1) ELEKTRICKÝ NÁBOJ. ELEKTRICKÝ NÁBOJ, KVANTOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO NÁBOJE, ELEMENTÁRNÍ NÁBOJ. ZÁKON ZACHOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO NÁBOJE. COULOMBŮV ZÁKON. PRINCIP SUPERPOZICE.

ELEKTRICKÝ NÁBOJ - EXISTUJE VE DVOU VARIANTÁCH ⊖ A ⊕, NÁBOJE TÉHOŽ ZNAMÉNKA SE ODPUZUJÍ A OPAČNÉHO PŘITAHUJÍ
- JE TO ZÁKLADNÍ VLASTNOST ELEMENTÁRNÍCH ČÁSTIC, Z NICHŽ JE SVĚT SESTAVEN, JE S NIMI SPOJEN ZA JAKÉKOLIV SITUACE

ELEKTRICKY NEUTRÁLNÍ - OBSAHUJE SHODNÉ MNOŽSTVÍ OBOU TYPŮ NÁBOJE, ELEKTRICKY NEINTERAGUJE

ELEKTRICKY NABITÝ - OBSAHUJE ROZDÍLNÉ MNOŽSTVÍ OBOU TYPŮ NÁBOJE, ELEKTRICKY INTERAGUJE

KVANTOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO NÁBOJE - ELEKTRICKÝ NÁBOJ Q SE V PŘÍRODĚ OBJEVUJE POUZE JAKO CELISTVÝ NÁSOBEK ZÁKLADNÍHO MNOŽSTVÍ NÁBOJE - NÁBOJE ELEKTRONU e. ELEKTRICKÝ NÁBOJ NEMŮŽE NABÝVAT LIBOVOLNÉ HODNOTY, ALE POUZE HODNOT DISKRÉTNÍCH (NESPOJITÝCH). ŘÍKÁME, ŽE KVANTOVÁN.

HMOTNOST, ENERGIE, MOMENT HYBNOSTI ⇒ KVANTOVÁNY

DEFINICE 1 COULOMBU ~~C~~ = 1A · 1s. NÁBOJ 1 COULOMBU PROJDE PRŮŘEZEM VODIČE PŘI PROUDU 1A ZA 1s.

$$dQ = I\,dt$$

$Q = n \cdot e\,[C]$, $n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \ldots$

e … ELEMENTÁRNÍ NÁBOJ $= 1{,}602 \cdot 10^{-19}\,C$ — NÁBOJ 1 ELEKTRONU

BENJAMIN FRANKLIN

~~3,5~~ e 10e

ELEMENTÁRNÍ NÁBOJ

ZÁKON ZACHOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO NÁBOJE - CELKOVÝ ELEKTRICKÝ NÁBOJ V IZOLOVANÉM SYSTÉMU (TJ. ALGEBRAICKÝ SOUČET KLADNÉHO A ZÁPORNÉHO NÁBOJE PŘÍTOMNÉHO V LIBOVOLNÉM OKAMŽIKU) SE NEMĚNÍ.
- IZOLOVANÝ SYSTÉM - ŽÁDNÁ LÁTKA NEPROCHÁZÍ PŘES HRANICE SYSTÉMU (FOTONY VŠAK ANO)
- VELIKOST NÁBOJE JE RELATIVISTICKY INVARIANTNÍ.
- ZÁKON ZACHOVÁNÍ NÁBOJE PLATÍ V LIBOVOLNÉ INERCIÁLNÍ SOUSTAVĚ A POZOROVATELÉ V RŮZNÝCH SOUSTAVÁCH NAMĚŘÍ TÝŽ NÁBOJ.

BEN FRANKLIN

PŘ) SKLENĚNOU TYČ TŘEME HEDVÁBÍM. NA TYČI SE OBJEVÍ KLADNÝ NÁBOJ. ZÁPORNÝ SE Z TYČE PŘENESL NA HEDVÁBÍ. TŘENÍM SE NÁBOJ POUZE PŘEROZDĚLUJE. NÁBOJ NEVYTVÁŘÍ

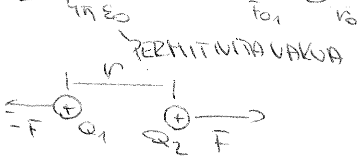
PŘ) $^{238}U \rightarrow {}^{234}Th + {}^{4}He$ (RADIOAKTIVNÍ ROZPAD)

COULOMBŮV ZÁKON - ELEKTROSTATICKÁ SÍLA MEZI DVĚMA NABITÝMI ČÁSTICEMI JE ÚMĚRNÁ JEJICH NÁBOJŮM, NEPŘÍMO ÚMĚRNÁ ČTVERCI JEJICH VZDÁLENOSTI A SMĚŘUJE PODÉL JEJICH PŘÍMKOVÉ SPOJNICE. TATO SÍLA MŮŽE BÝT BUĎ PŘITAŽLIVÁ NEBO ODPUDIVÁ. PODOBNOST S GRAVITAČNÍM ZÁKONEM $F = G \cdot \frac{m_1 m_2}{r^2}$. LIŠÍ SE V TOM, ŽE GRAVITACE JE VŽDY SÍLA PŘITAŽLIVÁ, ELEKTROSTAT. SÍLA ODPUDIVÁ I PŘITAŽLIVÁ DÍKY HMOTNOSTI.

$$F = k\frac{|Q_0 \cdot Q_1|}{r_{01}^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

PERMITIVITA VAKUA



$$\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}\ C^2 \cdot N^{-1} \cdot m^{-2}$$

PRINCIP SUPERPOZICE - MÁME-LI n NABITÝCH ČÁSTIC, JE SÍLA PŮSOBÍCÍ NA LIBOVOLNOU Z NICH DÁNA VEKTOROVÝM SOUČTEM: $F_1 = F_{12} + F_{13} + F_{14} + \ldots F_{1n}$

F_{14} - JE SÍLA PŮSOBÍCÍ NA ČÁSTICI DÍKY EXISTENCI ČÁSTICE 4

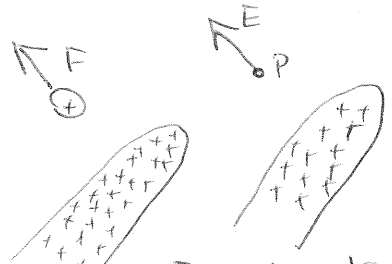
PLATÍ SLUPKOVÉ THEORÉMY

1) KULOVÁ SLUPKA NABITÁ ROVNOMĚRNĚ ROZLOŽENÝM NÁBOJEM PŘITAHUJE NEBO ODPUZUJE NABITÉ ČÁSTICE STEJNĚ JAKO KDYBY VEŠKERÝ NÁBOJ BYL SOUSTŘEDĚN V JEJÍM STŘEDU
2) KULOVÁ SLUPKA NABITÁ ROVNOMĚRNĚ ROZLOŽENÝM NÁBOJEM NEPŮSOBÍ ŽÁDNOU ELEKTROSTATICKOU SILOU NA NABITÉ ČÁSTICE UMÍSTĚNÉ UVNITŘ SLUPKY.

2) ELEKTROSTATICKÉ POLE – INTENZITA ELEKTROSTATICKÉHO POLE $\vec{E}$; SILOČÁRY, PRINCIP SUPERPOZICE PRO INTENZITU. POLE NABITÉ ČÁSTICE, ELEKTRICKÉHO DIPÓLU, NÁBOJE SPOJITĚ ROZLOŽENÉHO NA KŘIVCE A NA DISKU. PŮSOBENÍ ELEKTRICKÉHO POLE NA NABITOU ČÁSTICI A NA ELEKTRICKÝ DIPÓL.

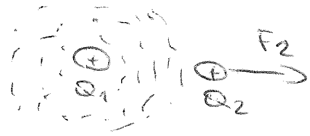
INTENZITA ELEKTROSTATICKÉHO POLE – DO BODU P UMÍSTÍME KLADNÝ NÁBOJ Q_0 A ZMĚŘÍME ELEKTROSTAT. SÍLU, KTERÁ NA NĚJ PŮSOBÍ. ELEKTRICKÉ POLE MŮŽE POPSAT VELIČINOU $\vec{E}$, KTEROU NAZÝVÁME INTENZITA ELEKTRICKÉHO POLE.

$$E = \frac{F}{Q_0} \,[N \cdot C^{-1}]$$



$$E = \frac{F}{Q_0} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{|Q|}{r^2}$$

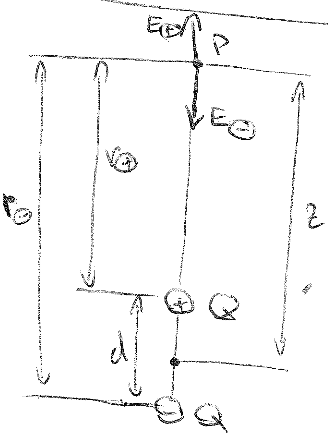
INTERAKCE DVOU ČÁSTIC – 1) PRVNÍ NÁBOJ BUDÍ VE SVÉM OKOLÍ EL. POLE
2) EL. POLE SE ŠÍŘÍ PROSTOREM
3) DRUHÝ NÁBOJ INTERAGUJE S POLEM, VE KTERÉM SE NACHÁZÍ
I NAOPAK



SILOČÁRY – M. FARADAY – Z KLADNÝCH NÁBOJŮ SILOČÁRY VYCHÁZEJÍ (ZDROJ; ZŘÍDLO), V ZÁPORNÝCH NÁBOJÍCH SILOČÁRY KONČÍ (NOR; PROPAD)
- SILOČÁRY V KAŽDÉM BODĚ URČUJÍ SMĚR TEČNY K SILOČÁŘE SMĚR VEKTORU E
- POČET SILOČAR NA JEDNOTKU PLOCHY KOLMÉ K SILOČARÁM JE V KAŽDÉM MÍSTĚ ÚMĚRNÝ VELIKOSTI INTENZITY $E(\vec{r})$.

PRINCIP SUPERPOZICE PRO INTENZITU – JESTLIŽE UMÍSTÍME KLADNÝ TESTOVACÍ NÁBOJ Q_0 DO BLÍZKOSTI m BODOVÝCH NÁBOJŮ $Q_1, Q_2 \dots Q_m$ PAK JE VÝSLEDNÁ SÍLA $F_0 = F_{01} + F_{02} + \dots F_{0m}$ A Z TOHO I INTENZITA $E = \frac{F_0}{Q_0} = \frac{F_{01}}{Q_0} + \frac{F_{02}}{Q_0} \dots \frac{F_{0m}}{Q_0} = E_1 + E_2 + \dots + E_m$

POLE ELEKTRICKÉHO DIPÓLU – ELEKTRICKÝ DIPÓL JE SOUSTAVA DVOU BODOVÝCH NÁBOJŮ STEJNÉ VELIKOSTI Q, ALE OPAČNÉHO ZNAMÉNKA. JEJICH VZDÁLENOST JE d. DIPÓLOVÝ MOMENT $p = Qd$. SMĚŘUJE OD ZÁPORNÉHO KE KLADNÉMU. z JE VZDÁLENOST OD STŘEDU DIPÓLU



$r_{(-)} = z + \frac{1}{2}d$

$r_{(+)} = z - \frac{1}{2}d$

PODLE PRIN. SUPERPOZICE

$$E = E_{(+)} - E_{(-)} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r_{(+)}^2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q}{r_{(-)}^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Q}{(z-\frac{1}{2}d)^2} - \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Q}{(z+\frac{1}{2}d)^2} =$$

$$= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\left(1-\frac{d}{2z}\right)^{-2} - \left(1+\frac{d}{2z}\right)^{-2}\right) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left[\left(1+\frac{2d}{2z}+\dots\right) - \left(1-\frac{2d}{2z}+\dots\right)\right] =$$

$$= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 z^2}\left[\underbrace{\left(1+\frac{d}{z}+\dots\right) - \left(1-\frac{d}{z}+\dots\right)}_{\text{ZANEDBÁME ROZ PALE}}\right] = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 z^2}\cdot\left[\frac{z+d}{z} + \frac{d-z}{z}\right] = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 \cdot z^2}\cdot\frac{2d}{z} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Qd}{z^3}$$

$p = Q \cdot d \qquad E = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{p}{z^3}$

$z \gg d$

NÁBOJ SPOJITĚ ROZLOŽENÝ NA KŘIVCE

τ – DÉLKOVÁ HUSTOTA NÁBOJE

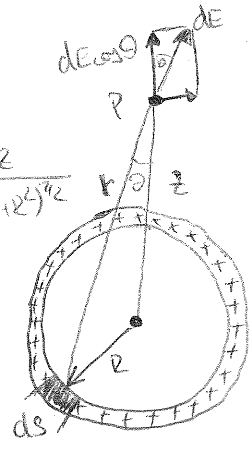
$dQ = \tau \cdot ds \qquad \cos\theta = \frac{E}{dE} \qquad \boxed{dE\cos\theta = E} \qquad r^2 = z^2 + R^2 \qquad \cos\theta = \frac{z}{r} = \frac{z}{(z^2+R^2)^{1/2}}$

$r = \sqrt{z^2+R^2}$

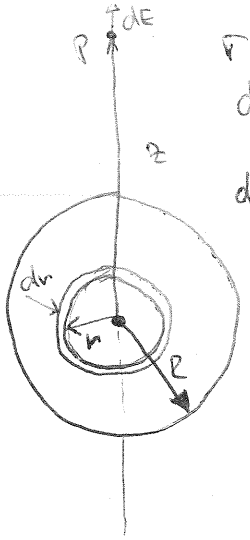
$$dE = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{dQ}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{\tau\, ds}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{\tau\, ds}{(z^2+R^2)}$$

$$dE\cos\theta = \frac{z\,\tau}{4\pi\varepsilon_0 (z^2+R^2)^{3/2}}\,ds \qquad E = \int dE\cos\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{z\tau}{(z^2+R^2)^{3/2}}\int_0^{2\pi r} ds =$$

$$= \frac{z\,\tau\,(2\pi R)}{4\pi\varepsilon_0 (z^2+R^2)^{3/2}} = \boxed{\frac{Q \cdot z}{4\pi\varepsilon_0 (z^2+R^2)^{3/2}}} \quad \text{(NABITÝ PRSTENEC)}$$



ELEKTRICKÉ POLE NABITÉHO DISKU



VYCHÁZÍME ZE VZORCE PRO PRSTENEC

σ - PLOŠNÁ HUSTOTA NÁBOJE

$$dQ = \sigma dS = \sigma (2\pi r dr)$$

$$dE = \frac{dQ \cdot z}{4\pi\varepsilon_0 (z^2 + R^2)^{3/2}} = \frac{z \cdot \sigma 2\pi r \cdot dr}{4\pi\varepsilon_0 (z^2 + r^2)^{3/2}} = \frac{\sigma \cdot z}{4\varepsilon_0} \cdot \frac{2r dr}{(z^2+r^2)^{3/2}}$$

$$E = \int dE = \frac{\sigma z}{4\varepsilon_0} \int_0^R (z^2 + r^2)^{-3/2} \cdot 2r dr = \left| \begin{array}{l} t = z^2 + r^2 \\ dt = 2r dr \\ dr = \frac{dt}{2r} \end{array} \right| =$$

$$= \frac{\sigma z}{4\varepsilon_0} \int_0^R t^{-\frac{3}{2}} dt = \frac{\sigma \cdot z}{4\varepsilon_0} \cdot \left[-\frac{2}{\sqrt{t}} \right]_0^R = \frac{\sigma \cdot z}{4 \cdot \varepsilon_0} \cdot \left[-\frac{2}{\sqrt{z^2+r^2}} \right]_0^R = \frac{\sigma \cdot z}{4 \cdot \varepsilon_0} \left[-\frac{2}{\sqrt{z^2+R^2}} + \frac{2}{z} \right]$$

$$= \frac{\sigma \cdot z}{4\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{2}{z} - \frac{2}{\sqrt{z^2+R^2}} \right) = \frac{\sigma \cdot 1}{2 \cdot \varepsilon_0} - \frac{\sigma \cdot z}{4\varepsilon_0} \cdot \frac{2}{\sqrt{z^2+R^2}} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{z^2+R^2}} \right)$$

PRO NEK. VRSTVU

PŮSOBENÍ ELEKTRICKÉHO POLE NA NABITOU ČÁSTICI - JE-LI BODOVÝ NÁBOJ Q UMÍSTĚN DO ELEKTRICKÉHO POLE O INTENZITĚ E PŮSOBÍ NA NĚJ ELEKTROSTATICKÁ SÍLA: $F = Q \cdot E$ JE-LI NÁBOJ Q KLADNÝ, MÁ $\underline{F}$ STEJNOU ORIENTACI JAKO $\underline{E}$, JE-LI Q ZÁPORNÝ MÁ $\underline{F}$ OPAČNOU ORIENTACI.

- INKOUSTOVÉ TISKÁRNY,

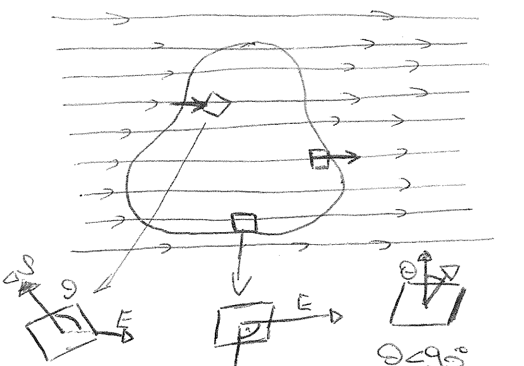
PŮSOBENÍ ELEKTRICKÉHO POLE NA ELEKTRICKÝ DIPÓL - JE-LI ELEKTRICKÝ DIPÓL S MOMENTEM p UMÍSTĚN DO ELEKTRICKÉHO POLE O INTENZITĚ E, PŮSOBÍ NA NĚJ POLE SILOVÝM MOMENTEM $\underline{M}$

$M = p \times E$ DIPÓL MÁ POTENCIÁLNÍ ENERGII E_p, KTERÁ SOUVISÍ S JEHO SMĚREM VZHLEDEM K VEKTORU ELEKTRICKÉ INTENZITY, $E_p = -p \cdot E$

TATO POTENCIÁLNÍ ENERGIE JE ROVNA NULE, JE-LI MOMENT DIPÓLU p KOLMÝ K INTENZITĚ E, JE NEJMENŠÍ $E_p = -p \cdot E$ MÁ-LI $\underline{p}$ STEJNÝ SMĚR A ORIENTACI JAKO E A NEJVĚTŠÍ $E_p = p \cdot E$ MÁ-LI STEJNÝ SMĚR, ALE OPAČNOU ORIENTACI NEŽ E.

3) GAUSSŮV ZÁKON - TOK VEKTORU E PLOCHOU, GAUSSŮV ZÁKON. VÝPOČET INTENZITY PRO POLE S VÁLCOVOU, ROVINNOU A KULOVOU SYMETRIÍ. COULOMBŮV ZÁKON A GAUSSŮV ZÁKON. NABITÝ IZOLOVANÝ VODIČ V ELEKTROSTATICKÉM POLI. DIFERENCIÁLNÍ TVAR GAUSSOVA ZÁKONA.

TOK VEKTORU E PLOCHOU



θ > 90° POVNITŘ PLOCHY $E \cdot \Delta S$ ZÁPORNÉ

θ = 90° NULOVÝ ROVNOBĚŽNĚ S PLOCHOU

θ < 90° KLADNÝ VEN Z PLOCHY

TOK INTENZITY NĚKOLIKA POLÍ

$\vec{E} = \sum_{i=1}^{n} \vec{E}_i$ -- PRINCIP SUPERPOZICE

GAUSSŮV ZÁKON ELEKTROSTATIKY

GAUSSŮV ZÁKON A COULOMBŮV ZÁKON AČKOLIV MAJÍ RŮZNÉ TVARY JSOU EKVIVALENTNÍ ZPŮSOBY PRO POPIS VZTAHU MEZI NÁBOJEM A ELEKTRICKÝM POLEM V ELEKTROSTATICE

$$\boxed{Q = \varepsilon_0 \Phi_E}$$

Q JE CELKOVÝ NÁBOJ UVNITŘ POMYSLNÉ UZAVŘENÉ PLOCHY (GAUSSOVA PLOCHA) A Φ_E JE CELKOVÝ TOK ELEKTRICKÉ INTENZITY TOUTO PLOCHOU.

$$\Phi_E = \oint E \cdot dS$$

TOK EL. INTENZITY

GAUSSŮV ZÁKON VYJADŘUJE VZTAH MEZI INTENZITOU ELEKTRICKÉHO POLE NA UZAVŘENÉ GAUSSOVĚ PLOŠE A CELKOVÝM NÁBOJEM, KTERÝ SE NACHÁZÍ UVNITŘ TÉTO PLOCHY

NABITÝ IZOLOVANÝ VODIČ V ELEKTROSTATICKÉM POLI

NABITÝ IZOLOVANÝ VODIČ V ELEKTROSTATICKÉM POLI - JESTLIŽE NA IZOLOVANÝ VODIČ PŘIVEDEME Z VNĚJŠKU NÁBOJ, PAK SE VŠECHEN ROZMÍSTÍ NA VNĚJŠÍM POVRCHU VODIČE. UVNITŘ VODIČE NEZŮSTANE ŽÁDNÝ VOLNÝ NÁBOJ. ELEKTRICKÉ POLE UVNITŘ VODIČE MUSÍ BÝT NULOVÉ. JINAK BY PŮSOBILO SILOU NA VODIVOSTNÍ ELEKTRONY VE VODIČI A TÍM VYVOLALO JEJICH POHYB ⇒ VĚČNÉ PROUDY, PROUDÍCÍ Z JEDNOHO MÍSTA NA DRUHÉ (NEEXISTUJÍ).

