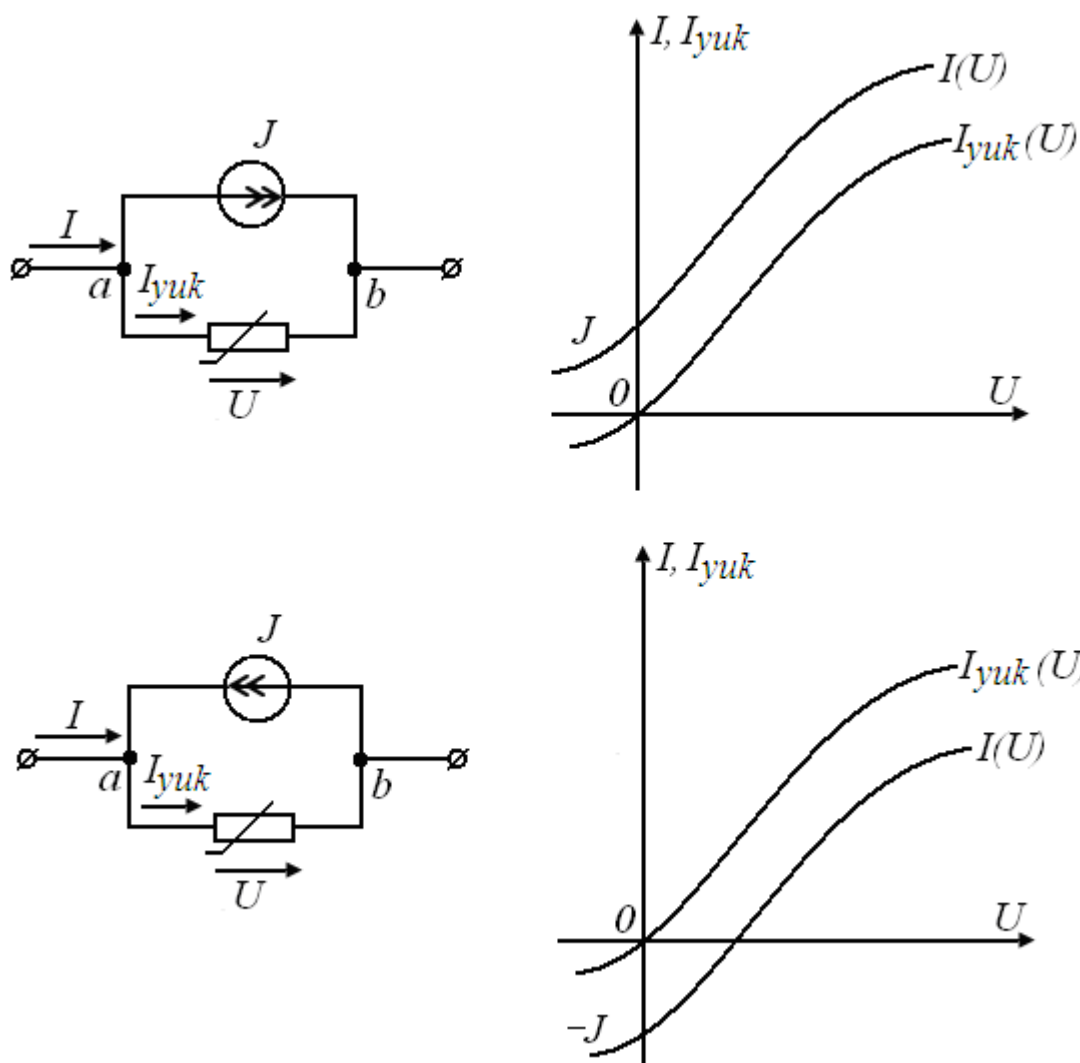
Bunday hollarda zanjirning umumiy VAX sini hosil qilish uchun NE VAXsi kuchlanish o'qi bo'ylab E birlikka suriladi. Agar yo'nalishi zanjirdagi tokning yo'nalishiga mos bo'lsa, u holda NE xarakteristikasi chapga, aks holda esa o'ngga E birlikka suriladi.

5. Tok manbai va nohiziq element parallel ulangan zanjir (18 - rasm). Bu holatda zanjirning umumiy VAXsini hosil qilish uchun NE xarakteristikasini tok (ordinata) o'qi bo'ylab manba tokining qiymatiga teng bo'lgan kattalikka yuqoriga yoki pastga surish lozim bo'ladi.

Agar manba tokining yo'nalishi zanjirning shoxobchalanmagan qismidagi tok yo'nalishiga mos bo'lsa, u holda NE VAXsi yuqoriga, aks holda esa pastga J birlikka suriladi.

6. Ikkita tugunga ega bo'lgan nohiziq zanjirni hisoblash. Ikkita tugunga birlashtirilgan uchta parallel shoxobchali zanjirni ko'rib chiqamiz. Zanjir ikkita EYuK manbai va uchta nohiziq elementdan tashkil topgan bo'lib, sxemasi va nohiziq elementlar VAXlari mos ravishda 19-rasm, a va b da keltirilgan. Aytaylik $E_1 > E_2$ bo'lsin.

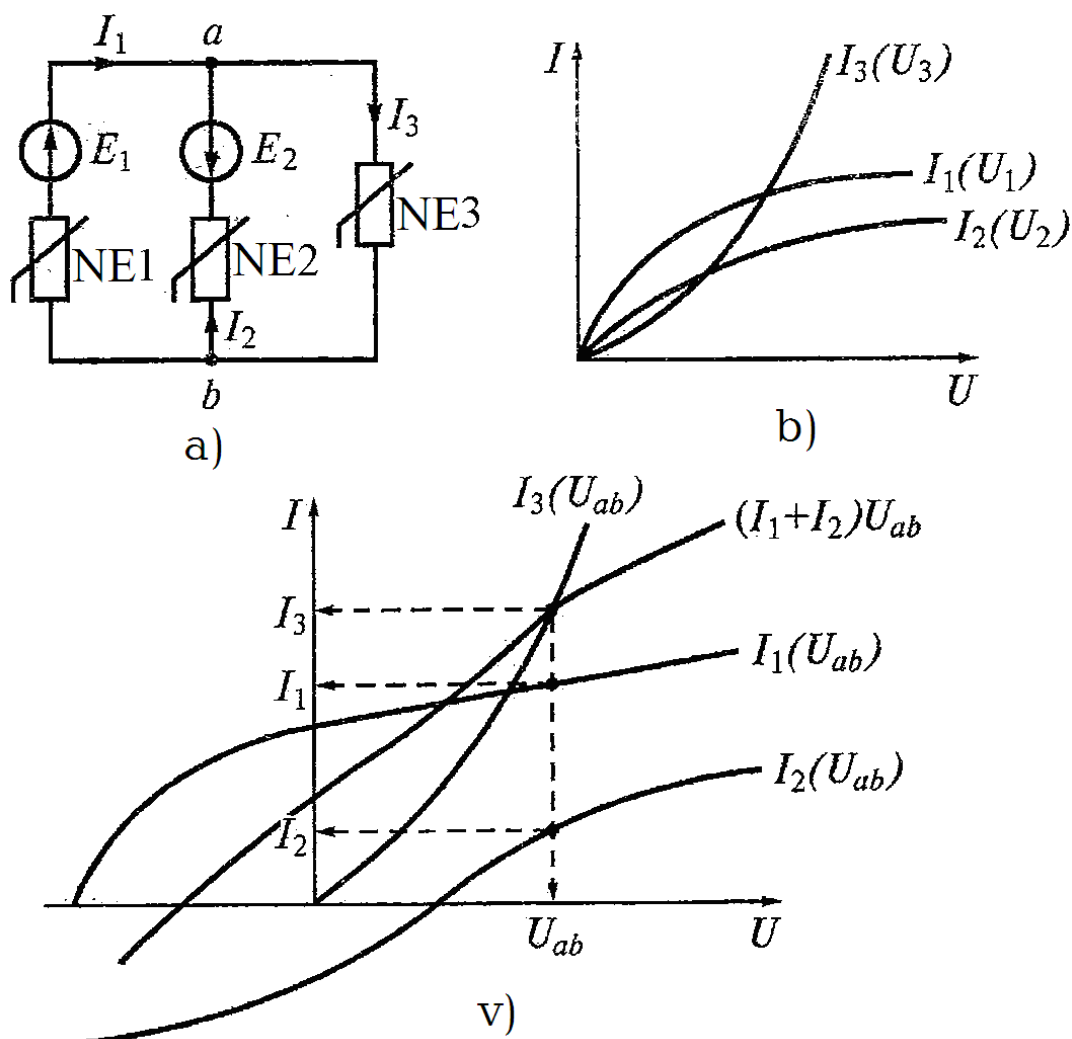
Shoxobchalardagi toklar yo'nalishlarini ixtiyoriy tanlaymiz va har bir shoxobcha VAXsini quramiz. $I_1(U_{ab})$ VAXni qurish uchun $I_1(U_1)$ xarakteristikani kuchlanish o'qi bo'ylab E_1 birlikka chapga suramiz, chunki E_1 va I_1 yo'nalishlari bir xil (19-rasm, v). $I_2(U_{ab})$ VAXni qurish uchun esa $I_2(U_2)$ xarakteristikani E_2



18-rasm

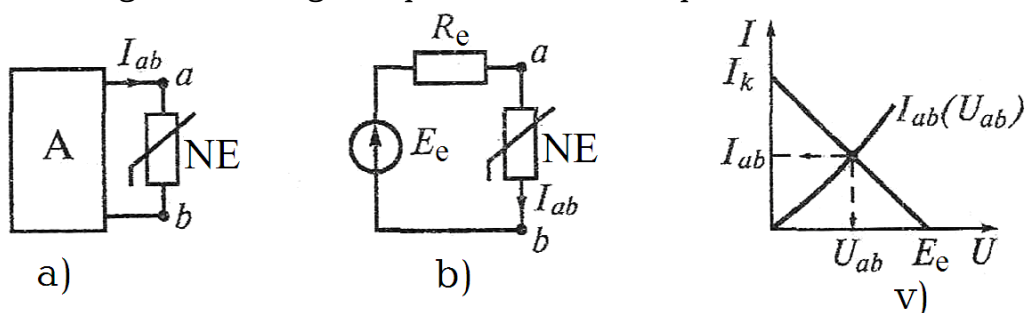
birlikka o'ngga (E_2 va I_2 yo'nalishlari o'zaro qarama-qarshi bo'lganligi sababli) siljitamiz. Kirxgofning 1-qonuniga ko'ra $I_1 + I_2 = I_3$. Shuning uchun $I_1(U_{ab})$ va $I_2(U_{ab})$ VAX larni tok o'qi bo'yicha qo'shamiz va $(I_1 + I_2)U_{ab}$ va $I_3(U_{ab})$ VAX larni o'zaro kesishish nuqtasidan kuchlanish o'qiga perpendikulyar tushiramiz.

Bu perpendikulyarning $I_1(U_{ab})$ va $I_2(U_{ab})$ xarakteristikalar bilan kesishgan nuqtalarining ordinatalari bizga kerak bo'lgan I_1 va I_2 toklarni beradi.



19-rasm

7. *Shoxobchalangan nochiziq zanjirlarni hisoblashda ekvivalent generator usulini qo'llash.* Tarkibida bitta nochiziq element bo'lgan shoxobchalangan nochiziq zanjirni ekvivalent generator usuli yordamida hisoblash mumkin. Buning uchun nochiziq elementli shoxobchani alohida ajratib, zanjirning qolgan chiziqli qismini aktiv ikki qutblik ko'rinishida tasvirlaymiz (20-rasm, a). Bizga ma'lumki, aktiv chiziqli ikki qutblikni ekvivalent generator bilan almashtirishimiz mumkin. Bunda generator EYuKi ajratilgan shoxobcha qismalaridagi kuchlanishga, ichki qarshiligi esa passiv ikki qutblik kirish qarshiligiga teng (20-rasm, b). U_{ab} s.i. kuchlanish chiziqli zanjirlarni hisoblashda qo'llanilgan usullardan biri yordamida aniqlanishi mumkin. 6.11-rasm, b da keltirilgan ekvivalent zanjirni grafik usulda hisoblash uchun avval ekvivalent generatorning tashqi xarakteristikasi quriladi.



20-rasm

Bu xarakteristika $U_{ab} = E_e - I_{ab} R_e$ tenglama asosida quriladi, ya'ni $I_{ab} = 0$ da $U_{ab} = E_e$ va $U_{ab} = 0$ da $I_{ab} = E_e / R_e$.

Nochiziq element VAXsi va ekvivalent generator tashqi xarakteristikasining o'zaro kesishish nuqtasining koordinatalari nochiziq elemendagi tok va kuchlanishni beradi.

Masala. 21-rasm, a da keltirilgan zanjirdagi nochiziq elementdan o'tayotgan tok topilsin. Bunda $R_1 = 30 \text{ Om}$, $R_2 = 60 \text{ Om}$, $R_3 = 20 \text{ Om}$,

$R_4 = 20 \text{ Om}$, $E = 360 \text{ V}$ bo'lib, NE VAXsi 21 - rasm, b da berilgan.

Echish. 1. $U_{ab \text{ s.i.}}$ kuchlanishni topish uchun 21 - rasm, v dagi sxemadan foydalanamiz.

$$I_{1s.i.} = \frac{E}{R_1 + R_2} = \frac{360}{30 + 60} = 4 \text{ A},$$

$$I_{2s.i.} = \frac{E}{R_3 + R_4} = \frac{360}{20 + 20} = 9 \text{ A},$$

$$U_{ab \text{ s.i.}} = I_{2s.i.} R_3 - I_{1s.i.} R_1 = 9 \cdot 20 - 4 \cdot 30 = 60 \text{ V}.$$

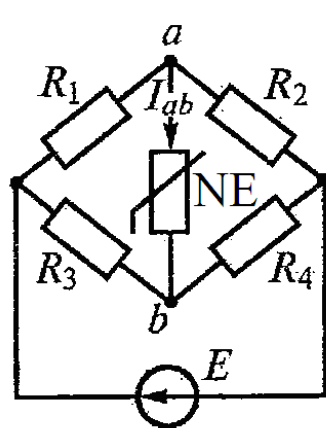
2. Ekvivalent generator ichki qarshiligini topish uchun 21 - rasm, g dagi sxemadan foydalanamiz:

$$R_e = R_{ich.} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} = 30 \text{ Om}.$$

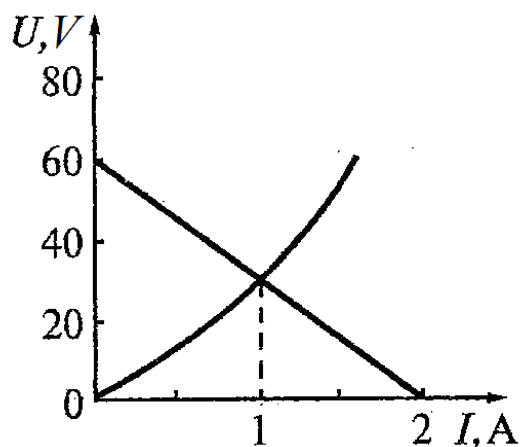
3. Ekvivalent generator tashqi xarakteristikasini qurish uchun zanjirdagi qisqa tutashish tokini quyidagicha aniqlaymiz:

$$I_{q.t.} = \frac{E_e}{R_e} = \frac{U_{ab \text{ s.i.}}}{R_{ich}} = \frac{60}{30} = 2 \text{ A}.$$

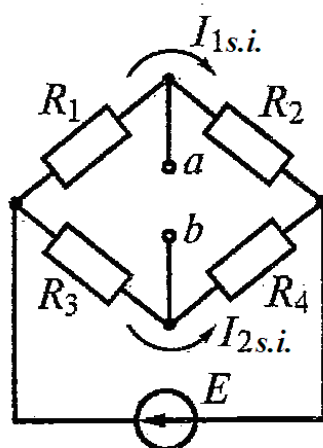
21 – rasm, b da ekvivalent generator tashqi xarakteristikasi $E_e = 60 \text{ V}$ da $I = 0$ va $U = 0$ da $I_{q.t} = 2 \text{ A}$ ($I_{q.t.}$ - qisqa tutashish rejimidagi tok) nuqtalar asosida qurilgan. Bu xarakteristikani NE VAX bilan kesishgan nuqtasining absissasi izlanayotgan tok qiymatiga teng bo'ladi, ya'ni $I_{ab} = 1 \text{ A}$.



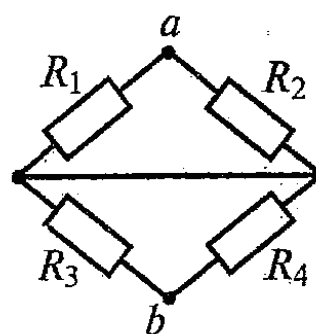
a)



b)



v)



g)

21-rasm

3. Nochiziqli elektr zanjirlarini analitik usulda hisoblash

Agar nochiziqli zanjirlardagi nochiziqli elementlar VAXlari analitik tenglamalar bilan ifodalansa, u holda zanjirni analitik usullar yordamida hisoblash imkoniyati paydo bo'ladi. Nochiziqli element VAXsini analitik tenglama bilan ifodalash *approximatsiyalash* deb ataladi.

Nochiziqli elektrotexnikada approximatsiyalash amalini bajarishda ko'pchilik hollarda quyidagi funksiyalar qo'llaniladi:

1) darajali polinom

$$y = a_0 + a_1x + a_2x^2 + \dots + a_nx^n;$$

2) eksponensial polinom

$$y = A_0 + A_1e^{a_1x} + A_2e^{a_2x^2} + \dots + A_ne^{a_nx^n};$$

3) trigonometrik polinom

$$y = A_0 + A_1\sin(x + \varphi_1) + A_2\sin(2x + \varphi_2) + \dots + A_n\sin(nx + \varphi_n);$$

4) kasr-darajali funksiya

$y = Ax^\alpha$, bu yerda α - kasr son;

5) turli transcendent funksiyalar

$y = a + b \operatorname{th} \beta x$; $y = a + b \operatorname{arctg} \beta x$; $y = a \operatorname{sh} \beta x$.

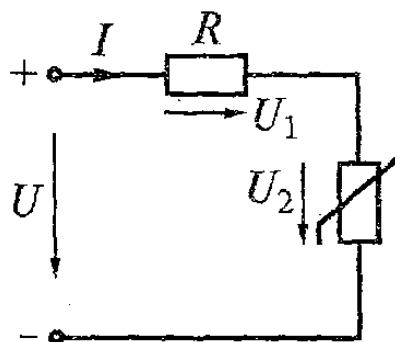
Approksimatsiyalash masalasi ikkita bosqichdan iborat:

- berilgan nochiziqliq element VAXsiga to'g'ri keladigan approksimatsiyalovchi funksiya tanlanadi;

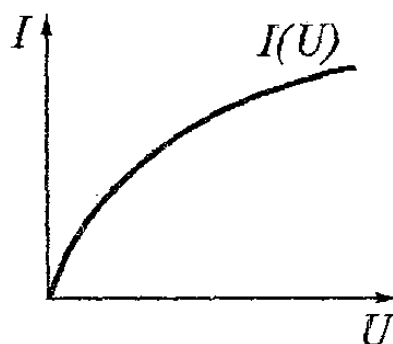
- tanlangan approksimatsiyalovchi funksiyaning noma'lum koeffitsiyentlari aniqlanadi.

O'zaro ketma-ket ulangan chiziqli va nochiziqliq elementlardan tashkil topgan zanjirni ko'rib chiqaylik (22 – rasm, a). Nochiziqliq elementning VAXsi 22 – rasm, b da berilgan. Bu VAX darajali polinom bilan approksimatsiyalansa, maqsadga muvofiq bo'ladi. Agar darajali polinomni faqat ikkita hadi bilan chegaralansak, u holda nochiziqliq elementdagi kuchlanish pasayishining undan o'tayotgan tokka bog'liqligini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$U_2 = a_1 I + a_2 I^2.$$



a)



b)

22 – rasm

Berilgan zanjir uchun Kirxgofning ikkinchi qonuniga asosan quyidagi muvozanat tenglamasini hosil qilamiz:

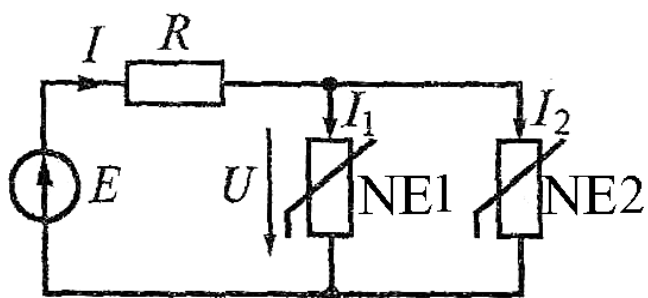
$$U = U_1 + U_2 = RI + a_1 I + a_2 I^2.$$

Hosil qilingan kvadrat tenglamani yechib manba kuchlanishi va zanjir parametrlari qiymatlari berilganda zanjirdagi tok qiymatini topamiz.

Masala. 23 – rasmda keltirilgan zanjirda quyidagilar berilgan: $E = 30 \text{ V}$; $R = 20 \text{ Ohm}$; NE1 va NE2 larning VAXlari mos ravishda $I_1(U) = a_1 U + a_2 U^2$ va $I_2(U) = b_1 U + b_2 U^2$ tenglamalar ko'rinishda berilgan, bu yerda $a_1 = 0,1 \text{ A/V}$; $a_2 = 0,003 \text{ A/V}^2$; $b_1 = 0,04 \text{ A/V}$; $b_2 = 0,002 \text{ A/V}^2$.

Nochiziqliq elementlardagi kuchlanish va toklar topilsin.

Yechish. Berilgan zanjir uchun Kirxgofning birinchi va Om qonunlari asosida quyidagilarni yozamiz:



23 – rasm

$$I = I_1 + I_2, \quad I = \frac{E - U}{R}.$$

Yuqoridagi 1– tenglamaga $I_1(U)$ va $I_2(U)$ lar ifodalarini qo'yib va ikkala tenglama o'ng tomonlarini o'zaro tenglashtirib quyidagini hosil qilamiz:

$$[(E - U / R)] = (a_2 + b_2)U^2 + (a_1 + b_1)U$$

yoki berilgan qiymatlarni qo'ysak:

$$0,005U^2 + 0,1U - 1,5 = 0.$$

Bundan $U = 10 \text{ V}$.

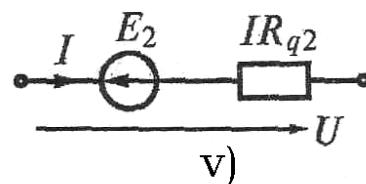
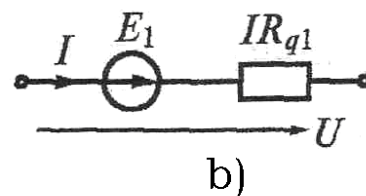
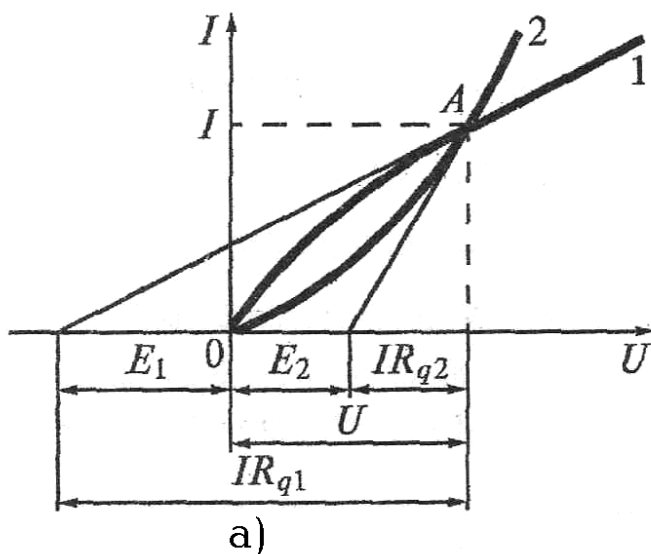
O'zaro parallel ulangan nochiqliq elementlardagi kuchlanishning topilgan qiymatini ularning VAXlari tenglamalariga qo'yib, toklarni topamiz:

$$I_1 = 0,1 \cdot 10 + 0,003 \cdot 10^2 = 0,4 \text{ A},$$

$$I_2 = 0,04 \cdot 10 + 0,002 \cdot 10^2 = 0,6 \text{ A}.$$

4. Nochiziqli elektr zanjirlarini linearizatsiyalash usuli yordamida hisoblash

Linearizatsiyalash (chiziqlilashtirish) usuliga ko'ra, zanjirdagi nochiqliq element, qarshiligining qiymati berilgan nochiqliq elementning dinamik qarshiligiga teng bo'lgan chiziqli element va EYUK manbai bilan almashtiriladi. Bunda nochiqliq elementning ish rejimi VAXning to'g'ri chiziqli bilan almashtirilgan bo'lagi chegaralaridan chiqmasligi lozim. 24 – rasm, a da ikkita nochiqliq elementning VAXlari keltirilgan.



24 – rasm

Yuqorida aytilganlarga ko'ra ularni quyidagi tenglamalar orqali ifodalanuvchi to'g'ri chiziqlar bilan almashtirish mumkin:

$$U = -E_1 + IR_{q1}, \quad U = E_2 + IR_{q2}.$$

Bu tenglamalarga 24 – rasm, b va v dagi sxemalar mos keladi.

Shunday qilib, nochiziqli element ekvivalent chiziqli qarshilik va EYUK bilan almashtirilishi mumkin. Bunda agar nochiziqli element VAXsi nuqtasidan o'tkaziladigan to'g'ri chiziqli absissa (kuchlanish) o'qini manfiy qismini kesib o'tsa, u holda ekvivalent sxemada EYUK va tok yo'nalishi mos, aks holda esa qarama-qarshi bo'ladi. bunday ekvivalent almashtirish natijasida nochiziqli element chiziqli zanjir shoxobchasiga almashadi va uni hisoblash uchun chiziqli zanjirni hisoblashning an'anaviy usullaridan foydalanishimiz mumkin.

Masala. 25 – rasm, a dagi sxema uchun nochiziqli element va chiziqli qarshilikdagi kuchlanish pasayishlari va zanjirdan o'tayotgan tok topilsin. Quyidagilar berilgan: $U = 230\text{ V}$; $R_1 = 190\text{ Om}$, NE VAXsi 25 – rasm, b da keltirilgan.

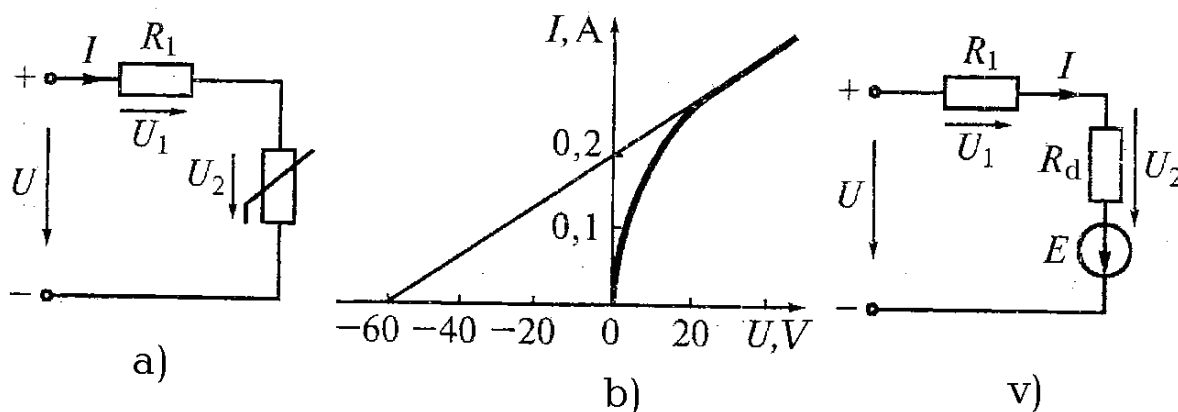
Yechish. NE VAX ishchi qismini to'g'ri chiziqli bilan almashtiramiz (25 – rasm, b). Natijada quyidagini hosil qilamiz:

$$U_2 = E + IR_d$$

bu yerda, $E = -60\text{ V}$; $R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I} = \frac{60}{0,2} = 300\text{ Om}$.

Yuqoridagi almashtirish natijasida 25 – rasm, v da ko'rsatilgan chiziqli zanjirni hosil qilamiz. Kirxgofning 2 - qonuniga ko'ra

$$U = U_1 + U_2 = IR_1 + E + IR_d = 190I - 60 + 300I = 490I - 60.$$



25 – rasm

Bundan

$$I = \frac{U + 60}{490} = \frac{230 + 60}{490} \approx 0,6; \quad U_1 = IR_1 = 0,6 \cdot 190 = 110\text{ V};$$

$$U_2 = -60 + I \cdot 300 = -60 + 0,6 \cdot 300 = 120\text{ V}.$$

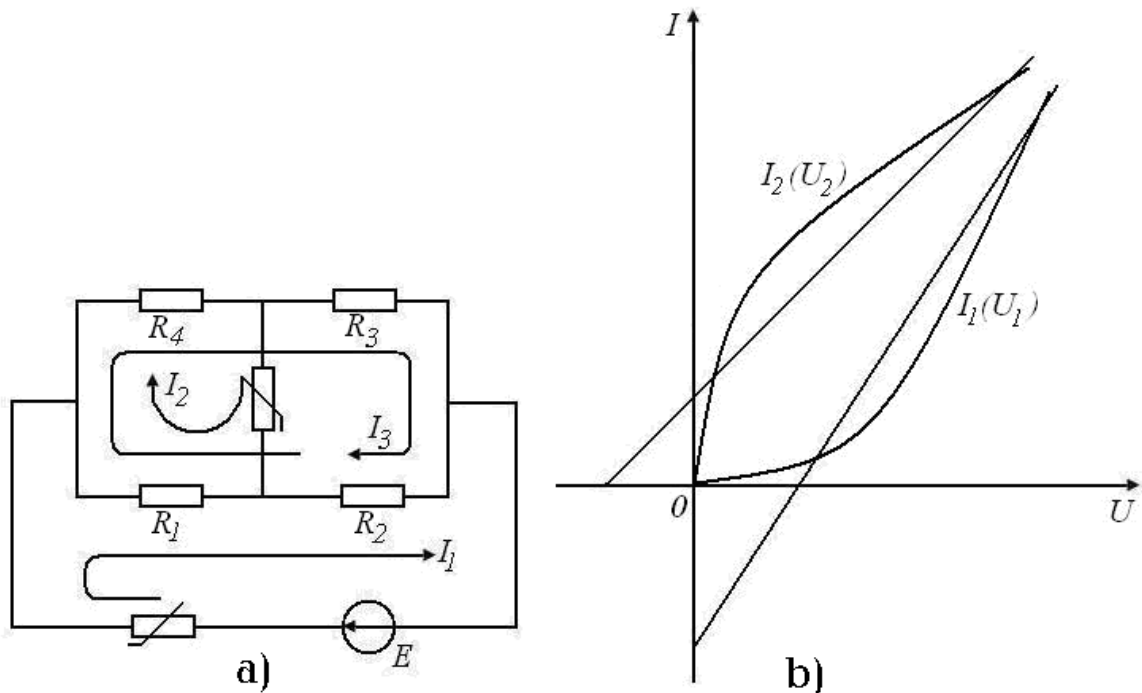
5. Nochiziq elektr zanjirlarini iteratsiya usuli yordamida hisoblash

Shoxobchalangan nochiziq zanjirda manba kuchlanishi, chiziqli qarshiliklar qiymatlari va nochiziq elementlar VAX lari berilgan bo'lib, shoxobchalardagi toklarni topish talab qilinsin. Berilgan zanjirning muvozanat tenglamalari Kirxgof qonunlari asosida tuziladi: $\sum I = 0$; $\sum E = \sum (RI + U)$. Bu tenglamalarda o'zaro VAXlar bilan bog'langan kuchlanishlar va toklar noma'lum kattaliklar hisoblanadi.

Bu masalani yechishni, ya'ni noma'lum toklarni topishni *iteratsiya (ketma-ket yaqinlashish) usuli* yordamida amalga oshirish mumkin. Bu usulga ko'ra avval noma'lum tok va kuchlanishlarning taqribiy qiymatlari topiladi. Buning uchun zanjirdagi har bir nochiziq element chiziqli qarshilik va EYuK bilan almashtiriladi hamda zanjirning muvozanat tenglamalari noma'lum toklarga nisbatan yechiladi. Toklarning aniqlangan qiymatlariga mos keluvchi kuchlanishlar qiymatlari NElar VAXlaridan aniqlanadi. Kuchlanishlar qiymatlari yana zanjirning muvozanat tenglamalariga qo'yilib, ularni birgalikda yechib toklarning yangi qiymatlari topiladi. Bu qiymatlar asosida NElar VAXlaridan yana kuchlanishlarning yangi qiymatlari topiladi va h.k. Bu jarayon to kuchlanishlar va toklar qiymatlari qaytarilib qolguncha davom ettiriladi. Bu usulga ko'ra noma'lum kattalikning haqiqiy qiymatiga hisoblashlar natijasida bosqichma-bosqich yaqinlashib boriladi. Shuning uchun ham bu usul ketma-ket yaqinlashish usuli deb ataladi.

Masala. 26 – rasm, a da berilgan sxemadagi ikkita nochiziq elementning VAXlari 26 – rasm, b da keltirilgan. Ulardagi tok masshtabi $m_I = 0,1 A/mm$, kuchlanish masshtabi esa $m_U = 0,5 B/mm$. Agar

$E = 20 V$, $R_1 = 4 Om$, $R_2 = 1 Om$, $R_3 = 3 Om$, $R_4 = 2 Om$ bo'lsa, nochiziq elementlardagi tok va kuchlanishlarni iteratsiya usuli yordamida aniqlang.



26 - rasm

Yechish. Zanjirdagi kontur toklar shunday tanlanganki, nochiziqliq elementlardagi toklar bevosita kontur toklarga teng. Sxema uchun Kirxgofning 2 - qonuni asosida tenglamalar sistemasini quyidagicha tuzamiz:

$$\begin{aligned}(R_1 + R_2)I_1 - R_1I_2 - (R_1 + R_2)I_3 &= E - U_1, \\ -R_1I_1 + (R_1 + R_4)I_2 + (R_1 + R_4)I_3 &= -U_2, \\ -(R_1 + R_2)I_1 + (R_1 + R_4)I_2 + (R_1 + R_2 + R_3 + R_4)I_3 &= 0,\end{aligned}$$

bu yerda I_1, I_2, I_3 - kontur toklar.

Oxirgi tenglamadan I_3 tokni topib, uni 1- va 2- tenglamalarga qo'yamiz va natijada quyidagi 2 ta tenglamani hosil qilamiz:

$$\begin{aligned}\frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_\Sigma} I_1 - \frac{R_1R_3 - R_2R_4}{R_\Sigma} I_2 &= E - U, \\ -\frac{R_1R_3 - R_2R_4}{R_\Sigma} I_1 + \frac{(R_1 + R_4)(R_2 + R_3)}{R_\Sigma} I_2 &= -U_2.\end{aligned}$$

Chiziqli qarshiliklar va EYuK qiymatlarini qo'yamiz:

$$2,5I_1 - I_2 = 20 - U_1, \quad -I_1 + 2,4I_2 = -U_2.$$

Iteratsiya usuliga ko'ra yechimga birinchi yaqinlashishni topish uchun nochiziqliq elementlar VAXlarini chiziqli qarshiliklar va EYuK lar bilan almashtiramiz va grafiklardan $E_1 = 6 \text{ V}$ va $R_{d1} = 3 \text{ Om}$, $E_2 = 2,5 \text{ V}$, $R_{d2} = 4 \text{ Om}$ ekanligiga ishonch hosil qilamiz. Linearizatsiyalangan NElarda tok va kuchlanishlar quyidagi tenglamalar bilan bog'langan:

$$\begin{aligned}U_1 &= 3I_1 + 6; \\ U_2 &= 4I_2 - 2,5.\end{aligned}$$

Bu ifodalarni Kirxgof 2 - qonuni asosida tuzilgan tenglamalarga qo'yib toklarning 1- taqribiy qiymatlarini topamiz: $I_1 = 2,7 \text{ A}$, $I_2 = 0,81 \text{ A}$.

Toklarning topilgan qiymatlariga VAXlardan $U_1 = 60 \text{ V}$ va $U_2 = 0,8 \text{ V}$ kuchlanishlar mos keladi. Ularni yana tenglamalar sistemasiga qo'yib I_1 va I_2 toklarning yangi qiymatlarini topamiz va h.k. Ketma-ket yaqinlashish natijalari quyidagi jadval ko'rinishida berilgan:

Yaqinlashish tartibi	I_1	U_1	I_2	U_2
1	2,7	16	0,81	0,8
2	2,46	15,4	0,8	0,722
3	2,37	15,2	0,78	0,646
4	2,31	15	0,72	0,593
5	2,3	14,9	0,712	0,588

Jadvaldagi toklar va kuchlanishlar qiymatlaridan ko‘rinib turibdiki, 4 – yaqinlashishdan keyin ularning qiymatlari qaytirila boshladi. Shunday qilib, berilgan zanjir noxiziq elementlaridagi tok va kuchlanishlar quyidagiga teng:

$$U_1 = 14,9 \text{ V}, \quad I_1 = 2,3 \text{ A},$$

$$U_2 = 0,588 \text{ V}, \quad I_2 = 0,715 \text{ A}.$$

Nazorat savollari.

1. Noxiziq zanjirlarni ekvivalent generator usuli yordamida hisoblash tartibini aytib bering.
2. Noxiziq zanjirlar analitik usul yordamida qanday hisoblanadi?
3. Iteratsiya usulining mohiyatini aytib bering.
4. Linearizatsiya usuli qanday tartibda tadbiiq etiladi?
5. Noxiziq zanjirlar grafik usul yordamida qanday hisoblanadi?

4-ma`ruza. Doimiy magnit oqimli magnit zanjirlari.

Reja:

1. Doimiy magnit oqimli magnit zanjirlari haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Magnit zanjirlarining asosiy qonunlari.
3. Elektr va magnit zanjirlaridagi o‘xshashliklar.
4. Shoxobchalangan magnit zanjirlarini hisoblash.

1. Doimiy magnit oqimli magnit zanjirlari haqidagi umumiy ma'lumotlar.

Ferromagnit elementlardan tashkil topgan elektrotexnik qurilmalarda magnit oqimi birlashgan yo‘llar majmuasi magnit zanjirini tashkil etadi. Bunda ferromagnit elementlar magnit singdiruvchanligi yuqori bo‘lgan materiallardan yasaladi va magnit singdiruvchanlik magnit oqimining kattaligiga bog‘liq bo‘lganligi uchun magnit zanjirlari noxiziq zanjirlar turkumiga kiradi.

Agar magnit zanjiri bir xil magnit materialdan yasalgan bo‘lsa, u holda u *bir jinsli magnit zanjiri* deb ataladi. Agar magnit zanjiri turli magnit xossalari materiallardan tashkil topgan bo‘lsa, u holda u *bir jinsli bo‘lmagan magnit zanjiri* deb ataladi. Agar magnit zanjirining istalgan qismida magnit oqimi bir xil qiymatga ega bo‘lsa, u holda bunday zanjir *shoxobchalanmagan magnit zanjiri* deb ataladi. Shoxobchalangan magnit zanjirning turli qismlarida magnit oqimi har xil qiymatga ega bo‘ladi.

Doimiy magnit oqimli magnit zanjirlarini hisoblash avvalgi paragraflarda ko‘rilgan o‘zgarmas tok noxiziq elektr zanjirlarini hisoblashga o‘xshab ketsada, ayrim farqli tomonlari mavjud. Birinchidan, magnit gisterezis hodisasi hisoblashlarga ancha noqulayliklar tug‘diradi. Ikkinchidan, magnit zanjirining uzunligi magnit oqimining taqsimlanishiga keskin ta’sir ko‘rsatadi. Shuning uchun ham magnit zanjirini hisoblashda maydon yoki parametrlari taqsimlangan zanjirlar nazariyalaridan foydalanishga to‘g‘ri keladi.

Umuman olganda, magnit zanjirlarini hisoblashda masalalar ikkita turga ajratiladi. *Birinchi tur masala*: magnit oqimi yoki magnit induksiyasining berilgan qiymatiga ko'ra chulg'amning magnit yurituvchi kuch (MYuK)ini aniqlash. Bu tur masalalar odatda analitik usulda oson yechiladi. *Ikkinchi tur masala birinchisiga teskari*: MYuK ning berilgan qiymatiga ko'ra magnit oqimini aniqlash. Bu tur masalalar deyarli har doim grafik usulda yechiladi. Yechish tartibi quyidagicha: magnit oqimiga ixtiyoriy qiymatlar berilib MYuK qiymatlari topiladi, ya'ni birinchi tur masala yechiladi. Hisoblash natijasiga ko'ra zanjirning veber-amper xarakteristikasi quriladi. Bu egri chiziqdan MYuKning berilgan qiymatiga mos keluvchi magnit oqimining qiymati topiladi.

Fizika kursidan ma'lumki, magnit maydoniga aloqador hodisalar magnit induksiyasi, magnit oqimi, magnit maydoni kuchlanganligi, magnitlanganlik, magnit singdiruvchanlik va boshqa fizik kattalik va parametrlar bilan tavsiflanadi.

Magnit induksiyasi magnit maydonini tavsiflovchi asosiy kattalik bo'lib, magnit maydonida V tezlik bilan harakatlanayotgan q zaradga ta'sir etuvchi kuch bilan aniqlanadi:

$$\underline{F} = q [\underline{V} \cdot \underline{B}].$$

Magnit oqimi quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\Phi = \int_S \underline{B} \cdot d\underline{S}.$$

Bir jinsli ($B = \text{const}$) va magnit kuch chiziqlari S yuzaga perpendikular yo'nalgan maydonda quyidagi tenglik bajariladi:

$$\Phi = BS \text{ yoki } B = \frac{\Phi}{S}.$$

Magnitlanganlik magnit material elementar hajmining magnit momenti bilan aniqlanadi, ya'ni:

$$\underline{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Sigma m}{\Delta V},$$

bu yerda ΔV - elementar hajm, $m = iS$ - tok elementar konturining magnit momenti, i , S - mos ravishda konturning toki va yuzasi.

Magnit maydoni induksiyasi va kuchlanganligi o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$B = \mu\mu_0 H = \mu_a H,$$

bunda μ - materialning nisbiy magnit singdiruvchanligi; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{\mathcal{M}}$ - magnit doimiysi; μ_a - materialning absolut magnit singdiruvchanligi.

2. Magnit zanjirlarining asosiy qonunlari

Magnit zanjirlarini hisoblash quyidagi ikkita qonunga asoslanadi:

1. *Magnit induksiyasi liniyalarining uzluksizligi qonuni*. Matematik jihatdan bu qonun quyidagicha ifodalanadi, ya'ni:

$$\oint_S \underline{B} \cdot d\underline{S} = 0 \text{ yoki } \Sigma \Phi = 0,$$

ya'ni, shoxobchalanmagan magnit zanjirining har bir qismida magnit oqimi bir xil qiymatga ega bo'ladi.

Bu qonun Kirxgofning 1- qonuniga o'xshash bo'lib, unga ko'ra magnit zanjirining istalgan tugunida magnit oqimlarining algebraik yig'indisi nolga teng yoki boshqacha qilib aytganda yopiq sirtga kiruvchi magnit kuch chiziqlar soni undan chiquvchi magnit kuch chiziqlariga teng bo'ladi.

2. *To'la tok qonuni*. Matematik jihatdan bu qonun quyidagicha yoziladi:

$$\oint_l \underline{H} \cdot d\underline{l} = iW = \Sigma F \text{ yoki } \Sigma U_\mu = \Sigma F.$$

Ushbu qonun quyidagicha ta'riflanadi:

«Biror berk kontur bo'ylab magnit yurituvchi kuch (MYuK) shu kontur chegaralab turgan yuza bo'ylab o'tadigan to'la tokka teng yoki boshqacha qilib aytganda magnit zanjirining ixtiyoriy berk konturida MYuK larning algebraik yig'indisi shu konturga tegishli magnit qarshiliklaridagi magnit kuchlanishlar tushuvining algebraik yig'indisiga teng». Bu qonun elektr zanjirlari uchun Kirxgofning 2- qonuniga o'xshash.

Shuni aytib o'tish joizki, magnit zanjirining a va b nuqtalari orasidagi magnit kuchlanish tushuvi deb shu nuqtalar orasidagi magnit maydon kuchlanganligi vektoridan olingan chiziqli integralga aytiladi (27 -rasm), ya'ni:

$$U_{\mu ab} = \int_a^b \underline{H} \cdot d\underline{l}$$

To'la tok qonuniga asosan: $IW = Hl$ yoki undan $H = \frac{IW}{l}$. Bu ifodani yuqoridagi

ifodaga qo'yib, quyidagini hosil qilamiz:

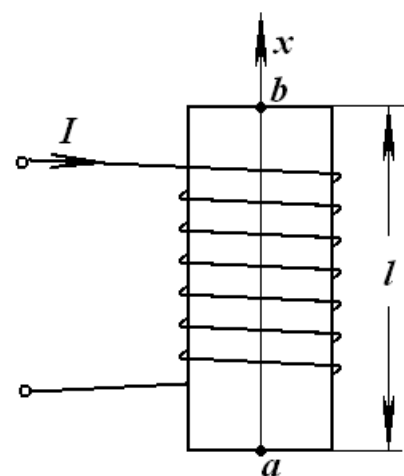
$$U_{\mu ab} = \int_a^b H dl = \int_0^l \frac{IW}{l} dx = IW \quad [A].$$

Agar magnit zanjiri n ta bo'lakchalardan iborat berk konturni tashkil etsa, u holda

$$U_{\mu ab} = \sum_{k=1}^n H_k l_k.$$

3. *Magnit zanjiri uchun Om qonuni*.

Quyidagi magnit zanjirini ko'rib chiqamiz (28 - rasm). Bunda



27-rasm

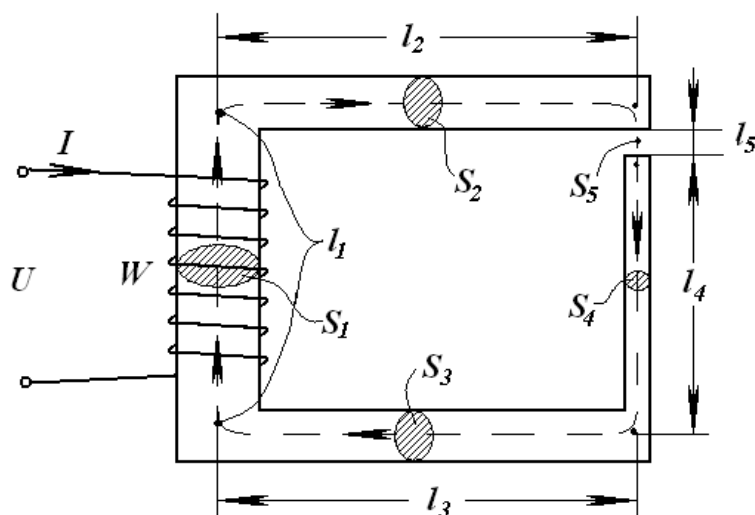
I – o‘ramlar soni W ga teng bo‘lgan chulg‘amdan o‘tayotgan tok; S , l – magnit zanjiri qismining ko‘ndalang kesim yuzasi va uzunligi.

To‘la tok yoki Kirxgofning 2 - qonuniga ko‘ra quyidagilarni yozishimiz mumkin:

$$F = IW = H_1 l_1 + H_2 l_2 + H_3 l_3 + H_4 l_4 + H_5 l_5,$$

bunda $H_1 = \frac{B_1}{\mu\mu_0}$; $H_2 = \frac{B_2}{\mu\mu_0}$; $H_3 = \frac{B_3}{\mu\mu_0}$; $H_4 = \frac{B_4}{\mu\mu_0}$; $H_5 = \frac{B_5}{\mu_0}$ va

$B_1 = \Phi/S_1$; $B_2 = \Phi/S_2$; $B_3 = \Phi/S_3$; $B_4 = \Phi/S_4$; $B_5 = \Phi/S_5$ - magnit zanjirining tegishli bo‘lakchalaridagi maydon kuchlanganligi va induksiyasi.



28-rasm

H va B qiymatlarini yuqoridagi tenglamaga qo‘yamiz:

$$\begin{aligned} IW &= \Phi \frac{l_1}{\mu\mu_0 S_1} + \Phi \frac{l_2}{\mu\mu_0 S_2} + \Phi \frac{l_3}{\mu\mu_0 S_3} + \Phi \frac{l_4}{\mu\mu_0 S_4} + \Phi \frac{l_5}{\mu_0 S_5} = \\ &= \Phi R_{\mu 1} + \Phi R_{\mu 2} + \Phi R_{\mu 3} + \Phi R_{\mu 4} + \Phi R_{\mu 5} = \Phi \Sigma R_{\mu}. \end{aligned}$$

$$\Phi = \frac{IW}{\Sigma R_{\mu}}.$$

So‘ngi ifoda *magnit zanjiri uchun Om qonuni* deb ataladi. $R_{\mu i} = \frac{l_i}{\mu\mu_0 S_i}$ - magnit zanjiri i - bo‘lakchasining *magnit qarshiligi* deb ataladi.

3. Elektr va magnit zanjirlaridagi o‘xshashliklar

Elektr va magnit zanjirlarida ayrim (Om va Kirxgof) qonunlarining o‘xshashligidan, ulardagi ayrim kattaliklarni bir-biri bilan solishtirish natijasida shunday xulosaga kelish mumkinki, unga ko‘ra magnit zanjirini ham xuddi elektr zanjiri singari ekvivalent almashlash sxemalar yordamida tasvirlash mumkin. Umumiy holda elektr va magnit zanjirlaridagi o‘xshashlik (analogiya) ni quyidagi jadval ko‘rinishida ifodalash mumkin:

Elektr zanjiri	Magnit zanjiri
1. EYuK: E [V]	MYuK: $F = IW$ [A]
2. Elektr toki: I [A]	Magnit oqimi: Φ [Vb]
3. Elektr qarshilik: $R_e = \rho \frac{l_e}{S_e}$ [Om]	Magnit qarshilik: $R_\mu = \frac{l_\mu}{\mu\mu_0 S_\mu}$ [1/Gn]
4. Elektr kuchlanish: $U_e = \varphi_1 - \varphi_2$ [V]	Magnit kuchlanish: $U_\mu = Hl$
5. Om qonuni: $I = \frac{U_e}{R_e}$	Om qonuni: $\Phi = \frac{U_\mu}{R_\mu}$
6. Kirxgofning 1-qonuni: $\Sigma I = 0$	Kirxgofning 1-qonuni: $\Sigma \Phi = 0$
7. Kirxgofning 2-qonuni: $\Sigma E = \Sigma U_e$	Kirxgofning 2-qonuni: $\Sigma F = \Sigma U_\mu$

Klassik o'quv adabiyotlarda uchraydigan yuqorida qayd etilgan elektr va magnit zanjirlari o'rtasidagi o'xshashliklar ayrim kamchiliklarga ega. Masalan, o'zgarmas tok elektr zanjiridagi R_e qarshilikda elektr energiya issiqlik energiyasiga aylansa, o'zgarmas magnit oqimli magnit zanjiridagi R_μ qarshilikda energiya magnit maydoni energiyasi ko'rinishda to'planadi, ya'ni R_μ qarshilik reaktiv element vazifasini bajaradi. Elektr zanjirida UI ko'paytma quvvat birligida o'lchansa, magnit zanjirida bu holat bajarilmaydi va hokazo. Demak, elektr va magnit zanjirlaridagi munosabatlar yuqorida qayd etilgan tartibda solishtirilsa, tom ma'nodagi o'xshashlik (analogiya) yuzaga kelmaydi.

Shuning uchun turli (elektr, magnit, mexanik, issiqlik, gidravlik va h.k.) tabiatli zanjirlardagi jarayonlarni bir xil ko'rinishdagi tenglamalar bilan ifodalash maqsadida professor Zaripov M.F. tomonidan quyidagi analogiya mezonlari taklif etilgan.

1. *Energetik mezon*: Har qanday tabiatli zanjirda kuchlanish va tokning ko'paytmasi quvvat birligida o'lchanishi lozim, ya'ni: $UI = P$ [Vt].

2. *Statik mezon*: Har qanday tabiatli zanjirda tokning qarshilikka ko'paytmasi kuchlanishga teng, ya'ni: $IR = U$.

3. *Dinamik mezon*: Har qanday tabiatli zanjirda tok zaradning vaqt bo'yicha hosilasiga teng, ya'ni: $I = \frac{dQ}{dt}$.

Ushbu mezonlarga asoslanib, elektr va magnit zanjirlaridagi o'xshashliklarni quyidagicha ifodalash mumkin:

№	Kattalik va munosabatlar	Zanjirning tabiati	
		Elektr	Magnit
1.	Kuchlanish	$U_e = \varphi_1 - \varphi_2$ yoki E - EYuK [V]	$U_\mu = Hl$ yoki F - MYuK [A]
2.	Tok	$I_e = \frac{dQ_e}{dt}$ [A]	$I_\mu = \frac{d\Phi}{dt}$ [V]
3.	Zarad	Q_e [Kl]	$Q_\mu = \Phi$ [Vb]

4.	Qarshilik	$R_e = \rho_e \frac{l_e}{S_e}$	$R_\mu = G_e = \frac{S_e}{\rho_e l_e}$ - uyurmaviy toklar yo'lidagi elektr o'tkazuvchanlik, [1/Om]
5.	Induktivlik	$L_e = W^2 \mu \mu_0 \frac{S_\mu}{l_\mu}$	$L_\mu = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S_e}{l_e}$ - uyurmaviy toklar yo'lidagi elektr sig'im, [Φ]
6.	Sig'im	$C_e = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{S_e}{l_e}$	$C_\mu = \mu \mu_0 \frac{S_\mu}{l_\mu}$, [Gn]

Ushbu o'xshashliklarga asoslanib, istalgan tabiatli zanjirni bir xil ko'rinishdagi tenglamalar yordamida ifodalash va hisoblash mumkin bo'ladi.

