# 3) STACIONÁRNÍ POLE



- PŘEMíST. el. NÁBOJE → PROUD
- POZOR. V INERC. SOUSTAVĚ

$I_{\Delta t} = \frac{Q}{\Delta t}$ ... PRŮMĚRNÝ PROUD

$I = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t}$ ... OKAMŽITÝ PROUD

- PROUD JE FCE ČASU
  - KDYŽ NE → STACIONÁRNÍ

$$Q = \int_0^t I(t)\, dt$$

- HUSTOTA PROUDU $\bar{j}(r)$

$$I = \int \bar{j} \cdot d\bar{S} \Rightarrow \Delta I = \bar{j}(r')\Delta S$$

$r'$ ... LIBOVOL. BOD PLOŠKY $\Delta$

- **PROUDOVÁ ČÁRA** — KŘIVKA, JEJÍŽ TEČNY MAJÍ VŽDY SMĚR HUSTOTY PROUDU

- **PROUDOVÁ TRUBICE**
  - ČÁST PROSTORU, Z VNĚJŠKU VYMEZENOU PLOCHOU TVOŘENOU PROUD. ČARAMI
  - PLOCHOU NEPROT. PROUD

- $I_s$ ... **PLOŠNÝ PROUD** $I_s = \lim \frac{\Delta Q}{\Delta t}$, $\bar{j}_s$ $\quad I_s = \int_\lambda \bar{j}_s \cdot d\lambda$

- $[I] = C$

## MECHANISMY VEDENÍ PROUDU:

- **VOLNÉ PROUDY** – PŘI PŘEMÍST. VOLNÝCH NÁB. NA MAKROSKOP. VZDÁL.
  - → **KONDUKČNÍ** (POHYB NOSITELŮ V LÁTK. PROSTŘ.)
  - → **KONVEKČNÍ** (VOLNÝ PROSTOR)
- **POLARIZAČNÍ PROUD V DIELEKTRIKU** (TYP VÁZANÉHO PROUDU)

- $V_+$ ... RYCHL. KLAD. NÁB., $V_-$ ...

$$\Delta Q_+ = \rho_+ \Delta V = \rho_+(\Delta\bar{S}\cdot v_+)\Delta t$$

$$\bar{j}_+ = \rho_+\bar{v}_+ \qquad \bar{j}_- = \rho_-\bar{v}_-$$

$$\bar{j} = \bar{j}_+ + \bar{j}_-$$

→ **PRAXE** – VODIČ JAKO CELEK JE EL. NEUTRÁLNÍ

$$\bar{j} = \rho\bar{v} \quad \wedge \quad \rho = |\rho_+| = |\rho_-| \quad \wedge \quad \bar{v} = \bar{v}_+ - \bar{v}_-$$

$\bar{v}$ ... RELAT. RYCHLOSTI OBOU NOSITELŮ

$I_p$ ... **CELK. POLARIZ. PROUD**

$$I_p = \int_S \bar{j}_p\, d\bar{S} \qquad I_p = -\frac{dQ_p}{dt} \qquad Q_p = \int_V \rho_p dV = -\int_V \operatorname{div}\bar{P} dV = -\oint_S \bar{P} d\bar{S}$$

ČASOVÁ ZMĚNA VEKTORU POLARIZACE

$$\Rightarrow I_p = \frac{d}{dt}\int_S \bar{P}\, d\bar{S} = \int_S \frac{\partial \bar{P}(\bar{r},t)}{\partial t} d\bar{S}$$

⇒ HUST. POLARIZ. (POSUV.) PROUDU $\boxed{\bar{j}_p = \frac{\partial \bar{P}}{\partial t}}$ $\qquad I_p = \int_S \frac{\partial P(\bar{r},t)}{\partial t} dS$

- VŠECHNY UVED. MECHANISMY MOHOU PŘISPÍVAT K CELK. HODN. PROUDU

# ROVNICE KONTINUITY PROUDU:

– MAT. VYJÁDŘENÍ ZÁK. ZACH. NÁBOJE

$$\boxed{I + \frac{dQ}{dt} = 0}$$

← ROVNICE KONTINUITY PROUDU (INT. TVAR)

$$\int \bar{j} \cdot d\bar{S} + \frac{dQ}{dt} = 0$$

(BEZ PŘÍS. NÁB. A PROUDŮ)

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt} \int_S \varrho \, dV = \int_S \frac{\partial \varrho}{\partial t} \, dV$$

$$\Rightarrow \boxed{\operatorname{div} \bar{j} + \frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0}$$

– STAC. PROUD $\frac{\partial \varrho}{\partial t} = 0$

PRO STAC PROUD

$$\Rightarrow \boxed{\operatorname{div} \bar{j} = 0}$$ STAC. !

# STACIONÁRNÍ ELEKTRICKÉ POLE A EL. OBVOD

## 1) ZÁKL. VLASTNOSTI

– NEZÁV NA t $\boxed{t \text{ NEZÁV}}$

($\bar{j}$ → NEZÁV NA t)

– POLE JE: POTENCIÁLNÍ, KONZERVATIVNÍ $\boxed{\operatorname{rot} \bar{E} = 0}$

$$E(r) = -\operatorname{grad} \varphi(\bar{r})$$

– PLATÍ GAUSS

$$\phi = \frac{Q_c}{\varepsilon_0} \qquad \operatorname{div} E = \frac{\varrho_c}{\varepsilon_0}$$ CELK.

$$\boxed{\operatorname{div} D = \varrho}$$ I. MAXW.

– ROZDÍL MEZI EL. A ELEKTRICKÉ STAT.

STATICKÉ

– EL. MŮŽE BÝT TRVALE NENULOVÉ UVNITŘ VODIČŮ !

JSOU POPSÁNY PODOBNÝMI ROVNICEMI, ALE S ROZDÍL. OKRAJ. PODMÍNKAMI

$\bar{D}$ ... ELEKTRICKÁ INDUKCE

– PRO EL. POLE V LÁTK. PROSTŘEDÍ

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

$\bar{P}$ ... VEKTOR POLARIZACE PROSTŘEDÍ

→ PRO EL. MĚKKÁ PROSTŘ.

→ ELEKTRICKÁ SUSCEPTIBILITA

$$\bar{P} = \varepsilon_0 \varkappa_e \bar{E} \qquad \bar{D} = \varepsilon \bar{E}$$

PRO D PLATÍ GAUSS

GAUSS

$$\boxed{\oint_S D \, dS = Q}$$

$$\boxed{\operatorname{div} D = \varrho}$$

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + \varepsilon_0 \varkappa_e \bar{E}$$
$$\bar{D} = \varepsilon_0 (1 + \varkappa_e) \bar{E}$$

KDYŽ MOHU ROZLOŽENÍ NÁBOJE POPSAT $\varrho$

(2)

# OHMŮV ZÁKON PRO HOMOG. VODIČE

– KONKR. ZPŮSOB REALIZACE PROUDU
– VLIV PROSTŘEDÍ

$$U=\varphi_1-\varphi_2=\int_{(1)}^{(2)} E\,dl \qquad \boxed{I=\frac{1}{R}U}$$

- EL. POLE
  - └ VLIV NA PŘEMíST. NÁBOJE (VOLNÉHO)
  - ZÁV. E ~ I ⇒ OHM

R … ODPOR
- ZÁVISÍ NA GEOMETRII, VĚDY KLADNÝ (UDÁVÁ ORIENTACI VODIČE)
- DRUHU LÁTKY

– SROVNÁNÍ MATERIÁLŮ
– MĚRNÝ SPECIFICKÝ ODPOR $\varrho_R$

$$\boxed{R=\varrho_R\frac{\Delta l}{S}}$$

– U HOMOG. VODIČE S KONST. ODP. $\Rightarrow \boxed{R=\varrho_R\frac{l}{S}}$

$$G=\frac{1}{R} \qquad \gamma=\frac{1}{\varrho_R}$$

$U=RI$

– V DIFERENC. TVARU

$$\Delta U=\varphi_1-\varphi_2=E\cdot\Delta l \quad\wedge\quad I=\bar{j}\cdot\bar{S}$$

$\bar{E}$ a $\bar{j}$ JSOU ⊥ NA $\bar{S}$

$E\Delta l = R\,j\,S$

$I=\frac{U}{R} \Rightarrow \bar{j}\cdot\bar{S}=G\cdot U$

$\bar{j}\cdot\bar{S}=\frac{S}{\Delta l}\gamma\cdot E\Delta l$

$\boxed{\bar{j}=\gamma E}$

**!** $\Rightarrow \boxed{\bar{j}=\gamma\bar{E}}$ DIFERENCIÁLNÍ TVAR OHMOVA ZÁKONA

$[R]=\Omega \qquad [G]=S$ (Siemens)

$[\varrho]=\Omega\,m$

**!**
- POPISUJE CHOVÁNÍ VODIČŮ V EL. POLI
- U HOMOG. VODIČŮ → NEPLATÍ AŽ ZA EXTR. PODMÍNEK
- LIN, HOMOG., IZOTROP. VODIČ → JE TO KLADNÁ SKALÁR. VELIČINA

V LINEÁR. ANIZOTROPNÍM → (SYM. TENZOR 2. ŘÁDU)

$$\begin{aligned} j_x &= \gamma_{xx}E_x+\gamma_{xy}E_y+\gamma_{xz}E_z \\ j_y &= \gamma_{yx}E_x \quad \dots \\ j_z &= \gamma_{zx}E_x \quad \dots \end{aligned}$$

PRO ANIZOTROP. PROSTŘEDÍ → $j$ a $\bar{E}$ NEJSOU OBECNĚ KOLINEÁRNÍ

– U LIN, HOM, + IZOTR VODIČ SE STAC. PROUDEM
└ HUST. VOLNÉHO i VÁZ. NÁBOJE ~~PROUDU~~ NULOVÁ

–DOKUD NĚCO TEČE, TAK VOLNÉ POSTELE NÁBOJE NEJSOU

OHM:
PROUD TEKOUCÍ V URČITÉM OKAMŽIKU DANÝM VODIČEM JE ÚMĚRNÝ OKAMŽITÉ HODNOTĚ SPÁDU POTENCIÁLU NA TOMTO VODIČI

$$\boxed{\varrho=\mathrm{div}\,\bar{D}=\varepsilon\,\mathrm{div}\,E=\frac{\varepsilon}{\gamma}\mathrm{div}\,\bar{j}=0}$$ !

