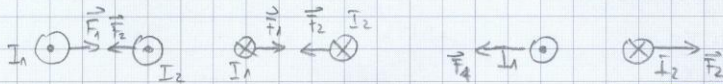


1. MAGNETOSTATIKA

1. Amperov zakon magnetne sile (med tokovnimi elementoma)

- Če el. tok povzroča magnetno polje mora obstajati tudi sila med tokovodnikoma.
- Sila je privlačna če toka tečeta v isto smer in odbojna, če tečeta v nasprotno smer.



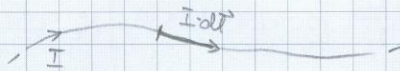
- Sila med dvema ravnima vzporednima vodnikoma:

$$\vec{F} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi r}$$

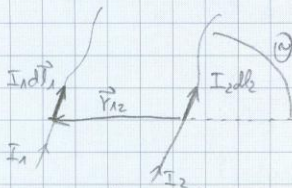
- μ_0 - PERMEABILNOST VAKUUMA $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left[\frac{Vs}{Am} \right] = \left[\frac{N}{A^2} \right] = \left[\frac{H}{m} \right]$

- [A] amper je enota za el. tok, ki pri prehodu skozi dva neskončna ravna vodnika zamehurjivega prereza na razdalji med vodnikoma 1m v vakuumu povzroči silo $2 \cdot 10^{-7} N/m$

- TOKOVNI ELEMENT: $I \cdot d\vec{l}$ (produkt toka v vodniku z vektorjem diferencialne razdalje v smeri vodnika)



- Sila med tokovnimi elementoma: $dF_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 d\vec{l}_1 \cdot I_2 d\vec{l}_2 \cdot \sin \Theta}{r_{12}^2}$



- r_{12} - vektor od točkovnega elementa 2 do točkovnega elementa 1.
- Θ - kot med vektorjem r_{12} in smerjo točkovnega elementa 2.

- Magnetna sila na točkovni element izražena z gostoto mag. pretoka: $d\vec{F} = I \cdot d\vec{l} \times \vec{B}$

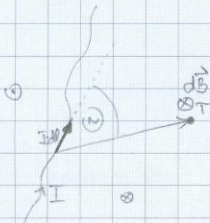
- Sila na točkovni element je pravokotna na točkovni element in magnetno polje
- Sila je največja, ko je polje pravokotno na točkovni element
- Homogeno polje $F = I l B$, nehomogeno polje $F = I l B \sin \Theta$

2. Vektor gostote magnetnega pretoka (definicija, Biot-Savartov zakon)

- Gostota magnetnega pretoka je sila na tokovni element: $\vec{B} = \frac{\vec{F}}{I l}$

- BIOT-SAVARTOV zakon: Polje, ki ga točkovni element $I \cdot d\vec{l}$ povzroča v točki T:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{r^2}$$



r - razdalja od tokovnega elementa do točke T

Θ - kot med vektorjema $d\vec{l}$ in \vec{r}

Enačba, da je velikost polja me pa tudi smeri. Smer polja je pravokotna na ravnino, ki jo določata vektorja $d\vec{l}$ in \vec{r}

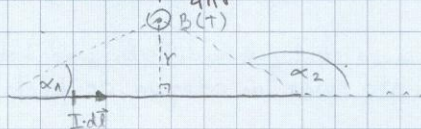
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{e}_r}{r^2}$$

Da določimo polje v točki T za celoten tokovodnik integriramo prispevke vseh točkovnih elementov:

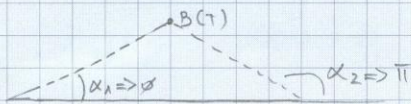
$$\vec{B} = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

3. Uporaba Biot-Savartovega zakona (točkovna dolžica, premica, krožni obroč)

- Tokovna dolžica: $B(\vec{r}) = \vec{e}_\varphi \frac{\mu_0 I}{4\pi r} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2)$

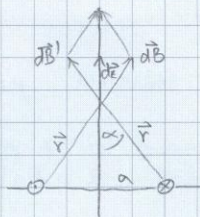


- Premica: $B(\vec{r}) = \vec{e}_\varphi \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$



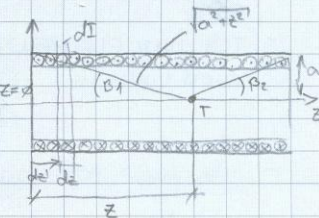
- Tokovna zanka (obroč): $\vec{B}_z = \vec{e}_z \frac{\mu_0 I a^2}{2(a^2+z^2)^{3/2}}$

• polje pri $z=0$: $\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2a} \vec{e}_z$



- Solenoid (ravna tuljava)

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 N I}{2l} \left[\frac{l-z}{a^2+(z-l)^2} + \frac{z}{a^2+z^2} \right] \vec{e}_z = \frac{\mu_0 N I}{2l} [\cos \beta_1 + \cos \beta_2] \vec{e}_z$$



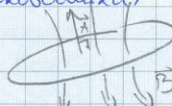
• zelo dolga tuljava v primerjavi s polmerom $l \gg a$ ($\cos \beta_1 = \cos \beta_2 = 1$)

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 N I}{l} \vec{e}_z$$

• polje na robu dolge tuljave ($\beta_1 = \pi/2, \beta_2 = 0$) $\vec{B}(z=0) = \vec{e}_z \frac{\mu_0 N I}{2l}$

4. Magnetni pretok (definicija, pretok skozi ploskev ob ravnem tokovodniku)

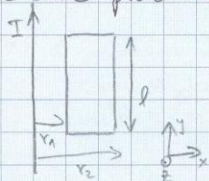
$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad [Tm^2] = [Wb] = [Vs]$$



Magnetni pretok je integral vektorja gostote pretoka skozi določeno površino.

