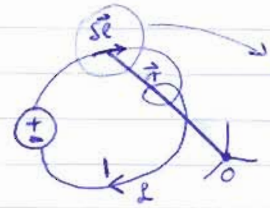
Datum:

OET II

MAGNETOSTATIČNO POLJE

40. Amperov zakon magnetne sile

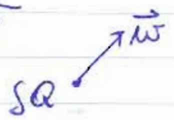
Tokovni element.

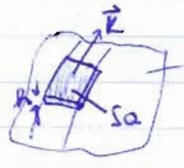


jakost oz. moment tokovnega elementa:

$$I\delta\vec{l} = \delta Q\vec{w} = \vec{J}\delta v = \vec{K}\delta a$$

$\vec{K} \to \vec{J}_h$



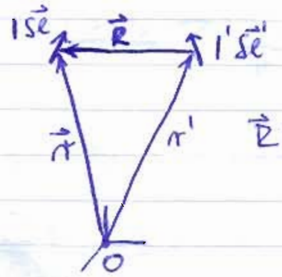


Amperov zakon magnetne sile.

$$\boxed{\delta\vec{F}_m = \frac{\mu_0}{4\pi R^2} I\delta\vec{l} \times \left(I'\delta\vec{l}' \times \frac{\vec{R}}{R}\right)}$$

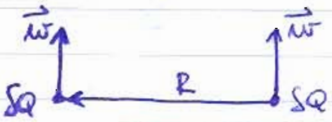
→ Amperova mag. sila na tokovni element $I\delta\vec{l}$

$\delta\vec{F}_m \neq -\delta\vec{F}_m'$



$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$

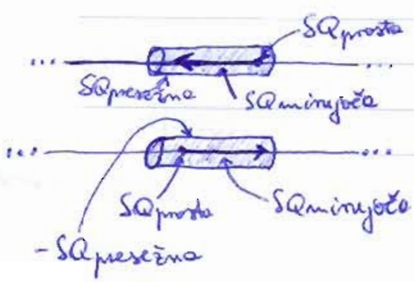
Primerjava Coulombove in Amperove sile.



δF_m je privlačna, δF_e odbojna

$\delta F = \delta F_e + \delta F_m$ je odbojna $\Rightarrow |\delta F_e| > |\delta F_m|$

$$\boxed{\delta F = \delta Q(\vec{E} + \vec{w} \times \vec{B})}$$



$\delta Q_{prosta} + \delta Q_{mirujoča} = 0 \Rightarrow$ za $\vec{F}_e$ je odgovorna $\pm\,\delta Q_{presežna}$ na površju žice

δQ_{prosta} je edina ki ima $\vec{w}$, je odgovorna za F_m

41. Vektor gostote magnetnega pretoka ($\vec{B}$)

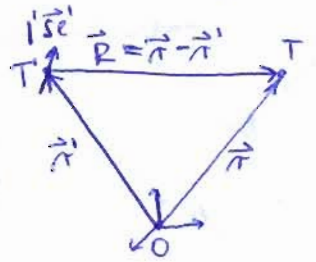
Izhajamo iz Amperovega zakona za časovno konst. enosmerne toke za katere velja brezizvornost $\oiint_A \vec{J}\cdot d\vec{a} = 0$:

$$\delta\vec{F}_m = I\delta\vec{l} \times \left(\frac{\mu_0 I'\delta\vec{l}'\times\vec{R}}{4\pi R^3}\right)$$

tokovnemu elementu $I'\delta\vec{l}'$ pripada v točki T polje $\vec{B}$ (ne glede na prisotnost tok. el. $I\delta\vec{l}$ v tej točki)

Biot-Savartov zakon.

$$\boxed{\delta\vec{B}(T) = \frac{\mu_0 I'\delta\vec{l}'\times\vec{R}}{4\pi R^3}\ [T]}$$



$\Updownarrow$

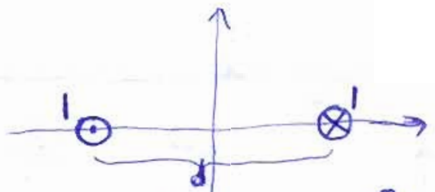
$$\delta\vec{E}(T) = \frac{\delta Q'\vec{R}}{4\pi\varepsilon_0 R^3}\ \left[\frac{V}{m}\right] \qquad I'\delta\vec{l}' = \vec{J}'\delta v' = \vec{K}'\delta a' = \delta Q\vec{w}'$$

$$B(T) = \frac{\mu_0}{4\pi}\sum_{i=1}^{n}\frac{(I'\delta\vec{l}')_i\times\vec{R}_i}{R_i^3}\ ; \quad \vec{R}_i = \vec{r} - \vec{r}_i$$

Integralni Biot-Savartov z.:

$$\boxed{B(T) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_{(vol.)}\frac{\vec{J}(T')\times\vec{R}}{R^3}\,dv'}$$

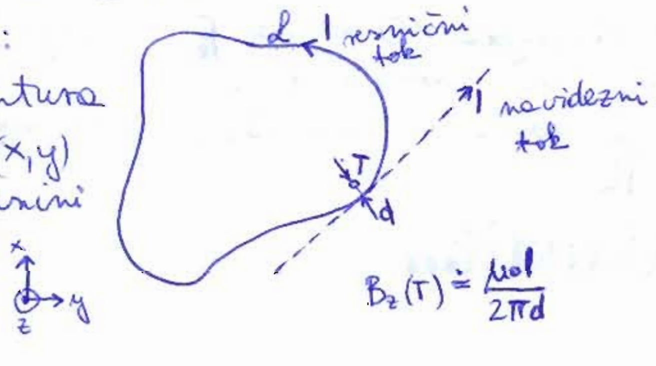
$$\boxed{\delta\vec{F}_m = I\delta\vec{l}\times\vec{B}} = \delta Q\vec{w}\times\vec{B} = \dots$$



Definicija Ampera:

$$f_m = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi d}\ ; \quad I = 1A,\ d = 1m \Rightarrow f_m = \frac{\mu_0}{2\pi} = 2\cdot 10^{-7}\ N/m$$

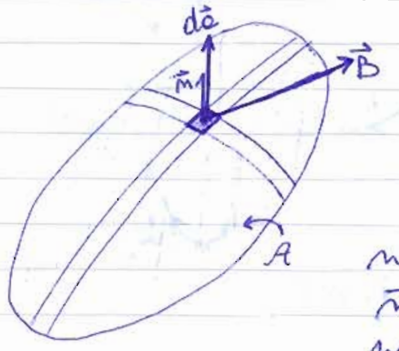
$\mathcal{L}$: kontura v (x,y) ravnini



$$B_z(T) \doteq \frac{\mu_0 I}{2\pi d}$$

Magn. polje v neposredni bližini žice je identično polju ravnega linijskega toka, ki bi tekel vzdolž tangente na konturo $\mathcal{L}$.

42. Magnetni pretok (Φ)



$$\boxed{\Phi_{skozi\ A} = \int_A \vec{B}\cdot d\vec{a}} \quad [Vs = Wb]$$

Če nas zanima pretok v nasprotni smeri je potrebno normalo $\vec{n}$ obrniti v $-\vec{n}$ ⇒ številska vredn. pretoka bo nasprotnega predznaka.

43. Neizvornost magnetnega polja

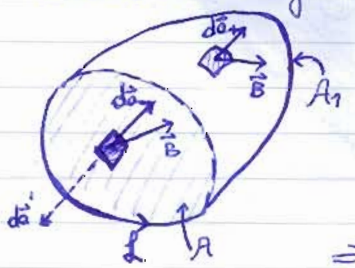
= Gaussov stavek polja $\vec{B}$: $\oint_A \vec{B}\cdot d\vec{a} = ?$

$\boxed{\oint_A \vec{B}\cdot d\vec{a} = 0}$ ⇒ III. Maxwellova enačba:

Magnetno polje $\vec{B}$ je brezizvorno (neizvorno).

Posledica neizvornosti magnetnega pretoka.

Na konturo L napnimo opni A_1 in A (smer ploskve glede na konturo določimo s pomočjo desnosučnega vijaka).



$$\Phi = \int_A \vec{B}\cdot d\vec{a} \qquad \Phi_1 = \int_{A_1} \vec{B}\cdot d\vec{a}_1$$

A in A_1 tvorita zaključeno ploskev ⇒ uporabimo brezizvornost.

$$\int_A \vec{B}\cdot d\vec{a}' + \int_{A_1} \vec{B}\cdot d\vec{a}_1 = -\int_A \vec{B}\cdot d\vec{a} + \int_{A_1} \vec{B}\cdot d\vec{a}_1 = 0$$

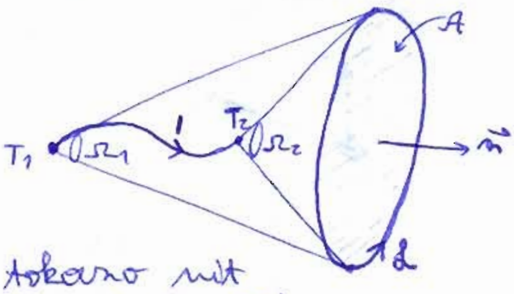
$$\Phi_1 = \Phi$$

Torej je fluks skozi katerokoli ploskev (opno) napeto na L neodvisen od oblike opne. Pretok ni odvisen od ploskve, ampak od konture, na katero je ploskev napeta.