4. Shoxobchalangan magnit zanjirlarini hisoblash

Shoxobchalangan magnit zanjirida bir nechta magnit oqimlari zanjirning ayrim qismlarida o'zaro qo'shilishi yoki ayrilishi mumkin. Bunday zanjirlarni hisoblashda xuddi elektr zanjirlariga o'xshab ular kontur, tugun va shoxobchalarga ajratiladi va ularga nisbatan Om va Kirxgof qonunlari qo'llaniladi.

Shoxobchalangan magnit zanjirlarini hisoblash tartibini 29- rasmda keltirilgan zanjir misolida ko'rib chiqamiz.

Masala. Berilgan magnit zanjiri shoxobchalaridagi magnit oqimlarining qiymatlari aniqlansin. Quyidagilar berilgan:

$$I_1 = 2 \text{ A}, W_1 = 500 \text{ o'ram}, l_1 = 30 \text{ sm}, S_1 = 4 \text{ mm}^2,$$

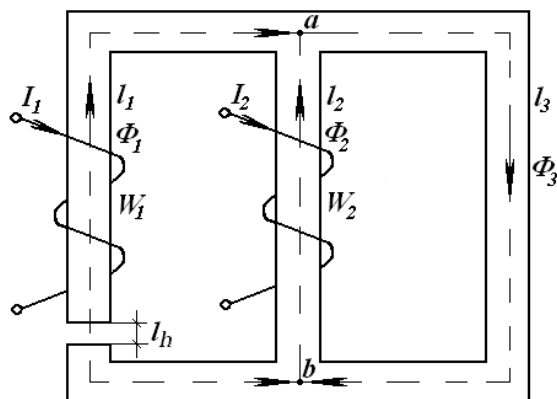
$$I_2 = 5 \text{ A}, W_2 = 150 \text{ o'ram}, l_2 = 20 \text{ sm}, S_2 = 6 \text{ mm}^2,$$

$$l_3 = 30 \text{ sm}, S_3 = 4 \text{ mm}^2, l_h = 1 \text{ mm}.$$

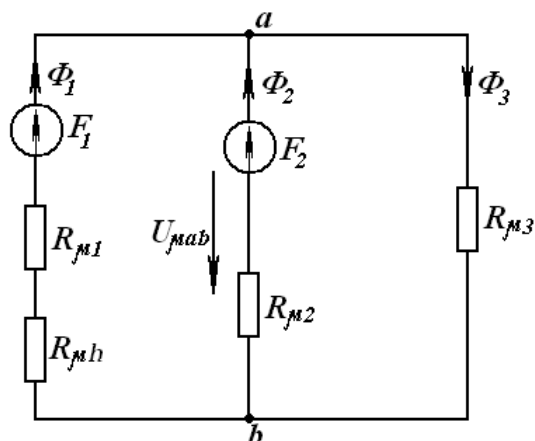
Ferromagnit o'zakning magnit xossasi quyidagi jadval ko'rinishda berilgan magnitlanish egri chizig'i bilan ifodalanadi:

B, Tl	0	0,22	0,75	0,93	1,02	1,14	1,28	1,47	1,53	1,57
H, A/m	0	20	40	60	80	120	200	400	600	800

1. Berilgan zanjirni quyidagi ekvivalent sxema ko'rinishda tasvirlaymiz (30-rasm).



29-rasm



30-rasm

2. $U_{\mu ab}$ kuchlanishni o'zak qismlaridagi MYuK va magnet qarshiligi orqali aniqlaymiz:

$$U_{\mu ab} = F_1 - H_1 l_1 - H_h l_h - \text{o'zakning chap qismi uchun,}$$

$$U_{\mu ab} = F_2 - H_2 l_2 - \text{o'zakning o'rtadagi qismi uchun,}$$

$$U_{\mu ab} = H_3 l_3 - \text{o'zakning o'ng qismi uchun.}$$

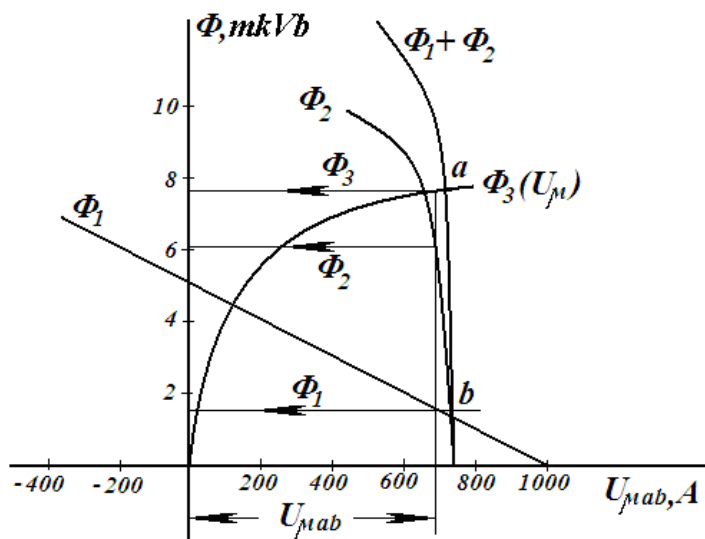
3. Har bir o'zak qismi uchun magnet induksiyasiga ixtiyoriy qiymatlar berib $\Phi = BS$ formula yordamida o'zak qismlaridagi magnet oqimlarini hisoblaymiz.

4. Magnetlanish egri chizig'idan zanjirning ferromagnet qismidagi kuchlanganliklarni aniqlaymiz. Havo oralig'idagi kuchlanganlikni $H_h = 8 \cdot 10^3$ V formula yordamida hisoblaymiz.

5. O'zakning har bir qismi uchun magnet kuchlanishlarni 2-bandda keltirilgan formulalardan foydalanib topamiz.

Hisoblash natijalarini jadval ko'rinishida yozamiz.

6. Bitta koordinatalar sistemasiga $\Phi_1 = f(U_{\mu ab})$, $\Phi_2 = f(U_{\mu ab})$, $\Phi_3 = f(U_{\mu ab})$ egri chiziqlar grafiklarini quramiz va Φ_1 va Φ_2 grafiklar ordinatalarini o'zaro qo'shish natijasida $\Phi_1 + \Phi_2 = f(U_{\mu ab})$ ni hosil qilamiz (30 - rasm).



31-rasm

7. Magnit zanjir uchun Kirxgofning 1-qonuni bajariladigan $\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_3$ a nuqtani topamiz va undan abssissa o'qiga ab perpendikular tushiramiz. Bu perpendikularning abssissa o'qi bilan kesishgan nuqtasi berilgan zanjir uchun $U_{\mu ab}$ kuchlanishning haqiqiy qiymatiga teng bo'ladi. To'g'ri chiziqning magnit oqimlari grafiklari bilan kesishgan nuqtalari esa magnit oqimlarining haqiqiy qiymatlarini beradi:

$$\Phi_1 = 1,3 \text{ mkVb}, \Phi_2 = 6 \text{ mkVb}, \Phi_3 = 7,3 \text{ mkVb}.$$

Nazorat savollari.

1. Magnit zanjirlar qanday hisoblanadi?
2. Magnit zanjirlarlarni elektr zanjirlarni hisoblashdagiga nisbatan murakkabligi nimada?
3. Magnit maydonini tavsiflovchi asosiy kattaliklarni, ularni fizik ma'nosi va o'lchov birliklarini aytib bering.

5-ma'ruza. O'zgaruvchan tok nochiziq elektr zanjirlari

Reja:

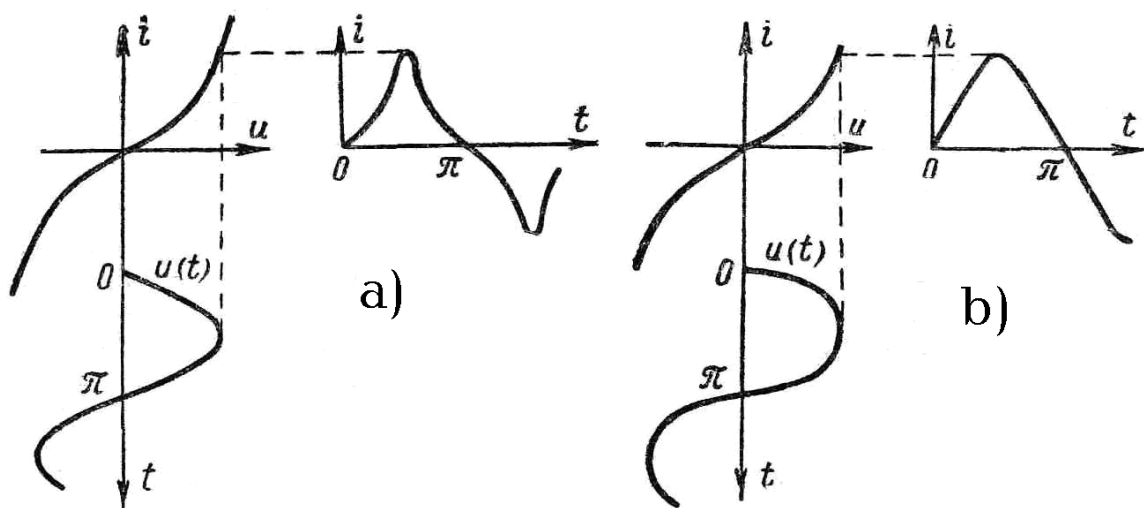
1. O'zgaruvchan tok nochiziq elektr zanjirlari haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Nochiziqli xarakteristikalarini approksimatsiyalash.
3. Ekvivalent linearizatsiya usuli.
4. O'zgaruvchan tok zanjirlarida nochiziqli sig'im.
5. O'zgaruvchan tokni nochiziq elementlar yordamida to'g'rilash

1. O'zgaruvchan tok nochiziq elektr zanjirlari haqidagi umumiy ma'lumotlar.

Avvalgi paragraflarda aytib o'tilganidek, nochiziq qarshilik chiziqli qarshilikdan quyidagi umumiy xossalari bilan tubdan farq qiladi:

- 1) *VAXning bir bo'lagidan boshqa bo'lagiga o'tganda statik va dinamik qarshiliklar qiymatlari o'zgarishsiz saqlanmaydi;*
- 2) *statik va dinamik qarshiliklar umumiy holda bir-biriga teng emas (ular VAXning ayrim nuqtalari va bo'laklarida bir xil bo'lishi mumkin);*
- 3) *nozichiq element nosimmetrik xarakteristikaga ega bo'lishi mumkin: qarshilikning qiymati elementga berilgan kuchlanish ishorasiga bog'liq bo'ladi, boshqacha qilib aytganda, nochiziq element ventilyususiyyatiga ega bo'ladi.*

Nochiziq elementlarning o'zgarmas va o'zgaruvchan toklarda olingan xarakteristikalarini ko'pchilik hollarda bir-biridan tubdan farq qiladi. Ammo ayrim guruh nochiziq elementlarda VAX, kulon-volt va veber-amper xarakteristikalar o'zgarmas va o'zgaruvchan toklarda bir xil bo'ladi. Bunday nochiziq elementlar *noinersion nochiziq elementlar* deb ataladi. Shu nuqtai nazardan o'zgaruvchan tok zanjiridagi nochiziq elementlar aktiv, induktiv va sig'im elementlarga bo'linadi. Bu elementlarning har biri *boshqarilmaydigan* va *boshqariladigan* turlarga bo'linadi.



32-rasm

Nochiziq va nosimmetrik VAXli element yordamida o'zgaruvchan tokni to'g'rilash, ya'ni o'zgarmas tokka o'zgartirish, signalni modulyatsiyalash yoki demodulyatsiyalash mumkin. Simmetrik xarakteristikaga ega bo'lgan nochiziq reaktiv elementlar yordamida chastotani ko'paytirish, kuchlanishni mutadillash va boshqa amallarni bajarish mumkin.

Agar noinersion nochiziq elementga sinusoidal kuchlanish berilsa, u holda xarakteristikaning nochiziqligi tufayli elementlardan o'tadigan tok nosinusoidal bo'ladi (32-rasm, a). O'z navbatida nochiziq element orqali sinusoidal tok o'tkazilsa, undagi kuchlanish tushuvi nosinusoidal bo'ladi (32-rasm, b). Shunday qilib, aytish mumkinki, nochiziq element nosinusoidal kuchlanish va tok manbai bo'lib xizmat qilishi mumkin.

Ayrim nochiziq qarshiliklarda xarakteristikaning nochiziqligi elementni tokdan qizishi natijasida undagi haroratning o'zgarishi tufayli yuz beradi. Haroratning o'zgarishi inersion jarayon bo'lganligi sababli nisbatan kichik ($f=50$ Gs) chastotalarda ham nochiziq elementning harorati va qarshiligi o'zgaruvchan tok davri mobaynida o'zgarmay qoladi. Shuning uchun ham kuchlanish va tok oniy qiymatlari orasidagi bog'lanish chiziqli bo'lib, ularning ta'sir etuvchi qiymatlari orasidagi bog'lanish esa nochiziq bo'ladi. Bunday nochiziq elementlar *inersion elementlar* deyilib, ularga cho'g'lanish lampasi, baretterlar, yarim o'tkazgichli termoqarshiliklar va boshqalar kiradi.

2. Nochiziq xarakteristikalarini approksimatsiyalash

Nochiziq element VAXsini analitik funksiya bilan ifodalash approksimatsiyalash deb ataladi. Xarakteristikani aniq approksimatsiyalash uni ifodalovchi analitik funksiyaning murakkablashtiradi. Shuning uchun amalda soddaroq analitik funksiyalardan foydalaniladi. Bularga darajali polinom, ko'rsatkichli funksiya, bo'laklab - chiziqli approksimatsiyalash va boshqalar kiradi.

1. Darajali polinom yordamida approksimatsiyalash. Bunda $i = f(u)$ bog'lanish uzluksiz va $f'(u_0)$, $f''(u_0)$ va hokazo hosilalari mavjud bo'lganda u Teylor yoki Makloren qatoriga yoyiladi. Qatorning hadlari qancha ko'p bo'lsa, u berilgan xarakteristikani shuncha aniq ifodalaydi. Ko'pincha, hisoblashlarda 3 – darajali had bilan chegaralaniladi. Masalan, agar xarakteristikasi 3 – darajali polinom bilan approksimatsiyalangan nochiziqliq elementga $u = U_m \sin \omega t$ kuchlanish berilgan bo'lsa, u holda elementdan o'tayotgankok quyidagicha aniqlanadi:

$$i = a_0 + a_1 U_m \sin \omega t + a_2 U_m^2 \sin^2 \omega t + a_3 U_m^3 \sin^3 \omega t.$$

Bu ifodadagi $\sin^2 \omega t$ va $\sin^3 \omega t$ o'rniga tegishli trigonometrik ayniyatlarni qo'yib

$$i = \left(a_0 + \frac{a_2 U_m^2}{2} \right) + \left(a_1 U_m + \frac{3}{4} a_3 U_m^3 \right) \sin \omega t - \frac{1}{2} a_2 U_m^2 \cos 2\omega t - \frac{1}{4} a_3 U_m^3 \sin 3\omega t.$$

2. Ko'rsatkichli funksiya yordamida approksimatsiyalash. Ayrim hollarda, nochiziqliq element xarakteristikasini ko'rsatkichli funksiya bilan approksimatsiyalash qulay bo'ladi. Masalan, yarim o'tkazgichli diod VAXsi quyidagi analitik funksiya bilan ifodalash mumkin:

$$i = a(e^{bu} - 1),$$

bu yerda a va b - o'zgarmas sonlar.

Matematika kursidan ma'lumki, ko'rsatkichli funksiya qatorga quyidagicha yoyiladi:

$$e^{bu} = 1 + \frac{bu}{1!} + \frac{(bu)^2}{2!} + \frac{(bu)^3}{3!} + \dots$$

Nochiziqliq elementdagi tok:

$$i = a(e^{bu} - 1) = a \left(\frac{bu}{1!} + \frac{(bu)^2}{2!} + \frac{(bu)^3}{3!} + \dots \right).$$

Agar $u = U_m \sin \omega t$ bo'lsa, u holda:

$$i = a \left(b U_m \sin \omega t + \frac{b^2 U_m^2}{2!} \sin^2 \omega t + \frac{b^3 U_m^3}{3!} \sin^3 \omega t + \dots \right).$$

Trigonometrik ayniyatlardan foydalanib va 3 – darajali had bilan chegaralanib, tok uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$i = A_0 + A_1 \sin \omega t + A_2 \cos 2\omega t + A_3 \sin 3\omega t.$$

3. *Bo‘laklab – chiziqli approksimatsiyalash.* Bu usul berilgan nochiziqli xarakteristikani bir yoki bir nechta siniqli chiziqlar bilan almashtirishga asoslangan. Bunday almashtirish zanjirni chiziqli tenglamalar yordamida ifodalash va hisoblash imkonini beradi. Xarakteristikaning har bir chiziqli bo‘lagi uchun chiziqli tenglama tuziladi. Bunda har bir bo‘lak oxiridagi kattalik keyingi bo‘lakning boshlanish kattaligi bo‘lib xizmat qiladi.

Bo‘laklab-chiziqli approksimatsiyalash nochiziqli zanjirlardagi turg‘un va o‘tkinchi jarayonlarni hisoblashda foydalaniladi.

3. Ekvivalent linearizatsiya usuli

Agar tadqiq qilinayotgan nochiziqli zanjirda nochiziqli elementlar xarakteristikalarining nochiziqlik darajasi nisbatan kichik, ya’ni yuqori garmonikalarning ulushi kam bo‘lsa, u holda bunday zanjirning nochiziqli elementlari linearizatsiya qilinishi mumkin.

Zanjirdagi nochiziqli element garmonik yoki energetik balans prinsipi asosida ekvivalent chiziqli element bilan almashtirilishi mumkin. Bunda ikkala elementdan ham bir xil $i = I_m \sin \omega t$ sinusoidal tok o‘tadi, deb hisoblanadi.

Ekvivalent chiziqli elementni garmonik balans prinsipi asosida tanlashda nochiziqli elementdagi kuchlanish asosiy garmonikasining amplitudasi chiziqli elementdagi kuchlanish amplitudasiga teng qilib olinadi.

Energetik balans prinsipiga ko‘ra esa ekvivalent chiziqli qarshilik yoki energiya to‘plovchi elementni tanlashda chiziqli va nochiziqli elementlardagi aktiv yoki mos reaktiv quvvatlar teng qilib olinadi.

Shu narsaga etibor berish joizki, ikkala prinsip ham bir xil natija beradi.

1. Ekvivalent chiziqli qarshilik. Garmonik balans prinsipiga ko‘ra:

$$\frac{2}{T} \int_0^T u_R \sin \omega t dt = RI_m,$$

bu yerda $\frac{2}{T} \int_0^T u_R \sin \omega t dt$ - nochiziqli elementdagi kuchlanish asosiy garmonikasining amplituda qiymati; RI_m - ekvivalent chiziqli qarshilikdagi sinusoidal kuchlanish amplitudasi; $u_R = f(i)$ - $i = I_m \sin \omega t$ tokning funksiyasi.

Energetik balans prinsipiga ko‘ra:

$$\frac{I_m}{T} \int_0^T u_R \sin \omega t dt = \frac{RI_m}{2},$$

bunda $\frac{I_m}{T} \int_0^T u_R \sin \omega t dt$ nohiziq qarshilikdagi aktiv quvvat; $\frac{RI_m}{2}$ - ekvivalent chiziqli qarshilikdagi aktiv quvvat.

Zanjirdagi nohiziq qarshilik xarakteristikasi $u_R(i) = a_1 i + a_2 i^3$ ikki hadli toq polinom ko'rinishida berilgan bo'lsin ($a_1 \gg a_2$). Nohiziq qarshilikdagi tok $i = I_m \sin \omega t$ bo'lganda

$$\begin{aligned} u_R(i) &= a_1 I_m \sin \omega t + a_2 I_m^3 \sin^3 \omega t = \\ &= \left(a_1 I_m + \frac{3a_2}{4} I_m^3 \right) \sin \omega t - \frac{a_2}{4} I_m^3 \sin 3\omega t. \end{aligned}$$

Yuqoridagi tenglikdagi asosiy garmonika amplitudasini RI_m ga tenglab, ekvivalent chiziqli qarshilik qiymatini topamiz, yani:

$$R = a_1 + \frac{3a_2}{4} I_m^2.$$

Bu natijani energetik balans prinsipi asosida ham hosil qilishimiz mumkin.

2. *Ekvivalent chiziqli induktivlik.* Garmonik balans prinsipiga ko'ra nohiziq induktivlikdagi kuchlanish asosiy garmonikasi kosinus tashkil etuvchisining (bunda tok sinusoidal qonuniyat bilan o'zgaradi, deb qabul qilinadi) amplitudasi chiziqli induktivlikdagi kuchlanish amplitudasiga teng bo'lish lozim, yani

$$\frac{2}{T} \int_0^T u_L \cos \omega t dt = \omega L I_m.$$

Energetik balans prinsipiga ko'ra esa nohiziq va ekvivalent chiziqli induktivliklarga esa bir xil reaktiv quvvat berilishi lozim, yani

$$\frac{I_m}{T} \int_0^T u_L \cos \omega t dt = \frac{\omega L I_m^2}{2}.$$

Yuqoridagi ikkala tenglamadan ham bir xil natija hosil bo'ladi. Unga ko'ra ekvivalent induktivlik:

$$L = \frac{1}{\pi I_m} \int_0^T u_L \cos \omega t dt.$$

Aytaylik, zanjirdagi nohiziq induktiv elementning xarakteristikasi $\Psi(i) = b_1 i - b_2 i^3$ analitik ifoda bilan aniqlansin, bu yerda $b_1 \gg b_2$.

Tok $i = I_m \sin \omega t$ bo'lganda

$$\Psi(i) = \left(b_1 I_m - \frac{3b_2 I_m^3}{4} \right) \sin \omega t + \frac{b_2 I_m^3}{4} \sin 3\omega t$$

va nohiziqliq induktiv elementdagi kuchlanish quyidagicha bo‘ladi:

$$u_L = \frac{d\Psi(i)}{dt} = \omega \left(b_1 I_m - \frac{3b_2 I_m^3}{4} \right) \cos \omega t + \frac{3\omega b_2 I_m^3}{4} \cos 3\omega t.$$

Asosiy garmonika amplitudasini $\omega L I_m$ ga tenglashtirib, ekvivalent chiziqli induktivlikni I_m funksiyasi ko‘rinishida aniqlaymiz:

$$L = b_1 - \frac{3b_2}{4} I_m^2.$$

Bu natijani energetik balans prinsipiga ko‘ra ham hosil qilishimiz mumkin.

3. *Ekvivalent chiziqli sig‘im.* Garmonik balans prinsipiga ko‘ra chiziqli sig‘im quyidagi shart asosida aniqlanadi:

$$\frac{2}{T} \int_0^T u_C \cos \omega t dt \frac{I_m}{2} = \frac{1}{\omega C} \frac{I_m^2}{2}.$$

Bu tengliklardan:

$$C = \frac{TI_m}{2\omega \int_0^T u_C \cos \omega t dt}.$$

Nohiziqliq sig‘im elementi $u_C = c_1 q + c_2 q^3$ ($c_1 \gg c_2$) xarakteristikaga ega bo‘lsin. Agar bu elementdan o‘tayotgan tok $i = I_m \sin \omega t$ bo‘lsa, u holda

$$q = \int i dt = -\frac{I_m}{\omega} \cos \omega t$$

$$u_C = -\left(\frac{C_1}{\omega} I_m + \frac{3C_2}{4\omega^3} I_m^3 \right) \cos \omega t = \frac{C_2 I_m^3}{4\omega^3} \cos 3\omega t.$$

Asosiy garmonika amplitudasini $\frac{1}{\omega C} I_m$ ga tenglab, ekvivalent chiziqli sig‘imni topamiz:

$$C = \frac{1}{C_1 + \frac{3C_2}{4\omega^2} I_m^2}.$$

Shuni takidlab o‘tish lozimki, ekvivalent chiziqli qarshilik, induktivlik va sig‘imning qiymatlari mos nohiziqliq element differensial qarshilik, induktivlik va sig‘imning minimal va maksimal qiymatlari oralig‘ida o‘zgaradi. Masalan, nohiziqliq

qarshilikda $i = 0$ da $R_d(0) = \frac{du_R}{di}(0) = a_1$ va $i = I_m$ da

$R_d(I_m) = \frac{du_R}{di}(I_m) = a_1 + 3a_2 I_m^2$ larga teng bo'lsa, ekvivalent chiziqli qarshilik

$R_d(0) < R < R_d(I_m)$ oraliqdagi qiymatga teng bo'ladi.

Shoxobchalangan nochiziqli zanjirlarni ekvivalent linearizatsiya usuli yordamida hisoblash kompleks shaklda yozilgan tenglamalar sistemasini yechishni talab qiladi.

Bunday hollarda asosiy garmonikalar usuli yordamida hisoblash ancha qulay bo'lib, hisoblash tartibi quyidagicha: nochiziqli elementdan o'tayotgan tok asosiy garmonikasining amplitudasi I_{1m} ga ixtiyoriy qiymat berilib, nochiziqli element xarakteristikasi (grafigi) dan I_{1m} tokka mos keluvchi U_{1m} kuchlanishning amplituda qiymati topiladi va asosiy garmonika uchun zanjirning vektor diagrammasi quriladi. Vektor diagrammadan zanjir kirishidagi kuchlanish asosiy garmonikasining amplitudasi topiladi. Yuqorida qayt etilgan amallar I_{1m} ning yana bir nechta ixtiyoriy qiymatlari uchun bajariladi va $U_{1m}(I_{1m})$ xarakteristika quriladi hamda undan U_{1m} ning berilgan qiymatiga mos keluvchi I_{1m} qiymati aniqlanadi.

4. O'zgaruvchan tok zanjirlarida nochiziqli sig'im

Agar kondensator qoplamalari orasidagi izolyatsion materialning dielektrik singdiruvchanligi elekt maydoni kuchlanganligiga bog'liq bo'lsa, u holda kondensator sig'imi ham undagi kuchlanishga bog'liq bo'ladi. Ko'pchilik hollarda kondensator zaradi undagi kuchlanish bilan nochiziqli bog'langan bo'ladi.

$\varepsilon = f(E)$ bog'lanish birinchi marta segnetik tuz ($NaKC_4H_4O_6$) da kuzatilganligi bois, bu xossaga ega bo'lgan dielektriklar *segnetoelektriklar* deb nom olgan. $q(u)$ bog'lanishning xarakteri ferromagnit o'zakli induktiv g'altakdagi $\Psi(i)$ bog'lanishga o'xshab ketadi.

Kondensatorga davriy o'zgaruvchan kuchlanish berilganda $q(u)$ bog'lanish gesterezis sirtmog'ini hosil qiladi. Bunda sirtmoqning yuzasi dielektrikda bir sikldagi energiya isrofiga proporsional bo'ladi.

$q(u)$ bog'lanish gesterezis sirtmog'i ko'rinishida bo'lganligi sababli kondensatorning elektr almashlash sxemasi faqat uning sig'imi bilan aniqlanmay, balki unga parallel ulangan va dielektrikdagi isroflarni belgilovchi qarshilik bilan ham aniqlanadi.

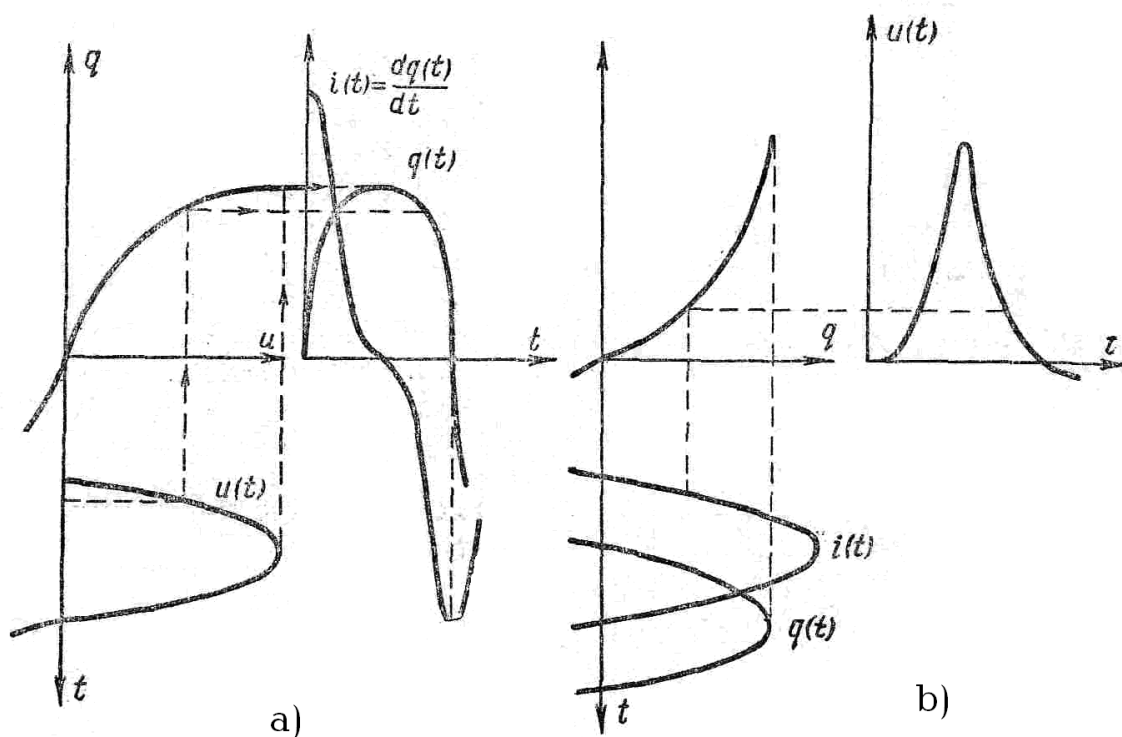
Bu sxemaga quyidagi differensial tenglama mos keladi:

$$i = \frac{dq}{dt} + \frac{1}{R}u.$$

Ferromagnit o'zakli induktiv g'altakda bu bog'lanish $u = \frac{d\Psi}{dt} + Ri$ ko'rinishda bo'ladi.

Yuqorida keltirilgan ikkita tenglamadan ko'rinib turibdiki, nochiziqlik sig'im va induktiv elementlar o'zaro *dual zanjirlar* sifatida qaralishi mumkin.

Agar nochiziqlik sig'im elementiga sinusoidal kuchlanish berilsa, u holda undagi tok nosinusoidal bo'lib, tarkibida toq garmonikalar mavjud bo'ladi va ayniqsa uchinchi garmonikaning ta'siri sezilarli bo'ladi (33- rasm, a). Tok egri chizig'ini qurish tartibi quyidagicha: avval berilgan $q(u)$ xarakteristika bo'yicha $q(t)$ egri chiziq quriladi, keyin esa $i = \frac{dq}{dt}$ bo'yicha $q(t)$ egri chiziqni grafik integrallash orqali $i(t)$ grafik quriladi.



33-rasm

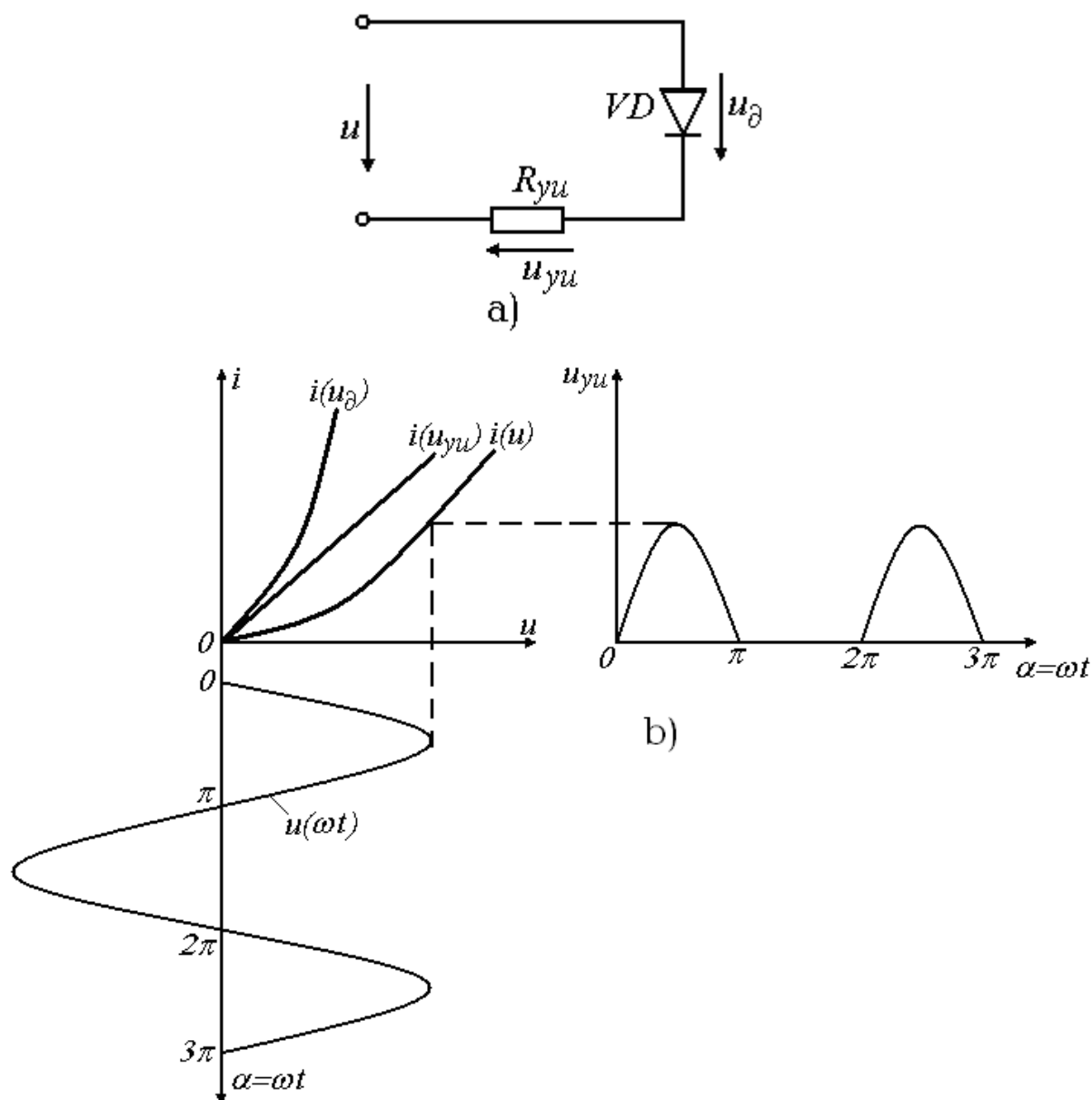
Agar nochiziqlik sig'im orqali sinusoidal tok o'tkazilsa, u holda undagi nosinusoidal kuchlanish tarkibida uchinchi garmonikaning tasiri katta bo'ladi. Kuchlanish egri chizig'ini qurish 33-rasm, b da ko'rsatilgan. Nochiziqlik sig'im elementlari yordamida chastota uchlantirgich sxemalarini hosil qilish mumkin.

5. O'zgaruvchan tokni nochiziqlik elementlar yordamida to'g'rilash

O'zgaruvchan tokni to'g'rilash, ya'ni uni o'zgarmas tokka o'zgartirish nochiziqlik rezistiv element – ventil yordamida amalga oshiriladi. Ventil – to'g'ri yo'nalishda juda kichik qarshilikka va tokning teskari yo'nalishida esa juda ham kichik o'tkazuvchanlikka ega.

So‘ngi yillarda to‘g‘rilagich sxemalarida asosan yarim o‘tkazgichli diodlardan foydalanilmoqdi.

1. *Yarim davrli to‘g‘rilagich.* To‘g‘rilagich sxemasi 34 – rasm, a da keltirilgan bo‘lib, u ideal VAXga ega yarim o‘tkazgichli ventil-diod va chiziqli qarshilikli yuklama R_{yu} dan iborat. Sxema $u = U_m \sin \omega t$ sinusoidal kuchlanish manbaiga ulangan.



34 – rasm

Agar teskari yo‘nalishda diod orqali o‘tadigan tok nolga teng bo‘lsa, u holda R_{yu} yuklamadan faqat musbat yarim davr mobaynida tok o‘tadi. Yuklamadan o‘tadigan to‘g‘rilangan tok shaklini grafik usulda hosil qilish 34–rasm, b da ko‘rsatilgan.

Diodning to‘g‘ri yo‘nalishdagi qarshiligi VAXning tikligiga bog‘liq bo‘ladi. Hisoblashlarni osonlashtirish maqsadida diod xarakteristikasi koordinata boshidan va dioddan o‘tadigan maksimal tokka mos keluvchi nuqtadan o‘tadigan to‘g‘ri chiziq bilan almashtiriladi, ya’ni VAX ma’lum darajada chiziqlashtiriladi.

Yarim davrli to‘g‘rilagich yuklamasidagi tok davriy nosinusoidal bo‘lib, uning doimiy tashkil etuvchisi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$I_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} I_m \sin \omega t d\omega t = \frac{I_m}{\pi}.$$

Ta'sir etuvchi qiymat esa:

$$I = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} I_m^2 \sin^2 \omega t d\omega t} = \frac{I_m}{2}.$$

To'g'rilagich sxemasiga manbadan berilayotgan aktiv quvvat:

$$P = (R_{\partial} + R_{yu}) I^2 = \frac{R_{\partial} + R_{yu}}{4} I_m^2,$$

bu yerda R_{∂} - diodning to'g'ri yo'nalishdagi tokka qarshiligi.

Zanjirning to'la quvvati

$$S = UI = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \frac{I_m}{2} = \frac{(R_{\partial} + R_{yu})}{\sqrt{2}} I_m \frac{I_m}{2} = \frac{R_{\partial} + R_{yu}}{2\sqrt{2}} I_m^2.$$

Zanjir uchun quvvat koeffitsiyenti $\frac{P}{S} = \frac{\sqrt{2}}{2} = 0,707$ ning birdan kichikligiga sabab zanjirda reaktiv quvvat paydo bo'lganligidan emas, balki, tok tarkibida yuqori garmonikalar paydo bo'lishi natijasida buzilish quvvatining yuzaga kelishidir. Zanjirdagi kuchlanish va tok shakllarining bir xil emasligi natijasidagi buzilish quvvati quyidagicha aniqlanadi:

$$T = \sqrt{S^2 - Q^2 - P^2} = \frac{R_{\partial} + R_{yu}}{4} I_m^2.$$

To'g'rilagich sxemasi chiqishi(yuklama)dagi foydali quvvat:

$$P_{yu} = R_{yu} I_0^2 = \frac{R_{yu}}{\pi^2} I_m^2.$$

To'g'rilagich sxemasining foydali ish koeffitsiyenti quyidagi koeffitsiyent orqali baholanadi:

$$\eta = \frac{P_{yu}}{P} 100\% = \frac{4R_{yu}}{\pi^2(R_{\partial} + R_{yu})} 100\% = \frac{1}{1 + \frac{R_{\partial}}{R_{yu}}} 40,6\%.$$

Masala. Qarshiliklari $R = 25 \text{ Om}$ bo'lgan chiziqli rezistor, $R_H = 500 \text{ Om}$ bo'lgan yuklama va ideal diod o'zaro ketma-ket ulangan hamda $e = 950 \sin 314t$ EYuK manbaidan ta'minlanmoqda. Yuklamadagi kuchlanish o'zgarma tashkil etuvchisini va aktiv quvvatni toping.

Yechish. Manba EYuKning musbat yarim davrida yuklamadagi kuchlanish oniy qiymati:

$$u_{yu} = \frac{R_{yu}}{R + R_{yu}} e = \frac{500}{250 + 500} 950 \sin 314t = 632 \sin \alpha \quad (0 < \alpha < \pi).$$

Kuchlanishning doimiy tashkil etuvchisi

$$U_{yu(0)} = U_{yu(o'r)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_{yu} d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} 632 \sin \alpha d\alpha = \frac{632}{\pi} \approx 200 \text{ V}.$$

Yuklamadagi aktiv quvvat

$$P = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{U_{yu}^2}{R_{yu}} d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{632^2}{500} \sin^2 \alpha d\alpha =$$

$$= \frac{800}{2\pi} \int_0^{\pi} \sin^2 \alpha d\alpha = \frac{800}{4\pi} \int_0^{\pi} (1 - \cos 2\alpha) d\alpha =$$

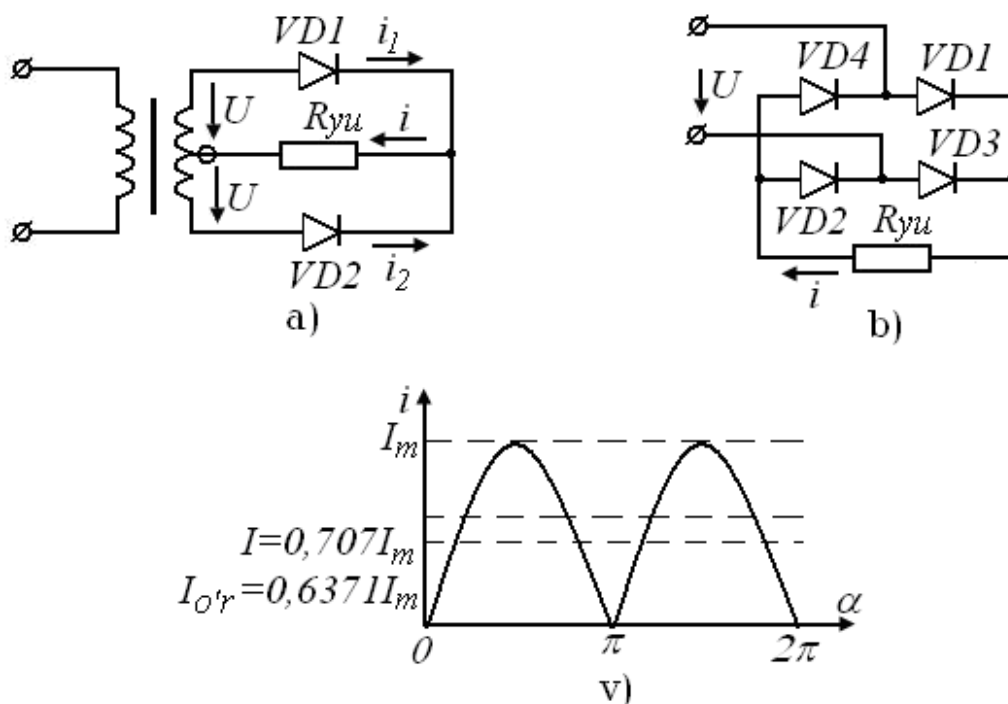
$$\frac{200}{\pi} \int_0^{\pi} d\alpha - \frac{200}{\pi} \int_0^{\pi} \cos 2\alpha d\alpha = 200 - \frac{200}{2\pi} (0 - 0) = 200 \text{ Vt}.$$

2. *Ikkita yarim (to'liq) davrli to'g'rilagich.* O'zgaruvchan tokni to'g'rilash jarayonida ikkala yarim davr mobaynida ham yuklamadan tok o'tishini ta'minlash hamda to'g'rilangan tok o'rtacha qiymatini oshirish maqsadida ikkita (nol chiqishli sxema) yoki to'rtta (ko'prik sxema) diodli to'g'rilagich sxemalaridan foydalaniladi (35 – rasm, a va b).

Ikkita diodli sxemada sinusoidal kuchlanishning birinchi yarim davrida bitta diod ochiq, ikkinchisi – yopiq, ikkinchi yarim davrda esa aksincha. Shuning uchun ham yuklamada manba kuchlanishining ikkala yarim davrida ham yuklamadan bitta yo'nalishda tok o'tadi (35 – rasm, v). Bu tokning o'rtacha va ta'sir etuvchi qiymatlari quyidagilarga teng:

$$I_{o'r} = I_0 = \frac{2}{\pi} I_m = 0,637 I_m, \quad I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = 0,707 I_m,$$

bu yerda $I_m = \frac{U_m}{R_{\partial} + R_{yu}}$ bo'lib, to'g'rilangan tok doimiy tashkil etuvchisi bitta yarim davrli to'g'rilagich sxemasidagidan ikki marta katta.



35 – rasm

Bu sxema uchun yuklamadagi aktiv quvvat $P_{yu} = R_{yu} I_{o'r}^2 = R_{yu} \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 I_m^2$ ifoda bilan, to'g'rilagichga berilayotgan aktiv quvvat esa quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$P = (R_{\partial} + R_{yu}) I^2 = (R_{\partial} + R_{yu}) \frac{I_m^2}{2}.$$

To'g'rilagich sxemasining samarasi:

$$\eta = \frac{P_{yu}}{P} 100\% = \frac{8R_{yu}}{\pi^2 (R_{\partial} + R_{yu})} 100\% = \frac{1}{1 + \frac{R_{\partial}}{R_{yu}}} 81,2\%.$$

$\frac{R_{\partial}}{R_{yu}} \rightarrow 0$ da $\eta \rightarrow 81,2\%$. η ko'effitsiyentni yanada oshirish uchun

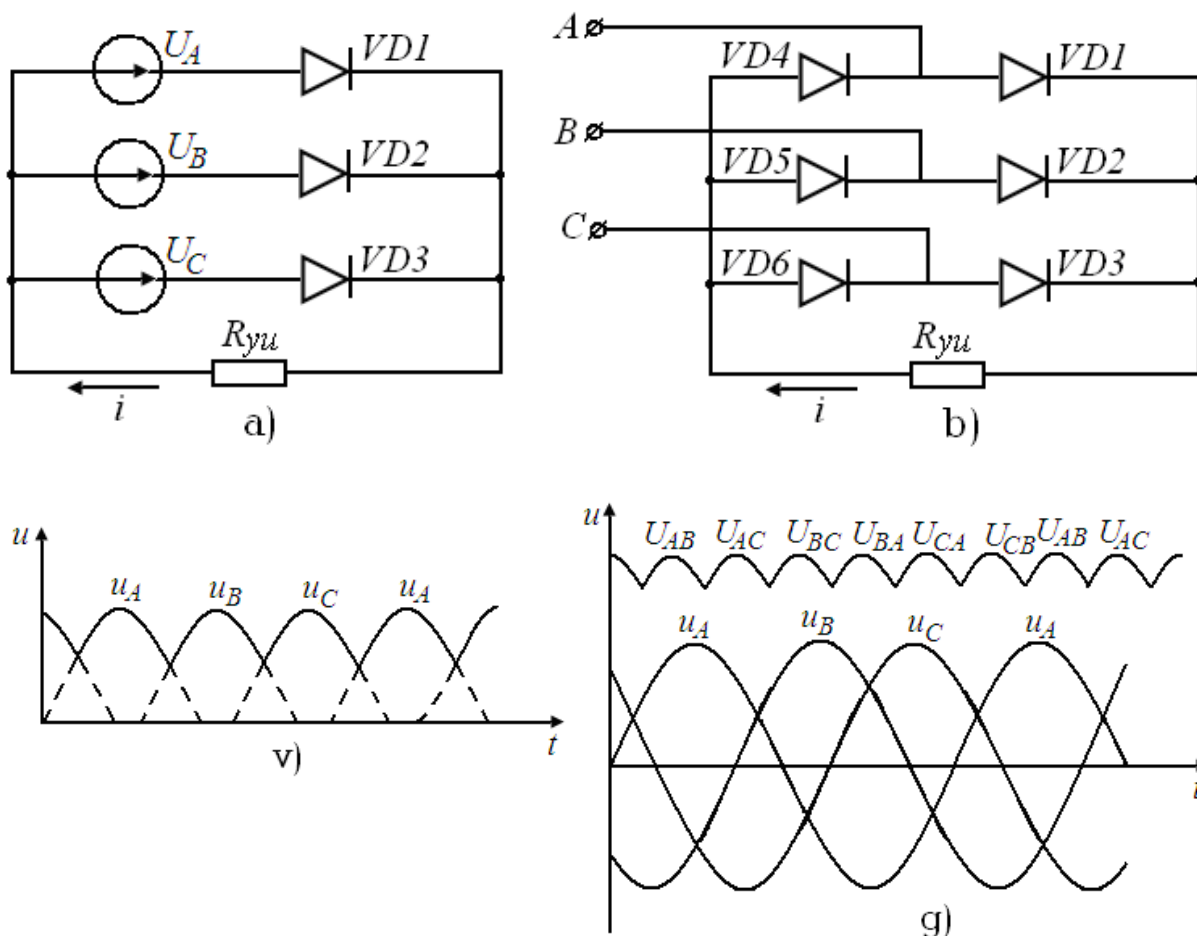
to'g'rilangan tok egri chizig'ini silliqlovchi filtrlardan foydalaniladi.

Ko'prik sxemali to'g'rilagichlarda har bir yarim davrda tok ikkita dioddan o'tadi. Shuning uchun to'g'rilangan tok qiymatini aniqlashda R_{∂} ikki martaga oshadi, diodda pasayadigan teskari kuchlanish esa ikki marta kamayadi.

3. *Uch fazali to'g'rilagichlar.* Bir fazali to'g'rilagich sxemalarida to'g'rilangan tok sezilarli darajada pulsatsiyalanib turadi. Ushbu pulsatsiyani kamaytirish uchun uch fazali toklar sistemasidan foydalaniladi.

36 – rasmda uchta(nol chiqishli) va oltita(ko'prik sxemali) diodli uch fazali to'g'rilagich sxemalari va ularga tegishli diagrammalar keltirilgan. Nol chiqishli uch fazali to'g'rilagich V.F. Mitkevich, ko'prik sxemali uch fazali to'g'rilagich esa A.N. Larionov tomonidan taklif etilgan.

Bu sxemalar «Elektronika asoslari» kursida batafsil bayon etilganligini inobatga olib, biz ularning sxemalari va vaqt diagrammalarini keltirish bilan cheklanamiz.



36 – rasm

Nazorat savollari.

1. O'zgaruvchan tok noxiziq zanjirlaridagi noxiziq elementlar xususiyatlarini aytib bering.
2. Approssimatsiyalash deganda nimani tushunasiz?
3. O'zgaruvchan tokni to'g'rilashda noxiziq element qanday vazifani bajaradi?
4. Ekvivalent linearizatsiya usulining mohiyatini aytib bering.

6-ma`ruza. Ferromagnit elementli o'zgaruvchan tok elektr zanjirlari

Reja:

1. Ferromagnit elementli o'zgaruvchan tok elektr zanjirlari haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Gisterezisni tok egri chizig'i shakliga ta'siri.
3. Ferromagnit o'zakli induktiv g'altak almashlash sxemasi va vektor diagrammasi.

1. Ferromagnit elementli o'zgaruvchan tok elektr zanjirlari haqidagi umumiy ma'lumotlar.

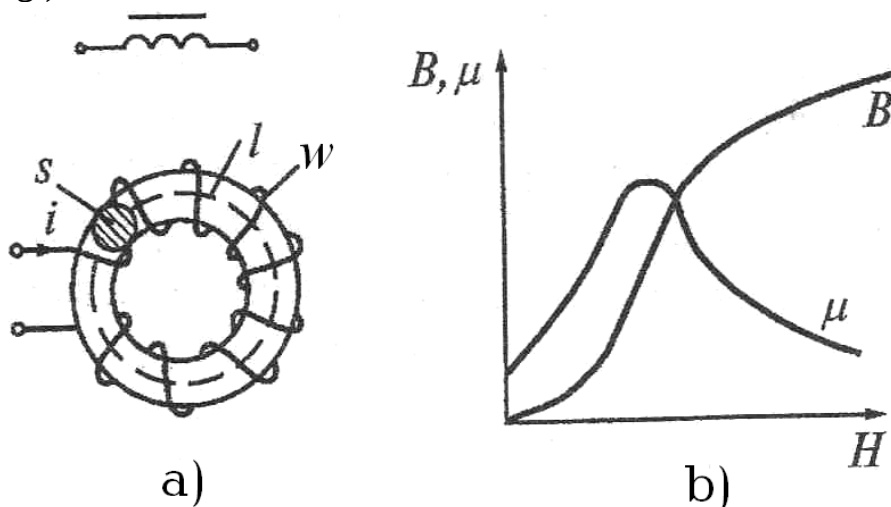
Ferromagnit elementli o'zgaruvchan tok zanjirlarida ferromagnit o'zakka o'ralgan chulg'am asosiy rolni o'ynaydi. Bunday chulg'am nochiziqli induktiv element bo'lib, ferromagnit o'zakdagi magnit oqimi chulg'amdan o'tayotgan tok bilan nochiziqli bog'langan.

Bu paragrafda ko'riladigan nochiziqli elektromagnit zanjirlarni avvalgi paragraflarda o'rganilgan o'zgaruvchan tok nochiziqli elektr zanjirlaridan farqi shundaki, chulg'amdagi tok va ferromagnit o'zakdagi magnit oqimi bir-biri bilan bog'liq ravishda o'zgaradi. Bu o'zaro bog'liqlik hisoblashlarni ancha murakkablashtiradi.

37 – rasm, a da ferromagnit o'zakli induktiv g'altak keltirilgan. Bu g'altakda o'ramlar soni w_1 , magnit oqimi yo'lidagi o'zak ko'ndalang kesimining yuzasi S va magnit oqimi yo'lining o'rtacha uzunligi l . Agar ferromagnit o'zakdagi magnit maydoni tekis taqsimlangan bo'lsa, u holda g'altakdagi ilashish oqimi quyidagicha aniqlanadi:

$$\psi = w\Phi = wSB,$$

bu yerda Φ va B – mos ravishda o'zakdagi magnit oqimi va induksiya (magnit oqimining zichligi).



37 – rasm

Magnit induksiya va kuchlanganlik bizga ma'lum bo'lgan quyidagi qonuniyat bilan bog'langan:

$$B = \mu_a H = \mu \mu_0 H,$$

bu yerda μ_a - magnit materialning absolut magnit singdiruvchanligi $\frac{Gn}{m}$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Gn}{m}$ - magnit doimiysi; μ - materialning nisbiy magnit singdiruvchanligi.