• če je polje pravokotno na površino je flux največji. $\Phi = B \cdot A$

- pretok skozi ploskev ob ravnem vodniku.



$$\Phi = \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = \int_0^l \int_{r_1}^{r_2} \frac{\mu_0 I}{2\pi x} dl dx = \frac{\mu_0 I l}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1}$$

5. Neizvirnost magnetnega polja (magnetni Kirchoffov zakon)

- ker je polje vrtilno, enač del pretoka, ki v določen prostor vstopa tudi izstopa.

$$\oint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$

- Ne obstaja magnetni izvor in pomen v podobnem smislu, kot to poznamo pri el. naboji.

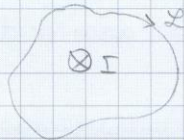
- Magnetno polje ni izvorno (vsak trajni magnet je tako izvor kot ponor mag. polja)
- Zaradi lažjega računanja se uporablja samo pojem magnetnega maha
- Gostoto pretoka smo prikazali z gostotnicami, ki povezujejo točke z enako veliko gostoto pretoka. Prostor med gostotnicami, si lahko predstavljamo kot cevke z določeno velikostjo pretoka - GOSTOTNIMI CEVKAMI.

6. Vrtinčnost magnetnega polja - Ampereov zakon

$$\oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I$$

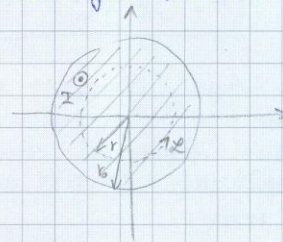
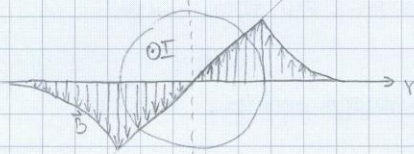
Integral gostote magnetnega pretoka po zaščljenej poti je sorazmerno toži, ki ga obtepa žarka.

- Ampereov zakon imenujemo tudi zakon vrtinčnosti polja, saj je vrednost takega integrala različna od nič le, če je polje vrtinčno.
- Predznak zaobjetega toča je odvisen od smeri integracije v žarki in smeri toka v vodičku, ki ga žarka obkroža. Predznak je pozitiven, če predpostavimo, da smer žarke predstavlja smer toka v vodičku in je polje te žarke na mestu vodička s tokom enaka kot smer toka v vodičku.

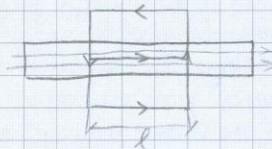


7. Uporaba zakona o vrtinčnosti (magnetno polje v notranjosti vodička krožnega preseka)

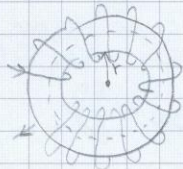
- Polni okrogli vodiček:
 - v vodičku $\vec{B} = \vec{e}_r \frac{\mu_0 I}{2\pi r^2} r$
 - zunaj vodička $\vec{B} = \vec{e}_r \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$



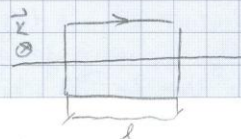
- Solenoid: $\vec{B} = \frac{\mu_0 NI}{l}$



- Toroid: $\vec{B} = \frac{\mu_0 NI}{2\pi r}$



- Tokovna obloga: $B = \frac{\mu_0 K}{2}$



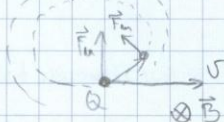
Alta

8. Magnetna sila na gibajočo nabitno delec (sled delca v enotnem polju, uporabe)

$$- d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B} = \frac{dq}{dt} d\vec{l} \times \vec{B} = dQ \vec{v} \times \vec{B}$$

$$\boxed{\vec{F}_m = Q \vec{v} \times \vec{B}}$$

Sila na naboj v magnetnem polju ne deluje v smeri magnetnega polja temveč pravokotno na to smer. Poleg tega deluje ta sila le v primeru, če se naboj giblje. Sila je pravokotna na smer vektorja hitrosti in magnetnega polja.



- V homogenem polju bo delec rotiral po krožnici. Radij rotacije dobimo z izračunom magnetne in centrifugalne sile

$$\frac{mv^2}{r} = QvB \Rightarrow \boxed{r = \frac{mv}{QB}}$$

Ker deluje sila na delec pravokotno na vektor hitrosti delca, se delcu ne spreminja kinetična energija.