44. Vrtinčnost magn. polja

= Stokesov stavek vektorja $\vec{B}$

$$\boxed{\oint_{L} \vec{B}\cdot d\vec{l} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\left(\Omega_2 - \Omega_1\right)}$$



Vrtinčnost $\vec{B}$-ja za nesklenjeno tokovno nit (med T_1 in T_2)

Vrtinčnost magnetnega polja sklenjenih tokov.

$$\boxed{\oint_{L} \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{skozi } A}}$$

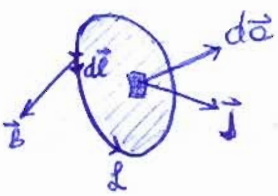
$$\oint_{L} \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0(2I - I) = \mu_0 I$$

vsota tokov, ki opno zanke L prestopajo v pozitivnem smislu

$$I_{\text{skozi } A} = I_{\text{"skozi } L\text{"}} = \int_{A} \vec{J}\cdot d\vec{a}$$

$$\downarrow$$

$$\boxed{\oint_{L} \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 \int_{A} \vec{J}\cdot d\vec{a}}$$



Datum:

45. SILE in delo magn. polja

Gibalna enačba za gibanje delca v vakuumu ob prisotnosti $\vec{E}$ in $\vec{B}$:

$$-m\dot{\vec{w}} + \delta Q(\vec{E} + \vec{w} \times \vec{B}) = 0$$

1.) Gibanje delca v hom. el. polju:

$$\dot{\vec{w}} = \frac{\delta Q}{\delta m}\vec{E}$$

Dobljeno gibanje je v smeri začetne hitrosti enakomerno, v smeri el. polja pa pospešeno; trajektorija je parabola.

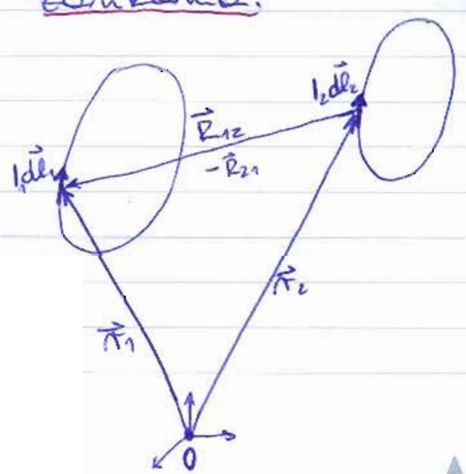
2.) Gibanje delca v hom. magn. polju:

$$\dot{\vec{w}} = \frac{\delta Q}{\delta m}(\vec{w} \times \vec{B})$$

absolutna vredn. hitrosti se ohranja, magn. sila je $\perp$ na $\vec{B}$ in na $\vec{w}_\perp$ (glede na $\vec{B}$);

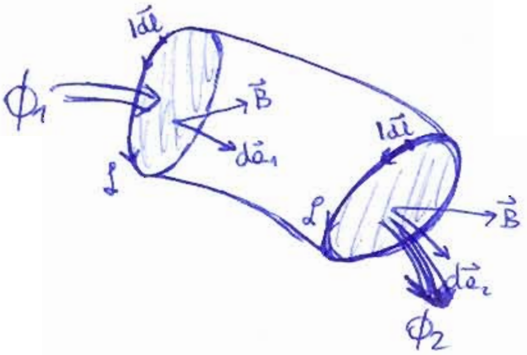
delec enakomerno kroži z radialnim pospeškom $\dot{\vec{w}}_\perp$, po drugi strani pa se zaradi $\vec{w}_\parallel$ giblje enakomerno $\Rightarrow$ tir je spirala

Vzajemnost magn. sil med dvema togima tokovnima zankama.



$\vec{F}_{m1}^{(2)} + \vec{F}_{m2}^{(1)} = \vec{0}$ – medsebojni magnetni sili med togima tokovnima zankama sta vzajemni.

Delo magn. sil.



$$\boxed{A_m = I(\Phi_2 - \Phi_1)}$$

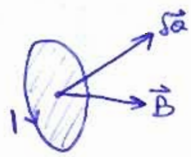
$\Phi_2 > \Phi_1$

Če se tokovna zanka lahko ~~prosto~~ giblje, se bo vedno premaknila tako, da se bo v ref. meri pretok skozi njo povečal.

Navor na tokovno zanko v magn. polju.

- zanka naj bo tako majhna, da je magn. polje lokalno homog.

$$\boxed{\delta\vec{M}_m = I\,\delta\vec{a} \times \vec{B}}$$



Težnja navora je poravnati $\delta\vec{a}$ z $\vec{B}$-jem (zasukati zanko v stabilno lego), da se pretok skozi zanko zaradi $\vec{B}$ in lastni pretok zanke podpirata.

Magnetni dipol in magn. dipolski moment. ($\delta\vec{m}$)

$$\delta\vec{M}_e = \delta\vec{p} \times \vec{E} \quad \Leftrightarrow \quad \delta\vec{M}_m = I\,\delta\vec{a} \times \vec{B}$$

majhno tokovno zankico razumemo kot točkasti magnetni dipol; priredimo ji magnetni dipolski moment ($\delta\vec{m}$):

$$\boxed{\delta\vec{m} = I\,\delta\vec{a}} \quad [Am^2]$$

· Navor na tokovno zankico z momentom $\delta\vec{m}$:

$$\boxed{\delta\vec{M}_m = \delta\vec{m} \times \vec{B}}$$

46. Snov v magn. polju

Do sedaj smo magn. polje obravnavali le v vakuumu in pogojno v prevodnikih, ki vodijo konduktivne toke in nimajo magnetnih lastnosti.

Gostota magnetnih dipolskih momentov ($\vec{M}$).

$$\boxed{\vec{M} = \lim_{\delta v \to 0} \frac{\delta \vec{m}}{\delta v}} \quad \left[\frac{A}{m}\right]$$

\- VEKTOR MAGNETIZACIJE (nosi informac… o notranjih Amperovih tok…

47. Vektor magnetne poljske jakosti ($\vec{H}$)

$$\boxed{\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}} \quad \left[\frac{A}{m}\right]$$

Z uvedbo vektorja $\vec{H}$, ki je izključno vezan na makroskopske (merljive) toke, se znebimo vektorja $\vec{M}$, ki je vezan na nepoznano porazdelitev Amperovih mikroskopskih tokov.

$$\boxed{\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_A \vec{J}_{kond} \cdot d\vec{a}}$$

vrtinčnost vektorja $\vec{H}$ oz. AMPEROV ZAKON TOKA:

Sklenjen krivuljni integral vektorja magn. poljske jakosti je enak pretoku konduktivnega toka skozi opno na konturi v ⊕ smislu.

48. Magnetne lastnosti snovi

zveza med $\vec{B}, \vec{M}, \vec{H}$

Magnetna susceptibilnost (χ_m):

$$\boxed{\vec{M} = \chi_m \vec{H}}$$

χ_m je lahko linearen faktor, funkcija $\vec{H}$-ja ali $\vec{B}$-ja ali pa tenzor, odvisno od snovi

$$\boxed{\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0(1+\chi_m)\vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}}$$

$\mu_r = 1 + \chi_m$

$\boxed{\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J}}$; $\vec{J} \equiv$ vektor magnetne polarizacije $[T]$

$\Updownarrow$

$\vec{D} = \mu_0 \vec{E} + \vec{P}$

Diamagnetizem.

$\vec{B} \cong \mu_0 \vec{H}$ Snov se ne magnetizira, obnaša se kot prazen prostor

$\mu_r = 0,9999XX...$

- Cu, Ag, Au, Hg

Paramagnetizem.

$\vec{B} \cong \mu_0 \vec{H}$ Snov se ne magnetizira, obnaša se kot prazen prostor.

$\mu_r = 1,00000XXX...$

- Al, Mn, O, zrak, ...

Feromagnetizem.

= paramagnetizem z občutno višjimi χ_m

Sosednji atomi v kristalni strukturi so razporejeni v Weissove domene, znotraj katerih so magn. dipolski momenti istosmerno orientirani. Pod vplivom zunanjega polja $\vec{B}$ pa se ti momenti začnejo obračati v smeri polja - magnetenje.

1.) Začetna krivulja magnetenja - deviška krivulja.