OBJ. HUST. VOLNÉHO NÁBOJE

ANALOGICKY PRO VÁZANÝ

$$\boxed{\varrho_P=-\mathrm{div}\,\bar{P}=-\chi_e\,\mathrm{div}\,\bar{E}=-\frac{\chi_e}{\gamma}\mathrm{div}\,\bar{j}=0}$$

⇒ NENUL. MAKROSKOP. NÁBOJE EXISTUJÍ POUZE V MÍSTECH, KDE SE MĚNÍ PARAM. VODIČE !

LIN, HOM, IZOTR → JE HUSTOTA PROUDU VEKTOR
– KOLINEÁR. S INTENZITOU ‖ !

LIN, HOM VODIČ SE STAC. PROUDEM → $\varrho_V$ i $\varrho_{volného}$ NULOVÁ !

# OHMŮV ZÁKON PRO NEHOMOG. VODIČ

↓ V NEHOM. VODIČI

- $\bar{j}$ SE MŮŽE ROVNAT ∅ I PŘI NENUL. POLI ❗ NEBO NENUL. $\bar{j}$ PŘI NULOVÉM POLI
  - ⟶ MUSÍM ZOHLEDNIT NEPOTENC. SÍLY

-PROUD. ČÁRY LOUZAVŘ. KŘIVKY
-NOSITELÉ ZESTUOÍ PO UZAVŘ. DRAHÁCH

- $\bar{F} = q\bar{E}$ — SÍLA POLE O $\bar{E}$ PŮS. NA $q$

OHM DIF

$$\boxed{\bar{j} = \gamma(E + E^*)}$$

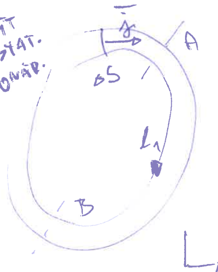
$E^*$ ... VTIŠTĚNÁ (ELEKTROMOT.) INTENZITA

$\bar{j} = 0$ KDYŽ $E = -E^*$

TO NEMŮŽE BÝT VYVOLÁNO ELSTAT. ČI EL. STACIONÁR. POLEM ❗

↓

MUSÍ EXIST. NEPOTEN. SÍLY ❗




⟶ HLEDÁM INT. TVAR OHMA

$$\underbrace{\int_A^B \frac{\bar{j}}{\gamma}\, d\bar{l}}_{} = \overbrace{\int_A^B \bar{E}\, d\bar{l}}^{U} + \int_A^B \bar{E}^*\, d\bar{l}$$

ZDROJ

$$\boxed{\bar{j} = \gamma\bar{E}}$$

DIF. TVAR OHMA

VYJÁDŘÍM POMOCÍ KONST. $I$ TENOUČKÉ TRUBICE PRŮŘEZU ΔS (PODÉL $dl$)

$$\int_A^B \frac{\bar{j}}{\gamma}\, d\bar{l} = \int_A^B \frac{j}{\gamma}\, dl = I \underbrace{\int_A^B \frac{dl}{\gamma\Delta S}}_{R}$$

⟶ PROUD $I$ JE PODÉL ČÁRY KONSTANTNÍ $\quad I = j\,\Delta S \Rightarrow j = \frac{I}{\Delta S}$

$$U_{AB} = \int_A^B \bar{E}\, d\bar{l}$$

— VYJADŘUJE POKLES POTENCIÁLU

$$\mathcal{E}_{AB} = \int_A^B \bar{E}^*\, d\bar{l}$$

$\mathcal{E}_{AB}$ ... ELEKTROMOTORICKÉ NAPĚTÍ

$$\boxed{I_{AB} = \frac{1}{R}\left(U_{AB} + \mathcal{E}_{AB}\right)}$$

INTEGRÁLNÍ TVAR OHMOVA ZÁK. PRO ČÁST (A–B) NEHOM. VODIČE

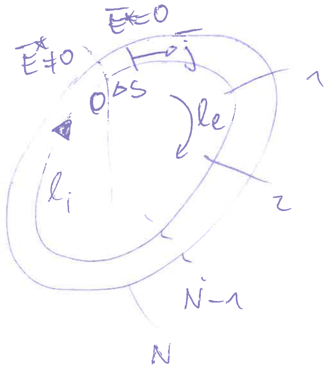
$$\boxed{I = \frac{\mathcal{E}}{R_c}}$$

-PROUD JE PŘÍMO ÚMĚRNÝ ELEKTROMOT. NAPĚTÍ A NEPŘÍMO R

PASIVNÍ VODIČ

-CO KDYŽ JE TRUBICE TVOŘENA HOM. I NEHOM. ČÁSTÍ ?

⟹ OBVOD $\qquad$ EL. ZDROJ




$$R_i = \int_{l_i} \frac{dl}{\gamma\Delta S} \qquad \mathcal{E} = \int_l \bar{E}^*\, d\bar{l}$$

$$\Rightarrow IR_i = \int_{l_i} \bar{E}\, d\bar{l} + \mathcal{E}$$

⟶ ROZDÍL POTENCIÁLU (0 – N) ⟶ SVORKOVÉ NAPĚTÍ *

$$U_0 = \int_{l_e} \bar{E}\, d\bar{l}$$

* VŽDY KLADNÉ VELIČINY

$$\int_{l_e} \bar{E}\, d\bar{l} + \int_{l_i} \bar{E}\, d\bar{l} = 0 \Rightarrow \boxed{\mathcal{E} - R_i I = U_0}$$

$$\int_{l_e} E \cdot dl + \int_{l_i} E\, dl = 0 \qquad \boxed{\mathcal{E} - R_i I = U_0}$$

⇒ SVORKOVÉ NAPĚTÍ – VŽDY MENŠÍ NEŽ ELMOT.
– POUZE V PŘÍPADĚ NUL. PROUDU
↳ JSOU ROVNY

– KDYŽ NETEČE PROUD

$$\boxed{E = -E^*}$$

– INTEGRÁL PŘES CELÉ

$$I \int_{l_i} \frac{dl}{\gamma \Delta S} + I \int_{l_e} \frac{dl}{\gamma \Delta S} = \int_{l_i} \bar{E}^* \cdot d\bar{l} \qquad \boxed{I \cdot R_i + I R_e = \mathcal{E}}$$

$$R_e = \int_{l_e} \frac{dl}{\gamma \Delta S}$$

↳ HOMOG. ČÁST $l_e$ LZE DĚLIT → $R_e = R_{e1} + R_{e2} + R_{e3} \ldots$

$$\Rightarrow \mathcal{E} = R_i I + R_{e1} I + R_{e2} I + \ldots R_{eN} I$$

↳ KAŽDÝ ČLEN **VYJADŘUJE** **SPÁD** **POTENCIÁLU** V PŘÍSL. OBLASTI

**DEF:**
→ SOUČET ÚBYTKŮ NAPĚTÍ NA VŠECH ODPORECH V OBVODU PŮSOBÍCÍCH JE ROVEN CELKOVÉMU EL. MOT. NAPĚTÍ $\mathcal{E}$.

## KIRCHHOFFOVA PRAVIDLA PRO STACION. OBVOD.

**I. PRAVIDLO UZLU**

$$I_1 + I_2 + I_3 + \ldots + I_N = 0$$

– CELKOVÝ STACIONÁRNÍ PROUD VYTÉKAJÍCÍ Z LIBOVOL. UZLU JE ROVEN NULE

**II. PRAVIDLO**

$$\mathcal{E} = U_1 + U_2 + U_3 + \ldots + U_N$$

– SOUČET ÚBYTKŮ NAPĚTÍ NA VŠECH ODPORECH VE SMYČCE PŮSOBÍCÍCH JE ROVEN CELKOVÉMU ELEKTROMOTOR. NAPĚTÍ $\mathcal{E}$ PŮSOBÍCÍMU VE SMYČCE

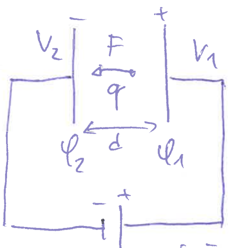
# PRÁCE A VÝKON V ELEKTRICKÉM OBVODU, JOULEŮV ZÁKON

- **KONVEKČNÍ PROUD** – PROUD NABIT. ČÁSTIC VE VAKUU

MEZI ELDAMI – $U = \varphi_1 - \varphi_2$

PŮSOBÍ SÍLA ~~...~~ $F = q \cdot E$

↓ PŮSOBÍ NA $q$




! V PRÁZDNÉM PROSTORU
- $E_k$ VZRŮSTÁ PŘI PŘESUNU
- ENERGIE PODÁVANÁ ZDROJEM JE AKUMULOVÁNA (NOSITELI PROUDU)

LOTEPRVE PŘI NÁRAZU PŘEM. NA TEPLO

- PŘI PŘESUNU ZÍSKÁ ENERGII (KIN.) – TA ROVNA ZMĚNĚ POT. E;

$W = q \cdot U$

↳ ZTRATÍ JI PŘI NÁRAZU NA ELDU (NELZE VRÁTIT)

⇒ CHCI-LI UDRŽET PROUD → MUSÍM DODAT $E$

VŽDY NA UVRÁTNÝ INTERVAL BUDE DODÁNA $E$

$\Delta W = UI\Delta t$

$\Rightarrow \boxed{N = UI}$ $\qquad N$ ... VÝKON $\qquad N = \frac{W}{t}$

↓ CHCI DIFER. FORMU

- PROUD. TRUBICE – OHRANIČENÁ **EKVIPOT.** PLOCHAMI $\Delta S_1$ a $\Delta S_2$, VEDÁL $\Delta l$ (VE SMĚRU SPÁDU U)