$Q = \Phi_E \cdot \varepsilon_0$ $\quad Q = \sigma \cdot S$ $\quad \Phi_E = E \cdot S$

$\sigma \cdot S = E \cdot S \cdot \varepsilon_0$ $\quad$ σ PLOŠNÁ HUSTOTA NÁBOJE

GAUSSŮV ZÁKON

GAUSSŮV ZÁKON - CELKOVÝ TOK Φ_E GAUSSOVOU (UZAVŘENOU) PLOCHOU JE ÚMĚRNÝ CELKOVÉMU POČTU N PRŮCHODŮ SILOČAR TOUTO PLOCHOU (ZAPOČTENÝCH S PŘÍSLUŠNÝMI ZNAMÉNKY).

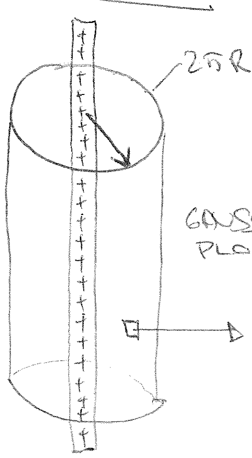
$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2}$$

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = E \cdot S = \frac{Q}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r^2} \cdot 4\pi r^2 = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

PRO TOK ELEK. INTENZITY $\vec{E}$ LIBOVOLNOU UZAVŘENOU (GAUSSOVOU) PLOCHOU S OBKLOPUJÍCÍ NÁBOJ Q PLATÍ

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

VÁLCOVÁ SYMETRIE -



$$\Phi_E = \oint \vec{E} dS = \underbrace{\iint \vec{E}\, d\vec{S}}_{\text{PLÁŠŤ}} + \underbrace{\iint \vec{E}\, d\vec{S}}_{\text{PODSTAVA}} = \iint E dS + 0 = E \underbrace{\iint dS}_{\text{PLÁŠŤ}} =$$

$\vec{E} \perp dS = 0$

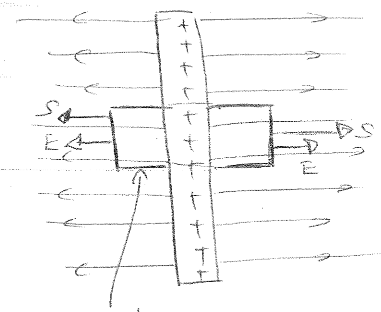
$$= E \cdot S_{PLÁŠŤ} = E \cdot 2\pi r \cdot h = \frac{Q_{CELK}}{\varepsilon_0}$$

$Q_{CELK} = \tau \cdot h$ — DÉLKA VODIČE VE VÁLCOVÉ SYMETRII; τ ELEMENT DÉLKY

$$E 2\pi r \cdot h = \frac{\tau \cdot h}{\varepsilon_0}$$

$$\boxed{E = \frac{\tau}{2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot r}}$$

ROVINNÁ SYMETRIE



VÁLEC

$Q = \sigma \cdot S$

NÁBOJ UZAVŘENÝ NA GAUSSOVĚ PLOŠE

$Q = \varepsilon_0 \cdot \Phi_E$

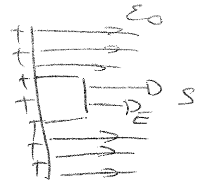
$\sigma \cdot S = \varepsilon_0 \cdot (ES + ES)$

$\sigma = \varepsilon_0 \cdot 2E$

$$\boxed{E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0}}$$

POVRCH NABITÉHO VODIČE

$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0}$

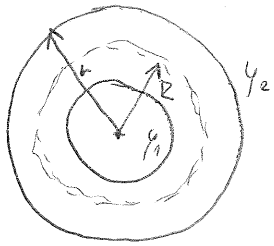


KULOVÁ SYMETRIE

– ROVNOMĚRNĚ NABITÁ KULOVÁ (SLUPKA) VRSTVA PŘITAHUJE, NEBO ODPUZUJE NABITOU ČÁSTICI VNĚ TÉTO VRSTVY STEJNOU SILOU, JAKOBY KDYBY SE CELÝ NÁBOJ NACHÁZEL V JEJÍM STŘEDU.

PRO NABITOU ČÁSTICI UVNITŘ (V DUTINĚ) TÉTO VRSTVY JE VÝSLEDNÁ SÍLA, KTEROU PŮSOBÍ VRSTVA ROVNA NULE

ψ_1, ψ_2 – GAUSSOVY PLOCHY



$r < R \quad E = 0$

GAUSSOVA PLOCHA NEOBEPÍNÁ ŽÁDNÝ NÁBOJ UVNITŘ ROVN. NABITÉ KULOVÉ VRSTVY JE TEDY ROVNA NULE.

$r > R$

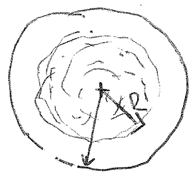
$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{r^2}$ – STEJNĚ JAKO KDYBYCHOM UMÍSTILI BODOVÝ NÁBOJ DO STŘEDU NABITÉ KULOVÉ VRSTVY. VELIKOST SÍLY, KTEROU PŮSOBÍ KULOVÁ VRSTVA NA NABITOU ČÁSTICI LEŽÍCÍ VNĚ, JE TEDY STEJNÁ JAKO VELIKOST SÍLY V PŘÍPADĚ, ŽE BY VRSTVA BYLA NAHRAZENA BODOVÝM NÁBOJEM Q LEŽÍCÍM V JEJÍM STŘEDU.

NABITÁ KOULE –

$r > R$

$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r^2}$

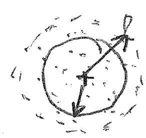
$Q = \int_0^R \rho(r') 4\pi r'^2 \, dr'$



$r < R$

$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q(r)}{r^2}$

$Q(r) = \int_0^r \rho(r') 4\pi r'^2 \, dr'$



$E = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 R^3} r$

DIFERENCIÁLNÍ TVAR GAUSSOVA ZÁKONA

– POPISUJE SITUACI V DANÉM MÍSTĚ ELEKTRICKÉHO POLE, ALE MÁ STEJNÝ FYZ. VÝZNAM JAKO JEHO INTEGRÁLNÍ TVAR

$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$\operatorname{div} \vec{E} = 0$ – NEZŘÍDLOVÉ POLE

$\operatorname{div} \vec{E} \neq 0$ – ZŘÍDLOVÉ POLE

$$\oint\!\!\oint_{\partial\Omega} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \underbrace{\iiint_{\Omega} \rho \, dV}_{Q}$$

$$\iiint \operatorname{div} \vec{E} \, dV = \frac{1}{\varepsilon_0} \iiint \rho \, dV$$

$$\iiint \left(\operatorname{div} \vec{E} - \frac{\rho}{\varepsilon_0}\right) dV = 0 \Rightarrow \underline{\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}}$$

4.) POTENCIÁL ELEKTROSTATICKÉHO POLE – PRÁCE ELEKTROSTATICKÉ SÍLY PŘI PŘEMISŤOVÁNÍ NABITÉ ČÁSTICE V KONZERVATIVNÍM ELEKTROSTATICKÉM POLI. POTENCIÁLNÍ ENERGIE NABITÉ ČÁSTICE A ELEKTRICKÉHO DIPÓLU V ELEKTROSTATICKÉM POLI, POTENCIÁL ELEKTROSTATICKÉHO POLE, NAPĚTÍ. POTENCIÁL POLE NABITÉ ČÁSTICE A SOUSTAVY ČÁSTIC. POTENCIÁLNÍ ENERGIE SOUSTAVY NABITÝCH ČÁSTIC.

PRÁCE EL. SÍLY PŘI PŘEMISŤOVÁNÍ NABITÉ ČÁSTICE V KONZ. EL. POLI

- PRÁCE W ELEKTRICKÉ SÍLY PŘI PŘEMÍSTĚNÍ NÁBOJE Q_0 V POLI NÁBOJE Q Z BODU r_i DO BODU r_f.

$$W = \int_{r_i}^{r_f} \frac{Q Q_0}{4\pi\varepsilon_0 r^2}\, dr = \frac{Q Q_0}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_f}\right)$$

NEZÁVISÍ NA TRAJEKTORII, POUZE NA POLOZE JEJÍHO POČÁTEČNÍHO A KONCOVÉHO BODU

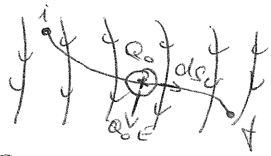
$W = F \cdot d$

$W = QE \cdot d$

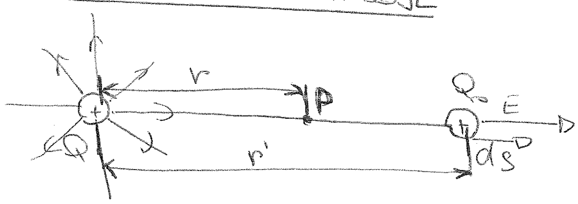
$W = \int Q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s}$ – PRÁCE ELEKTRICKÉ SÍLY

$W_{ext} = -\int Q_0 \vec{E} \cdot d\vec{s} = E_{pf} - E_{pi}$ – PRÁCE VNĚJŠÍ SÍLY

E_P – POTENCIÁLNÍ ENERGIE ČÁSTICE V EL. POLI



POTENCIÁL BODOVÉHO NÁBOJE



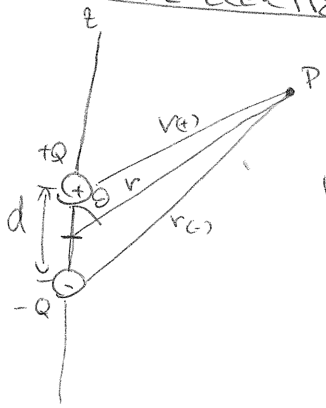
$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E}\, d\vec{s} = -\int_{r_1}^{r_2} E(r')\, dr'$$

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q}{r'^2}$$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\int_{r_1}^{r_2} \frac{dr'}{r'^2} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1}\right)$$

$$\varphi(\infty) - \varphi(r) = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\int_r^{\infty} \frac{1}{r'^2}\, dr' = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left[-\frac{1}{r'}\right]_r^{\infty} = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\left(-0 - \left(-\frac{1}{r}\right)\right) = -\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

POTENCIÁL ELEKTRICKÉHO POLE DIPÓLU



$$\varphi = \varphi_{(+)} + \varphi_{(-)} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{Q}{r_{(+)}} + \frac{-Q}{r_{(-)}}\right) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{r_{(-)} - r_{(+)}}{r_{(-)}\, r_{(+)}}$$

$r \gg d$

$r_{(-)} - r_{(+)} = d\cos\theta$

$r_{(-)} \cdot r_{(+)} = r^2$

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{d\cos\theta}{r^2} = \frac{p \cdot \cos\theta}{4\pi\varepsilon_0 \cdot r^2}$$

$Qd = p$

NAPĚTÍ, POTENCIÁL – NAPĚTÍ U NEBOLI ROZDÍL POTENCIÁLŮ $\Delta\varphi$ MEZI DVĚMA BODY POLE JE DEFINOVÁN VZTAHEM:

$$U = \Delta\varphi = \varphi_f - \varphi_i = -\frac{W}{Q} \qquad 1\,V = 1\,J\,C^{-1}$$

KDE Q JE NÁBOJ TESTOVACÍ ČÁSTICE PŘI JEJÍM PŘEMÍSTĚNÍ VYKONÁ ELEKTRICKÉ POLE PRÁCI W.

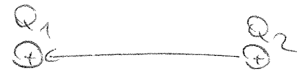
POTENCIÁL MŮŽE BÝT TAKÉ VYJÁDŘEN POMOCÍ POTENCIÁLNÍ ENERGIE E_P

$$\varphi = \frac{E_P}{Q} = \frac{E_{Pf}}{Q} - \frac{E_{Pi}}{Q} = \frac{\Delta E_P}{Q}.$$

POTENCIÁLNÍ ENERGIE SOUSTAVY NABITÝCH ČÁSTIC

- POTENCIONÁLNÍ ENERGIE SOUSTAVY NÁBOJŮ JE ROVNA PRÁCI W_{ext}, KTEROU ~~MUSÍ~~ MUSELA VYKONAT VNĚJŠÍ SÍLA PROTI SILÁM POLE PŘI SESTAVOVÁNÍ TÉTO KONFIGURACE NÁBOJŮ TJ. PŘEMÍSTĚNÍ KAŽDÉHO NÁBOJE „Z NEKONEČNA" DO JEHO POLOHY V DANÉ KONFIGURACI.

$$E_p = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r} = W_{ext}$$



$$E_{p12} = \varphi_1 Q_2 = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\varepsilon_0 r_{12}}$$

$$E_{p123} = \varphi_1 Q_2 + (\varphi_1 + \varphi_2) Q_3 = E_{p12} + E_{p12} + E_{p23}$$

5/ VZTAH MEZI INTENZITOU A POTENCIÁLEM ELEKTROSTATICKÉHO POLE. EKVIPOTENCIÁLNÍ PLOCHY A SILOČÁRY. STANOVENÍ POTENCIÁLU Z INTENZITY ELEKTROSTAT. POLE. STANOVENÍ INTENZITY Z POTENCIÁLU ELEKTROSTATICKÉHO POLE. IZOLOVANÝ VODIČ V ELEKTROSTATICKÉM POLI. POISSONOVA A LAPLACEOVA ROVNICE PRO POTENCIÁL.

VÝPOČET POTENCIÁLU φ ZE ZADANÉ INTENZITY POLE E

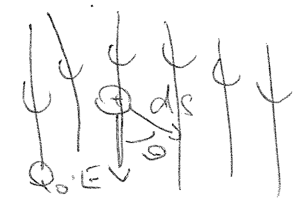
- ROZDÍL HODNOT POTENCIÁLŮ (NAPĚTÍ) MEZI LIBOVOLNÝMI DVĚMA BODY JE URČEN VZTAHEM

$$\varphi_f - \varphi_i = -\int_i^f E \cdot ds \qquad dW = F \cdot dr \qquad \varphi = \varphi_f - \varphi_i = \frac{W}{Q}$$

$$\varphi_i = 0 \qquad \varphi_f = -\int_i^f E \cdot ds \qquad dW = Q_0 \cdot E \cdot ds$$

$$W = Q_0 \int E \cdot ds$$

$$\varphi_f - \varphi_i = -\int_i^f E \cdot ds = -\int_i^f E(\cos\theta)\, ds$$



SILOČÁRY

VÝPOČET INTENZITY ZE ZADANÉHO POTENCIÁLU

- SLOŽKA INTENZITY POLE E V LIBOVOLNÉM SMĚRU JE ROVNA POKLESU POTENCIÁLU V TOMTO SMĚRU (TJ. ZÁPORNÉ VZATÉMU PŘÍRŮSTKU) PŘIPADAJÍCÍMU NA JEDNOTKOVOU VZDÁLENOST.

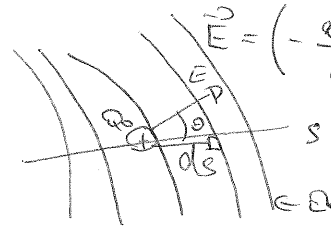
$$d\varphi = -\vec{E}\, d\vec{s}$$
$$-d\varphi = E \cdot ds \qquad E_s = -\frac{d\varphi}{ds} \qquad \vec{s} \ldots \text{SMĚR}$$
$$-d\varphi = E\cos\theta\, ds$$

ZVOLÍME OSY $x; y; z$

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta s}$$

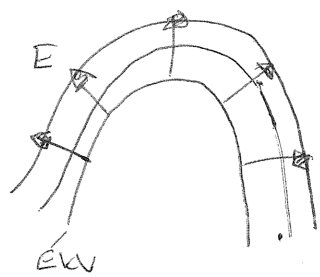
$$\vec{E} = \left(-\frac{\partial\varphi}{\partial x}; -\frac{\partial\varphi}{\partial y}; -\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) = -\mathrm{grad}\,\varphi = -\nabla\varphi$$

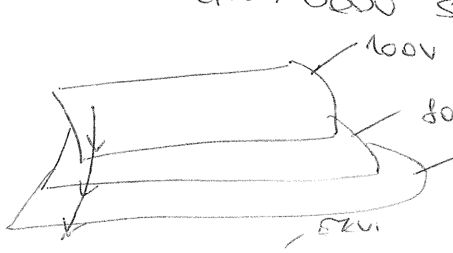
$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}; \quad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z}$$



EKVIPOTENCIÁLNÍ PLOCHY A SILOČÁRY

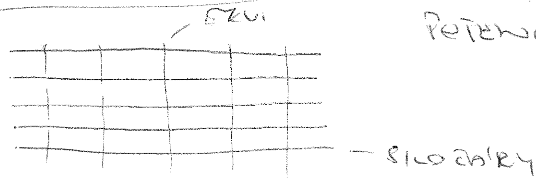
- EKVIPOTENCIÁLNÍ PLOCHA JE VŽDY KOLMÁ K SILOČARÁM
- JE TO MNOŽINA BODŮ SE STEJNÝM POTENCIÁLEM

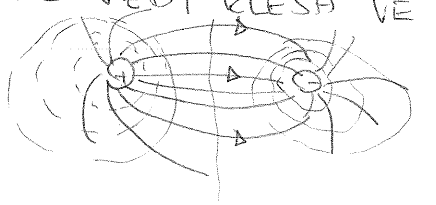




$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2} \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

E JE VŽDY KOLMÁ NA EKVI. PLOCHÁM
POTENCIÁL VŽDY KLESÁ VE SMĚRU SILOČAR





POISSONOVA ROVNICE PRO POTENCIÁL

GAUSSOVA-OSTROGRADSKÉHO VĚTA $= \operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

STOKESOVA VĚTA $= E = -\operatorname{grad}\varphi$

$$\left.\begin{array}{l} \operatorname{div}\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\ E = -\operatorname{grad}\varphi \end{array}\right\} \operatorname{div}\operatorname{grad}\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\left(\vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z}\right) \cdot \left(\vec{i}\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2}\right) = \Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{(POISSONOVA ROVNICE)}$$

TATO ROVNICE JE PLATNÁ VE VŠECH BODECH PROSTORU, V NICHŽ PLATÍ GAUSSŮV ZÁKON. POKUD JE V NĚKTERÝCH BODECH PROSTORU OBJEMOVÁ HUSTOTA NULOVÁ $\rho = 0$ ZJEDNODUŠÍ SE PŘEDCHOZÍ ROVNICE NA ROVNICI, KTERÁ OZNAČUJE JAKO ROVNICE LAPLACEOVA $\underline{\Delta\varphi = 0}$

6) KAPACITA - DEFINICE KAPACITY KONDENZÁTOR VE VAKUU. VÝPOČET KAPACITY DESKOVÉHO, VÁLCOVÉHO A KULOVÉHO KONDENZÁTORU A OSAMOCENÉ KOULE. SPOJOVÁNÍ KOND. PARALELNĚ A DO SÉRIE. POTENCIÁLNÍ ENERGIE NABITÉHO KONDENZÁTORU A HUSTOTA ENERGIE V NĚM.

DEFINICE KAPACITY - JE-LI KONDENZÁTOR NABITÝ MAJÍ JEHO ELEKTRODY STEJNĚ VELKÉ NÁBOJE OPAČNÝCH ZNAMÉNEK.