Ferromagnit materialning magnit singdiruvchanligi materialda hosil qilingan magnit maydoni kuchlanganligiga bog‘liq bo‘lib, $B(H)$ va $\mu(H)$ xarakteristikalar nochiqliqligining asosiy manbai hisoblanadi (37 – rasm, b).

O‘zgaruvchan magnit maydoni ta’sirida bo‘lgan ferromagnit materiallarning asosiy xossalari «Elektrotexnika materiallari» kursida batafsil bayon etilganligini inobatga olib, biz bu yerda ushbu masalaga qisqacha to‘xtalib o‘tamiz.

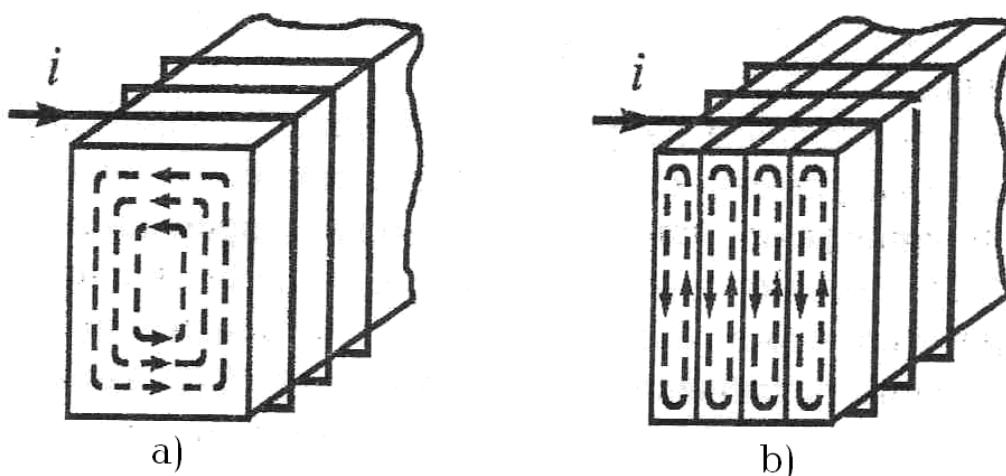
Ferromagnit materialda magnit maydonining vaqt bo‘yicha o‘zgarishi natijasida magnit maydoni energiyasining bir qismi magnit gisterezis va uyurmaviy toklar hosil bo‘lishiga sarflanadi. Gisterezis sirtmog‘ini hosil bo‘lishiga sarflangan quvvat maydon o‘zgarishining chastotasi (f) ga, gisterezis sirtmog‘i yuzasi (S) ga, po‘lat o‘zakning massasi (m) ga proporsional, ya’ni:

$$P_g = \sigma_g f B_m^{1,6} m, \quad B_m = 0,1 \dots 1,0 \text{ Tl},$$

$$P_g = \sigma_g f B_m^2 m, \quad B_m = 1,0 \dots 1,6 \text{ Tl},$$

bu yerda σ_g - elektrotexnik po‘lat nav(sort)iga bog‘liq bo‘lgan koeffitsiyent.

O‘zgaruvchan magnit oqimi magnit materialda EYuK hosil qiladi. Bu EYuK ta’sirida magnit materialda uyurmaviy toklar yuzaga keladi (38 – rasm, a). Uyurmaviy toklar materialning qizishiga va asosiy magnit oqimini kamayishiga olib keladi.



38 – rasm

Uyurmaviy toklar ta’siri natijasida yuzaga keladigan quvvat isrofi *dinamik isroflar* deyiladi va quyidagi emperik formula yordamida hisoblanadi:

$$P_{uyur} = \sigma_{o'z} f^2 B_m^2 m,$$

bu yerda $\sigma_{o'z}$ - elektrotexnik po‘lat tunuka materialining naviga va qalinligiga bog‘liq bo‘lgan koeffitsiyent.

Ferromagnit o‘zakli qurilma(induktiv g‘altak, transformator va boshqa)lardagi uyurmaviy toklarni kamaytirish maqsadida o‘zak o‘zaro izolatsiyalangan yupqa po‘lat tunukalardan yig‘iladi (38 – rasm, b). Bunda uyurmaviy toklar birlashadigan

zanjir ko'ndalang kesimining yuzasi keskin kamayishi natijasida uning elektr qarshilik ortadi.

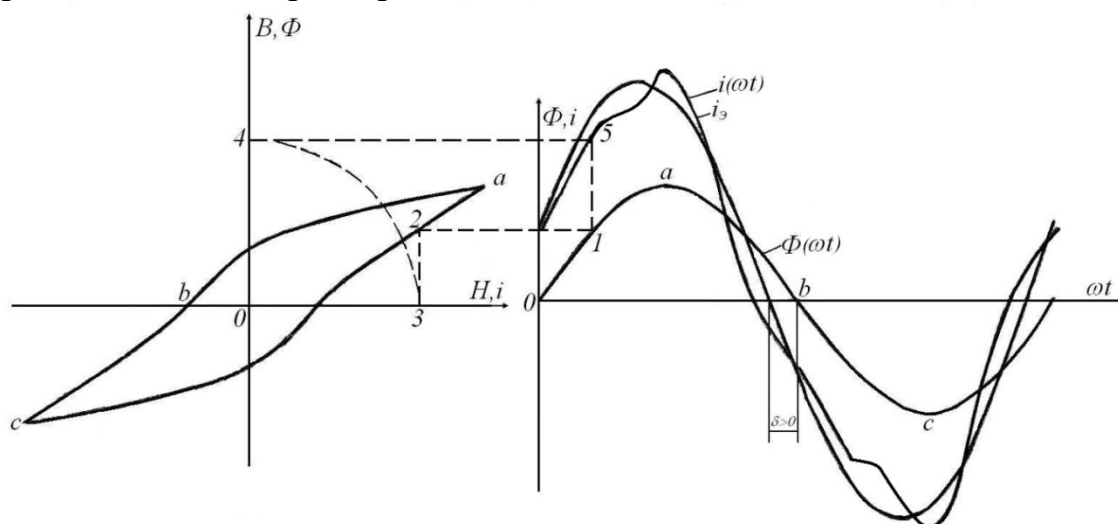
2. Gisterezisni tok egri chizig'i shakliga ta'siri

Avvalgi paragraflarda aytib o'tganimizdek, ferromagnit o'zakli o'zgaruvchan tok zanjiri nochiziqlik zanjir bo'lib, unda o'zakdagi gisterezis natijasida tok egri chizig'ining shakli o'zgaradi. Bu o'zgarishga ishonch hosil qilish uchun ferromagnit o'zakli induktiv g'altakdan o'tayotgan tok egri chizig'ini grafik usulda quramiz. Zanjir tahlilini soddalashtirish maqsadida g'altak aktiv qarshiligini inobatga olmaymiz.

Agar induktiv g'altakka sinusoidal kuchlanish berilsa, u holda $R_L = 0$ bo'lganda o'zinduksiya EYuK va o'zakdagi magnit oqimi sinusoidal qonuniyat bilan o'zgaradi. G'altakdagi tok $i(\omega t)$ egri chizig'ini qurish tartibi 39 – rasmda ko'rsatilgan. Buning uchun magnit oqimi $\Phi(\omega t)$ egri chizig'idan istalgan nuqta 1 ni tanlaymiz va undan gorizontali 1 – 2 to'g'ri chiziq o'tkazamiz.

Bu to'g'ri chiziqni $\Phi(i)$ gisterezis sirtmog'ining ad qismi bilan kesishgan nuqtasi 2 dan absissa o'qiga 2 – 3 vertikal chiziq tushiramiz. Markazi koordinata boshida va 3 – nuqtadan o'tuvchi 3 – 4 yoy chizamiz va bu yoyi ordinata o'qi bilan kesishgan nuqtasi 4 dan 4 – 5 gorizontali to'g'ri chiziq o'tkazamiz. Bu to'g'ri chiziqni 1 nuqtadan o'tkazilgan vertikal to'g'ri chiziq bilan kesishgan nuqtasi 5 $i(\omega t)$ tok egri chizig'iga tegishli va $\Phi(\omega t)$ magnit oqim egri chizig'ining nuqtasi 1 ga mos keladigan nuqtasi bo'ladi.

Tok egri chizig'ining ko'tariluvchi qismiga to'g'ri keluvchi nuqtalarning koordinatalari gisterezis sirtmog'ining ko'tariluvchi adc bo'lagidan, pasayuvchi qismiga to'g'ri keluvchi nuqtalarining koordinatalari esa sirtmoqning pasayuvchi abs bo'lagidan aniqlanadi. Ushbu grafik usul yordamida qurilgan $i(\omega t)$ tok egri chizig'i nosinusoidal bo'lib, absissa o'qiga nisbatan simmetrikdir (39 – rasm). Qurilgan tok egri chizig'ining tahlili shuni ko'rsatadiki,



39 – rasm

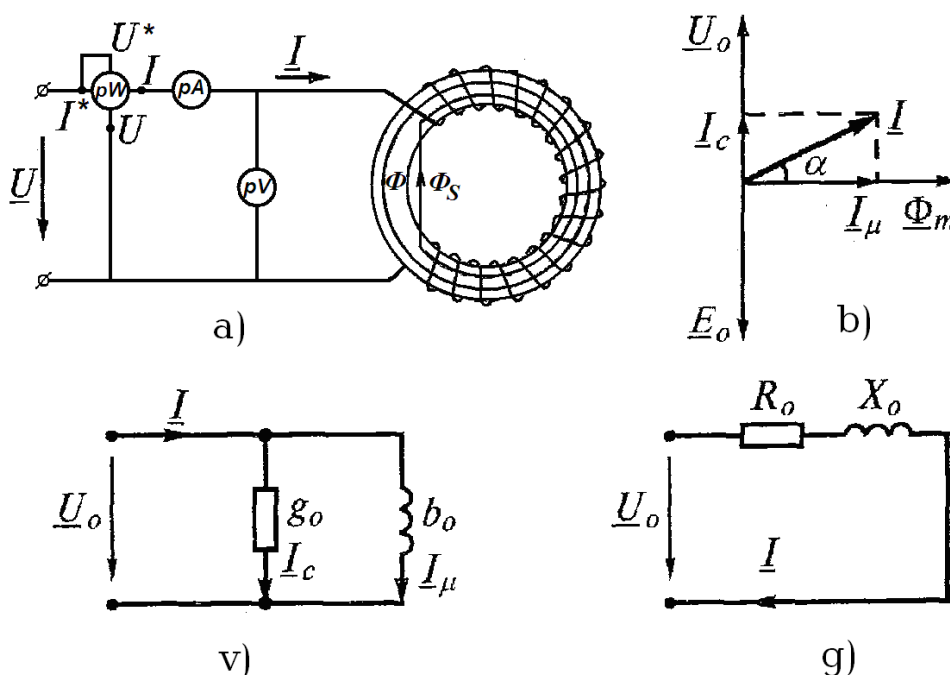
g'altakdagi tok nolga teng bo'lgan onda ferromagnit o'zakdagi magnit oqimi faza jihatdan orqada qoladi. Agar tok egri chizig'i ekvivalent sinusoida bilan almashtirilsa, u holda magnit oqimi tokka nisbatan δ burchakka orqada qoladi. Bu burchak *gisterezis burchagi* yoki *magnit kechikish burchagi* deb ataladi. Amalda bu burchak $3^0 \dots 5^0$ ni tashkil etadi. Nosinusoidal tok egri chizig'ini ekvivalent sinusoida bilan almashtirish zanjirni tahlil qilishda kompleks usul va vektor diagrammalarni qo'llash imkonini beradi. Tokning ta'sir etuvchi qiymatini topish uchun nosinusoidal tok funksiyasini Furiye qatoriga yoyish zarur.

3. Ferromagnit o'zakli induktiv g'altak almashlash sxemasi va vektor diagrammasi

Berk ferromagnit o'zakka o'ralgan g'altakdagi elektromagnit jarayonni tahlil qilamiz (40 – rasm, a). G'altakdan o'tayotgan tok o'zakda magnit oqimini hosil qiladi. Bu oqimning asosiy qismi Φ_0 berk ferromagnit o'zak bo'ylab birlashadi. Oqimning kamroq qismi Φ_s g'altak atrofidagi havo orqali sochilib tutashadi. Odatda, Φ_s sochilgan magnit oqimi Φ_0 magnit oqimini bir necha foizini tashkil etadi. Ammo ferromagnit o'zak to'yinganda yoki havo oralig'iga ega bo'lganda Φ_s oqimning ulushi keskin ortadi.

Agar induktiv g'altak simining aktiv qarshiligi va sochilgan magnit oqimi Φ_s hisobga olinmasa, u holda $\Phi_0 = \Phi_m \sin \omega t$ bo'lganda g'altakdagi o'zinduksiya EYuK

$$e_0 = -w \frac{d\Phi_0}{dt} = -w \omega \Phi_m \cos \omega t = -w \omega \Phi_m \sin(\omega t + 90^0)$$



40– rasm

ifoda bilan aniqlanadi va bu EYuK manba kuchlanishiga teng, ya'ni:

$$u_0 = -e_0 = w\omega\Phi_m \sin(\omega t + 90^0) = U_m \sin(\omega t + 90^0).$$

Kuchlanishning ta'sir etuvchi qiymati:

$$U = \frac{U_m}{\sqrt{2}} = \frac{w\omega\Phi_m}{\sqrt{2}} = \frac{w2\pi f\Phi_m}{\sqrt{2}} \approx 4,44 f w \Phi_m.$$

Ideal induktiv g'altak ($R_L = 0$, $\Phi_s = 0$) uchun vektor diagramma quramiz. Magnit oqimining kompleks amplitudasi Φ_m berilgan deb hisoblaymiz (40 – rasm, b). Kuchlanish vektori $\underline{U}$ $\underline{\Phi}_m$ vektordan 90^0 ga ilgarilaydi, o'zinduksiya EYuK vektori $\underline{E}$ kuchlanish vektoriga qiymat jihatdan teng, yo'nalishi jihatdan esa qarama-qarshi bo'ladi. Tok vektori $\underline{I}$ $\underline{\Phi}_m$ vektoridan δ burchakka ilgarilaydi. Tok vektorini ikkita tashkil etuvchi aktiv I_a va reaktiv I_μ toklar vektorlarining yig'indisi ko'rinishida tasvirlaymiz, ya'ni:

$$\underline{I} = I_a + I_\mu.$$

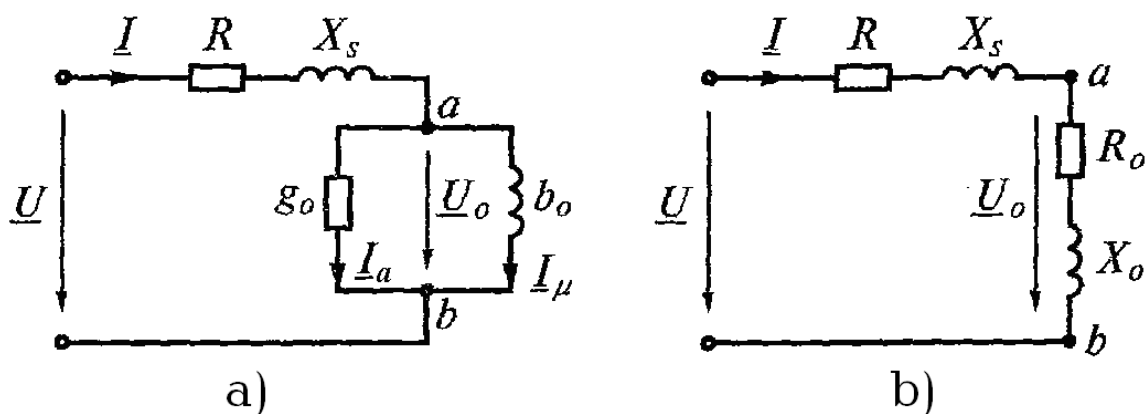
Yuqoridagi tenglamaga 40– rasm, v dagi almashlash sxemasi mos keladi. Bunda $I_a = \frac{P_{o'z}}{U}$ - po'lat o'zakdagi isroflarni tavsiflaydi. I_μ - tokning po'lat o'zakni magnitlanishini tavsiflovchi tashkil etuvchisi yoki ideal (isrofsiz) g'altakdan o'tadigan tok.

40 – rasm, v dagi sxemani boshqa almashlash sxemasiga o'zgartirish mumkin (40 – rasm, g). Bu sxemada

$$R_0 = \frac{g_0}{g_0 + b_0}; \quad X_0 = \frac{b_0}{g_0^2 + b_0^2}.$$

40 – rasm, v va g larda keltirilgan sxemalardagi R_0 , g_0 - po'lat o'zakdagi quvvat isrofini hisobga oluvchi qarshilik va o'tkazuvchanlikning aktiv tashkil etuvchilari; x_0 , b_0 - asosiy magnit oqimi hisobidan yuzaga keladigan yoki boshqacha qilib aytganda magnitlanish zanjiri qarshiligi va o'tkazuvchanliklarining reaktiv tashkil etuvchilari.

Real sharoitda ferromagnit o'zakli induktiv g'altakning aktiv qarshiligi R_L ni va sochilgan magnit oqimi hisobiga yuzaga keladigan induktiv qarshilik X_S ni hisobga olish lozim bo'ladi (41– rasm, a va b). Sxemaning ab qismi magnitlovchi shoxobcha deb ataladi.



41 – rasm

Bu shoxobchanning to‘la qarshiligi

$$Z_0 = \frac{U_0}{I} = \sqrt{R_0^2 + X_0^2}.$$

41 – rasm, a) dagi zanjir uchun Kirxgofning 2- qonuni asosida quyidagi tenglamani tuzamiz:

$$\underline{U} = \underline{U}_0 + \underline{I}R + j\underline{I}X_S.$$

Real induktiv g‘altak vektor diagrammasini yuqoridagi tenglama asosida quramiz (42 – rasm).

Magnit gisterezis natijasida yuzaga keladigan burchak quyidagicha aniqlanadi:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_a}{I_\mu}.$$

Amalda $\varphi + \delta = 90^\circ$ yoki $\delta = 90^\circ - \varphi$.

Quvvat

koeffitsiyenti:

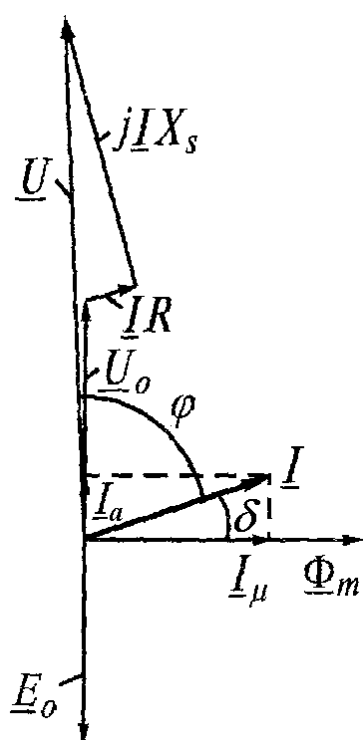
$$\cos \varphi = \frac{P}{UI} = \frac{R_L + R_0}{\sqrt{(R_L + R_0)^2 + (X_S + X_0)^2}}.$$

Ferromagnit o‘zakli induktiv g‘altakning umumiy aktiv quvvati g‘altak simlaridagi quvvat isrofi P_C va o‘zakdagi quvvat isrofi $P_{o'z}$ dan tashkil topgan bo‘ladi:

$$P = P_C + P_{o'z} = I^2 R_L + I^2 R_0,$$

$$P_{o'z} = UI \sin \delta = E_0 I \cos(90^\circ - \delta).$$

δ burchak qancha katta bo‘lsa, g‘altakdagi tokning aktiv tashkil etuvchisi I_a va o‘zakdagi isrof shuncha katta bo‘ladi. Shuning uchun ham δ burchak ferromagnit o‘zakdagi isrof burchagi deb ataladi.



Masala. 40 – rasm, a da keltirilgan ferromagnit o‘zakli induktiv g‘altak uchun quyidagilar berilgan:

$$U = 120 \text{ V}, I = 0,3 \text{ A}, P = 10 \text{ Vt},$$

$f = 400 \text{ Gs}$. Ferromagnit o‘zak yupqa po‘lat tunukalardan yig‘ilgan bo‘lib, $d_{\text{ich}} = 56 \text{ mm}$, $d_{\text{t}} = 83,5 \text{ mm}$, qalinligi $b = 20 \text{ mm}$, o‘zak ko‘ndalang kesimini po‘lat bilan to‘ldirish koeffitsiyenti $k_p = 0,9$. Chulg‘amni o‘zgarmas tokka qarshiligi $R = 20 \text{ Om}$. O‘zakdagi B_m va H_m qiymatlari hamda solishtirma quvvat isrofi topilsin. B_m va H_m larni hisoblashda chulg‘am qarshiligi hisobga olinmasin.

Yechish. Ferromagnit o‘zakdagi magnit oqimi:

$$\Phi_m = \frac{U}{4,44 f_w} = \frac{120}{4,44 \cdot 400 \cdot 200} = 3,38 \cdot 10^{-4} \text{ Vb}.$$

Po‘lat o‘zakning aktiv yuzasi:

$$S_p = \frac{d_t - d_{\text{ich}}}{2} b k_p = \frac{83,5 - 56}{2} 20 \cdot 0,9 \cdot 10^{-6} = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2.$$

O‘zakdagi magnit induksiyasining amplituda qiymati:

$$B_m = \frac{\Phi_m}{S_{\Pi}} = \frac{3,38 \cdot 10^{-4}}{2,4 \cdot 10^{-4}} = 1,41 \text{ Tl}.$$

Magnit maydoni kuchlanganligi chiziqlarining o‘rtacha uzunligi:

$$l_{o'r} = \frac{d_t + d_{\text{ich}}}{2} \pi = \frac{83,5 + 56}{2} 3,14 \cdot 10^{-3} = 0,219 \text{ m}.$$

Ferromagnit o‘zakdagi magnit maydoni kuchlanganligining amplituda qiymati:

$$H_m = \frac{I_w \sqrt{2}}{l_{o'r}} = \frac{0,3 \cdot 200 \cdot \sqrt{2}}{0,219} = 387 \text{ A/m}.$$

O‘zakdagi solishtirma quvvat isrofini topish uchun avval po‘lat o‘zakning massasini topamiz:

$$m_{o'z} = \gamma_p S_p l_{o'r} = 7,8 \cdot 0,24 \cdot 0,219 = 0,41 \text{ kg},$$

bu yerda $\gamma_p = 7,8 \cdot 10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ - po‘latning zichligi.

O‘zakdagi solishtirma quvvat isrofi:

$$p_{o'z} = \frac{P - RI^2}{m_{o'z}} = \frac{10 - 20 \cdot (0,3)^2}{0,41} = 20 \text{ Vt/kg}.$$

Nazorat savollari.

1. Ferromagnit o'zakli o'zgaruvchan tok zanjirlarini o'ziga xos xususiyatlarini ayting.
2. O'zgaruvchan magnit maydoni ta'sirida bo'lgan ferromagnit materiallar asosiy xossalari izohlang.
3. Elektrotexnik po'latdagi isroflar qanday aniqlanadi va ularni kamaytirish yo'llarini aytib bering.
4. Elektrotexnik po'lat o'zakli g'altakning ekvivalent sxemasi va vektor diagrammasini chizing hamda tushuntirib bering.

7-ma'ruza. Ferromagnit o'zakli transformatorlar.

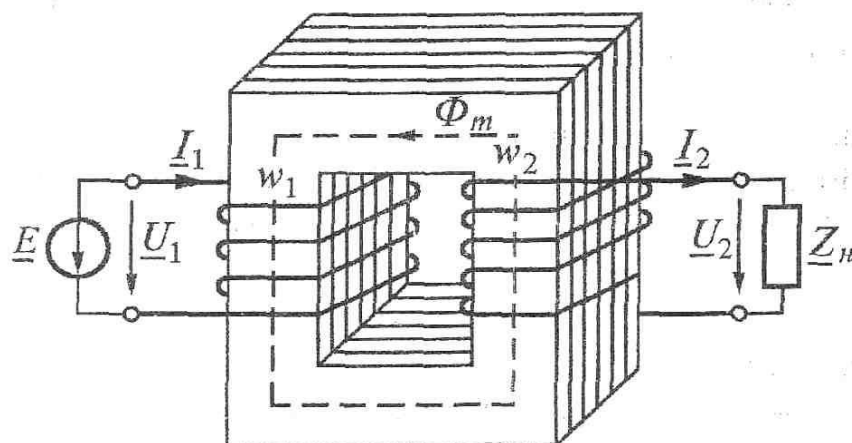
Reja:

1. Ferromagnit o'zakli transformatorlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Ideal transformatoridagi asosiy munosabatlar.
3. Ferromagnit o'zakli transformator kuchlanishlari tenglamasi va vektor diagrammasi.
4. Transformatorning almashtirish sxemasi.

1. Ferromagnit o'zakli transformatorlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.

Transformator tarkibiga ferromagnit o'zakning kiritilishi undagi magnit oqimini keskin ortishiga olib keladi, bu esa transformator birinchi chulg'amidan ikkinchi chulg'amiga uzatiladigan quvvatni oshiradi. Shuning bilan bir qatorda o'zakli transformator nochiziqliq element bo'lib, unda qo'shimcha isroflar paydo bo'ladi. Ko'pchilik hollarda transformator shunday yasaladiki, unda nochiziqlik kam bo'lib, ferromagnit o'zak to'yinishgacha bormaydi. Shuning uchun bunday transformatorlardagi kuchlanish, tok va magnit oqim egri chiziqlari ekvivalent sinusoidalar bilan almashtiriladi.

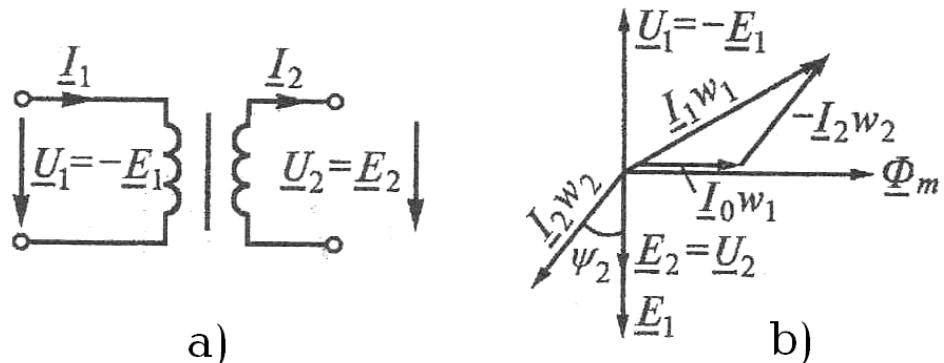
Transformatorlar vazifasiga ko'ra kuch, o'lchash va maxsus transformatorlarga bo'linadi. Transformatorlar turli-tuman rusumli bo'lsa-da, ularning ish faoliyatini belgilovchi jarayonlar bir xil. Shuning uchun quyidagi ikkita chulg'amdan iborat bo'lgan kuch transformatori ish faoliyatini ko'rib chiqamiz (43-rasm).



43 – rasm

2. Ideal transformatoridagi asosiy munosabatlar.

Ideal transformatorlarda chulgʻamlarning aktiv qarshiligi, sochilgan magnit oqimi va oʻzakdagi quvvat isroflari nolga teng boʻladi (44 – rasm, a).



44 – rasm

Agar ideal transformatorning birlamchi chulgʻamiga sinusoidal kuchlanish berilsa, u holda birlamchi chulgʻamda $E_1 = 4,44 f w_1 \Phi_m$ oʻzinduksiya, ikkilamchi chulgʻamida esa, $E_2 = 4,44 f w_2 \Phi_m$ oʻzaroinduksiya EYuKlari induksiyanadi. Chulgʻamlar qarshiliklari nolga teng boʻlganligi uchun

$$\underline{U}_1 = -\underline{E}_1; \underline{U}_2 = \underline{E}_2.$$

Bu holat uchun transformatsiya koeffitsiyenti:

$$n = \frac{E_1}{E_2} = \frac{U_1}{U_2} = \frac{w_1}{w_2}.$$

Agar $(U_2 > U_1, w_2 > w_1)$ boʻlsa, u holda $n < 1$ boʻlib, transformator kuchlanishni oshiruvchi, aks $(U_2 < U_1, w_2 < w_1)$ holda esa $n > 1$ boʻlib, kuchlanishni pasaytiruvchi boʻladi.

Magnit zanjiri uchun quyidagi tenglamani yozishimiz mumkin:

$$U_{\mu 0} = I_0 w_1 = U_{\mu 1} + U_{\mu 2} = I_1 w_1 + I_2 w_2, \quad (7.1)$$

bu yerda, $U_{\mu 0} = I_0 w_1$ - transformator salt ish rejimi uchun magnitlovchi kuch; $U_{\mu 1} = I_1 w_1$ va $U_{\mu 2} = I_2 w_2$ - mos ravishda birinchi va ikkinchi chulgʻamdagi toklar hisobidan hosil boʻlgan magnitlovchi kuchlar.

Ideal transformator vektor diagrammasini I_2 tok vektori $\underline{E}_2$ EYuK vektoridan ψ_2 burchakka orqada boʻlgan holat uchun quramiz (44 – rasm, b). $I_1 w_1$ vektorni hosil qilish uchun $I_0 w_1$ vektordan $I_2 w_2$ vektorni ayirish lozim boʻladi. I_1 va I_2 vektorlar bir-biriga qarama-qarshi yoʻnalgan. Fizik nuqtai nazardan qaraganda, ikkilamchi chulgʻam tokining magnit maydoni oʻzakka magnitsizlovchi taʼsir koʻrsatadi va natijada birlamchi zanjirdagi tok ortadi, yaʼni yuklamadagi tokning

ortishi o'zinduksiya EYuK hisobiga transformatorning birlamchi chulg'amidagi tokni ortishiga olib keladi.

Agar salt ish rejimidagi $\underline{I}_0$ tokni nolga teng deb hisoblasak, u holda

$$\underline{I}_1 w_1 + \underline{I}_2 w_2 = 0.$$

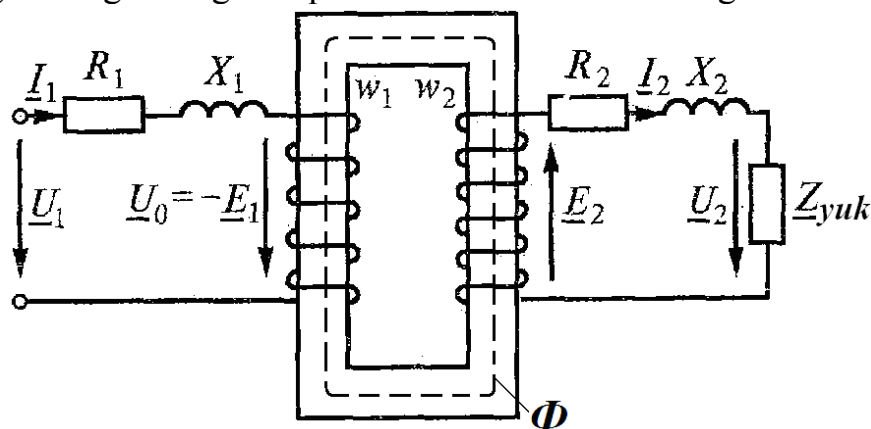
Bundan

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{w_1}{w_2} = n.$$

Oxirgi tenglikdan ko'rinib turibdiki, ideal transformatorida toklar nisbati o'ramlar sonining teskari nisbatiga teng. Real transformatorida bu munosabat bajarilmaydi.

3. Ferromagnit o'zakli transformator kuchlanishlari tenglamasi va vektor diagrammasi.

Real transformator uchun chulg'amlar qarshiliklari, o'zakdagi quvvat isrofi va sochilgan magnit oqimi hisobga olinadi. 45-rasmda real transformator sxemasi keltirilgan. Undagi R_1 , R_2 – chulg'amlarning aktiv qarshiliklari, X_1 , X_2 – chulg'amlarning sochilgan magnit oqimi hisobidan hosil bo'ladigan induktivliklari.



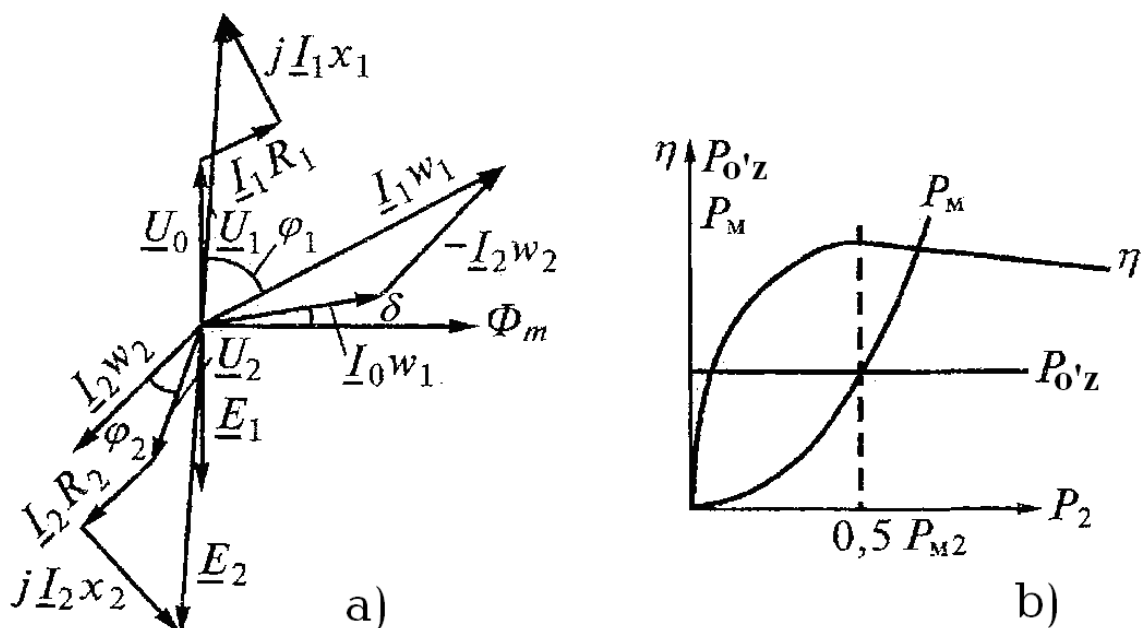
45 – rasm

Keltirilgan sxema uchun Kirxgofning 2-qonuni asosida tenglama tuzamiz:

$$\underline{U}_1 = \underline{U}_0 + \underline{I}_1 R_1 + j \underline{I}_1 X_1, \quad (7.2)$$

$$\underline{E}_2 = \underline{U}_2 + \underline{I}_2 R_2 + j \underline{I}_2 X_2. \quad (7.3)$$

(7.1) ... (7.3) tenglamalar asosida aktiv-induktiv yuklamali transformator vektor diagrammasini quramiz. Diagramma qurishni $\underline{\Phi}_m$ magnit oqimi vektorini qurishdan boshlaymiz (46 – rasm).



46 – rasm

$I_2 w_2$ vektor yo'nalishini ixtiyoriy tanlaymiz. Unga φ_2 burchak ostida $\underline{U}_2$ vektorni joylashtiramiz va (7.3) tenglama asosida kuchlanishlar to'rtburchagini quramiz. Magnit oqimi vektori $\underline{\Phi}_m$ ga nisbatan δ burchak ostida $\underline{I}_0 w_1$ vektorni joylashtirib, (6.1) tenglama asosida magnitlovchi kuchlar uchburchagini quramiz. $\underline{E}_1$ EYUK vektori $\underline{\Phi}_m$ vektordan 90° ga orqada qolishini bilgan holda $\underline{E}_1$ vektorni diagrammaga joylashtiramiz. $\underline{E}_1$ va $\underline{U}_0$ vektorlar o'zaro qarama-qarshi ekanligidan $\underline{U}_0$ vektorni quramiz va (7.2) tenglama asosida kuchlanishlar to'rtburchagini hosil qilamiz.

Vektor diagrammadan ko'rinib turibdiki, $\underline{I}_2$ tok ortishi bilan $\underline{I}_1$ tok ortadi va yuklamaning oshishi quvvat koefitsiyentini oshishiga olib keladi.

Salt ish rejimida sochilgan magnit oqimi juda kam va asosiy magnit oqimining taxminan 0,25% ni tashkil etadi. Yuklama rejimida ikkilamchi chulg'am tokidan hosil bo'lgan magnit oqimi asosiy magnit oqimini kamaytirishi sababli sochilgan magnit oqimi toklarga proporsional ravishda ortadi va nominal yuklamada 5% gacha yetadi, ya'ni salt ish rejimiga nisbatan 20 marta ortadi. Bunda asosiy magnit oqimi o'zgarmay qolishi tufayli po'lat o'zakdagi isroflar o'zgarmasada, chulg'amdagi isroflar toklar kvadratiga proporsional ravishda o'zgaradi (46 – rasm, b).

Transformator FIK quyidagi formula yordamida aniqlanadi:

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{U_2 I_2 \cos \varphi_2}{U_2 I_2 \cos \varphi_2 + P_c + P_{0'z}},$$

bu yerda $P_c = P_{c1} + P_{c2} = I_1^2 R_1 + I_2^2 R_2$ - chulg'amlardagi quvvat isrofi, $P_{0'z}$ - po'lat o'zakdagi quvvat isrofi.

$P_{0'z} = P_c$ bo'lganda FIK eng kata bo'lib, u nominal yuklamaning 50% ida hosil bo'ladi (46 – rasm, b).

4. Transformatorning almashtirish sxemasi.

Transformator to'rtqutblik bo'lganligi sababli T – yoki II – simon ekvivalent almashlash sxema bilan tavsiflanishi mumkin. Buning uchun o'zaro magnit maydoni yordamida bog'langan va elektr jihatdan o'zaro bog'lanmagan konturlarni elektr zanjiri bilan almashtirish lozim bo'ladi. Bunda ikkala chulg'am parametrlari bitta chulg'am, odatda, birlamchi chulg'am o'ramlar soniga keltiriladi. Ikkilamchi zanjir parametrlari shtrix bilan ajratiladi.

Aytaylik, transformator ikkilamchi chulg'amiga uzatilayotgan quvvat $E_2 I_2 \cos \psi_2 = E_2' I_2' \cos \psi_2$ (6.4) ga, ikkilamchi chulg'amdanda yuklamaga berilayotgan quvvat esa $U_2 I_2 \cos \psi_2 = U_2' I_2' \cos \psi_2$ (7.5) ga teng bo'lsin. Ikkilamchi chulg'amning qizishiga sarf bo'layotgan quvvat:

$$I_2'^2 R_2 = (I_2')^2 R_2', \quad (7.6)$$

φ_2 va ψ_2 fazalar siljish burchaklari $(X_2/R_2) = (X_2'/R_2')$ (7.7) tenglikka proporsional ravishda o'zgaradi.

Shuning uchun ham $w_2' = w_2$ bo'lganda $E_2' = E_1 = nE_2$ (7.8) bo'ladi. (6.4) va (6.8) tengliklardan

$$I_2' = \frac{E_2}{E_1} I_2 = \frac{I_2}{n} \quad (7.9) \text{ ni,}$$

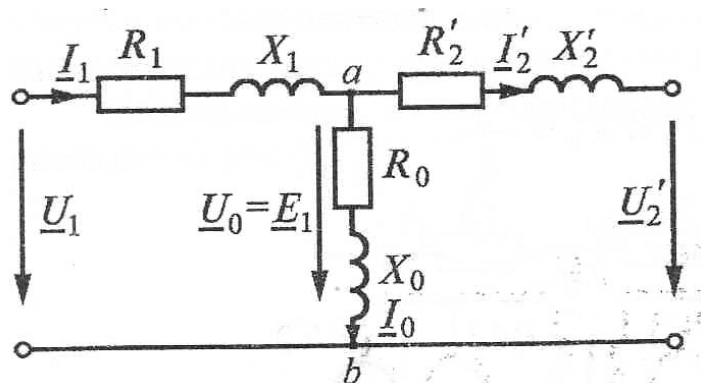
(7.5) va (7.9) tengliklardan esa $U_2' = nU_2$ ni hosil qilish mumkin.

(7.6), (7.7) va (7.9) tenglamalarni birgalikda yechib quyidagilarni hosil qilamiz:

$$R_2' = n^2 R_2, \quad X_2' = n^2 X_2.$$

Birlamchi va ikkilamchi chulg'amlar EYTKlarini *tengligi sharti* asosida chulg'amlarni bitta elektr zanjiriga birlashtirish imkoniyati kelib chiqadi (47 – rasm).

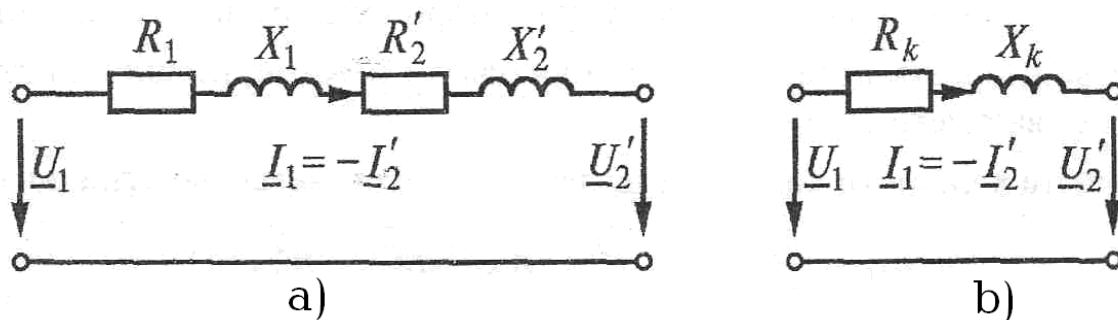
Bu sxemada *ab* shoxobcha magnitlanish shoxobchasi deb ataladi. R_0 - po'lat o'zakdagi quvvat isroflarini belgilovchi aktiv qarshilik; X_0 - po'lat o'zakdagi asosiy magnit oqimini tavsiflovchi reaktiv qarshilik;



47 – rasm

R_2', X_2' - birlamchi chulg'am o'ramlar soniga keltirilgan ikkilamchi chulg'am aktiv va reaktiv qarshiliklari.

Ayrim hollarda, transformatorning soddalashtirilgan ekvivalent almashlash sxemasidan foydalaniladi. Bunday sxema 47 – rasmdagi sxemadan magnetlovchi shoxobcha bo'lmisligi ($I_0 = 0$) bilan farq qiladi (48 – rasm, a). $I_0 = 0$ da $I_1 = I_2'$ bo'lib, $R_1 + R_2' = R_k$ va $X_1 + X_2' = X_k$ belgilashlarni hisobga olsak, almashlash sxemasi yanada sodda ko'rinishda bo'ladi (48 – rasm, b).



48 – rasm

Transformatorning soddalashtirilgan almashlash sxemasidan yuklama nominal qiymatga yaqin bo'lgan hollarda foydalaniladi. Kichik yuklamalarda salt ish tokini hisobga olmaslik hisoblashlarda katta xatoliklarga olib keladi.

Nazorat savollari.

1. O'zakli transformatorlardagi isroflar qanday aniqlanadi va ularni kamaytirish yo'llarini aytib bering.
2. O'zakli transformatorlarning ekvivalent sxemasi va vektor diagrammasini chizing hamda tushuntirib bering.
3. O'zakli transformatorlarga xos bo'lgan xususiyatlarni izohlab bering.

8-ma`ruza. Ferrerezonans hodisalari.

Reja:

1. Ferrerezonans hodisalari haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. Kuchlanishlar ferrerezonansi.
3. Toklar ferrerezonansi.
4. Ferrerezonansli kuchlanish stabilizatori.
5. Ferromagnit quvvat kuchaytirgichning tadqiqi.
6. Ferromagnit chastota ikkilantirgichning tadqiqi.

1. Ferrerezonans hodisalari haqidagi umumiy ma'lumotlar

Po'lat o'zakli induktiv g'altak (nochiziq element) va kondensator (chiziqli element) o'zaro ketma-ket yoki parallel ulangan zanjirda yuz beradigan rezonans *ferrerezonans* deb ataladi. *Chiziqli zanjirlardagi rezonansdan farqli o'laroq, nochiziq zanjirlarda rezonans rejimini nafaqat zanjir parametr(L, C)larini yoki manba kuchlanishi (tok manbai toki) chastotasini, balki manba kuchlanishi (tok manbai toki) qiymatini rostlab ham hosil qilish mumkin.* Bunda tok va kuchlanish asosiy garmonika orasidagi faza siljish burchagini ishorasi o'zgarishi kuzatiladi. Quyida ferrerezonans hodisasiga 1963 yilda prof. G'R.Raximov tomonidan berilgan ta'rifni keltiramiz: «*Ferrerezonans – nochiziq induktivlik va chiziqli kondensatordan iborat konturning ma'lum parametrlaridagi chastotasi manba chastotasiga teng, amplitudasi esa maksimumga yaqinlashadigan davriy avtoparametrik ravishda qo'zg'aladigan elektromagnit tebranishlar paydo bo'lish hodisasidir*». Ferrerezonans hodisasini o'rganishda tahlilni soddalashtirish maqsadida induktiv g'altakdagi nosinusoidal tok va kuchlanishlar ekvivalent sinusoidalar bilan almashtiriladi. Reaktiv elementlarning o'zaro ulanish usuliga qarab, zanjirda kuchlanishlar va toklar ferrerezonansi kuzatiladi.

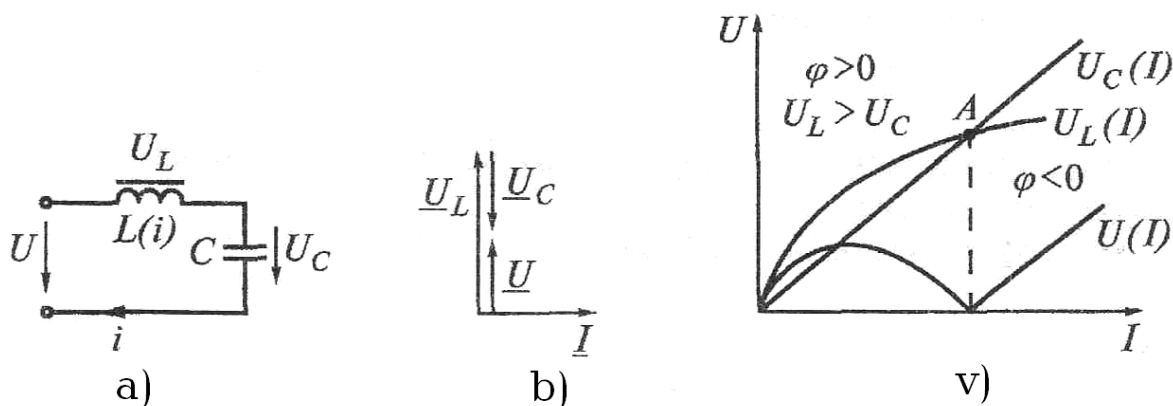
2. Kuchlanishlar ferrerezonansi

Nochiziq induktivlik va chiziqli kondensator ketma-ket ulangan zanjir sinusoidal kuchlanish manbaiga ulangan bo'lsin (49 – rasm, a). Tahlilni osonlashtirish maqsadida po'lat o'zak va chulg'amdagi quvvat isroflarini hamda sochilgan magnit oqimini hisobga olmaymiz. Tok va kuchlanishlar vaqt bo'yicha sinusoidal qonuniyat bilan o'zgaradi, deb hisoblaymiz (49 – rasm, b).

Kirish kuchlanishining kompleks ta'sir etuvchi qiymati Kirxgofning 2 - qonuni bo'yicha quyidagicha yoziladi:

$$U = |\underline{U}_L + \underline{U}_C| = |\underline{U}_L - \underline{U}_C|. \quad (8.1)$$

49 – rasm, v da $U_L(I)$ va $U_C(I)$ bog'lanishlar grafiklari qurilgan. Undagi $U_L(I)$ bog'lanish magnitlanish egri chizig'i



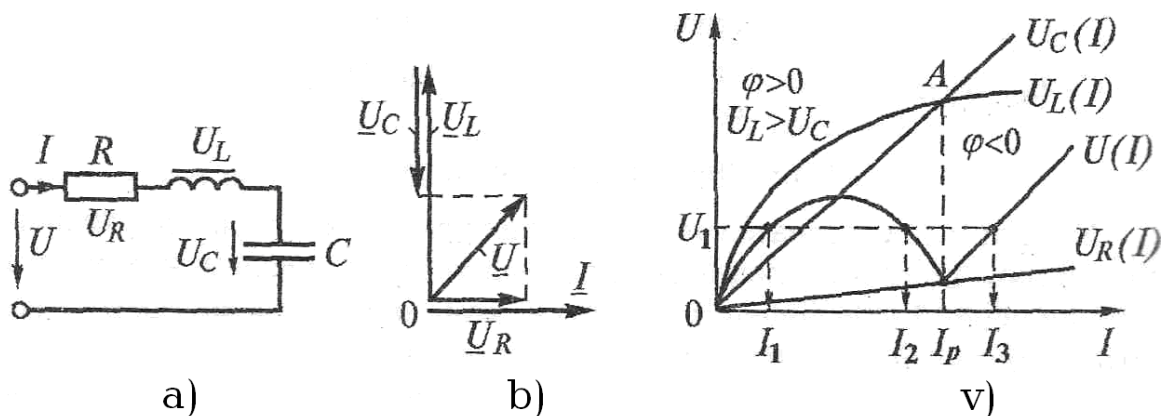
49 – rasm

$B(H)$ ga o'xshash bo'ladi, ya'ni chulg'amdan o'tayotgan tokning ortishi bilan g'altakning to'la qarshiligi kamayib boradi. $U(I)$ xarakteristikani qurish uchun (8.1) tenglamadan foydalanamiz. Ideal holat uchun A nuqtada reaktiv elementlardagi kuchlanishlar qiymatlari o'zaro teng, yo'nalishlari esa qarama-qarshi bo'ladi. Zanjirdagi bunday rejim chiziqli zanjirlardagi mos rejimga o'xshash bo'lganligi sababli kuchlanishlar ferrezonansi deb ataladi.

Agar zanjir $L(i)$, C elementlardan tashqari R aktiv qarshilikka ham ega bo'lsa, u holda (6.10) tenglik quyidagicha yoziladi (50 – rasm, a):

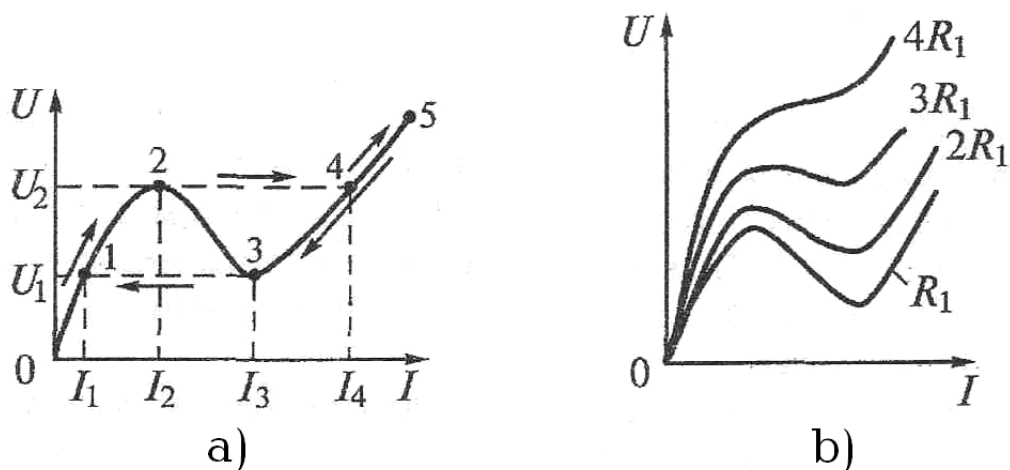
$$U = |\underline{U}_R + \underline{U}_L + \underline{U}_C| = \sqrt{U_R^2 + (U_L - U_C)^2}.$$

Oxirgi tenglikka mos keluvchi vektor diagramma 50 – rasm, b da, VAX lar esa 50 – rasm, v da keltirilgan. $U(I)$ natijaviy VAXning o'ziga xos xususiyati shundan iboratki, u absissa o'qiga nisbatan yuqorida joylashgan.



50 – rasm

Rezonansgacha $|u_L| > |u_C|$ bo'lganligi sababli, zanjir induktiv xarakterga, rezonansdan keyin esa, $|u_L| < |u_C|$ bo'lganligi sababli sig'im xarakterga ega. $U(I)$ xarakteristikani olinishini tahlil qiladigan bo'lsak, agar manba kuchlanishi noldan oshirib borilsa, VAXdagi nuqta 0-1-2 yo'l bo'ylab harakatlanadi (51 – rasm, a). Manba kuchlanishi yanada oshirilsa, bu nuqta 2 dan 4 ga sakrab o'zgaradi. Bunda 2 – nuqtada zanjir induktiv xarakterdan 4 – nuqtada sig'im xarakterga o'zgaradi, faza siljish burchagining esa ishorasi o'zgaradi, ya'ni faza to'ntarilishi yuzaga keladi.