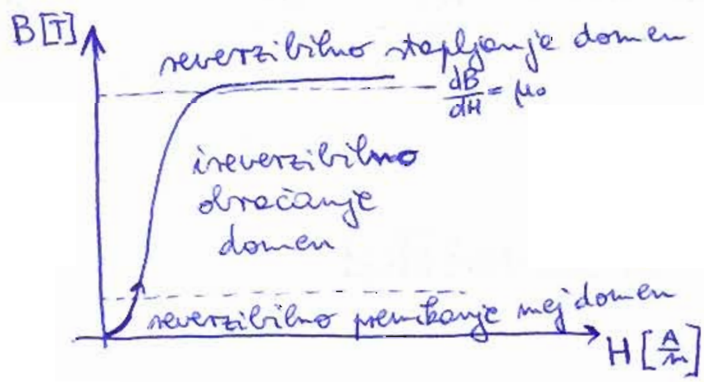
izotropen feromagnetik: $M = M(B)$

$$\boxed{H = \frac{B}{\mu_0} - M(B)}$$

$H = H(B)$

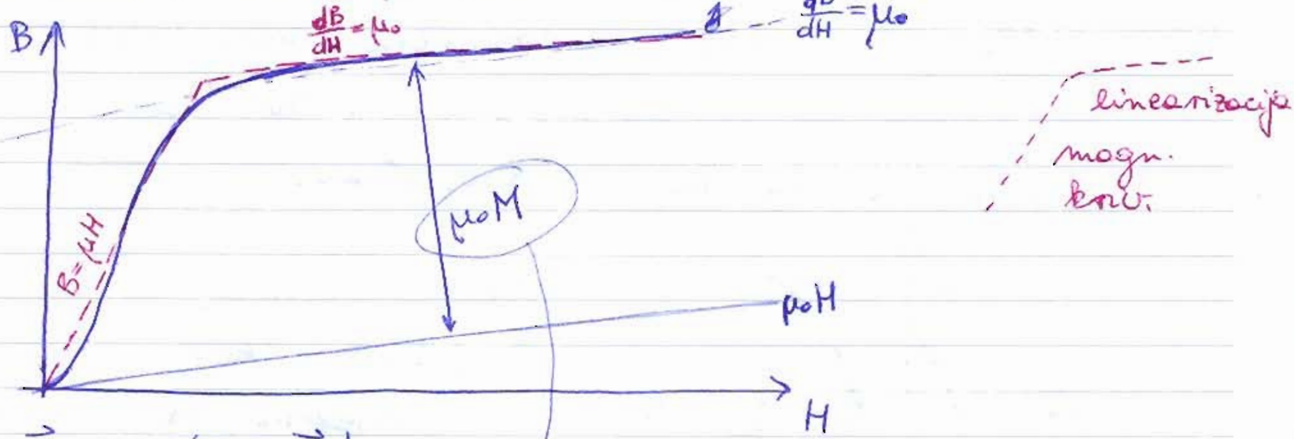
$B = B(H)$

Soodvisnost med H in B se podaja v (H, B) diagramu.



2.) Gostota (B), jakost (H), magnetizacija (M) in polarizacija (I) v (H, B) diagramu.

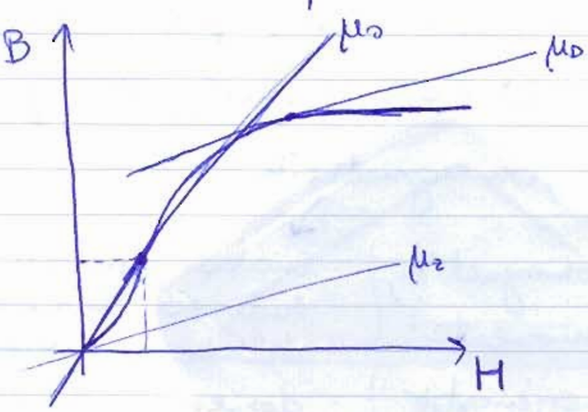
$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 H + I$$



$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 H + \mu_0 M \Rightarrow$$ prispevek feromagneta k končnemu magn. polju

3.) Relativna permeabilnost



$\mu_s = \frac{B}{H}$ statična

$\mu_D = \frac{dB}{dH}$ dinamična

$\mu_z = \lim_{H \to 0} \frac{dB}{dH}$ začetna

4.) Curiejeva temp.

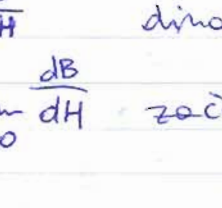
↓

Nad 770°C je orientacija magn. dipolskih momentov kaotična.

5.) Remanentna gostota (B_r)

= gostota, ki jo feromagnetik zadrži, ko magnetilni tok prekine oz. ko magnetna jakost "presahne".

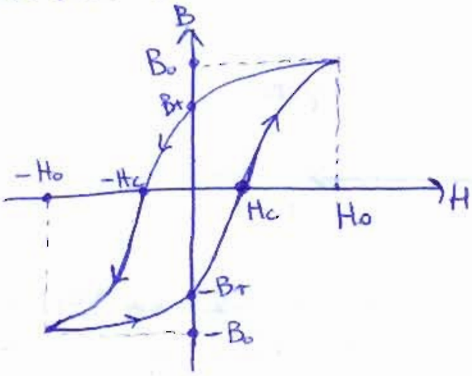
$$B_r = \mu_0 M_{ireverzibilna}$$



iz točke 4 se nekaj časa vračamo po isti krivulji (reverzibilnost)

6) Histerezna zanka.

Če si zamislimo, da se magn. jakost izmenoma spreminja od H_0 do $-H_0$ in obratno, potem usmerjenost domen vseskozi fazno zaostaja (kasni). Kasnilna pentlja je v takem primeru simetrična in jo podajamo v (H, B) diagramu, ta "pentlja" je t. i. histerezna zanka oz. kasnilka.



H_c ≡ koercitivna poljska jakost = tista jakost, ki je potrebna, da zničimo učinek preostale magnetizacije, da je skupni B=0.

Glede na širino pentlje ločimo:

- trdomagnetne materiale (skoraj pravokotna pentlja)
- mehkomagnetne materiale (skoraj "brez površine")

7.) O antimagnetikih in ferimagnetikih.

antimagnetiki: obnašajo se kot neferomagnetiki, saj imajo dipolske momente ||, a z nasprotno usmerjenostjo

ferimagnetiki: enaka porazdelitev velja tudi za ferimagnetike, le da ti se vedno formirajo domene; polarizacija nasičenja je le $\frac{1}{5}$ od tiste pri pravih feromagnetikih

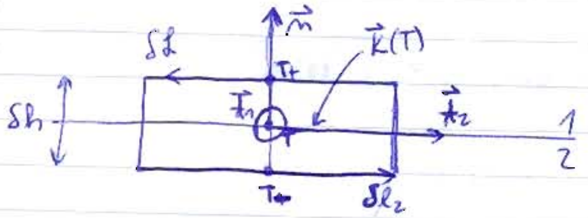
Datum:

49. Mejni pogoji magnetnega polja

Izhajamo iz obeh temeljnih enačb ~~v~~ v magn. polju:

$$\oint_A \vec{B}\cdot d\vec{a} = 0 \qquad \oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = \int_A \vec{J}\cdot d\vec{a}$$

neizvornost vrtinčnost



$$\vec{t}_1 \times \vec{t}_2 = \vec{n}$$

$$\boxed{\begin{aligned} H_{t2}(T_+) - H_{t2}(T_-) &= -K_{t1}(T) \\ H_{t1}(T_+) - H_{t1}(T_-) &= K_{t2}(T) \end{aligned}}$$

$$\Updownarrow$$

$$\boxed{\vec{n} \times \left(\vec{H}(T_+) - \vec{H}(T_-)\right) = \vec{K}}$$

$$\boxed{B_n(T_+) - B_n(T_-) = 0}$$

$$\Updownarrow$$

$$\boxed{\vec{n}\cdot\left(\vec{B}(T_+) - \vec{B}(T_-)\right) = 0}$$

Če je $\vec{K} = 0$ velja:

$$\frac{\tan\alpha_1}{\tan\alpha_2} = \frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}$$

α_1, α_2 - kota, ki ~~ju~~ ju polje oklepa z normalo $\vec{n}$

50. Skalarni magnetni potencial (V_m)

Če smo izven območja toka ($J=0$) in so izbrane sklenjene zanke L takšne, da ne objemajo nobenega toka, potem je Amperov zakon toka homogen:

$$\boxed{\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = 0}$$

Ob naštetih pogojih velja:

$$\boxed{V_m(T_1) - V_m(T_2) = \int_{T_1}^{T_2} \vec{H}\cdot d\vec{l}}$$

$$\boxed{\Theta_{12} = U_{m12} = V_m(T_1) - V_m(T_2)}$$

razlika potencialov ustreza magn. napetosti Θ_{12}

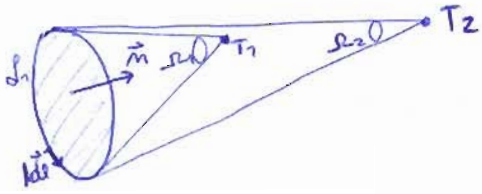
$$\boxed{V_m(T) = \int_T^R \vec{H}\cdot d\vec{l}}$$; če je R referenčno mesto, kjer je $V_m = 0$

$$\boxed{\vec{H} = -\vec{n}\,\frac{\partial V_m}{\partial n}}$$

$\vec{H}$ lahko določimo z odvodom v smeri normale na ekvipotencialko

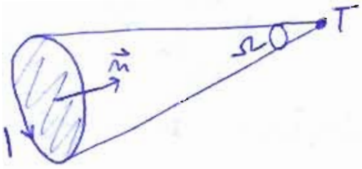
ker $\vec{H}$ kaže v smer padanja potenciala

Skalarni magnetni potencial tokovne zanke.



$$V_m(T_1) - V_m(T_2) = \int_{T_1}^{T_2} \vec{H}\cdot d\vec{l}$$

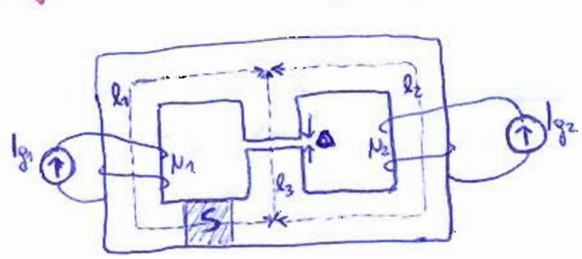
$$V_m(T_1) - V_m(T_2) = \frac{1}{4\pi}(\Omega_1 - \Omega_2)$$



$$\boxed{V_m(T) = \frac{1}{4\pi}\Omega}$$

51. Magnetna vezja

Gradniki magnetne strukture:



1.) $N_1 I_{g_1}$, $N_2 I_{g_2}$ - viri.