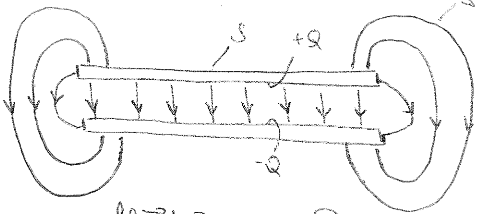
$$C=\frac{Q}{U}\quad [1F]=1C\cdot V^{-1}$$

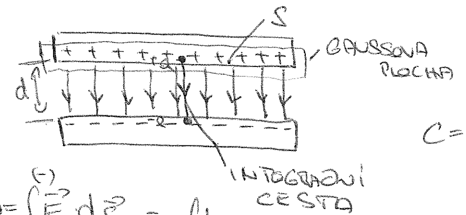
C – KAPACITA KONDENZÁTORU

U – ROZDÍL POTENCIÁLU (MEZI ELEKTRODAMI)

$$\oint\vec{E}\cdot d\vec{S}=\frac{Q}{\varepsilon_0}\qquad U=\int_{\vec{r}_1}^{\vec{r}_2}\vec{E}\cdot d\vec{s}$$

DESKOVÝ KONDENZÁTOR





PŘEDPOKLAD - DESKY KOND. JSOU TAK VELKÉ A TAK BLÍZKO U SEBE, ŽE LZE ZANEDBAT ROZPTYL ELEKTRICKÉHO POLE.

$$C=\varepsilon_0\frac{S}{d}$$

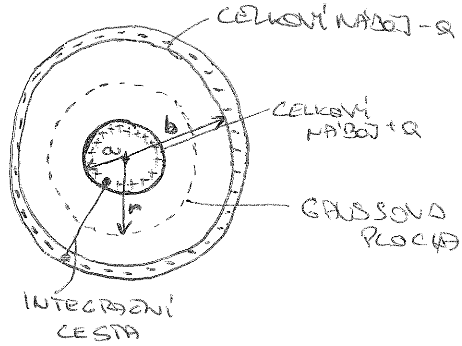
$$\oint\vec{E}\,d\vec{S}=E\cdot S=\frac{Q}{\varepsilon_0}\qquad E=\frac{Q}{S\cdot\varepsilon_0}$$

$$U=\int_{(+)}^{(-)}\vec{E}\,d\vec{s}=E\cdot\int ds=E\cdot d$$

$$U=E\,d\qquad U=\frac{Qd}{\varepsilon_0 S}$$

$$C=\frac{Q}{U}\qquad C=\frac{Q}{\frac{Qd}{\varepsilon_0 S}}=\cancel{Q}\cdot\frac{\varepsilon_0\cdot S}{\cancel{Q}d}=\frac{\varepsilon_0\cdot S}{d}$$

VÁLCOVÝ KONDENZÁTOR



$$Q=\varepsilon_0\cdot E\cdot S=\varepsilon_0\cdot E\cdot 2\pi r\cdot L=Q\qquad E=\frac{Q}{\varepsilon_0\cdot 2\pi\cdot r\cdot L}$$

$$U=\int_{(+)}^{(-)}E\,ds=E\cdot\int ds=\frac{Q}{\varepsilon_0\cdot 2\pi\cdot L}\int_A^B\frac{dr}{r}=\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 L}\cdot\left[\ln r\right]_A^B=\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 L}\cdot\left[\ln b-\ln a\right]=\frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 L}\cdot\ln\frac{b}{a}$$

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{Q}{1}\cdot\frac{2\pi\varepsilon_0 L}{Q\ln\frac{b}{a}}=2\pi\varepsilon_0\cdot\frac{L}{\ln b/a}$$

VÁLCOVÝ KONDENZÁTOR JE TVOŘEN DVĚMA ELEKTRODAMI TVARU SOUOSÝCH VÁLCOVÝCH PLOCH DÉLKY L, Z NICHŽ VNITŘNÍ MÁ POLOMĚR a A VNITŘNÍ b. PŘEDPOKLAD $b>a$; $L\gg b$

KULOVÝ KONDENZÁTOR - JE TVOŘEN DVĚMA ELEKTRODAMI VE TVARU SOUSTŘEDNÝCH KULOVÝCH PLOCH, Z NICHŽ VNITŘNÍ MÁ POLOMĚR a A VNĚJŠÍ b $(b>a)$

$$Q=\varepsilon_0\cdot E\cdot S=\varepsilon_0\cdot E\cdot(4\pi\cdot r^2)\qquad E=\frac{Q}{\varepsilon_0\cdot 4\pi\cdot r^2}$$

$$U=\int_{(+)}^{(-)}E\,ds=\frac{Q}{\varepsilon_0\cdot 4\pi}\int_A^B\frac{dr}{r^2}=\frac{Q}{\varepsilon_0 4\pi}\left[-\frac{1}{r}\right]_A^B=\frac{Q}{\varepsilon_0 4\pi}\cdot\left[\frac{1}{a}-\frac{1}{b}\right]=\frac{Q}{\varepsilon_0 4\pi}\cdot\frac{b-a}{ab}=U$$

$$C=\frac{Q}{U}=\frac{\cancel{Q}}{1}\cdot\frac{\varepsilon_0 4\pi\cdot ab}{\cancel{Q}\cdot(b-a)}=\varepsilon_0\cdot 4\pi\cdot\frac{ab}{b-a}$$

OSAMOCENÁ KOULE - PLANETA ZEMĚ

VYCHÁZÍME Z KUL. KOND.

$$C=\varepsilon_0\cdot 4\pi\cdot\frac{ab}{b-a}=\varepsilon_0\cdot 4\pi\cdot\frac{a\cdot\cancel{b}}{\cancel{b}\cdot(1-\frac{a}{b})}=\varepsilon_0\cdot 4\pi\cdot R$$

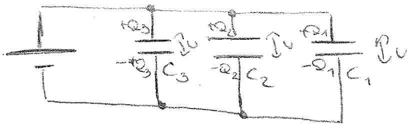
$\frac{a}{b}\to 0$

$b\to\infty$

$a=R$

KONDENZÁTOR PARALELNĚ

- NAPĚTÍ NA CELÉ SKUPINĚ ~~ZE~~ KONDENZÁTORŮ JE STEJNÉ, JAKO NAPĚTÍ NA KAŽDÉM Z NICH.



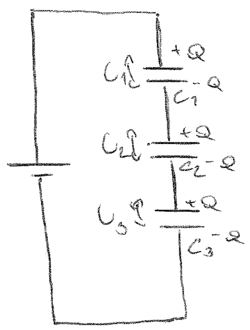
$$C_p = \sum_{j=1}^{M} C_j \qquad C_p = \frac{Q_{CELK}}{U} = \frac{Q_1+Q_2+Q_3}{U} = \frac{Q_1}{U} + \frac{Q_2}{U} + \frac{Q_3}{U} =$$

$$= \underline{C_1 + C_2 + C_3}$$

$$\left(I = \frac{Q}{t}\right)$$

KONDENZÁTOR SÉRIOVĚ

- NAPĚTÍ NA CELÉ SKUPINĚ KONDENZÁTORŮ JE ROVNO SOUČTU NAPĚTÍ NA JEDNOTLIVÝCH KONDENZÁTORECH.



$$U_{CELK} = U_1 + U_2 + U_3$$

$$U_{1,2,3} = \frac{Q}{C_{1,2,3}}$$

$$\frac{1}{C_S} = \sum_{j=1}^{M} \frac{1}{C_j}$$

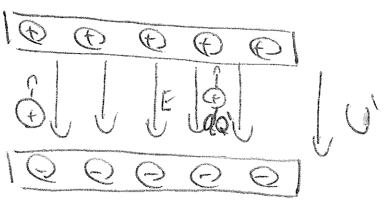
$$\frac{Q}{C_S} = \frac{Q}{C_1} + \frac{Q}{C_2} + \frac{Q}{C_3}$$

$$\frac{1}{C_S} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

POTENCIÁLNÍ ENERGIE NABITÉHO KONDENZÁTORU

- ENERGIE NABITÉHO KONDENZÁTORU JE SOUSTŘEDĚNA V EL. POLI MEZI JEHO ELEKTRODAMI

POTENCIÁLNÍ ENERGIE JE PRÁCI POTŘEBNÉ K NABITÍ KONDENZÁTORU



$$C = \frac{Q}{U} \qquad Q = C \cdot U$$

$$dW_{ext} = U' dQ' = \frac{Q'}{C} dQ'$$

$$W_{ext} = \int_0^Q \frac{Q'}{C} dQ = \frac{1}{C} \int_0^Q Q' dQ' = \frac{1}{C} \cdot \frac{Q^2}{2} = \frac{Q^2}{2C} = \frac{C^{\cancel{2}} \cdot U^2}{2\cancel{C}} = \underline{\frac{1}{2} \cdot C U^2} = E_{el}$$

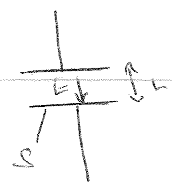
HUSTOTA ENERGIE V KONDENZÁTORU

$$E_{el} = \frac{1}{2} Q \cdot U = \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon_0 \cdot E \cdot S) \cdot (E \cdot L) =$$

$$= \left(\frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot E^2\right) \cdot (S \cdot L)$$

$$Q = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S$$

$$U = E \cdot L$$



INTENZITA EL. POLE

$$\Downarrow \quad w_{el} = \frac{E_{el}}{V} = \boxed{\frac{1}{2} \varepsilon_0 \cdot E^2}$$

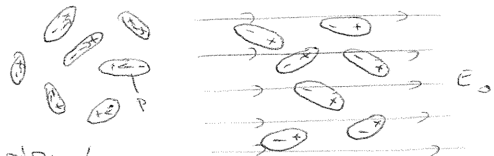
7.) DIELEKTRIKA – POLÁRNÍ A NEPOLÁRNÍ DIELEKTRIKA. RELATIVNÍ PERMITIVITA A PERMITIVITA DIELEKTRIKA. ELEKTRICKÁ INTENZITA V DIELEKTRIKU. GAUSSŮV ZÁKON PRO DIELEKTRIKUM. VZNIK POLARIZAČNÍHO (VÁZANÉHO) NÁBOJE NA POVRCHU VRSTVY. ELEKTRICKÁ INDUKCE $\underline{D}$ A POLARIZACE $\underline{P}$. ROZHRANÍ DIELEKTRIK.

POLÁRNÍ DIELEKTRIKA – ORIENTAČNÍ POLARIZACE PERMANENTNÍCH ELEKTRICKÝCH DIPÓLŮ VLASTNÍCH (POLÁRNÍCH MOLEKUL) VE VNĚJŠÍM ELEKTRICKÉM POLI

H_2O

– TEPELNÝ POHYB NARUŠUJE USPOŘÁDÁNÍ, POLARIZACE ZÁVISÍ NA $1/T$

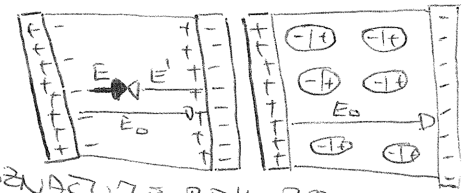
$p = 6{,}2 \cdot 10^{-30}\ C \cdot m$ – PRO H_2O



NEPOLÁRNÍ DIELEKTRIKA – VYCHÝLENÍ KLADNÉHO A ZÁPORNÉHO NÁBOJE V PŮVODNĚ NEPOLÁRNÍCH ATOMECH ČI MOLEKULÁCH VE VNĚJŠÍM ELEKTRICKÉM POLI

$p \approx 10^{-35}\ C \cdot m$

– POLARIZACE NEZÁVISÍ VÝRAZNĚ NA T



RELATIVNÍ PERMITIVITA – JAKO RELATIVNÍ PERMITIVITA SE OZNAČUJE PODÍL PERMITIVITY DANÉHO MATERIÁLU A PERMITIVITY VAKUA.

$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ — ABSOLUTNÍ PERMITIVITA

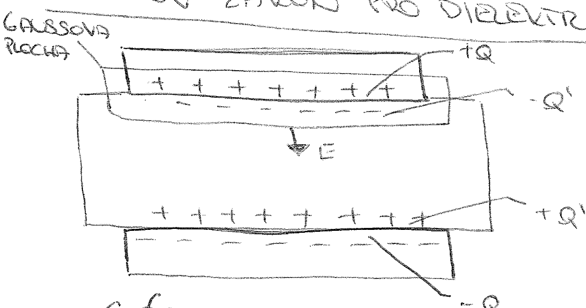
– RELATIVNÍ PERMITIVITA JE LÁTKOVÁ KONSTANTA, KTERÁ VYJADŘUJE KOLIKRÁT SE ELEKTRICKÁ SÍLA ZMENŠÍ V PŘÍPADĚ, ŽE TĚLESA S ELEKTRICKÝM NÁBOJEM JSOU UMÍSTĚNA V LÁTKOVÉM PROSTŘEDÍ MÍSTO VE VAKUU

$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_r}\frac{Q}{r^2}$

– V PROSTORU ZCELA VYPLNĚNÉM DIELEKTRIKEM S RELATIVNÍ PERMITIVITOU ε_r PLATÍ I NADÁLE VŠECHNY ROVNICE ELEKTROSTATIKY VAKUA POKUD VÝRAZ ε_0 NAHRADÍME VÝRAZEM $\varepsilon_0\varepsilon_r$

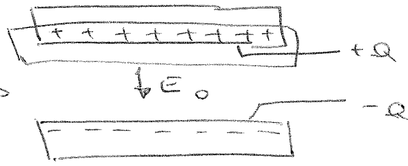
$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_r\varepsilon_0}$ $\quad E = \frac{E_0}{\varepsilon_r}$

GAUSSŮV ZÁKON PRO DIELEKTRIKUM



$\varepsilon_0 \oint E \cdot ds = \varepsilon_0 E_0 \cdot S = Q$

$E_0 = \frac{Q}{\varepsilon_0 \cdot S}$



$\varepsilon_0 \oint E \cdot ds = \varepsilon_0 \cdot E \cdot S = Q - Q'$ $\quad E = \frac{Q - Q'}{\varepsilon_0 S}$

$E = \frac{E_0}{\varepsilon_r} = \frac{Q}{\varepsilon_r\varepsilon_0 S}$ $\quad \frac{Q-Q'}{\varepsilon_0 S} = \frac{Q}{\varepsilon_r\varepsilon_0 S}$

$E_0 = \frac{Q}{\varepsilon_0 \cdot S}$ $\quad \frac{\frac{Q}{\varepsilon_0 S}}{\varepsilon_r} = \frac{Q}{\varepsilon_0 \cdot S}\cdot\frac{1}{\varepsilon_r} = \frac{Q}{\varepsilon_r\varepsilon_0 \cdot S}$ $\quad \boxed{Q - Q' = \frac{Q}{\varepsilon_r}}$

$\varepsilon_0 \oint E \cdot ds = \frac{Q}{\varepsilon_r}$

$\boxed{\varepsilon_0 \oint \varepsilon_r \cdot E\, ds = Q}$

ELEKTRICKÁ INDUKCE – Z GAUSSOVA ZÁKONA PRO DIELEKTRIKUM

$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \vec{E}$

$\varepsilon_0 \oint \varepsilon_r E\, ds = \oint D \cdot ds = Q$ (VOLNÝ NÁBOJ) $\quad \operatorname{div} \vec{D} = \rho$ $\quad \vec{D}\ \ \vec{E}_0\ \ \vec{P}$

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

$\vec{P} = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E}$ $\quad \chi_e$ – ELEKTRICKÁ SUSCEPTIBILITA (LINEÁR. DIELEKTRIKUM)

V INTEGRÁLU PRO POŘÁDKY VYJMOUT KONSTANTNÍ

$D = \varepsilon_0 \vec{E} + \chi_e \varepsilon_0 \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E}(1 + \chi_e) = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}$

ELEKTRICKÁ POLARIZACE

$P = \vec{D} - \varepsilon_0 \vec{E}$

$\oint \vec{P} \cdot d\vec{s} = \oint (D - \varepsilon_0 E)\, d\vec{S} = Q - (Q + Q_p) = -Q_p$

$\operatorname{div} \vec{P} = -\rho_p$

$\vec{P} = \frac{1}{V}\sum_i \vec{p}_i$ $\quad P = \frac{\sigma_p \cdot S \cdot L}{S L} = \sigma_p$ $\quad \oiint_S \vec{P} \cdot d\vec{s} = -\sigma_p \cdot S = -Q_p$

ELEKTRICKÁ ~~POLARIZACE~~ INTENZITA $\vec{E}$

$$\varepsilon_0 \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = Q - Q' = Q + Q_P$$

$$\varepsilon_0 \oint \varepsilon_r \cdot \vec{E} \cdot d\vec{S} = Q$$

ROZHRANÍ DIELEKTRIK

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = 0$$

(ŽÁDNÝ VOLNÝ NÁBOJ)

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = 0$$

(NEVÍROVÉ POLE)

ε_{r1} | ε_{r2}

$D_{n1} = D_{n2}$

$\varepsilon_{r1} E_{n1} = \varepsilon_{r2} E_{n2}$ (NORMÁLOVÉ SLOŽKY $\vec{D}$, $\vec{E}$)

$E_{t1} = E_{t2}$

(TEČNÉ SLOŽKY $\vec{E}$)

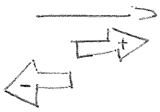
d) OHMŮV ZÁKON – ELEKTRICKÝ PROUD I; HUSTOTA PROUDU J. ROVNICE KONTINUITY. DRIFTOVÁ RYCHLOST. VODIVOST. REZISTANCE (EL. ODPOR) VODIČE, REZISTIVITA MATERIÁLU. OHMŮV ZÁKON. MIKROSKOPICKÝ POHLED, VODIČE, IZOLANTY, POLOVODIČE. TEPLOTNÍ ZÁVISLOST REZISTIVITY. SUPRAVODIČE. ~~OHMŮV ZA~~ VÝKON PŘEMĚNY ELEKTRICKÉ ENERGIE VE VNITŘNÍ ENERGII REZISTORU. (JOULEOVO TEPLO)

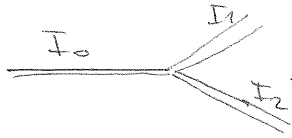
ELEKTRICKÝ PROUD – dQ JE NÁBOJ, KTERÝ ZA DOBU dt PROJDE PRŮŘEZEM VODIČE.

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad [A]=[1C s^{-1}]$$

SMĚR PROUDU JE URČEN JAKO SMĚR POHYBU KLADNÉHO NÁBOJE

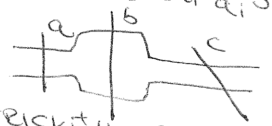
$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$





$I_0 = I_1 + I_2$

USTÁLENÝ PROUD I VE VODIČI MÁ STEJNOU VELIKOST VE VŠECH PRŮŘEZECH a, b, c.



HUSTOTA PROUDU: MÁ STEJNÝ SMĚR, JAKO INTENZITA ELEKTRICKÉHO POLE V DANÉM BODĚ PRŮŘEZU VODIČE.

$$J = \frac{I}{S}$$

$$I = \int \vec{J} \cdot d\vec{S}$$

– JE ROVNA PROUDU PROCHÁZEJÍCÍMU ELEMENTÁRNÍ PLOŠKOU PRŮŘEZU VODIČE KOLMOU KE SMĚRU PROUDU, DĚLENÉMU VELIKOSTÍ TÉTO PLOŠKY

ROVNICE KONTINUITY

$$\mathrm{div}\,\vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt}\int_\Omega \rho\, dV = -\oint J \cdot dS$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{d}{dt}\int_\Omega \rho\, dV = -\int_\Omega \nabla \cdot J \cdot dV$$

$$\frac{dQ}{dt} = \int_\Omega \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dV = -\int_\Omega \nabla \cdot J\, dV \quad \ldots$$

div

$$\int_\Omega \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot J\right) dV = 0$$

DRIFTOVÁ RYCHLOST – JE-LI VE VODIČI ELEKTRICKÉ POLE O INTENZITĚ E, KLADNÉ NOSIČE NÁBOJE SE POHYBUJÍ DRIFTOVOU RYCHLOSTÍ v_D VE SMĚRU INTENZITY E. RYCHLOST v_D SOUVISÍ S HUSTOTOU PROUDU VZTAHEM: $J = n \cdot e\, v_D$

n.e .. OBJEMOVÁ HUSTOTA NÁBOJE

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{n \cdot e \cdot S \cdot L}{L/v_d} = n \cdot e \cdot S \cdot v_D \Rightarrow v_D = \frac{I}{n \cdot S \cdot e} = \frac{J \cdot \cancel{S}}{n \cdot \cancel{S} \cdot e} = \frac{J}{n \cdot e} \quad \boxed{J = n \cdot e \cdot v_D}$$

$$J = \frac{I}{S}$$

VODIVOST – FYZ. VELIČINA, KTERÁ POPISUJE SCHOPNOST DOBŘE VÉST EL. PROUD. ČÍM VĚTŠÍ JE VODIVOST, TÍM SILNĚJŠÍ ELEKTRICKÝ PROUD PROCHÁZÍ VODIČEM PŘI STEJNÉM NAPĚTÍ. VODIVOST JE PŘEVRÁCENÁ HODNOTA K ODPORU

$$v_D = \vec{a} \cdot \tau = \frac{e}{m}\tau \cdot \vec{E}$$

$$\vec{F_e} = m \cdot a$$

τ – STŘEDNÍ DOBA MEZI SRÁŽKAMI

$$a = \frac{\vec{F_e}}{m} \quad \vec{F_e} = e\vec{E}$$

$$= \frac{e}{m}\cdot \vec{E}$$

$$J = n \cdot e\, v_D = \frac{n e^2}{m}\tau \cdot \vec{E}$$

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}$$

KONSTANTA ← INTENZITA EL. POLE

σ … KONDUKTIVITA (VODIVOST)

$$G = \frac{1}{R} = \sigma \cdot \frac{S}{L} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{S}{L} \quad [S]$$

SIEMENS

REZISTANCE A REZISTIVITA MATERIÁLU – ODPOR (REZISTANCE) JE VLASTNOSTÍ OBJEKTU (REZISTORU, VODIČE), REZISTIVITA JE VLASTNOSTÍ MATERIÁLU

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \qquad \sigma = \frac{1}{\rho} \text{ – REZISTIVITA}$$

$$\vec{J} = \frac{\vec{E}}{\rho} \qquad \vec{E} = \rho \cdot \vec{J}$$

$$E = \frac{U}{L} = \rho J = \rho \frac{I}{S} \qquad U = \rho \cdot \frac{L \cdot I}{S}$$

$$R I = \rho \cdot \frac{L \cdot I}{S} \qquad R = \rho \frac{L}{S}$$

ODPOR ZÁVISÍ NEJEN NA TVARU MATERIÁLU A JEHO REZISTIVITĚ, ALE TÉŽ NA ZPŮSOBU UPEVNĚNÍ PŘÍVODŮ.