$\Delta U = \bar{E} \cdot \Delta \bar{l}$

$E = \Delta Q(E\Delta l) = \underbrace{I}_{I \cdot \Delta t}(E\Delta l)\Delta t \Rightarrow (\underbrace{\bar{j} \cdot \Delta S}_{j \Delta S})(\bar{E} \Delta \bar{l})\Delta t = (\bar{j} \cdot \bar{E})(\Delta \bar{S} \Delta \bar{l})\Delta t$ PŘEDANÁ $E$

$\Delta Q$ $(E\Delta l)$

ENERGIE NA PROBĚHNUTÍ $\Delta l$

$\underbrace{\Delta Q = (j \Delta S)\Delta t}_{\text{NÁBOJ, KTERÝ PROBĚHNE}}$ MEZI POTENC. SPÁDEM $\Delta U$ BĚHEM PROBĚHNUTÍ

$\boxed{n = \bar{j} \cdot \bar{E}}$

$n$ ... HUSTOTA VÝKONU PŘEDANÉHO POLEM NOSITELŮM

**KONDUKČNÍ:**

ENERGIE POTŘEBNOU K UDRŽ. PROUDU VE VODIČI

**JOULEŮV ZÁKON:**

TEPELNÝ VÝKON $N$ VZNIKAJÍCÍ VE VODIČI PROTÉKANÉM PROUDEM $I$, NA NĚMŽ JE POTENCIÁLOVÝ SPÁD $U$, URČUJE VZTAH

$$\boxed{N = UI}$$

$$N = \frac{U^2}{R} \qquad N = RI^2$$

- JOULA JDE I V DIF. TVARU PŘES $\gamma$, INT. POLE $E$, HUST. PROUDU $\bar{j}$

$$\boxed{n = \bar{j} \cdot \bar{E} = \gamma E^2 = \frac{j^2}{\gamma}}$$

- ROZDÍL **KONVEKCE**, **KONDUKCE** → <u>NEUSTÁLÁ</u> INTERAKCE S ČÁSTKOU → **JOULEOVO TEPLO** VZNIKÁ V CELÉM OBJEMU

↳ JEJICH $E$ STOUPÁ PŘI PŘESUNU Z ELDY NA ELDU → PAK NARAZÍ A PŘEDÁ A JE PŘEM. NA TEPLO

VE VNITŘ. ODPORU ZDROJE

ODP. VNĚJŠ. VODIČŮ

$$\boxed{\underbrace{R_i I^2 + R_e I^2}_{\text{VYJADŘUJE JOULEOVO TEPLO}} = I\varepsilon}$$

$N_z$ ... **VÝKON DODANÝ ZDROJEM**

↓

$n_z = \bar{j} \cdot \bar{E}^*$

- ENERGII DO OBVODU DODÁVÁME JEN PROSTŘ. **<u>VTIŠTĚNÝCH SIL</u>** → PŘEDÁ NOSITELŮM

!

# ŘEŠENÉ PŘÍKLADY:

## a) PODOBNOST ELSTAT A STACION. ELEKTR. POLE

– FORMÁLNĚ PODOBNÉ → VYUŽITÍ K ŘEŠENÍ KONKR. ÚLOH

– ŘEŠENÍ PRŮBĚHU EL. STAT. POLE V OKOLÍ JINÉ SOUSTAVY ELEKTROD S KONST. POTENCIÁLEM

↳ SOUSTAVA MŮŽE BÝT PŘÍLIŠ SLOŽITÁ → NELZE ŘEŠIT

– ŘEŠÍM EXPERIMENTÁLNĚ „ELEKTROLYTICKÁ VANA"

– OPAČNĚ → PROBLÉM VÝPOČTU ODPORU HOMOG. VODIČE OBKLOP. DANOU SOUSTAVU ELEKTROD

– POKUD ELDY POVAŽ. ZA EKVIPOT. PLOCHY → PŘEVEDU NA EL STAT PROBLÉM

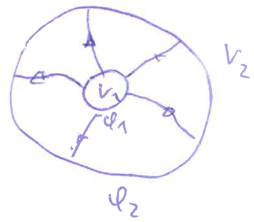
PŘ: $V_1$, $V_2$ ELEKTRODY, Z DOBRÉHO VODIČE

– GEOM. ODPOVÍDÁ <u>DEF. KONDENZÁTORU</u> → $V_1$ VNOŘEN DO DUTINY $V_2$

– MEZI $V_1$ a $V_2$ → DIEL.

$$U = \varphi_1 - \varphi_2$$

$$I = \frac{U}{R}$$




– R... VÝPOČTU Z ANALOGIE S EL STAT POLEM

– DIELEKTRIKUM A NA ELEKTRODÁCH JE Q ALE OPAČ. ZNAM.

↳ URČENOST POTENCIÁL.

$$Q = C \cdot U$$

$$Q = \oint_S \overline{D} \cdot \overline{S} = \varepsilon \oint_S \overline{E} d\overline{S}$$

D... VEK. EL. INDUKCE

$$\wedge \; I = \oint_S \overline{j} \, d\overline{S}$$

OHM ⇒

$$I = \oint_S \overline{j} \, d\overline{S} = \gamma \oint_S \overline{E} \, d\overline{S}$$

$$\Rightarrow R = \frac{\varepsilon}{\gamma C}$$

– VYJÁDŘÍM R JAKO FCI KAPACITY

– URČÍM-LI C → VYŘEŠÍM I ÚLOHU O VEDENÍ PROUDU

↓

POMÁHÁM SI EL STAT POLEM

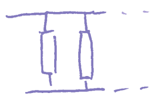
## b) ŘAZENÍ ODPORŮ

OHM + KIRCHHOF

SERIE $I = KONST$

$$R_s = R_1 + R_2 + R_3 \dots + R_N$$

PARALEL



$U = KONST.$

$$I_1 = \frac{U}{R_1} \quad I_2 = \frac{U}{R_2} \quad \dots$$

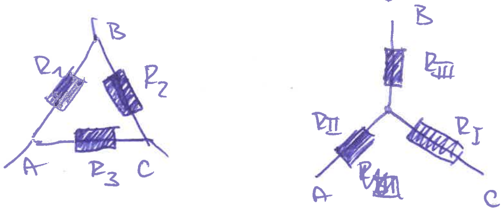
$$\Rightarrow \frac{1}{R_e} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_N}$$

## c) TRANSFORMACE HVĚZDA TROJÚHELNÍK

- $R_1, R_2, R_3$ $\triangle$ $R_I, R_{II}, R_{III}$ $*$
- TATO SPOJENÍ MOHU V OBVODU LIBOVOL. MĚNIT, POKUD PLATÍ ŽE VÝSL. ODPORY MEZI A B, AC, BC JSOU V USPOŘ. STEJNÉ
- TRANSF. VZTAHY

$$R_I = \frac{R_2 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \qquad R_{II} = \frac{R_1 R_3}{R_1 + R_2 + R_3} \qquad R_{III} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2 + R_3}$$

$$R_1 = R_{II} + R_{III} + \frac{R_{II} R_{III}}{R_I} \qquad R_2 = R_I + R_{III} + \frac{R_I R_{III}}{R_{II}}$$



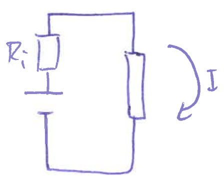

## d) VÝKONOVÉ PŘIZPŮSOBENÍ SPOTŘEBIČE

- ZDROJ $\mathcal{E}$ S VNITŘNÍM ODPOREM $R_i$ → PŘIPOJÍM SPOTŘEBIČ O $R$
- ZÁVISÍ NA $\boxed{R}$ → KDYŽ MOC ~~VELKÝ~~ → OPOTEČE MALÝ PROUD
  → MALÝ → ODPOR BUDE URČOVAT ODPOR ZDROJE $R_i$
  ↓ TAKY MALÝ VÝKON

VÝKON

$$N(R) = RI^2 = \frac{R}{(R+R_i)^2}\mathcal{E}^2$$

→ MAXIMUM KDYŽ $\boxed{R = R_i}$




⇒ SPOTŘEBIČ JE VÝKONOVĚ UZPŮSOBEN ZDROJI

# STACIONÁRNÍ MAG. POLE

– PERMANENTNÍ U NĚKT. LÁTEK

– V OKOLÍ VODIČŮ S PROUDEM

MAGNETKA

OERSTED – 1820 – SILOVÉ PŮS. MEZI VODIČEM A MAGNETKOU

ZDROJ MAG. POLE → ZMAGNET. TĚLESA
→ MAKROSKOP. EL. PROUDY

AMPÉR – ZMĚNA I NA CÍVCE

## VEKTOR MAG. INDUKCE

– MAKROSKOP. MAG. POLE MŮŽE EXIST. VE VAKUU I LÁTK. PROSTŘ.