2.) Polje je ujeto v feromagnetno jedro in se ohranja.
Presek = S, srednje dolžine poti: l_1, l_2, l_3

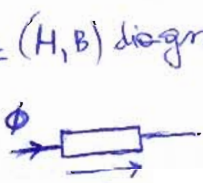
3.) Reža ima učinek "upora"

Elementi magn. vezja.

1.) Magnetni upor

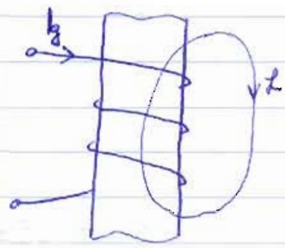
$\frac{\Theta}{\Phi} = R = \frac{1}{G} = \frac{H\cdot l}{B\cdot S}$ preberemo iz (H,B) diagrama, če velja lin. zveza:

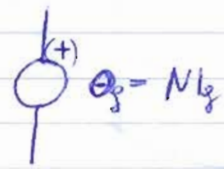
$R = \frac{l}{\mu \cdot S}$; $R_0 = \frac{\Delta}{\mu_0 S}$



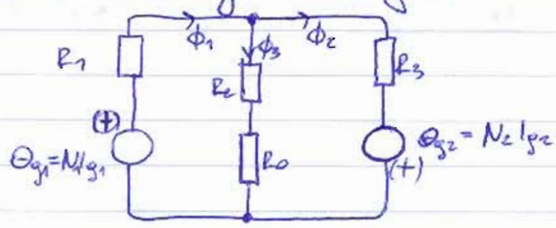
2.) Generator magn. napetosti.

$\Theta = N I_g$





Modelno magn. vezje.

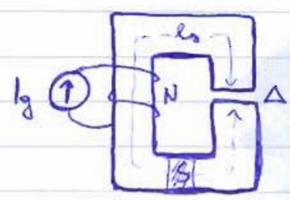


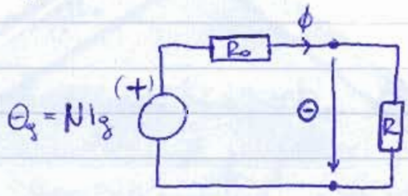
Analiza modelnega magn. vezja.

$\sum_i (\pm)\Phi_i = 0 \qquad \sum_j (\pm)\Theta_j = 0$

Nelinearno magnetno vezje.

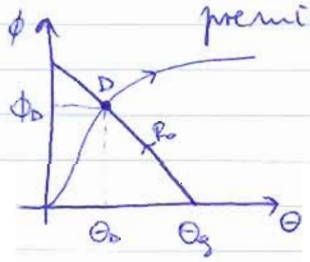
- ko feromagnetno jedro ni linearno
- rešitev poiščemo v (Θ, ϕ) diagramu





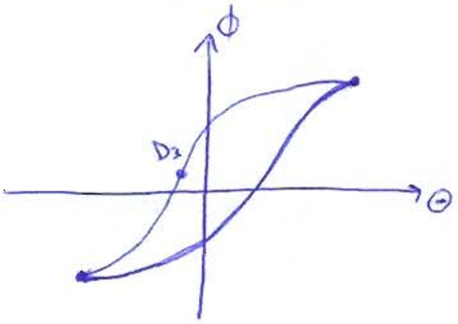
1.) Magnetenje po deviški krivulji.

$\Theta = \Theta_g - R_0\phi$ - tej enačbi v (Θ, ϕ) diagramu ustreza premica z naklonom $-G_0 = -\frac{1}{R_0}$



D = delovna točka

2.) Magnetenje po simetrični histerezni pentlji.



v $D_3 = \Theta_{g3} = 0$ in ustreza stanju, ko bi magnetilni tok izklopili (pretok bi ostajal) ⇒ dobili bi trajni magnet.

V trajnem magnetu ima $\vec{H}$ nasprotno smer kot $\vec{B}$.

DINAMIČNO ELMG POLJE

52. Uvod v elektrodinamiko

Velja splošen ohranitveni zakon:

$$\oint_A \vec{J}\cdot d\vec{a} = -\frac{d}{dt}\int_V \rho\, dv$$

Snovne lastnosti v časovno spremenljivem polju.

Relaksacijski časi v prevodnikih so hipni, v prev. velja Ohmov z. za poljubne časovne oblike polja:

$$\vec{J}(T,t) = \gamma\, \vec{E}(T,t)$$

Polarizacijski tok.

V čas. spremenljivem el. polju se praktično "sočasno" s spreminjanjem vektorja $\vec{E}$ spreminja tudi vektor $\vec{P}$. Polarizacijskim tokovom v izolatorju ($i_{pol.}$) pripada tokova gostota:

$$\boxed{\vec{J}_{pol.} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}}$$

Kvazistatično polje.

Če so prostorske razsežnosti struktur v vezju majhne v primerjavi z $\lambda_m = \frac{c}{f_m}$, potem jim lahko priredimo kvazistatično magn. polje z uporabo Biot-Savartovega z. Enako velja za uporabo Coulombovega z. za el. polje v izolatorju.
V področju kvazistatičnosti uporabljamo Amperov z.:

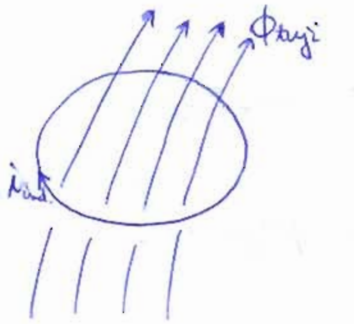
$$\oint_l \vec{H}\cdot dl = \sum \text{kond. tokov skozi opno } A \text{ na pentlji } l$$

Polarizacijske toke zanemarimo, kond. pa kljub možnim prekinitvam obravnavamo kot sklenjene.

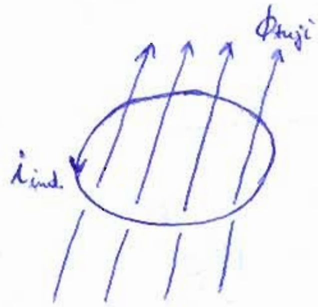
53. Faradayev zakon indukcije

Lenzevo pravilo:

Inducirani tok v zanki se vzpostavi vedno tako, da se $\Phi_{ind.}$ tega toka upira časovni spremembi vzročnega fluksa (Φ_{tuji}).



$\frac{d\Phi_{tuji}}{dt} > 0$ (narašča)



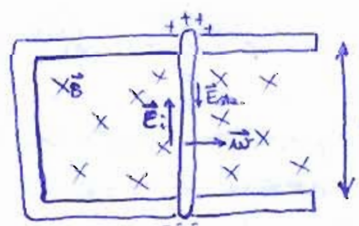
$\frac{d\Phi_{tuji}}{dt} < 0$ (upada)

Samoindukcija:

Inducirana napetost v zanki je posledica časovne spremembe celotnega fluksa v zanki (tako tujega, kot tudi LASTNEGA).

Inducirana napetost.

$$\boxed{\oint_{\ell} \vec{E}_{ind.} \cdot d\vec{l} = u_{ind}}$$



linearni generator

$$\vec{E}_i = \vec{w} \times \vec{B}$$

$$\boxed{u_i = -\frac{d\Phi}{dt}}$$

→ zaradi upoštevanja desnega pravila in ~~desnega~~ Lenzevega pravila

$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{a}$$

$$\boxed{\oint_{\ell} \vec{E}_i \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_A \vec{B} \cdot d\vec{a}}$$

Datum:

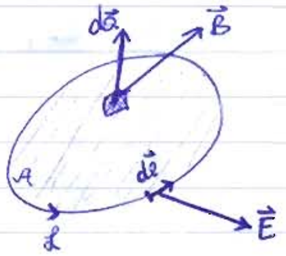
Druga Maxwellova enačba = Faradayev z. indukcije

$\vec{E} = \vec{E}_{st.} + \vec{E}_i$

↳ statična (coulombova) poljska jakost

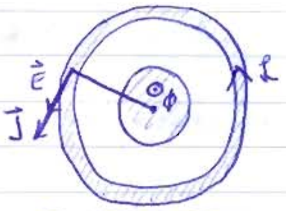
$\oint_l \vec{E}_{st.} \cdot d\vec{l} = 0$

$$\boxed{\oint_l \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt}\int_A \vec{B} \cdot d\vec{a}}$$



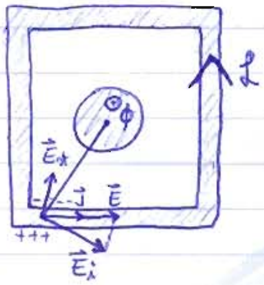
V dinamičnem polju postane $\vec{E}$ vrtinčno polje: $\oint_l \vec{E}_i \cdot d\vec{l} \neq 0$

Inducirano elektrostatično polje.



$\vec{J} = \gamma \vec{E} = \gamma(\vec{E}_i + \cancel{\vec{E}_{st.}})$ 0

$E_\varphi = E_{\varphi i} + \cancel{E_{\varphi st}}$ 0



$\vec{E} = \vec{E}_{st.} + \vec{E}_i$

$\vec{J} = \gamma \vec{E} = \gamma(\vec{E}_{st} + \vec{E}_i)$

Transformatorska in gibalna inducirana napetost.

