

$\rho_v = \text{cost.}$
 Regola R
 legge $L \gg R \Rightarrow$ \rightarrow *stentare*
condizione

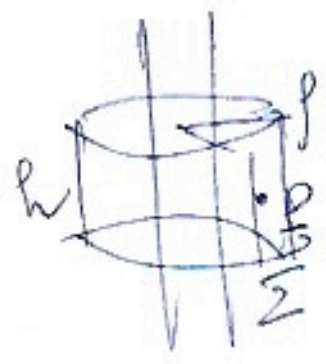
Densità di carica
 ref. di densità superficiale
 volume

Es. 2.1

Γ esterno

appoggio
 Corno cilindrico
 Σ di altezza h e
 raggio $\rho =$ coordinate di P

$\vec{E} = E(\rho) \hat{\rho}$ *radiale*
 $\varphi = \varphi(\rho)$
 quindi $\vec{E} = -\nabla\varphi = E(\rho) \hat{\rho}$



$\Phi_{\Sigma}(\vec{E}) = E(\rho) 2\pi\rho h = \frac{\rho_v \pi R^2 h}{\epsilon_0}$

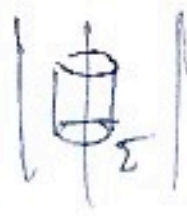
$\vec{E}(\rho) = \frac{\rho_v R^2}{2\epsilon_0 \rho} \hat{\rho}$

Contribuzione
 solo da
 ref. laterali
 ref. al punto
 medio $\vec{E} \perp d\vec{s}$

densità
 volume
 \downarrow
 $\frac{\rho_v \pi R^2 h}{\epsilon_0}$
 \downarrow
 carica
 all'interno di
 Σ

P interno

appoggio Gauss a cilindro Σ di altezza h e raggio $\rho = \text{cost.}$
 di P



$\Phi_{\Sigma}(\vec{E}) = E(\rho) 2\pi\rho h = \frac{\rho_v \pi \rho^2 h}{\epsilon_0} \Rightarrow \vec{E}(\rho) = \frac{\rho_v \rho}{2\epsilon_0} \hat{\rho}$

$$\vec{E}(r) = \begin{cases} \frac{\rho r}{2\epsilon_0} \hat{r} & r < R \\ \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r} \hat{r} & r \geq R \end{cases}$$

Ex. 2.1. (2)

$$\varphi(r) - \varphi(r_0) = - \int_{r_0}^r \vec{E}(r') \cdot d\vec{\ell}' =$$

$r > R$

$r_0 = R$, choose $\boxed{\varphi(r_0) = 0}$

$$\begin{aligned} \varphi(r) &= - \int_R^r \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0 r'} \hat{r}' \cdot \underbrace{dr' \hat{r}'}_{d\vec{\ell}'} = - \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} \int_R^r \frac{dr'}{r'} = \\ &= - \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} \ln\left(\frac{r}{R}\right) \end{aligned}$$