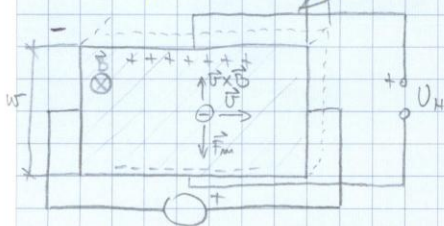
- LORENTZOVA SILA (na naboj deluje električno in magnetno polje)

$$\boxed{\vec{F} = Q\vec{E} + Q\vec{v} \times \vec{B}}$$

Primeri:

- Gibanje nabojev v zemeljskem mag. polju (severni in južni sij)
- Kato dno cev (nizke slike po zaslonu)
- Ciklotron (naprava za pospeševanje delcev s pomočjo mag. polja)
- Masni spektrograf (določitev mase delca in s tem delca samega)
- Fuzijski reaktor

9. Hallov pojav in merjenje gostote magnetnega pretoka.



Elektroni v prevodniku potujejo s hitrostjo drifta, ki jo poznamo iz točkovnega polja, kjer je gostota toka: $\vec{j} = \rho \cdot \vec{v}$. ρ je volumska gostota nabojev. Na te naboje v prečnem mag. polju deluje sila $F_m = QvB$ in povzroči rotiranje in kopičenje elektronov proti eni strani prevodne plošče. Na drugi strani nastane pomajkovanje elektronov oz. kopičenje pozitivnega naboja. Prečno na tož v prevodniku se torej vzp-

ostavi d. polje in s tem napetost, ki je sicer običajno majhna ampak se vedno merilna (μV). Ker mora nastopiti razmerje med d. in mag. silo velja: $QE = QvB$, od česar je HALLOVA

NAKETOST:
$$U_H = E_w = vBw = \frac{j}{\rho} Bw = \frac{I}{wd} Bw = \frac{IB}{\rho d}$$

Iz Hallove napetosti lahko določimo hitrost drifta nabojev ali gostoto nabojev, najpogostejša se Hallova napetost uporablja za merjenje gostote magnetnega pretoka. Po tem se običajno uporablja kar formula $U_H = R_H \frac{I B}{d}$, kjer se R_H imenuje Hallov koeficient.

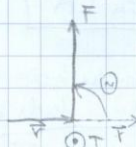
- Merjenje magnetnega polja s Hallovim efektom: Pri realizaciji moramo zagotoviti cilm bolj natančen točasn vir ~~toka~~ veriga točasnih klesč vsebuje Hallov senzor, najdemo ga v elektronskih kompasih, za merjenje pomikov, rotacije...

10. Magnetna sila na tokovodnik (definicija enote amper)

- Odgovorjeno že pri prvem vprašanju: $d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$
- $\vec{F} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi r}$

11. Navor na tokovno zanko v magnetnem polju.

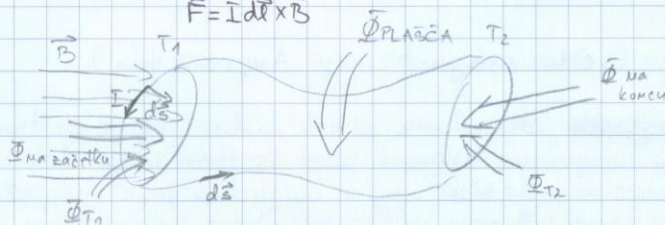
- Če na tokovodnik v magnetnem polju deluje sila, potem v primeru vpetja z ročico deluje v na vodnik deluje navor: $\vec{T} = \vec{r} \times \vec{F}$
- Velikost navora je torej: $T = r \cdot F \cdot \sin \theta$. Smer vrtenja je pravokotna na ravnino, ki jo določata vektorja ročica in sile.



12. Delo magnetne sile za premik olizasil tokovne zanke.

- Kajšno delo opravimo pri premiku vodnika iz začetne lege do končne?

$$A = \int_s \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_s I (d\vec{l} \times \vec{B}) \cdot d\vec{s} = I \int_{T_1}^{T_2} (d\vec{s} \times d\vec{l}) \cdot \vec{B} = I \int_{T_1}^{T_2} \vec{B} \cdot d\vec{A} = I \int_{T_1}^{T_2} \vec{B} \cdot \vec{n} dA$$



Rezultat integracije je celoten fluks, ki ga gre skozi "plašč", ki ga opiše vodnik na poti $A = I \int_{T_1}^{T_2} \vec{B} \cdot d\vec{A}$. Ker pa je magnetno polje brezdivno ($\nabla \cdot \vec{B} = 0$), mora biti celoten fluks skozi ماندنه telo, ki ga opiše premikajoči vodnik enak nič. To pomeni, da mora biti fluks skozi plašč enak razliki fluksa skozi površino, ki jo opisuje vodnik v končnem položaju in fluksu v začetnem položaju. Če želimo računati fluks skozi zanko, ki jo opisuje vodnik računati v isti smeri tako na začetku kot na koncu, velja: $\Phi_{\text{plašč}} = \Phi_{\text{končni}} - \Phi_{\text{začetni}}$. Smer tehi fluksov računamo v t.i. pozitivni smeri, ki jo določa toč v gibajoči zanki (smer polja v zanki, ki jo povzroča toč I)

$$A = I (\Phi_{\text{končni}} - \Phi_{\text{začetni}})$$

- Delo magnetnih sil bo pozitivno tedaj, ko bo fluks skozi zanko v končni legi večji kot v začetni.
- Če ima tokovna zanka možnost prostega gibanja, se bo postavila tako, da bo fluks skozi zanko največji.

