

5 TULJAVE

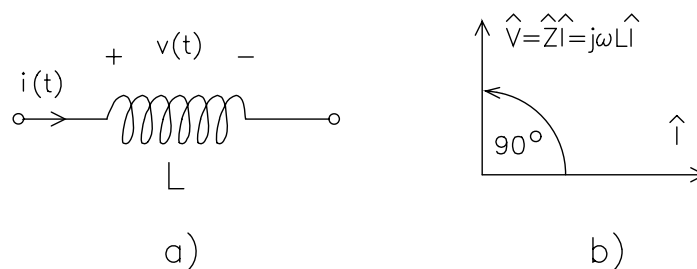
- 5.1 UVOD
- 5.2 ZRAČNE TULJAVE
- 5.3 TULJAVE Z JEDROM
- 5.4 TULJAVE Z JEDROM Z REŽO
- 5.5 NAČRTOVANJE TULJAVE Z JEDROM Z REŽO
- 5.6 NAČRTOVANJE TRANSFORMATORJEV

5.1 UVOD

Tuljava je tisti pasivni element v električnih vezjih, ki se upira hitrim spremembam toka, ki teče skozi tuljavo. Zato te elemente imenujejo včasih tudi dušilke. Električni simbol, oznako toka in napetosti ter sliko kompleksorjev v primeru krmiljenja idealne tuljave s harmoničnimi signali prikazuje Sl 5.1. Zvezo med trenutnim tokom in napetostjo na tuljavi podaja enačba

$$v(t) = L \frac{di(t)}{dt} \quad (5.1)$$

kjer je L induktivnost tuljave. Osnovna enota za induktivnost, Henry [$1\text{H} = 1\text{Vs/A}$], je velika in zato srečamo v praksi običajno manjše vrednosti (mH, μH , nH).



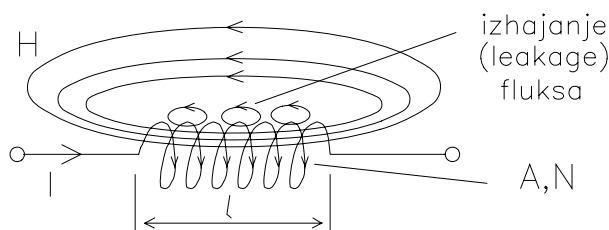
SI 5.1 Električni simbol, oznaka toka in napetosti(a) ter slika kompleksorjev(b) idealne tuljave

Idealna tuljava je čista induktivnost brez uporovnih ali kapacitivnih parazitnih elementov, brez izgub, induktivnost je neodvisna od različnih zunanjih parametrov (T, f itd).

Resnična tuljava ima vedno poleg svoje osnovne lastnosti, induktivnosti, prisotne parazitne komponente in zato izgube, induktivnost ni neodvisna od zunanjih parametrov.

5.2 ZRAČNE TULJAVE

Pri zračnih tuljavah obdaja navitje le zrak, magnetno aktivnih materialov tu ni. Zračna tuljava z ostalimi važnejšimi količinami je prikazana na SI 5.2.



SI 5.2 Zračna tuljava

5.2.1 INDUKTIVNOST ZRAČNIH TULJAV

1. Določitev induktivnosti

Induktivnost tuljave (SI 5.2) je definirana kot razmerje med vzbujenim magnetnim sklepom ψ in vzbujevalnim tokom danega navitja I

$$L = \frac{\psi}{I} \quad (5.2)$$

Pri popolnem magnetnem sklepu, kjer ni izhajanja magnetnega pretoka (fluksa) ϕ , je magnetni sklep navitja z N ovoji podan z izrazom

$$\psi = N\phi \quad (5.3)$$

Magnetni pretok ϕ izračunamo po analogiji Ohmovega zakona za magnetiko iz magnetne napetosti θ_m in magnetne upornosti oz. reluktance R_m

$$\phi = \frac{\Theta_m}{R_m} \quad (5.4)$$

kjer je

$$\theta_m = \int \vec{H} d\vec{l} = NI \quad R_m = \sum_i \frac{l_i}{\mu_i A_i} \cong \frac{l}{\mu_0 A} \quad (5.5)$$

Pri tem pri določitvi magnetne napetosti θ_m zanemarimo izhajanje (leakage) magnetne poljske jakosti H . Pri precej poenostavljeni določitvi reluktance R_m upoštevamo le zrak ($\mu_r=1$) ter zanemarimo prispevke zunaj tuljave. Magnetne lastnosti materiala pri tem podaja permeabilnost μ , ki jo pišemo tudi v obliki $\mu = \mu_0 \mu_r$, kjer je μ_0 permeabilnost vakuumu ($\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m) in μ_r relativna permeabilnost materiala (zrak: $\mu_r = 1$).

Induktivnost tuljave L je torej, ob upoštevanju omenjenih poenostavitev ter en(5.2) - en(5.5), podana z izrazom

$$L = \mu_0 \frac{N^2 A}{l} \quad (5.6)$$

Zaradi privzetih predpostavk in poenostavitev induktivnost L po en(5.6) le precej približno opisuje RESNIČNE lastnosti tuljave.

2.Točnejša določitev induktivnosti

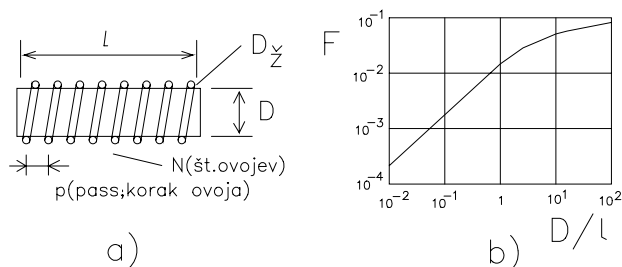
V literaturi najdemo natančnejše vendar zamudnejše izpeljave od prikazane, ki omenjenih poenostavitev ne zagrešijo. V nadaljnjem si bomo pogledali nekaj izrazov, izvirajočih iz teh natančnejših pristopov, za točnejši izračun induktivnosti nekaterih pogostejših tipov tuljav. Vsi podani izrazi bodo dali izračunano induktivnost v [μH], če so vse dimenzije podane v [cm] !

A. Enoslojne tuljave (Sl 5.3a)

Induktivnost take tuljave lahko izračunamo z izrazi Nagaoke v obliki

$$L = 0.4 F \left(\frac{D}{l} \right) N^2 D \quad L[\mu H], \text{ dimenzije [cm]} \quad (5.7)$$

kjer je F nek geometrijski korekcijski faktor, odvisen od razmerja D/l . Faktor F upošteva, da se pri kratkih tuljavah ($l \ll D$) večji del magnetnega pretoka zaključuje skozi zrak kot pri dolgih tuljavah ($l \gg D$). Faktor F v odvisnosti od razmerja D/l podajajo s tabelami ali diagrami, kot je to prikazano na Sl 5.3b.

SI 5.3 Enoslojna tuljava (a) in korekcijski faktor F (b)

Opisani pristop je torej primeren za določitev induktivnosti poljubne enoslojne tuljave, kratke ali dolge. Poleg tega obstajajo še poenostavljeni izrazi za en ali drug tip tuljave:

1. Dolga enoslojna tuljava ($l > 10D$):

$$L = 0.987 \frac{D^2 N^2}{100l} \quad L [\mu H], \text{ dimenzije [cm]} \quad (5.8)$$

2. Kratka enoslojna tuljava ($l < 10D$):

Obstojajo aproksimativne enačbe za dva karakteristična primera:

$$l > 0.5D \quad L = \frac{D^2 N^2}{44D + 100l} \quad L [\mu H], \text{ dimenzije [cm]} \quad (5.9)$$

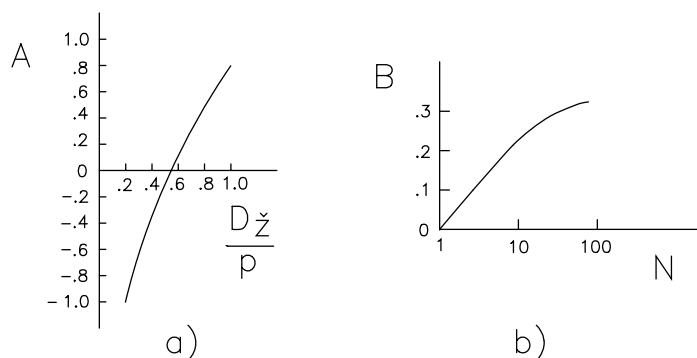
$$l < 0.5D \quad L = \frac{D^2 N^2}{40D + 110l} \quad L [\mu H], \text{ dimenzije [cm]}$$

Upoštevanje koraka pri enoslojni tuljavi

Pri velikem koraku p (pass, SI 5.3a) so ovoji zelo narazen, izhajanje magnetnega pretoka je veliko, kar prinese novo napako v izračunu induktivnosti. To lahko popravimo z ustrezno korekturo tako, da od gornjih vrednosti odštejemo ustrezno zmanjšanje induktivnosti ΔL

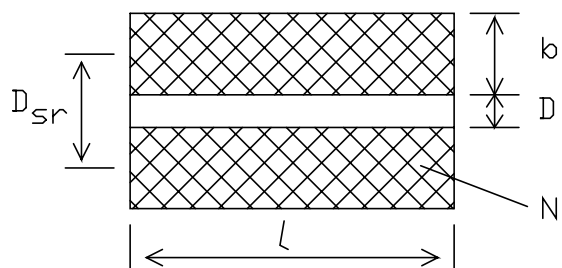
$$\Delta L = 0.628 \frac{ND(A+B)}{100} \quad \Delta L [\mu H], \text{ dimenzije [cm]} \quad (5.10)$$

Vrednosti korekcijskih parametrov A , B lahko odčitamo za dani primer iz diagramov na SI 5.4.

SI 5.4 Korekcijska parametra A , B

B. Večslojne tuljave

Podali bomo tudi poenostavljene izraze za izračun induktivnosti kratkih in dolgih večslojnih tuljav. Struktura večslojne tuljave je prikazana na SI 5.5.



SI 5.5 Struktura večslojne tuljave

Obnavno večslojnih tuljav običajno razdelimo na dva primera.

1. Kratke večslojne tuljave ($l < D$):

$$L = 78,7 \cdot 10^{-3} \frac{D_{sr}^2 N^2}{3D_{sr} + 9l + 10b} \quad L[\mu H], \text{ dimenzije}[cm] \quad (5.11)$$

2. Dolge večslojne tuljave ($l > D$):

$$L = 10^{-3} \left[\pi^2 \frac{D_{sr}^2 N^2}{l} - \frac{6,27 N^2 D_{sr} b}{l} (0,693 + k) \right] \quad L[\mu H], \text{ dimenzije}[cm] \quad (5.12)$$

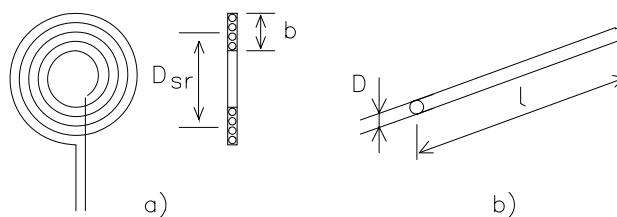
kjer je k korekcijski faktor, odvisen od razmerja l/b . Zvezo med obema parametroma podaja naslednja razpredelnica:

l/b	1	2	4	10	20	30
k	0	0.12	0.21	0.28	0.31	0.32

C. Spiralne tuljave

Spiralna tuljava je prikazana na SI 5.6a. Izraz za induktivnost spiralne tuljave, ki ga bomo podali, je primeren za izračun induktivnosti tako zračnih spiralnih tuljav kot tudi induktivnih spiralnih mikroelektronskih struktur v plastni izvedbi

$$L = 98,5 \cdot 10^{-3} \frac{D_{sr}^2 N^2}{4D_{sr} + 11b} \quad L[\mu H], \text{ dimenzije}[cm] \quad (5.13)$$



SI 5.6 Spiralna tuljava(a) in premi vodnik(b)

D. Premi vodnik

Tudi premi vodnik(SI 5.6b) ima lahko, zlasti pri visokih frekvencah, neko upoštevanja vredno induktivnost. Ta induktivnost, ki nastopi zaradi sklopa vodnika z lastnim magnetnim poljem, je podana z izrazom

$$L = 2 \cdot 10^{-3} l \left[\ln\left(4 \frac{l}{D}\right) - 0.75 \right] \quad L[\mu H], \text{ dimenzije}[cm] \quad (5.14)$$

Induktivnost premega vodnika lahko zmanjšamo, če vzamemo namesto okroglega preseka vodnika trakastega. V tem primeru pri istem toku zaradi daljšega obsega vodnika magnetna poljska jakost H upade in končna posledica je njegova nižja induktivnost.

3. Optimalna dimenzija tuljave

Teoretično in praktično je ugotovljeno, da dobimo optimalne lastnosti tuljave (nizke izgube oz. visoko kvaliteto Q) le pri določenih geometrijskih razmerjih l/D tuljave, ki so odvisna od tipa tuljave. Ta optimalna razmerja l/D podajmo v obliki naslednjih priporočil:

- enoslojne tuljave:
 - $l/D = 0.4 \div 0.6$ (neoklopljena tuljava)
 - $l/D = 0.8 \div 1.2$ (oklopljena tuljava)
- večslojne tuljave:
 - $l/D_i = 0.25 \div 1.0$
 - $l/D_{sr} = 0.3 \div 0.4$
- spiralne tuljave:
 - $b/D_{sr} = 0.4 \div 0.7$

4. Optimalni premer žice

Važno vlogo pri lastnostih tuljave ima tudi pravilen izbor žice. Za enoslojno zračno tuljavo obstoja izraz za optimalni premer žice v obliki

$$D_{\bar{z}opt} = \frac{P}{1.4 \left(1 + 0.1 \frac{l}{D}\right)} \quad (5.15)$$

V splošnem se izbirajo optimalni premeri žic na podlagi izkustvenih predpisov, npr.