NOTE $r \rightarrow R \rightarrow \varphi(r) = 0$

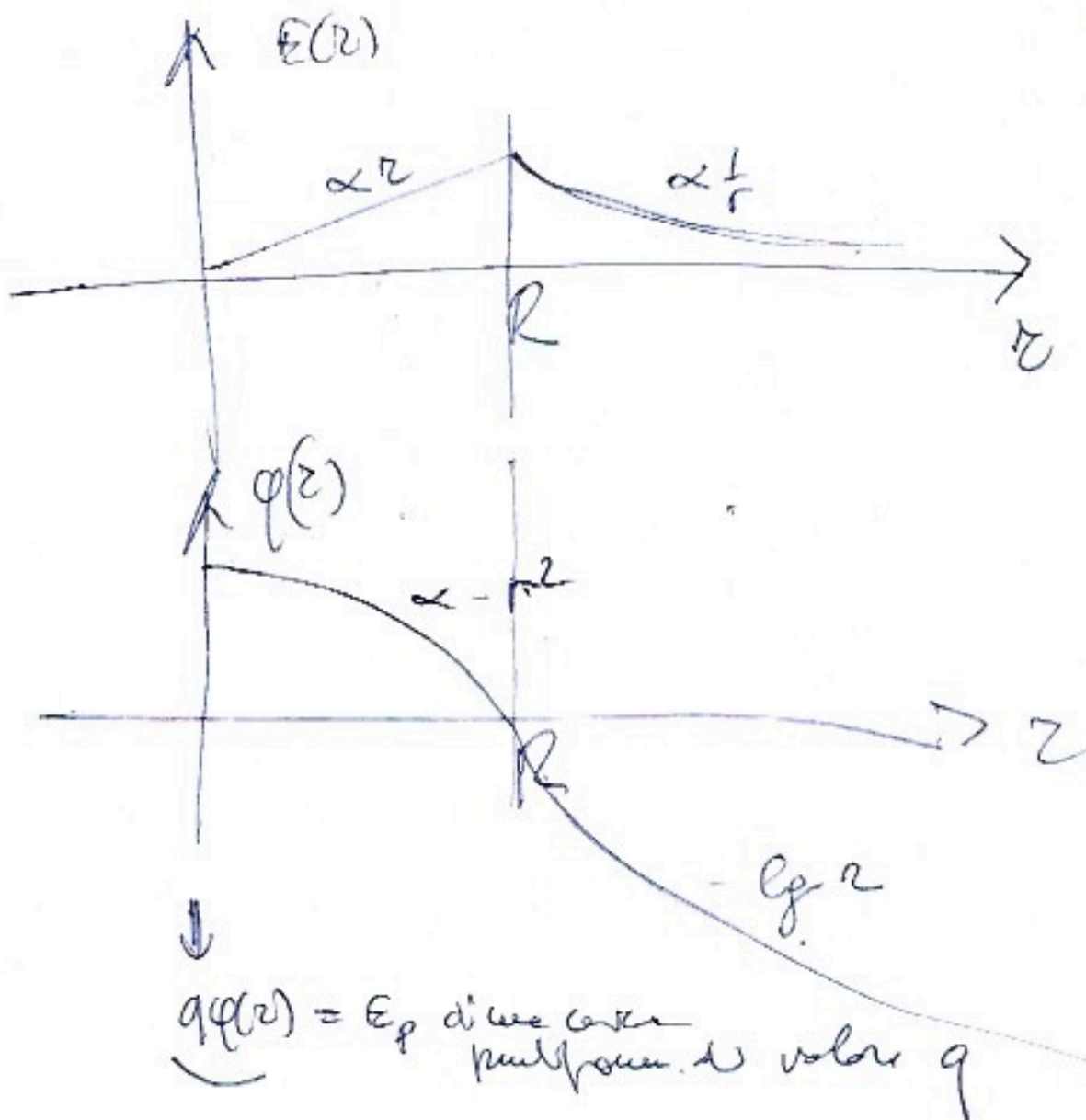
$r < R$

$$\varphi(r) = - \int_R^r \vec{E}(r') \cdot d\vec{\ell}' = \int_r^R \vec{E}(r') \cdot ds' \hat{r}' =$$

directa come $-\hat{r}$

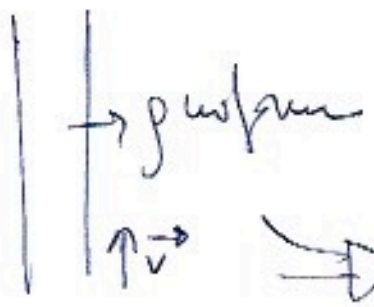
$$= \int_r^R \frac{\rho r'}{2\epsilon_0} \hat{r}' \cdot ds' \hat{r}' = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\frac{r'^2}{2}\right) \Big|_r^R = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\frac{R^2}{2} - \frac{r^2}{2}\right)$$

$$\varphi(r) = \begin{cases} \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\frac{R^2}{2} - \frac{r^2}{2}\right) & r < R \\ - \frac{\rho R^2}{2\epsilon_0} \ln\left(\frac{r}{R}\right) & r \geq R \end{cases}$$



$\varphi(z) = E_p$ di una certa
 funzione di valore q

$z=0$ è un punto di eq. instabile, massimo
 dell'energia potenziale.
 Appena la carica si allontana da
 $z=0$ viene rapidamente respinta
 e si allontana dall'orbita della distribuzione elettronica
 della carica.



\vec{B} alle varie punti della guida?