- Če je rezultat pozitiven, pomeni, da so delo opravile magnetne sile, če pa je negativen so delo opravile zunanje sile $A_{mag} + A_{zun} = 0$

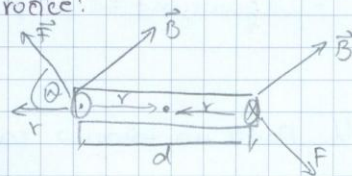
13. Magnetni dipol, magnetni dipolski moment (analogije na el. dipol)

- Vzemimo pravokotno zanko dolžine l in širine d , ki je v sredini vpeta na os. Navor na tako zanko dobimo z upoštevanjem sile na stranico dolžine l in ravnice:

$$F = BIl, \quad r = \frac{d}{2} \sin \theta$$

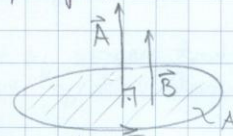
Ker delujeta vzajemno dve sili (na obe stranici) je navor

$$T = 2Fr = IldB \sin \theta = IAB \sin \theta$$



- Navor v homogenem polju je odvisen le od površine zanke in ne njene oblike
- Tokovni moment definiramo kot **MAGNETNI MOMENT** $\vec{m} = IA$, ki je vektor s smerjo pravokotno na površino zanke (normala na površino)

$$\vec{m} = \vec{e}_n IA$$



Smer normale določa smer toka in kaže v smeri polja znotraj zanke.

- Navor na zanko lahko zapišemo tudi z magnetnim momentom

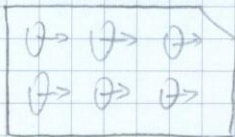
$$\vec{T} = \vec{m} \times \vec{B}$$

Navor na tokovno zanko deluje tako, da jo zasuka pravokotno na smer polja, oz. tako, da bi smer magnetnega momenta enaka smeri polja. Takovna zasuka se obrne tako da je pretok skozi zanko največji.

- Takovna zasuka je osnovni element v magnetiki, tako kot je el. dipol osnovni element v elektrostiki.

14. Smol v magnetnem polju (vektor magnetizacije, Amperovi toki)

- Krožeje elektronov okoli ~~jedra atoma~~ jedra atoma pa tudi lastno vrtenje elektronov okoli svoje osi ~~določajo~~ določajo magnetne lastnosti snovi. Vsi atomi imajo določene magnetne lastnosti, vendar velika večina zelo šibke, saj se magnetno polje magnetnih momentov posameznih elektronov zaradi njihovega naključnega gibanja izničuje. Snovi s takimi lastnostmi imenujemo **DIAMAGNETIKI**. Obstajajo pa določeni atomi v katerih se magnetni momenti ne izničujejo in povečajo izrazito magnetno polje v svoji okolici. Materiale s takimi lastnostmi imenujemo **feromagnetiki**. Ti lahko tvorijo trajne magnetne, ki si jih lahko predstavljamo kot skupel velik številni majhnih enako usmerjenih magnetov. Te magnetke pa lahko opišemo z njihovimi magnetnimi dipolnimi momenti, ki v svoji okolici povečajo magnetno polje, ki je vsota posameznih momentov (tokovni tok).



- **VEKTOR MAGNETIZACIJE** definiramo kot povprečje magnetnih dipolnih momentov na enoto volumna.

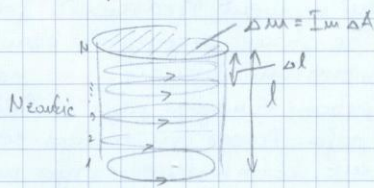
$$\vec{M} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum \vec{m}}{\Delta V} = \left[\frac{A \text{ m}^2}{\text{m}^3} \right] = \left[\frac{A}{\text{m}} \right]$$

Trajni magnet lahko namesto z upoštevanjem velikega števila magnetnih momentov obravnavamo z vektorjem magnetizacije

- **MAGNETNI NABOJ** (koncept) - kljub temu, da magnetnega naboja ni, ga lahko definiramo v smislu analogije z električnim nabojem. Obravnavamo se ga s površinsko gostoto magnetnega naboja σ_m , ki je lahko pozitiven (severna stran magneta) ali negativen (južna stran). Celotni mag. naboj na severni strani (površini) je tako $Q_m = \sigma_m \cdot A$. Velja $\sigma_m = -M_n$, M_n - normalna komponenta vektorja magnetizacije. $\sigma_m = \vec{e}_n \cdot \vec{M}$. Magnetni naboj nastopa le na mestih, kjer je vektor magnetizacije pravokoten na površino.

- Zveza med magnetizacijo in tokom.