- enoslojne tuljave premera 20 ÷ 30mm : $D_{\text{opt}} = 0.2 \div 0.6\text{mm}$
- večslojne tuljave: $D_{\text{opt}} = 0.2 \div 0.3\text{mm}$

5.2.2 RESNIČNE ZRAČNE TULJAVE

5.2.2.1 Uvod

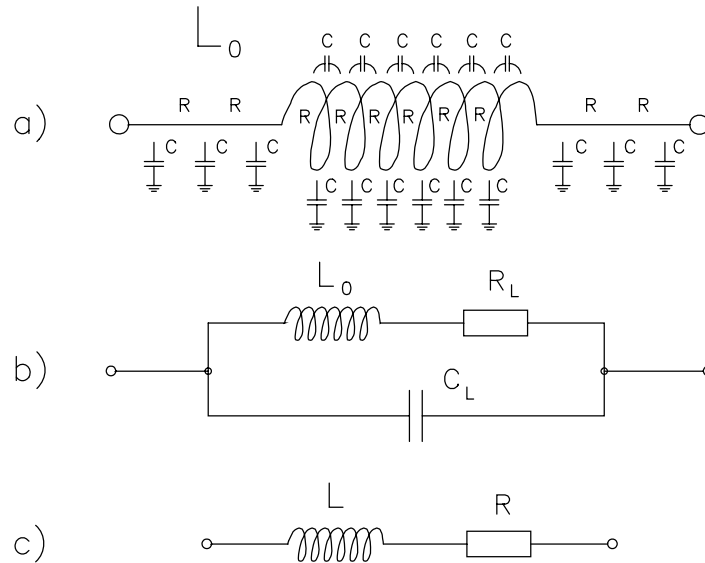
Vsaka resnična tuljava ima poleg svoje osnovne lastnosti, induktivnosti L_0 še parazitne, po strukturi porazdeljene upornosti in kapacitivnosti (Sl 5.7a). Porazdeljene parazitne komponente onemogočajo enostavno obravnavo in jih zato običajno koncentriramo v ustrezne efektivne vrednosti: efektivna parazitna upornost tuljave R_L in efektivna parazitna kapacitivnost tuljave C_L .

Parazitna upornost tuljave R_L ima svoj izvor v ohmskih upornostih navitja, dovodnih žic ter v raznih drugih izgubnih efektih, o katerih bo govora kasneje.

Parazitna kapacitivnost tuljave C_L ima svoj izvor v kapacitivnostih med sosednjimi ovoji navitja, med ovoji navitja in maso, med dovodnimi žicami itd.

Splošno nadomestno vezje resnične tuljave, ki izhaja iz koncentriranih elementov L_0 , R_L , C_L , narišemo lahko v obliki, kot jo prikazuje Sl 5.7b. Ker pa je običajno v praksi vpliv parazitnih kapacitivnosti zanemarljiv, največkrat v nadomestnem vezju kapacitivnost zanemarimo. Lahko pa tudi vključimo vpliv kapacitivnosti v preostala dva elementa L , R .

Običajno nadomestno vezje resnične tuljave zato vsebuje le induktivnost L v seriji s parazitno upornostjo R (Sl 5.7c).



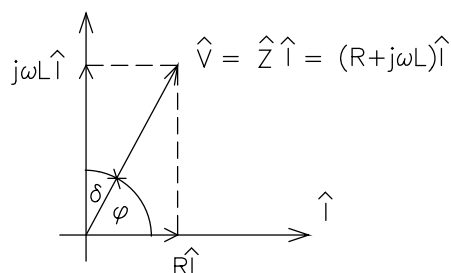
SI 5.7 Porazdeljeni(a) in koncentrirani(b) parazitni elementi resnične tuljave ter običajno nadomestno vezje(c)

5.2.2.2 Impedanca resnične tuljave

Impedanca resnične tuljave, na osnovi nadomestnega vezja na SI 5.7c, je torej

$$Z = R + j\omega L \quad (5.16)$$

Slika kompleksorjev v kompleksni ravnini pri resnični tuljavi prikazuje SI 5.8. Zaradi upornosti tuljave R fazni kot $\hat{\varphi}$ ni več enak $\pi/2$ kot pri idealni tuljavi, ampak zmanjšan za nek kot δ . Kot δ opisuje odstopanje RESNIČNE tuljave od idealne, podaja izgube oz. segrevanje tuljave in ga zato imenujemo tudi izgubni kot δ . Izgubni faktor tuljave, ki je v recipročni zvezi s kvaliteto tuljave Q , je definiran kot tangens izgubnega kota: $\text{tg}\delta = 1/Q$. Tipične vrednosti izgubnega faktorja $\text{tg}\delta$ so pri zračnih tuljavah okrog 10^{-2} oz. kvaliteta okrog 100.



SI 5.8 Slika kompleksorjev v kompleksni ravnini pri resnični tuljavi

5.2.2.3 Frekvenčna odvisnost izgub tuljave

Izgubni faktor $\text{tg} \delta$ je določen z izrazom (Sl 5.8)

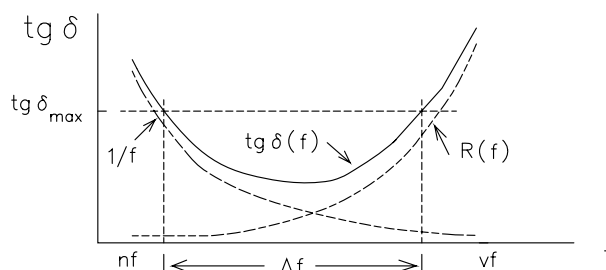
$$\text{tg} \delta = \frac{\text{Re} \hat{Z}}{\text{Im} \hat{Z}} = \frac{R}{\omega L} = \frac{1}{2\pi} \frac{R}{fL} \quad (5.17)$$

Za dobro tuljavo z visoko kvaliteto Q oz. nizkimi izgubami $\text{tg} \delta$ morajo biti pri dani induktivnosti tuljave L efektivne ohmske izgube oz. efektivna ohmska upornost čim manjši.

Pri nizkih frekvencah se parametri L, R še ne spreminjajo in velja kar gornja zveza ($\text{tg} \delta \propto 1/f$, Sl 5.9).

Pri visokih frekvencah L, R nista več konstantna. Kot bomo videli v naslednjem poglavju, zlasti naglo narašča pri visokih frekvencah efektivna ohmska upornost tuljave R . V skladu z gornjo enačbo to pomeni tudi naglo naraščanje izgub tuljave pri visokih frekvencah (Sl 5.9).

Iz karakterističnega poteka izgub s frekvenco vidimo, da ima vsaka tuljava neko frekvenčno področje, v katerem so njene lastnosti optimalne. S primernim projektom tuljave oz. primernim izborom važnejših parametrov kot npr. geometrije tuljave, premera žice itd. je treba zagotoviti, da bo tuljava imela optimalne lastnosti v predpisanem frekvenčnem intervalu delovanja.



Sl 5.9 Frekvenčna odvisnost izgubnega faktorja

5.2.2.4 Efektivna upornost tuljave

Efektivna ohmska upornost tuljave R vsebuje poleg čiste ohmske upornosti navitja R_{Ω} še druge prispevke zaradi različnih izgubnih procesov, ki vsi prispevajo k izgubam oz. segrevanju tuljave: kočni (Skin) efekt R_S , efekt bličine (Proximity) R_P , dielektrične izgube R_D in magnetne izgube R_M . Efektivna upornost tuljave je torej podana z vsoto posameznih izgubnih prispevkov

$$R = R_{\Omega} + R_S + R_P + R_D + R_M \quad (5.18)$$

1 Ohmska upornost navitja

Ohmska upornost navitja je v primeru homogenega uporovnega področja enostavne geometrije, kar je pri običajnih uporih največkrat izpolnjeno, podana z enačbo

$$R_{\Omega} = \rho \frac{l}{A} \quad (5.19)$$

kjer je ρ specifična upornost materiala žice ($1.72 \text{ m}\Omega\text{cm}$ za baker pri sobni temperaturi), l dolžina žice in A presek žice.

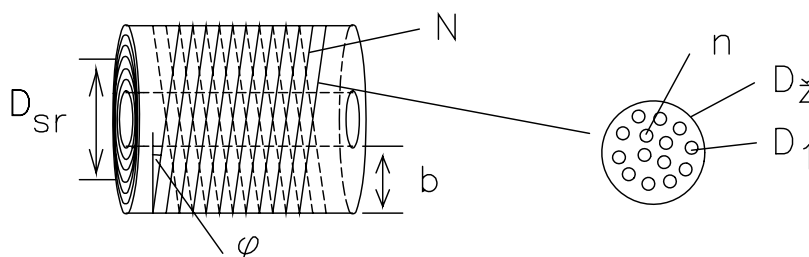
V praksi se pogosto uporabljajo tudi poenostavljeni približni izrazi za hitro ocenitev upornosti nekega navitja (Sl 5.10). V ta namen v gornjo enačbo vstavimo vrednost za specifično upornost bakra pri sobni temperaturi - v primeru drugega materiala ali temperature bo treba torej izraz korigirati z ustreznim faktorjem (razmerjem obeh upornosti ρ_x / ρ_{Cu}). Dolžino žice ocenimo s pomočjo srednjega premera ($l = \pi D_{sr} N$). Kadar je navitje navito pod nekim kotom φ (Sl 5.10), se dolžina poveča še za faktor $1/\cos\varphi$.

V primeru pletenice z n vlakni preseka D_1 namesto zunanjšega preseka pletenice $\pi D_c^2/4$ vzamemo efektivni presek $n\pi D_1^2/4$. Ker so v pletenici vlakna zavita, se zato dolžina l rahlo poveča. Efekt je tem večji, čim večje je število vlaken n . Prirastek dolžine lahko določimo s pomočjo naslednje razpredelnice, kjer faktor a podaja prirastek dolžine žice zaradi omenjenega navijanja vlaken v pletenici pri običajnem navijanju:

n	3	9	28
a	1.02	1.04	1.06

$$R_{\Omega} = 0.68 \frac{D_{sr}}{D_1^2} \frac{N}{n} \frac{a}{\cos\varphi} \frac{l}{\cos\varphi} \quad R_{\Omega} [\mu\Omega], \text{ dimenzije [mm]} \quad (5.20)$$

Tako pridemo do izraza za oceno ohmske upornosti navitja



SI 5.10 Struktura navitja tuljave

2 Kožni efekt

Kožni (skin) efekt je bil že opisan pri uporih. Posledica tega pojava je, da pri visokih frekvencah tok teče predvsem v površinskem sloju prevodnika, notranji deli vodnika kažejo visoko upornost in zato ne sodelujejo pri prevajanju, efektivni presek prevodnika se zmanjša in upornost naraste. Zato je ugodno, če je vodnik za visoke frekvence sestavljen iz večjega števila posameznih tanjših vlaken (pletenica).

Ker efekt raste s frekvenco f in s premerom posameznega vlakna D_1 , je ugodno za nadaljnjo obravnavo vpeljati naslednjo brezdimenzijsko spremenljivko z

$$z = 0.335 D_1 \sqrt{f} \quad D_1 [mm], f [kHz] \quad (5.21)$$

Prirastek upornosti zaradi kočnega efekta R_S je tedaj podan z izrazom

$$R_S = F(z) R_\Omega \quad (5.22)$$

kjer je $F(z)$ faktor, ki podaja povečanje ohmske (nf) upornosti R_Ω zaradi kočnega efekta pri visokih frekvencah. Faktor $F(z)$ podaja Tabela 1.

Tabela 1. Faktorja F in G v odvisnosti od spremenljivke z

z	F	G
0	0	0
2.2	0.1	0.22
5.0	1.0	0.75
16	5.0	2.7
90	30	16

Primer: Premer posameznega vlakna v pletenici je $D_1 = 1\text{mm}$. Pri kateri frekvenci bo zaradi kočnega efekta upornost žice oz. navitja narasla za 10% ?

Rešitev: Prirastek upornosti za 10% pomeni, da je $F = 0.1$. S pomočjo Tabele 1 določimo ustrezno vrednost z in nato frekvenco

$$z = 2.2 = 0.335 D_1 \sqrt{f} \quad (5.23)$$

$$f_{+10\%} = \left(\frac{2.2}{0.335 D_1} \right)^2 = \underline{43\text{kHz}}$$

Podobno bi lahko izvedli enak izračun za npr. 10X tanjšo žico. Ker nastopa premer v enačbi za frekvenco v imenovalcu, takoj uvidimo, da bo v primeru 10X tanjše žice povišanje upornosti za 10% nastopilo pri 100X višji frekvenci, itd.

3 Efekt bližine

Efekt bližine (Proximity Effect) podaja naraščanje upornosti tuljave zaradi vpliva oz. motenja toka v nekem ovoju navitja zaradi magnetnih polj sosednjih ovojev.

Navoji nekega navitja so vedno v medsebojni interakciji: magnetno polje nekega ovoja moti s silo magnetnega polja na gibajoč se električni naboj ($F = qv \times B$) tok v sosednjih ovojih in obratno. To oviranje električnega toka predstavlja dodatno povečanje upornosti navitja in s tem dodatne izgube tuljave, kar opišemo s povečanjem ohmske upornosti R_p .