$\uparrow v \Rightarrow$ densità di corrente

$\vec{J} = ?$

$\vec{J} = ne\vec{v}$

n = densità di portatori di carica
 e = valenza
 v = velocità

ne = densità di carica per unità di volume

questi \vec{J} nostri cilindri perfetti, carica che ho da più come schematizzato come una densità su corrente



$\vec{J} = \rho \vec{v} = \rho v \hat{z} = \boxed{J} \hat{z}$
 ↳ uniforme

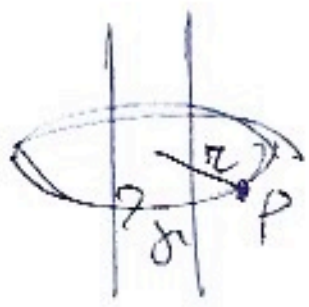
Calcolo magnetico in P esterno.

Applico Ampere a circuiti circolari attorno con raggio $r < R$ di P.

Se si assume il circuito regolare

$\vec{B} = B(r) \hat{\phi} = B(r) \hat{\phi}$

r = distanza dall'asse



$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = B(r) 2\pi r = \mu_0 I_c = \mu_0 J_0 \pi r^2$

↳ $\boxed{B(r) = \frac{\mu_0 J_0 r^2}{2r} \hat{\phi}}$

per \vec{J} uniforme

2.2 (2)



$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i_c = \mu_0 \pi r^2 J$$

$$B(r) 2\pi r$$

$$\vec{B}(r) = \frac{\mu_0 J_0 r}{2} \hat{\phi}$$

$$\vec{B} = \begin{cases} \frac{\mu_0 J_0 r}{2} \hat{\phi} & r < R \\ \frac{\mu_0 J_0 R^2}{2r} \hat{\phi} & r \geq R \end{cases} \quad \text{continua per } r=R$$

$$\boxed{|\vec{B}| = \frac{\mu_0 v \epsilon_0}{c^2} |\vec{E}|}$$

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$$

Il potenziale vettore \vec{A} è dato dalla relazione

$$\vec{B} = \nabla \wedge \vec{A}$$

inoltre sappiamo che

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \int \vec{J}(\vec{r}', t') dV'$$

$$\text{nel caso in cui } \vec{J} = J_0 \hat{z}$$

$$\Rightarrow \vec{A} = A(r) \hat{z}$$

per la simmetria cilindrica

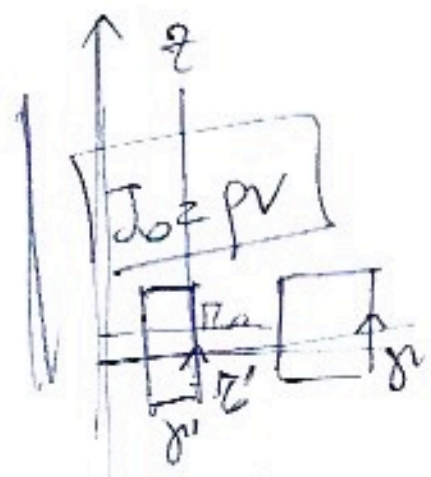
Dalle varie equazioni

si

$$\int_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{s} = \int_{\Sigma} \nabla \wedge \vec{A} \cdot d\vec{s} =$$

$$\int_{\partial \Sigma} \vec{A} \cdot d\vec{l}$$

$\partial \Sigma \rightarrow$ bordo di Σ



Calcoliamo $\vec{A} = \text{potenziale del vettore } \vec{A}$
 piano ~~xy~~ x, z
 orientato come in figura

$$\oint_{\partial V} \vec{A} \cdot d\vec{\ell} = \int_V \vec{B} \cdot d\vec{S} = - \int_{z_0}^{z_0+h} dz \int_{r_0}^{r_0+h} dr \frac{\mu_0 J_0 R^2}{2r} =$$

$$\int_{z_0}^{z_0+h} A(z') \hat{z} \cdot d\vec{z}' + (-1) \int_{z_0}^{z_0+h} A(z) \hat{z} \cdot d\vec{z} =$$

$$= (A(z') - A(z)) h$$

$$- h \frac{\mu_0 J_0 R^2}{2} \ln\left(\frac{r_0}{r_0+h}\right) = (A(z) - A(z')) h$$

per $r_0 \rightarrow R$ $A(R) = 0$ si ha $\vec{A}(z) = - \frac{\mu_0 J_0 R^2}{2} \ln\left(\frac{r}{R}\right) \hat{z}$

per 2 cilindri, sistema di

$$(A(R) - A(z)) h = - h \int_0^R dr \frac{\mu_0 J_0}{2} r = - \frac{\mu_0 J_0}{2} \left(\frac{R^2}{2} - \frac{z^2}{2} \right)$$

$$\vec{B} = \begin{cases} \frac{\mu_0 \rho V r}{2} \hat{\varphi} & r < R \\ \frac{\mu_0 \rho V R^2}{2r} \hat{\varphi} & r > R \end{cases}$$