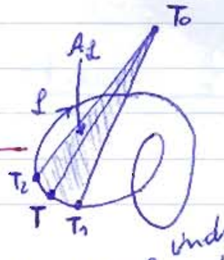
↓ fizične strukture mirujejo in se gostota $\vec{B}$ časovno spreminja

↘ oblika in/ali lega fizičnih struktur se spreminja

$$\boxed{u_i = \underbrace{-\int_{A(t)} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{a}}_{\text{transformat. ind. nap.}} + \underbrace{\oint_{l(t)} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}}_{\text{gibalna ind. napetost}}}$$

Magnetni sklep.

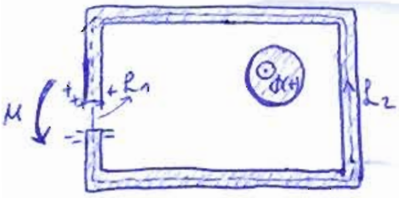
$$\boxed{\Psi_{sklep} = \int_{A_l} \vec{B} \cdot d\vec{a}}$$



(Ψ – psi)

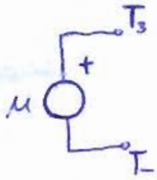
$$\boxed{u_i = -\frac{d\Psi_{sklep}}{dt}}$$ = Faradayev zakon indukcije v najbolj splošni obliki.

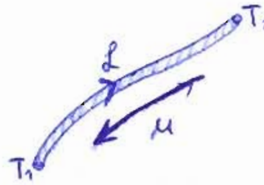
Pojav indukcije v nesklenjenih (prevodnih) konturah.



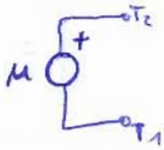
smer napetosti je ista, kot referenčna smer zanke L_{z1}

$$u_i = \int_{T_+ L_1 T_-} \vec{E}_i \cdot d\vec{l}$$





$$u_{gibalna} = \int_{T_1 L T_2} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}$$



54. Medsebojna in lastna induktivnost

$$\boxed{L_{jk} = \frac{\Psi_j^{(k)}}{i_k}} \quad \left[\frac{Vs}{A} = H\right]$$

če je $j = k$ → lastna induktivnost

če je $j \neq k$ → medsebojna —"—

↳ lastnosti medija morajo biti linearne: $\vec{B} = \mu \vec{H}$

Dileme in težave pri določanju induktivnosti.

Pri debelem vodniku pride ob harmoničnem vzbujanju do kožnega efekta = tokova gostota je ob površini večja, kot na sredini.

Izbira konture pri debelem vodniku (krožnem):
ne izberemo ne notranje, ne zunanje, ne srednje, ampak izračunamo povprečje sklopov:

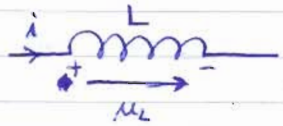
$$\Rightarrow \boxed{L_{jk} = \frac{\langle \Psi_j^{(k)} \rangle}{i_k}}$$

Vzajemnost medsebojnih induktivnosti.

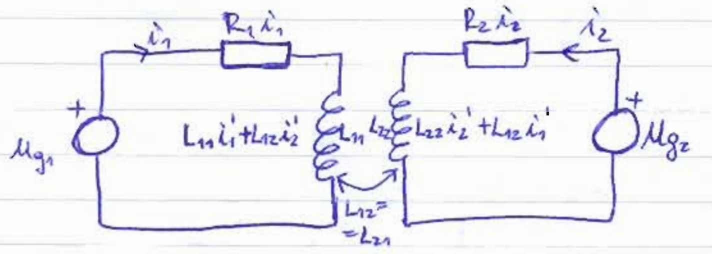
$$\boxed{L_{ji} = L_{ij}}$$

$$\frac{\Psi_j^{(i)}}{i_i} = \frac{\Psi_i^{(j)}}{i_j}$$

Tuljava kot gradnik el. vezij.



$$\boxed{u_L = \frac{d\Psi}{dt}} = \boxed{\frac{d}{dt}(Li) = L\cdot i'}$$



modelno vezje sklopljenih tuljav in padci napetosti na posameznih elementih

Faktor sklopa.

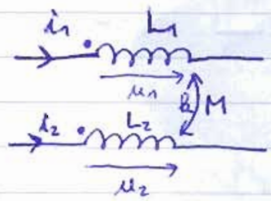
govori o stopnji magnetne povezanosti dveh tuljav

$$\boxed{k_{ij}^2 = \frac{\Psi_i^{(j)}\Psi_j^{(i)}}{\Psi_i^{(i)}\Psi_j^{(j)}} = \frac{L_{ij} L_{ji}}{L_{ii}\cdot L_{jj}}} \qquad 0 \leq k_{ij} \leq 1$$

faktor stresanja:
$\sigma = 1 - k^2$

$M = k\sqrt{L_1 \cdot L_2}$; $M \equiv$ medsebojna induktivnost
$L_1 \equiv$ lastna ind. prve tuljave
$L_2 \equiv$ — " — 2. — " —

$M > 0$



Če toka "tečeta" v piko se magnetna pretoka podpirata.

$u_1 = L_1 i_1' + M i_2'$ $\qquad u_2 = L_2 i_2' + M i_1'$

55. Energija magnetnega polja

Magnetna energija linearnih sistemov.

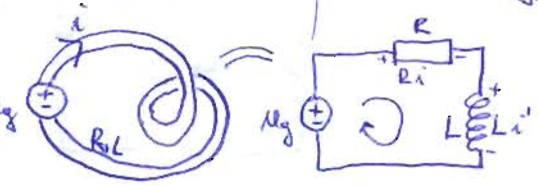
$$A_g(t_1, t_2) = W_t(t_1, t_2) + W_m(t_1, t_2)$$

→ del energije, ki se porabi za gradnjo magn. polja (ob primernih pogojih jo je mogoče dobiti nazaj)

↳ toplotna energ. oz. t.i. Joulske izgube

$$W_m(t_1, t_2) = W_m(t_2) - W_m(t_1)$$

$$\boxed{W_m(t) = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{m} i_j \Psi_j = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{m}\sum_{k=1}^{m} L_{jk}\, i_j\, i_k}$$



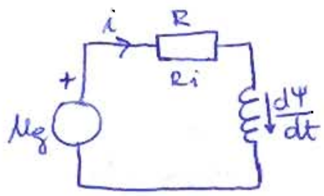
Energ. magnetenja pri sklopu dveh tuljav:

$$W_m = \frac{1}{2}L_{11} i_1^2 + L_{12} i_1 i_2 + \frac{1}{2}L_{22} i_2^2$$

trenutna energ. magn. polja (za n sklopljenih tuljav)

Tokovno-napetostne in energijske razmere v nelinearnih magnetnih strukturah.

Pojma induktivnosti (L) ni več. Primer za eno magnetno navitje na nelinearnem feromagnetnem jedru ($\Psi = \Psi(i), l_s, S$). Graf (H,B) in (i,Ψ) je histereza.

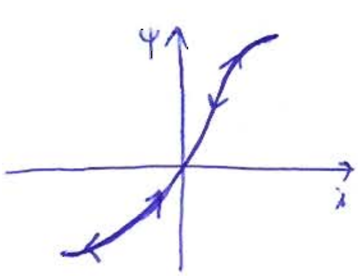


$$\boxed{W_{mag}(t) = \int_0^t i\, d\Psi}$$

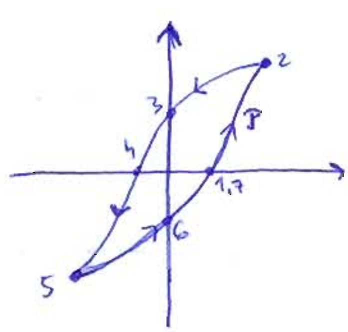
→ energijski VLOŽEK za magnetenje jedra med $t=0$ in t.

$$-u_g + R_i + \frac{d\Psi}{dt} = 0 \quad / \cdot i$$

$$A_g(t_1, t_2) = W_t(t_1, t_2) + \int_{t_1}^{t_2} i\, d\Psi$$



ni histereznih izgub



$$W_m(t_1, t_7) = \int_{t_1}^{t_7} i\, d\Psi = \oint_P i\, d\Psi$$

$$\boxed{P_{hist.} = f \oint_P i\, d\Psi}$$

↓

histerezne izgube

f = frekvenca vzbujanja

Datum:

Gostota magnetne energije.

7.00 8.00 9.00 10.00 11.00 12.00 13.00 14.00 15.00 16.00 17.00 18.00

$$\boxed{w_{mag.}(t) = \int_0^t \vec{H}\cdot d\vec{B}} \qquad w_{mag}(t_1,t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \vec{H}\cdot d\vec{B}$$

$$\boxed{W_{mag}(t) \int_V w_{mag.}(t)\cdot dv}$$

Če je prostor magnetno izotropen ($\vec{B} \parallel \vec{H}$), pišemo:

$$w_{mag.}(t) = \int_0^t H\cdot dB$$

Gostota histereznih izgub ustreza površini histerezne zanke v (H, B) diagramu.

$$P_{hist.} = S\cdot l_s\cdot f \oint_{g} H\cdot dB$$

Če je prostor linearen, potem gostoto akumulirane magn. energ. zapišemo kot:

$$w_m(t) = \frac{B^2(t)}{2\mu} = \frac{\mu H^2(t)}{2} \qquad \boxed{w_m = \frac{\vec{B}\cdot\vec{H}}{2}}$$

Induktivnost kot energijski koeficient.