OHMŮV ZÁKON – GEORG SIMON OHM

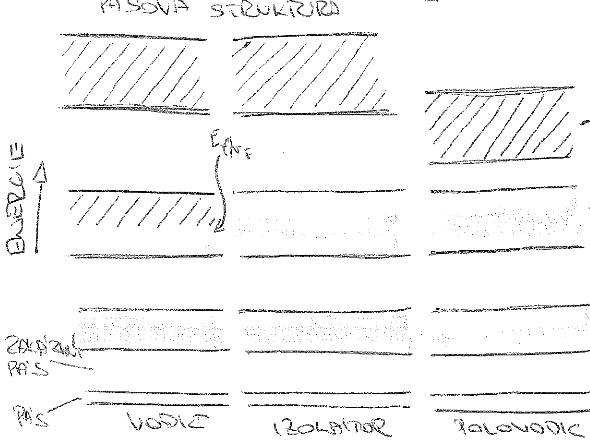
$R = \frac{U}{I}$ $1 V A^{-1} = 1 \Omega$

– PRO VODIČ (SOUČÁSTKU) PLATÍ OHMŮV ZÁKON TEHDY, JESTLIŽE JEHO ODPOR R DEFINOVANÝ ROVNICÍ $R = U/I$ NEZÁVISÍ NA PŘILOŽENÉM NAPĚTÍ. PRO MATERIÁL PLATÍ OHMŮV ZÁKON TEHDY, JESTLIŽE JEHO REZISTIVITA DEFINOVANÁ $\rho = \frac{E}{J}$ NEZÁVISÍ NA VELIKOSTI A SMĚRU ELEKTRICKÉ INTENZITY $\vec{E}$.

– ODPOR R JE VLASTNOSTÍ LÁTKY A NEZÁVISÍ NA PŘILOŽENÉM NAPĚTÍ

MIKROSKOPICKÝ POHLED

PÁSOVÁ STRUKTURA



v_F – FERMIHO RYCHLOST

$F_e = e \cdot E$ $v_D = a \cdot \tau$ $\vec{J} = n e \cdot \vec{v}_D = \frac{n e^2 \tau}{m} \cdot \vec{E}$

$a \cdot m = e \cdot E$ $v_D = \frac{e}{m} \cdot E \cdot \tau$

$a = \frac{e}{m} \cdot E$

$$\frac{\vec{J}}{\vec{E}} = \frac{n e^2 \tau}{m} = \frac{1}{\rho}$$

$$\rho = \frac{m}{n e^2 \tau}$$

STŘEDNÍ VOLNÁ DOBA – PRO VODIVOSTNÍ ELEKTRONY

$$\tau = \frac{m}{n e^2 \rho} = \frac{m \cdot \Gamma}{n e^2}$$

STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA – MEZI SRÁŽKAMI PRO VODIVOSTNÍ ELEKTRONY

$$\boxed{\lambda = \tau \cdot v_F}$$

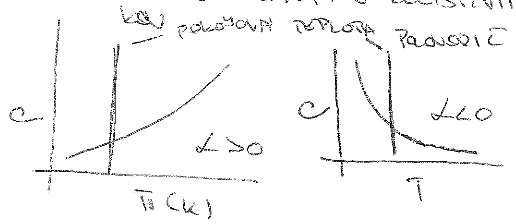
TEPLOTNÍ ZÁVISLOST REZISTIVITY – REZISTIVITA ρ VĚTŠINY MATERIÁLŮ SE MĚNÍ S TEPLOTOU. PRO ŘADU MATERIÁLŮ, VČETNĚ KOVŮ, TUTO ZÁVISLOST MŮŽEME ZAPSAT VZTAHEM

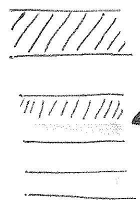
$$\rho - \rho_0 = \rho_0 \alpha (T - T_0)$$

T_0 – REFERENČNÍ TEPLOTA

ρ_0 – REZISTIVITA PŘI TEPLOTĚ T_0

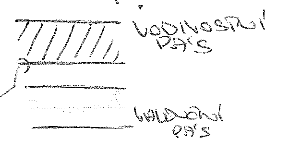
α – TEPLOTNÍ SOUČINITEL REZISTIVITY





STŘEDNÍ VOLNÁ DOBA τ SRÁŽEK SE ZMENŠUJE S TEPLOTOU (PRO KOVY)

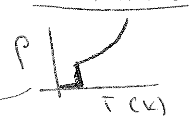
$\rho = \frac{m}{n e^2 \cdot \tau}$



$\rho = \frac{m}{n e^2 \tau}$

ROSTE KONCENTRACE n VODIVOSTNÍ ELEKTRONŮ S TEPLOTOU

SUPRAVODIČE



SUPRAVODIČE A POLOVODIČE

- POLOVODIČE JSOU MATERIÁLY S MALÝM POČTEM VODIVOSTNÍCH ELEKTRONŮ A S NEOBSAZENÝMI ENERGIOVÝMI HLADINAMI VE VODIVOSTNÍM PÁSU, KTERÝ LEŽÍ POMĚRNĚ BLÍZKO VALENČNÍHO PÁSU. REZISTIVITA POLOVODIČE MŮŽE BÝT BLÍZKÁ REZISTIVITĚ KOVU, JE-LI POLOVODIČ DOPOVÁN JINÝMI ATOMY, KTERÉ DODÁVAJÍ ELEKTRONY DO VODIVOSTNÍHO PÁSU.
- SUPRAVODIČE – JSOU TO MATERIÁLY, JEJICHŽ REZISTIVITA PŘI VELMI NÍZKÝCH TEPLOTÁCH ZCELA VYMIZÍ.

VÝKON PŘEMĚNY ELEKTRICKÉ ENERGIE VE VNITŘNÍ ENERGII REZISTORU

- JE-LI SOUČÁSTKOU REZISTOR PAK

$P = I^2 \cdot R = \frac{U^2}{R}$ – PLATÍ POUZE V REZISTORU

– V REZISTORU JE ELEK. POTENCIÁLNÍ ENERGIE DISIPOVÁNA PROSTŘEDNICTVÍM SRÁŽEK NÁBOJE S ATOMY

ZTRÁTOVÝ TEPELNÝ VÝKON REZISTORU

VÝKON: $P = U \cdot I$

PŘENOS ELEKTRICKÉ ENERGIE

ELEKTRICKÁ POTENCIÁLNÍ ENERGIE $\quad E_p = U \cdot Q$

$dE_p = U \cdot dQ$

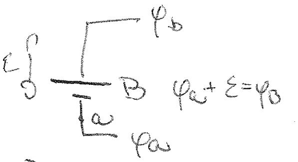
$dE_p = U \cdot I dt$

$I = \frac{dQ}{dt}$ $dQ = I dt$

$$U \cdot I = \boxed{\frac{dE_p}{dt} = P}$$

9) OBVODY – ZDROJ EMN, DEFINICE EMN. PŘEMĚNY ENERGIE V OBVODU SE ZDROJEM EMN. VÝPOČET PROUDU V REZISTORU PŘIPOJENÉMU KE ZDROJI, VNITŘNÍ ODPOR ZDROJE EMN, VÝPOČET ROZDÍLU POTENCIÁLŮ MEZI DVĚMA BODY SMYČKY. KIRCHHOFFOVO PRAVIDLO PRO UZAVŘENOU SMYČKU. KIRCHHOFFOVO PRAVIDLO PRO UZEL. OBVOD TVOŘENÝ VÍCE SMYČKAMI. PARALELNÍ A SÉRIOVÉ ZAPOJENÍ REZISTORŮ. MĚŘENÍ PROUDU AMPÉRMETREM, MĚŘENÍ NAPĚTÍ VOLTMETREM. POTENCIOMETR. SÉRIOVÝ OBVOD RC NABÍJENÍ A VYBÍJENÍ KONDENZÁTORU. ČASOVÁ KONST.

ZDROJ EMN – PŘEMISŤUJE KLADNÝ NÁBOJ NEELEKTRICKOU SILOU ZE ZÁPORNÉ ELEKTRODY NA KLADNOU PROTI SILÁM ELEKTRICKÉHO POLE. ZVYŠUJE SE POTENCIÁLNÍ ENERGIE NÁBOJE A NA KLADNÉ ELEKTRODĚ SE UDRŽUJE POTENCIÁL VYŠŠÍ O ε (ELEKTROMOTORICKÉ NAPĚTÍ), NEŽ NA ZÁPORNÉ ELEKTRODĚ

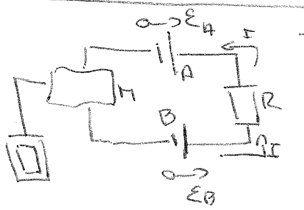


DEFINICE EMN – ZDROJ EMN UDRŽUJE JISTÉ NAPĚTÍ MEZI SVÝMI SVORKAMI, ABY HO UDRŽEL I PŘI ODBĚRU PROUDU (ZATÍŽENÍ) MUSÍ BÝT SCHOPEN KONAT PRÁCI NA NOSIČÍCH NÁBOJE. JE-LI dW_Z PRÁCE KTEROU ZDROJ VYKONÁ PŘI PRŮCHODU KLADNÉHO NÁBOJE dQ VNITŘKEM ZDROJE OD ZÁPORNÉHO PÓLU KE KLADNÉMU JE JEHO $\varepsilon = \frac{dW_Z}{dQ}$ [V]

IDEÁLNÍ ZDROJ EMN MÁ NULOVÝ VNITŘNÍ ODPOR A NAPĚTÍ NA JEHO SVORKÁCH JE ROVNO EMN

REÁLNÝ ZDROJ EMN MÁ NENULOVÝ VNITŘNÍ ODPOR, NAPĚTÍ NA JEHO SVORKÁCH JE ROVNO EMN JEN TEHDY KDYŽ ZDROJEM NEPROCHÁZÍ ŽÁDNÝ PROUD.

PŘEMĚNY ENERGIE V OBVODU SE ZDROJEM EMN



– ÚBYTEK CHEM. ENERGIE BATERIE B
- PRÁCE MOTORU V TAHU
- TEPLO VZNIKLÉ NA REZISTORU
- NABÍJENÍ BATERIE A

POTENCIÁL

$$\varphi = \frac{W}{Q}$$

VÝPOČET PROUDU V REZISTORU PŘIPOJENÉMU KE ZDROJI

– ENERGIOVÁ METODA

$$\varepsilon = \frac{dW}{dQ} \qquad dW = \varepsilon\, dQ$$

$$dQ = I\,dt$$

$$dW = \varepsilon \cdot I\,dt$$

$$RI^2 dt = \varepsilon I\,dt$$

$$\boxed{I = \frac{\varepsilon}{R}} \qquad \varepsilon = R \cdot I$$

PODLE ZÁKONA ZACH. ENERGIE SE PRÁCE VYKONANÁ BATERIÍ MUSÍ ROVNAT JOULOVU TEPLU VZNIKLÉMU V REZISTORU

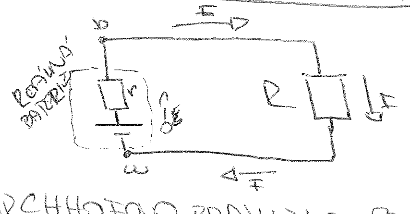
POTENCIÁLOVÁ METODA

$$\varphi_B + \varepsilon - RI = \varphi_a$$

$$\varepsilon = RI$$

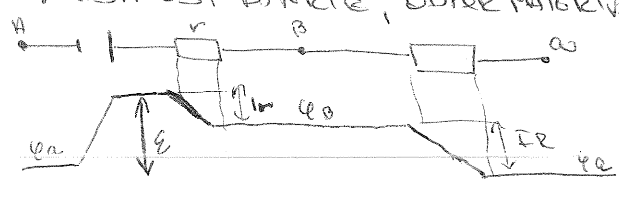
$$I = \frac{\varepsilon}{R}$$

VNITŘNÍ ODPOR ZDROJE EMN – NEODSTRANITELNÁ VLASTNOST BATERIE, ODPOR MATERIÁLU BATERIE

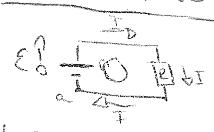


$$\varepsilon - Ir - IR = 0$$

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}$$



KIRCHHOFOVO PRAVIDLO PRO UZAVŘENOU SMYČKU – ZE ZÁKONA ZACHOVÁNÍ ENERGIE PLYNE



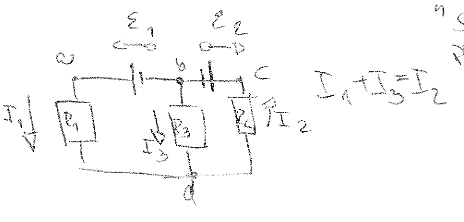
$$\varphi_a + \varepsilon - RI = \varphi_B \qquad \boxed{\varepsilon = RI}$$

$$\varepsilon - RI = 0$$

"ALGEBRAICKÝ SOUČET ÚBYTKŮ NAPĚTÍ PŘI PRŮCHODU LIBOVOLNOU UZAVŘENOU SMYČKOU JE NULOVÝ"

KIRCHHOFOVO PRAVIDLO PRO UZEL – ZE ZÁKONA O ZACHOVÁNÍ ELEKTRICKÉHO NÁBOJE

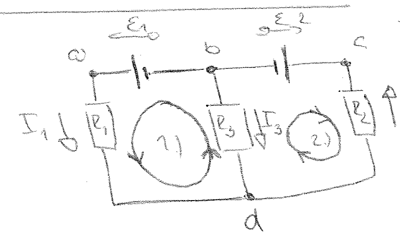
"SOUČET PROUDŮ VSTUPUJÍCÍCH DO UZLU SE ROVNÁ SOUČTU PROUDŮ Z UZLU VYSTUPUJÍCÍCH."



$$I_1 + I_3 = I_2$$

OBVOD S VÍCE SMYČKAMI

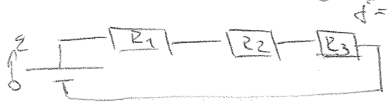
$I_2 = I_3 + I_1$



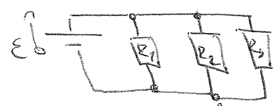
$$\varepsilon_1 - R_1 I_1 + R_3 I_3 = 0$$
$$\varepsilon_2 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = 0$$
$$-\varepsilon_2 - I_2 R_2 - I_3 R_3 = 0$$
$$\varepsilon_1 - I_1 R_1 - I_2 R_2 - \varepsilon_2 = 0$$

SÉRIOVÉ ZAPOJENÍ REZISTORŮ

$R = R_1 + R_2 + R_3 \qquad IR_s = \sum_{j=1}^{n} IR_j$



PARALELNÍ ZAPOJENÍ REZISTORŮ



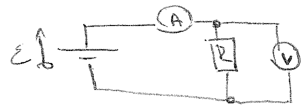
$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}$$

$$I = \frac{U}{R_p} = \sum_{j=1}^{n} \frac{U}{R_j}$$

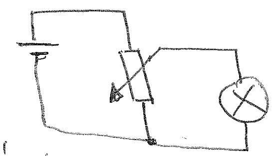
MĚŘENÍ AMPÉRMETREM A VOLTMETREM

VNITŘNÍ ODPOR AMPÉRMETRU (PROUD) R_A - VELMI MALÝ

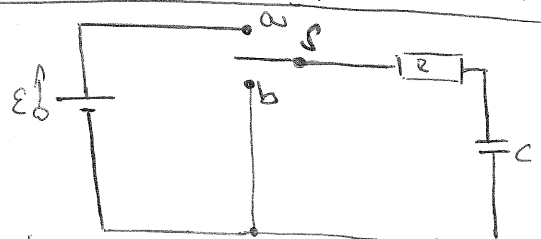
VNITŘNÍ ODPOR VOLTMETRU (NAPĚTÍ) R_V - VELMI VELKÝ



POTENCIOMETR - REGULOVATELNÝ ODPOR ; SLOUŽÍ JAKO REGULOVATELNÝ ODPOROVÝ NAPĚŤOVÝ DĚLIČ (REGULACE NAPĚTÍ)



SÉRIOVÝ OBVOD RC NABÍJENÍ A VYBÍJENÍ KONDENZÁTORU



JE-LI SPÍNAČ PŘEPNUT DO POLOHY a KONDENZÁTOR C SE NABÍJÍ PŘES REZISTOR R.
JE-LI SPÍNAČ PŘEPNUT DO POLOHY b KONDENZÁTOR SE VYBÍJÍ PŘES REZISTOR

$U = \frac{Q}{C} \; ; I = \frac{dQ}{dt}$

NABÍJENÍ

$$\varepsilon - IR - \frac{Q}{C} = 0$$

$$\varepsilon = R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} \; \dots \; Q = C \cdot \varepsilon \cdot (1 - e^{-t/(RC)}) \qquad t \to \infty \quad \boxed{Q = C \cdot \varepsilon} \qquad I = \frac{dQ}{dt} = \frac{\varepsilon}{R} e^{-\frac{t}{(RC)}}$$

$$U_C = \frac{Q}{C} = \varepsilon \cdot (1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \qquad Q = C \cdot U$$

ČASOVÁ KONSTANTA

$\tau_c = RC$ V OKAMŽIKU $t = \tau_c$ $\quad Q = C \cdot \varepsilon (1 - e^{-1}) \doteq \underline{0{,}63 C\varepsilon}$

VYBÍJENÍ KONDENZÁTORU

- SPÍNAČ JE POLOZE b, KONDENZÁTOR SE ZAČNE VYBÍJET DO REZISTORU

$$RI + \frac{Q}{C} = 0$$

$$R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0 \; \dots \; Q = Q_0 e^{-\frac{t}{RC}}$$

$Q_0 = C \cdot U_0$ - POČÁTEČNÍ NÁBOJ KONDENZÁTORU V ČASE $t = 0$

Q - KLESÁ EXPONENCIÁLNĚ S ČASEM

$t = \tau_c \quad \underline{Q = 0{,}36 Q_0}$ ZMENŠENÍ $\qquad I = \frac{dQ}{dt} = -\left(\frac{Q_0}{RC}\right) e^{-\frac{t}{RC}}$ — DERIVUJI dt

$$IR + \frac{Q}{C} = \varepsilon$$

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{RC} = \frac{\varepsilon}{R} \qquad a = \frac{1}{RC}$$

KONCOVÝ STAV $\quad \frac{dQ}{dt} = 0 \; \dots \; \frac{Q}{RC} = \frac{\varepsilon}{R}$

$$Q = Q_p + k e^{-ta} \qquad Q_p = C \cdot \varepsilon$$

POČÁTEČNÍ STAV

$$Q = C\varepsilon + k e^{-ta}$$

$Q = 0$
$t = 0 \longrightarrow 0 = C\varepsilon + k$
$k = -\varepsilon \cdot C \longrightarrow Q = \varepsilon C - C\varepsilon e^{-t/RC} = \underline{C\varepsilon \cdot (1 - e^{-\frac{t}{RC}})}$

10) PŮSOBENÍ MAGNETICKÉHO POLE NA POHYBUJÍCÍ SE NABITOU ČÁSTICI. LORENTZOVA SÍLA. DEFINICE VEKTORU MAGNETICKÉ INDUKCE. MAGNETICKÉ INDUKČNÍ ČÁRY. APLIKACE: OBJEV ELEKTRONU, HALLŮV JEV, POHYB NABITÉ ČÁSTICE PO KRUŽNICI, HMOTNOSTNÍ SPEKTROMETR, CYKLOTRONY A SYNCHROTRONY. OBECNÝ SMĚR POHYBU VŮČI POLI, MAGNETICKÉ ZRCADLO, PASTI, TOKAMAK

LORENTZOVA SÍLA - JE TO SÍLA PŮSOBÍCÍ NA NABITOU ČÁSTICI POHYBUJÍCÍ SE RYCHLOSTÍ $\underline{v}$ V MAGNETICKÉM POLI $\underline{B}$. JE VŽDY KOLMÁ NA OBA VEKTORY $\underline{v}$ a $\underline{B}$.

$$\vec{F}_B = Q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$$

$$F_B = Q v B \sin\alpha$$

α - ÚHEL SVÍRAJÍCÍ VEKTORY $\underline{v}$ A $\underline{B}$

- SÍLA F_B PŮSOBÍ NA NABITOU ČÁSTICI JE TEDY ROVNA SOUČINU JEJÍHO NÁBOJE Q; VEKTOROVÉHO SOUČINU RYCHLOSTI $\underline{v}$ A MAGNETICKÉ INDUKCE $\underline{B}$.