– PROJEVUJE SE SILOVÝMI ÚČINKY NA VODIČE S PROT. PROUDEM (MAKROSK.) A NA POHYB. TĚLESA NESOUCÍ NÁBOJ I NA LÁTKY V KLIDU

– POPISUJI * VEKTOR. POLE

LORENTZŮV ZÁKON

$$\boxed{\bar{F} = q[\bar{E} + \bar{v}\times\bar{B}]}$$

v... RYCHL. ČÁSTICE
E... INT. EL. POLE
B... MAG. INDUKCE

$E=0$

$$\boxed{\bar{F} = q(\bar{v}\times\bar{B})}$$

ALE q JE SAMOTNÝ NÁBOJ

→ VEZMU $\bar{j}(\bar{r})$... HUSTOTA PROUDU

$$\boxed{\bar{f} = \bar{j}\times\bar{B}}$$

f... OBJEMOVÁ SÍLA

→ NEZÁVISÍ NA ZPŮSOBU REALIZACE PROUDU

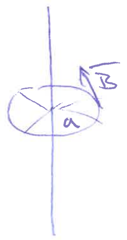
$[B] = T$ .. TESLA

$\phi = \int_S B\,dS$ ... MAG. TOK   Wb ... Weber   $Wb = Vs = J\cdot s/C$

## AMPÉRŮV ZÁKON PRO MAG. POLE VE VAKUU

– FYZIKÁLNÍ ÚČINKY MAG. POLE REPREZENTUJE $\bar{B}$ → KVANTITATIV. MÍRA

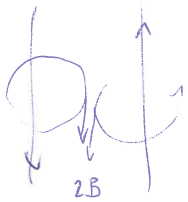
– MAG. POLE VE VAKUU VYTVOŘENÉ SOUSTAVOU VODIČŮ S PROUDEM




$B = c\cdot\frac{I}{a}$   c... KONSTANTA ZÁVISLÁ NA JEDNOTCE PROUDU
→ PRO JEDEN DRÁT, NEKON. DLOUHÝ

→ VLOŽÍM-LI DRUHÝ VODIČ S $I'$ A $I \parallel I'$

→ SILOVÉ PŮSOBENÍ → PŘITAH
→ ODPUZUJÍ




$$\Rightarrow \boxed{F_l = c\,\frac{II'}{a}\,l}$$

AMPÉRŮV VZOREC

$c = 2\cdot 10^{-7}\ N\cdot A^{-2}$

VELIKOST SÍLY NA ÚSEK PŮSOBÍCÍ

$F = 2\cdot\frac{\mu_0}{4\pi}\,\frac{II'}{a}\,l$

DEF. PROUDU
$c = 2\cdot 10^{-7}\ N/A^2$

$F = \frac{\mu_0}{2\pi}\,\frac{II'}{a}\,l$

$\mu_0$ ... PERMEABILITA VAKUA
$\mu = 4\pi\cdot 10^{-7}\ H\cdot m^{-1}$

$$\oint_l \bar{B}\cdot d\bar{l}$$

→ CIRKULACE VEKTORU

❗ (3) (4) → NEPŘISPÍVAJÍ DO $\int$, JSOU $B \perp l$

(1) (2) → ODEČÍTAJÍ SE

$\frac{r_2}{r_1}$ INDUKCE V OPAČ. SMĚRU

$$\Rightarrow \oint_l \bar{B} d\bar{l} = 0$$

→ POKUD VYŠETŘOVANÁ KŘIVKA NEOBEPÍNÁ VODIČ

→ ALE $\oint_K \bar{B}\cdot d\bar{l} = B\oint_K dl = 2\pi r B = 2\pi r \frac{\mu_0}{2\pi r}\frac{I}{r} = \mu_0 I$

→ PODÉL KRUŽNICE $k$ O POLOM. $r$ $\perp$ NA VODIČ A SE STŘEDEM VE VODIČI

→ OBECNÁ KŘIVKA $l$ → POUŽIJU GAUSSE

LOZVOLÍM POMOCNOU $K$ → ✱ SJEDNOCENÍ $K+l$

→ ⊙ TYHLE ÚSEČKY ZAVEDEME

L✱ KŘIVKA NEOB. VODIČ $\Rightarrow \oint_K B dl - \oint_l B dl = 0$

$$\Rightarrow \boxed{\oint_l \bar{B} d\bar{l} = \mu_0 I}$$

AMPÉRŮV ZÁKON

- PLATÍ OBECNĚ PRO LIB. MAG. POLE A PRO LIBOV. UZAVŘ. KŘIVKU $l$
- KDYŽ KŘIVKA OBÍHÁ VODIČ N-KRÁT

$$\oint_l B dl = N\mu_0 I$$

- MAG. POLE NENÍ OBECNĚ POTENCIÁLNÍ
- NA PLATNOST VZTAHU ŽÁDNÁ FYZIK. OMEZENÍ
- ANALOGICKÝ VÝZNAM PRO POPIS MAG. POLE JAKO GAUSS PRO EL-STATIKU ❗
- PŘEVOD NA DIF. TVAR

$$I = \int_S \bar{j}\cdot d\bar{S} \xrightarrow[\text{STOK. VĚTA}]{\text{DOSADIT +}} \int_S [\nabla\times B - \mu_0 j]\, d\bar{S} = 0$$

→ Z LIBOVOLNOSTI VOLENÉ PLOCHY

$$\boxed{\nabla\times\bar{B} = \mu_0\bar{j}}$$ DIF. FORMA AMP. ZÁK.

$H = \frac{1}{\mu} B$

$B = \mu H$

$$\text{rot}\,\bar{B} = \mu_0 j$$

# VEKTOROVÝ POTENCIÁL, BIOT–SAVART:

$\phi$ .... MAGNETICKÝ TOK $\quad \boxed{\oint_S \vec{B}\, d\vec{S} = 0} \quad \boxed{\operatorname{div} \vec{B} = 0}$ – OBA PLATÍ BEZ OMEZENÍ

→ POTVRZUJE TO, ŽE MAG. POLE JE **SOLENOIDÁLNÍ**

– MAG. INDUKCI LZE VYJÁDŘIT POMOCÍ NOVÉHO VEKT. POLE $\vec{A}(\vec{r})$

$$\boxed{\vec{B}(\vec{r}) = \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r})}$$ – VEKTOROVÝ POTENCIÁL MAG. POLE

! – NENÍ URČEN JEDNOZNAČNĚ

LIBOVOLNÁ SKAL. FCE

$$\vec{A}'(\vec{r}) = \vec{A}(\vec{r}) + \operatorname{grad} \xi(\vec{r})$$

$\operatorname{rot} \operatorname{grad} \xi(\vec{r}) = 0$ !

DŮKAZ:

$$\operatorname{rot} \vec{A}'(\vec{r}) = \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r}) + \operatorname{rot} \operatorname{grad} \xi(\vec{r}) = \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r})$$

– LZE S $\vec{A}$ PRACOVAT A DOPISOVAT PODMÍNKY

! KALIBRAČNÍ PODMÍNKA: $\boxed{\operatorname{div} \vec{A}(\vec{r}) = 0}$

POKUD PLATÍ $\operatorname{div} \vec{A}(\vec{r}) = \alpha(\vec{r})$ KDE $\alpha(\vec{r}) \neq 0$ LZE SUPERPONOVAT $\operatorname{grad} \xi$ COŽ VYHOVUJE $\operatorname{div} \operatorname{grad} \xi(\vec{r}) = \Delta \xi(\vec{r}) = -\alpha(\vec{r})$

⇒ NOVÝ VEKT. POTENC. JIŽ KALIBR. PODM. VYHOVUJE

## AMPÉR POMOCÍ $\vec{A}(\vec{r})$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r}) = \mu_0 \vec{j}(\vec{r})$$

$\boxed{\nabla \times \nabla \times A = -\Delta A + \nabla \nabla \cdot A}$

JAKÁ? IDENTITA ! $\nabla \times \nabla \times A = -\Delta A + \nabla \nabla \cdot A$

$$-\Delta \vec{A}(\vec{r}) + \underbrace{\operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{A}(\vec{r})}_{0} = \mu_0 \vec{j}(\vec{r})$$

POUŽ. KALIBR. PODM. !

$\varphi = \frac{\mu}{4\pi} \frac{Q}{R}$

$$\Delta \vec{A}(\vec{r}) = -\mu_0 \vec{j}(\vec{r})$$ – PŘEDSTAVUJE **TROJICI POISSON. ROVNIC** PRO JEDN. SLOŽKY VEKTORŮ $\vec{A}(\vec{r}), \vec{j}(\vec{r})$

$A(\vec{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{j(\vec{r})}{R}\, dV$

→ **ANALOGIE S EL. STAT.** $\varphi = k \cdot \frac{\varrho\, dV}{R}$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{R}\, dV'$$ KDE $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$

POLOH. VEKTOR (INTEGR. PROM.)

POTOM

! HUST. PROUDU NENÍ FCÍ $\vec{r}$ (NA TU PŮS. ROT)

$$\vec{B}(\vec{r}) = \operatorname{rot} \vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \operatorname{rot} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{R}\, dV$$

! BERU IDENTITU

$$\operatorname{rot} \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{R} = \operatorname{grad} \frac{1}{R} \times \vec{j}(\vec{r}') + \frac{\operatorname{rot} \vec{j}(\vec{r}')}{R}$$

$$\operatorname{grad} \frac{1}{R} = (-)\frac{\vec{R}}{R^3}$$

$$\boxed{\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times \vec{R}}{R^3}\, dV'}$$ BIOTŮV–SAVARTŮV ZÁKON

PAK PROHODÍM VEKT. SOUČIN → TAM SE MĚNÍ ZNAMÉNKO

# BIOT – SAVART

– OPROTI AMPÉROVU VYJADŘ. SOUVISLOST MEZI $\bar{B}$ A **PROUDY** (⇐ ZDROJEM) V **EXPLICITNÍ FORMĚ**

$$\bar{B}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\bar{j}(\bar{r})\times\bar{R}}{R^3}\,dV'$$

– CHÁPU VÝSL. POLE JAKO **SUPERPOZICI** PŘÍSPĚVKŮ „PROUD. ELEMENTŮ" $\bar{j}\,\Delta V$

PLATNOST OVĚŘUJI JEN NEPŘÍMO

VELIKOST $d\bar{s}\times\bar{v}$ ⟶ $|d\bar{s}\times\bar{r}| = ds\,r\sin\alpha$

SVÍRÁ ÚHEL $\alpha$ S $\bar{r}$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I\,|d\bar{s}\times\bar{r}|}{r^3}$$