51 – rasm

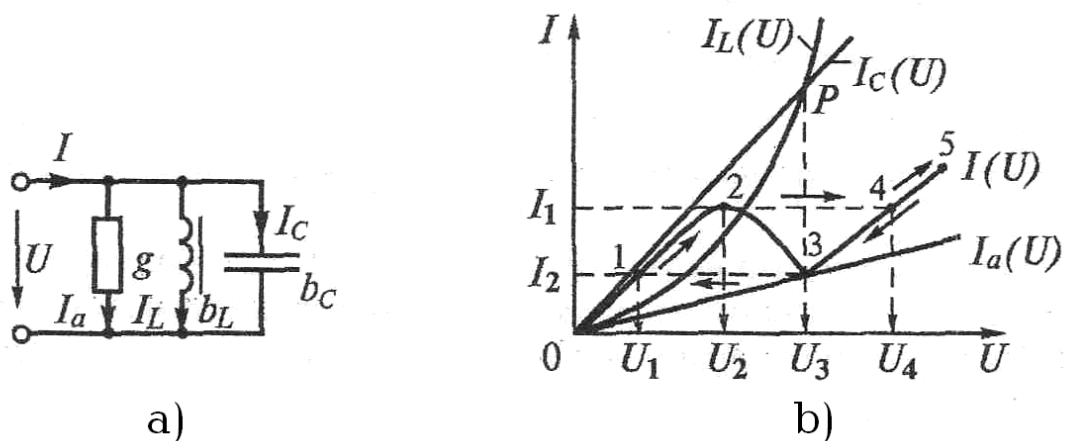
Manba kuchlanishining keyingi ortishida nuqtaning 4-5 yo‘l bo‘ylab harakatlanishi kuzatiladi. Manba kuchlanishi kamaytirilganda, VAXdagi nuqta 5-4-3 yo‘l bo‘ylab harakatlanadi, keyin esa 1 – nuqtaga sakrash yuz beradi. Sakrash paytida zanjirdagi tok o‘z qiymatini sakrab o‘zgartiradi va bu *trigger effekti* deb ataladi. Bu effektning yuzaga kelishiga asosiy sabab VAXning 2-3 qismida pasayish, ya’ni kuchlanish va tok o‘rtasidagi to‘g‘ri proporsionallikning buzilishidir. Elektrotexnikada VAXning bu qismi *nobarqaror qism* deb ataladi.

VAXdagi 2-3 nobarqaror qismni tajribada sakrashsiz hosil qilish uchun zanjirni qiymati rostlanuvchi tok manbaidan ta’minlash lozim bo‘ladi.

Shuni aytish joizki, zanjirda aktiv qarshilikning orttirilishi VAXni absissa o‘qidan yuqoriga ko‘tarilishiga va pasayuvchi qismni kamayishiga olib keladi (51 – rasm, b). Aktiv qarshilik juda katta bo‘lganda esa pasayuvchi qism umuman yo‘qoladi. Kondensator sig‘imining o‘zgarishi ham rezonans jarayoniga ta’sir ko‘rsatadi: agar $U_C(I)$ xarakteristika $U_L(I)$ egri chiziqdan yuqorida yoki juda pastda joylashib, u bilan kesishmasa, u holda ferreazonans umuman yuzaga kelmaydi.

3. Toklar ferreazonansi

Po‘lat o‘zakli induktiv g‘altak va kondensator o‘zaro parallel ulangan zanjirda toklar ferreazonansi kuzatilishi mumkin (52 – rasm, a). $I_a(U)$, $I_L(U)$ va $I_C(U)$ bog‘lanishlarning o‘zgarish xakteri ketma-ket ulangan zanjir elementlaridagi kuchlanishlarning tokka bog‘liqlik grafiklariga o‘xshash bo‘ladi (52 – rasm, b).



52 – rasm

Zanjirning natijaviy VAXsini qurish uchun Kirxgofning 1 - qonunidan foydalaniladi:

$$\underline{I} = \underline{I}_a + \underline{I}_L + \underline{I}_C \text{ yoki } I = \sqrt{I_a^2 + (I_L - I_C)^2}.$$

$I_L(U)$ va $I_C(U)$ grafiklarning kesishgan nuqtasi P zanjirdagi toklar rezonansi rejimiga mos keladi. Bunda induktivlikdagi tokning birinchi garmonikasi sig‘imdagi tokka teng bo‘ladi. Zanjirning umumiy toki aktiv tashkil etuvchi I_a va induktiv tashkil etuvchi I_L tok yuqori garmonikalarining yig‘indisiga teng bo‘ladi.

Parallel zanjirda ham trigger effekti kuzatilishi mumkin. Agar manba tokining qiymati sekin asta oshirib borilsa, u holda U va I lar bog‘lanishini belgilovchi nuqta avvalgi grafikdagi 0-1-2 qism bo‘ylab harakatlanadi. Keyin kuchlanish bo‘yicha esa 2- nuqtadan 4- nuqtaga sakraydi. Manba tokining qiymati yanada oshirilishi natijasida nuqta grafikning 4-5 qismi bo‘ylab siljiydi. Tok kamaytirilganda esa qaralayotgan nuqta grafikning 5-4-3 yo‘l bo‘ylab siljib, keyin sakrab 1-nuqtaga o‘tadi va nolgacha kamayadi. Toklar ferrezonansida kuchlanish o‘z qiymatini sakrab o‘zgartiradi.

Parallel zanjirning natijaviy VAXsidagi pasayuvchi qismini tajribada olish uchun zanjirni kuchlanish manbaidan ta‘minlash lozim bo‘ladi.

Rezonans rejimida zanjir umumiy toki uchinchi garmonikasining amplitudasi birinchi garmonika amplitudasidan bir necha marta ortib ketishi mumkin.

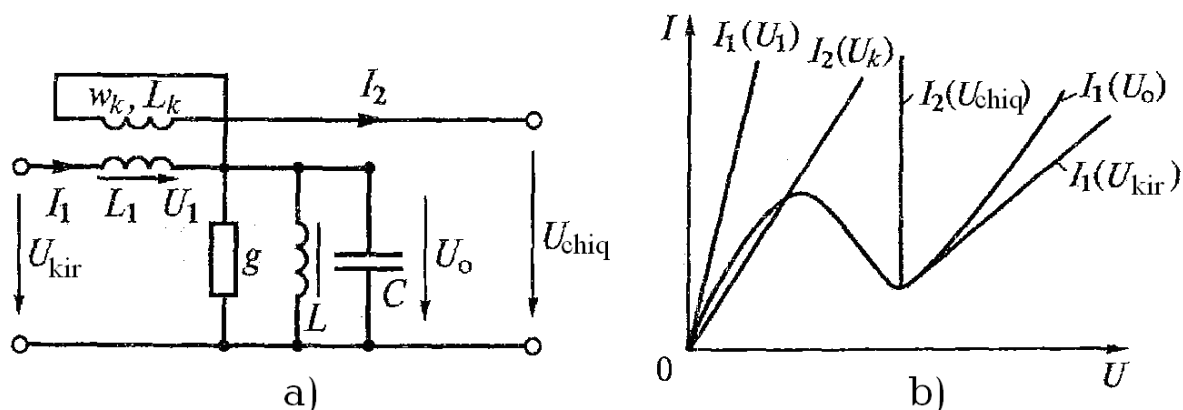
Shuni aytib o‘tish lozimki, ferrezonans hodisasiga o‘xshash effektini chiziqli induktivlik nochiziqli sig‘im elementlaridan tashkil topgan zanjirda ham kuzatish mumkin.

4. Ferrezonansli kuchlanish stabilizatori

Ferrezonansli zanjirlar yordamida o‘zgaruvchan tok kuchlanishini stabillash mumkin. Energetika va avtomatika tizimlarida kuchlanishlar va toklar ferrezonansiga asoslangan va xilma-xil sxemali kuchlanish stabilizatorlari keng qo‘llaniladi.

53 – rasm, a da ferrezonansli kuchlanish stabilizatorining eng oddiy sxemalaridan biri keltirilgan. U parallel L_C konturga ketma-ket ulangan L_1 induktivlik va u bilan induktiv bog‘langan L_k kompensatsiyalovchi induktivlikdan tashkil topgan. L_1 va L_k g‘altaklar bitta o‘zakka o‘ralgan bo‘lib, induktiv jihatdan o‘zaro qarama-qarshi ulangan. L_k g‘altakdagi U_k kuchlanish tok bilan chiziqli bog‘langan. Shuning uchun $U_{chiq} = U_0 + U_K$.

Stabilizator chiqish xarakteristikasi $I_2(U_{chiq})$ ni olish uchun rezonans konturining $I_1(U_0)$, chiziqli induktivlikning $I_1(U_1)$ va kompensatsiyalovchi g‘altakning $I_2(U_K)$ VAXlarini quramiz (53 – rasm, b). Bunda $I_1 \approx I_2 = I$ deb hisoblaymiz. $I_1(U_1)$ va $I_1(U_0)$ VAXlarni kuchlanish o‘qi bo‘ylab qo‘shamiz. $I_2(U_{chiq})$ bog‘lanishni hosil qilish uchun $I_1(U_0)$ egri chizig‘idan $I_2(U_K)$ VAXsini ayiramiz.



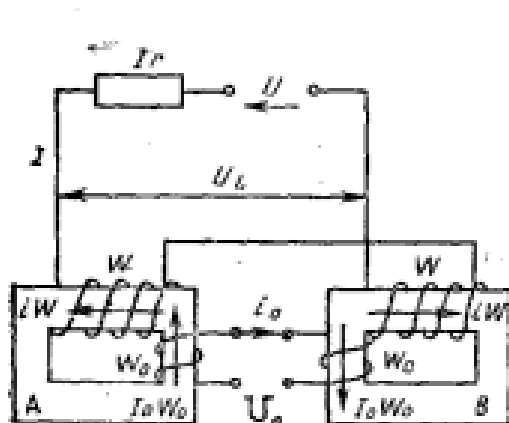
53 – rasm

Ko‘rib chiqilgan sxemada kirish kuchlanishining ma‘lum diapazonda o‘zgarishi sxemaning chiqishidagi kuchlanishni deyarli o‘zgartirmaydi, ya‘ni chiqish kuchlanishi stabil saqlanadi.

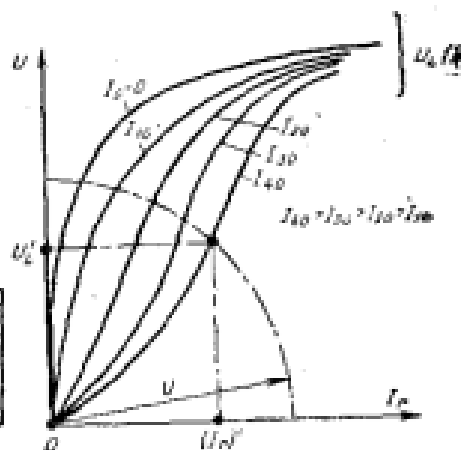
5. Ferromagnit quvvat kuchaytirgichning tadqiqoti.

Ferromagnit elementning induktivligi uning po‘lat o‘zagining magnitlanish holatiga kuchli bogliq. O‘zak qanchalik ko‘p to‘yingan bo‘lsa, muhitning magnit kirituvchanligi shunchalik kichik bo‘ladi va demak, ana shu o‘zakka kiygizilgan g‘altak chulg‘aming induktivligi shunchalik kamaya boradi. Agar ferromagnitaviy element o‘zgaras tok bilan magnitlovchi (avtonom manbadan) maxsus chulg‘amga ega bo‘lsa, bu magnitlovchi tokning kattaligini rostlash bilan uning induktivligi L ni ma‘lum diapazonda o‘zgartirish mumkin. Bunday nochiqli induktivliklar (ferromagnitaviy elementlar) boshqariladigan induktivliklar deb ataladi. Ular rostlanadigan transformatorlarda, boshqariladigan, reaktorlarda, magnitaviy kuchaytirgichlarda va boshqalarda keng ishlatilmoqda.

Quyidagi rasmda ikkita bir xil ikki chulgamli to'yigadigan A va B transformatorlardan tuzilgan ferromagnitaviy quvvat kuchaytirgichning sxemasi ko'rsatilgan. Transformatorlarning birlamchi (ish) w chulg'amlari nagruzka R orqali ketma-ket mos biriktirilib, sinusoidal kuchlanish $U=U_m \sin \omega t$ ga ulangan. Ikkilamchi (boshqaruvchi)



54-rasm



55-rasm

w_0 chulg'am ya ketma-ket, ammo qarama-qarshi biriktirilib, o'zgaras tok manbai I_0 ga ulangan. Ikkilamchi chulg'amlarning qarama-qarshi ulanishi magnetlovchi tok I_0 o'zgaras manbasining zanjiriga o'zgaruvchan e. yu. k. ning o'tishiga imkon bermaydi. Magnetlovchi tok bo'lmaganda (magnetlovchi kuch $I_0 w_0 = 0$) qurilmaning birlamchi zanjiridagi tokning kattaligi berilgan kuchlanishning effektiv qiymati U nagruzka qarshiligi R va birlamchi chulgamlarning yig'indi induktiv qarshiligi bilan aniqlanadi, ya'ni

$$I = \frac{U}{\sqrt{r^2 + \omega^2 L_w^2}}.$$

Endi magnetlovchi chulg'am w_0 dan biror o'zgaras tok I_0 ni o'tkazamiz. Alohida olingan transformatorlarning w va w_0 chulg'amlari turli usulda ulanganligidan o'zgaras magnetlovchi kuch $I_0 w_0$ ish toki i hosil qilgan o'zgaruvchan magnetlovchi kuch $i w$ ga bitta o'zakka mos, boshqasida qarama-qarshi yo'nalgan bo'ladi. Tok i xarakteri bo'yicha davriy, yo'nalishi bo'yicha o'zgaruvchan bo'lganligidan uning bitta yarim davrdagi o'zgarishida o'zak A qo'shimcha magnetlovchi kuch $I_0 w_0$ bilan magnetlangan bo'ladi, o'zak B esa. xuddi ana shu kattalikdagi magnetlovchi kuch bilan magnitsizlangan bo'ladi. Keyingi yarim davrlar davomida o'zaklar rollari bilan almashinadi va h. k. Ammo tok I_0 ning magnitsizlovchi ta'siri w ish chulg'amlarida induktivlik L_w ni sezilarli kattalikda orttirmaydi, uning boshqa chulgamdagi magnetlovchi ta'siri esa induktivlik L_w ni keskin kamaytirib, po'latning to'yinishini hosil qiadi. Tok I_0 qanchalik katta bo'lsa, ish chulgamlarining induktiv qarshiligi $x = \omega L_w$ shunchalik kichik va berilgan kuchlanish U ning birgina o'sha qiymatida ish zanjirida tok I shuncha

katta bo'ladi. Yuqoridagi 2-rasmda ish chulg'ami w ning qismalaridagi yig'indi kuchlanish U_L ning magnitlovchi tok I_0 ning turli qiymatlarida nagruzka qarshiligi R ning qismalaridagi kuchlanish $U_r = I r$ ga bogliqligini ifodalovchi $U_L(Ir)$ xarakteristikalarining to'plami ko'rsatilgan. Biror o'zgartirilgan masshtabda ular transformatorning birlamchi chulg'amlarining magnitlovchi tokning turli qiymatlarda xosil qilingan volt-amper xarakteristikasi $U_L(I)$ larning to'plamini ifodalaydi. Oldin qabul qilingan (o'zaklarda isroflar yo'q, kuchlanish va toklarning haqiqiy egri chiziqlari ularga ekvivalent bo'lgan sinusoidalar bilan almashinadi degan) taxminlarga binoan kuchlanish U_L va $I r$ o'zapo 90° burchakka siljigan, ya'ni kvadraturada $\wedge$ isoblanadi. U holda quyidagini hosil qilamiz:

$$U_L^2 + (Ir)^2 = U^2.$$

Bu tenglama $U = \text{const}$ da markazi koordinatalar boshida bulib, radiusi $R = U$ ga teng bulgan aylananing tenglamasidir (2- rasm). Tok I_0 ning turli qiymatlarida U_L va $I r$ kuchlanishlarning orasidagi nisbatni aniqlash uchun volt-amper xarakteristikaning ana shu aylana bilan kesishish nuqtasi k ni topish yetarli. Masalan, $I_0 = I_{40}$ ($i_0 = i_4$) da $U_L = U_L'$ va $I r = (I r)'$ bo'ladi. Ana shu grafikdan $I = f(I_0)$ bog'lanishni hosil qilish uchun ham foydalanish mumkin. Odatda chulg'amlarning o'ramlari soni w va w_0 ning nisbati U va U_0 kuchlanishlarning kattaliklari, toklarning kattaliklari $I \ll I_0$ bo'ladigan qilib tanlanadi. Shuning uchun boshqariladigan tok I_0 ning kattaligini nisbatan ozgina o'zgarishi zanjirdagi tok I ning kattagina ortishini yuzaga keltiradi. Shu tufayli tokning *magnitaviy kuchayishi* deb ataladigan hodisa sodir bo'ladi. Boshqariladigan tok orttirmasi ΔI ning boshqaruvchi tok orttirmasiga ΔI_0 ga nisbati

$$K_{\kappa(I)} = \frac{\Delta I}{\Delta I_0}$$

tok buyicha kuchaytirish koeffisienti deb ataladi. I_0 va I toklarning o'zgarishi tegishliche nagruzka va boshqaruvchi chulram w_0 ning qismalaridagi $U_r = I r$ va $U = r_{w0} I_0$ kuchlanishlarning o'zgarnshini yuzaga keltiradi. Shuning uchun kuchlanish bo'yicha kuchaytirish koeffisienti tushunchasi kiritiladi. U quyidagicha ifodalanadi:

$$K_{\kappa(U)} = \frac{\Delta(Ir)}{\Delta U} = \frac{\Delta U_{\sim}}{\Delta U_{\sim}}.$$

Quvvat buyicha kuchaytirish koeffisientini ish zanjirdagi quvvatning orttirmasi $\Delta P_{\sim}$ ning boshqaruvchi zanjirdagi quvvat orttirmasi $\Delta P_{\sim}$ ga nisbati tarzida aniqlanadi:

$$K_{\kappa(P)} = \frac{\Delta P_{\sim}}{\Delta P_{\sim}} = \frac{\Delta(I^2 r)}{\Delta(I_0 U_{\sim})} = K_{\kappa(I)} \cdot K_{\kappa(U)}.$$

Ferromagnit quvvat kuchaytirgichlar elektr yuritmalarning boshqarish zanjirlarida, avtomatika sistemalarida, releli himoyalarda, parametrlarni distantсион kontrol qilish va rostlashda, bort apparatlari va hokazolarda keng ishlatilmoqda. Magnit kuchaytirgichlar (MK) boshqariladigan signallarning chastotalari bo'yicha quyi chastotali (50 Gts) va yuqori chastotali (odatda 400 Gts gacha), fazalari soni bo'yicha bir yoki ko'p fazali (ko'pincha uch fazali) qilib tayyorlanadi. Tipaviy kuchaytirgichlar suvvati buyicha bir iecha un vattdan to bir necha o'n kilovattlargacha mo'ljallab ishlab chiqariladi. Quvvati bo'yicha kuchaytirish koeffisienti bir necha yuz birlikka yetishi mumkin.

6. Ferromagnit chastota ikkilantirgichning tadqiqi.

Ma'lumki, o'zgaruvchan tok zanjiridagi nochiziqli element yuqori garmonikalarning manbai hisoblanadi, ya'ni volt-ampere xarakteristikaning nochiziqligi tufayli, nochiziqli elementdagi tokning shakli zanjirga berilgan kuchlanishning shaklidan farq qiladi. Nochizigiy elementning nochizigiy xarakteristikalarini xususiyatlaridan amaliy foydalanilgan hollarda (toklarni va kuchlanishlarni stabilash, quvvatni kuchaytirish, to'g'rilash va h. k.) yuqori garmonikalarning xosil bulishi zararli hisoblanadi. Tok va kuchlanishlarning nosinusoidal egri chiziqlari esa, xisoblashni qulaylashtirish maqsadida, ularga ekvivalent bulgan sinusoidalar bilan almashtiriladi. Ammo boshqa bir qancha amaliy hollarda manbadan kelayotgan davriy signal shaklining nochizigiy element tomonidan buzilishini faqat xisobga olish muhim bulib qolmay, balki uni kuchaytirish effekti ham muhim hisoblanadi. Bunday masala bir xil chastotadagi signallarni boshka chastotadagi signallarga aylantirish zaruriyati bulganda qo'yiladi. Bunda ko'proq sanoat chastotasidagi davriy manbaning chastotasini ko'paytirish masalasi qo'yiladi va bu masala tok, oqim yoki kuchlanishning nosinusoidal egri chizig'idan birona yuqori garmonikani ajratish metodi bilan hal etiladi.

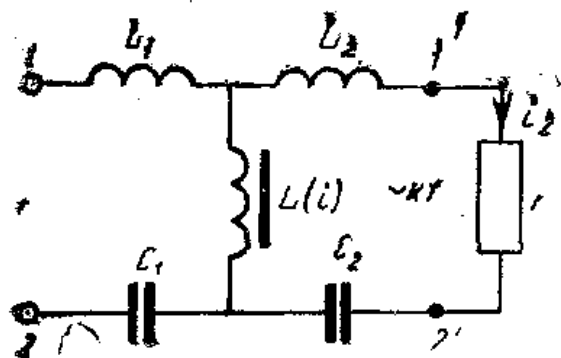
Yuqori garmonikalarning generatori tarzida, kupincha, nochizigiy induktivlik va tuyinadigan transformatorlardan foydalaniladi.

56-rasmda nochizigiy induktivlik $L(i)$ va tegishli manba chastotasi f hamda kiruvchi signal k garmonikasining kf chastogasiga sozlangan ikkita ketma-ket $L_1 — C_1$ va $L_2 — C_2$ rezonansiy konturlardan tuzilgan oddiy k marta chastota kupaytirgichning sxemasi kursatilgan. Birinchi konturning chizigiy

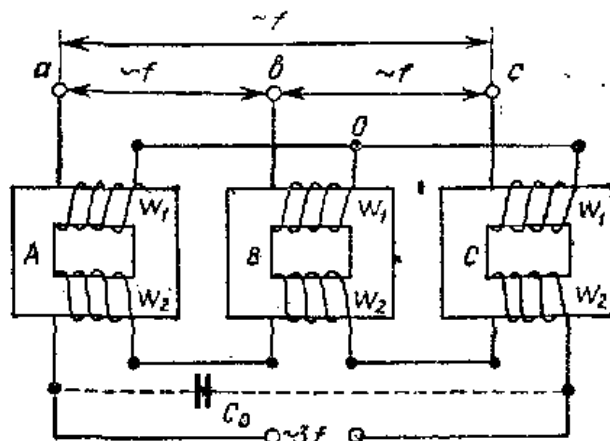
L_1 va C_1 parametrlari $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}$ da to'lqin qarshiligi $\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$ yetarlicha

katta bulib, amalda tok i ning sinusoidalligini ta'minlaydigan qilib tanlanadi. Bu holda galtak $L(i)$ dagi kuchlanish aniq ifodalangan nosinusoidal shaklga, ikkilamchi zanjirga generatsiyalanayotgan yuqori garmonikalar esa sezilarli katta amplitudalarga ega bo'ladi. $kf = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_2 C_2}}$ chastotaga sozlangan $L_2 — C_a$

rezonansiy kontur k garmonikaning tokiga hech qanday qarshilik kursatmasdan, boshqa barcha (shuningdek, asosiy) garmonikalarining toklari uchun kuchli soʻndirishni yuzaga keltiradi. Agar zanjirning 1 — 2 kirish tomonida signalning chastotasi f ga teng bulsa, uning 1' — 2' chiqish tomonida, ya'ni nagruzka qarshiligi r ning qismalaridagi kuchlanishning chastotasi kf ga teng buladi.



56-rasm

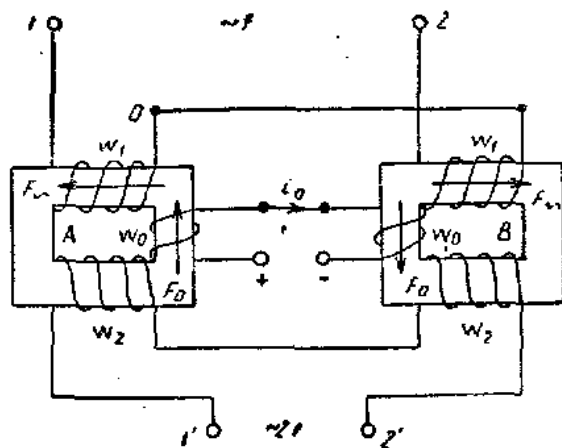


57-rasm

Uzgartirilayotgan chastotaga tanlovchanligi va quvvatining kursatkichlari buyicha nolinchi ketma-ketlikdagi garmonikalarni ajratishga asoslangan sxemalar birmuncha mukammal xisoblanadi. Manba tokining chastogalarini butun songa kupaytirishning misoli tarzida chastotalarni uch va ikki marta koʻpaytirishni kurib chikamiz.

57-rasmda *Spinelli sxemasi* deb ataladigan statik ferromagnitaviy chastota uchlantirgichning sxemasi kursatilgan. K^u - rilma uchta bir xil ikki chulgamli A, B va C tuyinadigan transformatorlardan iborat. Ularning birlamchi chulgamlari, «nolinchi simsiz yulduz» sxemasida ulanib, f chastotali uch fazali kuchlanishning simmetrik sistemasiga ulangan, ikkilamchi w_2 chulgamlari esa ochiq uchburchaklik sxemasida ulangan. Transformatorlarning birlamchi ω_1 chulgʻamlari volt-amper xarakteristikalarining nochizigiyligi tufayli i_a , i_b va i_c fazaviy toklar nosinusoidal bulib, asosiy garmonik a lardan tashqari yuqori tok garmonikalarga ham ega. Zanjirni ulash usullariga kura bu toklarning yigindisi nolga teng bulishi kerak, bu shartni birinchi, be shinchi, yettinchi, un birinchi va x. k. garmonikalarining toklari qanoatlantirib, uchinchi, toʻqqizinchi va boshqa uchga karrali boʻlgan, ya'ni nolinchi ketma-ketlikdagi sistemani xosil qiluvchi garmonikalarining toklari kanoatlantirmaydi. Uchinchi va unga karrali bulgan tok garmonikalarining toklari tutashishi mumkin bulgan nolinchi simning yuqligi tufayli, bu

garmonikalar u_A , u_B va u_C fazaviy kuchlanishlarda yoki, baribir, A, B va C uzaklarning magnitaviy oqimlarida hosil buladi. Demak, ikkilamchi w_2 chulg'amning qismalaridagi fazaviy e. yu. k. lar, asosan, birinchi, uninchi va uchga karrali bulgan garmonikalarga ega. Ikkilamchi chulg'amlarning ulanish usuliga kura zanjirning chiqish tomonida (ya'ni uchburchaklikning uzilish joyida) faqat uchinchi va unga karrali bulgan garmonikalarning kuchlanishlari xosil buladi. Masalan, asosiy garmonikalar e. yu. k. larining yigindisi nolga teng. Tuqqizinchi, un beshinchi va h.k. garmonikalarning amplitudalari kattaliklari buyicha unchalik katta emas, shu tufayli uzgartgichning chiqish tomonidagi kuchlanishning chastotasi $3f$ deb hisoblash mumkin. Uzgartgich nagruzkaga ishlaganda yanada qattiq tashqi xarakteristika hosil qilish uchun chastota uchlantirgichning chisish tomoniga parallel silib chizigiy cig'im C_0 ulanadi.



58-rasm

58-rasmda *Joli—Epshteyn sxemasi* deb ataladigan chastota ikkilantirgichning sxemasi kursatilgan. Ikkilantirgich bir xil uch chulg'amli ikkita **A** va **B** transformatorlardan iborat, ularda birlamchi w_1 va ikkilamchi w_2 chulg'amlardan tanqari uzgarmas tok bilan ta'minlangan w_0 chulg'am xam buladi. Birlamchi w_1 chulg'amlar ketma-ket va qarama-qarshi biriktirilib, chastotasi f bulgan bir fazali sinusoidal kuchlanish manbaiga ulanadi. Magnitlovchi w_0 chulg'am ketma-ket va mos bpriktirilgandaG uzgarmas kuchlanish manbai U_0 ga ulanadi. Ikkilamchi (chikish) w_2 chulg'amlar xam, shuningdek, ketma-ket va mos biriktirilgan. w_1 va w_2 (xuddi shuningdek va w_0) chulg'amlar qarama-qarshi - mos ulanganida uzgarmas kuchlanish manbaining zanjiriga va ikkilan gan chastotalarning priyomnigi zanjiriga birinchi garmonika toklarini utkazmaydi. Kurilayotgan zanjirda ikkinchi yuqori garmonikaning generatsiyalanish va ajralish mexanizmi quyidagidan iborat, $i_1 w_1$ va $i_0 w_0$ magnitlovchi kuchlarning uzgaruvchan va uzgarmas tashkil etuvchilarining ta'siridan **A** va **B** transformatorlarning uzaklarida tegishlicha Φ_A va Φ_B magnitaviy oqimlar xosil buladi:

$$\begin{aligned}\Phi_A &= \Phi_0 + \Phi_{1m} \sin(\omega t + \alpha_1) + \Phi_{2m} \sin(2\omega t + \alpha_2) + \Phi_{3m} \sin(3\omega t + \alpha_3) + \Phi_{4m} \sin(4\omega t + \alpha_4) + \dots + \Phi_{km} \sin(k\omega t + \alpha_k); \\ \Phi_B &= \Phi_0 - \Phi_{1m} \sin(\omega t + \alpha_1) + \Phi_{2m} \sin(2\omega t + \alpha_2) - \Phi_{3m} \sin(3\omega t + \alpha_3) + \Phi_{4m} \sin(4\omega t + \alpha_4) + \dots + (-1)^k \Phi_{km} \sin(k\omega t + \alpha_k)\end{aligned}$$

ω_1 va ω_2 chulgʻamlar mos — qarama-qarshi ulanganligi tufayli juft garmonikalar uzaklarida nolinchi ketma-ketlikdagi sistema xosil buladi, B uzakdagi k -tartibli barcha toq garmonikalar A uzakdagi usha garmonikalarga nisbatan faza buyicha $k\pi$ ga siljigan buladi. Natijada qurilmaning chiqish sismalaridagi yigindi kuchlanishi quyidagicha buladi:

$$U_2 = -e_2 = \frac{d}{dt} \omega_2 (\Phi_A + \Phi_B) = 2W_2 [2\omega \Phi_{2m} \cos(2\omega t + \alpha_2) + 4\omega \Phi_{4m} \cos(4\omega t + \alpha_4) + \dots] = U_{2m} \sin(2\omega t + \beta_2) + U_{4m} \sin(4\omega t + \beta_4) + \dots,$$

ya'ni u juft tartibdagi, (shuningdek, priyomnigi uchun asosiy garmonika rolini bajaruvchi $2f$ chastotali signal) ikkinchi garmoni- kalardan iborat. Uzgarmas tok i_0 bilan doimo magnitlantirib turish uzaklarning magnitlash egri chizigida assimetriya xosil qilish uchun zarur bulganligini uqtirib o'tamiz.

Uzgaruvchan tokning ferreazonansiy elementlariga asoslangan chastota kupaytirgichlar suvvati katta bulmagan tezyurar sinxron dvigatellarni (dastaki elektrik asbablarni), elektrik payvandlashda, metallarni yuqori chastota bilan chiniqtirishda va xokazolarda nostandart chastotali uzgaruvchan tok bilan ta'minlashda manba tarzida keng ishlatilmoqda. Yetarlicha yuqori ($1 - 2$ kGs) chastotalar xosil qilish zaruriyati bulganda chastotalar kaskadiy kupaytirilishi mumkin.

Nazorat savollari.

1. Ferreazonans nima?
2. Trigger effektini tushuntirib bering.
3. Ferreazonans hodisasini chiziqli zanjirlarda yuz beradigan rezonans hodisasi bilan qiyosiy taqqoslang.
4. Ferreazonans kuchaytirgich qanday ishlaydi?

9-ma'ruza. Nochiziqli zanjirlardagi o'tkinchi jarayonlar.

Reja:

1. Nochiziqli zanjirlardagi o'tkinchi jarayonlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.
2. O'zgarmas kuchlanish manbaiga ulangan nochiziqli zanjirlardagi o'tkinchi jarayonlarni hisoblash usullari.
3. Po'lat o'zakli g'altakli o'zgaruvchan kuchlanish manbaiga ulangan nochiziqli zanjirlardagi o'tkinchi jarayonlarni hisoblash.
4. O'tkinchi jarayonlarni fazaviy tekislikda tasvirlash.

1. Nochiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonlar haqidagi umumiy ma'lumotlar.

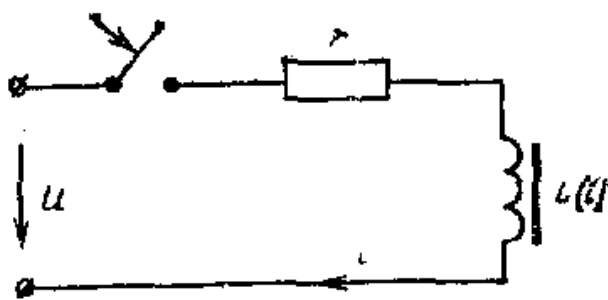
Nochizig`iy elektrik zanjirlarda bitta turgunlashgan rejimdan boshqasiga o`tishdagi fizikaviy protsesslar chizigiy zanjirlardagiga qaraganda bir qancha murakkab. Gap shundaki, utkinchi protsess davomida nochizigiy elementning parametrlari uzgarishsiz qolmaydi, balki ular vakt buyicha uzgarib, bu utkinchi prosessga ham misdoriy, ham sifatiiy uzgartirishlar kiritadi. Nochizigiy zanjirlarning bu xususiyatlarini hisobga olish zanjirdagi dinamikaviy rejimlarni ifodalaydigan nochizigiy differensial tenglama echimining aniqligiga bogliq.

Turg`unlashgan rejimlarni hisoblash holidagiga uxshash, nochizigiy zanjirlardagi utkinchi protsesslar grafikaviy, analitikaviy va grafoanalitikaviy metodlar bilan hisoblanadi. Buni nochizigiy induktiv g`altakni uzgarmas va sinusoidal uzgaruvchan kuchlanishlarga ulash misollarida kurib chisamiz.

2. O`zgarmas kuchlanish manbaiga ulangan nochiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonlarni hisoblash usullari.

2.1. Ketma-ket ulangan $r, L(i)$ zanjirni uzgarmas kuchlanishga ulash

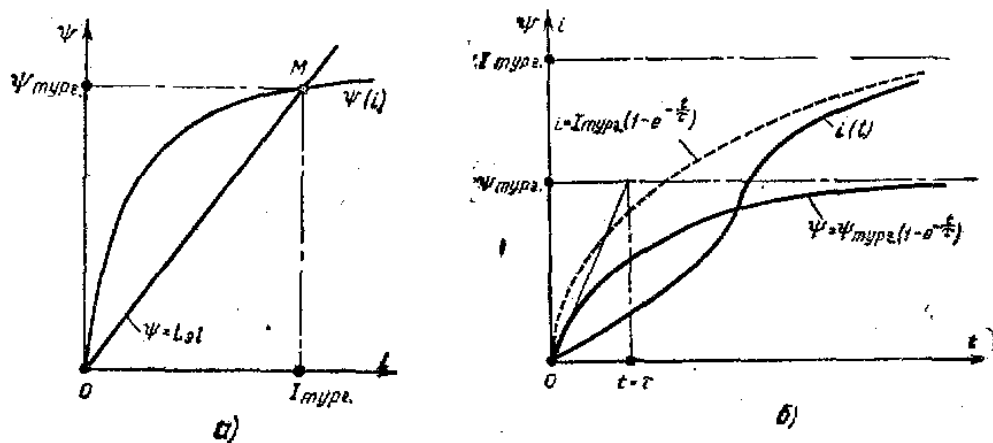
59-rasmda $t = 0$ paytda ichki qarshiligi r bulgan $L(i)$ ferromagnitaviy elementni i kuchlanishga ulash sxemasi kursatilgan. Nochiziriy elementning veber-amper xarakteristikasi $\varphi(0) y(x)$ (2-rasm, a) tipida gi gisterezissiz simmetrik egri chiziqni ifodalaydi va $t = 0$ uzilish paytida tok $i(0)$ va oqim $\varphi(0)$ nolga teng deb qabul qilamiz. Dastavval zanjirni $u = U_0$ uzgarmas kuchlaiishga ulagandagi utkinchi protsesslarni hisoblashning ba`zi metodlarini kurib chikamiz. Bunda g`altak chulgaminging aktiv qarshiligidagi isrof P_a va uzakdagi P_p (pulatdagi) isroflar rezistor r dagi R_r isroflar bilan ekvivalentlashtirilgandeb faraz qilamiz.



59-rasm

2.2. Shartli linearlash usuli

Grafoanalitikaviy shartli linearlash metodida nochizigiy induktiv g`altak  $L(i)$ , utkinchi protsess tugagandan sung turg`unlashgan tok I_{turg} va oqim ψ_{turg} ga mos keladigan statikaviy parametr kabi xisoblangan, biror shartli va mikdori buyicha uzgarmas ekvivalent induktivlik L_e ega deb



60-rasm

xisoblanadi. Boshkacha qilib aytganda, berilgan noxizig`iy  $\psi(i)$  xarakteristika shartli ravishda  $M$  nuqtadan utuvchi to`g`ri chiziq $\psi = L_e(i)$ (60-rasm, a) bilan almashtiriladi, bu yerda $i = i_{tura} = U_0/r$ va $\psi = \psi_{tura} = L_e i_{tura}$. Yuqorida qabul qilingan shartlarga binoan zanjirning muvozanat tenglamasi

$$r i + \frac{d\psi}{dt} = U_0$$

ni quyidagi ko`rinishda qayta yozamiz.

$$\frac{d\psi}{dt} + \frac{r}{L_e} \psi = U_0.$$

Bu tenglamani o`zgaruvchan ψ ga nisbatan chizigiy differensial tenglama kabi yechib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\psi = \psi_{\text{typf}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}),$$

bu yerda $\tau = L_e/r$ vaqt konstantasi, (sek).

Bu eksponensial egri chiziq 60-rasm, **b** da kursatilgan. Undan tanlangan $t_1, t_2, \dots, t_n$ paytlar uchun $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$ ilashgan oqimlarning qiymatlarini aniqlab, 60-rasm, **a** dagi egri chiziq $\psi(i)$ dan ularga mos $i_1, i_2, \dots$ toklarning qiymatlarini topamiz va masaladagi noma'lum $i(t)$ egri chiziqni yasaymiz. Oldin r, L chizigiy zanjir uchun olingan (60-rasm, **a** dagi punktir chizis) utkinchi tok

$$i = I_{\text{typf}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

ning uzgarish qonunidan farqli ularoq, noxizigiy zanjirdagi utkinchi tok $i(t)$ vaqt buyicha notekis uzgaradi: utkinchi protsessning boshlanishida tokning usishi sustlashgan, oxirida esa teskarisicha, turg'unlashgan qiymatlarga yaqinlashganda tezlasha boshlaydi. Bu holga ferromagnitaviy element

dinamikaviy induktivligi $L_d(i)$ (58-rasm) xarakterining uzgarish qonuniga teskari bulishi sababdir.

2.3. Analitikaviy usul

O`tkinchi protsessni analitikaviy usul bilan hisoblashda ferromagnitaviy element ( $i$ ) ning veber-amper xarakteristikasi  $\psi(i)$  ning xaqiqiy egri chizigi berilgan nochizig`iy boglanishni taxminan ifodalaydigan $\psi = f_1(i)$ yoki $i = f_2(\psi)$ algebraik funksiyalar bilan almashtiriladi. Berilgan egri chiziqni unga ekvivalent analitik funksiya bilan almashtirish operatsiyasi *approksimatsiya* deb ataladi. Nochizig`iy g`altaklarnng uzaklarini, magnitlash egri chiziqlarini (yoki veber-amper xarakteristikalarini) ifodalash uchun approksimatsiya lanadigan kupgina funksiyalar mavjud. Approksimatsiya formulalarini yozishni tanlashda g`altakdagi tokning va uning uzagidagi oqimning uzgarish chegaralarini asos qilib olish kerak;

$$\begin{aligned} i &= a_1 \psi + b_1 \psi^2 & (0 < \psi < \infty) \\ i &= a_2 \psi + b_2 \psi^3 + c_2 \psi^5 & (-\infty < \psi < \infty) \\ i &= a_3 \operatorname{sh} b_3 \psi & (-\infty < \psi < \infty) \\ \psi &= i \left(a_4 + \frac{b_4}{1 + c_4 i} \right) & (i > 0) \\ \psi &= a_5 \operatorname{arctg} (b_5 i + c_5 i^2) & (-\infty < i < \infty) \\ \psi &= a_6 i + b_6 i^2 + c_6 i^3 & (0 < i < l_1) \\ \psi &= a_7 i + b_7 i^3 + c_7 i^5 & (-l_1 < i < +l_1, \text{ ba x. k.}) \end{aligned}$$

Kurib chiqilayotgan holda g`altakning egri chiziqli $\psi(i)$ funksiya $i = a_1 \psi + b_1 \psi^2$ bilan aproksimatsiya qilingan deb faraz qilaylik. U holda tenglama (1) ning urniga quyidagini hosil qilamiz:

$$ra_1 \psi + rb_1 \psi^2 + \frac{d\psi}{dt} = U_0$$

$$\frac{d\psi}{dt} = U_0 - ra_1 \psi - rb_1 \psi^2.$$

Bu tenglamani vaqt t ga nisbatan yechib, uni quyidagi kurinishga keltiramiz:

$$t = \int_0^\psi \frac{d\psi}{U_0 - ra_1 \psi - rb_1 \psi^2} = -\frac{1}{rb_1} \int_0^\psi \frac{d\psi}{\psi^2 + \frac{a_1}{b_1} \psi - \frac{U_0}{rb_1}},$$

bu yerda, ψ zanjirni ulangan paytdan boshlab utgan vast t ga mos kelgan utkinchi ilashgan otsimning ixtiyoriy qiymati.

Noma'lum integrallar jadvalidan ma'lumki, $\Delta = (4ac - b^2) < 0$ bo'lganda

$$\int \frac{dx}{ax^2 + bx + c}$$

integral quyidagiga teng bo'ladi.

$$= \frac{2}{\sqrt{b^2 - 4ac}} \operatorname{Arth} \frac{2ax + b}{\sqrt{b^2 - 4ac}}.$$

Demak, bizga noma'lum bulgan aniq integral

$$\begin{aligned} t &= \left| \frac{2}{\sqrt{r^2 a_1^2 + 4rb_1 U_0}} \operatorname{Arth} \frac{2\psi + \frac{a_1}{b_1}}{\sqrt{\frac{a_1^2}{b_1^2} + \frac{4U_0}{rb_1}}} \right|_{\psi=0}^{\psi} = \\ &= \frac{2}{\sqrt{r^2 a_1^2 + 4rb_1 U_0}} \left(\operatorname{Arth} \frac{2\psi + \frac{a_1}{b_1}}{\sqrt{\frac{a_1^2}{b_1^2} + \frac{4U_0}{rb_1}}} - \operatorname{Arth} \frac{\frac{a_1}{b_1}}{\sqrt{\frac{a_1^2}{b_1^2} + \frac{4U_0}{rb_1}}} \right) = \\ &= \frac{2}{\sqrt{r^2 a_1^2 + 4rb_1 U_0}} \operatorname{Arth} \frac{\sqrt{r^2 a_1^2 + 4rb_1 U_0}}{\frac{2U_0}{\psi} - ra_1} \end{aligned}$$

ga teng buladi, bu yerdan utkinchi ilashgan oqimni quyndagicha topamiz.

$$\psi = \frac{2U_0}{\sqrt{r^2 a_1^2 + 4rb_1 U_0} \cdot \operatorname{ct} h \frac{1}{2} \sqrt{r^2 a_1^2 + 4rb_1 U_0} \cdot t + ra_1} = \psi(t).$$

Ilashgan oqim $\psi(i)$ ning vaqt buyicha uzgarish qonunini bilgan xolda, $i = a_1 \psi + b_1 \psi^2$ ifodaga vaqt buyicha uzgaradigan oqim $\psi(t)$ ni qo'yib, galtakdagi utkinchi tokning uzgarish qonunini xam analitik ifodalash mumkin.

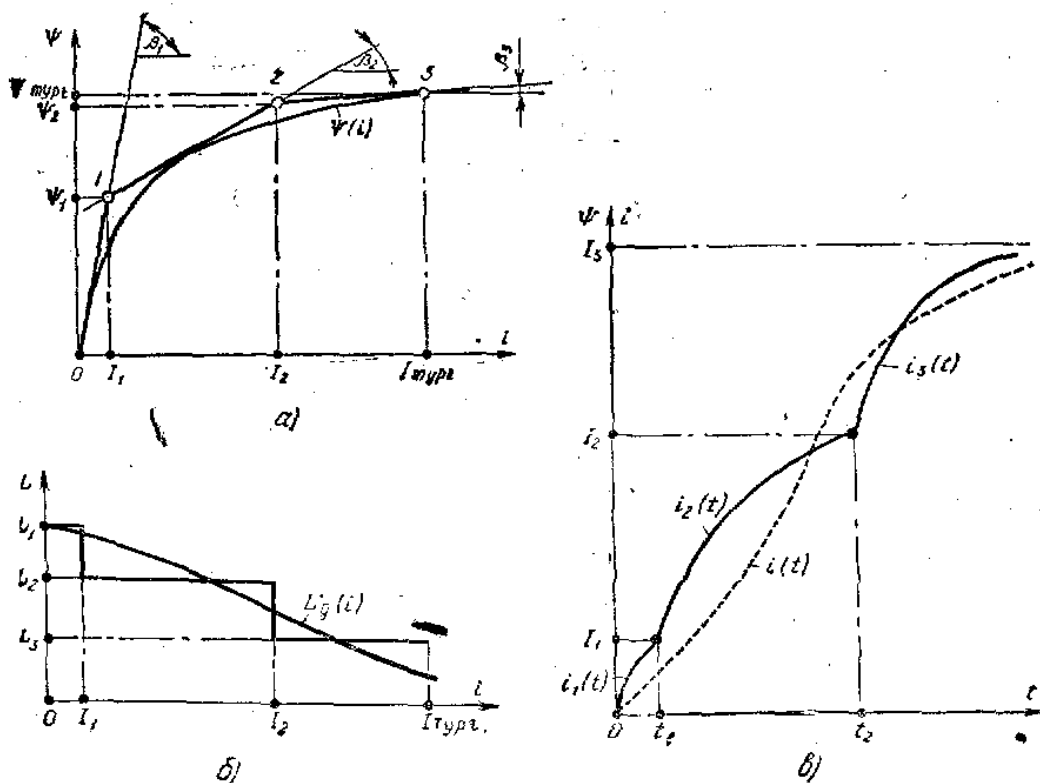
Ferromagnitaviy element $L(i)$ ning nochizigiy xarakteristikasini ifodalovchi real va approksimatsiyalanuvchi egri chiziqlar bir-biridan qanchalik kam farq qilsa, masalaning yechimi shunchalik aniq buladi.

2.4.Nohezizig`iy xarakteristikalarini bulak-chiziqli aproksimatsiyalash usuli

Nohezizigiy zanjirlardagi utkinchi protsesslarni bulak-chiziqli approksimatsiyalash usuli bilan hisoblashda butun zanjirning nochizig`iy xarakteristikasi (yoki u ning aloxida n. e.) bir nechta kesmalardan tuzilgan

siniq chiziklar bilan almashtiriladi. Bu kesmalarning har birida zanjirning (yoki n.e.) parametrlari o'zgarmas deb qabul qilinadi.

Noziqli induktivlik $L(i)$ berilgan real veber-ampere xarakteristikasini $\psi(i)$ ni



61-rasm

unda ixtiyoriy tanlangan nuqtalardan utkazilgan urinmalarning $\psi(i)$ egri chiziq bilan kesishishi natijasida xosil bulgan ixtiyoriy sondagi (bizning hol uchun uchta) kesmalar bilan almashtiramiz. Natijada $0-1-2-3- \dots -n$ siniq egri chiziq xosil kilamiz, kesmalarning tutashgan joylarida tegishlicha ψ_1 va I_1 , ψ_2 va I_2 , $\dots$, ψ_n va I_n va h.k. ilashgan oqimlar hamda toklar o'zaro mos keladi (61- rasm, a). Bunda dinamikaviy induktivlik $L_d(i)$ ning egri chizig'i 61- raem, b da kursatilgan pog'onali grafikdan iborat bo'ladi, chunki $0-1-2-3$ siniq egri chiziqning xar bir kesmasida u $L_1 = tg\beta_1 = \text{const}$ ($L_2 = tg\beta_2 = \text{const}$ va h.k.) uzgarmas miqdorga ega. Kabul kilingan shartlashishlarga binoan utkinchi tokning noma'lum grafigi $i(t)$ ni quyidagi tok va vaqtlarning chegaraviy qiymatlari bilan aniqlanadigan uchta mustaqil bosqichga bulamiz:

$$\begin{aligned} i_1 &= I_{\text{typ}} + A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} & [0 < i_1 < I_1, 0 < t < t_1]; \\ i_2 &= I_{\text{typ}} + A_2 e^{-\frac{t-t_1}{\tau_2}} & [I_1 < i_2 < I_2, t_1 < t < t_2]; \\ i_3 &= I_{\text{typ}} + A_3 e^{-\frac{t-t_2}{\tau_3}} & [I_2 < i_3 < I_{\text{typ}}, t_2 < t < \infty]; \end{aligned}$$

Bu erda $\tau_1 = L_1/r$, $\tau_2 = L_2/r$ va $\tau_3 = L_3/r$ - o'tkinchi protsess kurilayotgan nochiziriy xarakteristika xar bir uchastkasining vaqt konstantasi (tok i dagi indekslar uchastkaning tartib nomeriga tegishli)

$i(O) = 0$ bulgani uchun, $A_t = -i_{turg}$ va demak,

$$i_1(t) = I_{typf} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}})$$

Boshqa tomondan, L_1 dan L_2 ga, L_2 dan L_3 ga va h. k. shartli o'tish chegaralarida tok uzluksiz qolib, sakrashsimon utishlari bulmasligi kerak, u holda

$$i_2(t) = I_{typf} + (I_1 - I_{typf}) e^{-\frac{t-t_1}{\tau_1}}$$

buladi, demak, $i_2(t_1) = I_{turg} + A_2 = I_1$ yoki $A_2 = I_1 - I_{turg}$, bu yerdan

$$I_1 = i_1(t_1) = I_{typf} (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau_1}})$$

Xuddi shunga o'xshash

$$i_2(t_2) = I_2 = I_{typf} + (I_1 - I_{typf}) e^{-\frac{t_2-t_1}{\tau_1}}$$

demak, $I_2 = I_{turg} + A_2$ yoki $A_2 = I_2 - I_{turg}$, bu yerdan

$$i_3(t) = I_{turg} + (I_2 - I_{turg}) e^{-\frac{t-t_2}{\tau_2}}$$

Tokning $i_1(t)$, $i_2(t)$ va $i_3(t)$ bosqichlar buyicha utkinchi qiymatlarining egri chiziqlari 61- rasm, -v da kursatilgan. t_1 va t_2 vaqt kesmalari quyidagicha hisoblanishi mumkin.

$$t_1 = \tau_1 \ln \frac{I_{typf}}{I_{typf} - I_1} \text{ ba } t_2 = \tau_2 \ln \frac{I_{typf} - I_1}{I_{typf} - I_2} + t_1.$$

Kurinib turibdiki, $i(t)$ ga ekvivalent bulgan urtadagi (punktir) chiziq (61-b-rasm,) oldin shartli linearlash usuli bilan xosil qilingan egri chiziqqa yaqin. Protsessning boshlanishida utkinchi tok ortishining sekinlashishiga va teskarisicha, oxirida tezlashishiga utkinchi tok kattaligi ortganda dinamikaviy induktivlik kattaligining keskin kamayishi sabab buladi (61-rasm, b).

2.5. Ketma-ket intervallar usuli

Bu ham grafoanalitikaviy usul bulib, unda utkinchi protsess vaqt buyicha juda kichik, ammo teng Δt oraliklarga bulib xisoblanadi. Δt oraliq vaqtlar uchun tok i va oqim ψ ning tegishli orttirmalari xisoblanadi. Kurilayotgan zanjirning differensial tenglamasi

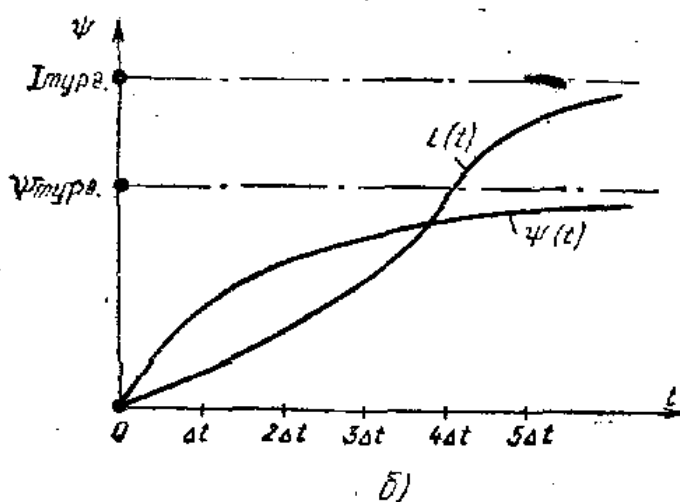
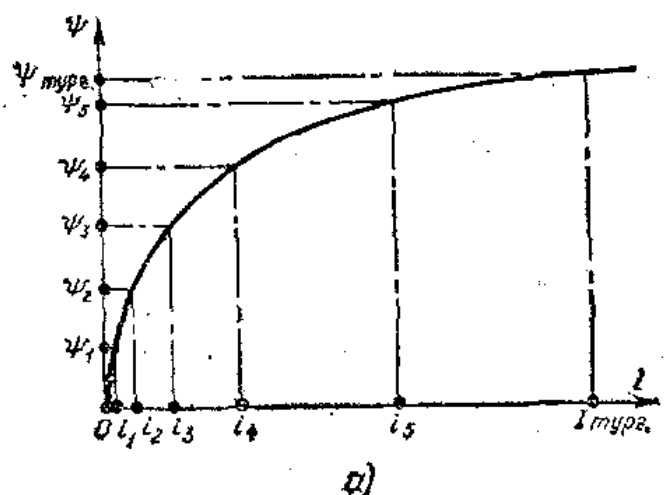
$$ri + \frac{d\psi}{dt} = U_0$$

ga binoan k-intervalda quyidagi ga ega bo`lamiz.

$$\frac{\Delta \psi_k}{\Delta t} \approx \left(\frac{d\psi}{dt} \right)_k = U_0 - ri_{k. \text{ ypm}},$$

Shunday qilib,

$$\Delta \psi_k = \psi_k - \psi_{(k-1)} \approx (U_0 - ri_{k. \text{ ypm}}) \Delta t$$



62-rasm

Yuqoridagi formulaga binoan, $\psi_0=0$ va $i_0=0$ bulgan $t=0$ paytdan boshlab o`tkinchi professni xisoblash mumkin, demak

$$\Delta \psi_1 = \psi_1 = U_0 \Delta t.$$

62- rasm, **a** dagi $\psi(i)$ egri chiziqdan keyingi ($k = 1$) intervalda foydalaniladigan tok i_1 ning qiymatini topamiz, ya'ni

$$\Delta \psi_2 = (U_0 - ri_1) \Delta t,$$

bu yerdan $\psi_2 = \psi_1 + \Delta \psi_2$ ekanligini, egri chizik $\psi(i)$ dan esa unga mos tok i_2 ni topamiz. t_K dan $\Delta \psi_{k+1}$ ga, sungra $\Delta \psi_{k+1}$ va i_{k+1} va xokazolarga utib, Δt , $2\Delta t$, ..., $k\Delta t$ paytlar uchun $i(t)$ va $\psi(t)$ ning barcha oniy kiymatlarini topamiz, ya'ni utkinchi protsessning tok va okim uchun 62- rasm, b da kursatilgan

grafigini quramiz. Intervalga ketma-ket utishdagi xisobdahlarni kulaylashtirish uchun 2-jadvalda kursatilgan yozish formalaridan foydalanamiz.