Pogoj: linearna struktura

$$\boxed{L_{jk} = \frac{1}{i_j i_k}\int_V \vec{B}_j\cdot\vec{H}_k\, dv}$$

vzajemnost:

$$\vec{B}_j\cdot\vec{H}_k = \mu\cdot\vec{H}_j\cdot\vec{H}_k = \vec{H}_j\cdot\vec{B}_k \Rightarrow L_{jk} = L_{kj}$$

Gibalni procesi v magn. polju.

$$\boxed{\vec{F}_m = \left(\frac{\partial W_m}{\partial x}, \frac{\partial W_m}{\partial y}, \frac{\partial W_m}{\partial z}\right)} \Rightarrow$$ za linearni sistem (za nelinearni je formula ista, le dodamo – pred parcialne odvode)

Ploskovne sile na mejah linearnih magnetikov.

tlak

$$\boxed{F_{m\Delta} = -\frac{B^2}{2\mu_0}S} \qquad \boxed{f_{mn} = \frac{1}{2}(\mu_2-\mu_1)\left(H_t^2 + \frac{B_n^2}{\mu_1\mu_2}\right)}$$

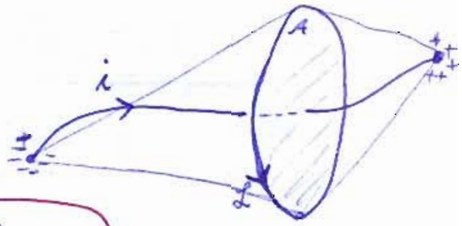
$f_{m\Delta}$

sila v reži
- pomeni, da je privlačna

usmerjenost je iz prostora z večjim μ v prostor z manjšim μ

56. Razširjen Amperov zakon toka

Vrtinčnost vektorja $\vec{B}$ odprte tokovne niti.



$$\boxed{\oint_L \frac{\vec{B}}{\mu_0}\cdot d\vec{l} = \underbrace{\sum \text{tokov skozi opno } A \text{ na } L}_{\text{konduktivni toki}} + \int_A \frac{\partial(\varepsilon_0 \vec{E})}{\partial t}\cdot d\vec{a}}$$

Posplošitev vrtinčnosti $\vec{B}$ na vse toke.

$$\boxed{\oint_L \frac{\vec{B}}{\mu_0}\cdot d\vec{l} = \underbrace{\sum \text{vseh tokov skozi opno } A \text{ na } L}_{i_{\text{cel skozi } A}} + \int_A \frac{\partial(\varepsilon_0 \vec{E})}{\partial t}\cdot da}$$

$$i_{\text{cel skozi } A} = \int_A \vec{J}_{\text{kond.}}\cdot d\vec{a} + \int_A \vec{J}_{\text{konv.}}\cdot d\vec{a} + \int_A \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}\cdot d\vec{a} + \oint_L \vec{M}\cdot d\vec{l}$$

I. Maxwellova enačba

mobilne elektrine

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \qquad \vec{J}_{\text{konv.}} + \vec{J}_{\text{kond.}} = \vec{J}_{\text{prosti}}$$

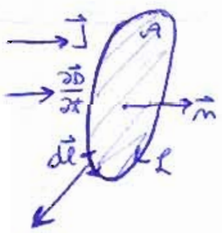
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$

$$\boxed{\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = \int_A \left(\vec{J}_{\text{prosti}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right) d\vec{a}} \quad ; \quad \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \text{premikalni oz. poljski tok}$$

57. Enačbe ELMG polja

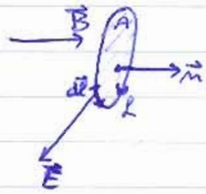
I. Maxwellova en. - razširjen Amperov zakon.

$$\boxed{\oint_L \vec{H}\cdot d\vec{l} = \int_A \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right)\cdot d\vec{a}}$$



II. Maxwellova en. – Faradayev zakon indukcije.

$$\boxed{\oint_L \vec{E}\cdot d\vec{l} = -\int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\cdot d\vec{a}}$$



III. Maxwellova en. – Gaussov stavek magnetnega polja.

$$\boxed{\oint_A \vec{B}\cdot d\vec{a} = 0}$$

IV. Maxwellova en. – Gaussov stavek el. polja.

$$\boxed{\oint_A \vec{D}\cdot d\vec{a} = \int_V \rho\, dv}$$

Lorentzova sila.

$$\boxed{d\vec{F}_L = dQ(\vec{E} + \vec{v}\times\vec{B})}$$

Kontinuitetna enačba.

$$\boxed{\oint_A \vec{J}\cdot d\vec{a} = -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dv}$$

↳ ker $\vec{J}$ kaže iz prostora

Joulov zakon.

$$\boxed{p = \vec{J}\cdot\vec{E}}$$

↳ izgubna moč

Energija elektrenja.

$$\boxed{w_{elekt.}(t) = \int_0^t \vec{E}\cdot d\vec{D}}$$

↓ energijski vložek za elektrenje od časa 0 do t

$$\boxed{w_e = \frac{\vec{E}\cdot\vec{D}}{2}}$$

⇒ če je proces reverzibilen govorimo o akumulirani el. energ. (velja za linearne sisteme)

Energija magnetenja.

$$\boxed{w_{mag.}(t) = \int_0^t \vec{H}\cdot d\vec{B}}$$

gost. energijskega vložka

$$\boxed{w_m = \frac{\vec{H}\cdot\vec{B}}{2}}$$ ⇒ linearni sistemi, reverzibilen proces

Snovne lastnosti.

Ohmov zakon v prevodnikih: $\boxed{\vec{J} = \gamma\vec{E},}$

v območju delovanja neelektričnih potisnih sil: $\boxed{\vec{J} = \gamma(\vec{E}+\vec{E}_g)}$

Dielektriki: $\boxed{\vec{D} = \varepsilon\vec{E}}$

Magnetiki: $\boxed{\vec{B} = \mu\vec{H}}$

Sekundarni viri v snoveh.

$$\boxed{\vec{D} = \varepsilon_0\vec{E} + \vec{P}}$$

$$\boxed{\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}}$$

Dopolnilna enačba pri gibanju.

$$\boxed{u_i = \oint_{\mathcal{L}(t)} \vec{E}_i\cdot d\vec{l} = \underbrace{\int_{A(t)} \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\cdot d\vec{a}}_{\text{transformatorski del}} + \underbrace{\oint_{\mathcal{L}(t)} (\vec{v}\times\vec{B})\cdot d\vec{l}}_{\text{gibalni del}}}$$

58. Osnove ELMG valovanja in difuzije

EL. VEZJA SPREMENLJIVIH TOKOV

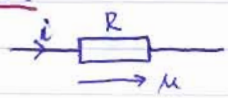
59. Uvod v linearna el. vezja

obravnavamo idealne elemente, brez parazitnih lastnosti

60. Elementi linearnih el. vezij

Delimo jih na pasivne: upor, kondenzator, tuljava in na aktivne: neodvisni tokovni in nap. viri.

Upor.



$\boxed{u = R i}$; $R = \frac{1}{G}$

$\boxed{p_t = u \cdot i}$; p_t = trenutna moč

$\boxed{W_t(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} p_t \, dt}$; količina sproščene topl. energ.

$\boxed{P = \frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} p_t(t')\,dt'}$; povprečna moč v eni periodi T

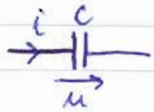
$$\boxed{I_{ef} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} i^2(t')\,dt'}} \qquad \boxed{U_{ef} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} u^2(t')\,dt'}}$$

$$\boxed{P = U_{ef} \cdot I_{ef}}$$

$$\boxed{I_{sr.} = \frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} i(t')\,dt'} \qquad \boxed{U_{sr.} = \frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} u(t')\,dt'}$$

⇒ povprečni oz. srednji vrednosti toka in napetosti

Kondenzator.



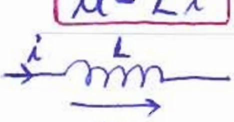
$$\boxed{i = C u'}$$

$$\boxed{u(t_2) - u(t_1) = \frac{1}{C} \int_{t_1}^{t_2} i \, dt}$$

$$\boxed{\begin{array}{l} W_e = \frac{1}{2} C u^2 \\ p_e = u i \end{array}}$$

Tuljava.