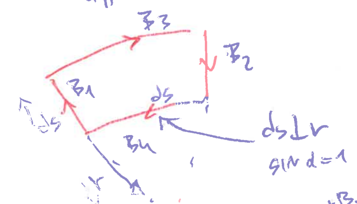
– PRO VYŠETŘ. MAG. POLE VODIČŮ S MALÝM PRŮŘEZEM $\Delta S$ A STAC. PROUDEM $I$

**MALÝ KOUSEK** VODIČE $\Delta\bar{l}$ → PROUD. ELEMENT $\boxed{I\Delta\bar{l} \text{ EKVIVAL. } \bar{j}\,\Delta V}$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{I\,ds\sin\alpha}{r^2}$$

→ PŘEVOD **OBJEM. INT.** NA **KŘIVKOVÝ** PODÉL PROUD. TRUBICE $l$ S PROUDEM $I$

$$\bar{B}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_l \frac{d\bar{l}\times\bar{R}}{R^3} \qquad \bar{A}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_l \frac{d\bar{l}}{R}$$




– JE-LI ZDROJ TVOŘEN NĚKOLIKA PROUD. SMYČKAMI

⟶ VÝSL. POLE **SUMA** INTEGRÁLŮ

$B_1 = 0\ (\sin\alpha = 0)$

$B_2 = 0$

$B_{celk} = B_3 + B_4 + B_1 + B_2$

$$B_{celk} = \frac{\mu_0 I\varphi}{4\pi R_1} - \frac{\mu_0 I\varphi}{4\pi R_2} + 0 + 0$$

– KDYŽ $\bar{A}(\bar{r})$ SPLŇUJE KALIBR. PODM. VIZ PŘEDCH. STRANA

→ LZE APLIKOVAT A POUŽÍT $\bar{A}(\bar{r})$ – PODMÍNKA? $\operatorname{div}\bar{A} = 0$

– DÍKY $\bar{A}(\bar{r})$ MOHU AMPÉRA PŘEPSAT DO TVARU ANALOG. S POISSONEM → INTEGRACÍ PAK ŘEŠU $A(\bar{r})$ A $B(\bar{r})$

– $\bar{A}(\bar{r})$ LZE POUŽÍT I NA

$$\phi = \int_S \bar{B}\,d\bar{S} = \int_S \operatorname{rot}\bar{A}\,d\bar{S} = \oint_l \bar{A}\,d\bar{l}$$

↑ PŘES UZAVŘ. KŘIVKU OBEPÍNAJÍCÍ PLOCHU $S$

ALTERNATIVNÍ A ZCELA EKVIVAL. FYZIKÁL. VELIČINA K MAG. INDUKCI K POPISU **MAKROSKOP.** MAG. POLE

– NEVADÍ, ŽE **NENÍ** ANI URČEN JEDNOZNAČNĚ SILOVÝMI ÚČINKY MAG. POLE

⊖ VÝRAZY PRO $\bar{A}(\bar{r})$ NĚKDY DIVERGUJÍ, ZATÍMCO PRO $\bar{B}$ KONV.

– POMOCÍ $\bar{B}$ LZE BEZPROSTŘ. VYJÁDŘIT SÍLY PŮS. NA VODIČE S PROUDEM NEBO POHYB ČÁSTICE

⊕ $\bar{A}$ JE VHODNĚJŠÍ PRO VYJ. (E) ČI HYBNOSTI NAB. ČÁSTICE V MAG. POLI

– EKVIVALENCE OMEZENÁ V MIKROSVĚTĚ

# ŘEŠENÉ PŘÍKLADY:

- OBECNÉ ZÁSADY PRO VÝPOČET MAG. INDUKCE (or A) ZADANÉHO MAKROSKOP. PROUDY

1) ZNÁM-LI $\bar{j}(\bar{r})$ $\bar{j}_s(\bar{r})$ NEBO ZNÁM $I$ ⟹ VÝPOČTU $\bar{B}(\bar{r}) \to \bar{A}(\bar{r})$

POMOCÍ **BIOT.-SAVARTA**

$$\bar{A}(\bar{r}) = \frac{\mu}{4\pi}\int_V \frac{\bar{j}(\bar{r}')}{R}\,dV' \qquad \bar{R} = \bar{r} - \bar{r}'$$

$$\bar{B}(\bar{r}) = \nabla \times \bar{A}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\nabla \times \int_V \frac{\bar{j}(\bar{r}')}{R}\,dV'$$

$$\boxed{\bar{B}(\bar{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\bar{j}(\bar{r}') \times \bar{R}}{R^3}\,dV'}$$

→ BUĎ POČÍTÁM $\bar{A}$ or $\bar{B}$

└ ZÁVISÍ NA JEDNOTL. INTEGRÁLECH — $\boxed{\text{CO LEHČÍ}}$

$\boxed{\bar{A}(\bar{r}) \text{ MŮŽE DIV. I KDYŽ } \bar{B} \text{ KONV.}}$

A NAOPAK

2) PROSTOROVÉ ROZLOŽENÍ PROUDU JE **SYMETRICKÉ**

└→ **AMPÉR** V INTEGR. $\oint_l B\,dl = \mu_0 I$

- MUSÍM JEN NAJÍT **UZAVŘ. KŘIVKU $l$** CO PROCHÁZÍ BODEM A OBEPÍNÁ DANÝ PROUD $I$ → $\bar{B}$ MUSÍ MÍT K TÉTO KŘIVCE **TEČNÝ SMĚR** A **KONST. VELIKOST**

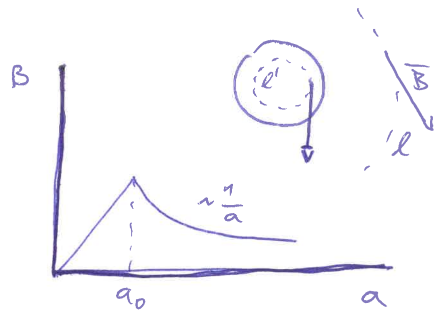
$$\Rightarrow B = \mu_0 \frac{I}{l}$$

3) GEOM. NEPRAV.

- MULTIPÓLOVÝ ROZVOJ

## a) MAGNETICKÉ POLE PŘÍMÉHO VODIČE

- $\bar{B}$ LEŽÍ V ROVINĚ ⊥ K OSE VODIČE
- $l$: KRUŽNICE O POLOMĚRU $a$, STŘED V OSE




$$Bl = B\,2\pi a = \mu_0 I$$

$$\Rightarrow \boxed{B = \mu_0 \frac{I}{2\pi a}} \quad \text{VNĚ POLE}$$

- $l'$ ... UZAVŘ. KŘIVKA UVNITŘ $a < a_0$
  - POKUD PŘEDPOKLÁDÁM **ROVNOMĚR.** ROZDĚL. PROUDU UVNITŘ VODIČE

$I'$ ... PROUD UVNITŘ

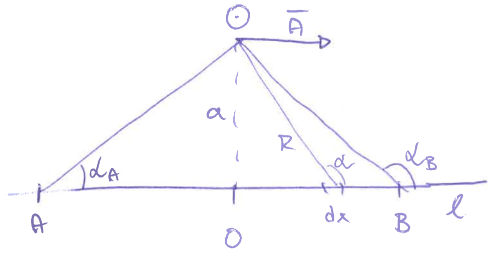
$\pi a_0^2 I' = \pi a^2 I$ → $I' = \frac{\pi a^2}{\pi a_0^2} I = \frac{a^2}{a_0^2} I$ $\xrightarrow{\text{AMPÉR}}$ $2\pi a B = \mu_0 I'$ ⟹ $B = \frac{\mu_0}{2\pi a_0^2} I a$

→ URČÍM POMĚR

TEN PAK POUŽIJU

– JEŠTĚ PŘI POUŽITÍ **BIOT – SAVARTA**

– ÚSEK |A – B| VYBUDÍ




$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_{x_A}^{x_B} \frac{\sin\alpha}{R^2}\, dx$$

$$\left( \frac{a}{R} = \sin\alpha \qquad \frac{x}{a} = -\cotg\alpha \right)$$

$$\Rightarrow B = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_{\alpha_A}^{\alpha_B} \frac{\sin\alpha}{a}\, d\alpha$$

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{I}{a}\left[\cos\alpha_A - \cos\alpha_B\right]$$

→ LIMITNÍ PŘÍPAD PRO NEK. DLOUHÝ VODIČ: $\cos\alpha_A \to 1$ $\quad \cos\alpha_B \to -1$

$$\Rightarrow \frac{\mu}{2\pi}\frac{I}{a}$$

– PODOBNĚ I VEKTOROVÝ POTENCIÁL $\bar{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{dl}{R} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{dx}{(a^2+x^2)^{1/2}} =$

$$\Rightarrow A = \frac{\mu_0}{4\pi} I \left[ -\ln\frac{x_A + (a^2+x_A^2)^{1/2}}{a} + \ln \frac{x_B+(a^2+x_B^2)^{1/2}}{a}\right]$$

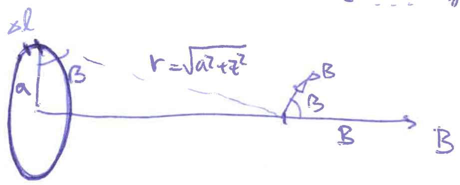
→ PRO NEKON. DLOUHÝ → DIVERGUJE ∞

– POMOCÍ A → B $\quad A(A,0,0) \quad B = (0, \partial A/\partial z\, ; -\partial A/\partial y)$

$$\Rightarrow B_y = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{z a}{a^2} \left|\cos\alpha_A - \cos\alpha_B\right|$$