Δt vaqt intervali qanchalik kichik bulsa, xisoblash shunchalik aniq bulishini eslatib utamiz.

κ	t	ri_{κ}	$U_0 - ri_{\kappa}$	$\Delta \psi_{\kappa+1}$	$\psi_{\kappa+1}$	$i_{\kappa+1}$
0	0	0	U_0	$U_0 \Delta t$	$\Delta \psi_1$	i_1
1	Δt	ri_1	$U_0 - ri_1$	$(U_0 - ri_1) \Delta t$	$\psi_1 + \Delta \psi_2$	i_2
2	$2 \Delta t$	ri_2	$U_0 - ri_2$	$(U_0 - ri_2) \Delta t$	$\psi_2 + \Delta \psi_3$	i_3
---	---	-----	-----	-----	-----	---
κ	$\kappa \Delta t$	ri_{κ}	$U_0 - ri_{\kappa}$	$(U_0 - ri_{\kappa}) \Delta t$	$\psi_{\kappa} + \Delta \psi_{\kappa+1}$	$i_{\kappa+1}$

2.6. Grafikaviy integrallash usuli

Bu usul ferromagnitaviy elementning uzagidagi oqim ψ_0 dan to ψ qiymatgacha (bizning xolda 0 dan ψ gacha) uzgargandagi vakg t ni zanjirning differensial tenglamasini grafikaviy integrallash yo`li bilan aniqlashga asoslangan.

$$dt = \frac{d\psi}{U_0 - ri}$$

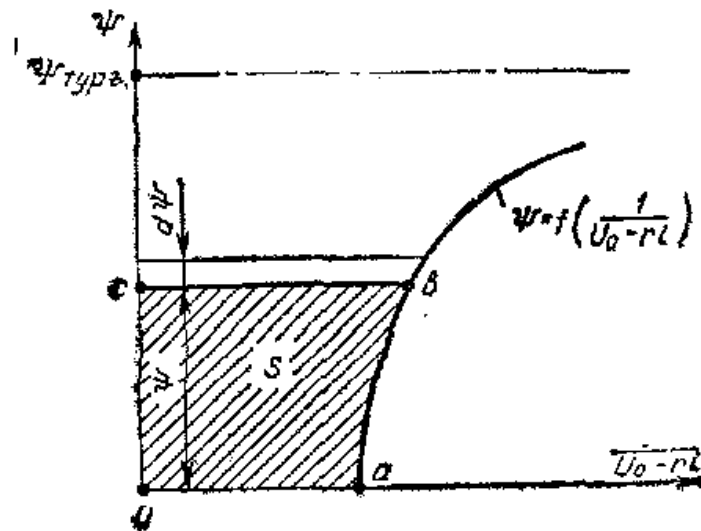
Buning uchun 0 dan to $i_{turg} = U_0/r$ gacha bo`lgan oraliqda tok i ning turli qiymatlarini beramiz. Egri chiziq $\psi(i)$ dan foldalanib 63-rasmda kursatilgan boglanish $\psi = f(\frac{1}{U_0 - ri})$ ni quramiz.

Noma'lum vaqt t egri chiziq $\psi = f(\frac{1}{U_0 - ri})$ bilan koordinata o`qlari orasida hosil bulgan egri chiziqli turtburchaklik **Oaba** ning yuzi S ga teng. Turtburchaklikning balandligi son jixatdan t paytda erishilgan oqim ψ ning qiymatiga teng. Aytilganlar integral

$$t = \int_0^{\psi} \frac{d\psi}{U_0 - ri}$$

ning grafikaviy yechimidan kelib chiqadi.

Oqim ψ ning turli qiymatlarini berib, $\psi(t)$ va u buyicha esa $i(t)$ boglanishni qura olamiz.



63-rasm

3. Po`lat o`zakli g`altakli o`zgaruvchan kuchlanish manbaiga ulangan nochiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonlarni hisoblash.

Endi 59- rasmdagi zanjirning sinusoidal kuchlanishni. $u = U_m \sin(\omega t - \alpha)$ ga ulanishini ko`ramiz. Utkinchi prosessni xisoblash usuli tarzida shartli linearlash usulini tanlaymiz. Zanjirning differensial tenglamasi

$$ri + \frac{d\psi}{dt} = U_m \sin(\omega t + \alpha)$$

shu narsa kelib chiqadiki, qarshilik r ning unchalik katta bulmagan kattaliklarida turg`unlashgan oqim  $\psi$  manbaning kuchlanishi kabi sinusoidal konun buyicha uzgarar ekan. Turg`unlashgan oqim va tokning amplitudaviy kattaliklarining nisbatiga teng ekvivalent induktivlik haqida tushuncha kiritib, zanjirning asosiy tenglamasini kuyidagi kurinishga keltiramiz:

$$\frac{d\psi}{dt} + \frac{r}{L_\Sigma} \psi = U_m \sin(\omega t + \alpha).$$

Bu tenglamaning umumiy yechimini

$$\frac{d\psi_{\text{эрк}}}{dt} + \frac{r}{L_\Sigma} \psi_{\text{эрк}} = 0 \text{ дан бамисоли } \psi_{\text{эрк}} = A e^{-\frac{t}{\tau}}$$

каби топамиз (бу ерда $\tau = \frac{L_\Sigma}{r}$).

Turg`unlashgan rejimda $ri \ll d\psi/dt$ deb hisoblab, zanjir tenglamasining xususiy yechimini kuyidagi kurinishda qabul qilamiz;

$$\psi = \psi_m \sin(\omega t + \alpha - \varphi),$$

бу ерда $\psi_m = \frac{U_m L_\Sigma}{\sqrt{r^2 + (\omega L_\Sigma)^2}}$ — илашган магнитавий оқимнинг тур-
ғунлашган режимдаги амплитудаси;

$\varphi = \arctg \frac{\omega L_\Sigma}{r}$ — берилган кучланиш u ва оқим ψ нинг оний қий-
матлари орасидаги силжиш бурчаги.

Shunday qilib, utkinchi ilashgan oqim

$$\psi(t) = \psi_{\text{typ}} + \psi_{\text{эрк}} = \psi_m \sin(\omega t + \alpha - \varphi) - \psi_m \sin(\alpha - \varphi) e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1)$$

чунки

$$\psi(0) = \psi_{\text{typ}}(0) + \psi_{\text{эрк}}(0) = \psi_m \sin(\alpha - \varphi) + A = 0,$$

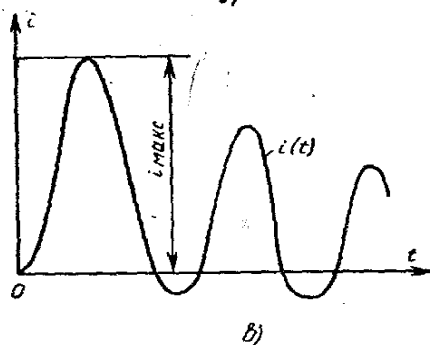
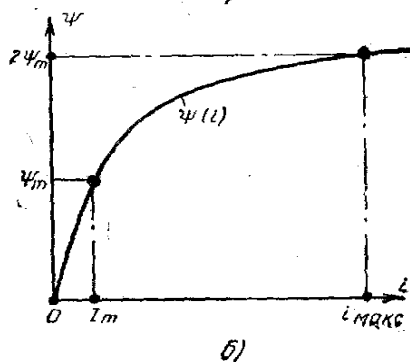
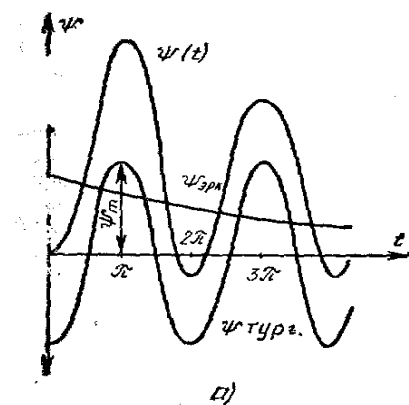
ёки $A = -\psi_m \sin(\alpha - \varphi).$

Real zanjirlarda bulgani kabi $\omega L_e > r$ ekanligini hisobga olib, $\varphi \sim 90^\circ$ deyish mumkin. U holda (1) ifodani quyidagicha yozish mumkin:

$$\psi(t) = -\psi_m \cos(\omega t + \alpha) + \psi_m \cos \alpha \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2)$$

Agar zanjirni ulash paytida ($t = 0$ paytida) boshlangich faza nolga teng bulsa, ifoda (2) ga binoan oqim ψ o'zining eng katta qiymatiga erishadi, ya'ni

$$\psi(t) = \psi_{\text{typ}} + \psi_{\text{эрк}} = -\psi_m \cos \omega t + \psi_m e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (3)$$



(3) tenglama bilan ifodalangan utkinchi oqimning grafigi 63- rasm, **a** da kursatilgan. Kurinib turibdiki, oqim uzining maksimal qiymatiga zanjir ulan gan dan sung taxminan yarim davrdan (ya'ni $\omega t = \pi$ dan) keyin erishadi. Nazariy jixatdan bu kattalik turg'unlashgan rejimda oqim ψ_m amplitudasining ikkilangan qiymatidan ortib ketmaydi, ya'ni $\psi(i)$ bog'lanishning nochizig'iyiligi tufayli (63-rasm, **b**) ana shu paytda utkinchi tok amplitudasi i_{maks} katta qiymatlarga erishishi mumkin. Oqim $\psi(i)$ dan farqli ularok, tok $i(t)$ ning amplitudaviy «chayqalishi», uning turg'unlashgan rejimga mos amplitudasi qiymatidan bir necha o'n marta ortib ketishi mumkin (63- rasm, **v**). Bu muxim faktor katta quvvatli transformator va reaktorlarni ulashda hisobga olinadi.

4. O'tkinchi protsesslarni fazaviy tekislikda tasvirlash

Real elektrik zanjirlarda barcha uzgaruvchan kattaliklar amplitudasi buyicha xam, vaqt ichidagi uzgarish tezligi buyicha ham cheklanganligi ma'lum. Mikdoriy nisbatlar

qiziqtirgan xolda xam faqat uzgaruvchan protsessning vaqt ichidagi sifat manzarasini kurish bilan cheklaniladi. Bu kategoriyadagi injenerlik masalalariga zanjirdagi utkinchi protsessning xarakterini va davriy tebranishlarning barqarorligi zonasini va h. k. ni aniqlash masalalari kiradi. Zanjirning statikaviy va dinamikaviy muvozanat holatini ifodalovchi differensial tenglamalar sistemasini yechmasdan, bevosita zanjirning xolatini sifatiy analiz qiladigan metodlardan biri — uzgaruvchan kattaliklarni *fazaviy tekislikda tasvirlash usuli* hisoblanadi. Bu tekislik x va y dekart koordinatasi odatdagi tekislik bulib (65- raem), abssissa o`qlari buyicha tekshirilayotgan uzgaruvchan kattaliklar  $x(t)$  — tok, kuchlanish, magnitaviy oqim, zaryad va boshqalar. ordinata o`qlari buyicha esa shu kattaliklarning vakt bo`yicha olingan xosilasi

$$y = \frac{dx}{dt}$$

qo`yiladi. Zanjirning xar qanday holati uchun fazaviy tekislikda *tasvirlovchi nuqta* deb ataladigak nuqta tugri keladi. Bu nuqtaning harakati tekshirilayotgan zanjirdagi (sistemadagi) dinamikaviy protsesslarni aks ettiradi. Tasvirlovchi nuqta uzining harakati davomida chizgan egri chiziq *fazaviy traektoriya* deb ataladi.

Yuqori yarim tekislikda $y = dx/dt > 0$, demak, x ortadi va tasvirlovchi nuqta faqat chapdan ungga harakatlanishi kerak. Pastki yarim tekislikda teskarisicha, $y = dx/dt < 0$ bulgani tufayli x kamaya boradi va tasvirlovchi nuqta faqat ungdan chapga harakatlanadi.

Chiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonni hisoblashda klassik usul bilan kurilgan induktiv g`altak r , L ni uzgarmas kuchlanish U_0 ulagandagi utkinchi proiessning fazaviy manzarasini aks ettirish talab etilgan deb faraz qilaylik. Uzgaruvchan x uchun tok i ni, y uchun uning vaqt buyicha uzgarish tezligi $y = dx/dt = di/dt$ ni qabul qilib quyidagi chizig`iy tenglamani hosil qilamiz:

$$rx + Ly = U_0 \quad \text{ёки} \quad rt + L \frac{di}{dt} = U_0.$$

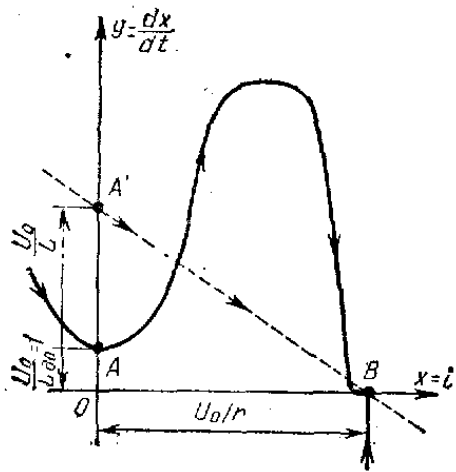
Bu tenglama abscissa uqini $B(U_0/r ; 0)$ nuıtada va ordinata uqini $A'(0, U_0/L)$ nuqtada kesib o`tuvchi  $A' B$  to`g`ri chiziqning (65- rasmdagi punktirli chiziq) tenglamasidir.

Agar chizigiy induktivlikning u rniga parametr tok i ga bog`liq bulgan ferromagnit uzakli induktiv raltak $L(i)$ olinsa, manzara keskin uzgaradi. Zanjirning

$$rx + L_{\partial}y = U_0$$

tenglamasida utkinchi protsess davomida uzluksiz uzgaradigan

$$L_{\partial} = \frac{d\psi}{dt} = \varphi(i) = \varphi(x) \quad \text{uzgaruvchan koeffisient paydo buladi.}$$



65-rasm

Natijada keltirilgan tenglama noxizig'iy bulib, fazaviy tekislikda unga mos egri chizik (65- rasmdagi yug'on chizik) murakkab shaklga ega. Zanjirni ulash paytida dinamikaviy induktivlik L_d maksimal bulib, tokning uzgarish tezligi, aksincha, juda oz. Dinamikaviy induktivlik L_d kamaya borishi bilan tokning uzgarish tezligi y ortib, sungra yana kamaya boshlaydi va bora-bora nolga yaqinlashadi. Bunda tasvirlovchi nuqta B nuqtaga yaqinlashgan sari uzining xarakatini asta sekinlashtirib, A dan B ga kuchadi. Nazariy jixatdan tasvirlovchi nuqta B nuqtaga, zanjirda utkinchi protsess tugab, tok $I_{turg} + U_0/r$ qaror topganda, ya'ni $t = \infty$ da yetib keladi.

Agar elektrik zanjirlardagi utkinchi protsesslar ikkinchi tartibli differensial tenglamalar bilan ifodalansa, tasvirlovchi nuqta boshlang'ich $x(0) = x_0$ va $y(0) = y_0$ shartlarga bogliq bulgan yanada murakkab fazaviy traektoriyalarni tasvirlaydi. Misol tariqasida (chiziqli zanjirlardagi o'tkinchi jarayonni hisoblashda bayon qilingan) boshlang'ich kuchlanishi U bulgan kondensatorning zanjir r_1 , L ga razryadlanishini kurib chiqamiz. Bu zanjirning differensial tenglamasi

$$L \frac{d^2 i}{dt^2} + r \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = 0.$$

Yuqorida qabul qilingan belgilashlarni hisobga olganda

$$\frac{dy}{dt} + \frac{r}{L} y + \frac{1}{LC} x = 0 \text{ ёки } \frac{dy}{dt} = -\left(\frac{r}{L} y + \frac{1}{LC} x\right). \quad (1)$$

x va y koordinatalarda fazaviy traektoriyaning tenglamasini hosil qilish uchun ifoda(1) ning ikkala qismini $y = dx/dt$ ga bo'lamiz. U holda

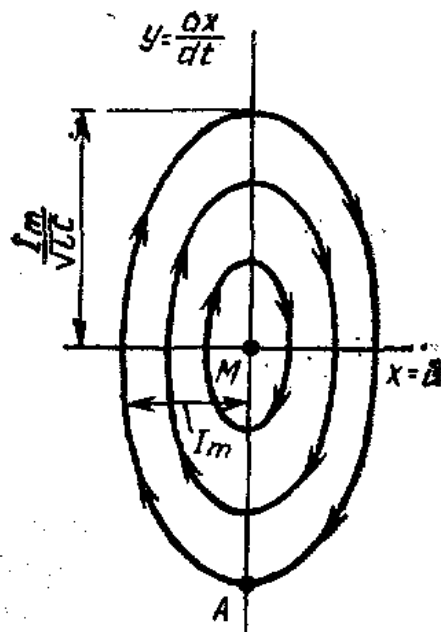
$$\frac{dy}{dx} = -\frac{\frac{r}{L} y + \frac{1}{LC} x}{y}. \quad (2)$$

Isrofsiz ($r = 0$) tebranma razryad bulganda (2) ning urniga

$$\frac{dy}{dx} = \frac{1}{LC} \cdot \frac{x}{y}$$

ni olamiz yoki integrallangandan sung, quyidagini hosnl qilamiz.

$$y^2 + \frac{1}{LC} x^2 = A^2. \quad (3)$$



66-rasm

Bu $y = 0$, $x = x_m = I_m$, $A = I_m / \sqrt{LC}$ shartlardan soniy aniqlanib, $A / \sqrt{LC}$ va A yarim o`qlarga ega bulgan ellipsning tenglamasidir. Shuning uchun $x = 0$ da

$$y = y_{\max} = A = \frac{I_m}{\sqrt{LC}}.$$

66-rasmida ideal tebranish konturidagi sinusoidal tebranishlarga mos dinamikaviy protsessning fazaviy traektoriyalarini tasvirlovchi ellipslar tuplami keltirilgan. Ellipslar yarim o`qlarining uzunliklari kondensator  $C$  ning kismalaridagi boshlang`ich kuchlanish U_0 ning kattaliklariga asosan soniy aniqlanadi, chunki sunmaydigan tokning amplitudasi

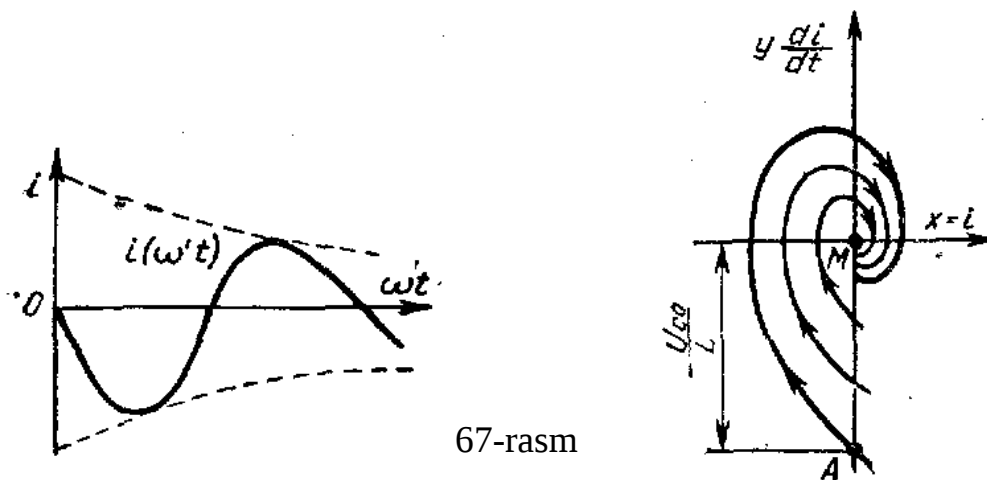
$$I_m = \frac{U_0}{\rho} = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Shunday silib, har qanday barqaror davriy sunmas protsess fazaviy tekislikda *markaz* deb ataladigan M nuqta atrofidagi yopiq egri chiziq bilan tasvirlanadi. $r \neq 0$ bulganda kondensatorning razryadlanishi sunuvchi xarakterli bulib, zanjirdagi tok asta-sekin nolgacha kamayadi.

Agar $r < 2\sqrt{LC}$ bulsa, tokning sunish protsessi tebranma bulib, unga mos fazaviy traektoriyalar M nuqtaga uralgan spiraldan iborat buladi (67- rasm). Spiralning har bir o`rami tok  $i$  ning bitta tebranish davriga to`g`ri keladi.

Barsaror fokus deb ataladigan M nuqtaga tasvirlovchi nuqta nazariy jihatdan cheksizga teng vaqt davomida yetib keladi.

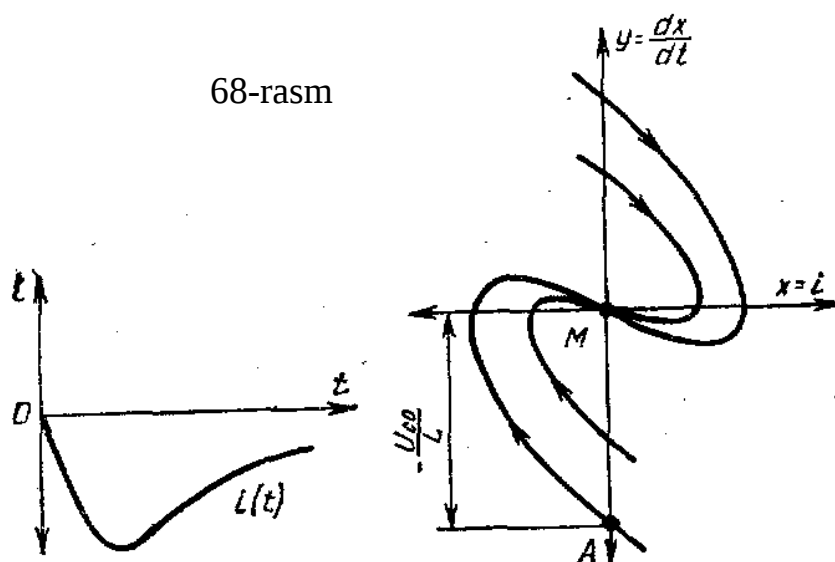
Agar $r > 2\sqrt{LC}$ bulsa, zanjirdagi razryad toki $i(t)$ sunuvchan va aperiodik bo`lib, uning o`zgarishiga mos fazaviy traektoriya, ordinata uqidan chapda $y = dx/dt$ (68- rasm) joylashgan M



67-rasm

nuktaga chirmaluvchi egri chizikdan iborat. Vaqt $t = \infty$ ga fazaviy tekislikdagi tasvirlovchi nuqta kelgan M nuqta barqaror tugun deb ataladi.

Yuqorida kurilgan barcha hollarda koordinataning boshlanishi M barqaror muvozanat nuqtasi hisoblanadi. Ammo tekshirilayotgan zanjirda chizigiy element bilan bir satorda pasayuvchi uchastkali volt-amper xarakteristikaga ega bulgan nochizigiy element



68-rasm

ulangan bulsa, zanjirning muvozanat holati barqaror xam, beqaror xam bulishi mumkin. Beqaror muvozanat holatida tasvirlovchi nuqta xarakatga kelib, yangi muvozanat nuqtasiga intilishi uchun (ammo endi barkaror muvozanat nuktasiga) muvozanat rejimdan salgina chetga chikish xam yetarli. Utkinchi protsessning aperiodik yoki tebranma xarakterda bulishiga qarab, avvalgi bekaror muvozanat nuqta tegishlicha *beqaror tugun* yoki *beqaror fokus* deb ataladi.

Fazaviy tekislikda kurib chikilgan utkinchi protsesslarning sifatiy analiz metodi klassik va operator metodlariga nisbatan faqat birmuncha sodda bulibgina qolmay, shuningdek, yaqqol ekanligini xam ta'kidlab utamiz. Utkinchi protsesslarning fazaviy manzarasini yoki oddiy kilib aytganda *f a z a v i y p o r t r e t l a r i n i* elektroniy (yoki shleyfli) ossillograflar yordamida kuzatish mumkin. Masalan, elektroniy trubaning gorizonta plastinkalariga tekshirilayotgan kattalik x ga proporsional kuchlanish, vertikal plastinkalarga esa shu kattalikning hosilasi dx/dt ga proporsional kuchlanish berilsa, ossillograf ekranida tekshirilayotgan zanjirdagi utkinchi (dinamikaviy) rejimlarning fazaviy portretini hosil qilish mumkin.

Nazorat savollari.

1. Nochiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonlarni tushuntiring.
2. O`zgarma kuchlanish manbaiga ulangan nochiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonlarni hisoblash usullarini sanang.
3. Po`lat o`zakli g`altakli o`zgaruvchan kuchlanish manbaiga ulangan nochiziqli zanjirlardagi o`tkinchi jarayonlar qanday hisoblash?
4. O`tkinchi jarayonlar fazaviy tekislikda qanday tasvirlanadi?

10-ma`ruza. Elektromagnit maydon nazariyasi to`g`risida umumiy ma`lumotlar.

Reja:

1. Elektromagnit maydon to`g`risida dastlabki ma`lumotlar.
2. Elektromagnit maydonning o`ziga xos xususiyatlari hamda amaliy ahamiyati.

1. Elektromagnit maydon to`g`risida dastlabki ma`lumotlar.

Elektromagnit maydon nazariyasini ishlab chiqilishi va uni tajribalar yordamida tasdiqlanishiga oid tarixiy ma`lumotlar kitobning boshlanishida aytib o`tilgan edi.

Davlat standartiga ko`ra *elektromagnit maydon deb, barcha nuqtalarining elektr va magnit xossalari mos ravishda ikkita vektor kattalik bilan aniqlanadigan, birining o`zgarishi ikkinchisini vujudga keltiradigan va zaradlangan zarrachalarga ularning tezligi va zarad kattaligiga bog`liq bo`lgan kuch bilan ta`sir ko`rsatadigan materiyaning maxsus ko`rinishiga aytiladi.* Agar elektromagnit maydon vaqt bo`yicha o`zgarmasa, u holda u *statsionar maydon* deb ataladi. Bunday maydonda elektr va magnit maydonlarini alohida-alohida o`rganish mumkin bo`ladi.

Elektr maydoni – elektromagnit maydon ikki tomonining biri bo`lib, elektr zaradi atrofida va magnit maydonining o`zgarishi tufayli hosil bo`ladi, zaradlangan zarracha va jismga ta`sir ko`rsatadi hamda zaradlangan qo`zg`almas zarracha va jismga ko`rsatadigan ta`sir kuchi bilan aniqlanadi.

Magnit maydoni – elektromagnit maydon ikki tomonining biri bo`lib, zaradlangan zarracha yoki jism harakati va elektr maydonining o`zgarishi tufayli hosil bo`ladi, harakatlanayotgan zaradlangan zarracha yoki jismga ta`sir ko`rsatadi hamda harakatlanayotgan zaradlangan jismga uning harakat yo`nalishiga perpendikular yo`nalgan va tezligiga proporsional bo`lgan ta`sir kuchi bilan aniqlanadi.

Elektr zarad – materiya yoki jism xossasi bo`lib, uni o`zining va tashqi elektromagnit maydon bilan o`zaro aloqasini tavsiflaydi. Elektr zarad ikki xil: *musbat zarad* (proton, pozitron va boshqa zarrachalar zaradi) va *manfiy zarad* (elektron va boshqa zarrachalar zaradi). Elektr zarad son jihatdan zaradlangan zarrachaga va jismlarning o`zaro ta`sir kuchi bilan aniqlanadi.

Har qanday zaradlangan zarracha atrofida elektromagnit maydon paydo bo`ladi va bu maydon zarracha bilan yaxlit bir butunlikni tashkil etadi. Elektromagnit maydon zarrachadan tashqarida ham bo`lishi mumkin. Zarad miqdori o`zgarganda mos ravishda o`zgaruvchan elektromagnit maydon hosil bo`ladi.

Elektromagnit maydon ma`lum miqdordagi energiyani tashiydi va uning energiyasi kimyoviy, issiqlik, mexanik va boshqa turdagi energiyalarga aylanishi mumkin.

2. Elektromagnit maydonning o'ziga xos xususiyatlari hamda amaliy ahamiyati.

Elektromagnit maydon quyidagi o'ziga xos xususiyatlarga ega:

1) elektromagnit maydon – obyektiv borliq - materiyaning maxsus ko'rinishi bo'lib, u o'zaro uzviy bog'liq va biri ikkinchisini namoyon etuvchi elektr va magnit maydonlarining majmuasidir.

2) elektromagnit maydon modda kabi massaga, energiyaga, harakat miqdori va uning momentiga ega bo'lib, boshqa materiya hisobiga hosil bo'ladi va materiyaning boshqa turiga aylanishi mumkin hamda tabiatning asosiy qonuniga ko'ra bordan yo'q va yo'qdan bor bo'lmaydi. Shu bilan birga elektromagnit maydon fazoda uzluksiz to'liq, diskret yoki kvant ko'rinishida tarqaladi. Bu xususiyat esa faqat elektromagnit maydonga xos bo'lib, materiyaning boshqa turlarida kuzatilmaydi.

3) elektromagnit maydon tomonidan zaradlangan zarrachalarga ko'rsatadigan kuch ta'siri maydonning maxsus elektromagnit xususiyati hisoblanadi. Bunday xususiyat mexanikada butunlay kuzatilmaydi.

4) elektromagnit maydon ma'lum sharoitlarda moddaga, modda esa o'z navbatida maydonga aylanishi mumkin. Masalan, elektron va pozitron ikki kvantli elektromagnit nurlanishga aylanadi, foton yo'q bo'lganda esa ikki juft elektron va pozitron hosil bo'ladi.

Shu narsani ta'kidlab o'tish joizki, fizik (elektr, magnit va boshqa) maydon va bizga matematika kursidan ma'lum bo'lgan funksiya, skalyar yoki vektorning maydoni turlicha ma'noga ega. Funksiyaning maydoni deganda bu funksiya aniqlanadigan fazoning sohasi tushuniladi. Fizik maydon xossalarini bayon etishda maydonning matematik tushunchasidan foydalaniladi.

Elektromagnit maydon nazariyasini o'rganish har xil elektr va elektromagnit qurilmalarning ishlash asoslarini bilib olish va eng asosiysi talab etilgan darajada yangi qurilmalarni hisoblash hamda loyihalash imkoniyatlarini yaratadi.

Elektromagnit maydon nazariyasi bilan bevosita bog'langan amaliy sohalarga elektrotexnika, energetika, avtomatika, radiotexnika, aloqa tizimlari, hisoblash va o'lchash texnikalari, qishloq va suv xo'jaligi, tibbiyot va boshqalar kiradi.

Nazorat savollari.

1. Elektromagnit maydonga ta'rif bering.
2. Elektr va magnit maydonlariga ta'rif bering.
3. Elektromagnit maydonning o'ziga xos xususiyatlarini aytib bering.

11-ma`ruza. Elektromagnit maydon nazariyasida qo`llaniladigan vektorlar analizidagi tushunchalar .

Reja:

1. Gradiyent tushunchasining texnikada qo`llanilishi.
2. Maydon nazariyasida vektor divergensiya va rotor vektor.

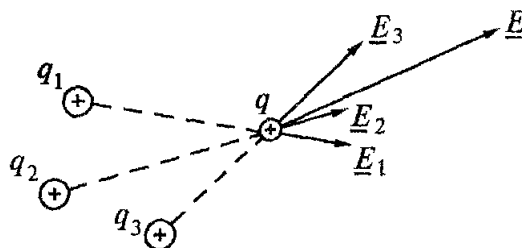
1. Gradiyent tushunchasining texnikada qo`llanilishi.

Vektor hisobda qo`llaniladigan gradient tushunchasidan elektrotexnikada qo`llaniladi. C skalyar x, y, z koordinatalari sifatida berilgan bo`lsin. grad  $C$  deb shunday  $A$  vektor nazarda tutiladiki, bu vektorning koordinata sistemasining o`qlari bo`ylab yo`nalgan A_x, A_y, A_z tashkil etuvchilari

$$A_x = \frac{\partial C}{\partial x} \quad A_y = \frac{\partial C}{\partial y} \quad A_z = \frac{\partial C}{\partial z}$$

Agar elektr maydoni bir nechta zaradlar hisobiga hosil qilinsa, u holda natijaviy kuchlanganlik har bir zarad maydoni kuchlanganlik vektorining yig`indisiga teng (69 – rasm), ya`ni:

$$\underline{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 + \underline{E}_3. \quad (11.1)$$



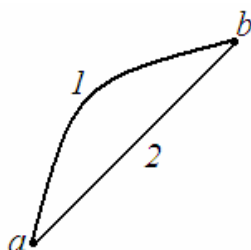
69 – rasm

Agar fazoda zaradlarning taqsimlanishi ma`lum bo`lsa, u holda (11.1) formula yordamida maydon kuchlanganligini qaralayotgan nuqtada aniqlash mumkin bo`ladi. (11.1) tenglama elektrostatik maydonni hisoblashda ustma-ustlash prinsipini qo`llash mumkinligini bildiradi.

Elektrostatik maydon xossalarini to`liq aniqlash uchun uning har bir nuqtasi uchun kuchlanganlik vektori kattaligini topish (hisoblash) kerak bo`ladi.

Agar elektr maydoniga q nuqtaviy zarad kiritilsa, u holda maydon tomonidan zaradga kuch ta`sir qilishi natijasida zarad maydon bo`ylab siljiydi. Bunda bajarilgan ish (70 – rasm):

70 – rasm



$$A = \int_1^2 \underline{F} d\underline{l} = q \int_1^2 \underline{E} d\underline{l}.$$

Elektrostatik maydon quyidagi xossaga ega: «*Berk kontur bo‘ylab maydon bajargan ish nolga teng*». Elektrostatik maydon uchun quyidagi munosabatlarni isbotsiz keltiramiz:

$$\oint \underline{E} d\mathbf{l} = 0.$$

Stoks teoremasiga ko‘ra:

$$\oint \underline{E} d\mathbf{l} = \int_S \text{rot} \underline{E} dS.$$

$\mathcal{U}_E = \oint \underline{E} d\mathbf{l} = 0$, ya’ni maydon kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi nolga teng bo‘lganligi sababi $\text{rot} \underline{E} = 0$. (11.2)

Rotor – maydonning ko‘rilayotgan nuqtasida uyurma hosil bo‘lish qobiliyatini tavsiflaydigan funksiyadir.

(11.2) munosabat elektrostatik maydonning uyurmasiz maydon ekanligini ifodalaydi.

Maydon nazariyasida skalyar funksiyaning gradiyenti deb, eng katta o‘shish yo‘nalishi bo‘yicha olingan shu funksiyaning tezligiga aytiladi. (11.2) munosabat o‘rinli bo‘lgan maydon uchun shunday skalyar funksiyaning topish mumkinki, uning musbat yoki manfiy ishorali gradiyenti maydon kuchlanganligi vektoriga teng bo‘ladi, ya’ni:

$$\text{grad} \varphi = \pm \underline{E}.$$

$\underline{E}$ ning oldidagi minus ishora uning yo‘nalishi φ funksiyaning kamayish tomoniga yo‘nalganligini bildiradi. φ funksiya potensial funksiya yoki potensial deb ataladi. Elektr potensial maydondagi zaradni uning biror nuqtasidan maydon chegarasidan tashqariga chiqarishda maydon tomonidan bajarilgan ish bilan tavsiflanadi.

2. Maydon nazariyasida vektor divergensiyasi va rotor vektor.

Elektromagnit maydon to‘laligicha Maksvell tenglamalari bilan ifodalanadi.

Maksvellning birinchi tenglamasi. Bu tenglamani umumiy holda quyidagicha yozish mumkin:

$$\text{rot} \underline{H} = \underline{\delta}_T, \quad (8.30)$$

ya’ni magnit maydoni kuchlanganligining rotori shu nuqtadagi to‘la tok zichligining vektoriga teng. Rotor – ko‘rilayotgan nuqtada maydonning uyurma hosil qilish qobiliyatini tavsiflaydigan funksiya.

To‘la tokning tashkil etuvchilarini hisobga olib, Maksvellning elektromagnit maydonni ifodalovchi birinchi tenglamasini quyidagi variantlarda yozish mumkin:

a) o‘tkazuvchi muhit uchun $\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_O = \gamma \underline{E}$, $\text{rot} \underline{H} = \gamma \underline{E}$;

b) vakuum uchun $\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_0 = \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}$, $\text{rot} \underline{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}$;

v) dielektrik singdiruvchanligi doimiy bo'lgan dielektrik muhit uchun esa

$$\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_O + \underline{\delta}_C = \gamma \underline{E} + \varepsilon_a \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}, \quad \text{rot} \underline{H} = \gamma \underline{E} + \varepsilon_a \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}.$$

Maksvellning birinchi tenglamasi to'la tok qonunining differensial shaklini aks ettiradi. Buni isbotlash uchun (8.30) tenglamani $d\underline{S}$ ga ko'paytiramiz va S yuza bo'yicha integrallaymiz:

$$\int_S \text{rot} \underline{H} d\underline{S} = \int_S \underline{\delta}_T d\underline{S},$$

ushbu ifodaning chap tomoni $\int_S \text{rot} \underline{H} d\underline{S} = \oint \underline{H} d\underline{l}$, o'ng tomoni esa

$$\int_S \underline{\delta}_T d\underline{S} = \sum I = \underline{i}_O + \underline{i}_C.$$

Integral shaklida to'la tok qonuni $\oint \underline{H} d\underline{l} = \sum I$ ko'rinishida yoziladi va u $\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlar orasidagi bog'lanishni va kesimdagi tok taqsimlanishini ifodalay olmaydi. Maksvellning birinchi tenglamasi mazkur masalani yecha oladi.

Integral shakldagi to'la tok qonunidan uning differensial shakliga o'tish quyidagi matematik amal yordamida bajariladi:

$$\lim \left| \frac{\oint \underline{H} d\underline{l}}{\Delta S} \right| = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta i}{\Delta S} \right| \text{ yoki } \text{rot} \underline{H} = \underline{\delta}_T,$$

bunda $\text{rot} \underline{H}$ - maydonning uyurmaviy vektori.

Agar $\text{rot} \underline{H} \neq 0$ bo'lsa, u holda magnit kuch chiziqlari berk bo'ladi va shuning uchun maydon uyurmaviy xarakterga ega. *U qonunning fizik ma'nosi shundan iboratki, u o'zgaruvchan elektr maydoni hosil qiladigan magnit maydoni uyurmaviy maydon bo'lishini bildiradi.*

Maksvellning ikkinchi tenglamasi.

$$\text{rot} \underline{E} = -\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}.$$

Bizga ma'lum bo'lgan $B = \mu_a H$ ifodani hisobga olib, yuqoridagi tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$\text{rot} \underline{E} = -\mu_a \frac{\partial \underline{H}}{\partial t}.$$

Maksvellning ikkinchi tenglamasi elektr maydoni nafaqat elektr zaraddan, balki vaqt bo'yicha o'zgaradigan magnit maydonidan ham paydo bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Bunday elektr maydoni uyurmaviy xarakterga ega, ya'ni uning kuch chiziqlari o'z-o'ziga berk halqasimon ko'rinishga ega. Mazkur tenglama elektromagnit induksiya qonunining differensial shaklidir. Buni isbotlash uchun ikkinchi tenglamani $d\underline{S}$ ga ko'paytiramiz va yuza bo'yicha integrallaymiz:

$$\int_S \text{rot} \underline{E} d\underline{S} = \int_S \left(-\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} \right) d\underline{S}.$$

Maydon nazariyasidagi Stoks teoremasi bo'yicha $\int_S \text{rot} \underline{E} d\underline{S} = \oint_l \underline{E} dl$ bo'lganligi uchun

$$\int_S \left(-\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}\right) d\underline{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \underline{B} d\underline{S} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \text{ bo'ladi.}$$

Natijada elektromagnit induksiya qonunining bizga ma'lum bo'lgan integral shaklini hosil qilamiz:

$$\oint \underline{B} dl = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Ma'lumki, elektromagnit induksiya hodisasi elektr stansiyalarda keng qo'llaniluvchi generatorlar ishlashining asosini tashkil etadi. Fizik tadqiqotlarda esa uyurmaviy elektr maydonlaridan zararlangan zarralarni tezlatgichlarda foydalaniladi.

Magnit oqimining uzluksizlik prinsipi. Yopiq sirtidan o'tuvchi magnit oqimi nolga teng, ya'ni

$$\Phi = \int_S \underline{B} d\underline{S} = 0.$$

Bu tenglama tabiatda magnit zaradlarning mavjud emasligini, ya'ni magnit oqimining uzluksizligini aks ettiradi. Tenglikni ikkala qismini nolga intilayotgan ΔV hajmga bo'lib differensial shakldagi ifodani hosil qilamiz:

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\int \underline{B} d\underline{S}}{\Delta V} = 0.$$

Tenglamaning chap qismi $\underline{B}$ vektorining divergensiya yoki sochilishi deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\text{div} \underline{B} = 0 \text{ yoki } \text{div} \underline{H} = 0.$$

Vektorlar analizidan ma'lumki, vector tashkil etuvchilardan tegishli koordinatalar bo'yicha olingan hosilalar yig'indisi divergensiya deyiladi va quyidagicha belgilanadi.

$$\text{div} \vec{\delta} = \frac{\partial \delta_x}{\partial x} + \frac{\partial \delta_y}{\partial y} + \frac{\partial \delta_z}{\partial z}$$

Elektr tokining uzluksizlik prinsipi ham shunga o'xshash yoziladi: $\text{div} \underline{\delta} = 0$, ya'ni tok zichligi divergensiya shuni ko'rsatadiki, magnit maydoni va tok chiziqlari ko'rilayotgan hajmni kesib o'tadi hamda unda to'planmaydi va undan o'tib sochilmaydi. Demak, bu chiziqlar uzluksiz bo'ladi. Bu uzluksizlikni esa Maksvellning birinchi tenglamasi ifodalaydi.

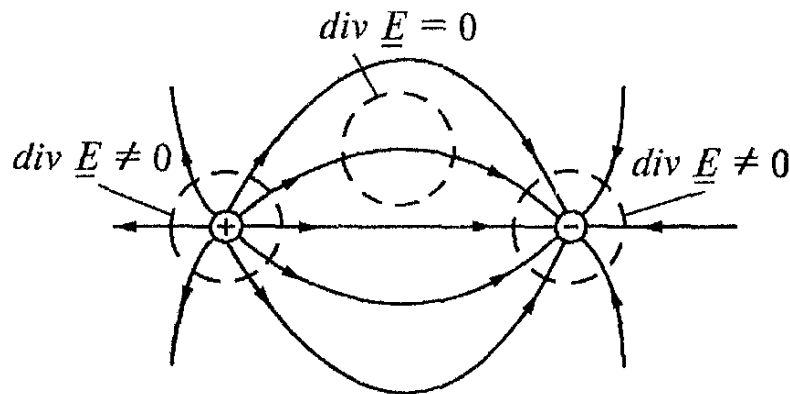
Elektromagnit maydonning to'rtinchi tenglamasi Gauss teoremasining differensial shaklidir: elektr maydonining manbai – elektr zaradlardir. Agar integral shaklidagi Gauss tenglamasini nolga intilayotgan hajmga nisbatini aniqlasak, quyidagini hosil qilamiz:

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left| \frac{\int_S \underline{E} d\underline{S}}{\Delta V} \right| = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta q}{\epsilon_a \Delta V} \right|.$$

Bu ifodani $\text{div} \underline{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a}$ yoki $\text{div} \underline{D} = \rho$ deb yozish ham mumkin. Bu ifodaning fizik ma'nosi: har qanday elektr zarad elektr maydonining manbai bo'lishini ko'rsatadi.

8.38–rasmdan ko'rinadiki, musbat zaradlangan hajmdan elektr maydoni kuchlanganliklarining chiziqlari sochiladi, ya'ni boshlanadi va manfiy zaradlangan hajmda yig'iladi, ya'ni tugallanadi.

Hosil qilingan tenglama Maksvell ikkinchi tenglamasining ifodasidir.



71 – rasm

Maksvell tenglamalarining kompleks shakli:

Agar $\underline{E}$ va $\underline{H}$ sinusoidal qonun bo'yicha o'zgarsa, u holda Maksvell tenglamalarini kompleks shaklda quyidagicha yozish mumkin:

$$\text{rot} \underline{H} = \gamma \underline{E} + j\omega \varepsilon_a \underline{E},$$

$$\text{rot} \underline{E} = -j\omega \mu_a \underline{H},$$

$$\text{div} \underline{B} = 0,$$

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

Shunday qilib, Maksvell tenglamalar sistemasiga quyidagi to'rtta tenglama kiradi:

1) magnit maydoni kuchlanganligining vektori va maydonning shu nuqtadagi tok zichligini bog'lovchi tenglama – Maksvellning birinchi tenglamasi;

2) elektr maydon kuchlanganligining rotori va shu nuqtadagi magnit maydon tezligini bog'lovchi tenglama – Maksvellning ikkinchi tenglamasi;

3) magnit oqimining uzluksizlik prinsipi ifodalovchi ($\text{div} \underline{B} = 0$) tenglama;

4) elektr maydoni kuchlanganligi liniyalarining manbai va shu maydonning erkin zaradlar zichligi orasidagi bog'liqlik ($\text{div} \underline{E} = \frac{\rho_{erk}}{\varepsilon_a}$).

Nazorat savollari.

1. Skalyarning gradiyentiga ta'rif bering.
2. Vektorning divergensiyasiga ta'rif bering.
3. Rotor vektorning o'ziga xos xususiyatlarini aytib bering.

12-ma`ruza. Elektrostatik maydonni xarakterlovchi kattaliklar.

Reja:

1. Elektrostatik maydonni tavsiflovchi asosiy kattalik va munosabatlar.
2. Elektr maydonidagi materiallarning xarakteristikalar.
3. Elektr maydoni kuchlanganligi vektorining oqimi. Gauss teoremasi.

1. Elektrostatik maydonni tavsiflovchi asosiy kattalik va munosabatlar

Statsionar elektr maydoni vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan va qo'zg'almas elektr zaradlarning maydoni bo'lib, u *elektrostatik maydon* deb ataladi.

Elektrostatik maydon – elektromagnit maydonning xususiy ko'rinishidir. Zaradlangan kondensator elektrodleri orasidagi elektr maydoni elektrostatik maydonga misol bo'la oladi. Bunda magnit maydoni hosil bo'lmaydi, deb qabul qilinadi. Aslida esa, modda tarkibidagi elementar zarad (elektron va proton)larning uzluksiz harakati natijasida elektromagnit maydon hosil bo'ladi. Bu maydondagi magnit maydonining ulushi juda kam bo'lganligi sababli, u hisobga olinmaydi.

Elektrostatik maydonni o'rganishda nuqtaviy zarad yoki zaradlarning elektr maydoni *bir jinsli va izotrop*(barcha yo'nalishlar bo'yicha bir xil xossaga ega bo'lgan) muhitda yuzaga keladi deb hisoblanadi.

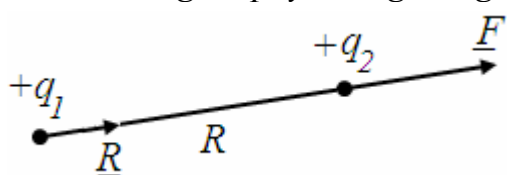
Agar q zarad hajmi fazoda taqsimlangan bo'lsa, u holda zaradning *hajmiy zichligi* $\rho = \frac{dq}{dV}$ va zarad $q = \int_V \rho V$ bilan aniqlanadi.

Agar q zarad S yuzali sirt bo'ylab taqsimlangan bo'lsa, u holda zaradning *sirt bo'yicha zichligi* $\sigma = \frac{dq}{dS}$ va zarad $q = \int_S \sigma dS$ bilan aniqlanadi.

Agar zarad l uzunlikdagi liniya bo'ylab taqsimlangan bo'lsa, u holda zaradning *liniya bo'yicha zichligi* $\tau = \frac{dq}{dl}$ va zarad $q = \int_l \tau dl$ bilan aniqlanadi.

Bizga fizika kursidan ma'lumki, agar zaradlangan jism o'lchamlari u joylashgan joydan maydon o'rganilayotgan nuqttagacha bo'lgan masofadan juda kichik bo'lsa, u holda bunday jism zaradi *nuqtaviy zarad* deb ataladi. Tabiiyki, nuqtaviy zarad zichligi cheksiz katta bo'ladi.

Elektrostatik maydonni o'rganishda *Kulon qonunini* bilish muhim ahamiyatga ega. Unga ko'ra «*Vakuumdagi ikkita nuqtaviy q_1 va q_2 zaradlar bir-biri bilan shu zaradlarning ko'paytmasiga to'g'ri*



8.1 – rasm

proporsional va ular orasidagi masofaning kvadratiga teskari proporsional bo'lgan kuch bilan o'zaro ta'sir qiladi» (8.1 – rasm):

$$F = 4\pi\epsilon_0 \frac{q_1 q_2}{R^2},$$

bu yerda q_1, q_2 - zaradlar, R – ular orasidagi masofa,
 $\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi \cdot c^2} \approx \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,856 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{m}$, - elektr doimiysi, c – yorug‘lik tezligi.

Shuni esda tutish lozimki, Kulon qonuni faqat nuqtaviy zaradlar uchun o‘rinli. Zaradlar nuqtaviy bo‘lmaganda zaradlangan jismlar shakli o‘zaro ta’sir kuchi kattaligini o‘zgarishiga olib keladi.

Agar zaradlangan zarrachalar vakuumda emas, balki bir jinsli, izotrop va elektr tokini o‘tkazmaydigan muhitda joylashgan bo‘lsa, u holda ular o‘rtasidagi o‘zaro ta’sir kuchi vakuumdagiga nisbatan ε marta kichik bo‘ladi, ya’ni:

$$F = 4\pi\varepsilon_0 \frac{q_1 q_2}{\varepsilon R^2}, \quad [Kl]$$

bu yerda ε - zaradlangan zarrachalar joylashgan muhitning nisbiy dielektrik singdiruvchanligi.

Kulon kuchining yo‘nalishi q_1 va q_2 zaradlarni tutashtiruvchi to‘g‘ri chiziq bo‘ylab yo‘nalgan bo‘lib, zaradlar ishorasi bir xil bo‘lganda ular bir-biridan itariladi, aks holda esa – tortiladi.

O‘zaro ta’sir kuchi vektor ko‘rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\underline{F} = 4\pi\varepsilon_0 \frac{q_1 q_2}{\varepsilon R^2} \underline{R},$$

bu yerda $\underline{R}$ – zarad q_1 joylashgan nuqtadan q_2 zarad joylashgan nuqtaga yo‘nalgan birlik vektor.

Elektr maydoni, shu jumladan elektrostatik maydon ham maydon kuchlanganligi bilan tavsiflanadi. U zaradga maydon tomonidan ta’sir etayotgan kuchning shu zarad miqdoriga nisbati bilan aniqlanadi:

$$E = \frac{F}{q}, \quad \frac{B}{m}.$$

Nuqtaviy zarad elektr maydoni kuchlanganligining ifodasini Kulon qonuni yordamida quyidagicha yozish mumkin:

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R^2}.$$

Maydon kuchlanganligi – vektor kattalik va maydonning kuch xarakteristikasidir.

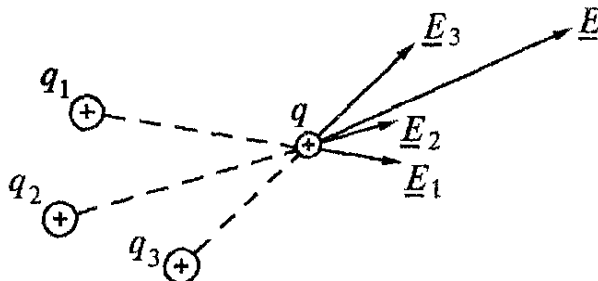
Elektrostatik maydon kuchlanganligi vektor ko‘rinishida quyidagicha aniqlanadi:

$$\underline{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R^2} \underline{R}.$$

Shuning uchun ham elektrostatik maydon kuchlanganlik vektorining maydoni sifatida qaralishi mumkin.

Agar elektr maydoni bir nechta zaradlar hisobiga hosil qilinsa, u holda natijaviy kuchlanganlik har bir zarad maydoni kuchlanganlik vektorining yig'indisiga teng (8.2 – rasm), ya'ni:

$$\underline{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 + \underline{E}_3. \quad (8.1)$$

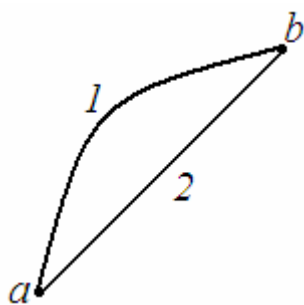


8.2 – rasm

Agar fazoda zaradlarning taqsimlanishi ma'lum bo'lsa, u holda (8.1) formula yordamida maydon kuchlanganligini qarayotgan nuqtada aniqlash mumkin bo'ladi. (8.1) tenglama elektrostatik maydonni hisoblashda ustma-ustlash prinsipini qo'llash mumkinligini bildiradi.