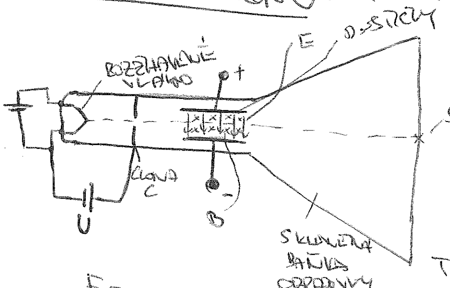
DEFINICE VEKTORU MAG. INDUKCE - BUDEME STŘÍLET Z RŮZNÝCH SMĚRŮ NABITÉ ČÁSTICE KDE CHCEME B ZMĚŘIT. URČÍME SÍLU, KTERÁ PŮSOBÍ NA DANÉ ČÁSTICE V TOMTO MÍSTĚ. ZJISTÍME, ŽE V TOMTO SMĚRU RYCHLOSTI $v_{F_B=0}$ JE F_B NULOVÉ. PRO VŠECHNY OSTATNÍ SMĚRY RYCHLOSTI v JE F_B ÚMĚRNÁ SOUČINU $v \sin\varphi$. F_B JE NAVÍC VŽDY KOLMÝ NA RYCHLOST $\underline{v}$. DEFINUJEME TEDY MAGNETICKOU INDUKCI JAKO VEKTOR, KTERÝ MÁ SMĚR $v_{F_B=0}$.

$$B = \frac{F_{B\,max}}{|Q| v}$$

φ - ÚHEL MEZI $v_{F_B=0}$ a v

MAGNETICKÉ INDUKČNÍ ČÁRY
- KŘIVKY K NIMŽ JE VEKTOR INDUKCE $\vec{B}$ TEČNÝ V KAŽDÉM BODĚ
- VELIKOST VEKTORU $\vec{B}$ JE ÚMĚRNÁ HUSTOTĚ INDUKČNÍCH ČAR
- VYCHÁZEJÍ Z SEVERNÍHO PÓLU MAGNETU A VSTUPUJÍ DO JIŽNÍHO PÓLU
- JSOU VŽDY UZAVŘENÉ

OBJEV ELEKTRONU - THOMSON



B - MÍŘÍ SMĚREM OD NÁS, VYTVOŘENO POMOCÍ PROUDU PROCHÁZEJÍCÍ SOUSTAVOU CÍVEK
E - VYTVOŘENO POMOCÍ PŘIPOJENÍ BATERIE NA DESTIČKY
- ELEKTRONY EMITOVÁNY Z ROZŽHAVENÉHO VLÁKNA ⇒ ŠTĚRBINA (CLONA) VYMEZÍ PAPRSEK ⇒ PROJDOU OBLASTÍ ZKŘÍŽENÝCH POLÍ $\underline{B}$ A $\underline{E}$ ⇒ DOPAD NA STÍNÍTKO
- POMOCÍ POLÍ $\underline{B}$ A $\underline{E}$ JE MŮŽEME VYCHÝLIT OD STŘEDU STÍNÍTKA

THOMSON - 1.) OZNAČENÍ POLOHY PRO $E=0$; $B=0$
2.) ZAPNUTO ELEKTRICKÉ POLE
3.) E = KONST; MĚNIL B NEŽ SE PAPRSEK VRÁTIL DO PŮVODNÍ OZNAČENÉ POLOHY.

$$E = \frac{F_E}{Q_0} \qquad F_B = Q v B \quad \alpha = 90°$$

$$E \cancel{Q_0} = \cancel{Q} v B$$

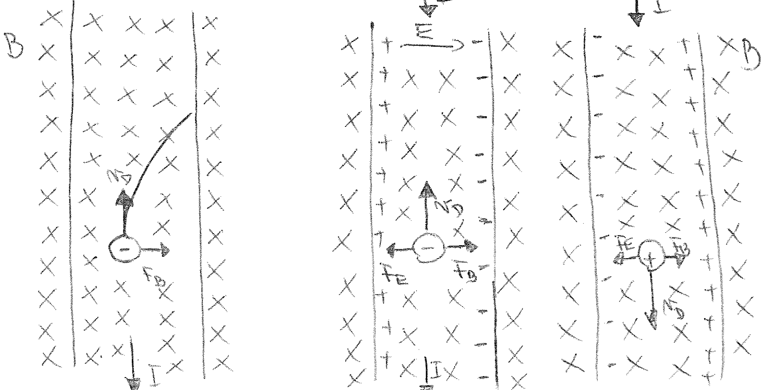
$$v = \frac{E}{B}$$

$$y = \frac{Q \cdot E \cdot L^2}{2 m v^2}$$

y - VELIKOST VYCHÝLENÍ; L - DÉLKA DESEK; v - RYCHLOST ČÁSTICE; m - HMOTNOST ČÁSTICE

$$\frac{Q}{m} = \frac{2yE}{B^2 L^2}$$

HALLŮV JEV - PAPRSEK ELEKTRONŮ VE VAKUU MŮŽE BÝT VYCHÝLEN MAGNETICKÝM POLEM
- MOHOU BÝT MAGNETICKÝM POLEM VYCHYLOVÁNY TAKÉ VODIVOSTNÍ ELEKTRONY POHYBUJÍCÍ SE DRIFTOVOU RYCHLOSTÍ VE VODIČI? ANO HALLŮV JEV



ELEKTRONY POHYBUJÍ SE PROTI SMĚRU PROUDU DRIFTOVOU RYCHLOSTÍ, ZAPNEME MAGNETICKÉ POLE B A TO BUDE NA KAŽDÝ ELEKTRON PŮSOBIT SILOU F_B A TLAČIT HO K PRAVÉMU OKRAJI. ZA ČAS SE ELEKTRONY HROMADÍ NA PRAVÉ STRANĚ A ZANECHÁVAJÍ NEVYKOMPENZOVANÉ KLADNÉ NÁBOJE NALEVO. TÍM VZNIKNE ELEKTRICKÉ POLE O INTENZITĚ $\underline{E}$ UVNITŘ PROUŽKU S VLASTNÍ ELEKTRICKOU SILOU F_E TLAČÍCÍ KAŽDÝ ELEKTRON DOLEVA. PO NĚJAKÉ CHVÍLI SE USTANOVÍ ROVNOVÁHA A SÍLY SE VYRUŠÍ

$$U_H = E \cdot d \qquad E = \frac{U_H}{d}$$

HALLŮV JEV

$QE = F_E \qquad F_B = Q v_D B \qquad J = \frac{I}{S}$

$QE = Q v_D B \qquad J = n e v_D$

$v_D = \frac{J}{ne} = \frac{J}{nQ} = \frac{I}{n \cdot Q \cdot S}$

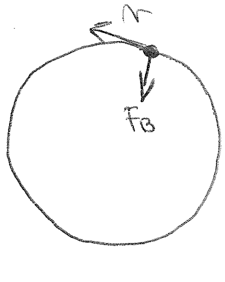
$E = \frac{BI}{n \cdot Q \cdot S}$

$n = \frac{BI}{EQ \cdot S} \qquad U_H = Ed \qquad E = \frac{U_H}{d}$

$n = BI \cdot \frac{d}{Q \cdot S \cdot U_H} = \boxed{\frac{BId}{QSU_H}}$

POHYB NABITÉ ČÁSTICE PO KRUŽNICI

$F = m \cdot a = m \frac{v^2}{r}$



$F_B = Q v B$

$\frac{mv^2}{r} = QvB$

$r = \frac{mv}{QB}$

$v = \frac{s}{t}$

$t = \frac{s}{v} = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{v} \cdot \frac{mv}{QB} = \frac{2\pi m}{QB}$

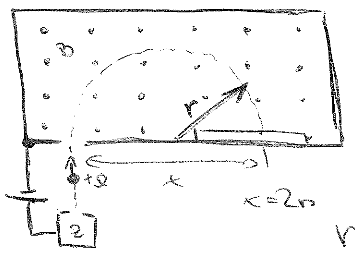
PERIODA

$f = \frac{1}{t} = \frac{QB}{2\pi m}$

$\omega = 2\pi f = \boxed{\frac{QB}{m}}$

HMOTNOSTNÍ SPEKTROMETR

– slouží k měření hmotnosti iontů. Ionty o hmotnosti m ~~...~~ a s nábojem Q vznikají ve zdroji Z a poté je urychlen elektrickým polem vytvořeným napětím U. Iont opustí zdroj Z a vlétá štěrbinou do separační komory, ve které na něj působí mag. pole B, kolmé k jeho rychlosti. Magnetické pole způsobí, že se iont bude pohybovat po půlkružnici, dopadne na fotografickou desku a exponuje ji tam.



$x = 2r$

B míří k nám

$E = QU$

$r = \frac{mv}{QB} \qquad E_k = \frac{1}{2} m v^2$

$\frac{mv^2}{2} = QU$

$v = \sqrt{\frac{2QU}{m}}$

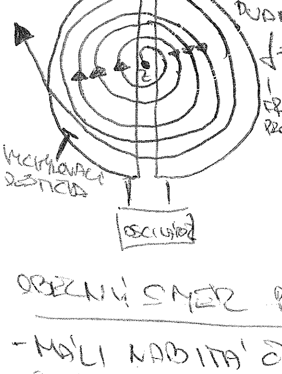
$r = \frac{m}{QB} \cdot \sqrt{\frac{2QU}{m}} = \frac{1}{B}\sqrt{\frac{2Um}{Q}} = \frac{x}{2}$

CYKLOTRONY A SYNCHROTRONY

– Cyklotron je urychlovač částic, ve kterém se využívá magnetického pole k udržení nabité částice na kruhové dráze o postupně vzrůstajícím poloměru tak, že nevelký urychlující potenciál může působit na částici opakovaně a tím jí dodá velkou energii.

Při rychlosti srovnatelné s rychlostí světla oběhající částice vypadne z rytmu/frekvence oscilátoru cyklotronu je energie dosažitelná cyklotronem omezená (tím více, čím je částice lehčí).

– Synchrotron tyhle problémy odstraní, u něj se magnetická indukce B a frekvence oscilátoru cyklicky mění, takže částice může dosáhnout velké energie a to na dráze o konst. poloměru.

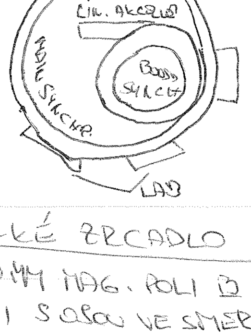


$f = f_{osc}$ — FREKV. PROTONU, FREKV. PROTONU

$m\omega = 2\pi f$

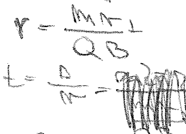
$f = \frac{QB}{2\pi m} \qquad \omega = \omega_{osc}$

LHC



OBECNÝ SMĚR POHYBU VŮČI POLI, MAGNETICKÉ ZRCADLO A PAST

– Má-li nabitá částice letící v homogenním mag. poli B nenulovou složku rychlosti ve směru B, bude se pohybovat po šroubovici s osou ve směru pole.



$v_{\parallel} = v \cos\varphi$

$v_{\parallel}$ určuje stoupání p

$v_{\perp}$ – určuje poloměr šroub.

$r = \frac{mv_{\perp}}{QB}$

$t = \frac{s}{v} = \ldots = \frac{2\pi m}{QB}$

$= \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{v} \cdot \frac{mv}{QB} =$

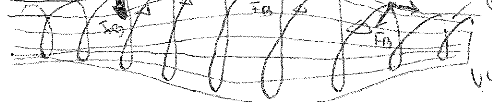
$p = v_{\parallel} \cdot T = \frac{2\pi m v_{\parallel}}{QB}$

VAN ALLENOVY RAD. PÁSY

TOKAMAK – je zařízení vytvářející toroidní magnetické pole, používané jako magnetická nádoba pro uchování vysokotepl. plazmatu – jaderná fúze ; ITER

MAG. POLE 11,8 T ; 150 000 000 °C

PAST – NEHOMOGENNÍ MAG. POLE



VĚTŠÍ INTENZITA ČÁS

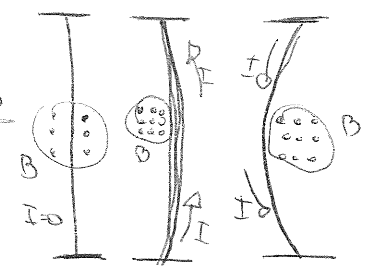
$v \parallel B$ – částice se odrazí

11) PŮSOBENÍ MAGNETICKÉHO POLE NA VODIČ S PROUDEM. AMPÉROVA SÍLA. MOMENT SÍLY, KTERÝM PŮSOBÍ MAGNETICKÉ POLE NA PROUDOVOU SMYČKU. MAGNETICKÝ DIPÓL. MAGNETICKÁ POTENCIÁLNÍ ENERGIE DIPÓLU V MAGNETICKÉM POLI, NUKLEÁRNÍ MAG. REZONANCE.

AMPÉROVA SÍLA – NA PŘÍMÝ VODIČ DÉLKY L S PROUDEM I, NACHÁZEJÍCÍ SE V HOMOGENNÍM MAGNETICKÉM POLI B PŮSOBÍ SÍLA: $F_B = I L \times B$

SÍLA, KTEROU PŮSOBÍ MAG POLE O INDUKCI B NA ELEMENT ds VODIČE, PROT. PROUDEM I, JE: $dF_B = I ds \times B$

SMĚR VEKTORU L, ds JE SHODNÝ SE SMĚREM PROUDU



$t = \frac{L}{v_D}$ – DRÁHA

$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{Q}{t}$

$Q = It = \frac{I \cdot L}{v_D}$

$F = I \cdot (L \times B)$

$F_B = Q(v \times B)$

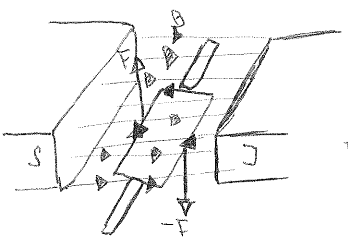
$F_B = Q v B \cdot \sin\varphi = \frac{I \cdot L}{v_D} v_D \cdot B \cdot \sin 90° = ILB$ – MAG POLE JE KOLMÉ K VODIČI

L – STEJNÝ SMĚR JAKO JE SMĚR PROUDU

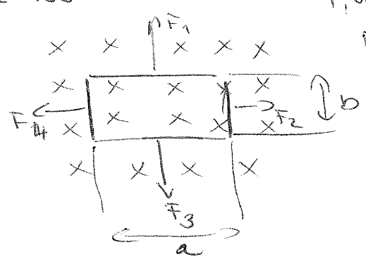
B – ~~MUSÍ BÝT~~ NEMUSÍ BÝT KOLMÉ K VODIČI PROTO $L \times B$

$dF_B = I ds \times B$

MOMENT SÍLY PŮSOBÍCÍ NA PROUDOVOU SMYČKU



POUŽITÍ: ELEKTROMOTORY, VOLTMETR, AMPERMETR

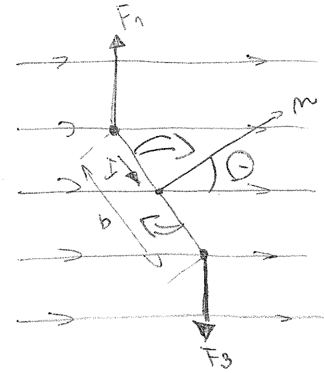


$F_1 = F_3 = IaB$

$M_1 = Ia \frac{b}{2} B \sin\theta$

$M_c = I(ab) B \sin\theta$

$\vec{M} = IS\vec{n} \times \vec{B} = \vec{\mu} \times \vec{B}$



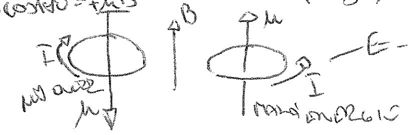
MAGNETICKÝ DIPÓL

- MAGNETICKÝ DIPÓLOVÝ MOMENT $\vec{\mu} = N \cdot I \cdot S \cdot \vec{n}$
- MOMENT SÍLY PŮSOBÍCÍ NA MAG. DIPÓL $\vec{M} = \vec{\mu} \times \vec{B}$
- POTENCIÁLNÍ ENERGIE DIPÓLU $E_P = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$

ELEKTRICKÝ DIPÓL

$M = p \times E$

- SILOVÝ MOMENT ZPŮSOBENÝ VNĚJŠÍM POLEM JE ROVEN VEKTOROVÉMU SOUČINU PŘÍSLUŠNÉHO DIPÓLOVÉHO MOMENTU A VEKTORU CHARAKTERIZUJÍCÍHO ODPOVÍDAJÍCÍ POLE.
- MAGNETICKÝ DIPÓL MÁ NEJMENŠÍ POTENCIÁLNÍ ENERGII KDYŽ JE JEHO DIPÓLOVÝ MOMENT ROVNOBĚŽNÝ SE SMĚREM MAG. POLE A NAOPAK...



NUKLEÁRNÍ MAGNETICKÁ REZONANCE

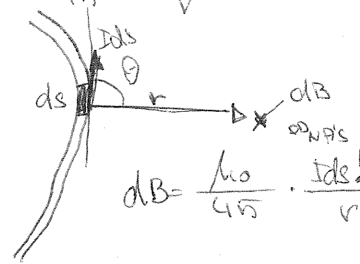
- V SILNÉM MAGNETICKÉM POLI (NĚKOLIK T) SE ENERGIOVÉ HLADINY ATOMOVÉHO JÁDRA ŠTĚPÍ ÚMĚRNĚ VELIKOSTI POLE ($\Delta E_P = 2\mu B$)
- VELIKOST ROZŠTĚPENÍ ΔE_P PAK ODPOVÍDÁ ABSORBCI ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNĚNÍ URČITÉ FREKVENCE (60–1000 MHz)
- PRO ZOBRAZOVÁNÍ S PROSTOROVÝM ROZLIŠENÍM SE POUŽÍVAJÍ MAGNETICKÁ POLE S PROSTOROVÝM GRADIENTEM.

12) MAGNETICKÉ POLE BUZENÉ VODIČEM S PROUDEM – BIOTŮV – SAVARTŮV ZÁKON. MAGNETICKÉ POLE NEKONEČNÉHO PŘÍMÉHO VODIČE. VZÁJEMNÉ PŮSOBENÍ DVOU ROVNOBĚŽNÝCH VODIČŮ PROTÉKANÝCH PROUDY, DEFINICE AMPÉRU. POLE KRUHOVÉHO OBLOUKU.

BIOTŮV – SAVARTŮV ZÁKON

– MAGNETICKÉ POLE VODIČE, KTERÝM PROTÉKÁ ELEKTRICKÝ PROUD, MŮŽEME URČIT POMOCÍ BIOTOVA – SAVARTOVA ZÁKONA. PODLE TOHOTO ZÁKONA JE MAGNETICKÁ INDUKCE dB VYTVOŘENÁ PROUDOVÝM ELEMENTEM Ids VE VZDÁLENOSTI r OD TOHOTO ELEMENTU JE DÁNA VZTAHEM

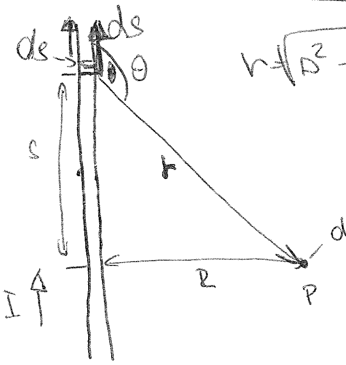
$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{Ids \times r}{r^3}$$



$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{Ids \sin\theta}{r^2}$$

– KDE r JE VEKTOR, KTERÝ SMĚŘUJE OD ELEMENTU Ids DO BODU, V NĚMŽ URČUJEME MAGNETICKOU INDUKCI. VELIČINA μ_0 JE PERMEABILITA VAKUA.

MAGNETICKÉ POLE NEKONEČNÉHO PŘÍMÉHO VODIČE



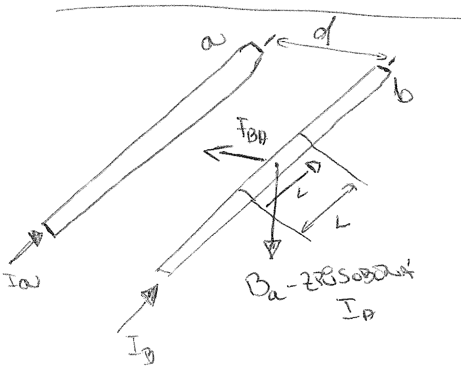
$$r = \sqrt{s^2 + R^2}$$

$$B = 2\cdot\int_0^{\infty} dB = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{\sin\theta\, ds}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{2\pi}\int_0^{\infty}\frac{R\,ds}{(s^2+R^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}\cdot\left[\frac{s}{(s^2+R^2)^{1/2}}\right]_0^{\infty} = \boxed{\frac{\mu_0 I}{2\pi R}}$$

$$\left(B = \int_{-\infty}^{\infty} dB\right)$$

$$\sin\theta = \sin(\pi - \theta) = \frac{R}{r} = \frac{R}{\sqrt{s^2+R^2}}$$

VZÁJEMNÉ PŮSOBENÍ DVOU ROVNOBĚŽNÝCH VODIČŮ PROTÉKANÝCH PROUDY, DEF. AMPÉRU



– DVA ROVNOBĚŽNÉ VODIČE PROTÉKANÉ SOUHLASNĚ ORIENTOVANÝMI PROUDY SE PŘITAHUJÍ, VODIČE PROTÉKANÉ OPAČNĚ ORIENTOVANÝMI PROUDY SE ODPUZUJÍ.

$$B_a = \frac{\mu_0 I_a}{2\pi d}$$

INDUKCE V MÍSTĚ KDE LEŽÍ VODIČ b

– URČÍME SÍLU KTERÁ PŮSOBÍ NA VODIČ b

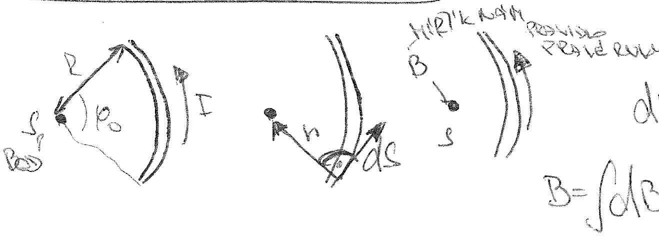
$$F_{BA} = I_B L \times B_a$$

$$F_{BA} = I_B L\cdot B_a \sin 90 = \frac{\mu_0 I_a I_b\cdot L}{2\pi d}$$

DEFINICE AMPÉRU – 1 AMPÉR JE VELIKOST STÁLÉHO ELEKTRICKÉHO PROUDU ($I_A = I_B$), KTERÝ PŘI PRŮTOKU DVĚMA PŘÍMÝMI ROVNOBĚŽNÝMI VELMI DLOUHÝMI VODIČI ZANEDBATELNÉHO PRŮŘEZU VZDÁLENÝMI $d = 1\,m$ VYVOLÁ SÍLU $F_{AB} = 2\cdot 10^{-7}\,N$ PŮSOBÍCÍ NA $1\,m = L$ JEJICH DÉLKY.

$$F_{BA} = \frac{\mu_0 I_a I_b\cdot L}{2\pi d}$$

POLE KRUHOVÉHO OBLOUKU



ds a r SVÍRAJÍ ÚHEL 90°

$$dB = \frac{\mu_0 I\cdot ds\cdot \sin 90°}{4\pi\cdot R^2} = \frac{\mu_0 I ds}{4\pi R^2} \qquad ds = R\,d\varphi$$

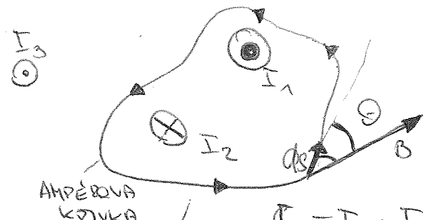
$$B = \int dB = \int_0^{\varphi_0}\frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{IR\,d\varphi}{R^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R}\cdot\int_0^{\varphi_0} d\varphi = \boxed{\frac{\mu_0 I \varphi_0}{4\pi R}}$$

ZADÁVAT V RADIÁN

13.) AMPÉRŮV ZÁKON - CIRKULACE VEKTORU B PO UZAVŘENÉ KŘIVCE. AMPÉRŮV ZÁKON. VÝPOČET MAGNETICKÉ INDUKCE V POLI S URČITÝM TYPEM SYMETRIE (PŘÍMÝ NEKONEČNÝ VODIČ, VÁLCOVÝ VODIČ, SOLENOID, TOROID). MAGNETICKÉ POLE ZEMĚ. VEKTOROVÝ POTENCIÁL A, POISSONOVA ROVNICE, INTEGRÁLNÍ VZTAH PRO A.