Če primerjamo polje trajnega magneta in polje ravne tuljave, ugotovimo, da sta polja navzven enaki. Polje trajnega magneta lahko prikazujemo kot posledico površinskega toka (K_m) ali pa kot tuljavo z N ovojji in tokom I_m .

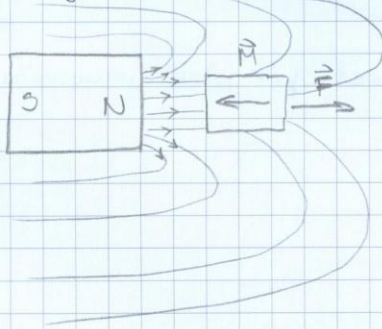


$$M = \frac{m}{\Delta V} = \frac{I_m \Delta A}{\Delta A \Delta l} = \frac{I_m}{\Delta l} \cdot \frac{N}{N} = \frac{I_m N}{l} = K_m$$

15. Dia-, para- in ferromagnetizem (moduli odzivnosti)

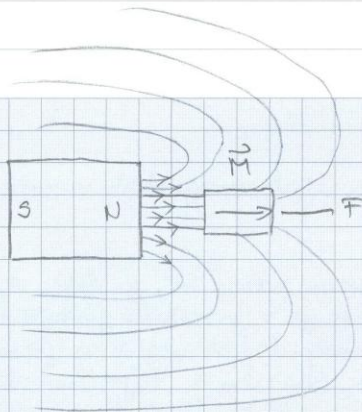
- **DIAMAGNETIKI** - izkazujejo izredno šibke magnetne lastnosti. Mag. dipolni momenti kroženja elektronov in vrtilnega spina se v tači smoti kompenzirajo. Pod vplivom zunanega mag. polja se nekoliko zmanjša magnetno polje v notranjosti, ker je vpliv zunanjega polja na spin elektronov nekoliko močnejši kot na orbitalni moment. Te snovi imajo ~~negativno~~ ^{negativno} magnetno susceptibilnost oz. relativno permeabilnost, ki je malo manjša od 1. (Cu, Au, Ag, Hg, H₂O). Če diamagnetič postavimo v bližino močnega trajnega magneta, bo med njima odbojna sila (medsebojno od pola magneta)

Njihova susceptibilnost je v praksi zanemarljiva.



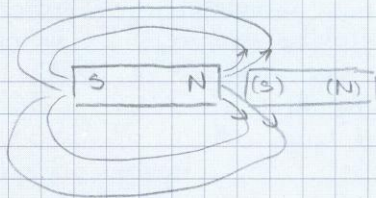
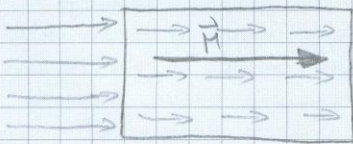
Magnetizacija kaže v nasprotni smeri kot vzbujaanje...

- **PARAMAGNETIKI** so snovi v katerih ni ravnotežja med magnetnimi dipolnimi momenti zaradi kroženja elektronov in spina. Vsak atom izkazuje rezultantni magnetni dipolni moment, ki pa se zaradi neurejenosti strukture kompenzirajo. S postavitvijo take snovi v magnetno polje, se polje v notranjosti nekoliko poveča v smeri zunanjega polja. Take snovi so: aluminij, platina, mangan, železo, zrak. Tudi magnetna susceptibilnost paramagnetičkov je v praksi zanemarljiva.



Magnetizacija kaže v smeri vzbujačnega polja. Sila na paramagnet je v smeri večje gostote polja.

- FEROMAGNETIKI: V feromagnetiku ima vsak atom relativno velike magnetni dipolni moment. Predstavljajo feromagnetov so: železo, nikelj in kobalt. V feromagnetih se atomi grupirajo v območja, ki jim pravimo domene. Znotraj domene so momenti orientirani, domene pa so navzven neurejene in zato magnetno polje ni izraženo. Pod vplivom zunanega polja se lahko magnetni momenti v domeni usmerijo v smer zunanega polja. Proces orientiranja se odvijajo fazah, tako, da se najprej nekoliko povečajo domene, katerih stene tvorijo majhen kot glede na zunanje polje. Pri taki reorientaciji je polje reverzibilno: če izklopimo zunanje polje, se domene vrnejo v prvotno položaj. Če se zunanje polje še dodatno poveča, se začnejo obračati cele domene. Če v ta den momentu izklopimo zunanje polje, se domene ne vrnejo več v začetno stanje, temveč ostanejo delno orientirane. Če pa zunanje polje še povečujemo prihaja do nasičenja, ko so praktično že vsi dipolni momenti obrnjeni v smer polja. Povečevanje polja ni več mogoče. Gostota magnetnega pretoka sicer še naprej narašča s povečevanjem vzbujača vendar je relativna permeabilnost enaka 1. (feromagnetik se obnaša kot zrak)