Elektrostatik maydon xossalarini to'liq aniqlash uchun uning har bir nuqtasi uchun kuchlanganlik vektori kattaligini topish (hisoblash) kerak bo'ladi.

Agar elektr maydoniga q nuqtaviy zarad kiritilsa, u holda maydon tomonidan zaradga kuch ta'sir qilishi natijasida zarad maydon bo'ylab siljiydi. Bunda bajarilgan ish (8.3 – rasm):



8.3 – rasm

$$A = \int_1^2 \underline{F} d\underline{l} = q \int_1^2 \underline{E} d\underline{l}.$$

Elektrostatik maydon quyidagi xossaga ega: «*Berk kontur bo'ylab maydon bajargan ish nolga teng*». Elektrostatik maydon uchun quyidagi munosabatlarni isbotsiz keltiramiz:

$$\oint \underline{E} d\underline{l} = 0.$$

Stoks teoremasiga ko'ra:

$$\oint \underline{E} d\underline{l} = \int_S \text{rot} \underline{E} dS.$$

$$\mathcal{U}_E = \oint \underline{E} d\underline{l} = 0, \text{ ya'ni maydon kuchlanganligi vektorining sirkulatsiyasi}$$

nolga teng bo'lganligi sababi $\text{rot} \underline{E} = 0.$ (8.2)

Rotor – maydonning ko'rilyotgan nuqtasida uyurma hosil bo'lish qobiliyatini tavsiflaydigan funksiyadir.

(8.2) munosabat elektrostatik maydonning uyurmasiz maydon ekanligini ifodalaydi.

Maydon nazariyasida skalyar funksiyaning gradiyenti deb, eng katta o'sish yo'nalishi bo'yicha olingan shu funksiyaning tezligiga aytiladi. (8.2) munosabat o'rinli bo'lgan maydon uchun shunday skalyar funksiyaning topish mumkinki, uning musbat yoki manfiy ishorali gradiyenti maydon kuchlanganligi vektoriga teng bo'ladi, ya'ni:

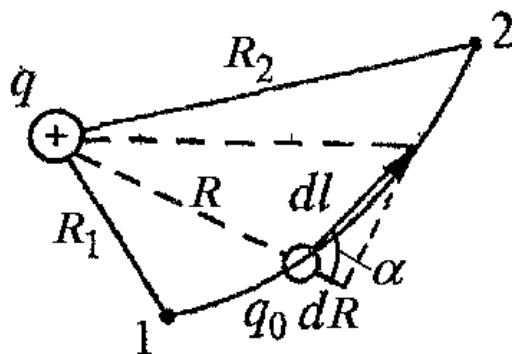
$$\text{grad}\varphi = \pm \underline{E}.$$

$\underline{E}$ ning oldidagi minus ishora uning yo'nalishi φ funksiyaning kamayish tomoniga yo'nalganligini bildiradi. φ funksiya potensial funksiya yoki potensial deb ataladi. Elektr potensial maydondagi zaradni uning biror nuqtasidan maydon chegarasidan tashqariga chiqarishda maydon tomonidan bajarilgan ish bilan tavsiflanadi.

Vakuumda hosil qilingan elektrostatik maydonning 1 nuqtasidan 2 nuqtasiga q_0 zaradni siljishini ko'rib chiqamiz (8.4 – rasm).

Zaradni maydon bo'ylab dl uzunlikda siljishida bajarilgan ish:

$$dA = \underline{F} d\underline{l} = F \cos\alpha dl = F dR = E q_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} q_0 dR.$$



8.4 – rasm

q_0 zaradni 1 nuqtadan 2 nuqtaga ko'chirishda bajarilgan ish:

$$A = \int_1^2 dA = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \int_1^2 \frac{dR}{R^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Bu tenglik ikki tomonini q_0 ga bo'lib potentsiallar ayirmasini hosil qilamiz:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Bu formuladan ko'rinib turibdiki, potentsiallar ayirmasi faqat 1 va 2 nuqtalarning holatiga bog'liq bo'lib, zaradning qaysi trayektoriya bo'ylab siljishiga bog'liq emas. Bu prinsip bir jinsli va izotrop, ya'ni tanlangan yo'nalishda parametrlari bir xil bo'lgan dielektrlarda hamda bir nechta nuqtaviy zaradlar uchun ham o'rinli.

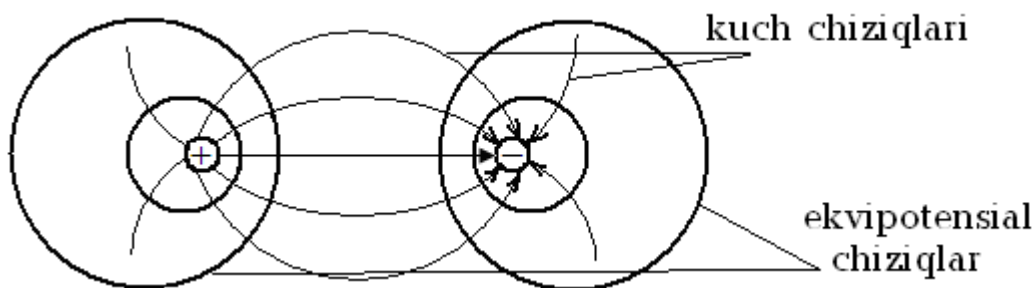
Agar $R_2 = 0$ bo'lsa, u holda $E_2 = 0$, $\varphi_2 = 0$ bo'lib, zaraddan R masofadagi nuqtaning potentsiali $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R}$ ga teng bo'ladi.

Potensialni maydon kuchlanganligi orqali aniqlash ham mumkin:

$$dA = \underline{F} d\underline{l} = q_0 \underline{E} d\underline{l}; A_{12} = \int_1^2 \underline{F} d\underline{l} = q_0 \int_1^2 \underline{E} d\underline{l}; \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{12}}{q_0} = \int_1^2 \underline{E} d\underline{l}.$$

Elektrostatik maydondagi zarad berk kontur bo'ylab siljiganda $\varphi_1 - \varphi_2 = \oint \underline{E} d\underline{l} = 0$ shart bajariladi.

Elektrostatik maydon kuch va ekvipotensial chiziqlar bilan tavsiflanadi. *Bu maydonning kuch chiziqlari musbat zaradlangan jismdan boshlanib, manfiy zaradlangan jismda tugaydi.* Kuch chizig'ini shunday o'tkazish kerakki, uning har qanday nuqtasidan o'tkazilgan urinma shu nuqtadagi kuchlanganlik yo'nalishi bilan bir xil bo'lsin. Elektrostatik maydonda teng potentsialga ega bo'lgan nuqtalar ekvipotensial sirtini tashkil etadi. 8.5 – rasmda sirlarning tekislik bilan kesishgan chiziqlari tasvirlangan. *Bu chiziqlar ekvipotensial, ya'ni teng potentsialli chiziqlar deb ataladi. Maydonning har qanday nuqtasida ekvipotensial va kuch chiziqlar o'zaro 90° burchak ostida kesishadi.*



8.5-rasm

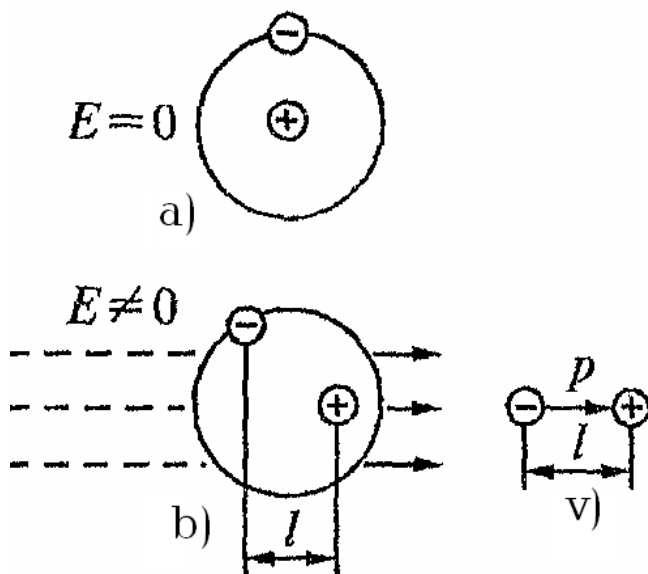
2. Elektr maydonidagi materiallarning xarakteristiklari

Bir xil zarad turli muhitda har xil kattalikdagi elektr maydonini hosil qiladi. Chunki muhit (material) elektr maydoniga ta'sir ko'rsatadi. Bu holat materialdagi qo'shimcha zaradlarning harakatga kelishi natijasida o'zlarining elektr maydonini hosil bo'lishi bilan tushuntiriladi.

O'tkazgich materiallarda tashqi elektr maydoni ta'sirida erkin zaradlarning qayta taqsimlanishi yuz beradi va material ichida qo'shimcha elektr maydoni hosil bo'ladi. Bu maydon tashqi elektr maydonini to'la kompensatsiyalaydi. Shuning uchun ham o'tkazgich materialdagi natijaviy maydon kuchlanganligi nolga teng bo'ladi. O'tkazgich materiallarda elektr maydoni ta'sirida zaradlarning qayta taqsimlanish hodisasi *elektrostatik induksiya* deb ataladi. Bu hodisadan elektrotexnik qurilmalarni

tashqi elektrostatik maydon ta'siridan himoyalash (elektrostatik ekranlar yasash)da foydalaniladi.

Elektr maydoni bilan o'zaro ta'siriga ko'ra dielektriklar *qutblanmagan* va *qutblangan* dielektriklarga bo'linadi. Qutblanmagan dielektriklarda bog'langan zaradlar mavjud bo'lib, tashqi elektr maydoni bo'lmaganda ular elektr neytral holatda bo'ladi. Musbat zarad markazda, manfiy zarad esa markaz atrofidagi aylanada joylashgan bo'ladi (8.6 – rasm, a). Tashqi elektr maydoni ta'sirida bu zaradlar o'zaro siljiydi (8.6 – rasm, b va v), natijada $\underline{p} = q\underline{l}$ elektr momenti bilan tavsiflanadigan dipol hosil bo'ladi. Bog'langan zaradlarni elektr maydoni ta'sirida siljishi *qutblanish* deb ataladi.



8.6 – rasm

Qutblangan dielektriklarda tashqi elektr maydoni bo'lmagan holatda ham o'zaro siljigan bog'langan zaradlar mavjud bo'ladi. Ammo tashqi elektr maydoni bo'lmaganda tartibsiz joylashgan bu zaradlarning natijaviy elektr momenti nolga teng bo'ladi. Tashqi elektr maydoni ta'sirida dipollar joylashuvi o'zgaradi, natijada ular tashqi maydonga qarama-qarshi yo'nalgan maydon hosil qiladi. Dielektrikdagi natijaviy elektr maydoni quyidagicha aniqlanadi:

$$\underline{E} = \underline{E}_{ich} - \underline{E}_T,$$

bu yerda $\underline{E}_{ich}$ - dielektrik ichki

maydonining kuchlanganligi, $\underline{E}_T$ - tashqi elektr maydoni kuchlanganligi.

Shuni ta'kidlash joizki, qutblanish qancha kuchli bo'lsa, dielektrikdagi natijaviy elektr maydoni shuncha kuchsiz bo'ladi. Dielektrikning bu xossasini son jihatdan tavsiflash uchun *qutblanganlik* deb ataluvchi kattalikdan foydalaniladi:

$$\underline{P} = \alpha \varepsilon_0 \underline{E}, \quad [Kl / m^2]$$

bu yerda α - qutblanish koeffitsiyenti.

Elektr maydonini tavsiflashda elektr induksiya yoki elektrik siljish vektoridan foydalaniladi:

$$\underline{D} = \varepsilon_0 \underline{E} + \underline{P} = \varepsilon_0 \underline{E} + \alpha \varepsilon_0 \underline{E} = (1 + \alpha) \varepsilon_0 \underline{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \underline{E} = \varepsilon_a \underline{E},$$

bu yerda $\varepsilon_a = \varepsilon \varepsilon_0$ – muhitning absolut dielektrik singdiruvchanligi.

Elektr induksiya – vektor kattalik bo'lib, dielektrikdagi zaradlarni tashqi elektr maydoni ta'sirida yuza birligi bo'yicha siljishini son jihatdan tavsiflaydi. Elektr induksiya elektr maydoni kuchlanganligidan farqli ravishda muhitning xossalriga bog'liq emas.

3. Elektr maydoni kuchlanganligi vektorining oqimi. Gauss teoremasi

Gauss teoremasi elektrostatiikaning asosiy teoremlaridan biri bo'lib, Kulon qonuni va ustma-ustlash prinsipiga asoslanadi. S sirtidan o'tuvchi elektr maydoni kuchlanganlik vektori oqimini ko'rib chiqaylik (8.7 – rasm, a).

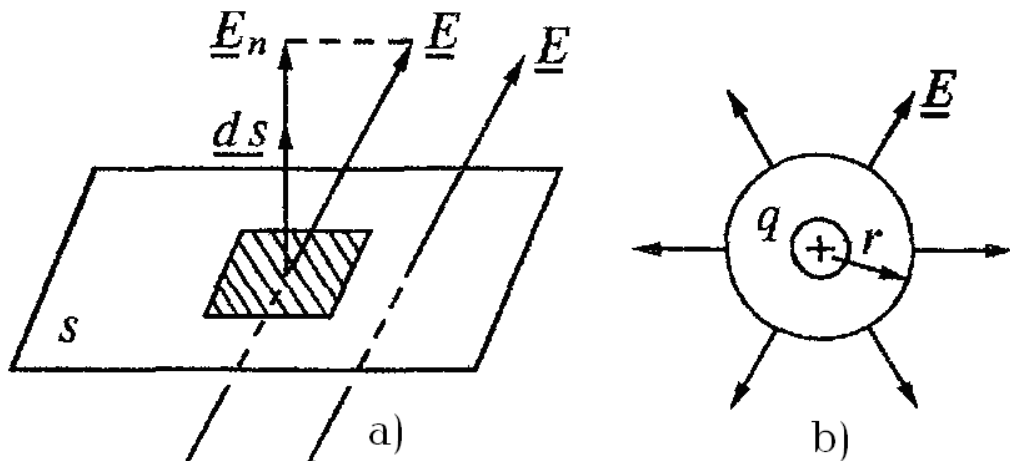
Elementar oqim $d\psi_E = \underline{E}d\underline{S}$ ga teng bo'lib, to'la oqim quyidagicha aniqlanadi:

$$\psi_E = \int_S \underline{E}d\underline{S}, [\text{B} \cdot \text{m}]. \quad (8.3)$$

Agar zarad yopiq sferik sirt ichida joylashgan bo'lsa, u holda (8.3) ga ko'ra

$$\oint_S \underline{E}d\underline{S} = E \oint d\underline{S} = E \cdot 4\pi r^2 = \frac{q}{\varepsilon_a} \quad (8.4) \text{ yoki}$$

$$\oint_S \underline{D}d\underline{S} = \oint \varepsilon_a \underline{E}d\underline{S} = q \quad (8.5) \text{ bo'ladi.}$$



8.7 – rasm

(8.4) va (8.5) tenglamalar Gauss teoremasini ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi. «Yopiq sirt orqali o'tuvchi elektr induksiya oqimining vektori shu sirt ichidagi hajmda joylashgan erkin zaradlarning algebraik yig'indisiga teng yoki boshqacha qilib aytganda, yopiq sirt orqali o'tuvchi elektr maydoni kuchlanganligi vektorining oqimi shu sirt chegaralab turgan hajmdagi erkin zaradlar algebraik yig'indisini muhitning absolut dielektrik singdiruvchanligiga nisbatiga teng».

Gauss teoremasi elektrostatik maydonning biror bir nuqtasidagi kuchlanganlik va potensialni topishda qo'llaniladi.

(8.4) va (8.5) tenglamalar Gauss teoremasining integral shakllari deb ataladi. Integral shakldagi Gauss teoremasi yordamida elektr induksiya $\underline{D}$ chiziqlarining bulog'i (chiqishi)ni maydonning shu nuqtadagi zarad zichligi bilan qanday bog'langanligini aniqlab bo'lmaydi. Buning uchun Gauss teoremasining differensial shaklidan foydalaniladi. Uni hosil qilish uchun (8.5) tenglamaning ikki tomonini S yopiq sirt bilan chegaralangan V hajmga bo'lamiz:

$$\frac{\oint_S \underline{D}d\underline{S}}{V} = \frac{q}{V}.$$

$$\oint \underline{D} d\underline{S}$$

Bundan $\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \underline{D} d\underline{S}}{V} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{q}{V}.$

Yopiq sirtidan o'tuvchi $\underline{D}$ vektor kattalikni shu sirt bilan chegaralangan hajmga nisbati $\underline{D}$ vektorning divergensiya deb ataladi. Aytib o'tish joizki, div – bu hajmiy hosila olish demakdir.

Shunday qilib, Gauss teoremasi differensial shaklda quyidagicha yoziladi:

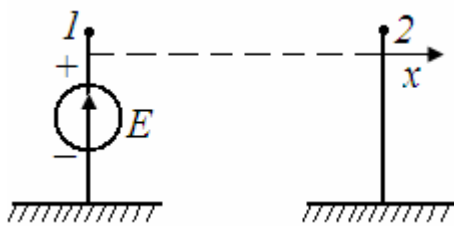
$$\text{div} \underline{D} = \rho,$$

ya'ni elektr maydonining manbai maydonning zarad joylashgan qismida mavjud bo'ladi.

$\epsilon_a = \text{const}$ bo'lgan muhit uchun quyidagi tenglama o'rinli:

$$\text{div} \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon_a}.$$

Masala. Oraliq masofasi 2 sm bo'lgan ikkita yassi elektrod vakuumda joylashgan (8.8-rasm). O'ngdagi elektrod yerlangan, chapdagisi esa EYuKi 220 V bo'lgan batareyaning musbat qismasiga ulangan, manfiy qismasi esa yerlangan. Elektrodlar orasiga zichligi (bunda $a = 30 \text{ kV/sm}^3$) qonuniyat bilan o'zgaradigan hajmiy zarad joylashtirilgan. x – chap plastinadan boshlanadigan masofa. Elektrodlar orasidagi fazoda potensialning o'zgarish qonuniyatini aniqlang.



8.8-rasm

Yechish. Elektrodning o'lchami ular orasidagi masofadan ancha katta deb hisoblaymiz va x o'qini 8.8 – rasmdagidek yo'naltiramiz. Masala shartiga ko'ra potensial faqat x o'qi bo'ylab o'zgaradi, y va z o'qlari bo'ylab esa o'zgarmaydi. Binobarin,

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = ax.$$

Yuqoridagi ifodani x bo'yicha ikki marta integrallab quyidagi ifodalarni hosil qilamiz $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{ax^2}{2} + C_1, \quad \varphi = \frac{ax^3}{6} + C_1x + C_2.$

Chegaraviy shartlardan foydalanib, integrallash doimiylarini aniqlaymiz:

$x=0$ da $\varphi=200 = C_2;$

$x=2 \text{ sm}$ da $\varphi=0 = 200 + 2C_1 + \frac{30 \cdot 10^3 \cdot 8}{6}; \quad C_1 = -20100 \text{ V/sm}.$

Binobarin,

$$\varphi = \frac{30 \cdot 10^3 x^3}{6} - 20100x + 200 = 5000x^3 - 20100x + 200 \text{ V}.$$

Nazorat savollari

1. Elektrostatik maydonni tavsiflovchi asosiy kattaliklar va munosabatlarni izohlab bering.
2. Ekvipotensial sirt nima?
3. Maydon potentsiali va uning gradiyenti nima?
4. Gauss teoremasining integral va differensial shakllaridagi tenglamalarini yozing.

13-ma`ruza. Elektrostatik maydonni hisoblash.

Reja:

1. Gauss teoremasini sig'im va elektr maydonini hisoblashda qo'llanishi.
2. Elektrostatik maydon energiyasi.
3. Elektrostatik maydonda mexanik kuchlar.
4. Ikkita dielektrik chegarasidagi elektr maydoni.
5. Elektrostatik maydonni hisoblash usullari.

1. Gauss teoremasini sig'im va elektr maydonini hisoblashda qo'llanishi

Dielektrik bilan ajratilgan barcha o'tkazgich (elektrod)lar elektr zaradlarini to'plash va saqlash xususiyatiga ega. Bunda $q = CU$ ifodadagi proporsionallik koeffitsiyenti bo'lgan va sig'im deb ataluvchi koeffitsiyent C «elektrodlar-dielektrik» sistemasini zaradlar to'plash qobiliyatini tavsiflaydi. Shuning uchun ham zarad va sig'im dielektrikning o'lchamlari va xossalriga bog'liq bo'ladi.

Elektrotexnik qurilmalarning sig'imlari quyidagi ketma-ketlikda hisoblanadi:

1) (8.3) va (8.4) tenglamalarning o'ng tomonlari o'zaro tenglashtirilib, elektr maydoni kuchlanganligining zarad orqali ifodasi topiladi, ya'ni:

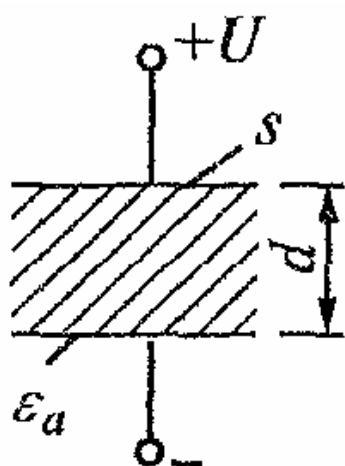
$$\int_S \underline{E} d\underline{S} = \frac{q}{\varepsilon_a};$$

2) kuchlanganlik ifodasidan foydalanib elektrodlar orasidagi kuchlanish aniqlanadi;

3) yuqorida aniqlanganlardan foydalanib sig'im topiladi.

Quyida elektrodleri turli shaklga ega bo'lgan kondensatorlar, elektr uzatish liniyasi simlari elektr maydonlari va sig'imlarini hisoblash formulalarini ko'rib chiqamiz.

Yassi kondensator elektr maydoni va sig'imi (8.9 – rasm). (8.3)



8.9 – rasm

ifodaga ko‘ra kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydon kuchlanganlik vektorining oqimi $\psi_E = ES$ ga teng. Gauss teoremasiga ko‘ra ushbu vektor oqimi

$\psi_E = \frac{q}{\epsilon_a}$ ga teng. Ushbu tengliklar o‘ng tomonlarini

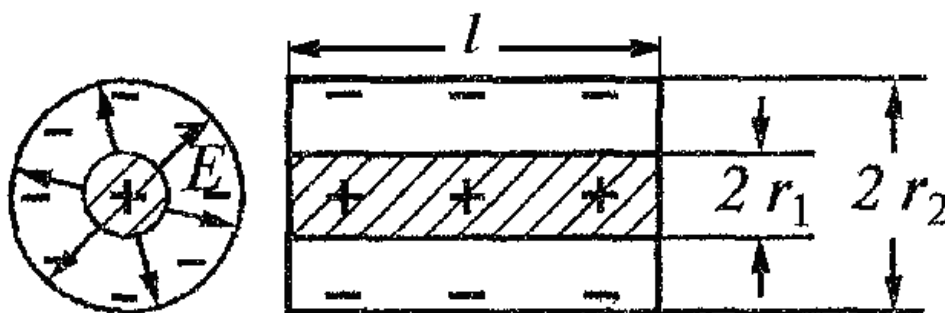
o‘zaro tenglab va $E = \frac{U}{d}$, $U = \frac{q}{C}$ larni hisobga olib, yassi kondensator sig‘imi ifodasini hosil qilamiz, ya’ni:

$$C = \frac{\epsilon_a S}{d}.$$

Silindrsimon kondensator elektr maydoni va sig‘imi (8.10

– rasm). (8.3) tenglamaga ko‘ra $\psi_E = ES = E2\pi rl$. Gauss teoremasiga ko‘ra esa

$\psi_E = \frac{q}{\epsilon_a}$. Kondensator elektrodleri orasidagi kuchlanish quyidagicha topiladi:



8.10-rasm

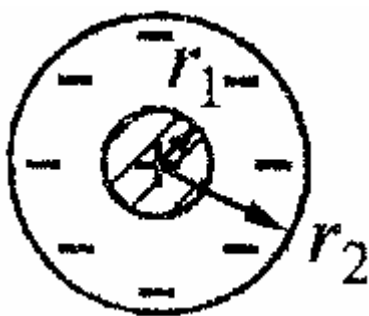
$$U = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{q}{2\pi l \epsilon_a r} dr = \frac{q}{2\pi \epsilon_a l} \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Silindrsimon kondensator sig‘imi $C = \frac{2\pi \epsilon_a l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$, maydon kuchlanganligi esa

$E = \frac{U}{r \ln \frac{r_2}{r_1}}$ formulalar yordamida aniqlanadi.

Oxirgi tenglamadan ko‘rinib turibdiki, silindrsimon kondensator elektrodleri orasidagi elektr maydoni notekis taqsimlangan bo‘lib, uning maksimal qiymati ichki elektrod sirtida bo‘ladi. Bu maydon tekis taqsimlangan bo‘lishi uchun $\epsilon_a r = \text{const}$ yoki $rl = \text{const}$ shart bajarilishi lozim bo‘ladi.

Sferasimon kondensator elektr maydoni va sig‘imi (8.11-rasm). Sferasimon kondensator biri ikkinchisini ichiga joylashgan va o‘zaro dielektrik bilan ajratilgan ikkita shardan iborat. Sferaning sirtidan



8.11-rasm

o'tuvchi maydon kuchlanganlik vektorining oqimi (8.3)ga ko'ra $\psi_E = \oint \underline{E} d\underline{S} = 4\pi r^2 E$ ga teng. Gauss

teoremasini hisobga olib $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_a r^2}$ ni hosil qilamiz.

Kondensatorning sferasimon elektrodleri orasidagi kuchlanish quyidagicha aniqlanadi:

$$U = \int_{r_1}^{r_2} E dr = \frac{q}{4\pi\epsilon_a} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

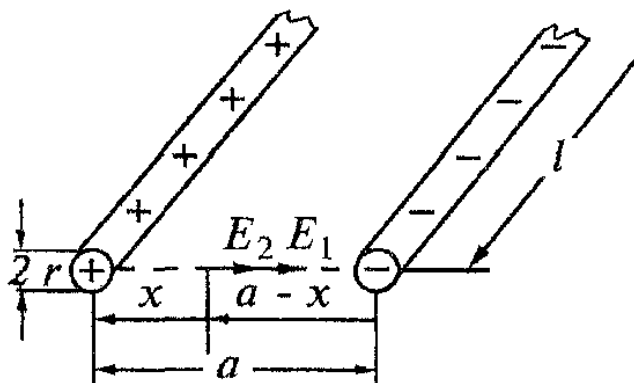
Bu ifodadan kondensator sig'imini quyidagicha topish mumkin:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_a r_1 r_2}{r_2 - r_1}.$$

Xususiyl holda $r_2 = \infty$ bo'lganda $C = 4\pi\epsilon_a r_1$ ga teng bo'ladi.

Ikkita o'tkazgich(sim)li elektr uzatish liniyasining elektr maydoni va sig'imi (8.12-rasm). Ikkita sim orasidagi elektr maydoni simlardagi zaradlar hisobidan hosil bo'ladi.

Birinci simning elektr maydoni kuchlanganligi vektorining oqimi $\psi_E = \oint \underline{E}_1 d\underline{S} = E_1 2\pi x l$. Gauss teoremasiga ko'ra



$\psi_{E_1} = \frac{q}{\epsilon_0}$. Unga ko'ra birinchi sim hosil qilgan maydonning

kuchlanganligi: $E_1 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l x}$. Shu nuqtadagi ikkinchi sim hosil qilgan kuchlanganlik:

8.12-rasm

$$E_1 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l(a-x)}.$$

Natijaviy kuchlanganlik esa:

$$E_1 = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{a-x} \right).$$

Maydon kuchlanganligi simlarning sirtida maksimal qiymatga teng bo'ladi:

$$E_{\max} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{a-r} \right).$$

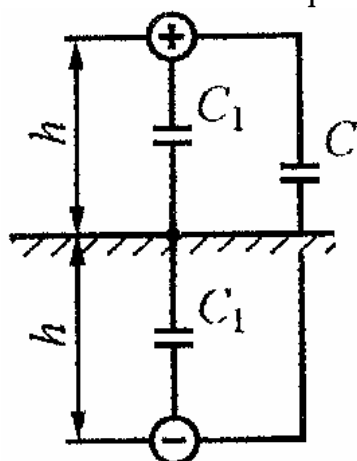
Simlar orasidagi kuchlanish:

$$U = \int_r^{a-r} E dx = \int_r^{a-r} \frac{q}{2\pi\epsilon_0 l} \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{a-x} \right) dx = \frac{q}{\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{a-r}{r} \approx \frac{q}{\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{a}{r}.$$

So'ngi ifodadan simlar orasidagi sig'imni topish mumkin:

$$C = \frac{\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{a-r}{r}} \approx \frac{\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{a}{r}}.$$

Bitta simli liniya (sim-yer)ning sig'imi. Bunda sig'imni topish uchun yerdan h balandlikda joylashgan q zaradli simga yerga nisbatan ko'zguda aks ettirilgan kabi simmetrik ravishda qarama-qarshi ishorali q zarad joylashtiriladi (8.13 – rasm).



8.13 – rasm

Hosil bo'lgan ikkita simli liniyaning modelidan foydalanib sig'im ifodasini yozamiz:

$$C = \frac{\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{2h}{r}}.$$

Bu sig'im ikkita C_1 sig'imli kondensatorlar o'zaro ketma-ket ulangan zanjirning umumiy sig'imiga teng bo'ladi. Demak, bitta simli liniyaning sig'imi:

$$C_1 = \frac{\pi\epsilon_0 l}{\ln \frac{2h}{r}}.$$

2. Elektrostatik maydon energiyasi

Elektrostatik maydon energiyasi umumiy holda quyidagicha yoziladi:

$$W_{\text{э}} = \int_V \frac{\varphi\rho}{2} dV + \oint_S \frac{\varphi\sigma}{2} dS.$$

Oliy matematika kursidan ma'lumki, skalyar va vektor funksiyalar ko'paytmasining divergensiyasi quyidagiga teng:

$$\text{div}(\varphi \underline{D}) = \varphi \text{div} \underline{D} + \underline{D} \text{grad} \varphi.$$

Bu tenglikdan foydalanib, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\frac{1}{2} \int_V \text{div}(\varphi \underline{D}) dV = \frac{\varphi \text{div} \underline{D}}{2} dV + \int_V \frac{\underline{D} \text{grad} \varphi}{2} dV.$$

$$\text{div} \underline{D} = \rho, \quad \text{grad} \varphi = -\underline{E}, \quad \int_V \text{div}(\varphi \underline{D}) dV = \oint_S \varphi \underline{D} dS,$$

tengliklarni inobatga olib quyidagi ifodani yozamiz:

$$\oint_S \frac{\varphi \underline{D}}{2} dS = \int_V \frac{\varphi \rho}{2} dV - \int_V \frac{\underline{E} \underline{D}}{2} dV.$$

O'tkazgich sirtidagi zaradning zichligi elektrik induksiyaga teng. Agar o'tkazgich sirtidagi nuqta qaralsa, u holda sirtga yo'nalgan musbat normal va $\underline{D}$ vektor o'zaro qarama-qarshi bo'lganda $\underline{D}d\underline{S} = -DdS = -\sigma dS$ bo'ladi.

Unda

$$-\oint_S \frac{\varphi\sigma}{2} dS = \int_V \frac{\varphi\rho}{2} dV - \int_V \frac{\underline{E}\underline{D}}{2} dV \text{ bo'ladi va elektr maydonining energiyasi:}$$

$$W_e = \int_V \frac{\varphi\rho}{2} dV + \oint_S \frac{\varphi\sigma}{2} dS = \int_V \frac{\underline{E}\underline{D}}{2} dV.$$

Bir jinsli va izotrop muhitda $\underline{D} = \varepsilon_a \underline{E}$ va shuning uchun:

$$W_e = \int_V \frac{\varepsilon_a E^2}{2} dV. \quad (8.6)$$

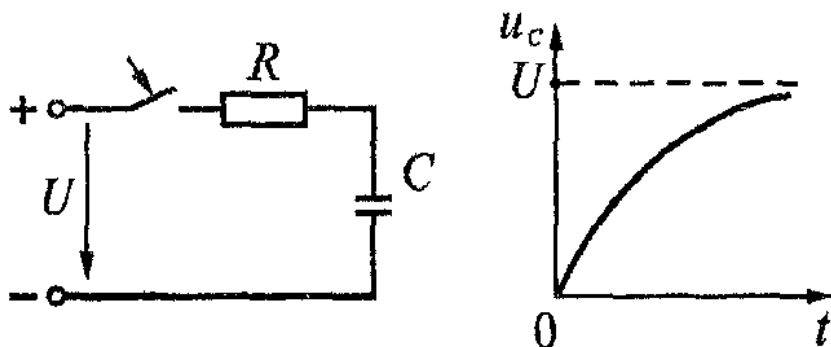
(8.6) formula elektr maydoni energiyasini uning biror sohasi yoki barcha qismi uchun aniqlash imkonini beradi. (8.6) tenglamaning fizik ma'nosi shundaki, elektr maydoni energiya tashuvchi bo'lib xizmat qiladi. Bunda energiya fazoda

$$\frac{dW_e}{dV} = \frac{\underline{E}\underline{D}}{2} = \frac{\varepsilon_a E^2}{2} \text{ hajmiy zichlik bilan taqsimlanadi.}$$

Xususiyl holda o'zgarmas tok manbaidan zaradlangan kondensator energiyasini hisoblaymiz (8.14 – rasm).

Kirxgofning ikkinchi qonuniga ko'ra $U = iR + u_C$. Bu tenglikni ikkita tomonini idt ga ko'paytirib va $i = C \frac{du_C}{dt}$ ni hisobga olib, quyidagilarni hosil qilamiz:

$$UCdu_C = i^2 R dt + Cu_C du_C \text{ yoki } dW_M = dW_R + dW_e.$$



8.14 – rasm

Manbadan zanjirga uzatilayotgan energiya:

$$W_M = \int_0^U UCdu_C = U^2 C = UQ. \quad (8.7)$$

Kondensator elektrodleri orasida to'plangan energiya:

$$W_e = \int_0^U C u_C du_C = \frac{CU^2}{2} = \frac{UQ}{2}. \quad (8.8)$$

(8.7) va (8.8) tenglamalarni o‘zaro taqqoslash shuni ko‘rsatadiki, manba energiyasining yarmi rezistorda issiqlikka aylanadi:

$$W_R = W_M - W_e = CU^2 - \frac{CU^2}{2} = \frac{CU^2}{2}.$$

Kondensator elektrodleri orasidagi energiyaning hajmiy zichligi:

$$W_e = \frac{W_e}{V} = \frac{\frac{CU^2}{2}}{Sd} = \frac{\frac{\varepsilon_a S}{d} \cdot \frac{U^2}{2}}{Sd} = \frac{\varepsilon_a E^2}{2} = \frac{ED}{2},$$

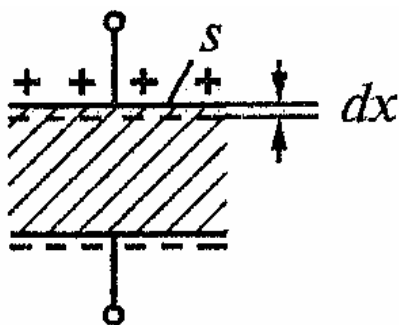
bu yerda $C = \frac{\varepsilon_a S}{d}$ - kondensator sig‘imi, $V = Sd$ - elektrodler orasidagi muhitning hajmi.

Elektr maydoni kuchlanganligi noldan farqli bo‘lgan joyda maydon o‘zining energiyasi hisobidan ma’lum ish bajara olishi mumkin.

3. Elektrostatik maydonda mexanik kuchlar

Elektr maydonini o‘zining energiyasi hisobidan mexanik ish bajara olish qobiliyati Kulon qonuni va maydonning nuqtaviy zaradga ko‘rsatadigan ta’siri asosida baholanadi. Mexanik kuchni aniqlashda energiyaning saqlanish qonunidan foydalaniladi: energiya manbaidan berilayotgan energiya maydon energiyasini va mexanik ishni o‘zgarishiga sarflanadi. Mexanik kuch energiyaning koordinata bo‘yicha hosilasiga teng:

$$F = - \left. \frac{dW_e}{dx} \right|_{Q=\text{const}} = \left. \frac{dW_e}{dx} \right|_{U=\text{const}}.$$



8.15 – rasm

Elektr maydonidagi kuchni aniqlash uchun zaradlangan kondensatorni ko‘rib chiqamiz (8.15-rasm).

Kondensator elektrodleri o‘zaro dx masofaga siljiganda energiyaning o‘zgarishi quyidagiga teng bo‘ladi:

$$dW_e = w_e dV,$$

bu yerda $dV = Sdx$ - elektrodler orasidagi

hajmni o‘zgarishi,

$$w_e = \frac{\varepsilon_a E^2}{2} - \text{energiyaning hajmiy zichligi.}$$

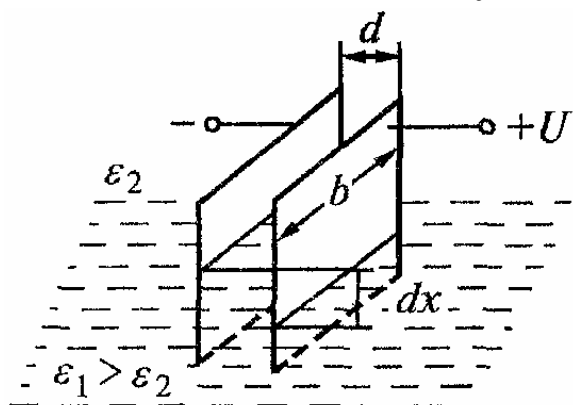
$Fdx = dW_e$ tenglik shartidan, mexanik kuch ifodasini hosil qilamiz:

$$F = \frac{\varepsilon_a E^2}{2} S.$$

Shunday qilib, elektr maydonidagi mexanik kuch elektr energiya zichligi oqimining shu oqim o'tadigan yuzga ko'paytmasiga teng.

Agar ikkita dielektrik elektr maydoni ta'sirida bo'lsa, u holda singdiruvchanligi kattaroq bo'lgan dielektrikni elektr maydoniga tortuvchi kuch paydo bo'ladi. 8.16 – rasmda havoli kondensatorning elektrodleri dielektrik singdiruvchanligi yuqori bo'lgan suyuqlikka qisman botirilgan holati keltirilgan. Kondensator qoplamalari orasidagi elektr maydoni tomonidan suyuqlikning tortilishi natijasida uning sathi kondensator tashqarisidagi sathdan yuqoriroq bo'ladi.

Buning natijasida maydon tomonidan kattaligi $dA = Fdx = F_0 S_0 dx = F_0 b dx$ ga bo'lgan ish bajariladi va elektr maydoni energiyasi $dW_e = \frac{1}{2} U^2 dC = \frac{1}{2} U^2 \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) b}{d} dx$ kattalikka o'zgaradi.



8.16-rasm

Oxirgi tenglamalarning o'ng tomonlarini tenglab, suyuq dielektrik sirtiga maydon tomonidan ta'sir etadigan kuchning solishtirma qiymatini topamiz:

$$F_0 = \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) E^2}{2} = \frac{(D_1 - D_2) E}{2}, \quad \frac{\text{N}}{\text{m}^2}.$$

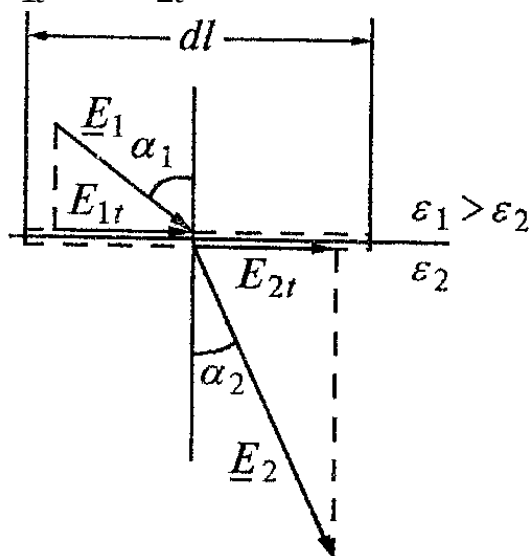
Amalda bu hodisadan suyuqliklar dielektrik singdiruvchanligini o'lchashda, materiallarni elektr separatsiya qilishda, xususan, qishloq xo'jalik mahsulotlari urug'larini saralashda va boshqa holatlarda keng foydalaniladi.

4. Ikkita dielektrik chegarasidagi elektr maydoni

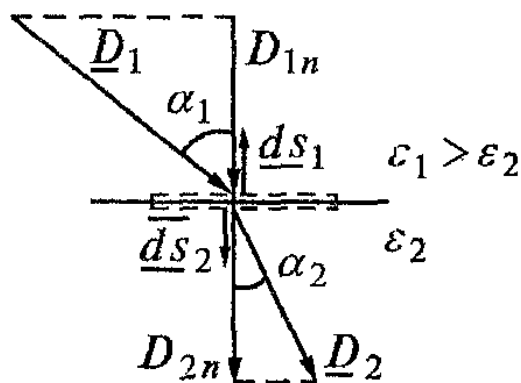
Ikkita dielektrik chegarasidagi elektr maydoni uchun (8.17 – rasm) $\oint \underline{E} d\mathbf{l}$ tenglama o‘rinli.

Integrallash konturi qalinligini cheksiz ingichka deb hisoblab, quyidagini yozishimiz mumkin:

$$E_{1t} dl - E_{2t} dl = 0.$$



8.17 – rasm



8.18 – rasm

Bundan,

$$E_{1t} = E_{2t}; E_1 \sin \alpha_1 = E_2 \sin \alpha_2. \quad (8.9)$$

Ikkita dielektrik chegarasida elektr maydonining urinma tashkil etuvchilari o‘zaro teng bo‘ladi.

Dielektriklar chegarasidagi maydon induksiyasi vektori oqimini aniqlash uchun quyidagi tenglikdan foydalanamiz (8.18-rasm):

$$\underline{D}_1 d\underline{S}_1 + \underline{D}_2 d\underline{S}_2 = 0 \text{ yoki } D_{1n} dS_1 \cos 180^\circ + D_{2n} dS_2 = 0.$$

$$dS_1 = dS_2 \text{ ekanligini hisobga olib:}$$

$D_{1n} = D_{2n}; \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}; \varepsilon_1 E_1 \cos \alpha_1 = \varepsilon_2 E_2 \cos \alpha_2$ (8.10) larni yozish mumkin.

Ikkita dielektrikning chegaraviy sirtida erkin zaradlar bo‘lmaganda elektr maydon induksiya vektorlarining perpendikular tashkil etuvchilari o‘zaro teng bo‘lib, maydon kuchlanganliklari vektorlarining normal tashkil etuvchilari ikkala muhit dielektrik singdiruvchanliklariga teskari proporsional.

(8.9) va (8.10) tengliklarni o‘zaro bo‘lib, elektr maydon kuchlanganlik kuch chiziqlarining sinish qonunini hosil qilamiz:

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}.$$

5. Elektrostatik maydonni hisoblash usullari

Elektrostatika masalalari berilishiga ko'ra quyidagi uch guruhga bo'linadi:

1) $\varphi(x, y, z)$ potensialni fazoda taqsimlanish qonuniyatiga binoan shu potensial hosil qilgan erkin zaradlar hajmiy zichligining taqsimlanish qonuniyatini topish. Bu turdagi masalalar asosan Puasson tenglamasi yordamida yechiladi.

2) $\rho(x, y, z)$ erkin zaradlar hajmiy zichligi qonuniyati berilganda, shu zaradlar hosil qiladigan $\varphi(x, y, z)$ potensialning fazodagi o'zgarish qonuniyatini topish. Bu turdagi masalalar ikkinchi darajali xususiy hosilali differensial tenglamani yechishdan iborat.

3) fazodagi bir nechta nuqtaning potentsiallari va maydonni hosil qiluvchi jismlarning geometrik o'lchamlari berilganda maydonning har bir nuqtasidagi kuchlanganlikni va potensialni topish. Bu turdagi masalalar analitik yoki grafik usul yordamida yechiladi. Sodda hollarda Gauss teoremasining integral shaklidan, murakkab hollarda esa Laplas tenglamasidan foydalaniladi.

Elektrostatika masalalarini grafik usulda yechishning mazmuni shundan iboratki, tadqiq etilayotgan maydonning ba'zi xususiyatlarini hisobga olib, kuchlanish va ekvipotensial kuch chiziqlari o'tkaziladi. Bundan tashqari, modellash usullaridan keng foydalaniladi.

Shuni aytib o'tish lozimki, amalda birinchi va ikkinchi turdagi masalalar kam uchraydi.

Umumiy holda, elektrostatik maydon uni tavsiflovchi tenglamalarni integrallash orqali hisoblanadi. Ammo, ko'pchilik hollarda, maydonni hisoblashda xususiy usullarni qo'llanilishi masalani yechishni ancha osonlashtiradi.

Quyida ana shunday usullardan ayrimlari bilan qisqacha tanishamiz:

1. *Ustma-ustlash usuli*. Bu usulga ko'ra, agar zaradning fazoda taqsimlanishi berilgan bo'lsa, u holda bu zaradni cheksiz kichik dQ nuqtaviy zaradlarga bo'laklab, maydonning potentsiali va kuchlanganliklarini quyidagi formulalar yordamida aniqlash mumkin:

$$d\varphi = \frac{dQ}{4\pi\epsilon_a R}, \quad d\vec{E} = \frac{dQ}{4\pi\epsilon_a R^2} \vec{l}_R.$$

Topilgan $d\varphi$ potentsiallarni ustma-ustlab qo'shib maydonning natijaviy potentsialini aniqlaymiz:

$$\varphi = \int d\varphi = \int \frac{dQ}{4\pi\epsilon_a R}.$$

Maydon kuchlanganligi $\vec{E} = \int d\vec{E}$ yoki $\vec{E} = -\text{grad}\varphi$ formulalar yordamida aniqlanishi mumkin.

2. *Aks tasvir usuli*. Agar elektr zarad ikkita bir jinsli va parametrlari turlicha bo'lgan muhit chegarasiga yaqin joylashgan bo'lsa, u holda maydon vektorlarini aks tasvir deb ataluvchi sun'iy usul yordamida aniqlash mumkin. Izlanayotgan yechim

maydonning asosiy tenglamasini va chegaraviy shartlarni qanoatlantirishi lozim. Bu usulga ko'ra ixtiyoriy ekvipotensial sirtning qalinligi cheksiz kichik va potentsiali berilgan sirt potentsialiga teng bo'lgan metall sirt bilan almashtirish mumkin.

3. *Maydon tenglamalarini integrallash usuli.* Ustma-ustlash usuli va Gauss teoremasining integral shakli yordamida faqat sodda konfiguratsiyali maydonlarni hisoblash mumkin. umumiy holda esa, maydonni hisoblash Puasson va Laplas tenglamalarini integrallash bilan olib boriladi.

Umumiy holda Puasson tenglamasi quyidagicha yoziladi:

$$\operatorname{div} \underline{E} = \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_a}, \quad (8.11)$$

bu yerda $\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \nabla^2$ - gradiyentning divergensiya *laplasian* deb ataladi.

Maydonning zarad joylashmagan nuqtalari uchun (8.11) tenglama quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (8.12)$$

(8.12) tenglama *Laplas tenglamasi* deb ataladi.

(8.11) va (8.12) tenglamalarning yechimi quyidagi integral ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\varphi = \int_V \frac{\rho dV}{4\pi\varepsilon_a R}.$$

Potensial tushunchasini kiritilishi elektrostatik maydonni hisoblashni osonlashtiradi. Chunki skalyar kattalik bo'lgan potentsialni topish kuchlanganlik vektorining uchta o'qdagil proyeksiyalarini topishga nisbatan osonroq. φ ma'lum bo'lsa, kuchlanganlikni $E = -\operatorname{grad} \varphi$ ifoda orqali topish mumkin bo'ladi.

Nazorat savollari

1. Elektrostatik induksiya hodisasi nima?
2. Puasson va Laplas tenglamalari qanday masalalarni yechishda qo'llaniladi?
3. Zaradlangan ikkita o'tkazgich(sim)li liniyaning elektr maydoni va sig'imi qanday hisoblanadi?

14-ma`ruza. O'zgaras tokning elektr maydoni.

Reja:

1. O'tkazuvchanlik toki va uning zichligi.
2. Om, Kirxgof va Joul-Lens qonunlarining differensial shakli.
3. O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydoni uchun Laplas tenglamasi.
4. Tokni bir o'tkazuvchi muhitdan boshqa o'tkazuvchi muhitga o'tishi.
5. O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydoni va elektrostatik maydon o'rtasidagi o'xshashlik.
6. O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydonini hisoblashga doir masalalar.

1. O'tkazuvchanlik toki va uning zichligi

Elektr o'tkazuvchi muhitda elektr maydoni ta'siri ostida erkin zaradlarning harakati vujudga keladi. O'tkazgichlarda (metallarda) o'tkazuvchanlik tokini elektronlarning harakati vujudga keltiradi. Bu tok

$i = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{dq}{dt}$, uning zichligi esa $\delta = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta i}{\Delta S} = \frac{di}{dS}$ ifodalar bilan aniqlanadi.

Tok skalyar, uning zichligi esa vektor kattalikdir. Tok zichligining yo'nalishi musbat zaradlar harakatiga mos yoki manfiy zaradlar harakatiga qarama-qarshi tanlanadi.

Tok va uning zichligi o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$i = \int_S \underline{\delta} dS.$$

O'zgaras tokda o'tkazgichdagi zaradlarning taqsimlanishi vaqt bo'yicha o'zgarmaydi. O'zgaras tokning elektr maydoni qo'zg'almas zaradning maydoniga o'xshash bo'ladi.

2. Om, Kirxgof va Joul-Lens qonunlarining differensial shakli

Uzunligi Δl va ko'ndalang kesimining yuzasi ΔS bo'lgan o'tkazgich

$$U = \int_1^2 \underline{E} d\underline{l} = E \Delta l$$

kuchlanish ta'siri ostida, deylik.

Om qonunining integral shakliga ko'ra $U = IR$, $I = \delta \Delta S$, $R = \frac{\Delta l}{\gamma \Delta S}$ larni inobatga olib va yuqoridagi ikkita tenglama o'ng tomonlarini o'zaro tenglab, tok zichligi ifodasini topamiz, ya'ni:

$$\underline{\delta} = \gamma \underline{E}, \quad (8.13)$$

bu yerda γ - o'tkazgichning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi, $(\text{Om} \cdot \text{m})^{-1}$.

(8.13) tenglama *Om qonunining differensial shakli* deb ataladi.

Agar elektr o'tkazgich muhitda tashqi EYuK manbai bo'lsa, u holda natijaviy maydon kuchlanganligi $\underline{E} + \underline{E}_T$ bo'ladi. Buni e'tiborga olib (8.13) tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$\underline{\delta} = \gamma (\underline{E} + \underline{E}_T). \quad (8.14)$$

(8.14) tenglama *umumlashgan Om qonunining differensial shakli* deb ham ataladi.

Shuni ta'kidlab o'tish lozimki, tashqi elektr maydoni deganda tabiati elektrostatik bo'lmagan elektr maydoni tushuniladi. Bunday maydonlarga kimyoviy, elektrokimyoviy va elektromagnit jarayonlar ta'sirida paydo bo'ladigan maydonlar misol bo'la oladi.

Agar (8.14) ifodadan yopiq kontur bo'yicha integral olinsa, u holda Kirxgof ikkinchi qonunining tenglamasi hosil bo'ladi. Shuning uchun (8.14) ifoda *Kirxgof ikkinchi qonunining differensial shakli* deb ham ataladi.

Agar o'zgarmas tok o'tayotgan muhitdan biror bir hajmni ajratib olsak, u holda shu hajmga kiruvchi tok undan chiquvchi tokka teng bo'lishi lozim, aks holda hajmda zarad to'planishi kuzatilar edi. Lekin tajriba zarad to'planishini tasdiqlamaydi. Bu holat matematik jihatdan quyidagicha ifodalanadi:

$$\oint \underline{\delta} d\underline{S} = 0.$$

Bu tenglamaning ikkala tomonini hajm V ga bo'lib, uning nolga intilgandagi limiti olinsa, quyidagi ifoda hosil bo'ladi:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \underline{\delta} d\underline{S}}{V} = 0 \quad \text{yoki} \quad \text{div} \underline{\delta} = 0. \quad (8.15)$$

(8.15) ifoda *Kirxgof birinchi qonunining differensial shakli* deb ataladi.

Tok zichligi divergensiyasining nolga tengligi tok zichligi chiziqlarining uzluksizligini bildiradi.

O'tkazgichdagi quvvat isrofi $P = I^2 R$ ifoda bilan aniqlanadi. O'tkazgich muhitning ΔV hajmdagi ΔP quvvat isrofini $I = \delta \Delta S$, $R = \frac{\Delta l}{\gamma \Delta S}$ va $V = \Delta l \Delta S$ larni e'tiborga olib quyidagicha aniqlash mumkin:

$$\Delta P = \frac{I^2 R}{\Delta V} = \gamma E^2, \quad \frac{Jl}{m^3}. \quad (8.16)$$

(8.16) tenglama *Joul-Lens qonunining differensial shakli* deb ataladi.