Efekt raste s frekvenco in z zmanjševanjem premera žice D_z (pri majhnem premeru žice so ovoji bolj skupaj) in za opis pojava ponovno vpeljemo spremenljivko z . Natančnejša obravnava pokaže, da lahko v tem primeru povečanje upornosti R_p zapišemo v obliki

$$R_p = (kN \frac{D_z}{D})^2 G(z) R_\Omega \quad (5.24)$$

kjer je z - spremenljivka problema ($z = 0.335 D_z \rho f$)

$G(z)$ - faktor, ki podaja izgube zaradi efekta

bličine (gl. Tabela 1 !)

k - geometrijski faktor, odvisen od razmerja l/D (dolžina/premer tuljave)

Vrednost faktorja k lahko določimo po naslednji razpredelnici:

l/D	0.25	0.50	0.75	1.00	1.25	1.50
k	20	12	8	6	4	3

4 Dielektrične izgube

V vsaki resnični tuljavi so prisotni tudi dielektrični materiali (tuljavnik, izolacija žice itd.) z danimi dielektričnimi lastnostmi (ϵ_r , $\text{tg}\delta$ itd.). Zato se pojavijo, zlasti pri visokih frekvencah, tudi izgube oz. segrevanje tuljave zaradi izgub v prisotnih dielektričnih materialih. Te dielektrične izgube tuljave lahko opišemo z izrazom

$$R_D = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{tg}\delta C L^2 f^3 \quad (5.25)$$

kjer je R_D - dielektrične izgube tuljave [Ω]

$\text{tg}\delta$ - izgubni faktor dielektrika

C - parazitna kapacitivnost tuljave [pF]

L - induktivnost tuljave [μH]

f - frekvenca [MHz]

5 Magnetne izgube

Kadar so v tuljavi prisotni tudi magnetno aktivni materiali, se pojavijo zlasti pri visokih frekvencah dodatne izgube oz. segrevanje v teh materialih. Te magnetne izgube tuljave R_M lahko razdelimo v tri prispevke: histerezne, remanentne in vrtnične izgube. Za opis teh izgub vpeljemo ustrezne efektivne upornosti, ki podajajo ustrezne izgube oz. segrevanje tuljave

$$R_M = R_H + R_R + R_V \quad (5.26)$$

V nadaljevanju bomo na kratko podali izraze za opis posameznih izgub.

a) Histerezne izgube so izgube oz. segrevanje zaradi rotacije magnetnih dipolov, ki sledijo izmeničnemu magnetnemu polju. Ta vrsta izgub je zato odvisna od histerezne zanke materiala. Histerezne izgube lahko ocenimo s pomočjo naslednjega izraza

$$R_H[\Omega] = h L H_{\max} f \quad (5.27)$$

kjer je h koeficient histereznih izgub, odvisen od magnetnega materiala (tipično $1 \div 100 \cdot 10^{-3} \text{ cm/A}$), $L[\text{H}]$ induktivnost tuljave, $H[\text{A/cm}]$ amplituda magnetne poljske jakosti in $f[\text{kHz}]$ frekvenca.

b) Remanentne izgube so izgube zaradi zaostajanja oz. faznega premika, ki se pojavi pri visokih frekvencah, ko magnetni dipoli ne morejo več slediti hitrih sprememb magnetnega polja. Remanentne izgube lahko ocenimo s pomočjo naslednjega izraza

$$R_R[\Omega] = r L f \quad (5.28)$$

kjer je r koeficient remanentnih izgub, odvisen od magnetnega materiala (tipično $1 \div 10 \cdot 10^{-3}$, brez dimenzije), $L[\text{H}]$ induktivnost tuljave in $f[\text{kHz}]$ frekvenca.

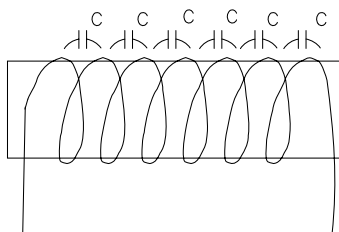
c) Vrtinčne izgube so izgube zaradi vrtinčnih tokov. Zaradi spremenljivega toka in s tem magnetnega polja se v materialu dodatno inducirajo ti. vrtinčni toki (eddy currents), kar predstavlja dodatne izgube oz. segrevanje tuljave. Vrtinčne izgube lahko ocenimo s pomočjo izraza

$$R_V[\Omega] = v L f^2 \quad (5.29)$$

kjer je v koeficient vrtinčnih izgub, odvisen od materiala (tipično $10^{-2} \div 1 \text{ msec}$), $L[\text{H}]$ induktivnost tuljave in $f[\text{kHz}]$ frekvenca.

5.2.2.5 Parazitna kapacitivnost tuljave

Do nastopa parazitnih kapacitivnosti pride vedno, kadar imamo v neki strukturi potencialne razlike med različnimi kovinskimi deli, ki so med seboj ločeni z nekim dielektrikom. Tako situacijo srečamo tudi pri tuljavah, kjer med sosednjimi ovoji, ki so med seboj ločeni z izolacijo, obstojajo določene potencialne razlike (SI 5.11). V prisotnih dielektričnih materialih (tuljavnik, izolacija žice) se zato vzpostavi električno polje in pride do dielektrične polarizacije materiala in nastanka parazitne kapacitivnosti.



SI 5.11 Parazitna kapacitivnost tuljave

Te, v resnici porazdeljene parazitne kapacitivnosti običajno zaradi enostavnosti obravnave združimo oz. koncentriramo v neko efektivno parazitno kapacitivnost tuljave C_L .

Parazitna kapacitivnost tuljave C_L je odvisna od geometrijskih razmer tuljavne strukture in prisotnih dielektričnih materialov. Parazitno kapacitivnost enoslojne tuljave (Sl 5.3) lahko izračunamo z naslednjim izrazom

$$C_L = \frac{\pi D(1 + 0.08\epsilon_r)}{8.3 \log\left[\frac{p}{D_z} + \sqrt{\left(\frac{p}{D_z}\right)^2 - 1}\right]} \quad C_L[\text{pF}], \text{ dimenzije[cm]} \quad (5.30)$$

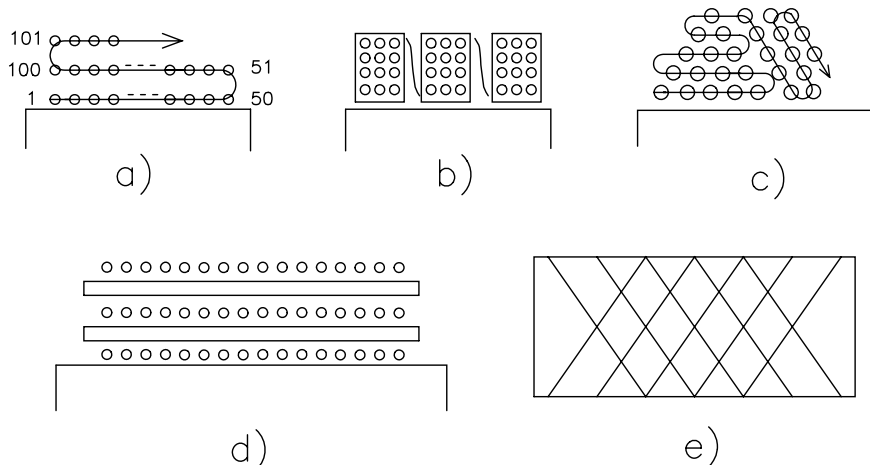
V skladu z gornjo enačbo lahko torej parazitno kapacitivnost tuljave zmanjšamo, če zmanjšamo premer tuljave D , dielektričnost prisotnih dielektričnih materialov ϵ_r , premer žice D_z ali če povečamo korak ovoja p !

Pri večslojnih tuljavah so razmere še mnogo bolj zapletene kot pri enoslojnih in je izračun parazitnih kapacitivnosti težak, zato si običajno pomagamo z meritvijo.

Zmanjševanje parazitnih kapacitivnosti

V praksi lahko s primernimi prijemi pri načrtovanju strukture tuljave parazitno kapacitivnost precej zmanjšamo:

- **izbira dielektričnih materialov:** prisotni dielektrični materiali (tuljavniki, izolacija žic - lak, svila) morajo biti iz dobrih dielektričnih materialov z nizkim ϵ_r , $\text{tg}\delta$!
- **antikapacitivna navijanja tuljave:** vsem tem navijanjem je skupno, da zmanjšujejo električna polja v strukturi (Sl 5.12). Za primerjavo je najprej prikazano običajno navijanje (Sl 5.12a). Ta način ima za posledico visoke kapacitivnosti, ker pridejo skupaj na majhni razdalji (debelina izolacijskega laka) ovoji z veliko potencialno razliko (po velikem številu ovojev). Močna izboljšava tega načina navijanja je segmentno navijanje (Sl 5.12b) ali stoččasto navijanje (Sl 5.12c). Omenimo še očitno močnost z distančniki (Sl 5.12d) ter krično navijanje, kjer se ovoji srečajo na majhni razdalji le v točki kričanja (Sl 5.12e). Zadnji način navijanja ima še to prednost, da je lahko samonosilen in ne potrebujemo tuljavnika.



SI 5.12 Navijanja tuljave: običajno(a), segmentno(b), stočasto(c), z distančniki(d) in krično(e) navijanje

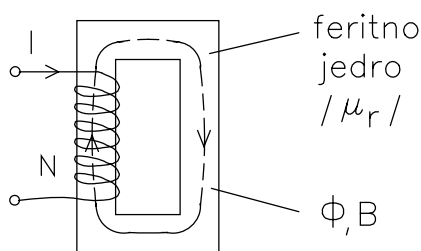
Aplikacije zračnih tuljav

Pred časom so bile zračne tuljave najpogosteje uporabljane v vsem srednjefrekvenčnem področju do 100MHz pa tudi višje. Danes jih nadomeščajo manjše in zato kvalitetnejše tuljave z jedri.

5.3 TULJAVE Z JEDROM

5.3.1 UVOD

Pri tuljavi z jedrom(SI 5.13) vstavimo v navitje in okrog njega magnetno aktivni material tako, da se magnetni fluks v celoti zaključuje po tem materialu. Pokazalo se bo, da ima taka tuljava višjo induktivnost, višjo kvaliteto, višjo temperaturno stabilnost in nižje parazitne komponente R_L , C_L .

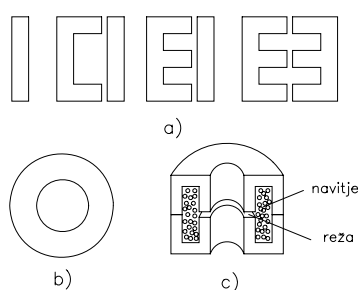


SI 5.13 Tuljava z jedrom

Ustrezni magnetni materiali so največkrat razne keramike na osnovi železovih oksidov, ki jim kratko pravimo **feriti**. Tehnologija izdelave feritnih elementov je zato podobna ostalim keramičnim tehnologijam (gl. pogl. Termistorji!): priprava primerne mešanice kovinskih oksidov ($X\text{Fe}_2\text{O}_4$, kjer je atom X lahko Mg, Cu, Mn ali Ni; ter ZnFe_2O_4), dodajanje veziva, stiskanje paste v kalupe in sintranje.

Po kristalografski zgradbi so feriti polikristaliničen material, torej sestavljeni iz drobnih kristalnih zrn, ki so znotraj posameznega zrna dobro prevodna, meje med posameznimi zrn pa predstavljajo visoke upornosti oz. izolatorske meje. V tej strukturi se skriva eden od razlogov za dobre vf lastnosti teh materialov - vrtničnih tokov v takem materialu praktično ni do zelo visokih frekvenc [MHz] !

Oblike feritnih jeder so raznovrstne, prirejene konkretnim aplikacijam (Sl 5.14).

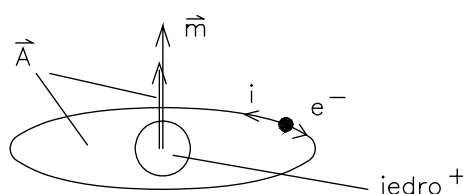


SI 5.14 Struktura feritnih jeder: jedra v obliki črk(a), toroidno jedro(b), feritni lonček(c)

5.3.2 OSNOVNE LASTNOSTI FERITNIH MATERIALOV

V vsaki snovi so vedno, zaradi njene mikroskopske zgradbe, prisotni tudi magnetni dipoli: ko v atomu elektroni krožijo okrog jedra (Sl 5.15), to mikroskopsko gibanje naboja oz. ustrezní električni tok ustvarja nek magnetni dipolni moment

$$\vec{m} = i \vec{A} \quad (5.31)$$



SI 5.15 Magnetni dipolni moment elektrona

V prisotnosti magnetnega polja bo na magnetne dipole deloval nek "urejajoči" navor

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \times \vec{B} \quad (5.32)$$

V nemagnetnih materialih so prispevki teh magnetnih dipolov mikrokompensirani znotraj posameznega atoma ali molekule in magnetnih učinkov navzven ni čutiti. V magnetno aktivnih materialih to ne drži in tak material je sestavljen iz posameznih področij oz. magnetnih domen, znotraj katerih se magnetni dipoli zaradi medsebojnih interakcij uredijo vsi v isto smer (Sl 5.16a). Tudi v tem primeru pa v odsotnosti zunanega magnetnega polja velja, da so smeri urejenosti posameznih domen zastopane z enako verjetnostjo. To ima za posledico medsebojno kompenzacijo učinka domen in magnetnih vplivov takega materiala navzven ni. Pravimo, da material ni magnetiziran, njegova magnetna polarizacija M (magnetni dipolni moment na enoto volumna) pa enaka nič

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_v \vec{m} = 0 \quad (5.33)$$

Če ustvarimo v materialu dovolj visoko magnetno poljsko jakost H , se domene uredijo, magnetni moment celote oz. magnetna polarizacija materiala M ni več enaka nič in s tem se poveča tudi gostota magnetnega fluksa B v materialu. Ker kažejo običajno vsi vektorji v isti smeri, lahko zapišemo enačbe zaradi enostavnosti kar v skalarni obliki

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad (5.34)$$

Ker zveza med M in H pri feritnih materialih ni linearna, srečamo gornjo enačbo največkrat zapisano v eni izmed naslednjih oblik

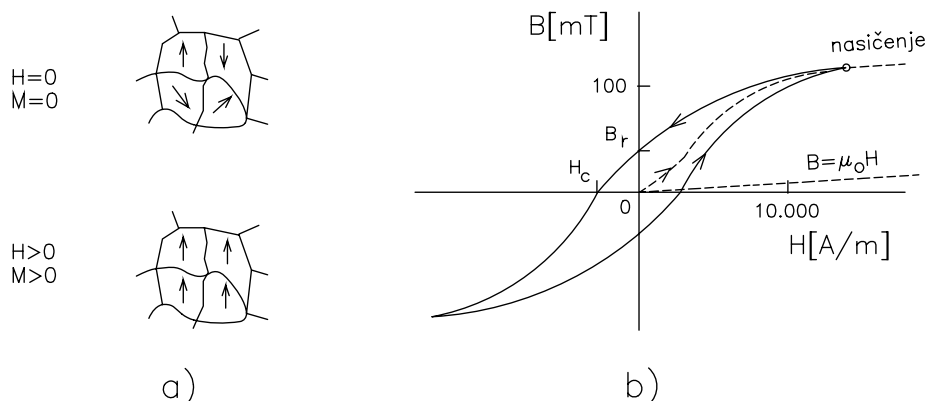
$$B = B(H) = \mu_0 \mu_r(H) H = \mu H \quad (5.35)$$

kjer je relativna permeabilnost μ_r neka nelinearna funkcija magnetne poljske jakosti H .