$B_z = \ldots \; yA$

**b) KRUHOVÝ ZÁVIT**




– B.-S. → VÝSLEDNÁ $\bar{B}$ JE ∥ SE z

→ OSTATNÍ PŘÍSPĚVKY SE VYRUŠÍ

– POČÍTÁM PŘÍMO SLOŽ. B(z)

$$\bar{B}(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{d\bar{l} \times \bar{R}}{R^3} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{1}{R^2}\, dl = \boxed{\frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\cos\beta}{r^2}\int dl}$$

$$\cos\beta = \frac{a}{r}$$

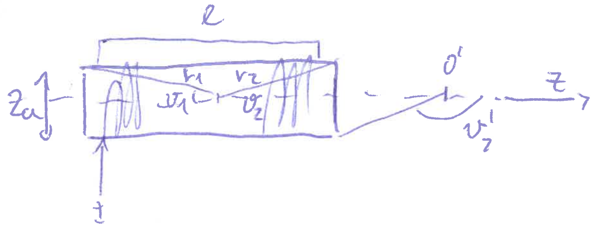
$$= \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{a}{r^3}\int^{2\pi a} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{2\pi a^2}{r^3} = \frac{\mu_0}{2} I \frac{a^2}{r^3}$$

$$B = \boxed{\frac{\mu_0}{2} I \frac{a^2}{(a^2+z^2)^{3/2}}}$$

→ STŘED ZÁVITU $z = 0$

$$\boxed{B = \frac{\mu_0}{2a} I}$$

c) MAG. INDUKCE, OSA SOLENOIDU




- DÉLKA $l$, POLOMĚR $a$, $N_l$ (ZÁV. NA DÉLKU)
- SUPERPOZICE
  - PŘÍSP. JEDN. ZÁVITŮ

$$dB = \frac{\mu_0}{2} I \frac{a^2}{(a^2+z^2)^{3/2}} N_l\, dz$$

$$B = \oint \frac{\mu_0}{2} I N_l \int_{z_1}^{z_2} \frac{a^2}{(a^2+z^2)^{3/2}}\, dz = \frac{\mu_0}{2} I N_l \left[\frac{z}{\sqrt{a^2+z^2}}\right]_{z_1}^{z_2}$$

$$= \frac{\mu_0}{2} I N_l \left[\underbrace{\frac{|z_1|}{\sqrt{a^2+z_1^2}}}_{\cos\vartheta_1} + \underbrace{\frac{|z_2|}{\sqrt{a^2+z_2^2}}}_{\cos\vartheta_2}\right]$$

$$\boxed{B = \frac{\mu_0}{2} I N_l (\cos\vartheta_1 + \cos\vartheta_2)}$$

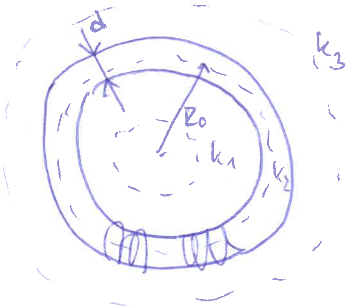
UVNITŘ – OBA JSOU KLADNÉ
VNĚ – JEDEN JE ZÁP.

↓

U NEKON. DLOUH. (VELMI)

$$\boxed{B = \mu_0 I N_l}$$ UVNITŘ

d) MAG. INDUKCE TOROIDU




→ ZACHOVÁVÁ SYMETRIE A ⊥ B → AMPÉR

$$\oint_l \vec{B}\, d\vec{l} = Bl = 2\pi R B = \mu_0 N I$$

- KRUŽNICE $k_1$ a $k_3$ ~~NEUZ.~~ ZÁPLY PROUD $\boxed{Bl = 0}$
  - OB JE VNĚ NULOVÁ
- POUZE $k_2$ → $\boxed{B = \frac{\mu_0 N I}{2\pi R}}$
  - → V PRAXI $d <<< R$ ⇒ $B = \frac{\mu_0 N I}{2\pi R_0}$ ; $2\pi R_0 = l$, $N_l$
- SOLENOID A TOROID PODOBNÉ

! { – NEKON. DLOUHÝ SOL. JE TOROID O NEKON. POLOMĚRU }

$B = \frac{\mu_0 N I}{l}$ → JAKO SOL !

8) VEKTOROVÝ POTENCIÁL HOM. POLE A NEKON. DLOUH. SOL.

- HLEDÁM $\bar{A}(\bar{r})$, $\bar{B}_0$ JE TVOŘENO ZDROJI → VYPLŇUJE CELÝ PROSTOR

$$\Rightarrow \bar{A}(\bar{r}) = \frac{1}{2}(\bar{B}_0 \times \bar{r})$$

– MUSÍ VYHOV. OKR. PODM. I KALIBR. PODM.

- ZVOLÍM SPEC. SOUST., PRAVOÚHLOU

$$\bar{B}_0 = (0, 0, B_0) \Rightarrow \bar{A} = \left(-\frac{B_0}{2}y, \frac{B_0}{2}y, 0\right)$$

↳ PODM. VYHOVUJÍ $A' = (-B_0 y, 0, 0)$ A $A'' = (0, B_0 x, 0)$

→ TEDY VIDÍME ŽE $\bar{A}$ NENÍ URČEN JEDNOZNAČNĚ

- JAK VYTV. MAG. POLE – HOMOG

↳ DLOUHÝ SOLENOID, CÍVKY

- OSA SOUST. UVNITŘ SOL. → JE TAM $\bar{A} \neq 0$

- $r$ ... VZDÁL. OD OSY $\quad r_\perp$ NA OSU $\quad r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2} < a$

↑ POLOMĚR

$$A = \mu_0 \frac{N_l}{2} I r$$

- NEBO PŘÍMÁ APLIKACE

$$\bar{B} = \frac{\mu}{4\pi} I \int \frac{d\bar{l} \times \bar{R}}{R^3} \qquad \bar{A}(r) = \frac{\mu}{4\pi} I \int \frac{d\bar{l}}{R}$$

- PRO NEKON. DLOUHÝ SOL., POL. $a$, NEKON. TENKÝ VODIČ KDYŽ $r_\perp > a$

$$\bar{A} = \mu_0 \frac{N_l}{2} I \frac{a^2}{r_\perp}$$

- $\bar{A}$ LEŽÍ VE SMĚRU TEČEN SOUOS. KRUŽNIC
- $\bar{A}$ SPOJITÝ V $r_\perp = a$, SPLŇUJE KAL. PODM.
- PRO $r_\perp > a$ PLATÍ $\boxed{B = \mathrm{rot}\, A = 0}$
- $\bar{A}$ UMOŽŇUJE VÝPOČET $\phi$

$$\phi = \oint_l \bar{A}\, d\bar{l} = \mu_0 \frac{N_l}{2} I \frac{a^2}{R_0} \oint_l dl = (\mu_0 N_l I)\, \pi a^2 = B_0 \pi a^2$$

– NEZÁV. NA $R_0$, POKUD OVŠEM $R_0 > a$

# MAGNETICKÝ DIPOL:

STR 208

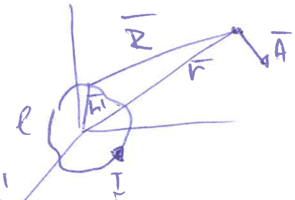
MAG. DIPOL MOMENT ROVINNÉ PROUD. SMYČKY

– SMYČKA $\ell$, PROTÉKÁ $I$ —> STUDUJI JEJÍ POLE V $\bar r$ (ZNAČNĚ VZDÁL.)

LIBOV. TVAR

$$\bar A(\bar r)_{\text{smyčky}} = \frac{\mu}{4\pi} I \int \frac{d\bar l}{R} \qquad \bar R = \bar r - \bar r'$$

$r'$ ... PROBÍHÁ BODY SMYČKY



$r$ DALEKO —> PLATÍ $r' \ll r$

A PŘIBLIŽNĚ $R \doteq r$

$$\oint f\, d\bar l = \int d\bar S \times \nabla f$$

VEKT. IDENTITA

VYJ. POMOCÍ PLOŠ. INT.

$$\Rightarrow \bar A(\bar r) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \oint_\ell \frac{d\bar l'}{R} = (-)\frac{\mu_0}{4\pi} I \oint \mathrm{grad}\left(\frac{1}{R}\right)\times d\bar s'$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_S \frac{d\bar s' \times \bar R}{R^3}$$

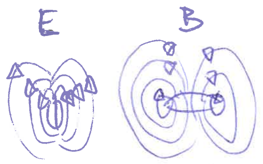
$\mathrm{grad}\frac{1}{R} = -\frac{\bar R}{R^3}$

VEKT. ANAL. – VĚTA

VEKT. POTENC. —> PLOŠNÝ INT.

$\Rightarrow$ $d\bar s'$ NEZÁVISÍ NA $r'$ —> MÁM

$$\boxed{\bar A(\bar r) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\bar S \times \bar R}{R^3}}$$



2 BODOV. NÁB. S ODLIŠ. ZNAM.

SMYČKA S PROUDEM

ODLIŠNÉ POVAHOU ALE

$m$ ... AMPÉRŮV MAGNET. MOMENT SMYČKY

$$\bar m = I \bar S$$

$$\Rightarrow \bar A(\bar r) = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{\bar m \times \bar R}{R^3}$$

$$\Rightarrow \boxed{B = \nabla \times A}$$

$\nabla\times\nabla\times A = -\Delta A + \nabla(\nabla\cdot A)$

$\nabla\times(\bar F_1\times\bar F_2) = (\bar F_2\cdot\nabla)\bar F_1 - (\bar F_1\cdot\nabla)\bar F_2 + \bar F_1(\nabla\cdot\bar F_2) - \bar F_2(\nabla\cdot\bar F_1)$ IDENTITA —> ROTACE VEKTOR. SOUČINU

$\bar m$ = KONSTANTA a PRO $r \neq 0$ $\mathrm{div}(\bar r / r^3) = 0$

$$\Rightarrow \bar B = -\frac{\mu_0}{4\pi}(\bar m\cdot\mathrm{grad})\frac{\bar r}{r^3} = -\frac{\mu_0}{4\pi}\,\mathrm{grad}\,\frac{\bar m\cdot\bar r}{r^3}$$

$$\Rightarrow \boxed{\bar B = \frac{\mu_0}{4\pi}\left(3\,\frac{(\bar m\cdot\bar r)}{r^5}\,\bar r - \frac{\bar m}{r^3}\right)}$$

↳ FORMÁLNĚ SHODNÝ S VÝR. PRO EL. DIPOL.