3. O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydoni uchun Laplas tenglamasi

Elektrostatik maydon kabi o'tkazuvchi muhit elektr maydoni uchun ham $\underline{E} = -\text{grad}\varphi$ tenglik o'rinli bo'ladi. Vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan elektr maydoni uchun $\text{div}\underline{\delta} = \text{div}\gamma\underline{E} = 0$ tenglamani yozish mumkin. Agar muhitning solishtirma elektr o'tkazuvchanligi γ uning barcha nuqtalarida o'zgarmas, ya'ni muhit *bir jinsli va izotrop* bo'lsa, u holda γ ni yuqoridagi tenglamadagi divergensiya belgisidan tashqariga chiqarish mumkin bo'ladi. Shuning uchun $\text{div}\underline{E} = 0$ deb yozish mumkin. So'ngi tenglamani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\text{div}(-\text{grad}\varphi) = 0$$

yoki $\nabla^2\varphi = 0.$ (8.17)

(8.17) ifoda *bir jinsli o'tkazuvchi muhitning elektr maydoni uchun Laplas tenglamasi* deb ataladi.

Shunday qilib, o'tkazuvchi muhitdagi o'zgarmas tokning elektr maydoni potensial maydondir. Bunday maydonning manba joylashmagan qismi uchun $\oint \underline{E}d\underline{l} = 0$ shart bajariladi.

4. Tokni bir o'tkazuvchi muhitdan boshqa o'tkazuvchi muhitga o'tishi

O'tkazuvchanliklari turlicha bo'lgan ikkita muhit chegarasidagi cheksiz kichik konturni ko'rib chiqamiz (8.20 – rasm).

Elektr maydoni kuchlanganligi $\oint \underline{E}d\underline{l} = 0$. Ko'rib chiqilayotgan kontur uchun:

$$E_{1t}dl - E_{2t}dl = 0; E_{1t} = E_{2t}; E_1 \sin \alpha_1 = E_2 \sin \alpha_2. \quad (8.18)$$

Ikkita muhit chegarasidagi cheksiz kichik hajmni ko'rib chiqamiz (8.21 – rasm). Tok zichligi:

$$\oint \underline{\delta}d\underline{S} = 0.$$

Ko'rilayotgan hajm uchun:

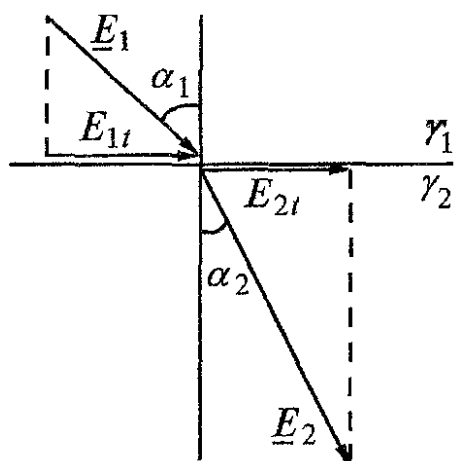
$$-\delta_{1n}\Delta S + \delta_{2n}\Delta S = 0, \delta_{1n} = \delta_{2n} \text{ bo'lganda}$$

$$\gamma_1 E_1 \cos \alpha_1 = \gamma_2 E_2 \cos \alpha_2. \quad (8.19)$$

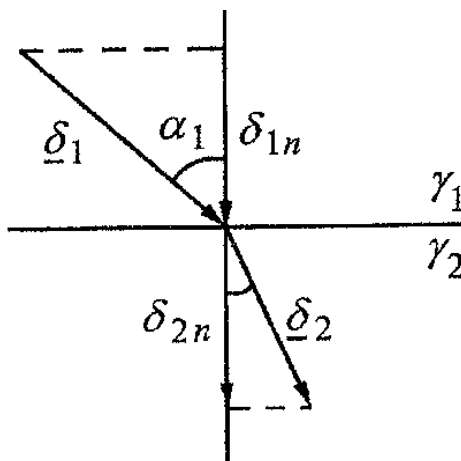
(8.18) ni (8.19) ga bo'lib, quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$\frac{\text{tg}\alpha_1}{\text{tg}\alpha_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

$\gamma_1 \gg \gamma_2$ bo'lganda $\alpha_2 \approx 0$ bo'ladi. Masalan, metall yerlatkichdan yerga tok o'tganda yerlatkich sirtining istalgan nuqtasidagi tok zichligi chiziqlari yerlatkich sirtiga perpendikular yo'nalgan bo'ladi.



8.20 – rasm



8.21 – rasm

5. O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydoni va elektrostatik maydon o'rtasidagi o'xshashlik

Elektrostatik maydon va o'zgarmas tok elektr maydonining tabiati har xil: elektrostatik maydon qo'zg'almas elektr zaradlar atrofida paydo bo'lsa, o'zgarmas tokning elektr maydoni tashqi manba ta'sirida erkin zaradlarning tartibli harakati natijasida paydo bo'ladi. Shuning bilan birga bu ikki maydon o'rtasida quyidagi shaklan (formal) o'xshashlik (analogiya) mavjud.

№	Elektrostatik maydon	O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydoni
1	$\nabla^2 \varphi = 0$	$\nabla^2 \varphi = 0$
2	E	E
3	$\underline{D} = \varepsilon_a \underline{E}$	$\underline{\delta} = \gamma \underline{E}$
4	$\psi_D = \int_S \underline{D} d\underline{S}$	$I = \int_S \underline{\delta} d\underline{S}$
5	$E_{1t} = E_{2t}$	$E_{1t} = E_{2t}$
6	$D_{1n} = D_{2n}$	$\delta_{1n} = \delta_{2n}$

Yuqorida keltirilgan o'xshashlikni quyidagicha izohlash mumkin:

1. Ikkala maydon ham Laplas tenglamasiga bo'yso'nadi.
2. Ikkala maydon ham kuchlanganlik vektori bilan tyavsiflanadi.
3. Elektrostatik maydon induksiyasi vektori $\underline{D}$ ni o'zgarmas tokning elektr maydonidagi tok zichligi vektori $\underline{\delta}$ bilan taqqoslash mumkin.
4. Ikkita dielektrik oraliq sirtidagi chegaraviy shartlar: $E_{1t} = E_{2t}$ va $D_{1n} = D_{2n}$
5. Turli elektr o'tkazuvchanlikka ega bo'lgan ikkita muhit oraliq sirtidagi chegaraviy shartlar: $E_{1t} = E_{2t}$ va $\delta_{1n} = \delta_{2n}$.

Shuni aytib o'tish joizki, agar ikkala maydon yagona $\nabla^2\varphi = 0$ tenglama bilan ifodalansa va ulardagi o'xshash kattaliklar chegaraviy shartlarga bo'yso'nsa hamda chegaraviy sirtlar bir xil bo'lsa, u holda ikkala maydondagi kuch va ekvipotensial chiziqlar, ya'ni maydon kartinasi (surati) bir xil bo'ladi.

Bu shakliy o'xshashlikdan amaliyotda keng foydalaniladi. Masalan, biror bir elektrostatik maydon o'rganilgan bo'lsa, bu maydondagi barcha munosabatlar unga geometrik o'xshash bo'lgan o'tkazuvchi muhitdagi elektr maydonga to'laligicha taalluqli bo'ladi.

Yuqorida keltirilgan o'xshashlikka asoslanib o'tkazuvchi muhitdagi o'tkazuvchanlik va dielektrik muhitdagi sig'imning o'zaro munosabatlarini ko'rib chiqamiz.

$$\text{O'tkazuvchanlik: } G = \frac{1}{R} = \frac{I}{U} = \frac{\frac{\int \underline{\delta d S}}{2}}{\frac{\int \underline{E dl}}{2}} = \frac{\gamma \int \underline{E d S}}{\int \underline{E dl}}.$$

$$\text{Sig'im: } C = \frac{q}{U} = \frac{\frac{\varepsilon_a \int \underline{E d S}}{2}}{\frac{\int \underline{E dl}}{2}}.$$

O'tkazuvchanlikni sig'imga bo'lib, quyidagi munosabatni hosil qilamiz:

$$\frac{G}{C} = \frac{\gamma}{\varepsilon_a}.$$

Yuqoridagi munosabatdan ko'rinib turibdiki, sig'im formulasini bilgan holda o'tkazuvchanlik formulasini yozish mumkin. Buning uchun sig'im formulasidagi ε_a o'rniga γ ni qo'yish yetarli. Masalan:

$$\text{yassi kondensator uchun } C = \frac{\varepsilon_a S}{d}; \quad G = \frac{\gamma S}{d};$$

$$\text{silindrik kondensator uchun } C = \frac{2\pi\varepsilon_a l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}; \quad G = \frac{2\pi\gamma l}{\ln \frac{r_2}{r_1}};$$

$$\text{sferik kondensator uchun } C = \frac{4\pi\varepsilon_a r_1 r_2}{r_2 - r_1}; \quad G = \frac{4\pi\gamma r_1 r_2}{r_2 - r_1};$$

$$\text{sharsimon kondensator uchun } C = 4\pi\varepsilon_a r; \quad G = 4\pi\gamma r;$$

$$\text{ikkita simli liniya uchun } C = \frac{\pi\varepsilon_a l}{\ln \frac{a-r}{r}}; \quad G = \frac{\pi\gamma l}{\ln \frac{a-r}{r}}.$$

6. O'tkazuvchi muhitdagi elektr maydonini hisoblashga doir masalalar

1-masala. Ichki simining diametri 10 mm va tashqi simining diametri 20 mm bo'lgan koaksial kabel izolatsiyasining solishtirma elektr o'tkazuvchanligi $\gamma = 10^{-8} \frac{\text{Sm}}{\text{m}}$. Kabelning 1 km uzunligiga to'g'ri keladigan izolatsiya qarshiligini aniqlang.

Yechish. Koaksial kabel silindrsimon kondensatorga o'xshash. Uning sig'imi $C = \frac{2\pi\epsilon_a l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$ formula yordamida hisoblanadi. Yuqorida ko'rib chiqilgan analogiyadan foydalanib, 1 km uzunlikdagi kabel izolatsiyasining o'tkazuvchanligini topamiz:

$$G = \frac{2\pi\gamma l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{2\pi \cdot 10^{-8} \cdot 10^3}{\ln \frac{20}{10}} = 9 \cdot 10^{-5} \text{ Sm.}$$

Izolatsiya qarshiligi:

$$R = \frac{1}{G} = \frac{1}{9 \cdot 10^{-5}} \approx 1,1 \cdot 10^4 \text{ Om.}$$

2-masala. Diametri 10 mm, uzunligi 1 m va o'zaro 20 sm masofada joylashgan ikkita parallel sim solishtirma elektr o'tkazuvchanligi $\gamma = 0,03 \frac{\text{Sm}}{\text{m}}$ bo'lgan suvga botirilgan. Simlar kuchlanishi 110 V bo'lgan manbaga ulanganda tok va iste'mol qilinadigan quvvatni toping.

Yechish. Ikkita simli liniyadagi singari simlar orasidagi o'tkazuvchanlik:

$$G = \frac{2\pi\gamma l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{3,14 \cdot 0,03 \cdot 10^{-2} \cdot 10^2}{\ln \frac{20-1}{1}} = 0,025 \text{ Sm.}$$

Zanjirdagi tok:

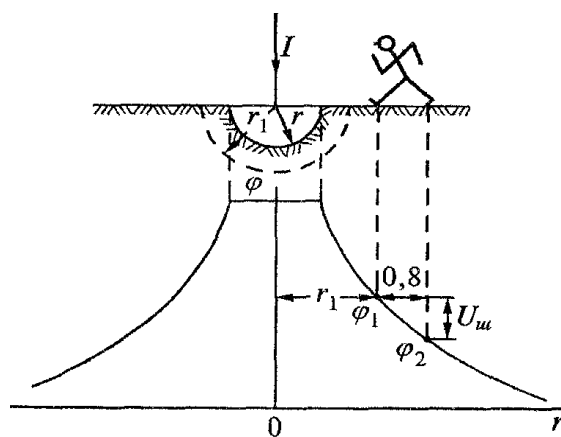
$$I = UG = 110 \cdot 0,025 = 2,8 \text{ A.}$$

Quvvat esa:

$$P = UI = 110 \cdot 2,8 = 308 \text{ Vt.}$$

3-masala. Yarim shar shaklidagi yerlatkich elektr maydonini hisoblang (8.22 – rasm).

Yechish. Yarim shar sig'imi $C = 2\pi\epsilon_a r$. Yuqorida qayd etilgan analogiyaga ko'ra yerlatkich o'tkazuvchanligi $G = 2\pi\gamma r$.



8.22 – rasm

Qarshilik esa $R = \frac{1}{G} = \frac{1}{2\pi\gamma}$.

Yerlatkichdan yerga tok yoyilib o'tishdagi kuchlanish:

$$U = IR = \frac{I}{2\pi\gamma}.$$

Yerlatkichdan r_1 masofada joylashgan nuqtalardagi tok zichligi

$$\delta = \frac{I}{2\pi r_1^2}.$$

Bu nuqtalardagi maydon kuchlanganligi $E = \frac{\delta}{\gamma} = \frac{I}{2\pi\gamma r_1^2}$.

Yerlatkich bilan nuqtalar orasidagi kuchlanish:

$$U = \varphi_{r_1} - \varphi_r = \int_r^{r_1} E dr = \frac{I}{2\pi\gamma} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right).$$

Inson qadami (0,8 m)ga mos keluvchi kuchlanish:

$$U_K = \int_r^{r_1+0,8} E dr = \frac{I}{2\pi\gamma} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r+0,8} \right).$$

Yerlatkich qoqilgan yer atrofidagi potensial:

$$\varphi = \frac{I}{2\pi\gamma r_1} = U \frac{r}{r_1}.$$

Nazorat savollari

1. O'zgarmas tokning elektr maydonini tavsiflovchi asosiy kattaliklar va munosabatlarni bayon eting.

2. Om, Joule-Lens va Kirxgof qonunlarining differensial shakllarini yozing va ular qanday masalalarni yechishda qo'llanilishini ayting.

15-ma`ruza. O'zgarmas tokning magnit maydoni.

Reja:

1. Magnit maydonini tavsiflovchi asosiy kattalik va munosabatlar.
2. To'la tok qonuni va uni magnit maydonini hisoblashda qo'llanishi.
3. Bio-Savar-Laplas qonuni va undan foydalanish.
4. Ikki muhit chegarasidagi magnit maydoni.
5. Magnit maydon energiyasi.
6. Magnit maydonidagi mexanik kuchlar.

1. Magnit maydonini tavsiflovchi asosiy kattalik va munosabatlar

O'zgarmas tokning magnit maydoni elektromagnit maydon ikkita tomonining biri bo'lib, vaqt bo'yicha o'zgarmaydi va harakatlanayotgan zaradlangan zarrachaga, uning zarad miqdori hamda harakat tezligiga proporsional bo'lgan kuch bilan ta'sir ko'rsatadi. Bu maydon kuzatuvchiga nisbatan qo'zg'almas bo'lgan o'tkazgichdan vaqt bo'yicha o'zgarmaydigan tok o'tganda hosil bo'ladi.

O'tkazgichdan o'zgarmas tok o'tganda unda elektromagnit maydonning ikkinchi tashkil etuvchisi bo'lgan elektr maydoni hosil bo'lsa-da, u ham vaqt bo'yicha o'zgarmaydi va shuning uchun ham magnit maydoniga ta'sir ko'rsatmaydi. Shu boisdan magnit maydonini elektr maydonidan ajratilgan holda o'rganish mumkin.

Fizika kursidan bizga ma'lumki, tokli o'tkazgich magnit maydonini hosil qiladi. Maydon kuch chiziqlarining yo'nalishi *o'ngga buraluvchi parma qoidasi* bilan aniqlanadi.

Agar parmaning uchi tok bilan bir xil yo'naltirilsa, u holda uni buralishining yo'nalishi magnit maydon kuch chiziqlari yo'nalishini ko'rsatadi. Binobarin, kuch chiziqlar markazi o'tkazgichdan o'tadigan aylana ko'rinishda bo'ladi.

Tok o'tadigan g'altak uning ichi va tashqarisi bo'ylab birlashadigan berk kontur kuch chiziqli magnit maydonini hosil qiladi. Kuch chiziqlarining yo'nalishi o'ngga buraluvchi parma qoidasi yoki o'ng qo'l qoidasi yordamida quyidagicha aniqlanadi: *agar tok yo'nalishiga moslashtirib g'altakning tashqarisidan o'ng qo'l panjalari bilan ushlansa, u holda katta barmoq g'altak ichidagi kuch chiziqlar yo'nalishini ko'rsatadi.*

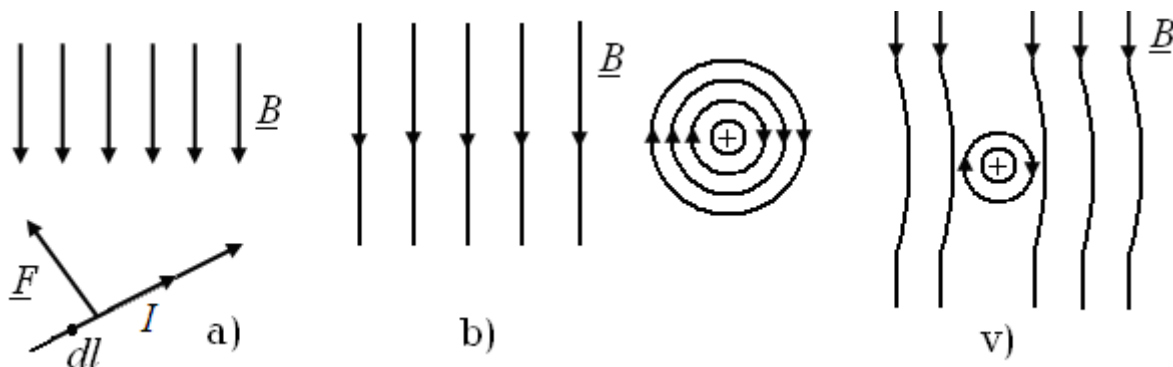
Magnit maydoni induksiya $\underline{B}$, magnitlanganlik $\underline{J}$ va kuchlanganlik $\underline{H}$ kabi kattaliklar bilan tavsiflanadi. Bu kattaliklarni ma'lum tartibda ko'rib chiqamiz. Magnit maydonining asosiy xossalaridan biri – shu maydonga kiritilgan tok o'tayotgan o'tkazgichga kuch bilan ta'sir etishidir. Tajriba shuni ko'rsatadiki, $d\mathbf{l}$ uzunlikdagi o'tkazgichdan I tok o'tsa, magnit maydoni unga quyidagi kuch bilan ta'sir qiladi:

$$\underline{F} = I[d\mathbf{l} \times \underline{B}].$$

Bu kuch shu nuqtadagi induksiya va tok elementi $I d\vec{l}$ ga ham perpendikular (8.23 – rasm, a).

Agar induksiya $\vec{B}$ va tok o'tayotgan element $d\vec{l}$ parallel bo'lsa, unda tok elementiga magnet maydoni ta'sir etmaydi. $\vec{B}$ va $d\vec{l}$ o'zaro perpendikular bo'lganda, tok elementiga ta'sir etayotgan kuch maksimal bo'ladi.

Yuqoridagi tenglamadan ma'lumki, induksiya – bu maydonning kuch xarakteristikasidir. Induksiyaning SI sistemasidagi birligi – Tesla ($1 \text{ Tl} = 1 \text{ B} \cdot \text{c} / \text{m}^2$).



8.23 – rasm

8.23 – rasm, b da magnet maydonining unga tokli o'tkazgich kiritilmasdan avvalgi tasviri, 8.23 – rasm, v da esa magnet maydoniga tokli o'tkazgich kiritilgandagi tasviri keltirilgan. 8.23 – rasm, v da o'tkazgichning chap tomonidagi natijaviy maydon siyraklashgan, o'ng tomonida esa – zichlashgan. Kuch chiziqlari to'g'rilanishga harakat qilib, o'tkazgichni o'ndan chapga siljitishga harakat qiladi. O'tkazgichni siljitish yo'nalishini *chap qo'l qoidasi* yordamida quyidagicha aniqlanadi: *agar chap qo'lning kaftiga maydon kuch chiziqlari kirs va panjalar tok yo'nalishi bo'yicha to'g'rilansa, u holda ochilgan katta barmoq ta'sir etayotgan kuchning yo'nalishini ko'rsatadi.*

Magnitlanganlik deb, moddaning magnet holatini xarakterlaydigan hajm elementi magnet momentining shu hajm elementi nolga intilayotgan nisbatining chegaraviy qiymatiga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi.

Magnet induksiya $\vec{B}$, magnetlanganlik $\vec{J}$ va magnet maydonining kuchlanganligi $\vec{H}$ o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}) = \mu_0 \mu \vec{H} = \mu_a \vec{H},$$

bunda μ_0 - magnet doimiysi, SI da $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Gn/m}$ ga teng. μ_a, μ - mos ravishda muhitning absolut va nisbiy magnet singdiruvchanliklar.

Elektr tokining magnet maydonini hosil qilish xossasi magnet yurituvchi kuch (MYuK) deyiladi.

Tokli o'tkazgich uchun $F = I$, tokli g'altak uchun esa $F = wI$. MYuK ning o'lchov birligi, tok kabi $[F] = \text{A}$.

Magnit maydonining kuchlanganligi deb, magnit induksiya magnit doimiylikka nisbati va magnitlanganlik orasidagi geometrik ayirmasiga teng bo'lgan vektor kattalikka aytiladi:

$$\underline{H} = \frac{\underline{B}}{\mu_0} - \frac{\underline{J}}{\mu_0} \text{ yoki magnit kuchlanganlik bu kuch chizig'ining birlik uzunligiga}$$

to'g'ri keladigan solishtirma MYuK dir:

$$\underline{H} = \frac{\underline{F}}{l}.$$

Kuchlanganlikning o'lchov birligi $[H] = [F / l] = A / m$.

Magnit kuchlanish deb, elektr tok zichligi nolga teng bo'lgan bir jinsli sohaning ikki nuqtasidan o'tuvchi yo'l qismidagi magnit maydon kuchlanganligining chiziqli integraliga teng bo'lgan skalyar kattalikka aytiladi. Bu ta'rifni tenglamalar orqali ifodalaymiz.

Magnit maydon kuch chiziqlarining bir qismi oralig'idagi magnit kuchlanish:

$$\underline{U}_\mu = \underline{H}l.$$

Magnit maydondagi ixtiyoriy yo'l uchun:

$$U_{\mu ab} = \int_a^b \underline{H} d\underline{l}.$$

O'lchov birligi: $[U_\mu] = [Hl] = \frac{A}{m} \cdot m = A$.

B va H orasidagi bog'lanish:

$$\underline{B} = \mu_0 \underline{H} \quad \underline{H} = \mu_a \underline{H}.$$

Magnit oqimining o'lchov birligi:

$$[\Phi] = [Bs] = \frac{B \cdot c}{m^2} \cdot m^2 = B \cdot c = Vb \text{ (Veber)}.$$

2. To'la tok qonuni va uni magnit maydonini hisoblashda qo'llanishi

Magnit maydonining asosiy xossasini tavsiflovchi qonun *to'la tok qonunidir*. Bu qonun tok bilan uning atrofidagi magnit maydoni kuchlanganligi orasidagi bog'lanishni ifodalaydi va quyidagicha ta'riflanadi: «*Magnit maydoni kuchlanganligi vektori sirkulatsiyasi integrallanayotgan berk konturni kesib o'tuvchi toklarning algebraik yig'indisiga (to'la tokka) teng*», ya'ni

$$\oint_l \underline{H} d\underline{l} = \sum I = I_T. \quad (8.20)$$

(8.20) tenglama vaqt bo'yicha o'zgarmas magnit maydoni uchun *to'la tok qonunining integral shaklidir*. Tokning musbat yo'nalishi konturni aylanib chiqish yo'nalishi bilan o'ng parma qoidasi bilan bog'langan. l kontur bilan chegaralangan S yuzali sirtan o'tayotgan tok quyidagicha aniqlanadi:

$$\oint_S \underline{\delta} d\underline{S} = I_T.$$

Stoks formulasidan foydalanib quyidagini yozishimiz mumkin:

$$\oint_l \underline{H} d\underline{l} = \int_S \text{rot} \underline{H} d\underline{S} = \int_S \underline{\delta}_T d\underline{S}.$$

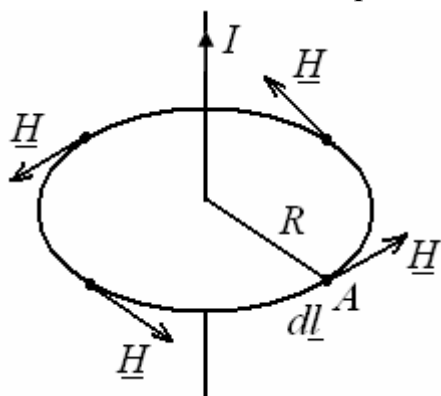
$$\text{Bundan } \text{rot} \underline{H} = \underline{\delta}_T. \quad (8.21)$$

(8.21) tenglama vaqt bo'yicha o'zgarmas magnit maydoni uchun to'la tok qonunining differensial shakli yoki Maksvellning birinchi tenglamasi deb ataladi hamda magnit maydonini uyurmaviy maydon ekanligini bildiradi. Bunday maydonda berk kontur bo'ylab maydon bajargan ish har doim ham nolga teng emas.

$\text{rot} \underline{H} = \underline{\delta}_T$ va $\text{div}(\mu_a \underline{H}) = 0$ tenglamalar yordamida magnit maydonini hisoblashimiz mumkin. Maydonning tok joylashmagan qismi uchun $\mu_a = \text{const}$, $\underline{\delta} = 0$, $\text{rot} \underline{H} = 0$, $\text{div} \underline{H} = 0$. Bu tenglamalar elektrostatik maydonning zarad joylashmagan qismi uchun yozilgan tenglamalarga o'xshaydi. Shuning uchun ham magnit maydonining tok joylashmagan qismini potensial maydon deb qarab, uni φ_M potensial funksiya bilan tavsiflash mumkin. Bu maydon uchun $\text{grad} \varphi_M = -\underline{H}$.

$\mu_a = \text{const}$ holat uchun $\text{div} \underline{H} = 0$. Shuning uchun $\text{div} \text{grad} \varphi_M = \nabla^2 \varphi_M = 0$. Bu tenglama shuni ko'rsatadiki, skalyar magnit potensial φ_M Laplas tenglamalarini qanoatlantiradi va magnit maydonini hisoblashda elektrostatik maydonni hisoblash usullarini qo'llash mumkinligini bildiradi. Ammo shu bilan birga esda tutish lozimki, Laplas tenglamasi maydonning tok o'tmayotgan qismi uchungina o'rinli.

Quyida to'la tok qonunini turli shaklli magnit maydonlarini hisoblashni qo'llanilishini ko'rib chiqamiz.



8.24 – rasm

1. Yagona to'g'ri o'tkazgichdan o'tuvchi tok maydonining A nuqtasidagi kuchlanganlikni aniqlash kerak bo'lsin (8.24 – rasm).

A nuqtadan o'tkazgich o'qiga perpendikular bo'lgan R radiusli aylana o'tkazamiz.

Maydon simmetrik bo'lganligi uchun aylananing barcha nuqtalaridagi kuchlanganlikning kattaligi bir xil, yo'nalishi esa aylana urinmasiga mos keladi. Shuning uchun:

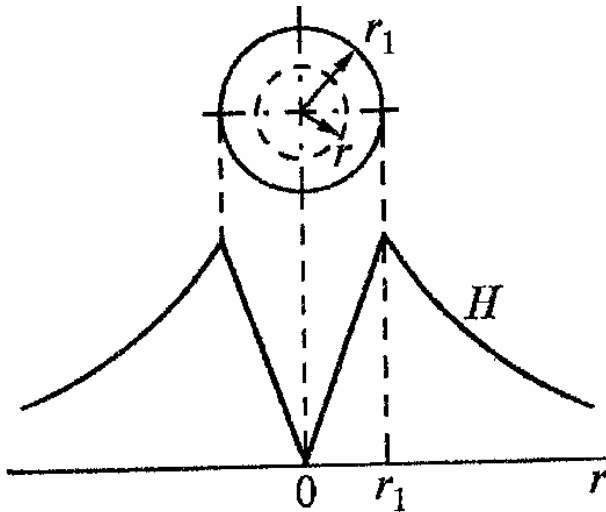
$$\oint \underline{H} d\underline{l} = \sum I = \oint \underline{H} d\underline{l} \cos 0^\circ = H \oint d\underline{l} = H 2\pi R = I; H$$

Radius o'sgan sayin magnit maydon kuchlanganligi giperbolik qonun bo'yicha kamayadi. To'la tok qonunining integral shakli maydonning shakli murakkab bo'lganda ham o'rinlidir.

2. Tok o'tayotgan kesimi dumaloq o'tkazgichning magnit maydoni. Markazi o'tkazgich o'qidan o'tgan aylanasi mon konturni ko'rib chiqamiz (8.25 – rasm). Agar

aylana radiusi o'tkazgich radiusidan kichik ($r < r_1$) bo'lsa, u holda konturdan tokning faqat bir qismi o'tadi:

$$I' = \oint \mathbf{S}' = \frac{I}{\pi r_1^2} \cdot \pi r^2 = I \frac{r^2}{r_1^2}.$$



8.25 – rasm

Aylananing har bir nuqtasidagi magnit maydonining kuchlanganligi bir xil bo'lganligi sababli, to'la tok qonunini quyidagi tenglik bilan ifodalash mumkin:

$$H 2\pi r = I' = I \frac{r^2}{r_1^2}.$$

Bunday o'tkazgich ichidagi magnit maydonining kuchlanganligi:

$$H = \frac{Ir}{2\pi r_1^2}.$$

(8.22)

Simning o'qida $r = 0$; $H = 0$, uning sirtida esa, $r = r_1$; $H = \frac{I}{2\pi r_1^2}$.

Simning tashqarisida to'la tokning qiymati o'zgarmaydi va radiusga ham bog'liq bo'lmaydi, shuning uchun magnit maydon kuchlanganligi:

$$H = \frac{I}{2\pi r}. \quad (8.23)$$

Simning ichidagi va tashqarisidagi magnit maydoni kuchlanganligining o'zgarishi 8.22 – rasmda tasvirlangan.

3. Tok o'tayotgan trubasimon o'tkazgichning magnit maydoni. Trubasimon o'tkazgichning ichki radiusi r_2 , tashqi radiusi r_3 va undan o'tayotgan tok I bo'lsin (8.23 – rasm). Trubaning ichki konturidagi ($r < r_2$) to'la tok nolga teng va to'la tok qonuni quyidagi ko'rinishga ega:

$$\oint \underline{H} d\underline{l} = 0.$$

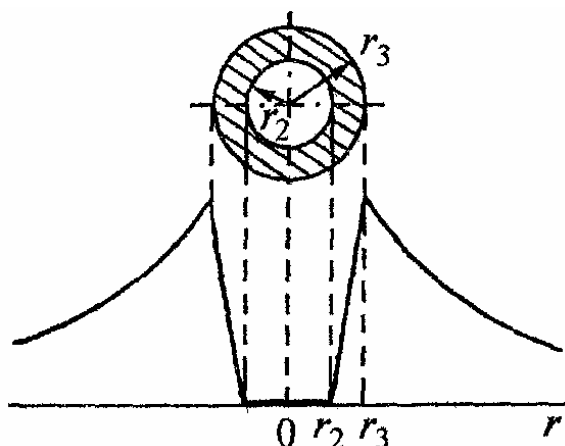
O'tkazgich devoridan ($r_2 \leq r \leq r_3$) tokning quyidagi bir qismi o'tadi:

$$I' = \oint \mathbf{S}' = \frac{I}{S} S' = \frac{I\pi(r^2 - r_2^2)}{\pi(r_3^2 - r_2^2)} = \frac{I(r^2 - r_2^2)}{(r_3^2 - r_2^2)}.$$

Bunda to'la tok qonuni quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

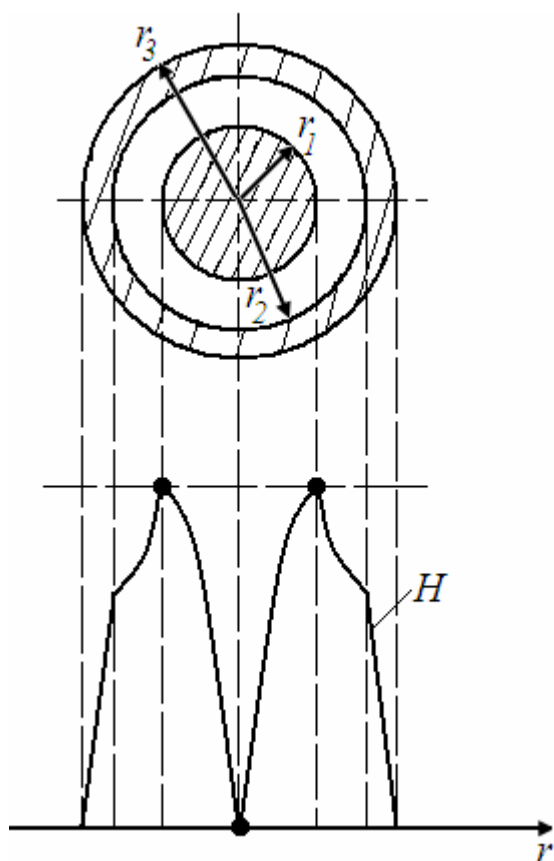
$$H \cdot 2\pi r = \frac{I(r^2 - r_2^2)}{(r_3^2 - r_2^2)}.$$

Maydon kuchlanganligi esa:



8.26-rasm

Ichki silindr – kesimi dumaloq oʻtkazgichdan iborat. Ulardan odatda teng, lekin yoʻnalishi qarama-qarshi tok oʻtadi. Ichki oʻtkazgich ($r < r_2$)dagi maydon kuchlanganligi (8.21) formula bilan ifodalanadi. Kesimning $r_2 \leq r \leq r_3$ da magnit



8.27 – rasm

$$H = \frac{I(r^2 - r_2^2)}{2\pi r(r_3^2 - r_2^2)}. \quad (8.22)$$

Oʻtkazgichning ichki sirti ($r = r_2$)da $H = 0$. Uning tashqi sirti ($r = r_3$)da $H = H_{\max} = \frac{I}{2\pi r_3}$. Undan tashqari ($r > r_3$)da esa magnit maydoni kuchlanganligi $H = \frac{I}{2\pi r}$.

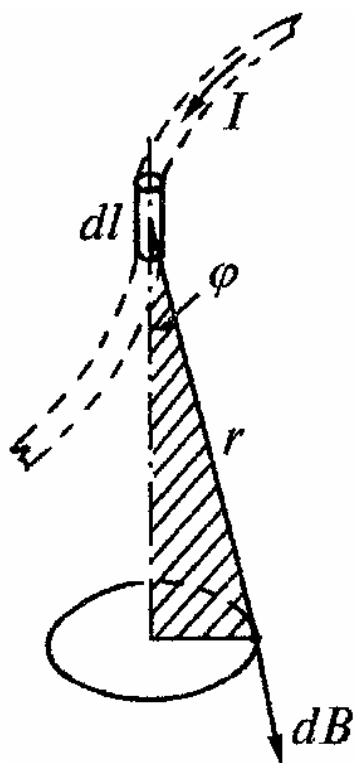
4. Koaksial kabelning magnit maydoni (8.26 – rasm). Koaksial kabel umumiy oʻqqa ega boʻlgan ikkita silindrsimon oʻtkazgichdir.

maydoni ichki oʻtkazgichning tokidan va qisman tashqi oʻtkazgichning teskari yoʻnalishidagi tokidan hosil boʻladi, yaʼni $H = H' - H''$. Shu ifoda oʻng tomonining birinchi tashkil etuvchisi (8.22) ga, ikkinchisi esa (8.23) ga mos keladi. Va nihoyat, oʻtkazgichdagi natijaviy kuchlanganlik:

$$H = \frac{I}{2\pi r} \left(1 - \frac{r^2 - r_2^2}{r_3^2 - r_2^2} \right). \quad (8.24)$$

(8.24) ifodadan koʻrinib turibdiki, kabelning tashqi sirtida maydon kuchlanganligi nolga teng, yaʼni koaksial kabelning tashqarisida magnit maydoni nolga teng (8.27 – rasm).

3. Bio-Savar-Laplas qonuni va undan foydalanish



8.28 – rasm

Fizika kursidan ma'lumki, bu qonunga ko'ra ferromagnit bo'lmagan muhitda o'tkazgichdan I tok dl yo'nalishda o'tsa, shu tok elementidan R masofada joylashgan nuqtadagi magnit induksiya quyidagicha aniqlanadi:

$$dB = \frac{\mu_a I dl \sin \varphi}{4\pi r^2}, \quad (8.25)$$

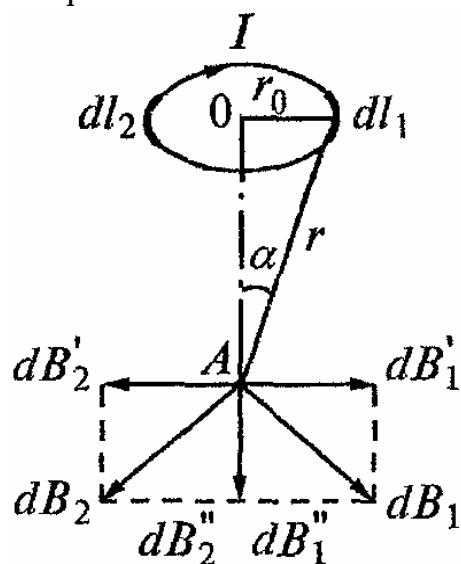
ya'ni hosil bo'ladigan induksiya tokka, o'tkazgich uzunligiga va muhitning absolut magnit singdiruvchanligiga to'g'ri proporsional hamda tok yo'nalishi va maydon nuqtasi bilan o'tkazgich elementini ulaydigan radius-vektor uzunligi kvadratiga teskari proporsional (8.28 – rasm).

Induksiya vektori uzunlik vektori dl va radius-vektor orqali o'tadigan (shtrixlangan) tekislikka perpendikular.

Tok o'tayotgan o'tkazgich hosil qilgan magnit maydoni induksiyasi: $B = \int dB$.

Shu qonunning qo'llanishini aniq misollarda ko'rib

chiqamiz:



8.29 – rasm

1. O'zgarmas tok o'tayotgan halqasimon o'tkazgich o'q chizig'idagi magnit maydoni (8.29–rasm). $\varphi = 90^\circ$ da (8.25) formula quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$dB = \frac{\mu_a I dl}{2\pi r^2}.$$

dl_1 uzunlik elementi belgilangan A nuqtada dB_1 induksiya hosil qiladi, dl_2 esa - dB_2 .

Ularning gorizonttal dB'_1 va dB'_2 tashkil etuvchilari o'zaro kompensatsiyalanadi. Shuning uchun ularning yig'indisi nolga teng. Binobarin, A nuqtadagi natijaviy induksiya:

$$B = \int dB'' = \int \frac{\mu_a I dl}{4\pi r^2} \sin \alpha = \frac{\mu_a I \sin \alpha}{4\pi r^2} \int dl,$$

bu yerda $\int dl = 2\pi r_0$ va $r_0 = r \sin \alpha$ bo'lganligi uchun,

$$B = \frac{\mu_a I \sin^3 \alpha}{2r_0}. \quad (8.26)$$

O'ramning o'rtasida $\sin \alpha = 1$, shuning uchun induksiya:

$$B = \frac{\mu_a I}{2r_0} = \frac{\mu_a I}{d_0}.$$

2. *Silindrsimon g'altakning magnit maydoni.* Uzunligi l , radiusi r_0 bo'lgan silindrsimon g'altak o'qidagi magnit maydon kuchlanganligini aniqlaymiz (8.30 – rasm).

Qalinligi dx bo'lgan elementar halqaning toki: $i = \frac{Iw}{l} dx$. Shu halqadagi tokning maydon kuchlanganligi (8.26) bo'yicha,

$$dH = \frac{i}{2r_0} \sin^3 \alpha = \frac{Iw}{l} dx \frac{\sin^3 \alpha}{2r_0} \quad \text{ga teng.} \quad 8.30 \quad - \quad \text{rasmga ko'ra}$$

$$x = r_0 \operatorname{tg}(90^\circ - \alpha) = r_0 \cdot \operatorname{ctg} \alpha, \text{ bo'lganligi uchun } dx = d(r_0 \operatorname{ctg} \alpha) = -\frac{r_0}{\sin^2 \alpha} d\alpha;$$

$dH = -\frac{Iw}{2l} \sin \alpha d\alpha$ va nihoyat bu ifodani $\alpha = \pi - \alpha_2$ dan $\alpha = \alpha_1$ chegarada integrallab, quyidagini hosil qilamiz:

$$H = -\frac{Iw}{2l} \int_{\pi - \alpha_2}^{\alpha_1} (-\sin \alpha) d\alpha = \frac{Iw}{2l} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2).$$

Agar $l \gg r_0$ bo'lsa, g'altakning o'rta qismida $\cos \alpha_1 \approx \cos \alpha_2 \approx 1$. Shuning uchun,

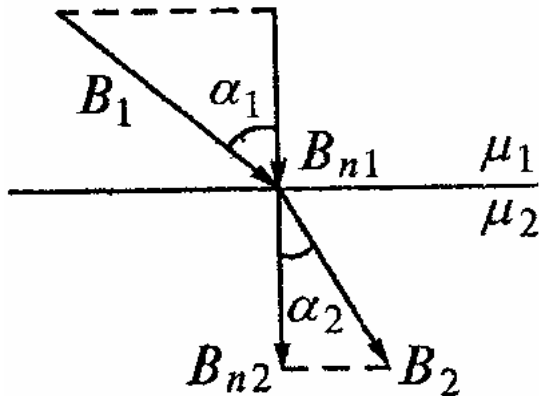
$$H \approx \frac{Iw}{l}.$$

G'altakning bir chekkasidagi V nuqtada α_1 yoki α_2 burchaklarning bittasi 90° ga teng. Shuning uchun g'altak o'qining bir uchida $H = \frac{Iw}{2l}$.

4. Ikki muhit chegarasidagi magnit maydoni

Magnit oqimining kattaligi bir muhitdan boshqa muhitga o'tganda o'zgarmaydi (8.31 – rasm).

Bu xossani quyidagi tengliklar bilan ifodalash mumkin:



8.31 – rasm

$$\underline{BS} = B_n S$$

$$B_1 \cos \alpha_1 = B_2 \cos \alpha_2 \quad (8.27)$$

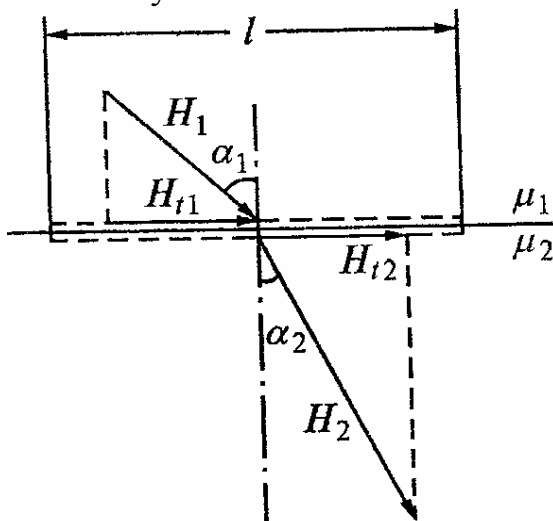
$$\mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2$$

Ikki muhitni chegaralaydigan tekislikda magnit induksiyaning perpendikular tashkil etuvchilari o'zaro teng. Magnit maydoni kuchlanganliklarining vektorlari 8.32 – rasmda tasvirlangan.

Agar ikki muhit chegarasidagi konturni tahlil etsak, to'la tok qonuni asosida quyidagini yozish mumkin:

$$\sum I = 0, H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2, H_{t1} = H_{t2}. \quad (8.28)$$

Ikki muhit chegarasidagi magnit maydoni kuchlanganliklari vektorining urunmaviy tashkil etuvchilari o'zaro teng. Shuning uchun



8.32-rasm

(8.28) ni (8.27) ga bo'lib, magnit kuch chiziqlarini bir muhitdan boshqa muhitga o'tishdagi sinish shartlarini keltirib chiqaramiz:

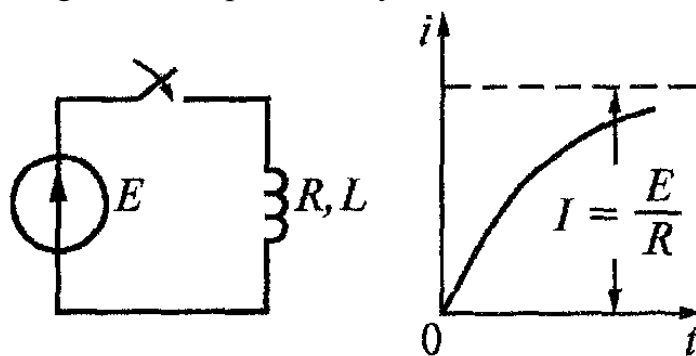
$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2},$$

ya'ni, ikki muhitdan o'tuvchi magnit induksiya vektorlari va muhitlarni o'zaro chegaralovchi sirtga o'tkazilgan perpendikular orasidagi burchaklar tangenslarining nisbati shu muhitlarning magnit singdiruvchanliklari nisbatiga teng.

5. Magnit maydon energiyasi

Magnit maydoni harakatlanayotgan zaradga yoki tokli o'tkazgichga kuch bilan ta'sir qiladi. Demak, magnit maydoni ma'lum energiyaga ega. Induktiv g'altak energiyasi va o'tayotgan tok orasidagi ifodani keltirib chiqaramiz.

Induktiv g'altakning o'zgaras tok manbaiga ulanish jarayonini ko'rib chiqamiz (8.33 – rasm). Kirxgofning ikkinchi qonuni bo'yicha:



8.33 – rasm

$$E + e_L = iR, \text{ bunda } e_L = -\frac{d\psi}{dt} = -L \frac{di}{dt}.$$

Yuqoridagi tenglikni ikkala tomonini idt ga ko'paytiramiz va uni quyidagi ko'rinishda yozamiz: $Eidt = i^2 Rdt + id\psi$.

Bu tenglamaning o'ng tomonidagi ikkinchi had dt vaqt davomida g'altakning manbadan qabul qilgan energiyasiga teng:

$$dW_\mu = id\psi.$$

/altak qabul qilgan to'liq energiya esa:

$$W_\mu = \int_0^\psi id\psi = L \int_0^I idi = \frac{LI^2}{2} = \frac{\psi I}{2}.$$

$$\text{Energiyaning o'lchov birligi: } [W_\mu] = [\psi I] = [B \cdot c \cdot A = Jl].$$

Bir jinsli magnit o'tkazgichli halqasimon g'altak energiyasini $\Phi = BS$, $\psi = \Phi w$, $Hl = Iw$, $B = \mu_a H$ ifodalarni hisobga olgan holda quyidagi formula bilan aniqlash mumkin:

$$W_\mu = \frac{BH}{2} V; \quad W_\mu = \frac{\mu_a H^2}{2}; \quad W_\mu = \frac{B^2}{2\mu_a} V. \quad (8.29)$$

(8.29) ifodalarni hajm V ga bo'lib, magnit maydon energiyasi zichligining quyidagi ifodalarini hosil qilamiz:

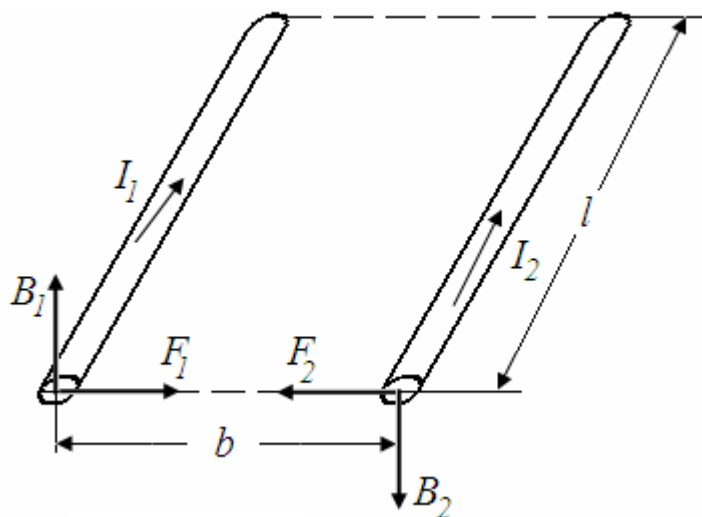
$$w_\mu = \frac{W_\mu}{V} = \frac{BH}{2} = \frac{\mu_a H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_a}; \quad [W_\mu] = \left[\frac{Jl}{m^3} \right].$$

6. Magnit maydonidagi mexanik kuchlar

Fizika kursidan ma'lumki, magnit maydonining tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchi $F = BIl \sin \alpha$ ifoda bilan aniqlanadi.

Agar tok yo'nalishi va magnit kuch chiziqlari orasidagi α burchak 90° ga teng bo'lsa, u holda kuch eng katta $F = BIl$ qiymatga ega bo'ladi.

Endi ikkita parallel o'tkazgichdan bir yo'nalishda tok o'tganda ular orasidagi o'zaro ta'sir kuchini ko'rib chiqamiz (8.34 – rasm).



8.34 – rasm

Birinchi o'tkazgichdan o'tayotgan I_1 tok ikkinchi o'tkazgichning ta'sir doirasida quyidagi magnit induksiya hosil qiladi:

$B_1 = \mu_a \frac{I_1}{2\pi b}$, bunda b – o'tkazgichlar orasidagi masofa.

Shu maydon tomonidan ikkinchi o'tkazgichga ta'sir qiladigan mexanik kuch:

$$F_2 = B_1 I_2 l = \frac{\mu_a I_1 I_2 l}{2\pi b}, \quad \text{bu}$$

yerda l – o'tkazgichlar uzunligi.

Shunga o'xshash ikkinchi o'tkazgichdan o'tayotgan I_2 tok birinchi o'tkazgichning ta'sir doirasida hosil bo'ladigan magnit induksiya:

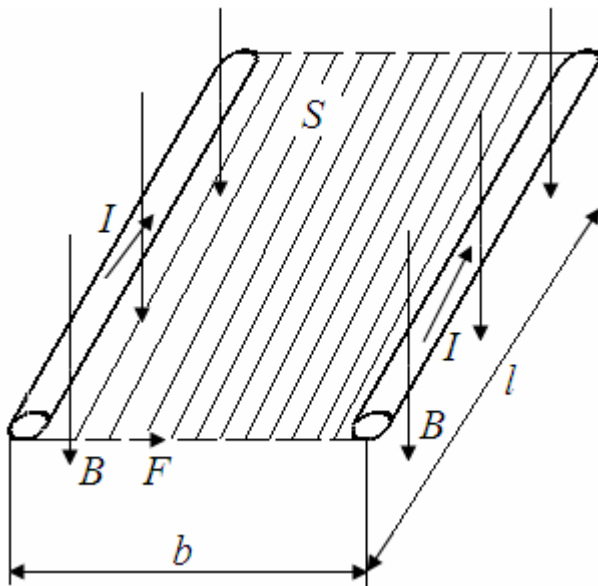
$$B_2 = \mu_a \frac{I_2}{2\pi b}.$$

Birinchi o'tkazgichga ta'sir etayotgan mexanik kuch: $F_1 = \frac{\mu_a I_1 I_2 l}{2\pi a} = F_2$.

Xulosa: tokli ikki o'tkazgich shu toklar ko'paytmasiga to'g'ri proporsional va ular orasidagi masofaga teskari proporsional kuch bilan o'zaro ta'sir qiladi. Bunda bir xil yo'nalishdagi tokli o'tkazgichlar o'zaro tortiladi, toklari qarama-qarshi yo'nalgan o'tkazgichlar esa bir biridan uzoqlashadi.

Elektr mashinalar ishlash prinsipini o'rganishda asosiy e'tibor magnit maydoni va tokli o'tkazgichning o'zaro ta'siriga qaratiladi. Shuning uchun elektromagnit kuchlarning bajaradigan mexanik ishini ko'rib chiqamiz. Agar bir jinsli magnit maydonida uning yo'nalishiga perpendikular bo'lgan o'tkazgich F kuch yo'nalishida b masofaga siljitsa (8.35 – rasm), u holda maydon tomonidan bajarilgan ish:

$$A = IBS = I\Phi.$$



8.35 – rasm

Bunda o'tkazgich $S = lb$ yuzaga siljiydi. Demak, shu yuzadan o'tuvchi magnet oqimi $\Phi = BS$ ga teng.

Shunday qilib, bir jinsli magnet maydonida o'zgaras tokli o'tkazgich siljiganda tok va magnet oqimi ko'paytmalariga teng bo'lgan mexanik ish bajariladi.

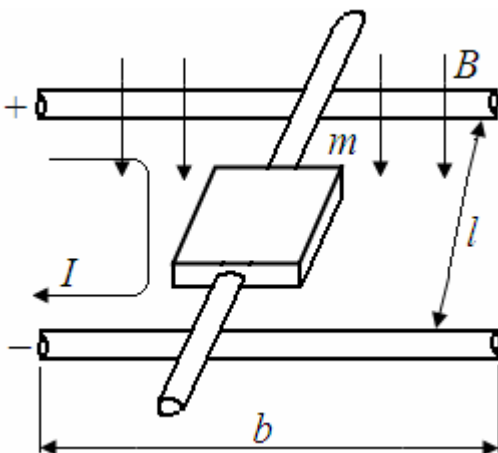
Agar mexanik ish maydon kuchlari yordamida bajarilgan bo'lsa, u holda u musbat, maydon kuchlariga qarshi bajarilgan ish esa manfiy deb qabul qilinadi.

1-masala. Bir jinsli magnet maydonining kuch chiziqlariga

perpendikular holda uzunligi $l = 0,25 \text{ m}$ va toki $I = 100 \text{ A}$ bo'lgan to'g'ri o'tkazgich joylashtirilgan. Magnet induksiya $B = 1 \text{ Tl}$. O'tkazgichga ta'sir etayotgan kuch aniqlansin.

Yechish.

Elektromagnet kuch: $F = IBl \sin \alpha = 100 \cdot 1 \cdot 0,25 \sin 90^\circ = 25 \text{ N}$.