5.3.3 MAGNETNE ZNAČILNOSTI MAGNETNIH MATERIALOV

Tipična zveza med B in H v magnetnem materialu, imenovana tudi magnetilna krivulja, je prikazana na Sl 5.16b.

Če začnemo z magnetenjem deviškega, nemagnetiziranega materiala, se gibljemo po tako imenovani deviški krivulji, označeni črtkano na Sl 5.16b. V bližini izhodišča je ta krivulja še linearna in razmere reverzibilne, se pravi, da se v primeru zmanjševanja polja vračamo po isti poti. Pri večjih poljih postane deviška krivulja nelinearna, razmere pa ireverzibilne: če se magnetna poljska jakost izmenično spreminja, potuje delovna točka po magnetilni krivulji (polno izvlečena krivulja na Sl 5.16b).



SI 5.16 Urejenost dipolov v magnetnem materialu(a) in magnetilna krivulja(b)

Magnetno poljsko jakost torej lahko postavimo na vrednost $H=0$, pa bo še vedno v materialu obstojala ti. remanentna gostota magnetnega pretoka B_r - material se obnaša kot permanentni magnet. To lahko odpravimo samo z dovolj veliko magnetno poljsko jakostjo v nasprotni smeri, ti. koercitivnim H_c , ko se material razmagnetni ($B=0$).

Površina magnetilne krivulje podaja izgubno energijo magnetenja pri enem ciklu oz. obhodu ΔW_m

$$\Delta W_m = V \int_{V \text{ jedra}} H dB \quad (5.36)$$

kjer je V volumen magnetnega materiala. Magnetne izgube oz. moč segrevanja v magnetnem materialu pri izmeničnih signalih frekvence f je torej

$$P = \Delta W_m f \quad (5.37)$$

Površini magnetilne krivulje pravijo včasih tudi histerezna zanka magnetnega materiala. Glede na velikost histerezne zanke ločimo magnetne materiale na mehke in trde.

Mehki magnetni materiali imajo ozko histerezno zanko majhne površine in so zlasti primerni, kadar želimo predvsem nizke magnetne izgube oz. segrevanje (električni stroji, transformatorji itd.). Trdi magnetni materiali imajo široke histerezne zanke velike površine in so zaradi visokih vrednosti B_r , H_c primerni za izdelavo trajnih magnetov.

5.3.4 ZAČETNA PERMEABILNOST

Pri tuljavah s feritnimi jedri so običajno prisotna relativno šibka polja, zato se magnetni material nahaja v področju pod nasičenjem (SI 5.16b). Za karakterizacijo magnetnih lastnosti je tedaj najprimernejša ti. začetna (initial) permeabilnost feritnega materiala μ_i , ki je definirana kot permeabilnost za majhne vrednosti H

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H} \quad (5.38)$$

Srečamo še druge oblike definicije μ_i , npr. lahko definiramo začetno permeabilnost tudi z odvodom

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \Big|_{H=0} \quad (5.39)$$

ali pri majhnih izmeničnih signalih tudi z razmerjem kompleksorjev

$$\mu_i = \frac{1}{\mu_0} \frac{B}{H} \Big|_{H=0} \quad (5.40)$$

Začetna permeabilnost μ_i je eden od osnovnih podatkov za dani feritni material. Proizvajalci merijo in podajajo μ_i za svoje feritne materiale, običajno v odvisnosti od temperature in frekvence.

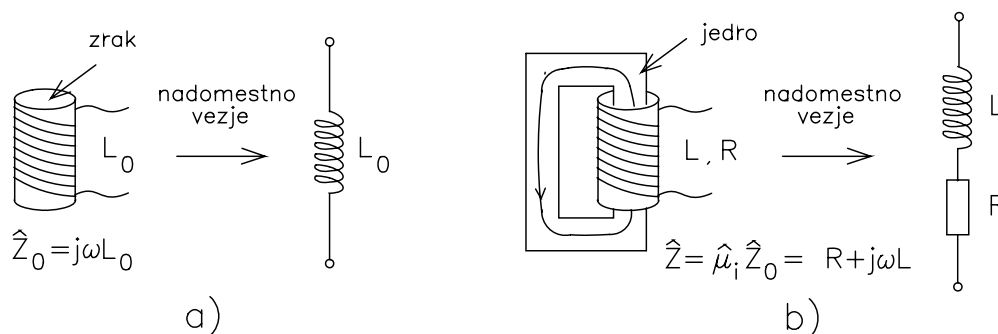
5.3.5 KOMPLEKSNA PERMEABILNOST

Pri višjih frekvencah postane zaradi različnih izgubnih procesov in faznih zakasnitev začetna permeabilnost kompleksnega značaja. Kot se bo izkazalo, realni del kompleksne permeabilnosti podaja povečanje induktivnosti tuljave zaradi dodatka feritnega jedra, imaginarni del pa podaja izgube feritnega jedra.

Kompleksno permeabilnost μ_i zapišemo običajno v naslednji dogovorjeni obliki

$$\mu_i = \mu'_s - j\mu''_s \quad (5.41)$$

Pomen realnega in imaginarnega dela μ'_s oz. μ''_s ugotovimo z obravnavo tuljave brez in z jedrom, kot prikazuje SI 5.17.



SI 5.17 Razmere pri tuljavi brez jedra(a) in z jedrom(b)

Na Sl 5.17a je prikazana najprej tuljava brez jedra. Veličine za ta primer bomo indeksirali z ničlo, npr. induktivnost je v tem primeru L_0 . Ker se bomo v tem poglavju ukvarjali le z izgubami jedra, bomo ostale izgube tuljave (ohmske itd., gl. pogl.2.2.4!) zaenkrat zanemarili in jih dodali kasneje. Zato sestavlja nadomestno vezje tuljave brez jedra le njena osnovna induktivnost L_0 , (Sl 5.17a). Impedanca Z_0 take tuljave je torej

$$Z_0 = j\omega L_0 \quad (5.42)$$

Na Sl 5.17b je prikazana ista tuljava z jedrom. Zaradi dodatka jedra se poveča induktivnost tuljave, zaradi izgub v jedru pa narastejo izgube tuljave,. Novo, povečano vrednost induktivnosti označimo z L , izgube oz. segrevanje jedra pa opišemo z neko efektivno upornostjo tuljave R . Nadomestno vezje tuljave z jedrom je v tem primeru torej serijska vezava induktivnosti L in efektivne upornosti zaradi izgub v jedru R . Impedanca tuljave z jedrom je tedaj

$$Z = R + j\omega L \quad (5.43)$$

Na tem mestu vpeljemo oz. definiramo kompleksno permeabilnost μ_j kot faktor, ki v celoti podaja spremembo impedance tuljave zaradi dodatka jedra. Zato lahko v skladu z en(5.41) pišemo

$$\begin{aligned} Z &= \mu_j Z_0 \\ &= (\mu'_s - j\mu''_s) j\omega L_0 \end{aligned} \quad (5.44)$$

Primerjava realnih in imaginarnih delov gornjih enačb razkrije pomen realnega in imaginarnega dela kompleksne permeabilnosti

$$\begin{aligned} \mu'_s &= \frac{L}{L_0} \\ \mu''_s &= \frac{R}{\omega L_0} = \frac{R}{\omega L} \mu'_s = \mu'_s \operatorname{tg} \delta \end{aligned} \quad (5.45)$$

Realni del kompleksne permeabilnosti μ'_s torej podaja faktor, za katerega se poveča induktivnost tuljave zaradi dodatka feritnega jedra.

Imaginarni del kompleksne permeabilnosti μ''_s posredno podaja izgubni faktor tuljave $\operatorname{tg} \delta$: pri znani vrednosti kompleksne permeabilnosti je izgubni faktor tuljave $\operatorname{tg} \delta$ oz. kvaliteta tuljave Q podana z izrazom

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{Q} = \frac{\mu''_s}{\mu'_s} \quad (5.46)$$

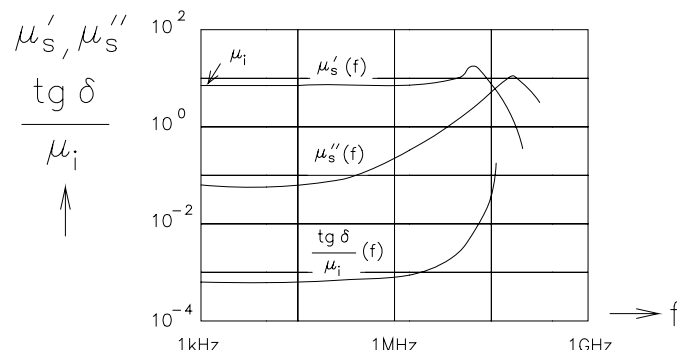
Obratno lahko ob uporabi en(5.45) določimo s podanimi μ'_s , μ''_s lastnosti tuljave zaradi dodatka jedra

$$\begin{aligned} L &= \mu'_s L_0 \\ R &= \mu''_s \omega L_0 \end{aligned} \quad (5.47)$$

5.3.6 NORMALIZIRANE IZGUBE FERITNEGA MATERIALA

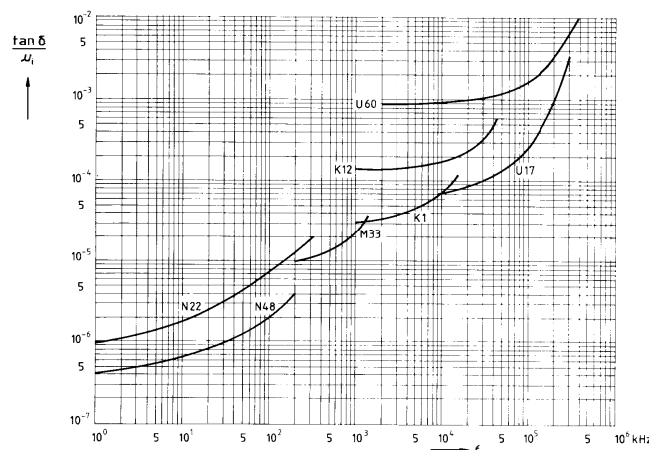
Eden od osnovnih podatkov vsakega feritnega materiala je potek realnega in imaginarnega dela kompleksne permeabilnosti v odvisnosti od frekvence.

Dober feritni material mora imeti veliko začetno permeabilnost μ_i , kar prinese veliko povečanje induktivnosti ter seveda majhne izgube $\tan\delta$! Zato podajajo običajno tovarne zaradi lažje primerjave med različnimi feritnimi materiali kar razmerje $\tan\delta/\mu_i$. Temu razmerju pravimo tudi normalizirane izgube danega feritnega materiala. Frekvenčni potek normaliziranih izgub lahko konstruiramo iz znanih frekvenčnih potekov μ_s' , μ_s'' (SI 5.18) in predstavlja osnovni podatek pri izbiri feritnega materiala.



SI 5.18 Tipičen frekvenčni potek realnega in imaginarnega dela permeabilnosti feritnega materiala ter normalizirane izgube

V priročnikih najdemo običajno diagram normaliziranih izgub $\tan\delta/\mu_i$ za celotno družino feritnih materialov nekega proizvajalca (SI 5.19). Zaradi preglednosti so podane krivulje nekega materiala le v področju, kjer dominira oz. ima od vseh feritnih materialov najnižje normalizirane izgube.



SI 5.19 Diagram normaliziranih izgub za družino feritnih materialov (Siferit/Siemens)

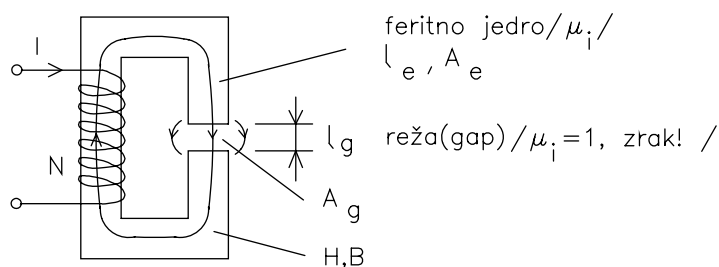
Primer: Izberite najprimernejši feritni material iz družine Siemensovih feritov (SI 5.19) za frekvenčni pas 100kHz - 1MHz !

Rešitev: S pomočjo diagrama normaliziranih izgub na Sl 5.19 ugotovimo, da ima najnižje normalizirane izgube v danem frekvenčnem pasu feritni material z oznako M33 .

5.4 TULJAVE Z JEDROM Z REŽO

5.4.1 UVOD

Mnoga feritna jedra imajo v svoji strukturi zračno režo (gap), kot prikazuje sl.20. To ima za posledico sicer zmanjšanje induktivnosti, vendar, kot bomo videli, prinese tudi izboljšavo nekaterih lastnosti take tuljave (manjši temperaturni koeficient, nižje izgube tuljave).