AMPÉRŮV ZÁKON - VYJADŘUJE VZTAH MEZI PROUDEM A MAG. INDUKCÍ

$$\oint B\,ds = \mu_0 I_c$$



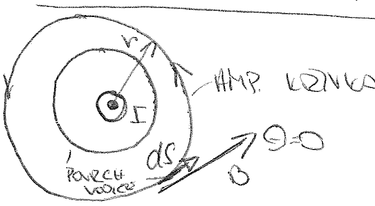
$$\oint B\,ds = \oint B \cdot \cos\theta\,ds$$

$$\oint B\cos\theta\,ds = \mu_0 I_c$$

$$\oint B\cos\theta\,ds = \mu_0 (I_1 - I_2)$$

$$I_c = I_1 - I_2$$

MAGNETICKÉ POLE VNĚ DLOUHÉHO PŘÍMÉHO VODIČE

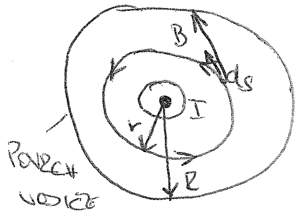


$$\oint B \cdot ds = \oint B \cdot \cos 0° \cdot ds = B \cdot \int ds = B \cdot (2\pi r)$$

$$B 2\pi r = \mu_0 I_c$$

$$B = \frac{\mu_0 I_c}{2\pi r}$$

MAGNETICKÉ POLE UVNITŘ DLOUHÉHO PŘÍMÉHO VODIČE

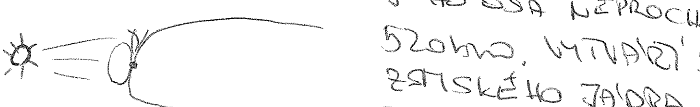


$$\oint B\,ds = \oint B \cdot \cos 0° \cdot ds = \underline{B(2\pi r)}$$

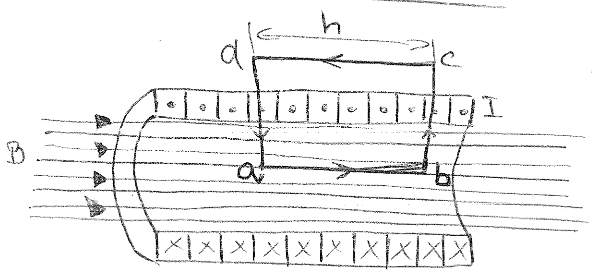
$$I_c = I \frac{\pi r^2}{\pi R^2} \qquad B 2\pi \cancel{r} = \mu_0 I \frac{r^{\cancel{2}}}{R^2}$$

$$B = \frac{\mu_0 I \cdot r}{R^2 \cdot 2\pi}$$

MAGNETICKÉ POLE ZEMĚ - MAGNETICKÉ POLE ZEMĚ MÁ DIPÓLOVÝ CHARAKTER, TO ZNAMENÁ, ŽE ROZLOŽENÍ SILOČAR JE PODOBNÉ SILOČARÁM V OKOLÍ TYČOVÉHO MAGNETU. JEHO OSA NEPROCHÁZÍ STŘEDEM ZEMĚ, ALE JE ODKLONĚNA PŘIBLIŽNĚ O 52 OHMŮ(?). VYTVÁŘÍ SE TŘENÍM PŘI ROTACI VNĚJŠÍHO POLOTEKUTÉHO ZEMSKÉHO JÁDRA A PEVNÉHO VNITŘNÍHO JÁDRA PLANETY. TENTO PROCES FUNGUJE JAKO OBROVSKÉ HYDRODYNAMICKÉ DYNAMO. TOTO MAG. POLE JE PROMĚNLIVÉ JAK V SÍLE TAK V POLARITĚ. CHRÁNÍ NÁS PŘED SLUNEČNÍM VĚTREM.



MAGNETICKÉ POLE SOLENOIDU



$$\oint B\,ds = B h \qquad \oint B\,ds = \int_a^b B\,ds + \underbrace{\int_b^c B\,ds}_{0} + \underbrace{\int_c^d B \cdot ds}_{0} + \underbrace{\int_d^a B\,ds}_{0} = B \cdot h$$

B=0 LEŽÍ MIMO SOLENOID

$B\,ds = B\,ds \cos 90° = 0$

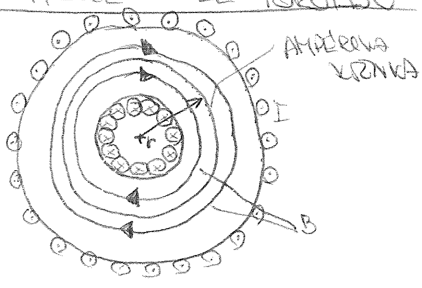
$$I_c = I n \cdot h$$

$$B\cancel{h} = \mu_0 I \cdot n \cdot \cancel{h}$$

$$B = \mu_0 I \cdot n$$

n - DÉLKOVÁ HUSTOTA ZÁVITŮ, POČET ZÁVITŮ PŘIPADAJÍCÍ NA JEDNOTKU DÉLKY

MAGNETICKÉ POLE TOROIDU



$$B 2\pi r = \mu_0 I N$$ — POČET ZÁVITŮ

$$\boxed{B = \frac{\mu I N}{2\pi R}}$$

VEKTOROVÝ POTENCIÁL - ZAVÁDÍME HO, ABY BYLA SPLNĚNA ČTVRTÁ MAXWELLOVA ROVNICE : $\mathrm{div}\, B = 0 \Rightarrow B = \mathrm{rot}\, A$

$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I$

STOKESOVA VĚTA $\Rightarrow \mathrm{rot}\, \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$

$\oiint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$

$\mathrm{div}\, \vec{B} = 0$

$\vec{B} = \mathrm{rot}\, \vec{A}$

$\mathrm{rot}\, \mathrm{rot}\, \vec{A} = \mu_0 \vec{J} \Rightarrow \left(\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} \right) = -\mu_0 \vec{J}$

LAPLACEŮV OPERÁTOR

$\boxed{\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}}$

$\mathrm{div}\, \vec{A} = 0$

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{J}\, dV}{r} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l}}{r}$$

PARSONOVA ROVNICE - ZÁKLADNÍ ROVNICE ELEKTROSTATIKY

$\oiint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$

GAUSSOVA - OSTROGRADSKÉHO VĚTA $\to \mathrm{div}\, \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$\oint_c \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0$

$\to \mathrm{rot}\, \vec{E} = 0$

$\to \vec{E} = -\mathrm{grad}\, \varphi$

$\mathrm{div}\, \mathrm{grad}\, \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$\boxed{\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}}$

SKALÁRNÍ POTENCIÁL

$\mathrm{div}\, \mathrm{grad}\, \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \Leftrightarrow$

$\Leftrightarrow \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \iiint \frac{\rho\, dV}{r}$

$\oint_c \vec{B}\, d\vec{s} = \mu_0 I$

STOKESOVA VĚTA $\to \mathrm{rot}\, \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$

$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$

$\to \mathrm{div}\, \vec{B} = 0$

$\to \vec{B} = \mathrm{rot}\, \vec{A}$

$\mathrm{rot}\, \mathrm{rot}\, \vec{A} = \mu_0 \vec{J}$

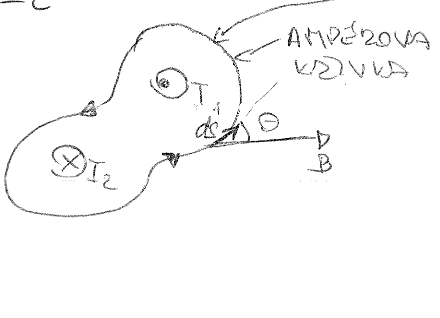
$\boxed{\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}}$

$(\mathrm{div}\, \vec{A} = 0)$

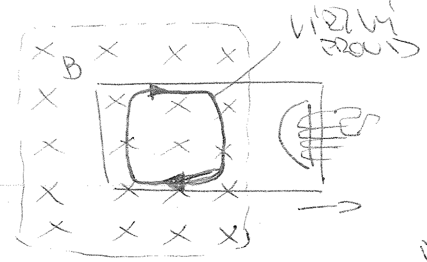
CIRKULACE VEKTORU B - NA UZAVŘENÉ KŘIVCE

AMPÉRŮV ZÁKON

$\oint B \cdot ds = \mu_0 I_c$



VÍŘIVÉ PROUDY – VODIVOU SMYČKU NAHRADÍME VODIVOU DESKOU, TU OPĚT VYTAHUJ(E)SMY Z MAGNETICKÉHO POLE, OPĚT SE V NÍ BUDE INDUKOVAT PROUD, ELEKTRONY SE NEPOHYBUJÍ PO DRÁZE (SMYČKA), ALE KROUŽÍ JAKO VODA V PRAČCE.



HRNEC = VARNÁ PLOCHA, INDUKOVÁNÍ PROUDU DO HRNCE, NAKLOVÍ ODPOR ⇒ OHŘEV.

DETEKTOR KOVŮ, TORNÁ PLOCHA (CETISTE)

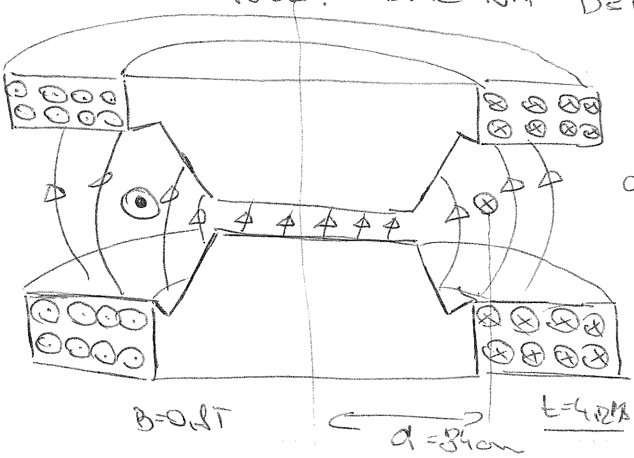
INDUKOVANÉ ELEKTRICKÉ POLE – INDUKOVANÉ emn JE TVOŘENO MĚNÍCÍM SE MAGNETICKÝM INDUKČNÍM TOKEM, A TO I KDYŽ SMYČKA UVNITŘ NÍŽ SE TOK MĚNÍ, NENÍ SKUTEČNÝ VODIČ, ALE JEN MYŠLENÁ UZAVŘENÁ SMYČKA. MĚNÍCÍ SE INDUKČNÍ TOK INDUKUJE ELEKTRICKÉ POLE $\underline{E}$ V KAŽDÉM BODĚ TAKOVÉ KŘIVKY A TO BEZ OHLEDU NA TO, ZDA SE TENTO BOD SÁM NACHÁZÍ V MAG. POLI ČI NIKOLIV. INDUKOVANÉ emn SE VÁŽE K E, KDE SE INTEGRUJE PODÉL MYŠLENÉ UZAVŘENÉ KŘIVKY.

$$\varepsilon = \oint E\, ds$$

$$\oint E \cdot ds = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

MĚNÍCÍM SE MAGNETICKÝM INDUKČNÍM TOKEM $\frac{d\Phi_B}{dt}$ SE INDUKUJE ELEKTRICKÉ POLE E.

BETATRON – URYCHLOVAČ ELEKTRONŮ. UDRŽUJE ELEKTRONY NA KRUHOVÉ DRÁZE UVNITŘ KRUHOVÉHO PRSTENCE ČASOVĚ NEPROMĚNNÝM MAGNETICKÝM POLEM. URYCHLUJE ELEKTRONICKÉ POLE VYBUZENÉ ČASOVOU ZMĚNOU PŘÍDAVNÉHO MAGNETICKÉHO POLE. MEDICÍNA DEFEKTOSKOPIE



$B \cdot S$

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \frac{0{,}8 \cdot \pi \cdot 0{,}42^2}{4{,}2 \cdot 10^{-3}} = \underline{430\,V}$$

(OBĚHŮ)

$430\,eV \cdot 230\,000 = \underline{100\,MeV}$

$$n = \frac{1200\,km}{4{,}2\,m} = 2{,}86 \cdot 10^{4}\,m/s$$

15.) MAXWELLOVY ROVNICE – INDUKOVANÉ MAGNETICKÉ POLE, MAXWELLOVO ROZŠÍŘENÍ AMPÉROVA ZÁKONA, MAXWELLŮV (POSUVNÝ PROUD). MAXWELLOVY ROVNICE PRO VAKUUM.

INDUKOVANÉ MAGNETICKÉ POLE

MAGNETICKÉ POLE – ELEKTRICKÝM PROUDEM
- MAGNETICKÝMI MATERIÁLY
- MAGNETOELEKTRICKOU INDUKCÍ

$$\oint E \cdot ds = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

E JE INTENZITA ELEKTRICKÉHO POLE INDUKOVANÉHO PODÉL ORIENTOVANÉ UZAVŘENÉ KŘIVKY ČASOVOU ZMĚNOU TOKU Φ_B MAGNETICKÉ INDUKCE PLOCHOU, KTERÁ JE TOUTO KŘIVKOU OHRANIČENA. JDE TO I OPAČNĚ!!!

$$\oint B \cdot ds = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

$+$

$$\oint B \cdot ds = \mu_0 I_c \quad \text{(AMPÉRŮV ZÁKON)}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\mu_0}\oint B \cdot ds = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I_c$$

(AMPÉR-MAXWELLŮV ZÁKON)

MAXWELLŮV PROUD – SVÁZANÝ S MĚNÍCÍM SE ELEKTRICKÝM POLEM

$$I_m = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

$$\Downarrow$$

$$\frac{1}{\mu_0}\oint B \cdot ds = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I_c \Rightarrow \oint B \cdot ds = \mu_0 (I_m + I_c)$$

AMPÉR-MAXWELLŮV ZÁKON ⇒ ZÁKON CELKOVÉHO PROUDU

MAXWELLOVY ROVNICE PRO VAKUUM

GAUSSŮV ZÁKON PRO ELEKTRICKÉ POLE $\oint E \cdot ds = \frac{Q}{\varepsilon_0}$

VYJADŘUJE SOUVISLOST MEZI TOKEM INTENZITY ELEKTRICKÉHO POLE $\underline{E}$ UZAVŘENOU PLOCHOU A CELKOVÝM ELEKTRICKÝM NÁBOJEM UVNITŘ TÉTO PLOCHY.

GAUSSŮV ZÁKON PRO MAGNETICKÉ POLE $\oint B \cdot ds = 0$

VYJADŘUJE POZNATEK, ŽE TOK MAGNETICKÉ INDUKCE $\underline{B}$ LIBOVOLNOU UZAVŘENOU PLOCHOU JE ROVEN NULE (NEEXISTUJÍ MAG. NÁBOJE)

FARADAYŮV ZÁKON $\oint E \cdot ds = -\frac{\Phi_B}{dt}$

VYJADŘUJE SOUVISLOST MEZI CIRKULACÍ INTENZITY ELEKTRICKÉHO POLE $\underline{E}$ PODÉL UZAVŘENÉ ORIENTOVANÉ KŘIVKY A ČASOVOU ZMĚNOU INDUKČNÍHO MAG. TOKU $\Phi = \int B \cdot ds$ PLOCHOU OHRANIČENOU TOUTO KŘIVKOU.

AMPÉR-MAXWELLŮV ZÁKON $\oint B \cdot ds = \mu_0 \left(\varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + I_c\right)$

VYJADŘUJE SOUVISLOST MEZI CIRKULACÍ MAGNETICKÉ INDUKCE $\underline{B}$ PODÉL UZAVŘENÉ ORIENTOVANÉ KŘIVKY A ČASOVOU ZMĚNOU TOKU ELEKTRICKÉ INTENZITY $\Phi_E = \int E \cdot ds$ PLOCHOU OHRANIČENOU TOUTO KŘIVKOU A CELKOVÝM PROUDEM PROCHÁZEJÍCÍM TOUTO PLOCHOU.

16.) INDUKČNOST – DEFINICE VZÁJEMNÉ A VLASTNÍ INDUKČNOSTI, VÝPOČET PRO SOLENOID A TOROID. SMĚR INDUKOVANÉHO NAPĚTÍ. OBVOD RL. ENERGIE MAGNETICKÉHO POLE, HUSTOTA ENERGIE.

ELEKTRICKÉ POLE – KOND.
MAGNETICKÉ POLE – CÍVKA

VLASTNÍ INDUKČNOST

– CÍVKA – DLOUHÝ SOLENOID, PROUD I PROTÉKAJÍCÍ JEDNÍM ZÁVITEM CÍVKY, VYTVÁŘÍ UVNITŘ ZÁVITU INDUKČNÍ MAGNETICKÝ TOK Φ_B, KTERÝ JE PŘÍMO ÚMĚRNÝ PROUDU. VŠECH N ZÁVITŮ CÍVKY TEDY TVOŘÍ CELKOVÝ TOK $N\cdot\Phi_B$, KTERÝ JE ROVNĚŽ PŘÍMO ÚMĚRNÝ PROUDU. JEJÍ VELIKOST (VI) ZÁVISÍ NA TVARU A ROZMĚRECH CÍVKY.

$[T\,m^2] = [Wb]$

$$L = \frac{N\cdot\Phi_B}{I} \quad [H] \text{ henry}$$

INDUKČNOST SOLENOIDU

$$\underbrace{N\Phi}_{\text{CELKOVÝ TOK}} = (nl)\cdot\underbrace{(BS)}_{\text{MAG. TOK VYTVOŘENÝ PROUDEM TEKOUCÍM VINUTÍ SOLENOIDU}}$$

$B = \mu_0 I n$ – PRO SOLENOID ~~INDUKCE~~ MAG. INDUKCE PRO

$$L = \frac{N\cdot\Phi}{I} = \frac{nl\cdot BS}{I} = \frac{nl\cdot\mu_0 I n S}{I} = \mu_0 n^2 l\cdot S$$

$$\boxed{\frac{L}{l} = \mu_0 n^2\cdot S} \text{ SOLENOID}$$

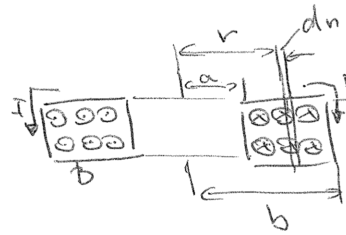
INDUKČNOST TOROIDU

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}$$

– B NENÍ V PRŮŘEZU TOROIDU HOMOGENNÍ PROTO:

$$\Phi_B = \int_P B\cdot dS \qquad dS = h\,dr$$

$$\Phi_B = \int_a^b B h\,dr = \int_a^b \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}\cdot h\,dr = \frac{\mu_0 I N\cdot h}{2\pi}\int_a^b \frac{dr}{r} = \frac{\mu_0 I N\cdot h}{2\pi}\ln\frac{b}{a}$$



$$L = \frac{N\Phi_B}{I} = \frac{N}{I}\cdot\frac{\mu_0 I N\cdot h}{2\pi}\ln\frac{b}{a} = \frac{\mu_0 N^2\cdot h}{2\pi}\ln\frac{b}{a}$$

VLASTNÍ INDUKCE

– INDUKOVANÉ EMN VZNIKÁ V KAŽDÉ CÍVCE, V NÍŽ SE ELEKTRICKÝ PROUD MĚNÍ.

$$\mathcal{E}_L = -L\frac{dI}{dt}$$

– MÁME-LI DVĚ CÍVKY BLÍZKO SEBE, PAK PROUD I TEKOUCÍ PRVNÍ CÍVKOU VYTVÁŘÍ MAGNETICKÝ TOK Φ_B, KTERÝ PROCHÁZÍ ALESPOŇ Z ČÁSTI I DRUHOU CÍVKOU. MĚNÍME-LI TENTO TOK, TÍM, ŽE MĚNÍME PROUD I, VZNIKÁ V DRUHÉ CÍVCE (FARAD. ZÁKON) INDUKOVANÉ EMN. V PRVNÍ CÍVCE VŠAK VZNIKÁ INDUKOVANÉ NAPĚTÍ TAKÉ.