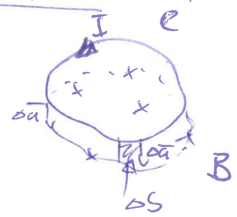
- DÍKY PODOBN. S EL. ⇒ ZAVEDU „MAG. NÁBOJ"

- ZAVÁDÍM POJEM „ELEMENTÁRNÍ (BODOVÝ) MAG. DIPÓL"
  - ZMENŠUJI-LI SMYČKU (K 0) A MĚNÍM I ABY MĚL NENUL. LIMITNÍ HODNOTU

↓

BODOVÝ ÚTVAR PAK CHARAKTERIZUJI MOMENTEM $\bar{m}$

## POTENC. ENERGIE A SILOVÉ ÚČINKY MAG. POLE NA MAG. DIPOL




- SMYČKA V POLI O $\bar{B}$ → CHCI POSUNOUT O $\Delta\bar{a}$

$\Delta\bar{a}$ MUSÍ BÝT NA CELÉ SMYČCE KONSTANTNÍ

- NA SMYČKU PŮS. SÍLA $\bar{F}$

→ POSUNU SMYČKU — VYKONÁM A (PRÁCE) MECHAN.

$\boxed{\bar{f} = \bar{j} \times \bar{B}}$

$$\Delta A = \Delta\bar{F}\cdot\Delta\bar{a} = I(\Delta\bar{l}\times\bar{B})\cdot\Delta\bar{a} = I[\bar{B}\cdot(\Delta\bar{a}\times\Delta\bar{l})]$$
$$= I(\bar{B}\cdot\Delta\bar{S}) = I\Delta\phi$$

↑ TOK

PLOCHA OPSANÁ ÚSEKEM VODIČE PŘI POSUNUTÍ O $\Delta a$

$\boxed{A = I(\phi_2 - \phi_1)}$ — KLADNÁ PRÁCE ⇒ KDYŽ $\phi$ POROSTE

PRÁCE

TZN: MAG. SÍLY MAJÍ TEND. VTAHOVAT SMYČKU DO MAG. POLE TAK, ABY BYL MAG. TOK JÍ PROTEK. CO NEJVĚTŠÍ

$\boxed{W = -I\phi}$

↓ POT. E SMYČKY

- PRO ROVINN. SMYČKU MALÝCH ROZM. O PLOŠE $\bar{S}$ — OPÍŠU $\phi = \bar{B}\cdot\bar{S}$

∧ MAG. MOMENT $\bar{m} = I\bar{S}$

⇒ $\boxed{W = -\bar{m}\cdot\bar{B}}$ — JINÝ VÝRAZ PRO POT. ENER.
— MÁ STEJNÝ TVAR JAKO PRO ELEKTR. DIPÓL.

$\bar{m}$ ... AMPÉR. MAG. MOMENT

⇒ UDÁVÁ TEDY ENERGII OBECNÉHO BODOV. DIPÓLU

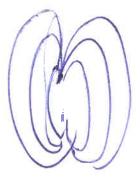
$$\bar{F} = (\bar{m}\cdot\nabla)\bar{B}$$
$$M = \bar{m}\times\bar{B}$$

$M$ ... MOMENT SILOVÉ DVOJICE

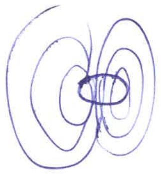
MULTIPÓLOVÝ ROZVOJ MAGNET. POLE

- BERU OBECNĚJŠÍ ÚTVAR NEŽ ROV. SMYČKU
- ROZLOŽ PROUDU $\bar{j}(\bar{r})$ ALE ~~MOMENTÁLNĚ~~ JE POUZE UVNITŘ KOULE O $K$ O POLOM. $R_0$ → PROUDY SE V OBJEMU $K$ UZAVÍRAJÍ
- VYŠETŘUJI V $\bar{r}$   $r \gg R_0$

—SHODA EL. A MAG. DIPOL —DUNBELLABLE



EL. DIPOL — REPREZENTUJÍ 2 NÁBOJE, STEJNÁ VELIKOST, ROZDÍL. POLARITA



MAG. DIPOL — SMYČKA PROTÉK. PROUDEM

—OSHODNOST POLÍ —ZAVEDU MAG. NÁBOJ —OPATŘU PAK PODOBNĚ JAKO EL. DIPOL

—ZAVEDU „ELEMENTÁRNÍ (BODOVÝ) MAG. DIPOL"

ZMENŠ. ROZM. SMYČKY A MĚNIT $I$ →ABY MAG. MOMENT MĚL REÁLN. KONEČNOU LIMIT. HODNOTU

ZTRÁCÍ PAK SMYSL ROZLIŠ. MEZI TÍM, ZDA JE TVOŘEN SMYČKOU ČI DVĚMA NÁBOJI

—JEHO MAG. POLE PAK POPÍŠU PÍM. SKAL. POTENC.

# MAGNETICKÉ POLE V LÁTKÁCH:

- KAŽDÝ ATOM JE MAG. AKTIVNÍ ; $e^-$ KOLEM JÁDRA = PROUD. SMYČKA
- MAGNETICKÝ MOMENT . $\vec{\mu}$
- MOMENT HYBNOSTI $L$

$$\mu = \gamma L$$

$\gamma$ ... GYROMAGNETICKÝ POLOMĚR

- ORBITÁLNÍ MOMENTY
  - ZÍSKÁVÁ $e^-$ JAKO DŮSL. POHYBU OKOLO JÁDRA

VLASTNÍ MOMENT HYBNOSTI — spin $S_s$

MAGN. MOMENT SPINOVÝ — $m$ $S_m$

$\mu_B$ ... BOHRŮV MAGNETON

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

→ DÍKY KVANTOVÁNÍ

- NEJMENŠÍ ORBIT. MAGNET. MOMENT ELEKTRONU

$\mu_N$ ... JADERNÝ MAGNETON

$$\mu_N = \frac{m_e}{m_p}\mu_B$$

ANALOGICKÉ KVANT. U JADER

- VÝSL. MAG. MOMENT ATOMU → SUMA DÍLČÍCH PŘÍSP.
  - EL. OBAL MÁ OBECNÉ VELIKOST BOHR. MAGN. , VÝSL. MAGNET. MOMENT JÁDRA JE CCA 3x MENŠÍ
  - ZÁVISÍ NA STAVECH , TYPU SLOUČENIN, ...
- U VĚTŠINY LÁTEK JSOU BEZ PŘÍT. VNĚJŠ. POLE ORIENT. CHAOTICKY
  - VÝSL. JE $= 0$
  - TEPRVE VLOŽENÉ POLE SE JE SNAŽÍ USMĚRNIT
    - NENULOVÝ CELKOVÝ
- $p_m$ ... MAGNETICKÝ MOMENT $p_m = \mu_0 m$

## MAGNETICKÁ POLARIZACE (MAGNETIZACE) , MAGNET. PROUDY:

- MAG. POLE ROZLOŽ. DIPOLŮ

$\vec{P}_m(\vec{r})$ ... MAGNETICKÁ POLARIZACE → COULOMB. MOMENT

$\vec{M}(\vec{r})$ ... MAGNETIZACE → AMPÉRŮV MOMENT

$$\boxed{\vec{P}_m(\vec{r}) = \mu_0 \vec{M}(\vec{r})}$$

VYJADŘUJÍ MAG. MOMENT NA JEDN. OBJEM

- SOUČET PŘÍRŮSTKŮ $\vec{p}_{m,\Delta V} = \sum_i \vec{p}_{m,i}$ ... V OBJEMU $\Delta V$, KDE NEDOCH. K FLUKTUACÍM
  - PODOBNĚ JAKO U EL. POLAR.

$$\vec{P}_m(\vec{r}) = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\vec{p}_{m,\Delta V}}{\Delta V} \Rightarrow \vec{p}_{m,\Delta V} = \vec{P}_m(\vec{r})\,\Delta V$$

$$\Rightarrow \vec{p}_{m,V} = \int_V \vec{P}_m \, dV$$

- KDYŽ JE POLAR. V CEL. OBJ. HOMOG. → $\vec{p}_{m,V} = \vec{P}_m V$

MAGNETIZACE ANALOG. $\vec{M}(\vec{r}) = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\vec{m}_{m,\Delta V}}{\Delta V}$ ... $\vec{m}_V = \vec{M} V$

$[P_m] = T$ ... TESLA (JAKO U $\vec{B}$) $[M] = A \cdot m^{-1}$

- MAG. POLE DIPOLU → MOHU REPR. PROUDOVOU SMYČKOU

– SOUČ. MOLEKUL. PROUD. SMYČEK → REPR. I URČITÉ MAKRO PROUDY

– PLOŠKU ROZDĚLÍM NA MALÉ ODDÍLY

MOLEKULÁRNÍ PROUD $I_{mol}$

– POKUD VŠECHNY STEJNÉ → VYRUŠÍ SE → NEZRUŠENY JEN NA POVRCHU

– NEHOMOGENITY → ✱ MAKRO PROUDŮ (OBJEMOVÝCH)

→ DÍKY ANALOGII NAPROUD. SMYČKY MOHU POUŽ. VŠECHNY VZTAHY PRO POPIS MAKRO PROUDŮ

⇒ MAKROSKOP. PROUDY MOHOU REPR. MAGN. NEHOMOGENITY

– LZE ŘÍCI, ŽE MAG. POLE LIBOVOL. ZMAGNET. TĚLESA LZE VYJÁDŘIT JAKO POLE MAKROSK. PLOŠ. PROUDŮ TEKOUCÍCH NA POVRCHU

↓ VÁZANÝCH PROUDŮ

POKUD SE VŠECH NEVYRUŠÍ (NEMAJÍ STEJ. ORIENT.)