SI 5.20 Struktura jedra z režo

5.4.2 INDUKTIVNOST TULJAVE Z JEDROM Z REŽO

Magnetni pretok v jedru z režo lahko določimo s pomočjo analogije Ohmovega zakona za magnetiko ($U = I \Sigma R_{\Omega}$ oz. $\theta_m = \phi \Sigma R_m$)

$$\theta_m = \phi \sum_j R_{mj} = NI \quad (5.48)$$

kjer gre vsota magnetnih upornosti oz. reluktanc R_m po zaključeni poti po celotnem jedru, NI pa predstavlja število obkroženih amperovojev.

Če je jedro sestavljeno iz posameznih magnetnih področij konstantnega preseka A , konstantne permeabilnosti μ in dolžine l , lahko pišemo ($R_m = l/\mu A$)

$$\phi = \frac{NI}{\sum_j \frac{l_j}{\mu_j A_j}} \quad (5.49)$$

Proizvajalci največkrat merijo in podajajo za svoja jedra le dva podatka, C_1 in C_2 faktorja jedra, s katerima je jedro v celoti opisano in ki omogočata enotno obravnavo jeder različnih oblik.

Podajmo najprej definiciji za C_1 in C_2 faktor jedra

$$C_1 = \frac{l_e}{A_e} = \sum_j \frac{l_j}{A_j}$$

$$C_2 = \frac{l_e}{A_e^2} = \sum_j \frac{l_j}{A_j^2}$$

kjer je l_e efektivna dolžina jedra, A_e pa njegov efektivni presek. Tretji osnovni parameter jedra, efektivni volumen jedra V_e , je definiran z izrazom

$$V_e = l_e A_e \quad (5.50)$$

Hitro lahko pokažemo, da je jedro s podanima faktorjema C_1 in C_2 jedra že v celoti opisano. Določitev osnovnih parametrov jedra l_e , A_e in V_e je direktna: če C_1 delimo s C_2 , dobimo A_e , nato iz enačbe za C_1 dobimo l_e , V_e pa nato izračunamo po definiciji. Torej

$$A_e = \frac{C_1}{C_2}$$

$$l_e = C_1 A_e = \frac{C_1^2}{C_2} \quad (5.51)$$

$$V_e = l_e A_e = \frac{C_1^3}{C_2^2}$$

S pomočjo zapisanih izrazov lahko izračunamo induktivnost tuljave z jedrom, najprej brez reže. V tem primeru imamo torej opravka le z eno samo permeabilnostjo $\mu_i = \text{const}$, ki jo lahko zato iz vsote reluktanc izpostavimo

$$L = \frac{N\phi}{I} = \frac{N^2}{\sum_j \frac{l_j}{\mu_j A_j}} =$$

$$= \mu_0 \mu_i \frac{N^2}{\sum_j \frac{l_j}{A_j}} = \mu_0 \frac{N^2}{\frac{l_e}{\mu_i A_e}} = \mu_0 \mu_i \frac{N^2}{C_1} \quad (5.52)$$

Induktivnost pri jedru z režo izračunamo podobno, le upoštevati je treba, da imamo sedaj na magnetni poti še zračno režo, kjer je $\mu_i = 1$! Zato razdelimo vsoto reluktanc na dva prispevka, po reži in po preostalem jedru

$$\begin{aligned}
L &= \frac{N\phi}{I} = \frac{N^2}{\sum_j \frac{l_j}{\mu_j A_j}} = \\
&= \mu_0 \frac{N^2}{\sum_j \frac{l_j}{\mu_{ij} A_j}} = \mu_0 \frac{N^2}{\frac{l_g}{A_g} + \frac{l_e - l_g}{\mu_i A_e}}
\end{aligned} \tag{5.53}$$

Jedro z režo pogosto opisujemo formalno na enak način kot jedro brez reže, razlike pa skrijemo v ti. efektivno permeabilnost jedra z režo μ_e . Torej

$$L = \mu_0 \mu_e \frac{N^2}{C_l} \tag{5.54}$$

Primerjava obeh izrazov za induktivnost jedra z režo omogoči izračun efektivne permeabilnosti μ_e

$$\mu_e = \frac{C_l}{\frac{l_g}{A_g} + \frac{l_e - l_g}{\mu_i A_e}} \tag{5.55}$$

Ker je širina reže običajno mnogo manjša od ostalih dimenzij jedra ($l_g \ll l_e$), presek reže pa približno enak preseku jedra ($A_g \sim A_e$), lahko gornji izraz še poenostavimo

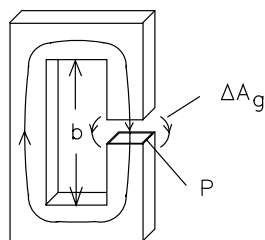
$$\begin{aligned}
\mu_e &= \frac{\frac{l_e}{A_e}}{\frac{l_g}{A_g} + \frac{l_e}{\mu_i A_e}} = \\
&= \frac{l_e}{l_e + \mu_i l_g} \mu_i = \frac{l}{l + \frac{l_g}{l_e} \mu_i} \mu_i
\end{aligned} \tag{5.56}$$

Kontrola pokaže, da v primeru $l_g \rightarrow 0$ limitira $\mu_e \rightarrow \mu_i$, sicer pa vedno velja $\mu_e < \mu_i$. Efektivna permeabilnost μ_e je torej vedno le manjša od začetne μ_i in to tem bolj, čim širša je reža.

Pri dosedanji obravnavi je bilo zanemarjeno dejstvo, da so v resnici silnice magnetnega polja v reži nekoliko razprte (Sl 5.21) in posledica je večji efektivni presek reže. To povečanje preseka reže ΔA_g , ki ga moramo prišteti geometrijskemu preseku jedra A_g , lahko ocenimo s pomočjo naslednjega izraza

$$\Delta A_g = \left[0.241 + \frac{l}{\pi} \ln\left(\frac{b}{l_g}\right) \right] P l_g \tag{5.57}$$

kjer je (Sl 5.21) A_g geometrijski presek stebra z režo, P njegov obseg, b pa njegova notranja višina.



SI 5.21 Razprtje silnic v reži jedra

5.4.3 FAKTOR INDUKTIVNOSTI

S stališča uporabnika je zaradi hitrejšje in zanesljivejše določitve induktivnosti jedra z režo pri določenem številu ovojev ugodna vpeljava faktorja induktivnosti A_L z enačbo

$$L = A_L N^2 \quad (5.58)$$

Faktor induktivnosti A_L je odvisen od snovno-geometrijskih lastnosti jedra, kot sledi iz primerjave z izpeljanim izrazom za induktivnost

$$A_L = \frac{\mu_0 \mu_e}{\sum \frac{l_j}{A_j}} = \frac{\mu_0 \mu_e}{C_l} \quad (5.59)$$

Faktor induktivnosti A_L predstavlja induktivnost na enoto ovoja. Tovarne podajajo v katalogih za vsak tip jedra (oblika, dimenzije, material, reža) pripadajoči faktor induktivnosti. Proizvajalci običajno na dani feritni lonček enostavno natisnejo številčno vrednost faktorja induktivnosti v dogovorjeni enoti [nH].

S pomočjo podanega faktorja induktivnosti lahko torej takoj določimo za dano jedro potrebno število ovojev N , da bo tuljava imela predpisano induktivnost L

$$N = \sqrt{\frac{L}{A_L}} \quad (5.60)$$

Primer: Določite potrebno število ovojev, da bo tuljava imela induktivnost 1000mH ! Na feritnem lončku je zapisana številka 100.

Rešitev: Številka na lončku podaja faktor induktivnosti v [nH]: $A_L = 100 \text{ nH}$! Potrebno število ovojev je torej

$$N = \sqrt{\frac{L}{A_L}} = \sqrt{\frac{10^6 \text{ nH}}{100 \text{ nH}}} = \underline{100 \text{ ov.}} \quad (5.61)$$

Včasih je namesto faktorja induktivnosti podan faktor ovojev α , ki predstavlja potrebno število ovojev, da bo tuljava imela induktivnost 1 mH ! Induktivnost je torej v tem primeru določena z izrazom

$$L[mH] = \frac{1}{\alpha^2} N^2 \quad (5.62)$$

Velja tudi obratno, potrebno število ovojev za dano induktivnost je določeno z izrazom

$$N = \alpha \sqrt{L[mH]} \quad (5.63)$$

5.4.4 FAKTOR UPORNOSTI

Analogno faktorju induktivnosti A_L podaja faktor upornosti A_R tuljavnika vrednost ohmske upornosti bakrenega navitja danega tuljavnika na enoto ovoja.

Ohmska upornost tuljave na danem tuljavniku s faktorjem upornosti A_R in številom ovojev N je torej

$$R[\Omega] = A_R N^2 \quad (5.64)$$

Izpeljava izraza za A_R poteka po podobni poti kot je bilo to prikazano pri ocenitvi ohmske upornosti navitja tuljave. Rezultat se glasi

$$A_R = \rho_{Cu} \frac{\pi D_{sr}}{b l k_{Cu} \cos \varphi} \quad (5.65)$$

kjer je k_{Cu} polnilni faktor zaradi neidealne napolnitve tuljavnika z bakreno žico okroglega preseka (tipično 0.5), ostale količine pa imajo enak pomen kot v omenjeni izpeljavi.

Faktor upornosti je v katalogu podana konstanta za določeno vrsto tuljavnika, ki služi za hiter in enostaven izračun ohmske upornosti dane tuljave. Pri projektiranju tuljave ga uporabljamo tudi za hitro določitev maksimalnega dopustnega števila ovojev, da upornost tuljave ni prevelika oz. njena kvaliteta premajhna ($Q = \omega L/R$).

5.4.5 ČASOVNO UPADANJE INDUKTIVNOSTI

Permeabilnost feritnih jeder med dolgotrajnim delovanjem, od trenutka nastanka feritnega materiala v tovarni, počasi toda stalno s časom upada. Posledica tega je tudi časovno upadanje induktivnosti tuljav s jedrom. Vzrok temu pojavu tiči v razureditvi (desakomodaciji) magnetnih dipolov materiala zaradi raznih mehanskih, temperaturnih in drugih vplivov med dolgotrajnim delovanjem.

S poskusi so ugotovili, da po nekem začetnem prehodnem obdobju od nastanka feritnega materiala (tipično $\sim 1^h$) relativna sprememba permeabilnosti $\Delta\mu/\mu$ linearno upada s časom t v logaritmskem merilu (Sl 5.22).

Vrednosti začetne permeabilnosti ob dveh različnih časih $\mu_{i1} > \mu_{i2}$, ki pripadata časoma $t_1 < t_2$, so tedaj povezane z izrazom

$$\frac{\mu_{i1} - \mu_{i2}}{\mu_i} L = d \log \frac{t_2}{t_1} \quad (5.66)$$

kjer je d desakomodacijski koeficient.

1. Jedro brez reže : ker je induktivnost tuljave z jedrom L proporcionalna permeabilnosti jedra, bo tudi induktivnost tuljave podobno upadala s časom. V primeru jedra brez reže, ko je jedro opisano z začetno permeabilnostjo danega feritnega materiala, bo zato časovno upadanje induktivnosti podano kar z enakim izrazom kot prej

$$\frac{L_1 - L_2}{L_1} = d \log \frac{t_2}{t_1} \quad (5.67)$$

2. Jedro z režo : v primeru jedra z zračno režo se izkaže v splošnem, da so zaradi velike stabilnosti kot tudi vplivnosti materiala v reži (zrak!) vsa spreminjanja lastnosti tuljave zreducirajo v razmerju

$$\frac{\mu_e}{\mu_i} \quad (5.68)$$

Zato je časovno upadanje induktivnosti tudi pri jedru z režo podano z gornjo časovno odvisnostjo, le da se zaradi omenjenega stabilizacijskega učinka zraka v reži spremembe induktivnosti zmanjšajo za faktor μ_e/μ_i

$$\frac{L_1 - L_2}{L_1} = \frac{\mu_e}{\mu_i} d \log \frac{t_2}{t_1} \quad (5.69)$$

Gornjo enačbo srečamo pogosto zapisano tudi v obliki

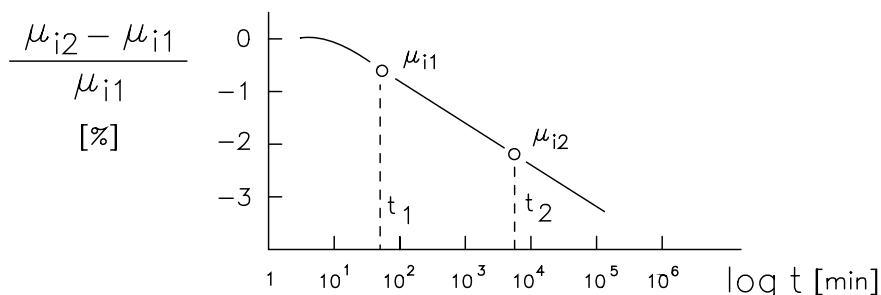
$$\frac{L_1 - L_2}{L_1} = DF \mu_e \log \frac{t_2}{t_1} \quad (5.70)$$

kjer je $D_F = d/\mu_i$ desakomodacijski faktor feritnega materiala. S pomočjo zapisanih enačb lahko hitro ocenimo dolgoročne časovne spremembe oz. upadanje induktivnosti tuljav z jedrom, kot prikazuje naslednji primer.

Primer: Feritni lonček z režo s podatki $\mu_e = 16$, $D_F \sim 350 \cdot 10^{-6}$ je bil dan v obratovanje po času $t_1 = 5$ tednov od nastanka. Za koliko % bo upadla induktivnost tuljave s tem jedrom po času delovanja $t_2 = 10$ let ?