– VELIKOST PROUDU NA INDUKOVANÉ NAPĚTÍ NEMÁ VLIV, ZÁLEŽÍ JEN NA RYCHLOSTI PROUDU.

– SMĚR INDUKOVANÉHO NAPĚTÍ => LENZŮV ZÁKON.

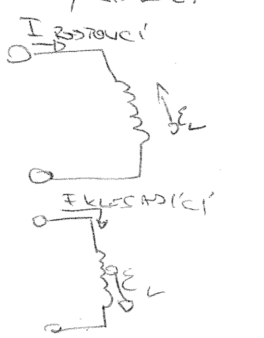
$N\Phi_B = I\cdot L$

$L = \frac{N\Phi_B}{I}$ VLASTNÍ INDUKČNOST

$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$ FARADAYŮV INDUKČNÍ ZÁKON

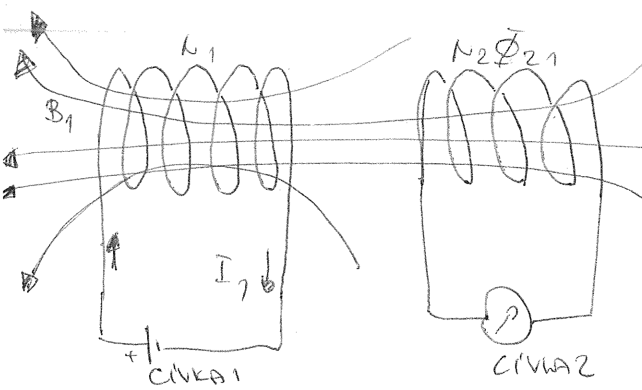
$\mathcal{E}_L = -\frac{d(N\Phi_B)}{dt}$

$$\boxed{\mathcal{E}_L = -L\frac{dI}{dt}}$$



VZÁJEMNÁ INDUKČNOST - JSOU-LI DVĚ CÍVKY BLÍZKO SEBE, PAK PROMĚNNÝ PROUD V JEDNÉ Z NICH INDUKUJE EMN VE DRUHÉ CÍVCE. TOMUTO JEVU ŘÍKÁME VZÁJEMNÁ INDUKCE.

$\mathcal{E}_2 = -M\frac{dI_1}{dt}$ i $\mathcal{E}_1 = -M\frac{dI_2}{dt}$



VZÁJEMNÁ INDUKČNOST CÍVKY 2 K CÍVCE 1

$N_2\Phi_{21} = M_{21} I_1$

$M_{21} = M_{12} = M$

$M_{21} = \frac{N_2\Phi_{21}}{I_1}$

$\mathcal{E}_1 = -M\frac{dI_2}{dt}$

$M_{21}\frac{dI_1}{dt} = N_2\frac{d\Phi_{21}}{dt}$

$\mathcal{E}_2 = -M\frac{dI_1}{dt}$

$\boxed{\mathcal{E}_2 = -M_{21}\frac{dI_1}{dt}}$ $\boxed{\mathcal{E}_1 = -M_{12}\frac{dI_2}{dt}}$

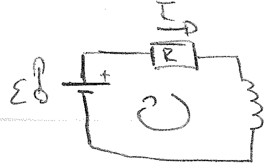
OBVOD RL - PŘIPOJÍME-LI KONSTANTNÍ EMN DO OBVODU S REZISTOREM O ODPORU R A CÍVKOU O INDUKČNOSTI L, PAK PROUD POROSTE PO USTÁLENÉ HODNOTY $\mathcal{E}/R$ PODLE VZTAHU $\boxed{I = \frac{\mathcal{E}}{R}\cdot\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_L}}\right)}$

$\tau_L = L/R$

KDE τ_L URČUJE RYCHLOST RŮSTU PROUDU A NAZÝVÁ SE ČASOVÁ KONSTANTA OBVODU RL. ODPOJÍME-LI KONST. EMN KLESÁ PROUD Z HODNOTY I_0 K NULE PODLE VZTAHU:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{t}{\tau_L}} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau_L}}$$

$L\frac{dI}{dt} = \mathcal{E}$



- KDYBY V OBVODU CÍVKA NEBYLA PROUD BY OKAMŽITĚ VZROSTL NA HODNOTU $\mathcal{E}/R$
- CÍVKA ALE VYTVÁŘÍ INDUKOVANÉ EMN $\mathcal{E}_L$. TO PODLE LENZOVA ZÁKONA BRÁNÍ RŮSTU PROUDU => MÁ OPAČNOU POLARITU NEŽ ZDROJ EMN. PROUD REZISTOREM TEDY URČUJÍ DVĚ EMN: KONSTANTNÍ BATERIE $\mathcal{E}$ i A $\mathcal{E}_L = -L\frac{dI}{dt}$ - NAP. VZNIKLÉ INDUKCÍ V CÍVCE

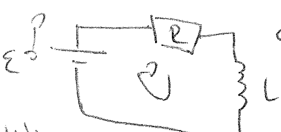
$\mathcal{E} - IR - L\frac{dI}{dt} = 0$

$\mathcal{E} = L\frac{dI}{dt} + IR$

- PROUD POROSTE STÁLE POMALUJI => ZMENŠENÍ $\frac{dI}{dt}$ => ZMENŠENÍ $\mathcal{E}_L$ ...
- CÍVKA ZPOČÁTKU BRÁNÍ ZMĚNÁM PROTÉKAJÍCÍHO PROUDU. POZDĚJI V USTÁLENÉM STAVU SE CHOVÁ JAKO OBYČEJNÝ VODIČ.

ENERGIE MAG. POLE - TEČE-LI CÍVKOU O INDUKČNOSTI L PROUD I MÁ VZNIKLÉ MAG. POLE ENERGII

$E_{mg} = \frac{1}{2}LI^2$



$\mathcal{E} - IR - L\frac{dI}{dt} = 0$

$\mathcal{E} = IR + L\frac{dI}{dt} \quad | \cdot I$

$\mathcal{E}I = LI\cdot\frac{dI}{dt} + I^2R$

VÝKON S JAKÝM DODÁVAME ENERGII ZDROJI EMN SE ~~VÝKON DODÁVANÝ~~ DO ZBYTKU OBVODU

TEPELNÝ VÝKON REZISTORU DISIPACE

HROMADÍ SE V MAG. POLI CÍVKY

$\frac{dE_{mg}}{dt} = LI\frac{dI}{dt}$

$dE_{mg} = LI\,dI$

$\int_0^{E_{mg}} dE_{mg} = \int_0^I LI\,dI$

$E_{mg} = \frac{1}{2}LI^2$

HUSTOTA ENERGIE MAGNETICKÉHO POLE - JE-LI B VELIKOST MAGNETICKÉ INDUKCE V LIBOVOLNÉM BODĚ, JE HUSTOTA ENERGIE MAGNETICKÉHO POLE V TOMTO BODĚ ROVNA

$w_{mg} = \frac{1}{2}\cdot\frac{B^2}{\mu_0}$ (VE VAKUU)

S - SOLENOID S PRŮŘEZEM O OBSAHU $\quad \frac{L}{l} = \mu_0 n^2 S$

$w_{mg} = \frac{E_{mg}}{Sl} = \frac{LI^2}{2Sl} = \frac{L\cdot I^2}{l\cdot 2S} =$

$= \frac{1}{2}\mu_0 n^2 I^2$

$w_{mg} = \frac{1}{2}\mu_0 n^2 I^2 \quad | \cdot\mu_0$

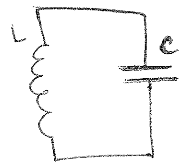
$\mu_0\cdot w_{mg} = \frac{1}{2}\mu_0^2\cdot n^2\cdot I^2$

$\boxed{w_{mg} = \frac{1}{2}\cdot\frac{B^2}{\mu_0}}$

17.) ELEKTROMAGNETICKÉ KMITY A STŘÍDAVÝ PROUD; KVAZISTACIONÁRNÍ APROXIMACE.

KVALITATIVNÍ A KVANTITATIVNÍ ROZBOR KMITŮ V OBVODU LC A RLC. NUCENÉ KMITY A REZONANCE. STŘÍDAVÉ EMN A STŘÍDAVÝ PROUD. VÝKON V OBVODECH SE STŘÍDAVÝM PROUDEM.

KVALITATIVNĚ OBVOD LC – V KMITAVÉM OBVODU LC SE ENERGIE PERIODICKY PŘELÉVÁ MEZI ELEKTRICKÝM POLEM KONDENZÁTORU A MAGNETICKÝM POLEM CÍVKY



$E_{mg} = \frac{1}{2} L I^2 \Rightarrow E_{mg} = \frac{L i^2(t)}{2}$

$E_{el} = \frac{1}{2} U^2 C \Rightarrow E_{el} = \frac{q^2(t)}{2C}$

$E = E_{mg} + E_{el}$

$\left.\begin{array}{l} q = Q(t) \\ i = I(t) \end{array}\right\}$ v čase t

OBVOD LC KMITÁ (OSCILUJE). NÁBOJ, PROUD A NAPĚTÍ NEKLESAJÍ EXPONENCIÁLNĚ S ČASEM, ALE MĚNÍ SE HARMONICKY (S PERIODOU KMITU T A ÚHLOVOU FREKVENCÍ ω).

$\omega = 2\pi f$

$u_C = \left(\frac{1}{C}\right) q \quad u_R = iR$

NAPĚTÍ NA KOND.

IDEÁLNÍ LC OBVOD $\Rightarrow$ KMITY BUDOU TRVAT VĚČNĚ

SKUTEČNÝ LC – " – $\Rightarrow$ OBVOD MÁ ODPOR $\Rightarrow$ ODČERPÁ ENERGII.

KVANTITATIVNĚ OBVOD LC

TĚLESO-PRUŽINA

PRUŽINA $E_p = \frac{1}{2} k x^2$

TĚLESO $E_k = \frac{1}{2} m v^2$

$v = dx/dt$

$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$

$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2x}{dt^2}$

$E = E_k + E_p$

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

$E = \frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} k x^2$

$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} m v^2 + \frac{1}{2} k x^2\right)$

$\frac{dE}{dt} = m \frac{v^2}{dt} + \frac{1}{2} k \cdot \frac{dx^2}{dt}$

$\frac{dE}{dt} = m v \frac{dv}{dt} + k x \frac{dx}{dt} = 0$

$m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0$

$x(t) = X \cos(\omega t + \varphi)$

AMPLITUDA VÝCHYLKY; ÚHLOVÁ FREKV. KMITŮ; POČÁTEČNÍ FÁZE

CÍVKA-KONDENZÁTOR

KONDÍK $E_{el} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{C}\right) q^2$

CÍVKA $E_{mg} = \frac{1}{2} L i^2$

$i = dQ/dt$

$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

$i = \frac{dq}{dt}$

$E = E_{el} + E_{mg}$

$\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$

$E = \frac{L i^2}{2} + \frac{q^2}{2C}$

$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{L i^2}{2} + \frac{q^2}{2C}\right)$

$\frac{dE}{dt} = L i \frac{di}{dt} + \frac{q}{C} \frac{dq}{dt} = 0$

$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{C} = 0$

POČ. FÁZE

$q = Q \cos(\omega t + \varphi)$

ČASOVÝ PRŮBĚH NÁBOJE

$i = \frac{dq}{dt} = -\omega Q \sin(\omega t + \varphi)$

ČASOVÝ PRŮBĚH PROUDU

$I = \omega Q$

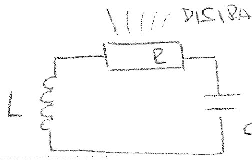
$i = -I \sin(\omega t + \varphi)$

$E_{el} = \frac{q^2}{2C} = \frac{Q^2}{2C} \cos^2(\omega t + \varphi)$

$E_{mg} = \frac{L i^2}{2} = \frac{1}{2} L \omega^2 Q^2 \sin^2(\omega t + \varphi)$

$E_{mg} = \frac{Q^2}{2C} \sin^2(\omega t + \varphi)$

RLC



$$E = E_{mag} + E_{el}$$

$$E = \frac{Li^2}{2} + \frac{q^2}{2C}$$

E DOČASNĚ KLESÁ $\frac{dE}{dt} = -Ri^2$

$$i = \frac{dq}{dt}$$

DERIVACE PODLE ČASU

$$Li\frac{di}{dt} + \frac{q}{C}\frac{dq}{dt} = -i^2R \qquad \frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt}$$

$$L\cancel{\frac{dq}{dt}}\frac{d^2q}{d^2t} + \frac{q}{C}\cancel{\frac{dq}{dt}} = -\frac{d^2q}{d^2t}R$$

$$L\frac{d^2q}{d^2t} + R\frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

$$q = Qe^{-\frac{Rt}{2L}}\cos(\omega' t + \varphi)$$

$$\omega' = \sqrt{\omega^2 - (R/2L)^2}$$

$$E_{eL} = \frac{q^2}{2C} = \frac{(Qe^{-\frac{Rt}{2L}}\cos(\omega' t + \varphi))^2}{2C} = \frac{Q^2}{2C}e^{-\frac{Rt}{L}}\cos^2(\omega' t + \varphi)$$

$$\boxed{E = \frac{Q^2}{2C}e^{-\frac{t\cdot R}{L}}}$$

STŘÍDAVÉ emn A STŘÍDAVÝ PROUD

VE VĚTŠINĚ ZEMÍ SE DODÁVÁ ENERGIE FORMOU STŘÍDAVÉHO emn (PROUDU), O KMITOČTU 50Hz

VÝHODA STŘÍDAVÝCH PROUDŮ - S ČASOVOU ZMĚNOU PROUDU SE MĚNÍ I MAGNETICKÉ POLE OBKLOPUJÍCÍ VODIČ, FARADAYŮV ZÁKON

MŮŽEME LIBOVOLNĚ SNIŽOVAT ZVYŠOVAT VELIKOST STŘÍDAVÉHO NAPĚTÍ POMOCÍ TRANSFORMÁTORU.

$$e = \mathcal{E}\sin\omega_b t$$

$$i = I\sin(\omega_B t - \varphi)$$

REZONANCE - NASTÁVÁ, POKUD JE SYSTÉM SCHOPEN UCHOVÁVAT A JEDNODUŠE PŘEVÁDĚT ENERGII MEZI DVĚMA NEBO VÍCE JEJÍMI PODOBAMI. REZONANCE $\omega_B = \omega$ - I JE NEJVYŠŠÍ

- NUCENÉ KMITY (NÁBOJE, PROUDU, NAPĚTÍ) VŽDY PROBÍHAJÍ PO CELKEM KRÁTKÉ DOBĚ S BUDICÍ ÚHLOVOU FREKVENCÍ ω_B, AŤ UŽ BYLA VLASTNÍ ÚHLOVÁ FREKVENCE ω JAKÁKOLI

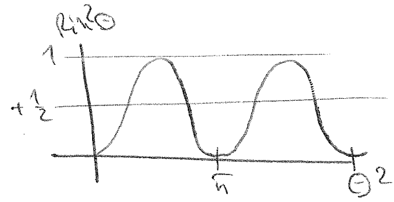
$$\omega_B = \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad \omega_B L = \frac{1}{\omega_B C}$$

VÝKON V OBVODECH SE STŘÍDAVÝM PROUDEM

$$P = i^2 \cdot R = I^2 \cdot R\sin^2(\omega_b t - \varphi)$$

STŘEDNÍ VÝKON

$$P = \frac{I^2 \cdot R}{2} = \left(\frac{I}{\sqrt{2}}\right)^2 \cdot R = I_{ef}^2 \cdot R$$



$$I_{ef} = \frac{I}{\sqrt{2}}$$ EFEKTIVNÍ PROUD

$$\mathcal{E}_{ef} = \frac{U}{\sqrt{2}}$$

$$I_{ef} = \frac{\mathcal{E}_{ef}}{Z} = \frac{\mathcal{E}_{ef}}{\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}}$$

$$\cos\varphi = \frac{U_R}{\mathcal{E}} = \frac{IR}{IZ} = \frac{R}{Z}$$

$$P = \frac{\mathcal{E}_{ef}}{Z}I_{ef}\cdot R = \mathcal{E}_{ef}I_{ef}\frac{R}{Z} = \boxed{\mathcal{E}_{ef}I_{ef}\cos\varphi}$$

11) ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY. MAXWELLOVA DUHA. GENEROVÁNÍ ELEKTROMAGNETICKÝCH VLN. KVALITATIVNÍ POPIS POSTUPNÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY, ODVOZENÍ VLNOVÉ ROVNICE. PŘENOS ENERGIE A POYNTINGŮV VEKTOR S, INTENZITA ZÁŘENÍ. MECHANICKÉ ÚČINKY ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY, LASEROVÁ PINZETA.

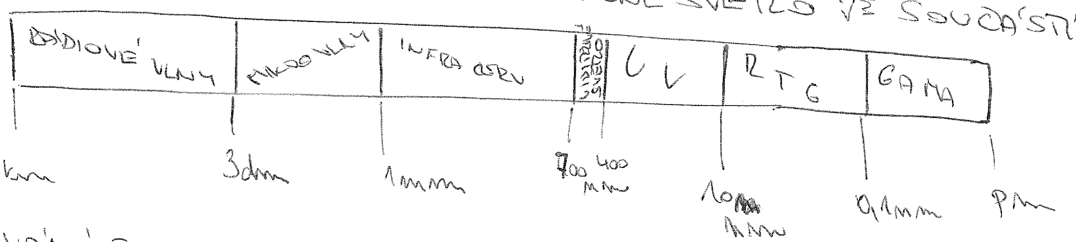
MAXWELLOVA DUHA – NĚKDY TÉŽ ZVANÉ ELEKTROMAGNETICKÉ SPEKTRUM ZAHRNUJE ELEKTROMAGNETICKÉ ZÁŘENÍ VŠECH MOŽNÝCH VLNOVÝCH DÉLEK.

$$\lambda = \frac{c}{f}$$

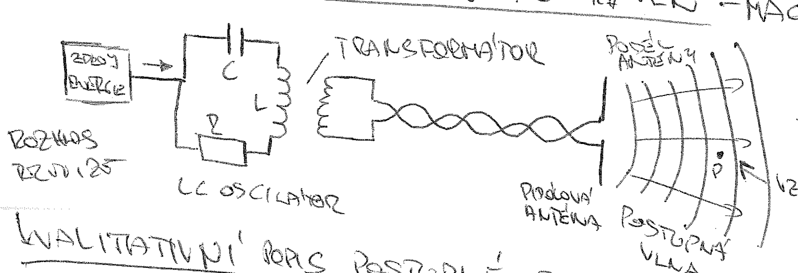
$$E = h \cdot f$$

PLANCKOVA KONST.

- SVĚTELNÝ PAPRSEK JE POSTUPNÁ VLNA TVOŘENÁ ELEKTRICKÝM A MAGNETICKÝM POLEM (ELEKTROMAGNETICKÁ VLNA) A ZE OPTIKA STUDUJÍCÍ VIDITELNÉ SVĚTLO JE SOUČÁSTÍ ELEKTROMAGNETIZMU.