16. Vektor magnetne poljske jakosti (vrtinčnost poljske jakosti, permeabilnost)

- Imamo zračni toroid, katerega polje v sredini ovjeka je enako $B = \frac{\mu_0 NI}{l}$, l - dolžina srednje poti. Sedaj vzamemo še toroidno jedro iz feromagnetika in ga ovijemo s enakim številom ovjev. Pri vzbujačnem toku I ugotovimo povečanje polja v sredini ovjev. Amperov zakon, kot smo ga poznali do sedaj tu odpravi saj povečanje polja ne predvideva. Zakon moramo spreminiti tako, da bo upošteval tudi vplive magnetnih momentov v feromagnetiku:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 N(I + I_m)$$

NI_m je tož zaradi magnetizacije feromagnetika. To tož lahko povežemo z vektorjem magnetizacije.

$$B = \mu_0 \left(\frac{NI}{l} + \frac{NI_m}{l} \right) = \mu_0 \left(\frac{NI}{l} + M \right)$$

$$\frac{B}{\mu_0} - M = \frac{NI}{l} \Rightarrow \oint \left(\frac{B}{\mu_0} - \vec{M} \right) \cdot d\vec{l} = NI$$

Definiramo novo veličino - MAGNETNO POLJSKO JAKOST H

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

Ampereov zakon, pa sedaj dobi obliko: $\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI$

V splošnem lahko enačbo zapišemo tako, da namesto produkta NI uporabimo splošnejši zapis z gostoto (konduktivnega) toka, ki ga zaveča žlepa:

$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_A \vec{j}_e \cdot d\vec{A}$$

V modificirani obliki Ampereovega zakona ni več vpliva snovi, saj je skrita v definiciji jakosti mag. polja. Če nas zanima gostota magnetnega pretoka pri uporabi feromagnetikov najprej izračunamo jakost polja nato pa še gostoto pretoka iz enačbe:

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

Magnetna poljska jakost ima enako enoto kot vektor magnetizacije $[A/m]$ in je neposredno povezana s tokovnim vzbujovaljem.

- Velikost magnetizacije je odvisna od vzbujovalja. Večanje vzbujovalja povzroča večanje magnetizacije, saj se usmerjenost magnetnih dipolov z večanjem vzbujovalja vedno bolj orientira v smer vzbujovalnega polja. To opišemo kot:

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

χ_m - MAGNETNA SUSCEPTIBILNOST je mera za dovzetnost materiala za magnetizacijo pri vzpostavitvi magnetnega polja.

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

μ_r - RELATIVNA PERMEABILNOST. Določimo jo iz zveze med H -jem in B -jem.

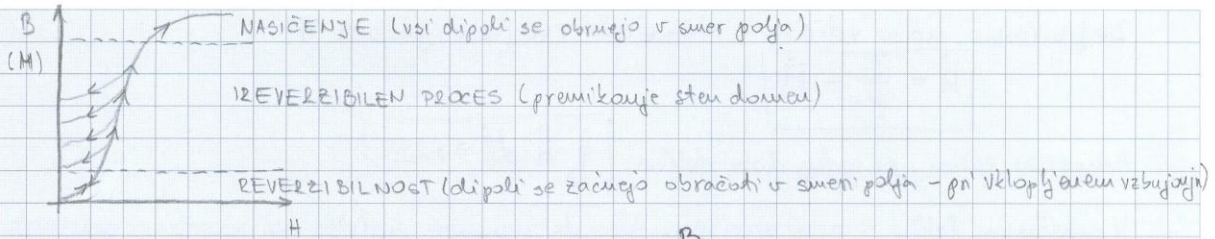
$$\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H}$$

Za določen material iz poznane vzbujovalja (H) in izmerjenega polja (B) določimo relativno permeabilnost. Za feromagnetne materiale se izkaže, da ni linearna in je torej funkcija vzbujovalja $\mu_r = \mu_r(H)$. Izkaže se, da se relativna permeabilnost po izločitvi vzbujovalja spreminja drugače kot pri vzbujovalju. Tej lastnosti rečemo HISTEREZA.

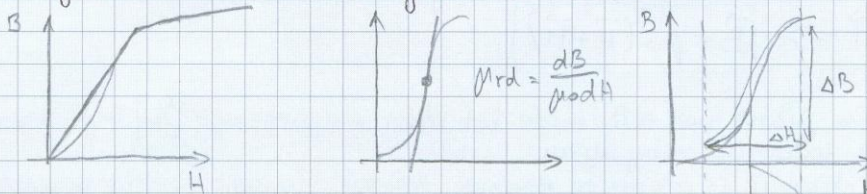
17. Feromagnetiki (magnetne krivulje, histereza zaveza, anomalije magnetnih snovi)

- KRIVULJA MAGNETEVA (kako se magnetizacija spreminja z večanjem gostot mag. pretoka)

Zumoyje vzbujovalje opišemo z jakostjo mag. polja H , rezultat magnetevja ga opazujemo z naraščanjem gostote mag. pretoka B . ($B(H)$ krivulja) ~~Krivulja~~ Krivulja pri feromagnetiki ni linearna. Na začetku je najblju manjši, potem največji in pri večjih vzbujovaljih zopet manjši (masičenje). Začetni, začetni krivulji magnetevja rečemo DEVIŠKA KRIVULJA, ker se ob izlopu zumoyjega vzbujovalja gostota pretoka ne vrne na nič, pač pa na neko vrednost, ki je različna od nič.