Rešitev: V skladu s podano enačbo izračunamo (10let~500tednov)

$$\frac{\Delta L}{L} = DF \mu_e \log \frac{t_2}{t_1} = 350 \cdot 10^{-6} \cdot 16 \cdot \log \frac{500}{5} \cong 0,011 = \underline{1,1\%} \quad (5.71)$$



SI 5.22 Tipično upadanje permeabilnosti jedra s časom

5.4.6 MAGNETNE IZGUBE PRI JEDRIH Z REŽO

Magnetne izgube feritnega jedra brez reže $\text{tg}\delta$ so bile obravnavane v pogl.3.5. če v tako jedro vpeljemo zračno režo, ki je zelo majhno a zelo vplivno področje v jedru, se bodo izgube takega jedra zaradi nizkih izgub zraka v reži znatno zmanjšale. čim večja je reža, tem večji je ta efekt! Izkaže se, da se izgube jedra z režo pomanjšajo v primerjavi z izgubami jedra brez reže kar v razmerju obeh permeabilnosti

$$\frac{\mu_e}{\mu_i} \quad (5.72)$$

Izgube jedra z režo označimo, v analogiji s permeabilnostjo takega jedra μ_e , kot efektivne izgube v magnetnem materialu jedra z režo $\text{tg}\delta_e$. Zaradi omenjene recipročnosti izgub z velikostjo reže velja naslednja linearna zveza

$$\frac{\text{tg}\delta_e}{\text{tg}\delta} = \frac{\mu_e}{\mu_i} \quad (5.73)$$

kjer je kot običajno μ_i začetna permeabilnost magnetnega materiala oz. jedra brez reže, μ_e pa efektivna permeabilnost jedra z režo.

To zvezo srečamo zapisano včasih tudi v obliki z normaliziranimi izgubami $\text{tg}\delta / \mu_i$

$$\frac{\text{tg}\delta_e}{\mu_e} = \frac{\text{tg}\delta}{\mu_i} \quad (5.74)$$

Izgube jedra z režo $\text{tg}\delta_e$ pri neki frekvenci f torej lahko določimo kar s pomočjo odčitka v diagramu normaliziranih izgub $\text{tg}\delta/\mu_i(f)$ materiala brez reže

$$\text{tg}\delta_e(f) = \left[\frac{\text{tg}\delta}{\mu_i}(f) \right] \mu_e \quad (5.75)$$

Ker je vedno $\mu_e < \mu_i$, se torej zaradi vpeljave reže v nekem jedru izgube vedno le pomanjšajo oz. kvaliteta tuljave Q le naraste !

5.4.7 CELOTNE IZGUBE TULJAVE Z JEDROM Z REŽO

Celotne izgube tuljave $\text{tg}\delta$ oz. njena kvaliteta Q so določeni z vsoto vseh izgubnih prispevkov. Pri tuljavah z jedrom z režo običajno zadostuje, da upoštevamo le dva najvplivnejša člena, ohmske izgube $\text{tg}\delta_\Omega$ zaradi ohmskih upornosti navitja in efektivne izgube feritnega jedra $\text{tg}\delta_e$

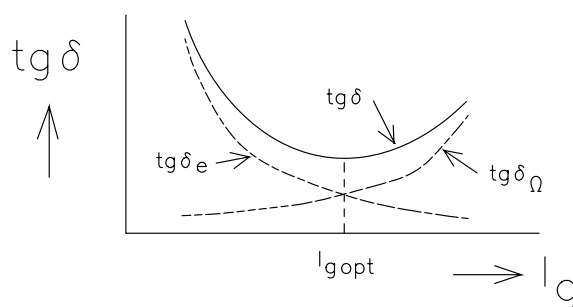
$$\text{tg}\delta = \frac{I}{Q} = \text{tg}\delta_\Omega + \text{tg}\delta_e \quad (5.76)$$

V praksi je važna odvisnost izgub od širine reže in s tem povezana optimalna širina reže za dani primer. Tipično odvisnost izgub tuljave od širine reže prikazuje Sl 5.23.

Ohmske izgube s širino reže rastejo (Sl 5.23), ker moramo zaradi naraščajoče reže in zato upadajoče induktivnosti povečevati število ovojev N , da ohranimo zahtevano induktivnost; večje število ovojev pa pomeni višjo upornost navitja.

Efektivne izgube v feritnem materialu $\text{tg}\delta_e$ pa s širino reže upadajo (Sl 5.23), v skladu z upadanjem efektivne permeabilnosti μ_e , kot je bilo pokazano v prejšnjem poglavju.

Vsota obeh prispevkov, ki tvori celotne izgube, bo pri dani tuljavi najnižja in s tem kvaliteta tuljave najvišja, kadar sta oba prispevka med seboj enaka (Sl 5.23). Ustrezni širini reže pravimo optimalna širina reže $l_{g\text{opt}}$ dane tuljave z jedrom z režo. Pravilen projekt tuljave mora zagotoviti širino reže v bližini optimalne vrednosti !



SI 5.23 Odvisnost izgub tuljave od širine reže

5.4.8 TEMPERATURNI KOEFICIENT INDUKTIVNOSTI

Obravnavo bomo razdelili na dva primera, na primer jedra brez reže in primer jedra z režo.

1. Tuljava z jedrom brez reže

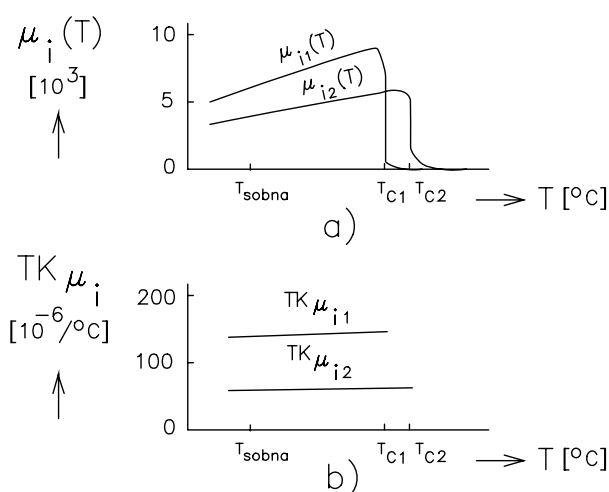
Temperaturna odvisnost induktivnosti tuljave z jedrom brez reže $L(T)$ je določena predvsem s temperaturno odvisnostjo začetne permeabilnosti magnetnega materiala, ostale temperaturne odvisnosti v izrazu za induktivnost so običajno zanemarljive

$$L(T) = \mu_0 \mu_i(T) \frac{N^2}{C_l} = \mu_0 \mu_i(T) \frac{N^2}{\sum \frac{L_j}{A_j}} \quad (5.77)$$

Temperaturni koeficient induktivnosti je tedaj

$$TK_L = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} = \frac{1}{\mu_i} \frac{d\mu_i}{dT} = TK_{\mu_i} \quad (5.78)$$

Na Sl 5.24a je prikazan tipičen temperaturni potek permeabilnosti za dva feritna materiala, na Sl 5.24b pa ustrezni temperaturni koeficienti induktivnosti tuljave z jedrom brez reže.



Sl 5.24 Tipična temperaturna odvisnost permeabilnosti za dva feritna materiala(a) in ustrezni temperaturni koeficienti(b)

2. Tuljava z jedrom z režo

Če vpeljemo v magnetno jedro režo, pride do stabilizacijskega vpliva materiala v reži (zrak), zato se tudi temperaturne spremembe zmanjšajo, kot vedno v razmerju μ_e/μ_i

$$\frac{\alpha_e}{\alpha} = \frac{\mu_e}{\mu_i} \quad (5.79)$$

kjer predstavlja α_e temperaturni koeficient induktivnosti tuljave z jedrom z režo, α pa podobno v primeru jedra brez reže.

Včasih srečamo to zvezo zapisano tudi v ti. normalizirani obliki (TK je normaliziran z μ)

$$\frac{\alpha_e}{\mu_e} = \frac{\alpha}{\mu_i} \quad (5.80)$$

Temperaturni koeficient je torej pri tuljavi z jedrom z režo podan v obliki

$$\alpha_e = \left(\frac{\alpha}{\mu_i} \right) \mu_e \quad (5.81)$$

kjer je (α/μ_i) normalizirani temperaturni koeficient danega magnetnega materiala in predstavlja osnovni temperaturni podatek za dani magnetni material, ki ga proizvajalec meri pri različnih temperaturah in frekvencah ter podaja v katalogu. Tipične vrednosti (α/μ_i) dobrih feritnih materialov so običajno pozitivne, v intervalu $1 \div 100 \cdot 10^{-6}/K$.

Temperaturno spremembo induktivnosti lahko izkoriščamo tudi za temperaturno kompenzacijo. Zaradi omenjenega običajno pozitivnega temperaturnega koeficienta induktivnosti pride to v poštev le v kombinaciji z reaktancami z negativnim temperaturnim koeficientom (npr. kapacitivnost z negativnim TK_C , npr. v resonančnem krogu za stabilizacijo resonančne frekvence).

Končno omenimo še, da režo izkoriščamo tudi za znižanje izgub tuljave oz. zvišanje kvalitete na zahtevano vrednost (več kasneje pri projektiranju tuljave).

5.5 NAČRTOVANJE TULJAVE Z JEDROM Z REŽO

Osnovne zahteve, ki jih mora neka tuljava v danem vezju izpolnjevati, so običajno:

- predpisana vrednost induktivnosti L
- zahtevana minimalna kvaliteta tuljave Q_{\min}
- predpisana maksimalna dopustna vrednost temperaturnega koeficienta induktivnosti α_{\max}
- frekvenčni pas delovanja $[f_{\min}, f_{\max}]$, v katerem mora tuljava izpolnjevati gornje zahteve
- temperaturno področje delovanja $[T_{\min}, T_{\max}]$, v katerem mora tuljava izpolnjevati gornje zahteve

Postopek načrtovanja tuljave z jedrom z režo razdelimo na naslednje osnovne korake:

1. Izbira feritnega materiala

Feritni material izberemo s pomočjo diagrama normaliziranih izgub $\text{tg}\delta/\mu_i(f)$ za družino feritnih materialov danega proizvajalca (Sl 5.19): na osnovi predpisanega frekvenčnega pasu delovanja $[f_{\min}, f_{\max}]$ izberemo iz tega diagrama tisti feritni material, ki ima v predpisanem frekvenčnem pasu najnižje normalizirane izgube. V primeru obstoja več enakovrednih materialov izvajamo nadaljnjo selekcijo na osnovi predpisanih vrednosti Q_{\min} , α_{\max} in seveda tudi cene materiala.

2. Izbira feritnega lončka in morebitne reže

Najprej pregledamo, če sta predpisana Q , α_e lahko izpolnjena z nekim feritnim lončkom iz izbranega feritnega materiala brez reže. Če to gre, izberemo ustrezni lonček brez reže.

Največkrat v praksi predpisana Q , α_e ne moreta biti dosežena brez reže. V tem primeru se odločimo za feritni lonček z režo. Najprej določimo potrebno efektivno permeabilnost lončka μ_e in s tem posredno potrebno režo. Pri tem izkoristimo v poglavju o temperaturnih koeficientih opisano zmanjševanje temperaturnega koeficienta α_e z naraščajočo širino reže, ki jo za sedanje potrebe obrnemo v obliko

$$\mu_e = \frac{\alpha_e}{\left(\frac{\alpha}{\mu_i}\right)} \quad (5.82)$$

kjer je α_e predpisani temperaturni koeficient in (α/μ_i) normalizirani temperaturni koeficient izbranega feritnega materiala, ki ga določimo s pomočjo kataloga proizvajalca. Nato s pomočjo kataloških podatkov za lončke z različnimi režami izberemo tisti lonček, ki ima vrednost μ_e enako ali manjšo od izračunane. Temperaturni koeficient tuljave bo torej enak ali manjši (boljši) od predpisanega.

Iz kataloških podatkov za izbrani lonček z režo zapišemo za kasneje še njegov faktor induktivnosti A_L .

3. Izbira žice

Pravilna izbira žice je zelo važna za lastnosti tuljave in poteka predvsem v odvisnosti od predpisanega frekvenčnega pasu delovanja. V literaturi obstojajo različni napotki za pravilno izbiro žice. Podajmo napotek za izbiro žice po Philipsu:

- **f < 20kHz** : razmere niso kritične, uporabimo lahko navadno monofilno žico s tanko izolacijo
- **20kHz - 200kHz** : javlja se že kočni(skin) efekt, priporočljiva je izbira pletenic(litz), nad 50kHz naj bodo čile tanjše od 70 μm
- **200kHz - 5MHz** : priporočljive so pletenice, čile naj bodo tanjše od 40 μm
- **f > 5MHz** : priporočljiva je zelo tanka monofilna žica in antikapacitivna navijanja

Končno iz ti. litz- tabel za izbrano tuljavno žico odčitamo še celotni premer žice in njeno upornost na enoto dolžine, običajno na 1m, kar označimo z R_{1m} .

4. Določitev števila ovojev in izbira tuljavnika

Iz znanega faktorja induktivnosti A_L določimo število ovojev N , potrebnih za doseg predpisane induktivnosti L

$$N = \sqrt{\frac{L}{A_L}} \quad (5.83)$$

Za izbrani lonček pregledamo kataloške podatke za pripadajoče tuljavnike in izberemo tistega, ki lahko sprejme potrebno število ovojev izbrane žice. Iz kataloških podatkov za izbrani tuljavnik odčitamo še dolžino povprečnega ovoja l_N .

Na tem mestu lahko v primeru potrebe iz tabel določimo še ustrezen korekturni faktor za vrednost l_N , ker ta podatek točno velja le za maksimalno število ovojev oz. poln tuljavnik.