$\boxed{u = L i'}$



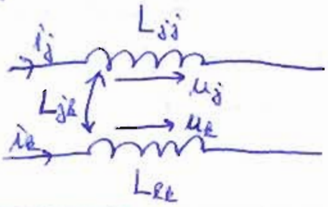
$$\boxed{i(t_2) - i(t_1) = \frac{1}{L} \int_{t_1}^{t_2} u \, dt}$$

$$\boxed{\begin{array}{l} W_m = \frac{1}{2} L i^2 \\ p_m = u i \end{array}}$$

Sklop več tuljav.

nap. na j-ti tuljavi za sklop več magn. povezanih tuljav:

$$\boxed{u_j = \sum_{k=1}^{n} L_{jk} \dot{i}_k}$$



$$\boxed{W_m(t) = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{n} L_{jk}\, i_j\, i_k} \qquad \boxed{p_m = \sum_{j=1}^{n} u_j i_j}$$

61. Kirchhoffova zakona in bilanca moči

I. K.Z.:

$$\boxed{\sum_{k=1}^{n} (\pm)\, i_k = 0}$$

II. K.Z.:

$$\boxed{\sum_{j=1}^{n} (\pm)\, u_j = 0}$$

Stavek Tellegena:

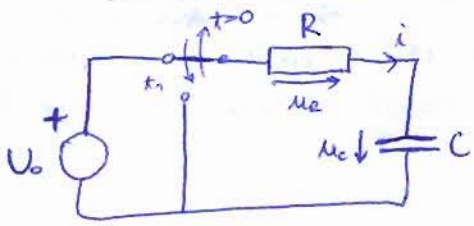
$$\boxed{\sum_{j=1}^{n} u_j i_j = 0}$$

$\sum$ trenutnih moči ~~gen~~ generatorjev $= \sum$ trenutnih moči na pasivnih elementih

$\int_{t_1}^{t_2} dt$

$\sum$ energijskih vložkov gen. $= \sum$ sproščene toplote $+ \sum$ v tem času akumulirane el. in mag. energije

62. Osnove prehodnih pojavov



1.) Vklop

$-U_0 + u_R + u_C = 0$

↳ napišemo D.E in vstavimo začetni pogoj $u_C(0^+) = 0$

časovna konstanta: $\tau = RC$

2.) Preklop

$u_r + u_c = 0$; $U_1 = u(t_1) = U_0\left(1 - e^{-t_1/\tau}\right)$

63. Harmonično vzbujana el. vezja

Kompleksor harmonične količine.

$f(t) = F\cos(\omega t + \varphi_f)$ $\sin\alpha = \cos(\alpha - \frac{\pi}{2})$

$F \equiv$ amplituda
$\varphi_f \equiv$ fazni zamik (koliko je fja premaknjena v levo)

$e^{j\varphi} = \cos\varphi + j\sin\varphi$

$\underline{F} = Fe^{j\varphi_f} = F(\cos\varphi_f + j\sin\varphi_f) = F\angle\varphi_f$

$\underline{F}_1 + \underline{F}_2 = (Re(\underline{F}_1) + Re(\underline{F}_2)) + j(Im(\underline{F}_1) + Im(\underline{F}_2))$

64. Kompleksni račun

Relacije med kompleksorjema toka in napetosti na pasivnih elementih.

1.) UPOR

$\boxed{U = RI\ ;\ \varphi_u = \varphi_i}$ fazi sta enaki

$\boxed{\underline{U} = R\underline{I}}$

2.) KONDENZATOR

$\boxed{I = \omega C U\ ;\ \varphi_i = \varphi_u + \frac{\pi}{2}}$ faza toka je za $\frac{\pi}{2}$ večja od faze napetosti

$\boxed{\underline{I} = j\omega C \underline{U}}$

3.) TULJAVA

$\boxed{U = \omega L I\ ;\ \varphi_u = \varphi_i + \frac{\pi}{2}}$

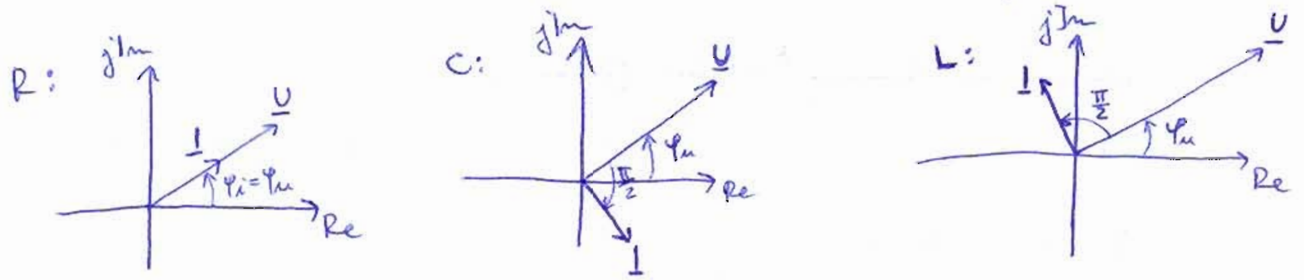
$\boxed{\underline{U} = j\omega L \underline{I}}$

4.) SKLOPLJENI TULJAVI

$$\boxed{\begin{aligned}\underline{U}_1 &= j\omega L_1 \underline{I}_1 + j\omega M \underline{I}_2 \\ \underline{U}_2 &= j\omega M \underline{I}_1 + j\omega L_2 \underline{I}_2\end{aligned}}$$

Kazalčni diagram.

Pomembne so dolžine kazalcev in koti.



Kirchhoffova zakona v kompleksnem.

za kazalce napetosti in toka veljata I. in II. K.Z.

Impedanca in admitanca.

$$\boxed{\underline{Z} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}}} \qquad \boxed{\underline{Y} = \frac{1}{\underline{Z}}}$$

$$\underline{Z} = \underbrace{Re(\underline{Z})}_{\substack{R \\ \text{rezistanca}}} + j\underbrace{Im(\underline{Z})}_{\substack{X \\ \text{reaktanca}}}$$

$$\underline{Z} = Ze^{j\varphi}$$

upor: $\underline{Z} = R$

kond.: $\underline{Z} = \frac{1}{j\omega C} = \frac{-j}{\omega C}$

tuljava: $\underline{Z} = j\omega L$

Zaporedni in vzporedni vezavi lahko (podobno kot pri enosmernih vezjih R) priredimo nadomestno impedanco in admitanco.

Kompleksor moči - delovna, jalova in navidezna moč.

Povprečno moč ($\bar{p}$) imenujemo delovna moč in jo pišemo:

$$\boxed{P = \frac{1}{2} UI\cos\varphi} \; [W] \qquad \cos\varphi = \text{faktor delavnosti}; \; \varphi \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$$

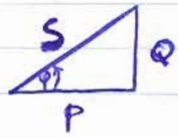
$$P \geq 0$$

Jalova oz. reaktivna moč je amplituda izmenjujoče moči: $\boxed{Q = \frac{1}{2} UI\sin\varphi} \; [VAr]$

Navidezna moč oz. njen kompleksor:

$$\boxed{\underline{S} = P + jQ}\ [VA]$$

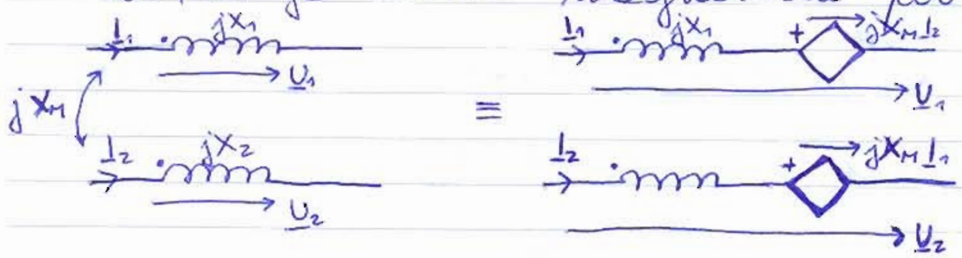
$$\boxed{\underline{S} = \frac{1}{2}\underline{U}\,\underline{I}^* = \frac{1}{2}\underline{Z}\,I^2 = \frac{1}{2}\underline{Y}^*U^2}$$



$$\boxed{S = \sqrt{P^2+Q^2} = \frac{1}{2}UI}$$

65. Metode reševanja harmonično vzbujanih vezij

Če vezje vsebuje magnetno sklopljene tuljave je potrebno takšne tuljave razcepiti na pasivni del, ki je lasten induktivnosti tuljave in generatorski del, ki je lasten magnetnim povezavam.



$\underline{U}_1 = jX_1\underline{I}_1 + jX_M\underline{I}_2$

$\underline{U}_2 = jX_2\underline{I}_2 + jX_M\underline{I}_1$

1.) Metoda vejnih tokov:
Vejne napetosti izrazimo z vejnimi tokovi + dodamo tokovne enačbe (K.Z. za spojišče).

2.) Metoda vejnih napetosti:
daljša pot, podobno kot spoj. potenciali

3.) Metoda zančnih tokov:
Podobno kot pri enosmernih vezjih (izračunamo zančne toke ⇒ dobimo vejne toke)

66. Stavki o harm. vzbujanih vezjih

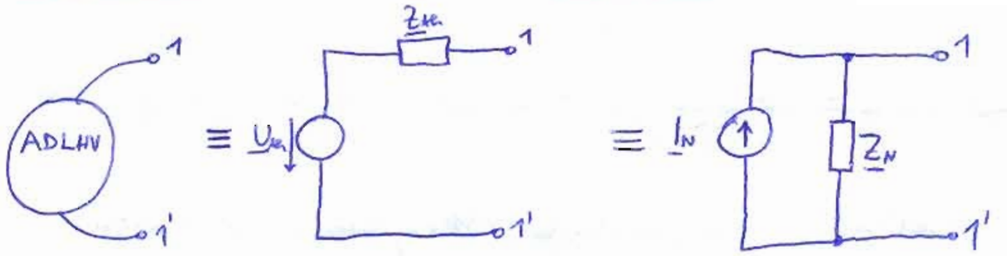
Stavek superpozicije.