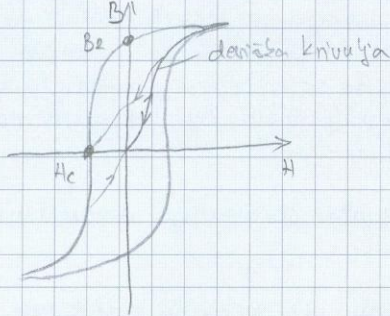
Relativna permeabilnost je definirana kot $\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H}$. Tej permeabilnosti rečemo tudi STATIČNA, saj ni definirana z uveljavljeno krivuljo pač pa z razmerjem med B in H . Zadejni odsek predstavlja masičnejše želez relativna permeabilnost postane cca 1. Pri feromagnetih so vrednosti rel. permeabilnosti od nekaj 1000 do nekaj 100.000. Vrednost statične permeabilnosti je odvisna od točke računanja, in to zaradi nelinearne magnetne krivulje nelinearna. Poskušamo jo tako, da lineariziramo magnetno krivuljo. Tako postane statična rel. permeabilnost konstantna.



Pri vzbujuju z majhnimi izmeničnimi signali uporabimo le del krivulje magnetaja oz. uveljavljeno krivuljo v določeni delovni točki. Tako dobimo DINAMIČNO RELATIVNO PERMEABILNOST, $\mu_{rd} = \frac{dB}{\mu_0 dH}$

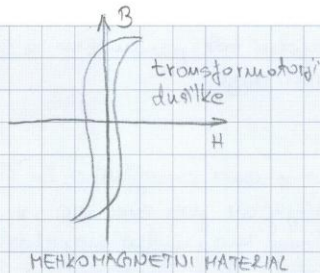
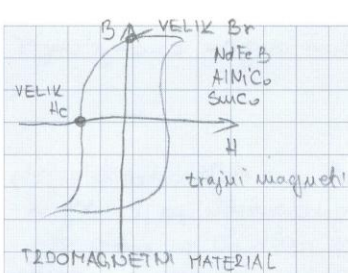
Če imamo opravila z izmeničnimi signali, ki je superpozicija na enosmernega uporabimo INKREMENTALNO RELATIVNO PERMEABILNOST, ki ni definirana z odvodom ampak z diferenciali v lokalni histerezni zanki: $\mu_{ri} = \frac{\Delta B}{\mu_0 \Delta H}$
 $\mu_{ri} < \mu_{rd}$

HISTEREZNA ZANKA

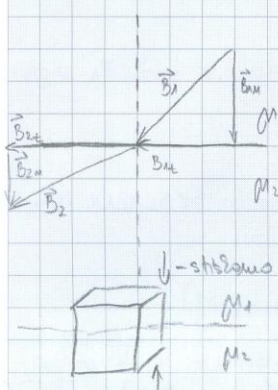


Do določenega B_r je proces magnetaja še reverzibilen, ko pa je ta vrednost presežena, se pri zmanjševanju vzbujuju B počasi zmanjšuje kot pri povečevanju. Dobimo histerezni zanko. Ko je vzbujuje izklopljeno, ostane v materialu določeno polje, ki ga imenujemo REMANENČNO (B_r). Če smer vzbujujuja obrnemo, se zmanjšuje polje in pri določeni vrednosti vzbujuje pride na nič. Tej točki rečemo KOERCITIVNA JAKOST POLJA in jo označimo s H_c . Pri še povečanem vzbujuju pridemo do nasičenja v negativni smeri. Vzbujuje zopet zmanjšujemo do nič in nato do nasičenja kjer se začeta in zanka krivulja stalmeta.

Če želimo material uporabiti kot trajni magnet, je primerno uporabiti material, ki ima veliko vrednost remanentne gostote polja. Poleg tega je pomembno tudi, da ga ni lahko razmagnetiti, torej mora imeti veliko tudi koercitivno jakost polja. Najboljši materiali za trajni magnet imajo veliko vrednost produkta H_c in B_r . Taki rečemo tudi FEROMAGNETNI, MEKKO MAGNETNI MATERIALI imajo ozko histerezni zanko in veliko permeabilnost. Tipičen mehko magnetni material je železo.



18. Mejna pogoja vektorjev magnetnega polja ob stiku medijev.



Imamo dve snovi s permeabilnostima μ_1 in μ_2 in poljema \vec{B}_1 in \vec{B}_2 .
Mejna pogoje določimo iz dveh splošno veljavni zakonov:

- o brezizvornosti mag. polja: $\oint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$

- o vrtičnosti mag. polja: $\oint_{\gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_A \vec{j} \cdot d\vec{A}$

Zamislimo si mali volumen, ki sega v obe snovi. Ko skiziramo volumen proti mejam obliki kvadrata, ugotovimo, da se mora fluks šteti mejno površino ohranjati:

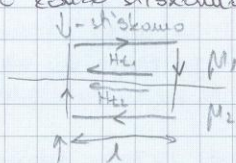
$$B_{n2} \cdot A = B_{n1} \cdot A \Rightarrow \boxed{B_{n1} = B_{n2}}$$

$$\vec{e}_n \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0$$

Normalni komponenti gostote magnetnega pretoka morata ostati nespremenjeni.