GENEROVÁNÍ ELEKTROMAGNETICKÝCH VLN – MAGNETRON (MIKROVLNY), LC OSCILÁTOR

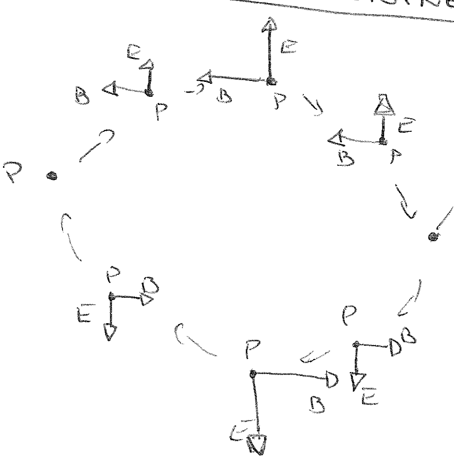


ω = S TOUTO FREK. SE MĚNÍ NÁBOJE A PROUDY

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

SINUSOVĚ MĚNÍCÍ SE PROUD V OSCILÁTORU ZPŮSOBÍ V VĚTVÍCH ANTÉNY SINUSOVÉ KMITY S ÚHLOVOU FREKV. ω. ANTÉNA SE CHOVÁ JAKO ELE. DIPÓL, JEHOŽ DIPÓLOVÝ MOMENT SE MĚNÍ A MĚNÍ SE TÍM I BUZENÉ ELEKTRICKÉ POLE. PROUD V VĚTVÍCH (POHYBLIVÉ) SINUSOVĚ A MĚNÍ SE TÍM I VELIKOST A SMĚR MAG. POLE SE MĚNÍ TÉŽ

KVALITATIVNÍ POPIS POSTUPNÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY



ELEKTROMAG. VLNA SE ŠÍŘÍ DO BODU P VE SMĚRU KLADNÉ OSY X

TJ. $E = (0; E; 0)$ KMITÁ ROVN. S OSOU Y

$B = (0; 0; B)$ — Z

$$E = E_m \sin(kx - \omega t)$$

$$B = B_m \sin(kx - \omega t)$$

E_m; B_m – AMPLITUDY POLÍ

$$v = \frac{\omega}{k} \qquad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \text{ (RYCHLOST VLN)}$$

VŠECHNY ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY, VČETNĚ VIDITELNÉHO SVĚTLA, MAJÍ VE VAKUU TUTÉŽ RYCHLOST c.

$$\frac{E_m}{B_m} = c \qquad \frac{E}{B} = c$$

PŘENOS ENERGIE A POYNTINGŮV VEKTOR S, INTENZITA ZÁŘENÍ

- ENERGIE PŘENÁŠENÁ ELEKTROMAGNETICKOU VLNOU VE VAKUU ZA JEDNOTKU ČASU JEDNOTKOVOU PLOCHOU JE DÁNA POYNTINGOVÝM VEKTOREM S:

$$S = \frac{1}{\mu_0} E \times B$$

- SMĚR VEKTORU S (A TEDY I SMĚR ŠÍŘENÍ VLNY A PŘENOSU ENERGIE) JE KOLMÝ K ROVINĚ URČENÉ VEKTORY E A B. STŘEDNÍ HODNOTU ENERGIE S PROŠLÉ JEDNOTKOVOU PLOCHOU ZA JEDNOTKU ČASU NAZÝVÁME INTENZITA I.

$$I = \frac{1}{c\mu_0} E_{ef}^2$$

KDE $E_{ef} = \frac{E_m}{\sqrt{2}}$. BODOVÝ ZDROJ ELEKTROMAGNETICKÝCH VLN VYSÍLÁ VLNY IZOTROPNĚ TJ. SE STEJNOU INTENZITOU DO VŠECH SMĚRŮ. INTENZITA VLN VE VZDÁLENOSTI r OD BODOVÉHO ZDROJE S VÝKONEM P_S

$$I = \frac{P_s}{4\pi r^2}$$

SMĚR POYNTINGOVA VEKTORU S ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY UDÁVÁ V KAŽDÉM BODĚ SMĚR ŠÍŘENÍ VLNY A SMĚR PŘENOSU ENERGIE

$S = \frac{1}{\mu_0} E \cdot B$ $\qquad B = \frac{E}{c} \qquad c = \frac{E}{B}$

$S = \frac{1}{c\mu_0} E^2$ $\qquad E = E_m \sin(kx - \omega t)$

INTENZITA VLNY

$I = \bar{S} = \frac{1}{c\mu_0} E_m^2 \overline{\sin^2(kx - \omega t)}$ $\qquad E_{ef} = \frac{E_m}{\sqrt{2}}$

$I = \frac{1}{c\mu_0} E_{ef}^2$

MECHANICKÉ ÚČINKY ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY

TLAK ZÁŘENÍ

- KDYŽ DOPADÁ ELEKTROMAGNETICKÉ ZÁŘENÍ NA NĚJAKÝ POVRCH PŮSOBÍ NA NĚJ TLAKEM A VÝSLEDNOU SILOU. POKUD JE ZÁŘENÍ ZCELA POHLCENO JE VELIKOST PŮSOBÍCÍ SÍLY ROVNA

POHLCENÍ $F = \frac{I \cdot S}{c}$ $\quad$ I - INTENZITA, S - POVRCH $\qquad$ ÚPLNÝ KOLMÝ ODRAZ $F = \frac{2I \cdot S}{c}$

TLAK $\boxed{p_r = \frac{I}{c}}$ $\qquad$ TLAK $\boxed{p_r = \frac{2I}{c}}$

HYBNOST - MAXWELL

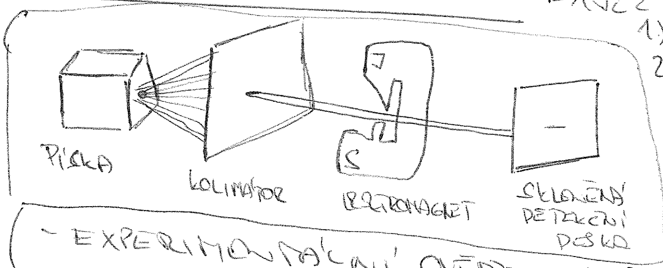
$\Delta p = \frac{\Delta U}{c}$ - POHLCENÍ $\qquad \Delta p = \frac{2\Delta U}{c}$ - ODRAZ $\qquad \Delta U = I S \Delta t \qquad F = \frac{\Delta p}{\Delta t}$

LASEROVÁ PINZETA - ZAŘÍZENÍ, KTERÉ VYUŽÍVÁ MECHANICKÉHO ÚČINKU FOKUSOVANÉHO LASEROVÉHO SVAZKU K PROSTOROVÉMU ZACHYCENÍ A PŘEMÍSŤOVÁNÍ MIKRO OBJEKTŮ A NANO OBJEKTŮ.

- VÝVOJ LASEROVÉ TECHNOLOGIE UMOŽNIL DOSAŽENÍ TLAKŮ MNOHEM VĚTŠÍCH NEŽ NAPŘ. DOSAŽITELNÝCH S FOTOGRAF BLESKEM. MOŽNOST SOUSTŘEDIT SVAZEK LASEROVÉHO SVĚTLA NA VELMI MALOU PLOŠKU, O PRŮMĚRU JEN NĚKOLIKA VLN. DÉLEK. UMOŽŇUJE TO TAK PŘEDÁNÍ VELMI VELKÉ ENERGIE MALÝM OBJEKTŮM, NA KTERÉ LASER DOPADÁ.
- UMOŽŇUJE ZACHYCENÍ A MANIPULACI OBJEKTŮ S μm AŽ nm ROZMĚRY.

19.) MAGNETICKÉ POLE V LÁTKÁCH – MAGNETICKÝ DIPÓL V HOMOGENÍM A NEHOMOGENÍM POLI, MAGNETIZMUS A ELEKTRONY, MAGNETICKÝ DIPÓL V LÁTCE – ORBITÁLNÍ A SPINOVÝ DIPÓLOVÝ MOMENT ELEKTRONU, EINSTEINŮV-DE HAASŮV EXPERIMENT A STERNŮV-GERLACHŮV EXPERIMENT. DIAMAGNETISMUS, PARAMAGNETISMUS, FEROMAGNETISMUS (HYSTEREZE), ZÁVISLOST NA TEPLOTĚ. CHOVÁNÍ MAGNETIK VE VNĚJŠÍM MAGNETICKÉM POLI.

STERNŮV-GERLACHŮV POKUS - 1922

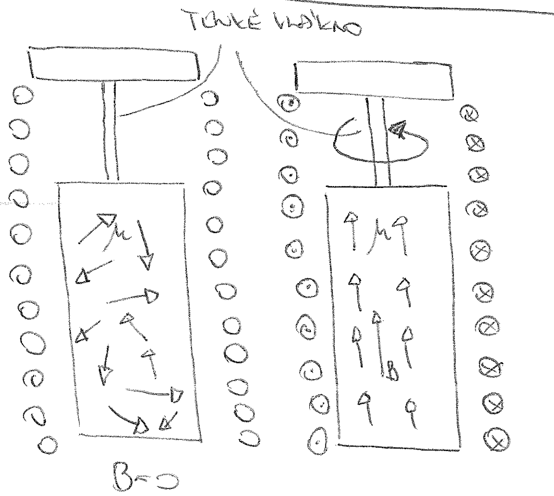


1) V ELEKTRICKÉ PÍCCE SE VYPAŘUJE ~~ZLATO~~ STŘÍBRO
2) JEDNOTLIVÉ ATOMY VYCHÁZEJÍ ŠTĚRBINOU DO PROSTORU
3) PROCHÁZÍ DALŠÍ ŠTĚRBINOU NA DALŠÍM STÍNÍTKU (KOLIMÁTOR
4.) VYTVOŘÍ ÚZKÝ SVAZEK TEN PROCHÁZÍ MEZI PÓLOVÝMI NÁSTAVCI ELEKTROMAGNETU A NANÁŠÍ VRSTVU STŘÍBRA NA SKLENĚNÉ DETEKČNÍ DESCE

- EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ PROSTOROVÉHO KVANTOVÁNÍ

VAKUOVÁ APARATURA

EINSTEINŮV-DE HAASŮV POKUS – POTVRZENÍ VZÁJEMNÉ VAZBY MEZI MOMENTEM HYBNOSTI A MAGNETICKÝM DIPÓLOVÝM MOMENTEM JEDNOTLIVÝCH ATOMŮ.



EINSTEIN A DE HAAS ZAVĚSILI ŽELEZNÝ VÁLEC NA TENKÉ VLÁKNO. KOLEM VÁLCE PAK UMÍSTILI SOLENOID, KTERÝ SE VÁLCE NEDOTÝKAL.

μ – MAGNETICKÉ DIPÓLY, NEJDŘÍVE MÍŘÍ NÁHODNĚ DO VŠECH SMĚRŮ, A JEJICH MAG. ÚČINKY SE VYRUŠÍ. JAKMILE ZAČNE SOLENOIDEM PROTÉKAT PROUD A VYTVOŘÍ SE TAK MAGNETICKÉ POLE B ORIENTOVANÉ ROVNOBĚŽNĚ S OSOU VÁLCE, MAGNETICKÉ DIPÓLY SE ZORIENTUJÍ PODLE B POLE. POKUD JE MOMENT HYBNOSTI L OPRAVDU SVÁZÁN S MAGNETICKÝM DIPÓLOVÝM MOMENTEM μ PAK JEHO NATOČENÍ VE SMĚRU B MUSÍ MÍT ZA NÁSLEDEK NATOČENÍ MOMENTŮ HYBNOSTI JEDNOTLIVÝCH ATOMŮ ŽELEZA V OPAČNÉM SMĚRU NEŽ JE SMĚR TOHOTO POLE. NESOUHLASNĚ NATOČENÉ MOMENTY HYBNOSTI A TÍM UDĚLÍ UDĚLÍ VÁLCI JAKO CELKU NENULOVÝ MOMENT HYBNOSTI. ZAČNE SE OTÁČET.

SPINOVÝ DIPÓLOVÝ MOMENT ELEKTRONU

SPINOVÝ MOMENT HYBNOSTI – MŮŽE NABÝVAT POUZE DVOU HODNOT

$S=\hbar\sqrt{s(s+1)}$

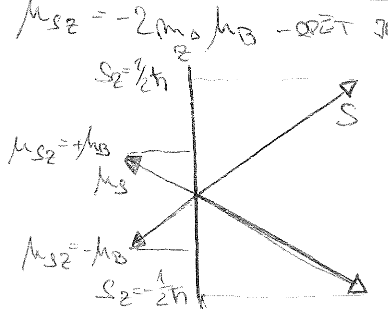
$S_z=m_s\hbar$

MAGNETICKÉ SPINOVÉ

s – SPINOVÉ KVANTOVÉ ČÍSLO ELEKTRONU

HODNOTA SPINOVÉHO MAGNETICKÉHO DIPÓLOVÉHO MOMENTU

$\mu_{sz}=-2m_s\mu_B$ – OPĚT JEN DVĚ HODNOTY



ORBITÁLNÍ MAGNETICKÝ DIPÓLOVÝ MOMENT

ORBITÁLNÍ MOMENT HYBNOSTI

$L=\hbar\sqrt{l(l+1)}$ l – ORBITÁLNÍ KVANTOVÉ ČÍSLO

~~$l=0,1,2,3$~~

$l=n-1$
$n=3$
$l=1;\ l=2;\ l=0$ – PŘÍPUSTNÉ VĚTAHY

$L_z=m_l\hbar$

$\mu_{orb\,z}=-m_l\mu_B$

SPIN

ELEKTRON MÁ VLASTNÍ VNITŘNÍ MOMENT HYBNOSTI (SPINOVÝ MOMENT HYBNOSTI), ZNAČÍME S. SE SPINEM JE SPOJEN VLASTNÍ SPINOVÝ MAG. DIPÓLOVÝ MOMENT μ_S.

$$\mu_S = -\frac{e}{m} S$$

e - ELEMENT. NÁBOJ

m - HM. ELEKTRONU

MAJÍ OPAČNÉ SMĚRY

SPIN NELZE MĚŘIT. MĚŘIT LZE JEN JEHO SLOŽKU VE ZVOLENÉM SMĚRU. VE SMĚRU OSY z

A TA JE KVANTOVANÁ

$S_z = m_s \hbar \qquad m_s = \pm 1/2$

$\mu_{sz} = \pm \frac{e\hbar}{2m}$

ORB

ELEKTRON MÁ JAKO SOUČÁST ATOMU ORBITÁLNÍ MOMENT HYBNOSTI, ZNAČÍME L, S NÍM JE SPOJEN ORBITÁLNÍ MAGNETICKÝ DIPÓLOVÝ MOMENT μ_{ORB}

$$\mu_{ORB} = -\frac{e}{2m} L$$

ORBITÁLNÍ MOMENT L NELZE MĚŘIT. LZE MĚŘIT JEN JEHO SLOŽKU VE ZVOLENÉM SMĚRU. A TA JE KVANTOVANÁ

VE SMĚRU OSY Z

$L_z = m_l \hbar$

$m_l = 0, \pm 1,$

$\mu_{ORB} = -m_l \frac{e\hbar}{2m} \qquad \mu_{ORB} = -m_l \mu_B$

MAGNETISMUS A ELEKTRONY - MAGNETICKÉ MATERIÁL (MAGNETOVEC, MAG. PÁSKA) JSOU MAGNETICKÉ DÍKY SVÝM ELEKTRONŮM

DIAMAGNETISMUS

- DIAMAGNETICKÉ LÁTKY NEVYKAZUJÍ MAGNETICKÉ VLASTNOSTI POKUD NEJSOU VLOŽENY DO VNĚJŠÍHO MAGNETICKÉHO POLE. VE VNĚJŠÍM POLI B_{ext} SE V NICH INDUKUJE DIPÓLOVÝ MAGNETICKÝ MOMENT ORIENTOVANÝ OPAČNĚ NEŽ JE SMĚR B_{ext}. JESTLIŽE JE POLE NEHOMOGENNÍ JE DIAMAGNETICKÁ LÁTKA VYTLAČOVÁNA Z OBLASTI S VĚTŠÍ MAGNETICKOU INDUKCÍ.

PARAMAGNETISMUS

- V PARAMAGNETICKÉ LÁTCE MÁ KAŽDÝ ATOM PERMANENTNÍ MAG. DIPÓLOVÝ MOMENT μ, TYTO MOMENTY JSOU VŠAK ORIENTOVÁNY NAHODILE, TAKŽE LÁTKA JAKO CELEK MAGNETICKÉ POLE NEMÁ. VNĚJŠÍ MAGNETICKÉ POLE B_{ext} ALE MŮŽE ČÁSTEČNĚ USPOŘÁDAT ATOMÁRNÍ DIPÓLOVÉ MOMENTY DO SVÉHO SMĚRU. JESTLIŽE JE TOTO POLE NEHOMOGENNÍ JE PARAMAGNETICKÁ LÁTKA VTAHOVÁNA DO OBLASTI S VĚTŠÍ MAG. INDUKCÍ.
- MNOŽSTVÍ SEŘAZENÝCH DIPÓLOVÝCH MOMENTŮ ~~JE SE ZVYŠUJE S RŮSTEM~~ B_{ext} A KLESÁ S RŮSTEM TEPLOTY. MÍROU ZMAGNETOVÁNÍ MATERIÁLU JE MAGNETIZACE

$M = \frac{\text{mag moment}}{\text{OBJEM VZORKU}} = \frac{\mu}{V}$

SATURACE NEJVYŠŠÍ MOŽNÁ HODNOTA MAGNETIZACE $M_{max} = \frac{N\mu}{V}$

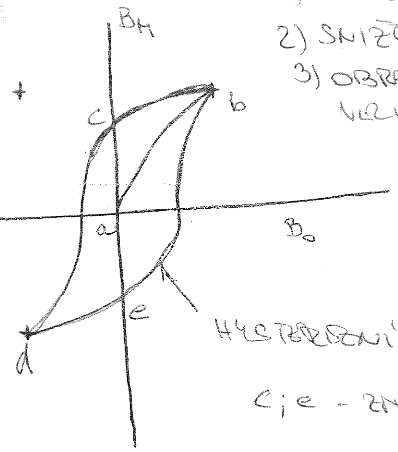
$M = C\frac{B_{ext}}{T}$ - PRO SLABÁ POLE A VYŠŠÍ TEPLOTY

C - CURIEOVA KONST DANÉHO MATERIÁLU

FEROMAGNETISMUS - I ZA NEPŘÍTOMNOSTI VNĚJŠÍHO MAGNETICKÉHO POLE MAJÍ NĚKTERÉ ELEKTRONY VE FEROMAGNETICKÉM MATERIÁLU MAGNETICKÉ DIPÓLOVÉ MOMENTY. DÍKY JEVU ZNÁMÉMU JAKO VÝMĚNNÁ INTERAKCE DÍKY TOMU VZNIKAJÍ V MATERIÁLU OBLASTI S VÝRAZNÝM MAG. DIP. MOMENTEM. VNĚJŠÍ POLE B_{ext} MŮŽE TYTO OBLASTI USPOŘÁDAT, VYTVOŘÍ PAK VELKÝ MAGNETICKÝ DIPÓLOVÝ MOMENT. TEN MŮŽE ČÁSTEČNĚ PŘETRVÁVAT, KDYŽ ODSTRANÍME B_{ext}. NEHOMOGENNÍ B_{ext} FEROMAG. MAT. VTAHOVÁN DO OBLASTI S VĚTŠÍ MAG. INDUKCÍ

PŘESÁHNE-LI TEPLOTA VZORKU CURIEOVU TEPLOTU, PAK VZOREK VYKAZUJE POUZE PARAMAGNETISMUS

STEREZE



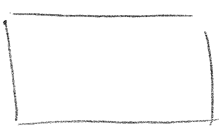
1) ZVYŠUJEME PROUD AŽ $B_0=\mu_0 n I$ DOSÁHNE BODU b
2) SNIŽUJEME PROUD ZPĚT K NULE (c)
3) OBRÁTÍME SMĚR PROUDU A ZVYŠUJEME JEHO VELIKOST AŽ MÁ B_0 VELIKOST V BODĚ (d)
4) PROUD ZNOVU SNIŽUJEME AŽ NA HODNOTU (e)
5) ZMĚNÍME SMĚR PROUDU NA PŮVODNÍ, AŽ ZNOVU DOSÁHNEME BODU (b)

HYSTEREZNÍ SMYČKA

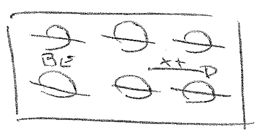
c; e - ZMAGNETOVÁNO, I KDYŽ JE PROUD NULOVÝ

DIAMAGNETIKA

PŘED



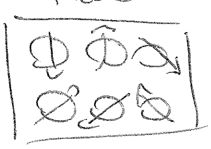
PO



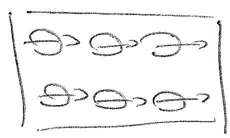
PŮSOBÍ PROTI TOMUTO POLI

PARAMAGNETIKA

PŘED



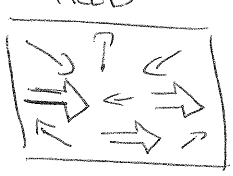
PO



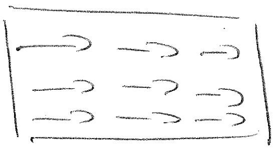
PŮSOBÍ VE SMĚRU TOHOTO POLE

FEROMAGNETIKA

PŘED

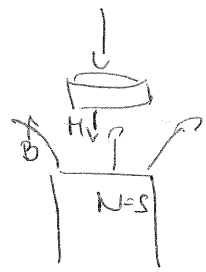


PO



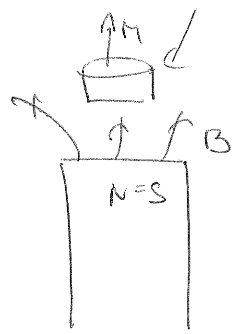
CHOVÁNÍ MAGNETIK

DIAMAGNETIKA



ODPUZOVÁNÍ

PARAMAGNETIKA



PŘITAHOVÁNO

GAUSSOVA - OSTROGRADSKÉHO VĚTA

$$\oiint \vec{E}\cdot d\vec{S} = \frac{1}{\varepsilon_0}\underbrace{\iiint_{\Omega} \rho\, dV}$$

$$\boxed{\oiint_{\partial\Omega} \vec{A}\cdot d\vec{S} = \iiint_{\Omega} \operatorname{div}\vec{A}\, dV}$$

$$\operatorname{div}\vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

$$\iiint_{\Omega} \operatorname{div} E\, dV = \frac{1}{\varepsilon_0}\iiint_{\Omega} \rho\, dV$$

$$\iiint_{\Omega} \left(\operatorname{div} E - \frac{\rho}{\varepsilon_0}\right) dV = 0$$

$$\underline{\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}}$$

STOKESOVA VĚTA

$$\oint_{\partial\Sigma} \vec{A}\cdot d\vec{S} = \iint_{\Sigma} \operatorname{rot}\vec{A}\cdot d\vec{S}$$

POVRCH

DRÁHA

$$\operatorname{rot}\vec{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}; \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}; \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right)$$

$$\oint \vec{E}\cdot d\vec{S} = 0$$

$$\iint_{\Sigma} \operatorname{rot}\vec{E}\cdot d\vec{S} = 0$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = 0 \qquad \underline{\underline{\vec{E} = -\operatorname{grad}\varphi}}$$

NEVÍROVÉ POLE

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{div} E &= \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\ \vec{E} &= -\operatorname{grad}\varphi \end{aligned}\right\} \operatorname{div}\operatorname{grad}\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\boxed{\Delta\varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}}$$

POISSONOVA ROVNICE

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I$$

STOKESOVA VĚTA $\longrightarrow$ $\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

$$\iiint \operatorname{div} \vec{B} \, dV = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0$$

$$\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A}$$

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A} = \mu_0 \vec{j} \qquad (\operatorname{div} \vec{A} = 0)$$

$$\underline{\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}}$$