– MAGNETIZAČNÍ PROUDY

↓ NEJSOU TO VÁZANÉ PROUDY! (JEN FIKTIVNÍ VEL.)

– NEMAJÍ SPOJITOST S MOLV./KOLD. PROUDY

VÁCE MUSÍM TEDY NAJÍT ROZLOŽ. PROUDŮ, KTERÉ TO POPÍŠE

$$\boxed{{}^{(m)}\bar{j}_s(\bar{r}) = \bar{M}(\bar{r})\times\bar{n}}$$

↑ PLOŠ. MAG. PR.

– NENULOVÁ NA POVRCHU

$${}^{m}\bar{j} = \mathrm{rot}\,\bar{M}(\bar{r})$$

– NENULOVÁ V OBJEMU

(STOKES. VĚTA)

$${}^{m}I = \int {}^{m}\bar{j}(\bar{r})\,d\bar{s} = \int_S \mathrm{rot}\,\bar{M}\,d\bar{S} = \oint_l \bar{M}\,d\bar{l} \qquad \boxed{\Rightarrow {}^{m}I = \oint \bar{M}\,d\bar{l}}$$

## AMPÉR. V LÁTKOVÉM PROSTŘEDÍ

– PLATÍ

– UZAVŘENOST MAG. IND. ČAR

$$\boxed{\mathrm{div}\,\bar{B} = 0} \qquad \boxed{\oint_S \bar{B}\,d\bar{S} = 0}$$

A TEDY I AMPÉR

$$\boxed{\oint_l \bar{B}\,d\bar{l} = \mu_0(I + {}^{m}I)}$$

$$\boxed{\wedge\ I_m = \oint \bar{M}\,d\bar{l}}$$

– MIMO VOLNÉ PROUDY + TY VÁZANÉ

– PLATÍ UZAVŘENOST IND. ČAR

$$\Rightarrow \boxed{\oint_l \Big(\bar{B} - \underbrace{\bar{M}\mu_0}_{P_m}\Big)\,d\bar{l} = \mu_0 I}$$

$P_m$ ... MAG. POLARIZ.

– ZAVEDU H ... INTENZITU MAG. POLE

[A/m]

$$\bar{H}(\bar{r}) = \frac{\bar{B}(\bar{r}) - \bar{P}(\bar{r})}{\mu_0}$$

→ MÁ BEZPR. VZTAH K MAKRO ZDROJŮM

FAIL. V UČEBNICI

$$\boxed{= \oint_l \bar{H}\,d\bar{l} = \mu_0 I} \qquad \boxed{\mathrm{rot}\,\bar{H} = \bar{j}}$$

HUSTOTA VOLNÉHO OBJEM. PROUDU

PROČ ZAVÁDÍM H? – VYLOUČÍM Z EXPLICITNÍCH ČLENŮ VÁZ. PROUDY

$$\bar{n}\times(\bar{B}_1 - \bar{B}_2) = \mu_0(\bar{j} + {}^{m}\bar{j}_s)$$

$\bar{j} = M \times n$

$$\boxed{\bar{n}\times(\bar{H}_1 - \bar{H}_2) = \bar{j}_s}$$

$H \perp \bar{j}$

– NESPOJITOST TEČNÝCH SLOŽEK $\bar{H}$ DÁNA POUZE $\bar{j}_s$ (PLOŠNÝCH) VOLNÝCH!

PŘI PRŮCH. PLOCHOU – V H JE ZAHRNUTO VŠE

UŽ JSOU JEN ${}^{m}\bar{j}_s$ → SPOJITÉ!

– PŘI PRŮCH. PLOCHOU S POUZE VÁZ. PLOŠ. $\bar{j}$ → ZŮSTÁVAJÍ TEČNÉ SLOŽKY H SPOJITÉ

## MAT. VZTAHY, SUSCEPTIBILITA, PERMEABILITA

– MATERIÁLOVÉ VZTAHY (RELACE MEZI MAGNET. VELIČINAMI A VLASTN. LÁTEK)

– LIN. VZTAHY → DOBŘE POPIS. STAC. POLE

– ZKOUMÁM LÁTKY VE VNĚJŠ. POLI

ZNALI JSME M POTAŽMO P

↓

TEĎ SE ZAJÍMÁME O FYZIKÁLNÍ PODMÍNKY

↓ POTŘEBUJI VZTAH

SLABĚ MAGNET. (LIN. ZÁV.)

MAG. SUSCEP.

$$\boxed{\begin{aligned}\bar{M}(\bar{r}) &= \chi_m \bar{H}_m \\ \bar{P}_m &= \mu_0 \chi_m \bar{H}_m\end{aligned}}$$

$P = \mu_0 M$

ANAL. S D

$$D = \varepsilon(1 - \chi_m)\,E(\bar{r})$$

$$\boxed{\begin{aligned}\bar{B}(\bar{r}) &= \mu_0 \bar{H}(\bar{r}) + \bar{P}_m(\bar{r}) \\ &= \mu_0(1 + \chi_m)\,\bar{H}(\bar{r})\end{aligned}}$$

RELATIVNÍ

$\mu$ ... PERMEAB. LÁTKY

– SOUVISL. MEZI MAGNETIZACÍ A MAG. POLEM UVNITŘ LÁTEK $\boxed{M \sim H}$

$$\boxed{\bar{B} = \mu_0 \bar{H}} \quad (\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E})$$

- ANIZOTR. L. → TENZOR MAGNETIZACE, SYMETR., 2 ŘÁDU

$B = \mu H(r)$ ve vakuu $B = \mu_0 H$

$B = \mu_0 H + P_m = \mu_0 H + \mu_0 \chi_m H$
$= \underbrace{\mu_0 (1 + \chi_m)}_{\mu} H$

MAGNETICKÁ SUSCEPTIBILITA

$\chi_m$ ... KLADNÁ, 1 ŘÁD.

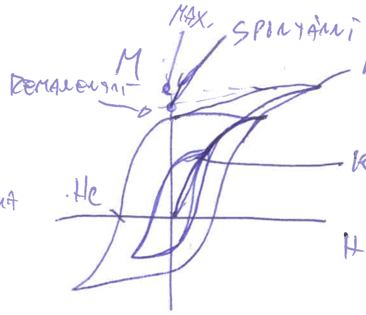
$M_x = \chi_{m_{x,x}} H_x + \dots$

$\chi_m > 0$ ... PARAMAGNETICKÉ → ZÁVISÍ I NA T

$\chi_m < 0$ ... DIAMAGNETICKÉ
↓
TÉMĚŘ NEZÁV. NA T
(MOC)

$\chi_m = \frac{C}{T}$ C ... CURIEROVA KONSTA.

LÁTKY ⟨ SLABÉ / SILNÉ




- ZÁV. NA T A ZÁKL. CHARAKTERISTIKA

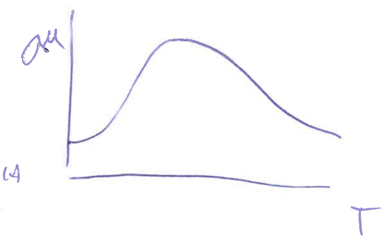
o SILNÉ
- VYŠŠÍ μ NEŽ SLABÉ
- SLOŽITÁ T ZÁVISL.
- FERROMAG. L. → HYST. SMYČKA
- SLOŽITÁ ZÁVISLOST MAGNETIZACE NA INTENZITĚ POLE

- HODNOTA He, PŘI NÍŽ M KLESNE OPĚT NA 0
⇒ KOERCIVNÍ POLE

↓ U FERROMAG.

PERMEABILITA $\boxed{\mu = \frac{B}{H}}$ $\mu = \mu_0 \mu_r$

PRO FERROMAG. L.




MĚKKÁ OCEL

- POŽADUJI, ABY MAGN. PROBÍHALA PO NĚČ
- ŽELEZO

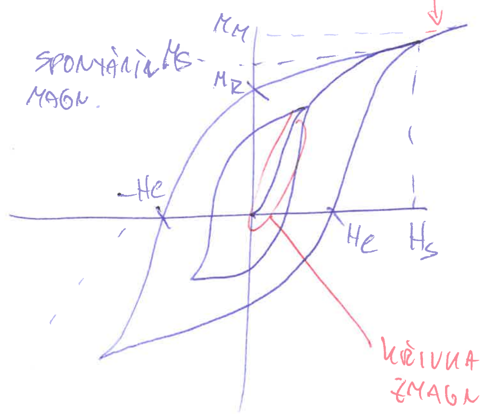
FERROMAG. S ↑ HODNOTOU ~~MAG.~~ KOER. POLE
→ TVRDÁ - GENERÁTORY, EL. MOTOR

↓ KOER. POLEM A ↑ μ → MĚKKÁ

- SPONTÁNNÍ MAG → S ROST. T KLESÁ
NA T Tc → 0
↑
CUR

FERIMAGNETIKA
- NELIN. CHOVÁNÍ A HYSTEREZE
- MUSÍM ZNÁT MAGN. SMYČKU
↓
PRO POPIS VLASTNOSTI

~~ID~~ TVRDÉ A MĚKKÉ




DVA ABSTRAKTNÍ TYPY LÁTEK
- ID TVRDÉ
- URČ. PERM. MAGN. (REMAN. MAGN.), JENŽ JIŽ NEMŮŽE BÝT OVLIV. PŮS. VNĚJŠ. POLE (MAG. TVRDÁ FER. NAPŘ.)
- ID. MĚKKÉ
- IZOTROPNÍ A SPLŇUJE $M = \mu H$, $P_m = \mu \chi_m H$
$B = \mu H + P_m$

He ... KOERCIVNÍ POLE
MR ... REMANENTNÍ
MM ... MAXIM.