Zamislimo si pravokotno zanka, ki vsebuje polje obeh snovi. Upoštevamo Ampereov zakon,

ko zanko skiziramo v smeri meje. Magnetne napetosti na stranicah s stranskim zanki izvenijo, vzdolžne pa se izenačijo, oz. $H_{t2} \cdot l = H_{t1} \cdot l = 0$. To pomeni, da se ohranjata tudi tangencialni komponenti jakosti polja.



$$\boxed{H_{t2} = H_{t1}} \Rightarrow \boxed{\frac{B_{t2}}{\mu_2} = \frac{B_{t1}}{\mu_1}}$$

Če upoštevamo še možnost, da po površini med snovevna teče površinski tok (tolovna obloga) moramo ugotoviti, da mora biti različna tangencialni magnetni jakosti ravno enaka gostoti toka po površini (tolovni oblogi):

$$H_{t2} \cdot l - H_{t1} \cdot l = \pm K$$

Gre za K , ki je pravokoten na smer tangencialni komponent H -ja, pa se smer K -ja je pomembna: $\vec{e}_n \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{K}$

Tu je pomembna tudi smer normale, ki je definirana od snovi z indeksom 1 v snov z indeksom 2.

19. Skalarni magnetni potencial, magnetna napetost (omejitve)

- MAGNETNA NAPETOST

V enačbi $\oint_{\gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI$ nastopa tok pomnožen s številom ovijev kot vzbujovalni (vir) mag. polja. Zato ga pogosto imenujemo tudi magnetna napetost $\mathcal{A} = NI$

$$\mathcal{A} = \oint_{\gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

Magnetna napetost je v bistvu vzbujači toč. pomnožen s številom ovojin. Enota je amper [A], pogosto pa rečemo tudi 'Ampersu' ovojji.

- MAGNETNI POTENCIAL

Magnetni potencial lahko definiramo z eno omejitvijo. Za el. pot. je v elektrostatični veščini, da je integral el. poljske jakosti po začljčeni poti enač nič, v magnetostatiki pa je integral magnetnega polja po začljčeni poti enač magnetni napetosti oz. točn. iči ga zveča okleue. Magnetni potencial je smiselno definirati tačrat, ko ga ne računamo po začljčeni poti.

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

Če si v točči T₂ izberemo mag. potencial nič, lahko magnetni potencial v točči T₁ zapišemo kot:

$$V_m(T_1) = \int_{T_1}^{T_2 (V_m=0)} \vec{H} \cdot d\vec{l}$$

Boj' potencialno rečemo magnetnemu potencialu, ča' ga opisuje zgornja enačba SKALARNI MAGNETNI POTENCIAL.

20. Magnetna vezja (magnetni viri in trajni magnet, magnetni upori)

- Za analizo magnetnih struktur uporabimo Amperov zakon, ča' pa ga moramo malo poenostaviti. Namesto v integralni obliži ga zapišemo kot $\sum_{i=1}^M H_i d_i = \approx$ (magnetne)

$$\sum_{i=1}^M H_i d_i = \approx$$

Desna stran enačbe predstavlja točsno vzbujačje (lahko je več točih vzbujačj), leva stran enačbe pa so padci magnetne napetosti na posameznih odsekih po začljčeni mag. poti. Pri tem poenostavimo, da je po presčtu jedra polje homogeno in da računamo razdalje po sredini jedra.

Potrebujemo še povezavo med gostotami pretoka v sosednjih odsekih poti. To zvezo dobimo iz zakona o brezdivornosti polja:

$$\sum_{i=1}^M \vec{\Phi}_i = 0$$

- MAGNETNA UPORNOST

$$\sum_{i=1}^M H_i l_i = \approx \quad \Phi = B \cdot A = \mu H \cdot A \Rightarrow H = \frac{\Phi}{\mu A}$$

$$\sum_{i=1}^M \Phi_i \frac{l_i}{\mu_i A_i} = \approx$$

magnetna upornost

$$R_m = \frac{l}{\mu A}$$

μ - permeabilnost, kateri bi lahko rekli tudi specifične magnetne prevodnosti. Večja kot je permeabilnost, bolj je material "magnetno prevoden". Enota magnetne

uporabiti mi Ohm ovpač $\left[\frac{m}{Vs \cdot m^2} \right] = \left[\frac{A}{Vs} \right] = \left[\frac{1}{\Omega} \right]$

$$\left[\sum_{i=1}^n \Phi_i \cdot R_{m_i} = 0 \right]$$

Tako lahko obravnavamo poljubno vezje vendar moramo upoštevati, da mora biti relativna permeabilnost konstantna.

21. Analiza magnetnih vezij

Za analizo magnetnih vezij lahko uporabimo vse metode za analizo el. vezij:

- zračna metoda
- metoda superpozicije
- metoda spajščinih potencialov
- Theveninov in Nortonov teorem