5. Določitev ohmske upornosti in kvalitete tuljave

Celotno dolžino žice navitja l_{tot} določimo iz števila ovojev in dolžine povprečnega ovoja. Pri tem v praksi dodamo običajno še ocenjeno dolžino izvodov l_{izv} (tipično 10cm)

$$l_{tot} = Nl_N + 2l_{izv} \quad (5.84)$$

Celotna ohmska upornost navitja R_{tot} je določena z upornostjo žice na enoto dolžine R_{1m} in njeno dolžino l_{tot}

$$R_{tot} = R_{1m} l_{tot} \quad (5.85)$$

Kvaliteta tuljave je določena običajno z ohmskimi izgubami, ostale izgube so večinoma zanemarljive. V tem primeru lahko hitro izračunamo kvaliteto tuljave z izrazom

$$Q = \frac{\omega L}{R_{tot}} \quad (5.86)$$

Če je po en(5.86) določena kvaliteta tuljave višja ali enaka od predpisane, je projekt tuljave uspešno zaključen. Če je izračunana vrednost kvalitete nižja od predpisane, jo je potrebno zvišati, kar storimo najlažje z znižanjem ohmske upornosti navitja R_{tot} . To dosežemo z novim izborom debelejšje žice oz. pletenice z večjim številom čil. Pri tem se lahko izkaže, da nova žica ne gre v izbrani tuljavnik in moramo izbrati večjega. Pri tem se lahko primeri, da novi tuljavnik ne gre v izbrani feritni lonček in je treba vzeti večjega. Nato opisani izračun tuljave ponovimo. V primeru, da je predpis kvalitete tuljave z novim izborom izpolnjen, je projekt tuljave zaključen, sicer postopek ponavljamo do končne izpolnitve predpisa glede kvalitete tuljave.

V primeru, ko je potrebno upoštevati tudi magnetne izgube jedra, je postopek enak le izgube oz. kvaliteta je določena z vsoto ustreznih izgubnih prispevkov

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I}{Q} = \frac{R}{\omega L} + \operatorname{tg} \delta_e \quad (5.87)$$

5.6 NAČRTOVANJE TRANSFORMATORJEV

5.6.1 UVOD

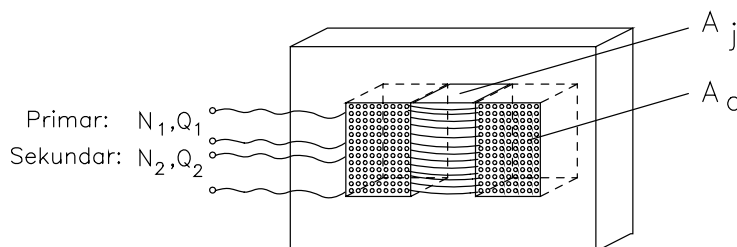
Transformator je sestavljen iz dveh navitij, navitih na skupnem jedru in zato magnetno sklopljenih preko skupnega magnetnega pretoka (SI 5.25).

Lastnosti transformatorja določata zlasti obe navitji ter jedro z danimi snovno-geometrijskimi lastnostmi. Osnovni parametri transformatorja so, v skladu z oznakami na SI 5.25, naslednji:

- geometrijski presek jedra A_j
- geometrijski presek okna A_o
- število ovojev in presek žice vhodnega navitja (primarja) N_1, Q_1
- število ovojev in presek žice izhodnega navitja (sekundarja) N_2, Q_2

Načrtovanje transformatorja mora za zahtevano moč transformatorja določiti optimalne vrednosti osnovnih parametrov. Ogleдали si bomo načrtovanje dveh tipov transformatorjev:

- **omrežni transformator** : v tem primeru je vhodna napetost na primarju sinusna omrežna napetost ($\sim 220\text{V}$, 50Hz)
- **impulzni transformator** : v tem primeru je vhodna napetost na primarju sestavljena iz periodičnih impulzov



SI 5.25 Osnovni parametri transformatorja

5.6.2 NAČRTOVANJE OMREŽNEGA TRANSFORMATORJA

Izhodišče obravnave je enačba za inducirano napetost $v_i(t)$ v nekem navitju z N ovoji, zaradi časovno spremenljivega magnetnega pretoka Φ skozi to navitje

$$v_i = -N \frac{d\phi}{dt} \quad (5.88)$$

Magnetni pretok je določen z gostoto magnetnega pretoka B in z razpoložljivim oz. efektivnim presekom jedra A_{jef}

$$\phi = B A_{jef} \quad (5.89)$$

Efektivni presek jedra A_{jef} je običajno manjši od geometrijskega preseka jedra A_j , gl. Sl 5.25, ker so jedra zaradi zmanjšanja vrtničnih tokov lamelirana oz. sestavljena iz tankih metalnih plasti, medsebojno izoliranih z dielektričnimi plastmi. To zmanjšanje preseka jedra opišemo s polnilnim faktorjem jedra p_j (tipično $p_j = 0.9$)

$$p_j = \frac{A_{jef}}{A_j} \quad \text{oz.} \quad A_{jef} = p_j A_j \quad (5.90)$$

Ob upoštevanju povedanega lahko izraz za inducirano napetost zapišemo v obliki

$$v_i = - N p_j A_j \frac{dB}{dt} \quad (5.91)$$

V primeru omrežnega transformatorja so na vhodu primarja sinusni signali. Zato se vse časovno odvisne količine, tudi $B(t)$, spreminjajo po tem zakonu in lahko pišemo

$$B = B_M \sin \omega t \quad \text{oz.} \quad \frac{dB}{dt} = \omega B_M \cos \omega t \quad (5.92)$$

kjer je B_M amplituda gostote magnetnega pretoka, ω pa krožna frekvenca vhodnih signalov.

Ob upoštevanju povedanega lahko zapišemo naslednji izraz za inducirano napetost

$$v_i = - N p_j A_j \omega B_M \cos \omega t = - V_M \cos \omega t \quad (5.93)$$

kjer je V_M amplituda inducirane napetosti.

Pri omrežnem transformatorju delamo običajno z efektivnimi vrednostmi, ki so pri sinusnih signalih v enostavni zvezi z amplitudami ($V_{ef} = 1/\sqrt{2} V_M$). Namesto krožne frekvence ω delamo običajno s ponavljalno frekvenco f ($f = 2\pi/\omega$). Ob upoštevanju navedenega lahko zapišemo izraz za efektivno vrednost inducirane napetosti

$$V_{ef1,2} = 4.44 N_{1,2} f B_M p_j A_j \quad (5.94)$$

kjer je N_1 , V_{ef1} število ovojev in efektivna napetost primarja ter N_2 , V_{ef2} število ovojev in efektivna napetost sekundarja.

Kot prikazuje Sl 5.25, navitja zaradi nepopolnega zlaganja žice okroglega preseka, včasih pa še dodatno zaradi premajhnega števila ovojev, praktično nikoli v celoti ne zapolnijo površine okna. To opišemo s polnilnim faktorjem okna p_o , ki je definiran kot razmerje med efektivnim presekom okna A_{oef} - z bakreno žico zasedeni del preseka okna, torej enostavno podan z izrazom ($N_1 Q_1 + N_2 Q_2$) - in med geometrijskim presekom okna A_o na Sl 5.25

$$p_o = \frac{A_{oef}}{A_o} \quad (5.95)$$

Tipične vrednosti polnilnega faktorja okna p_o se gibljejo pri omrežnih transformatorjih okrog 0.3÷0.5 .

Efektivni presek okna torej lahko izrazimo v obliki

$$A_{oef} = p_o A_o = N_1 Q_1 + N_2 Q_2 \quad (5.96)$$

Pri dobro projektiranem transformatorju mora teči v vseh navitjih ista, optimalna efektivna gostota toka j_{ef}

$$j_{ef} = \frac{I_{1ef}}{Q_1} = \frac{I_{2ef}}{Q_2} \quad (5.97)$$

Za kasnejše potrebe iz gornjih enačb izrazimo preseke

$$Q_1 = \frac{I_{ef1}}{j_{ef}} \quad , \quad Q_2 = \frac{I_{ef2}}{j_{ef}} \quad (5.98)$$

Z združitvijo gornjih enačb pridemo do naslednje zveze, ki jo bomo uporabili kasneje

$$j_{ef} p_o A_o = N_1 I_{ef1} + N_2 I_{ef2} \quad (5.99)$$

Pri idealnem transformatorju brez izgub se moč iz primarja P_1 prenaša brez izgub prenaša v moč sekundarja P_2 , zato velja

$$P_1 = I_{ef1} V_{ef1} = P_2 = I_{ef2} V_{ef2} \quad (5.100)$$

Celotna moč transformatorja, ki je definirana kot vsota vseh moči v transformatorju ΣP , je v tem primeru torej

$$\begin{aligned} \Sigma P &= P_1 + P_2 = I_{ef1} V_{ef1} + I_{ef2} V_{ef2} \\ &= 4.44 f B_M p_j A_j (N_1 I_{ef1} + N_2 I_{ef2}) \end{aligned} \quad (5.101)$$

Ob upoštevanju en(5.99) sledi končni izraz za celotno moč transformatorja v odvisnosti od osnovnih parametrov

$$\Sigma P = 4.44 f B_M p_j A_j j_{ef} p_o A_o \quad (5.102)$$

Pri načrtovanju transformatorjev nas običajno zanima rešitev problema v obratni smeri: kakšni so potrebni preseki jedra in okna A_j , A_o v odvisnosti od zahtevane moči transformatorja in ostalih parametrov ? V ta namen najprej iz gornje enačbe izrazimo preseke A_j A_o

$$A_o A_j = \frac{\Sigma P}{4.44 f B_M p_j p_o j_{ef}} \quad (5.103)$$

Ker so dimenzije transformatorskih jeter standardizirane, so preseki A_j , A_o med seboj povezani. Primer takega standardiziranega jedra je prikazan na SI 5.26. Za tako standardizirano obliko jedra hitro ugotovimo naslednje zveze

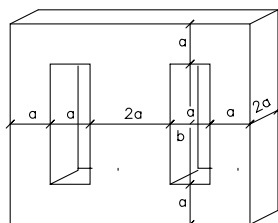
$$\begin{aligned} A_j &= 2a \times 2a = 4a^2 \\ A_o &= a \times 3a = 3a^2 \end{aligned} \quad (5.104)$$

Če delimo enačbi med seboj, ugotovimo naslednjo zvezo med obema presekom pri standardiziranem jedru

$$A_o = \frac{3}{4} A_j \quad (5.105)$$

Če to zvezo upoštevamo v gornji enačbi za preseke, pridemo do končnega izraza za preseke jedra in okna v odvisnosti od moči transformatorja in ostalih parametrov

$$\begin{aligned} A_j &= \sqrt{\frac{\Sigma P}{3.33 f B_M p_j p_o j_{ef}}} \\ A_o &= \frac{3}{4} A_j \end{aligned} \quad (5.106)$$



SI 5.26 Primer standardiziranega jedra ($b = 3a$)

Če vstavimo v en(5.106) tipične vrednosti parametrov, kot jih srečamo pri omrežnem transformatorju ($f = 50\text{Hz}$, $B_M = 1\text{T}$, $p_j = 0.9$, $p_o = 0.3$, $j_{ef} = 2\text{A/mm}^2$), dobimo znane izraze za preseke jedra in okna

$$A_j [\text{cm}^2] = 1.05 \sqrt{\Sigma P [\text{W}]} \cong \sqrt{\Sigma P [\text{W}]} \quad , \quad A_o = \frac{3}{4} A_j \quad (5.107)$$

Določitev potrebnega števila obojev primarja in sekundarja izpeljemo s pomočjo izraza za inducirano napetost

$$N_{1,2} = \frac{V_{ef1,2}}{4.44 f B_M p_j A_j} \quad (5.108)$$

Če vstavimo še omenjene tipične vrednosti za f , B_M in p_j , kot jih srečamo pri omrežnem transformatorju, dobimo končni izraz za število obojev primarja in sekundarja

$$N_{1,2} = 50 \frac{V_{ef1,2} [V]}{A_j [cm^2]} \quad (5.109)$$

Transformator z izgubami

Dosedanja obravnava je predpostavljala idealni transformator brez izgub. Izkaže se, da v resničnem transformatorju z izgubami izpeljane enačbe še vedno dovolj dobro veljajo, le povečati je treba preseke jedra in okna A_j , A_o ter število ovojev sekundarja N_2 !

Kot primer si pogledajmo omrežni transformator z izgubami (Loss, L), pri katerem naj npr. velja $L=10\%=0.10$. Pri takem transformatorju moramo torej zaradi izgub dodatno vložiti na primarju $L=10\%$ moči več, torej $L \cdot P_1 = 0.10 P_1$ več. Celotna moč je tedaj (še vedno velja $P_2 \sim P_1$)

$$\Sigma P = P_1 + LP_1 + P_2 = (2 + L)P_1 = 2.10P_1 \quad (5.110)$$

Celotna moč se torej poveča od $2 P_1$ pri transformatorju brez izgub na $(2+L)P_1$ oz. $2.10 P_1$ pri transformatorju z 10% izgubami. Zato se morajo pri transformatorju z izgubami v skladu z izpeljanimi enačbami povečati tudi preseki A_j , A_o in sicer zaradi korenske odvisnosti presekov od celotne moči v našem primeru $L=10\%$ izgub za faktor $L/4 = 2.5\%$

$$\begin{aligned} A_{j,oL} &= \sqrt{\frac{2+L}{2}} A_{j,o} \cong \left(1 + \frac{L}{4}\right) A_{j,o} \\ &= 1.025 A_{j,o} = \underline{A_{j,o} + 2.5\% A_{j,o}} \end{aligned} \quad (5.111)$$

Praktične izkušnje kažejo, da lahko tudi v primeru resničnega transformatorja z izgubami za izračun števila ovojev primarja uporabimo izpeljani izraz brez sprememb, medtem ko je potrebno zaradi izgub v jedru povečati število ovojev sekundarja tipično za 15%. Število ovojev primarja in sekundarja bomo torej pri resničnem transformatorju računali po naslednjih izrazih

$$\begin{aligned} N_1 &= 50 \frac{V_{ef1} [V]}{A_j [cm^2]} \\ N_2 &= 57.5 \frac{V_{ef2} [V]}{A_j [cm^2]} \end{aligned} \quad (5.112)$$

Optimalni preseki žic

Optimalni preseki žic Q so določeni s tokovno gostoto j_{ef} , ki naj bo zaradi enakomerne obremenitve enaka, in seveda optimalna, v vseh navitjih ! Optimalna tokovna gostota je odvisna od materiala žice in izolacije, od zahtevanih maksimalnih temperatur in frekvenc delovanja, od namembnosti (profesionalne naprave - nižje obremenitve oz. večji varnostni faktor) itd. Tipični interval tokovnih gostot je pri bakrenih žicah $1 \div 4 A/mm^2$, medtem ko so najpogosteje vrednosti v praksi za ta material $2 \div 2.5 A/mm^2$.