Velja za lin. vezja s koherentnimi viri (napetosti (toki) nihajo z enako frekvenco).
Kazalec toka (napetosti) neke veje moramo izraziti kot vsoto kazalcev delnih tokov (napetosti), ki jih povzročajo posamezni viri v vezju ⇒ za kompleksni prostor.
Za nekoherentne vire stavek velja samo v časovnem prostoru.

Stavek o nadomestitvi.

Če v harm. vezju poznamo tok veje ($\underline{I}$) ali nap. veje ($\underline{U}$), potem lahko vejo zamenjamo s tokovnim virom $\underline{I}_g = \underline{I}$ ali nap. virom $\underline{U}_g = \underline{U}$ in razmere v vezju ostanejo nespremenjene.

Stavek Thevenina in Nortona.



$\underline{U}_{th} = \underline{U}_{odprtih\ sponk}$

$\underline{I}_N = \underline{I}_{kratkostični}$ (med 1 in 1')

$\underline{Z}_{th} = \underline{Z}_N = \underline{Z}_{notranji}$

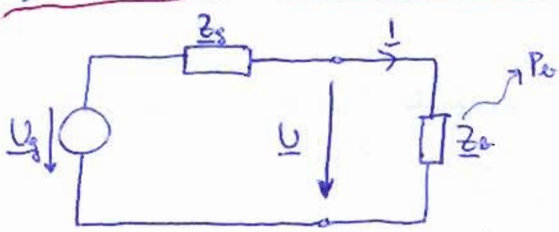
Stavek Tellegena.

Če istosmiselno označimo kazalce nap. in tokov vej:

$$\boxed{\sum_{j=1}^{n} \frac{1}{2} \underline{U}_j \underline{I}_j^* = 0} \quad ; \; n \equiv \text{št. vej}$$

Vsota kompleksorjev moči generatorjev je enaka vsoti kompleksorjev moči na bremenih.

Stavek maximalne delovne moči.



$\underline{Z}_b = R_b + jX_b$

$\underline{U}_g = U_g e^{j\varphi}$

$\underline{Z}_g = R_g + jX_g$

tok in nap. sta sofazna (resonanca)

Maksimum moči nastopi pri $\boxed{\underline{Z}_b = \underline{Z}_g^*}$, takrat je max. delovna moč na bremenu $\boxed{P_{b\,max.} = \frac{U_g^2}{8R_g}}$

Ko je bremenska upornost čisto realna velja ($X_b = 0$):

$$P_{b\,max.} = \frac{U_g^2}{4(R_g + Z_g)}$$

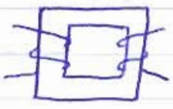
Stavek recipročnosti.

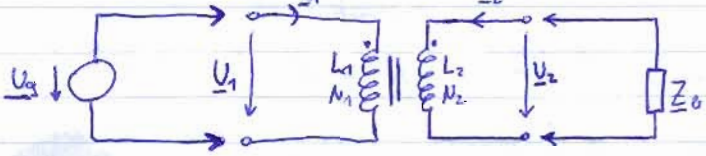
$$\boxed{\frac{U_1}{I_2} = \frac{U_2}{I_1}}$$

67. Posebne vezave elementov

Idealiziran transformator - brezizgubni in popolno sklopljen.

Ohmske upornosti navitij (R) zanemarimo glede na induktivne (ωL), feromagnetno jedro je idealna povezava med navitjema (brez notranjih toplotnih izgub).





napetostna prestava (n):

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{N_1}{N_2} = n$$

magnetilni tok (ko je $I_2=0$, transf. je v praznem teku):

$$I_{1m} = \frac{U_1}{j\omega L_1}$$

ravnotežni tok (če je na sekundarju priključena Z_0, teče skozi njo tok $I_e = -I_2$ => ta tok izzove na primarju ravnotežni tok:

$$\frac{I_{1r}}{I_2} \overset{*}{=} -\frac{N_2}{N_1}$$

tokovna prestava:

$$\frac{I_1}{I_2} \approx -\frac{N_2}{N_1}$$

transformacija moči:

$\underline{S}_1 = \underline{S}_{1m} + \underline{S}_2$

Idealni, brezizgubni, popolno sklopljeni transformator.

→ Ko je magn. jedro idealno ($\mu \to \infty$) $\Rightarrow L_1, L_2, M \to \infty$

$\underline{I}_{1m} = 0$

$\underline{I}_{1r} = \underline{I}_1 = -\frac{\underline{I}_2}{n}$

$\underline{S}_1 = \underline{S}_2$

$\underline{Z}_{vh} = n^2 \underline{Z}_b$

68. Trifazni sistem napetosti

Osnove večfaznih sistemov

Večfazni sistem napetosti razumemo kot sistem koherentnih harmoničnih napetostnih virov s katerim vzbujamo kako večpolno pasivno vezje.

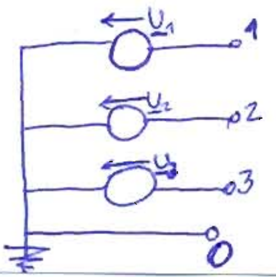
Kompleksnoji moči po posameznih fazah: $\underline{S}_k = \frac{1}{2}\underline{U}_k \underline{I}_k^*$

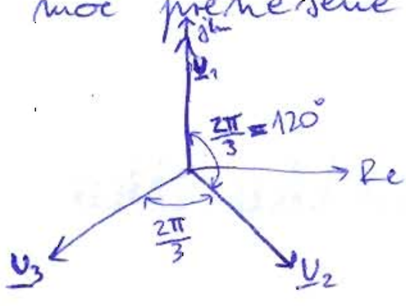
Trenutna moč, ki jo sistem generatorjev daje v pasivno vezje: $p(t) = \sum_{k=1}^{m} u_k(t) \cdot i_k(t)$

Simetrični trifazni sistem.

Prednosti:

- omogoča izvedbo vrtilnega polja (asinhronski motor)
- trifazni daljnovod (trije vodniki) zmore na določenem napetostnem nivoju prenašati 3x večjo moč kot enofazni (dva vodnika)
- konstantna moč prenešene energije





Prireditev kompleksorjev k efektivnim vrednostim harmoničnih količin.

Do sedaj sta bila $\underline{U}$ in $\underline{I}$ vezana na amplitudo, v energetiki pa so uveljavljeni kazalci toka in napetosti, ki so prirejeni na efektivno vrednost ($\underline{I}_{ef}$, $\underline{U}_{ef}$)

$$\underline{I}_{ef} = \frac{\underline{I}}{\sqrt{2}} \qquad \underline{U}_{ef} = \frac{\underline{U}}{\sqrt{2}}$$

Impedanca na spremembo ni občutljiva $\left(\underline{Z} = \frac{\underline{U}}{\underline{I}} = \frac{\underline{U}_{ef}}{\underline{I}_{ef}}\right)$, izjema je le kompleksor moči:

$$\underline{S} = \frac{1}{2}\underline{U}\,\underline{I}^* = \underline{U}_{ef} \cdot \underline{I}_{ef}^*$$

V nadaljevanju bomo pripis "ef" izpuščali! Čeprav bomo operirali z efektivnimi kazalci.

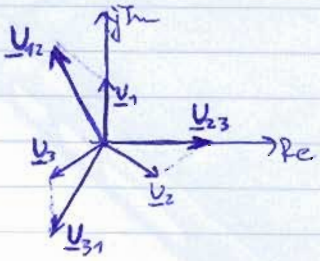
Medfazne napetosti.

= napetosti med posameznimi fazami:

$$\underline{U}_{ij} = \underline{U}_i - \underline{U}_j \qquad \underline{U}_{ij} = \underline{U}_{ji}$$

$$\underline{U}_1 = U_f\angle 90° \qquad \underline{U}_2 = U_f\angle -30° \qquad \underline{U}_3 = U_f\angle -150° \qquad U_f = 220\,V$$

$$\underline{U}_{12} = U_m\angle 120° \qquad \underline{U}_{23} = U_m\angle 0° \qquad \underline{U}_{31} = U_m\angle -120° \qquad U_m = U_f\cdot\sqrt{3} = 380\,V$$



Trifazno breme v zvezda vezavi.

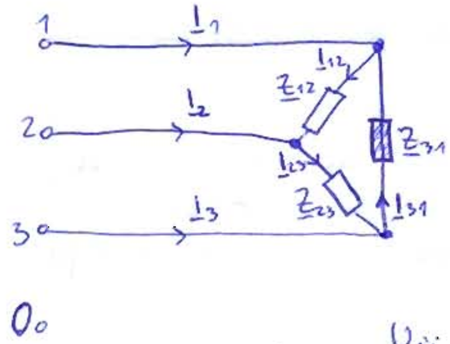
Bremena priključimo na posamezne fazne napetosti.

$$\underline{I}_i = \frac{\underline{U}_i}{\underline{Z}_i} \quad ; i = 1,2,3$$

$$\underline{I}_0 = \sum_{i=1}^{3} \frac{\underline{U}_i}{\underline{Z}_i}$$

Če je breme simetrično ($\underline{Z}_i = \underline{Z}$) je povratni tok nič.

Trifazno breme v vezavi trikot.



V trikotno vezavo se običajno vežejo simetrična trifazna bremena (npr. trifazni motor s simetričnim navitjem)

$$I_{ij} = \frac{U_{ij}}{Z_{ij}}$$

$I_1 = I_{12} - I_{31}$; $I_2 = I_{23} - I_{12}$; $I_3 = I_{31} - I_{23}$

MADE BY GOLOB™