8.36 – rasm

2-masala. Magnet induksiyasi $B = 1,25 \text{ Tl}$ bo'lgan bir jinsli maydonda unga perpendikular bo'lgan relslar $l = 0,5 \text{ m}$ oraliq masofada o'rnatilgan. Relslar bo'yicha siljiydigan o'tkazgichga $m = 1 \text{ kg}$ massali yuk osilgan (8.36 – rasm). Yukning yo'l oxiridagi tezligi $\mathcal{G} = 50 \text{ m/c}$ bo'lsa, zanjirdan qanday tok o'tadi?

Yechish. Yukning yo'l oxiridagi kinetic energiyasi:

$$W = m\mathcal{G}^2 / 2 = 1 \cdot 50^2 / 2 = 1250 \text{ Jl}.$$

O'tkazgichni magnet maydoni kesib o'tganda quyidagi formula bilan aniqlanadigan ish bajariladi:

$$\frac{m\mathcal{G}^2}{2} = I\Phi. \quad \text{Bu shartdan zanjirdan o'tayotgan tokni topamiz:}$$

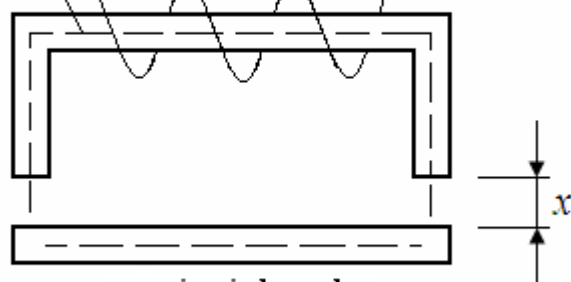
$$I = \frac{m\mathcal{G}^2}{2\Phi} = \frac{1250}{1,25 \cdot 0,25 \cdot 4} = 500 \text{ A}.$$

3-masala. Yassi elektromagnit magnitlovchi chulg'am o'ralgan qo'zg'almas qism va qo'zg'aluvchi yakordan iborat (8.37 - rasm). Magnit o'tkazgichning o'lchamlari va g'altakning o'ramlar soni ma'lum bo'lsa, elektromagnitning tortish kuchini aniqlang.

Yechish. Sistema magnit maydonining energiyasi:

$$W_{sist.} = W_{m.o'.} + W_{h.o.} = \frac{BH_{m.o'.}}{2} V_{m.o'.} + \frac{BH_{h.o.}}{2} V_{h.o.}.$$

qo'zg'almas
qism



qo'zg'aluvchi
qism

8.37 - rasm

Bunda, $H_{m.o'}$ va $H_{h.o.}$ - mos ravishda magnit o'tkazgich va havo oralig'idagi magnit maydon kuchlanganliklari, $V_{m.o'}$ va $V_{h.o.}$ - mos ravishda magnit o'tkazgich va havo oralig'ining hajmlari. Magnit o'tkazgichdagi maydon kuchlanganligi havo oralig'idagi kuchlanganlikdan ko'p marta kam bo'lganligi uchun deyarli barcha energiya havo oralig'ida to'planadi. Shuning uchun:

$$W_{sist.} \approx W_{h.o.} = \frac{BH_{h.o.}}{2} Sx.$$

x , S - havo oralig'ining mos ravishda kengligi va ko'ndalang kesimining yuzi.

Elektromagnitning tortish kuchi:

$$F = \frac{BH_{h.o.}}{2} S = \frac{B_2}{2\mu_0} S = \frac{\mu_0 H_{h.o.}^2}{2} S.$$

Nazorat savollari

1. O'zgaras tokning magnit maydonini tavsiflovchi asosiy kattaliklar va munosabatlarni bayon eting.

2. Magnit maydonni xarakterlovchi qonunlarining differensial shakllarini yozing va ular qanday masalalarni yechishda qo'llanilishini ayting.

16-ma`ruza. Elektromagnit maydonni xarakterlovchi kattaliklar.

Reja:

1. To'la elektr tok va uning zichligi.
2. O'tkazuvchanlik toki zichligining divergensiya va to'la tokning uzluksizligi.

1. To'la elektr tok va uning zichligi

O'zgaruvchan elektromagnit maydon – bu vaqt bo'yicha o'zgaradigan va bir-biri bilan o'zaro bog'langan elektr va magnit maydonlarining majmuasidir. Uning xossalari tahlil etishdan avval «to'la elektr toki va uning zichligi» tushunchasini izohlashimiz zarur bo'ladi. Buning uchun to'la tok tashkil etuvchilarini ko'rib chiqamiz.

1. O'tkazuvchanlik toki – elektr o'tkazuvchi muhitda elektr maydoni ta'sirida erkin zarlarning tartibli harakatidir. Bu tokning zichligi maydon kuchlanganligiga va muhitning o'tkazuvchanligiga proporsional:

$$\underline{\delta} = \gamma \underline{E}.$$

O'tkazuvchanlik toki tok zichligining yuza bo'yicha integral funksiyasidir:

$$\underline{I}_O = \int \underline{\delta} dS.$$

2. Ko'chish toki – dielektrik muhit yoki vakuumda erkin zararlarning elektr maydoni ta'siridagi harakatidir. Uning zichligi zararlarning hajmiy zichligi va tezligiga bog'liq:

$$\underline{\delta}_{kuch} = \rho \underline{g} \quad \text{va} \quad \underline{I}_{kuch} = \int_S \underline{\delta}_{kuch} \underline{S}.$$

3. Qutblanish toki - qutblanish jarayonida dielektrikdagi bog'langan zararlarning elektr maydoni ta'sirida ko'chishidir. Uning zichligi qutblanish vektorining o'zgarish tezligiga proporsional:

$$\underline{\delta}_\kappa = \frac{\partial \underline{P}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 k_e \underline{E}) = \epsilon_0 k_e \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}.$$

Yuqorida qayd etilgan uch turdagi toklar elektr zararlarning siljishi (harakati) natijasida yuzaga keladi. Bu toklarning har biri magnit maydonini hosil bo'lishiga sabab bo'ladi.

4. Vakuumdagi siljish toki – vakuumda elektr maydonining o'zgarishi natijasida hosil bo'ladigan tokning atrofida magnit maydoni yuzaga kelishi sababli Maksvell bu tokni vakuumdagi siljish toki deb atashni tavsiya etgan. Bu tokning zichligi elektr maydoni kuchlanganligining o'zgarish tezligiga proporsional:

$$\underline{\delta}_{0c} = \epsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}.$$

Vakuumdagi siljish tokining boshqa toklardan farqi shundaki, bu tok issiqlik isrofini yuzaga keltirmaydi.

Qutblanish toki va vakuumdagi siljish tokining yig'indisi dielektrikdagi ko'chish tokini hosil qiladi. Uning zichligi:

$$\underline{\delta}_c = \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \underline{E} + \underline{P}) = \frac{\partial \underline{D}_0}{\partial t} + \frac{\partial \underline{P}}{\partial t} = \underline{\delta}_{0c} + \underline{\delta}_k.$$

Shunday qilib, *elektr toki deb, ikkita turli xil hodisaga – elektr zaradlarning harakatiga va elektr maydonining vaqt bo'yicha o'zgarishiga aytiladi.* Har bir tokning asosiy xossasi uning magnit maydonini hosil qilishidir.

Magnit maydonini hosil qiladigan hodisalar majmuasi to'la elektr toki deb ataladi. Istalgan yopiq sirt orqali o'tadigan to'la tok:

$$i_T = i_{O'} + i_C + i_K = 0 \text{ yoki } i_T = \oint_S \underline{\delta}_T d\underline{S} = 0$$

Uning zichligi

$$\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_{O'} + \underline{\delta}_{kuch} + \underline{\delta}_K + \underline{\delta}_{0c} = \underline{\delta}_{O'} + \underline{\delta}_{kuch} + \underline{\delta}_c.$$

Yuqoridagi formulalar to'la tok chiziqlarining uzluksizligini aks ettiradi: tok chiziqlarining boshi ham, oxiri ham yo'q. Tok zanjirlarida faqat to'la tok tashkil etuvchilarini ko'rsatish mumkin. Masalan, kondensatorli zanjirda o'tkazuvchanlik tokining chiziqlari kondensator elektrodlarida uziladi, lekin ular siljish toki chiziqlari ko'rinishida davom etadi.

2. O'tkazuvchanlik toki zichligining divergensiyasi va to'la tokning uzluksizligi

O'zgaras toklar faqat berk zanjirlarda yuzaga kelishi mumkin. Chunki, $\text{div} \underline{\delta} = 0$. O'zgaruvchan toklar berk bo'lmagan (masalan, kondensatorli) zanjirlarda ham yuzaga kelishi mumkin. O'tkazuvchanlik toki zichligining vektori chiziqlari tugagan joyda zaradlar to'planishi mumkin, ya'ni yopiq sirt orqali o'tadigan o'tkazuvchanlik toki zichligining vektori oqimi nolga teng bo'lmashligi mumkin.

S sirt bilan chegaralangan V hajmda hajmiy zichligi ρ bo'lgan q zarad mavjud bo'lsin. Agar S sirt orqali o'tkazuvchanlik toki chiqayotgan bo'lsa, V hajmda zarad kamayishi kuzatiladi va tok quyidagiga teng bo'ladi:

$$i = -\frac{\partial q}{\partial t} \text{ yoki } \oint_S \underline{\delta} d\underline{S} = -\frac{\partial q}{\partial t}.$$

$$q = \int_V \rho dV \text{ ni hisobga olib va } \underline{\delta} \text{ vektor oqimini Ostrogradskiy teoremasiga}$$

ko'ra

$$\oint_S \underline{\delta} d\underline{S} = \int_V \text{div} \underline{\delta} dV \text{ ga o'zgartirib quyidagini hosil qilamiz:}$$

$$-\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV = \int_V \operatorname{div} \underline{\delta} dV \quad \text{yoki} \quad \operatorname{div} \underline{\delta} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad \text{ya'ni} \quad \text{o'tkazuvchanlik} \quad \text{toki}$$

zichligining divergensiyasi zaradlar hajmiy zichligining kamayish tezligiga teng.

Endi to'la tok divergensiyasi har doim nolga tengligiga ishonch hosil qilish uchun quyidagi munosabatlarni ko'rib chiqamiz.

To'la tok zichligi:

$$\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_{O'} + \underline{\delta}_C = \underline{\delta}_{O'} + \frac{\partial \underline{D}}{\partial t}, \text{ uning divergensiyasi esa}$$

$$\operatorname{div} \underline{\delta}_T = \operatorname{div} \underline{\delta}_{O'} + \operatorname{div} \frac{\partial \underline{D}}{\partial t}.$$

Fazoviy koordinatalar vaqtga bog'liq bo'lmaganligi sababli yuqorida keltirilgan tenglamada differensiallash tartibini o'zgartirish mumkin, ya'ni:

$$\operatorname{div} \underline{\delta}_T = \operatorname{div} \underline{\delta}_{O'} + \frac{\partial(\operatorname{div} \underline{D})}{\partial t}.$$

Gauss teoremasining differensial shakliga ko'ra $\operatorname{div} \underline{D} = \rho$. $\operatorname{div} \underline{\delta} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}$ ni hisobga olsak, yuqoridagi tenglama quyidagiga teng bo'ladi:

$$\operatorname{div} \underline{\delta}_T = -\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

Nazorat savollari.

1. Elektromagnit maydonga ta'rif bering.
2. Elektromagnit maydonni tavsiflovchi kattalik va munosabatlarni ayting.
3. Bir jinsli va izotrop muhit deganda nimani tushunasiz.
4. Magnit oqimining uzluksizligi prinsipini yozing va fizik ma'nosini tushuntirib bering.

17-ma`ruza. Elektromagnit maydonning asosiy qonunlari.

Reja:

1. Maksvell tenglamalari.
2. Umov-Poynting teoremasi.

1. Maksvell tenglamalari

Elektromagnit maydon to'raligicha Maksvell tenglamalari va Umov-Poynting teoremasi bilan ifodalanadi.

Maksvellning birinchi tenglamasi. Bu tenglamani umumiy holda quyidagicha yozish mumkin:

$$\text{rot}\underline{H} = \underline{\delta}_T, \quad (8.30)$$

ya'ni magnit maydoni kuchlanganligining rotoriga shu nuqtadagi to'la tok zichligining vektoriga teng. Rotor – ko'rilyotgan nuqtada maydonning uyurma hosil qilish qobiliyatini tavsiflaydigan funksiya.

To'la tokning tashkil etuvchilarini hisobga olib, Maksvellning elektromagnit maydonni ifodalovchi birinchi tenglamasini quyidagi variantlarda yozish mumkin:

a) o'tkazuvchi muhit uchun $\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_{O'} = \gamma \underline{E}$, $\text{rot}\underline{H} = \gamma \underline{E}$;

b) vakuum uchun $\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_0 = \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}$, $\text{rot}\underline{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}$;

v) dielektrik singdiruvchanligi doimiy bo'lgan dielektrik muhit uchun esa

$$\underline{\delta}_T = \underline{\delta}_{O'} + \underline{\delta}_C = \gamma \underline{E} + \varepsilon_a \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}, \quad \text{rot}\underline{H} = \gamma \underline{E} + \varepsilon_a \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}.$$

Maksvellning birinchi tenglamasi to'la tok qonunining differensial shaklini aks ettiradi. Buni isbotlash uchun (8.30) tenglamani $d\underline{S}$ ga ko'paytiramiz va S yuza bo'yicha integrallaymiz:

$$\int_S \text{rot}\underline{H} d\underline{S} = \int_S \underline{\delta}_T d\underline{S},$$

ushbu ifodaning chap tomoni $\int_S \text{rot}\underline{H} d\underline{S} = \oint \underline{H} d\underline{l}$, o'ng tomoni esa

$$\int_S \underline{\delta}_T d\underline{S} = \sum I = \underline{i}_{O'} + \underline{i}_C.$$

Integral shaklida to'la tok qonuni $\oint \underline{H} d\underline{l} = \sum I$ ko'rinishida yoziladi va u $\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlar orasidagi bog'lanishni va kesimdagi tok taqsimlanishini ifodalay olmaydi. Maksvellning birinchi tenglamasi mazkur masalani yecha oladi.

Integral shakldagi to'la tok qonunidan uning differensial shakliga o'tish quyidagi matematik amal yordamida bajariladi:

$$\lim \left| \frac{\oint \underline{H} d\underline{l}}{\Delta S} \right| = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta i}{\Delta S} \right| \text{ yoki } \text{rot}\underline{H} = \underline{\delta}_T,$$

bunda $\text{rot } \underline{H}$ - maydonning uyurmaviy vektori.

Agar $\text{rot } \underline{H} \neq 0$ bo'lsa, u holda magnit kuch chiziqlari berk bo'ladi va shuning uchun maydon uyurmaviy xarakterga ega. *U qonunning fizik ma'nosi shundan iboratki, u o'zgaruvchan elektr maydoni hosil qiladigan magnit maydoni uyurmaviy maydon bo'lishini bildiradi.*

Maksvellning ikkinchi tenglamasi.

$$\text{rot } \underline{E} = -\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}.$$

Bizga ma'lum bo'lgan $B = \mu_a H$ ifodani hisobga olib, yuqoridagi tenglamani quyidagicha yozamiz:

$$\text{rot } \underline{E} = -\mu_a \frac{\partial \underline{H}}{\partial t}.$$

Maksvellning ikkinchi tenglamasi elektr maydoni nafaqat elektr zaraddan, balki vaqt bo'yicha o'zgaradigan magnit maydonidan ham paydo bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Bunday elektr maydoni uyurmaviy xarakterga ega, ya'ni uning kuch chiziqlari o'z-o'ziga berk halqasimon ko'rinishga ega. Mazkur tenglama elektromagnit induksiya qonunining differensial shaklidir. Buni isbotlash uchun ikkinchi tenglamani $d\underline{S}$ ga ko'paytiramiz va yuza bo'yicha integrallaymiz:

$$\int_S \text{rot } \underline{E} d\underline{S} = \int_S \left(-\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}\right) d\underline{S}.$$

Maydon nazariyasidagi Stoks teoremasi bo'yicha $\int_S \text{rot } \underline{E} d\underline{S} = \oint_l \underline{E} dl$ bo'lganligi

uchun

$$\int_S \left(-\frac{\partial \underline{B}}{\partial t}\right) d\underline{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \underline{B} d\underline{S} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \text{ bo'ladi.}$$

Natijada elektromagnit induksiya qonunining bizga ma'lum bo'lgan integral shaklini hosil qilamiz:

$$\oint \underline{B} dl = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Ma'lumki, elektromagnit induksiya hodisasi elektr stansiyalarda keng qo'llaniluvchi generatorlar ishlashining asosini tashkil etadi. Fizik tadqiqotlarda esa uyurmaviy elektr maydonlaridan zaradlangan zarralarni tezlatgichlarda foydalaniladi.

Magnit oqimining uzluksizlik prinsipi. Yopiq sirtan o'tuvchi magnit oqimi nolga teng, ya'ni

$$\Phi = \int_S \underline{B} d\underline{S} = 0.$$

Bu tenglama tabiatda magnit zaradlarning mavjud emasligini, ya'ni magnit oqimining uzluksizligini aks ettiradi. Tenglikni ikkala qismini nolga intilayotgan ΔV hajmga bo'lib differensial shakldagi ifodani hosil qilamiz:

$$\lim_{\Delta V} \frac{\int \underline{B} d\underline{S}}{\Delta V} = 0.$$

Tenglamaning chap qismi $\underline{B}$ vektorning divergensiya yoki sochilishi deb ataladi va quyidagicha ifodalanadi:

$$\operatorname{div} \underline{B} = 0 \text{ yoki } \operatorname{div} \underline{H} = 0.$$

Elektr tokining uzluksizlik prinsipi ham shunga o'xshash yoziladi:

$\operatorname{div} \underline{\delta} = 0$, ya'ni tok zichligi divergensiya bo'lgan nolgacha tengligi shuni ko'rsatadiki, magnit maydoni va tok chiziqlari ko'rilayotgan hajmni kesib o'tadi hamda unda to'planmaydi va undan o'tib sochilmaydi. Demak, bu chiziqlar uzluksiz bo'ladi. Bu uzluksizlikni esa Maksvellning birinchi tenglamasi ifodalaydi.

Elektromagnit maydonning to'rtinchi tenglamasi Gauss teoremasining differensial shaklidir: elektr maydonining manbai – elektr zaradlardir. Agar integral shaklidagi Gauss tenglamasini nolgacha intilayotgan hajmga nisbatini aniqlasak, quyidagini hosil qilamiz:

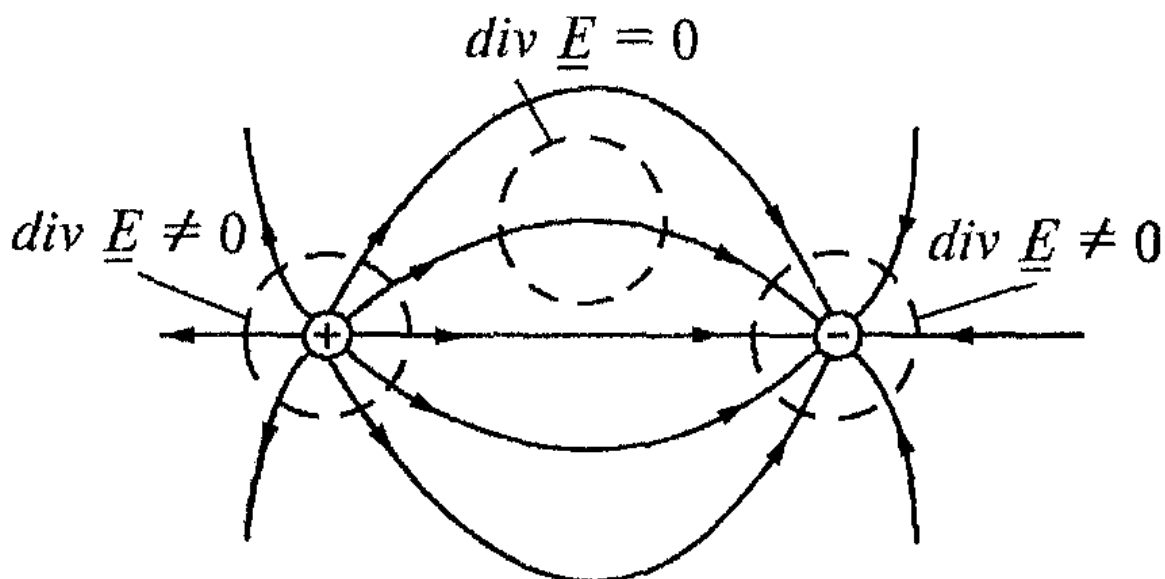
$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left| \frac{\int_S \underline{E} d\underline{S}}{\Delta V} \right| = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta q}{\epsilon_a \Delta V} \right|.$$

Bu ifodani $\operatorname{div} \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon_a}$ yoki $\operatorname{div} \underline{D} = \rho$ deb yozish ham mumkin. Bu ifodaning

fizik ma'nosi: har qanday elektr zarad elektr maydonining manbai bo'lishini ko'rsatadi.

8.38–rasmdan ko'rinadiki, musbat zaradlangan hajmdan elektr maydoni kuchlanganliklarining chiziqlari sochiladi, ya'ni boshlanadi va manfiy zaradlangan hajmda yig'iladi, ya'ni tugallanadi.

Hosil qilingan tenglama Maksvell ikkinchi tenglamasining ifodasidir.



8.38 – rasm

Maksvell tenglamalarining kompleks shakli:

Agar $\underline{E}$ va $\underline{H}$ sinusoidal qonun bo'yicha o'zgarsa, u holda Maksvell tenglamalarini kompleks shaklda quyidagicha yozish mumkin:

$$\text{rot } \underline{H} = \gamma \underline{E} + j\omega \varepsilon_a \underline{E},$$

$$\text{rot } \underline{E} = -j\omega \mu_a \underline{H},$$

$$\text{div } \underline{B} = 0,$$

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

Shunday qilib, Maksvell tenglamalar sistemasiga quyidagi to'rtta tenglama kiradi:

1) magnit maydoni kuchlanganligining vektori va maydonning shu nuqtadagi tok zichligini bog'lovchi tenglama – Maksvellning birinchi tenglamasi;

2) elektr maydon kuchlanganligining rotori va shu nuqtadagi magnit maydon tezligini bog'lovchi tenglama – Maksvellning ikkinchi tenglamasi;

3) magnit oqimining uzluksizlik prinsipi ifodalovchi ($\text{div } \underline{B} = 0$) tenglama;

4) elektr maydoni kuchlanganligi liniyalarining manbai va shu maydonning erkin zaradlar zichligi orasidagi bog'liqlik ($\text{div } \underline{E} = \frac{\rho_{erk}}{\varepsilon_a}$).

Mazkur tenglamalar sistemasi Umov-Poynting teoremasi bilan to'ldirilgan.

2. Umov-Poynting teoremasi

Maksvell tenglamalaridan tashqari elektromagnit maydon nazariyasida maydondagi energetik munosabatlarni ifodalaydigan *Umov-Poynting teoremasi* katta ahamiyatga ega. Umov-Poynting teoremasi maydondagi energetik munosabatlarni, ya'ni quvvat oqimining kattaligi va uning yo'nalishini xarakterlaydi (8.39 – rasm). dt vaqt davomida $\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlar tekisligiga perpendikular bo'lgan S yuzadan quyidagi energiya o'tadi:

$$dW = W_0 S c dt, \quad (8.31)$$

bunda $W_0 = W_{\vartheta} + W_{\mu} = \frac{\varepsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2}$ - energiyaning hajmiy zichligi, $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_a \varepsilon_a}}$

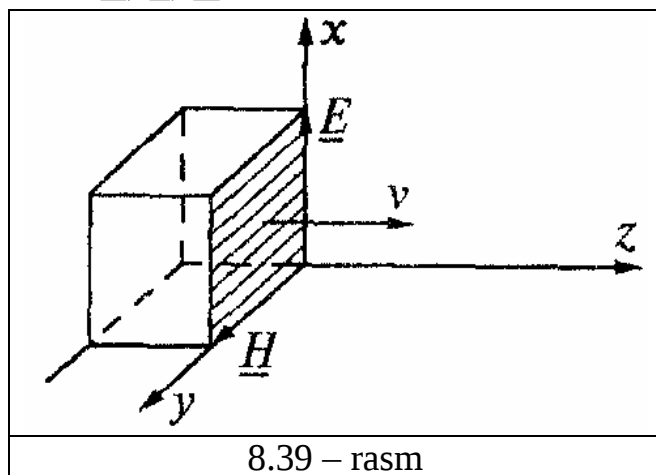
to'liqinning tarqalish tezligi.

$W_0 = \frac{EH}{c}$ ni hisobga olib, (8.31) ni quyidagicha yozamiz:

$$dW = \underline{E} \underline{H} S dt.$$

Energiyaning zichligi: $\underline{\Pi} = \frac{dW}{S dt} = \underline{E} \underline{H}$.

$\underline{H}$, $\underline{E}$, $\underline{H}$ vektorlarni uch o'lchovli koordinatalar sistemasida



8.39 – rasm

quyidagicha tasvirlash mumkin: agar $\underline{E}$ vektorni x o'qi bo'yicha, $\underline{H}$ ni esa y o'qi bo'yicha yo'naltirsak, u holda $\underline{H}$ vektor z o'qi bo'yicha yo'nalgan bo'ladi.

$\underline{H}$ vektor *Poynting vektori* deyiladi va u quyidagicha yoziladi:

$$|\underline{H}| = [\underline{E}\underline{H}].$$

Poynting vektorining o'lchov birligi

$\underline{E}$ va $\underline{H}$ lar o'lchov birliklarining

$$\text{ko'paytmasiga teng: } \frac{B}{m} \cdot \frac{A}{m} = \frac{B \cdot A}{m^2}.$$

Energiya oqimining to'la quvvati berilgan hajmni chegaralaydigan sirtan o'tadigan Poynting vektori oqimiga teng:

$$P = - \oint_S \underline{H} d\underline{S}.$$

Bu formuladan berilgan hajmda ajralayotgan quvvatni aniqlash mumkin. Vektor ko'paytmaning oldidagi minus ishora energiya oqimining to'la quvvati musbat ekanligini bildiradi.

Agar elektromagnit maydon vaqt bo'yicha o'zgarmasa, u holda Umov-Poynting teoremasi quyidagicha yoziladi:

$$- \oint_S \underline{H} d\underline{S} = \int_V \gamma \underline{E}^2 dV.$$

Tenglamani fizik ma'nosi –ajralayotgan energiya Joule-Lens qonuni bo'yicha issiqlik energiyaga aylanishini bildiradi.

Quyida Umov-Poynting teoremasini o'zgaruvchan elektromagnit maydon uchun yozamiz.

Fizika kursidan ma'lumki, hajm birligidagi elektr maydon energiyasi $\frac{\epsilon_a E^2}{2}$ ga, magnit maydon energiyasi esa $\frac{\mu_a H^2}{2}$ ga teng.

Demak, dV hajmdagi energiya $\left[\frac{\epsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2} \right] dV$ ga teng.

dV hajmdagi to'la energiyani quyidagicha yozish mumkin:

$$\underline{E} \text{rot} \underline{H} dV = \left[\gamma \underline{E} \underline{E} + \epsilon_a \underline{E} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} \right] dV = \left[\gamma \underline{E}^2 + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\epsilon_a \underline{E}^2}{2} \right] dV \quad (8.32)$$

$$\underline{H} \text{rot} \underline{E} dV = \left[-\mu_a \underline{H} \frac{\partial \underline{H}}{\partial t} \right] dV = \left[-\frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\mu_a \underline{H}^2}{2} \right] dV \quad (8.33)$$

(8.32) dan (8.33) ni ayiramiz:

$$(\underline{E} \text{rot } \underline{H} - \underline{H} \text{rot } \underline{E}) dV = \left\{ \gamma E^2 + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\epsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2} \right] \right\} dV. \quad (8.34)$$

$\text{div}[\underline{E}\underline{H}] = \underline{H} \text{rot } \underline{E} - \underline{E} \text{rot } \underline{H}$ bo'lganligi uchun (8.34) ifodani chap qismi $-\text{div}[\underline{E}\underline{H}] dV$ ga teng. Binobarin,

$$-\text{div}[\underline{E}\underline{H}] dV = \left\{ \gamma E^2 + \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\epsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2} \right] \right\} dV.$$

Bu ifodani cheklangan o'lchamli hajm uchun qo'llab Ostrogradskiy-Gauss teoremasi yordamida hajmiy integralni sirt integraliga aylantirib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\int_S \text{div} \underline{H} dV = \oint_S \underline{H} d\underline{S}.$$

Oniy qiymatlar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$-\oint_S \underline{H} d\underline{S} = \int_V \gamma E^2 dV + \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left[\frac{\epsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2} \right] dV.$$

Bu tenglik o'ng tomonining birinchi hadi differensial shakldagi Joule-Lenz tenglamasiga ko'ra vaqt birligi davomida hajmda issiqlik ko'rinishida ajralayotgan energiyaga teng.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\epsilon_a E^2}{2} + \frac{\mu_a H^2}{2} \right] \text{ bu had birlik hajmdagi elektromagnit energiyaning}$$

o'zgarish tezligidir.

Binobarin, o'qdan r masofada joylashgan dielektrik nuqtasida ($r_1 \leq r \leq r_2$)

$$\underline{H} = \underline{E} \underline{H} = \frac{UI}{2\pi r^2 \ln \frac{r_2}{r_1}},$$

r_1 va r_2 radiusli halqadan o'tadigan Poynting vektori,

$$\int_S \underline{H} d\underline{S} = \int_{r_1}^{r_2} \underline{H} 2\pi r dr = 2\pi \frac{UI}{2\pi \ln \frac{r_2}{r_1}} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = UI$$

bo'lib, kuchlanish va tokning ko'paytmasiga, ya'ni to'la quvvat S ga teng.

Shunday qilib, bu ifoda o'tkazgich va qobiqdan yuklamaga energiya uzatilmasligini, yuklamaga barcha energiya dielektrik orqali uzatilishini ko'rsatadi. Hattoki, agar γ ni ma'lum qiymatga ega deb faraz qilsak va o'tkazgichdagi hamda uning qobig'idagidagi elektr maydoni kuchlanganligi tok kabi yo'nalgan bo'lib, noldan farqli bo'lgani holda o'tkazgichning yon sirtidan uning ichiga Poynting vektori kiradi, ya'ni dielektrikdan o'tkazgich ichiga uning isroflarini qoplash uchun energiya kiradi.

Umov-Poynting teoremasini kompleks shaklda yozishdan avval o'zgaruvchan tok uchun to'la quvvat formulasini ko'rib chiqamiz.

O'zgaruvchan tok zanjiri ketma-ket ulangan rezistiv qarshilik R , induktivlik L va sig'im C dan iborat bo'lsin. U holda reaktiv quvvat:

$$Q = I^2 X = I^2 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = \omega \left[I^2 L - I^2 \left(\frac{1}{\omega C} \right)^2 C \right] = 2\omega(W_M - W_e), \quad (8.35)$$

bu yerda, $W_M = \frac{LI^2}{2}$ - magnit maydoni energiyasi, $W_e = \frac{CU^2}{2}$ - elektr maydoni energiyasi.

(8.35) ifoda Q reaktiv energiyani zanjirning magnit W_M va elektr W_e maydon energiyalarining ayirmasini 2ω ga ko'paytmasiga tengligini ko'rsatadi.

O'zgaruvchan tokda S to'la quvvatni topish uchun $\underline{U}$ kuchlanishni $\underline{I}$ tok qo'shma kompleksiga ko'paytirish kerakligini nazarda tutib, Poynting vektorining kompleks shaklini quyidagicha yozish mumkin:

$$-\oint \underline{I} d\underline{S} = -\int_V (\underline{E} \text{rot} \underline{H} - \underline{H} \text{rot} \underline{E}) dV$$

yoki

$$-\oint \underline{I} d\underline{S} = -\int_V jE^2 dV + j2\omega \left[\frac{\mu_a E^2}{2} + \frac{\varepsilon_a H^2}{2} \right] dV. \quad (8.36)$$

(8.36) ifodaning birinchi hadi aktiv, ikkinchi hadi esa reaktiv quvvatga tengdir. Shunday qilib, Umov-Poynting teoremasini quyidagicha yozish mumkin:

$$-\oint \underline{I} d\underline{S} = P + jQ.$$

Bunday shakldagi ifoda o'tkazgichlarning aktiv va ichki reaktiv qarshiliklarini hisoblashda qo'llaniladi.

Nazorat savollari.

1. Maksvell tenglamalarini yozing va tushuntirib bering.
2. Umov-Poynting teoremasi elektromagnit maydondagi qanday msunosabatlarni tavsiflaydi?
3. Poynting vektorining fizik ma'nosini bayon eting.

18-ma`ruza. Turli muhitlarda o'zgaruvchan elektromagnit maydon.

Reja:

1. Dielektrik muhitda o'zgaruvchan elektromagnit maydon.
2. O'tkazuvchi muhitda o'zgaruvchan elektromagnit maydon.

1. Dielektrik muhitda o'zgaruvchan elektromagnit maydon

1. *Isrofsiz(ideal) dielektrik muhitda o'zgaruvchan elektromagnit maydon.* Bunday muhitda $\gamma = 0$; $\varepsilon = \text{const}$; $\mu = \text{const}$. Shuning uchun Maksvell tenglamalari quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\text{rot } \underline{H} = \varepsilon_a \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}, \quad \text{rot } \underline{E} = -\mu_a \frac{\partial \underline{H}}{\partial t};$$

$$\text{div } \underline{B} = 0 \text{ yoki } \text{div } \underline{H} = 0; \quad \text{div } \underline{D} = \rho \text{ yoki } \text{div } \underline{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a}.$$

Bu tenglamalar kompleks ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$\text{rot } \underline{H} = j\omega\varepsilon_a \underline{E}; \quad \text{rot } \underline{E} = -j\omega\mu_a \underline{H};$$

$$\text{div } \underline{H} = 0; \quad \text{div } \underline{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a}.$$

Dielektrikdagi elektromagnit maydon xossalarini o'rganish uchun vektorning rotorini to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasiga joylashtiramiz. Natijada quyidagini hosil qilamiz:

$$\begin{aligned} \text{rot } \underline{A} &= \begin{vmatrix} \underline{i} & \underline{j} & \underline{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix} = \underline{i} \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \underline{j} \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + \underline{k} \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) = \\ &= \text{rot}_x \underline{A} + \text{rot}_y \underline{A} + \text{rot}_z \underline{A}. \end{aligned}$$

Maksvellning birinchi va ikkinchi tenglamalarini to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasida quyidagicha yozamiz:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \underline{H}_y}{\partial z} &= j\omega\varepsilon_a \underline{E}_x, \\ \frac{\partial \underline{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \underline{H}_z}{\partial x} &= j\omega\varepsilon_a \underline{E}_y, \\ \frac{\partial \underline{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \underline{H}_x}{\partial y} &= j\omega\varepsilon_a \underline{E}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8.37)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \underline{E}_y}{\partial z} &= -j\omega\mu_a \underline{H}_x, \\ \frac{\partial \underline{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} &= -j\omega\mu_a \underline{H}_y, \\ \frac{\partial \underline{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \underline{E}_x}{\partial y} &= -j\omega\mu_a \underline{H}_z. \end{aligned} \right\} \quad (8.38)$$

Agar elektromagnit maydon z koordinata bo'ylab tarqalsa, u holda $\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlar x va y koordinatalarga bog'liq bo'lmaydi va ularning bu koordinatalar bo'yicha hosilasi nolga teng bo'ladi, ya'ni:

$$\frac{\partial \underline{E}}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \underline{E}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \underline{H}}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \underline{H}}{\partial y} = 0.$$

Unda (8.37) va (8.38) tenglamalarni o'zgartirish natijasida $\underline{E}_z = 0$ va $\underline{H}_z = 0$ (8.39) larni hosil qilamiz.

(8.39) tenglamadan dielektrikdagi elektromagnit maydonning birinchi xossasini aniqlash mumkin: $\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlar *to'lqinlar tarqalishi yo'nalishiga perpendikular tekislikda joylashgan, ya'ni elektromagnit maydon to'lqinlari ko'ndalang to'lqinlardir.*

$\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlarning o'zaro joylashishini aniqlash maqsadida $\underline{E}$ vektorni x o'qiga joylashtiramiz, ya'ni $\underline{E} = \underline{E}_x$ va $\underline{E}_y = 0$. Unda $\underline{H}_x = 0$ ekanligiga ishonch hosil qilamiz. *Bu shuni ko'rsatadiki, $\underline{E}$ va $\underline{H}$ vektorlar o'zaro perpendikulardir.*

Elektromagnit to'lqinning tarqalish tezligini topish uchun yana (8.37) va (8.38) tenglamalarga murojaat qilamiz. Yuqorida qayd etilgan xossalarni hisobga olsak:

$$-\frac{\partial \underline{H}}{\partial z} = j\omega\varepsilon_a \underline{E}, \quad (8.40)$$

$$-\frac{\partial \underline{H}}{\partial z} = j\omega\varepsilon_a \underline{E}, \quad (8.41)$$

(8.40) va (8.41) tenglamalarni $\underline{E}$ ga nisbatan birgalikda yechib, quyidagini yozamiz:

$$\frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial z^2} = -\omega^2 \varepsilon_a \mu_a \underline{E}. \quad (8.42)$$

(8.42) tenglamaning xususiy yechimini $p^2 + \omega^2 \varepsilon_a \mu_a = 0$ (8.43) xarakteristik tenglamani yechib topamiz:

$$p_{1,2} = \pm j\omega\sqrt{\varepsilon_a \mu_a} \quad \text{yoki} \quad (8.43)$$

$$p_{1,2} = \pm(\alpha + j\beta), \quad (8.44)$$

bu yerda α, β - mos ravishda so'nish va faza koeffitsiyentlari.

(8.43) va (8.44) larni o‘zaro taqqoslab, ideal dielektrikda elektromagnit to‘lqin so‘nishsiz tarqalishini ko‘ramiz. To‘lqinni tarqalish tezligi

$$C = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_a}}$$

muhitning dielektrik va magnit xossalariga bog‘liq bo‘ladi.

Elektromagnit to‘lqin uzunligi

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{c}{f}.$$

(8.42) differensial tenglamaning umumiy yechimi quyidagiga teng:

$$\underline{E} = \underline{A}_1 e^{p_1 z} + \underline{A}_2 e^{p_2 z}. \quad (8.45)$$

(8.45) ni (8.41) ga qo‘yib magnit maydoni kuchlanganligini topamiz:

$$\underline{H} = -\frac{\underline{A}_1}{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}} e^{p_1 z} + \frac{\underline{A}_2}{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}} e^{p_2 z}. \quad (8.46)$$

Yuqoridagi ifodani hisobga olib to‘g‘ri to‘lqin uchun:

$$\underline{E} = \underline{A}_2 e^{p_2 z} = \underline{A}_2 e^{-j\omega\sqrt{\mu_a \epsilon_a} z}; \quad \underline{H} = \frac{\underline{A}_2}{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}} e^{p_2 z} = \frac{\underline{A}_2}{\sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}} e^{-j\omega\sqrt{\mu_a \epsilon_a} z}.$$

To‘lqin qarshilik:

$$\underline{Z}_T = \frac{\underline{E}}{\underline{H}} = \sqrt{\frac{\mu_a}{\epsilon_a}}, \quad (8.47)$$

ya’ni qarshilik haqiqiy son. Bu holat energiya manbaidan uzoqda elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklarining fazalari teng bo‘lishini bildiradi.

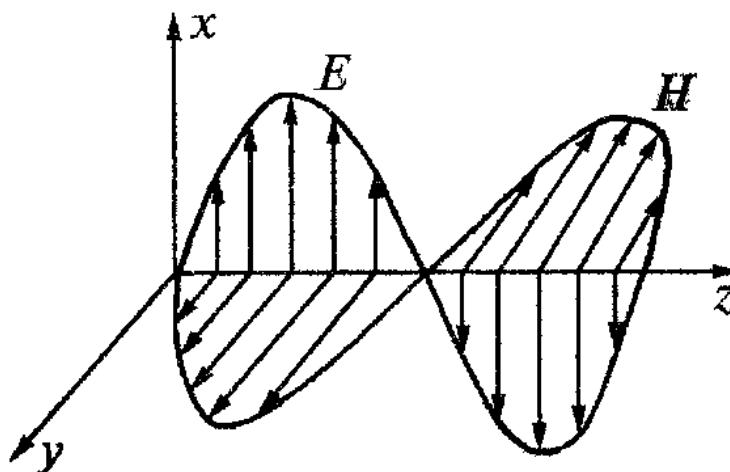
(8.47) tenglikdan elektr va magnit maydonlari energiyalarining hajmiy zichliklari o‘zaro tengligi kelib chiqadi, ya’ni: $\frac{\epsilon_a E^2}{2} = \frac{\mu_a H^2}{2}$.

(8.45) va (8.46) tengliklar asosida kuchlanganliklar oniy qiymatlari ifodalarini quyidagicha yozishimiz mumkin:

$$\underline{E} = \sqrt{2} A_1 \sin\left(\omega t + \frac{\omega}{c} z\right) + \sqrt{2} A_2 \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c} z\right),$$

$$\underline{H} = -\sqrt{2} \frac{A_1}{Z_T} \sin\left(\omega t + \frac{\omega}{c} z\right) + \sqrt{2} A_2 \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c} z\right).$$

$\underline{E}$ va $\underline{H}$ kuchlanganliklar oniy qiymatlarining fazoviy tasviri 8.40 – rasmda ko‘rsatilgan.



8.40 – rasm

2. *Isrofli(real) dielektrik muhitda o‘zgaruvchan elektromagnit maydon.* Real dielektrikda solishtirma o‘tkazuvchanlik nolga teng emas va Maksvell tenglamalari quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\text{rot} \underline{H} = \gamma \underline{E} + j\omega \epsilon_a \underline{E}; \quad \text{rot} \underline{E} = -j\omega \mu_a \underline{H};$$

$$\text{div} \underline{H} = 0; \quad \text{div} \underline{E} = \frac{\rho}{\epsilon_a}.$$

Ideal dielektrikdan farqli ravishda real dielektrikda tok nafaqat siljish tokidan, balki o‘tkazuvchanlik tokidan ham tashkil topadi. Shuning uchun dielektrikdagi tok zichligi:

$$\underline{\delta} = \underline{\delta}_{O'} + \underline{\delta}_C = \gamma \underline{E} + j\omega \epsilon_0 \epsilon_{O'} \underline{E} \quad (8.48)$$

$$\text{yoki } \underline{\delta} = (\gamma + j\omega \epsilon_0 \epsilon_{O'}) \underline{E} = \underline{\gamma}_0 \underline{E}, \quad (8.49)$$

bu yerda $\underline{\gamma}_0$ - kompleks elektr o‘tkazuvchanlik; $\underline{\delta}_{O'}$ - o‘tkazuvchi muhitning dielektrik singdiruvchanligi.

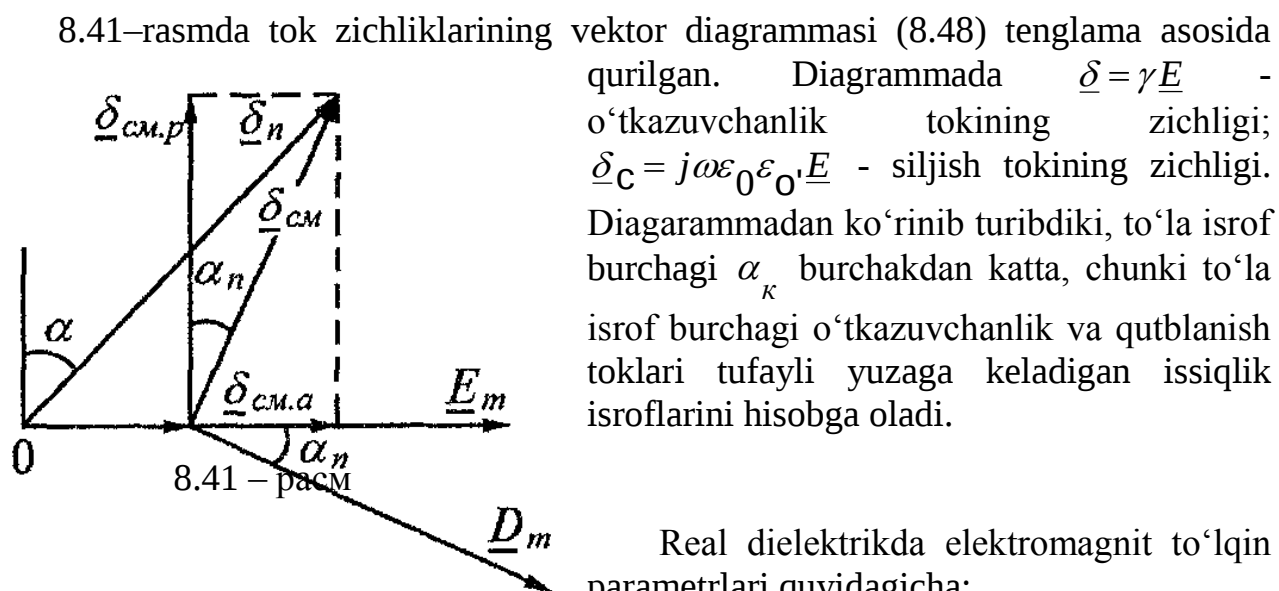
$$\underline{\delta} = j\omega \epsilon_0 \left(\epsilon_{O'} - \frac{j\gamma}{\omega \epsilon_0} \right) \underline{E} = j\omega \epsilon_0 \underline{\epsilon} \underline{E}, \quad (8.50)$$

bunda $\underline{\epsilon} = \epsilon_{O'} - \frac{j\gamma}{\omega \epsilon_0} = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon' (1 - jtg\alpha)$ - to‘la kompleks dielektrik

singdiruvchanlik, $tg\alpha = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ - dielektrikdagi to‘la isrof burchagining tangensi.

(8.49) va (8.50) larni tenglashtirib, quyidagi tenglikni yozishimiz mumkin:

$$\underline{\gamma}_0 = j\omega \epsilon_0 \underline{\epsilon}.$$



tarqalish ko'effitsiyenti:

$$\underline{\Gamma} = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu_a(\gamma + j\omega\varepsilon_a)};$$

so'nish ko'effitsiyenti:

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu_0\mu\varepsilon_0\varepsilon'}{2} (\sqrt{1 + tg^2\alpha} - 1)};$$

faza ko'effitsiyenti:

$$\beta = \omega \sqrt{\mu_a\varepsilon_a} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{\gamma^2}{\omega^2\varepsilon_a^2} + 1} - 1 \right)}$$

yoki

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu_0\mu\varepsilon_0\varepsilon'}{2} (\sqrt{1 + tg^2\alpha} + 1)};$$

to'lqin qarshiligi:

$$\underline{Z}_T = Z_T e^{j\varphi_T} = \frac{j\omega\mu_a}{\gamma};$$

$$\text{to'lqin uzunligi: } \lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{c}{f};$$

$$\text{fazaviy tezlik: } c = \frac{\omega}{\beta} = \lambda f.$$

2. O'tkazuvchi muhitda o'zgaruvchan elektromagnit maydon

Elektr o'tkazuvchi muhitda siljish toki hisobga olmaslik darajada kichik bo'ladi. Shuning uchun Maksvell tenglamalari quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\operatorname{rot} \underline{H} = \gamma \underline{E}; \quad \operatorname{rot} \underline{E} = -j\omega\mu_a \underline{H}; \quad \operatorname{div} \underline{H} = 0; \quad \operatorname{div} \underline{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_a}.$$

Bu tenglamalarni magnit maydoni kuchlanganligiga nisbatan birgalikdagi yechimi to'g'ri burchakli koordinatalar sistemasida quyidagiga teng bo'ladi:

$$\frac{\partial^2 \underline{H}}{\partial z^2} = j\omega\mu_a \gamma \underline{H}.$$

Yuqoridagi differensial tenglamaga mos keluvchi xarakteristik tenglama $p^2 = j\omega^2\mu_a\gamma$ ning ildizlari $p_{1,2} = \pm\sqrt{j\omega\mu_a\gamma}$, umumiy yechimi esa $\underline{H} = \underline{A}_1 e^{p_1 z} + \underline{A}_2 e^{p_2 z}$ ko'rinishda yoziladi.

$p_1 > 0$ bo'lganligi sababli $\underline{A}_1 = 0$ va $z = 0$ chegaraviy holatda $\underline{A}_2 = \underline{H}(0) = \underline{H}e^{j\psi}$.

Yuqoridagi ifodani nazarda tutib $\underline{H} = H_0 e^{j\psi} e^{p_2 z}$ ni hosil qilamiz.

$\sqrt{j} = e^{j\frac{\pi}{4}} = \frac{\sqrt{2}}{2} + j\frac{\sqrt{2}}{2}$ bo'lganligi sababli, tenglamaning ikkinchi ildizi quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$p_2 = \sqrt{j\omega\mu_a\gamma} = \sqrt{\frac{\omega\mu_a\gamma}{2}} + j\sqrt{\frac{\omega\mu_a\gamma}{2}} = \alpha + j\beta,$$

ya'ni $\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu_a\gamma}{2}}$.

Magnit maydonining kuchlanganligi:

$$\underline{H} = H_0 e^{j\psi} e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} = H_0 e^{-\alpha z + j(\psi - \beta z)}, \text{ uning oniy qiymati esa:}$$

$$H = \sqrt{2} H_0 e^{-\alpha z} \sin(\omega t + \psi - \beta z).$$

Elektr maydonining kuchlanganligi:

$$\underline{E} = -\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \underline{H}}{\partial z} = \sqrt{\frac{\omega\mu_a}{\gamma}} H_0 e^{-\alpha z} e^{j\left(\varphi + \frac{\pi}{4} - \beta z\right)},$$

uning oniy qiymati:

$$H = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\omega\mu_a}{\gamma}} H_0 e^{-\alpha z} \sin(\omega t + \psi + 45^\circ - \beta z).$$

Yuqoridagi tenglamalar tahlilidan quyidagi xulosalarni chiqarish mumkin:

1. Dielektrik muhitdan farqli o'laroq o'tkazgich muhitda maydon kuchlanganligi muhit ichiga kirib borish mobaynida eksponensial qonun bilan kamayib boradi.

2. Maydon kuchlanganliklarining boshlang'ich fazalari z koordinatasi bo'yicha o'zgaradi, elektr maydoni kuchlanganligi istalgan nuqtada magnit maydoni kuchlanganligidan faza jihatdan 45^0 ga oldinda bo'ladi.

3. Bir to'lqin uzunligi davomida to'lqin fazasi $\beta z = \beta \lambda = \beta \frac{2\pi}{\beta} = 2\pi$ ga o'zgaradi.

O'tkazgich muhitdagi elektromagnit to'lqinning parametrlari quyidagicha:

$$\text{to'lqin qarshiligi: } \underline{Z}_T = \sqrt{\frac{\omega \mu_a}{\gamma}} e^{j \frac{\pi}{4}};$$

$$\text{to'lqin uzunligi: } \lambda = 2 \sqrt{\frac{\pi}{f \mu_a \gamma}};$$

$$\text{fazaviy tezligi: } \vartheta = 2 \sqrt{\frac{f \pi}{\mu_a \gamma}};$$

to'lqinni muhitga kirish chuqurligi:

$$\sigma = \frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_a \gamma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_a \gamma}}.$$

Muhit sirtidan $z = \delta$ chuqurlikda elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklarining amplitudalari $e = 2,71$ martaga kamayadi. $z = \lambda$ chuqurlikda esa kuchlanganliklar $e^{-\alpha z} = e^{-\alpha \lambda} = e^{-2\pi} = \frac{1}{e^{6,28}} = \frac{1}{534}$, ya'ni 534 marta kamayadi.

Amalda esa, o'tkazgich muhitga to'lqin $0,5\lambda$ dan kichikroq chuqurlikkacha kirib boradi.

Nazorat savollari.

1. Dielektrik muhitlarda o'zgaruvchan elektromagnit maydonni tushuntirib bering.

2. O'tkazuvchi muhitda o'zgaruvchan elektromagnit maydon qanday munosabatlarni tavsiflaydi?

Foydalanilgan adabiyotlar.

1. Karimov A.S. «Nazariy elektrotexnika». T. O'AJBNt markazi. 2003 y
2. Karimov A.S., Mirhaydarov M.M. «Nazariy elektrotexnika». T.«O'qituvchi» nashriyoti, 1979 y.
3. S.F.Amirov, M.S.Yoqubov, N.G.Jabborov. Elektrotexnikaning nazariy asoslari. Toshkent, 2007
4. Bessonov L.A. «Teoreticheskie osnovi elektrotexniki». M. Visshaya shkola, 1978 y
5. Bessonov L.A. «Teoreticheskie osnovi elektrotexniki. Elektromagnitnoe pole». M. Visshaya shkola, 1978 y
6. Bessonov L.A. «Sbornik zadach po teoreticheskim osnovam elektrotexniki». M. Visshaya shkola, 1980 y
7. Atabekov G.I.«Teoreticheskie osnovi elektrotexniki 1.2 chast». M. Energiya, 1976 g
8. Atabekov G.I. «Teoreticheskie osnovi elektrotexniki 3 chast». M. Energiya, 1976 g
9. Maksimovich N.G., Kudelko I.B. «Sbornik programmirovannix zadach po teoreticheskim osnovam elektrotexniki». Lvov. Visshaya shkola, 1976 y
10. Neyman L.R., Demirchan K.S. «Teoreticheskie osnovi elektrotexniki 1 tom». M. Energiya, 1985 g
11. Neyman L.R., Demirchan K.S. «Teoreticheskie osnovi elektrotexniki 2 tom». M. Energiya, 1985g

Elektron resurslar

12. <http://www.toehelp.ru/>
13. <http://fismat.ru/elect/ozonov/>
14. <http://electrofaq.com/TOE.htm>
15. <http://electcsys.chat.ru/>
16. <http://Ziyo.net>