Tok skozi vsako navitje je podan ali pa ga lahko hitro izračunamo

$$I_{ef1,2} = \frac{P_{1,2}}{V_{ef1,2}} \quad (5.113)$$

Pri znanem toku in izbrani gostoti toka so preseki žic Q oz. premeri D že določeni

$$Q_{1,2} = \frac{\pi D_{1,2}^2}{4} = \frac{I_{ef1,2}}{j_{ef}} \quad (5.114)$$

$$D_{1,2} = \sqrt{\frac{4 I_{ef1,2}}{\pi j_{ef}}} = 1.13 \sqrt{\frac{I_{ef1,2}}{j_{ef}}}$$

Obstojajo tudi priročniki in tabele, s pomočjo katerih lahko izbiramo premer in ostale podatke žice pri različnih vrednostih efektivne tokovne gostote j_{ef} .

Primer: Izvedite izračun omrežnega transformatorja 220V / 100V, 100mA z 10% izgubami ! Tokovna gostota naj bo $2A/mm^2$.

Rešitev : S pomočjo izpeljanih enačb pišemo

$$\Sigma P = (2 + L) P_1 = 2.1 P_1 \cong 2.1 P_2 = 2.1 I_{ef2} V_{ef2} = \underline{21W}$$

$$A_j = \sqrt{\Sigma P} = \sqrt{21} = \underline{4.58 cm^2}$$

$$N_1 = 50 \frac{V_{ef1}}{A_j} = 50 \frac{220}{4.58} = \underline{2400 ov.}$$

$$N_2 = 57.5 \frac{V_{ef2}}{A_j} = 57.5 \frac{100}{4.58} = \underline{1255 ov.}$$

$$P_2 = I_{ef2} V_{ef2} = \underline{10W}$$

$$P_1 = P_2 + LP_2 = \underline{11W}$$

$$I_{ef1} = \frac{P_1}{V_{ef1}} = \frac{11W}{220V} = \underline{50mA}$$

$$D_1 = 1.13 \sqrt{\frac{I_{ef1}}{j_{ef}}} = 1.13 \sqrt{\frac{50 \cdot 10^{-3}}{2}} mm = \underline{0.18mm}$$

$$D_2 = 1.13 \sqrt{\frac{I_{ef2}}{j_{ef}}} = 1.13 \sqrt{\frac{100 \cdot 10^{-3}}{2}} mm = \underline{0.25mm} \quad (5.115)$$

5.6.3 NAČRTOVANJE IMPULZNEGA TRANSFORMATORJA

Pri impulznem transformatorju imamo na vходу primarja periodične impulze nesinusne oblike. Ogleдали si bomo primer pravokotnih impulzov (Sl 5.27a), za druge oblike signalov je postopek analogen. Izpeljava je v določenih korakih enaka kot pri omrežnem transformatorju in je tedaj ne bomo ponavljali.

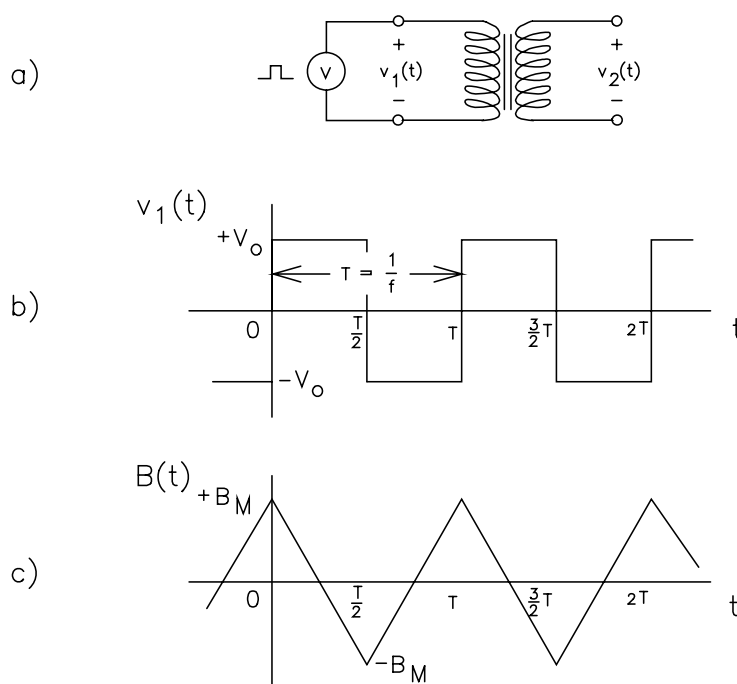
V primeru impulznega transformatorja je potrebno najprej določiti časovni potek gostote magnetnega pretoka $B(t)$. Podobno kot pri omrežnem transformatorju tudi tu velja običajna zveza med napetostjo na navitju in časovnim odvodom gostote magnetnega pretoka

$$v_1(t) = -N \frac{d\phi}{dt} = -N p_j A_j \frac{dB}{dt} \quad (5.116)$$

S pomočjo en(5.116), ob upoštevanju razmer na primarju (Sl 5.27b), lahko izrazimo časovni odvod dB/dt

$$\frac{dB}{dt} = -\frac{v_1(t)}{N_1 p_j A_j} = -\frac{+_{-}V_0}{N_1 p_j A_j} \quad (5.117)$$

Ker ima torej v našem primeru $v_1(t)$ lahko samo vrednosti $\pm V_0$, s pomočjo gornje enačbe ugotovimo, da ima $B(t)$ čagasti časovni potek (Sl 5.27c).



SI 5.27 Razmere na transformatorju(a), časovni potek vhodnih impulzov(b) in gostote magnetnega pretoka(c)

Točen časovni potek $B(t)$ lahko izračunamo s pomočjo integracije gornje enačbe

$$\int_0^t dB = \frac{+V_0}{N_1 p_j A_j} \int_0^t dt \quad (5.118)$$

Na intervalu $[0, T/2]$ ima $v_1(t)$ vrednost $+V_0$ in velja, ob upoštevanju $B(0)=B_M$, kot prikazuje Sl 5.27c

$$B(t) = B_M - \frac{V_0}{N_1 p_j A_j} t \quad (5.119)$$

Za popolno poznavanje časovnega poteka $B(t)$ moramo določiti še amplitudo B_M . To storimo s pomočjo integracije preko intervala $[0, T/2]$ ob upoštevanju simetrije oz. da se pozitivni in negativni prispevki te integracije medsebojno uničijo (Sl 5.27)

$$\begin{aligned} \int_0^{T/2} B(t) dt &= B_M \int_0^{T/2} dt - \frac{V_0}{N_1 p_j A_j} \int_0^{T/2} t dt \\ &= B_M \frac{T}{2} - \frac{V_0}{N_1 p_j A_j} \frac{1}{2} \left(\frac{T}{2} \right)^2 = 0 \end{aligned} \quad (5.120)$$

Če upoštevamo še zvezo med ponavljalno dobo T in ponavljalno frekvenco f ($f = 1/T$) ter en(5.117), lahko pišemo iskani izraz za B_M v obliki

$$B_M = \frac{V_0}{4 N_1 p_j A_j f} = \frac{1}{4 f} \frac{dB}{dt} \quad (5.121)$$

Tako lahko zapišemo izraz za časovni odvod gostote magnetnega pretoka

$$\frac{dB}{dt} = 4 B_M f \quad (5.122)$$

Amplituda gostote magnetnega pretoka B_M je odvisna od lastnosti danega magnetnega materiala jedra - kako visoko ga lahko magnetiziramo, da še ohrani dobre lastnosti (izgube, permeabilnost itd.). Pri običajni transformatorski pločevini znasa tipično $B_M \sim 1T$.

Ker je pri pravokotnih impulzih efektivna vrednost enaka kar amplitudi ($V_{ef} = V_0$), lahko takoj zapišemo izraz za efektivne napetosti. če v enačbi za inducirano napetost upoštevamo izpeljani izraz za dB/dt , dobimo

$$V_{ef1,2} = 4 B_M f p_j A_j N_{1,2} \quad (5.123)$$

Od tu dalje je izpeljava enaka kot pri omrežnem transformatorju in jo zato navajamo v skrajšani obliki. Podobno kot pri omrežnem transformatorju vpeljemo polnilni faktor okna p_o , efektivno gostoto toka itd. Tako pridemo do enakega izraza za celotno moč ΣP

$$\begin{aligned} \Sigma P &= P_1 + P_2 = I_{ef1} V_{ef1} + I_{ef2} V_{ef2} = \\ &= 4 B_M f p_j A_j (N_1 I_{ef1} + N_2 I_{ef2}) = 4 B_M f p_j A_j A_o p_o j_{ef} \end{aligned} \quad (5.124)$$

Običajno nas v praksi zanimajo preseki jedra in okna A_j , A_o v odvisnosti od ostalih parametrov, zato en(5.124) obrnemo

$$A_j A_o = \frac{\Sigma P}{4 B_M f p_j p_o j_{ef}} \quad (5.125)$$

Kot pri omrežnem transformatorju tudi tu vpeljemo standardizirana jedra(Sl 5.26)

$$A_o = \frac{3}{4} A_j \quad \text{oz.} \quad A_j A_o = \frac{3}{4} A_j^2 \quad (5.126)$$

To vodi do končne enačbe za preseke jedra in okna v odvisnosti od moči in ostalih parametrov impulznega transformatorja

$$A_j = \sqrt{\frac{\Sigma P}{3 B_M f p_j p_o j_{ef}}} \quad (5.127)$$

$$A_o = \frac{3}{4} A_j$$

Če vstavimo še tipične vrednosti parametrov, kot jih srečamo pri impulznih transformatorjih ($B_M = 1 \text{ T}$, $p_j = 0.9$, $p_o = 0.3$, $j_{ef} = 2 \text{ A/mm}^2$), dobimo naslednje poenostavljene zveze

$$A_j [\text{cm}^2] = 7.857 \sqrt{\frac{\Sigma P [\text{W}]}{f [\text{Hz}]}} \quad (5.128)$$

$$A_o = \frac{3}{4} A_j$$

Število potrebnih ovojev primarja in sekundarja dobimo iz izrazov za napetosti

$$N_{1,2} = \frac{V_{ef1,2}}{4 B_M f p_j A_j} \quad (5.129)$$

Če vstavimo še tipične vrednosti nastopajočih parametrov, kot je navedeno pri izpeljavi en(5.128), dobimo dalje

$$N_{1,2} = 2770 \frac{V_{ef1,2} [\text{V}]}{f [\text{Hz}] A_j [\text{cm}^2]} \quad (5.130)$$

Tudi korekture zaradi izgub v resničnem impulznem transformatorju ocenimo na enak način kot pri omrežnem transformatorju: iz izgub L enako določimo faktor povečanja presekov jedra in okna za $L/4$, število ovojev primarja pa povečamo za 15% !

REFERENCE

- 1) L.W.Matsch, "CAPACITORS, MAGNETIC CIRCUITS, AND TRANSFORMERS", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, USA, 1964.
- 2) O.Zinke, "Widerstände, Kondensatoren, Spulen und ihre Werkstoffe", Springer-Verlag, Berlin, 1965.
- 3) J.Furlan, osebni zapiski
- 4) N.Keršič, "OSNOVE ELEKTROTEHNIKE II", Fakulteta za elektrotehniko, Ljubljana, 1988.
- 5) M.Kaufman, A.H.Seidman, "HANDBOOK for ELECTRONICS ENGINEERING TECHNICIANS", McGraw-Hill, 1984.
- 6) C.A.Harper, "Handbook of Components for Electronics", McGraw-Hill, USA, 1977.
- 7) C.Kittel, "UVOD U FIZIKU čVRSTOG STANJA", Savremena administracija, Beograd, 1970.
- 8) S.Ristič, "ELEKTRONSKE KOMPONENTE - I. DEO", Univerzitet u Nišu, Niš, 1985.
- 9) č.A.Spasojevič, Z.V.Popovič, "ELEKTROTEHNIČKI I ELEKTRONSKI MATERIJALI", Naučna knjiga, Beograd, 1979.
- 10) ISKRA, Tovarna feritnih materialov, "Elvefer mehkomagnetni feriti/Elvefer Soft Magnetic Ferrites, Ljubljana, 1980/81.
- 11) SIEMENS, "Ferrites and Accessories", Data Book, 1990/91.
- 12) SIEMENS, "Ferrites and Accessories for SMD Transformers and Sets", 1989.
- 13) PHILIPS, "Permanent magnet materials", Components and materials Book C16, 1986.
- 14) PHILIPS, "Ferroxcube potcores, square cores & cross cores", Components and materials Book C4, 1986.
- 15) W.M.Flanagan, "HANDBOOK OF TRANSFORMER APPLICATIONS", McGraw-Hill, USA, 1986.
- 16) J.Hess, "What's New in Ferrites", Siemens Components, 4-5, 1991.
- 17) R.M.White, "Special Issue on Magnetics", Proceedings of the IEEE, Vol.78, No.6, 1990.