2.2 (4)

$$\vec{A} = \begin{cases} \frac{\mu_0 \rho V}{4} (R^2 - r^2) \hat{z} & r \leq R \\ -\frac{\mu_0 \rho V}{2} R^2 \ln\left(\frac{r}{R}\right) \hat{z} & r > R \end{cases}$$

$$|\vec{B}| = \mu_0 \epsilon_0 v |\vec{E}|$$

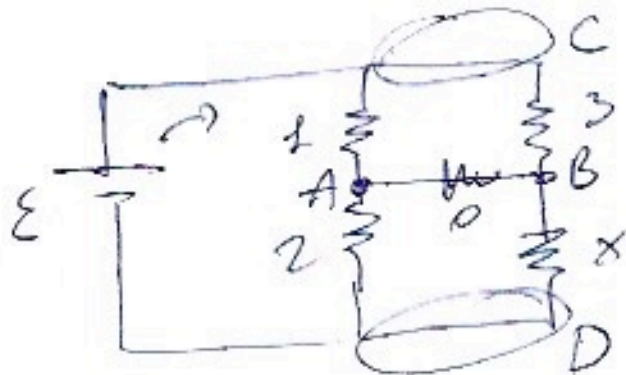
$$\vec{A} = \mu_0 \epsilon_0 v \varphi \hat{z}$$

$$\boxed{|\vec{B}|} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \wedge \vec{E} =$$

$$\frac{1}{c^2} v \hat{\varphi} \wedge E(r) \hat{z} =$$

$$= \frac{v}{c^2} \hat{\varphi} E(r) =$$

$$= \left[\frac{v E(r)}{c^2} \right] \hat{\varphi}$$



E. 3

Trovare R_x tale per cui: $i_0 = 0$

$$i_0 \text{ (corrente in } R_4) = 0$$

$$\Downarrow$$

$$\varphi_A - \varphi_B = 0$$

Ma allora se $i_0 = 0$ allora

$$i_1 = i_2$$

$$i_3 = i_4 = i_x$$

$$i = i_1 + i_3$$

$$\underbrace{\varphi_C - \varphi_A}_{R_1 i_1} = \underbrace{\varphi_C - \varphi_B}_{R_3 i_3}$$

$$\underbrace{\varphi_A - \varphi_D}_{R_2 i_1} = \underbrace{\varphi_B - \varphi_D}_{R_x i_3}$$

$$R_1 i_1 = R_3 i_3$$

$$R_2 i_1 = R_x i_3$$

$$R_2 i_1 = R_x \frac{R_1 i_1}{R_3}$$

$$11620 \Omega \leftarrow \frac{540 \times 360 \Omega}{120}$$

$$R_x = \frac{R_2 R_3}{R_1}$$



$$i_{\text{rms}} = \frac{\varepsilon}{R_{\text{eq}}}$$

generator

Ex. 3 (2)

$$\frac{1}{R_{\text{eq}}} = \frac{1}{R_1 + R_2} + \frac{1}{R_3 + R_4}$$

$$R_{\text{eq}} = \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = 266 \Omega$$

\downarrow 1980
 \downarrow 1620
 \downarrow 120
 \downarrow 540
 \downarrow 360

$$\begin{cases} i_1 (R_1 + R_2) = i_3 (R_3 + R_4) \\ i_1 + i_3 = \frac{\varepsilon}{R_{\text{eq}}} \Rightarrow i_3 = \frac{\varepsilon}{R_{\text{eq}}} - i_1 \end{cases}$$

$$i_1 (R_1 + R_2) = \frac{\varepsilon (R_3 + R_4)}{R_{\text{eq}}} - i_1 (R_3 + R_4) = \frac{\varepsilon (R_1 + R_2 + R_3 + R_4) - i_1 (R_3 + R_4)}{R_1 + R_2}$$

$$i_1 (R_1 + R_2 + R_3 + R_4) = \frac{\varepsilon (R_1 + R_2 + R_3 + R_4)}{R_1 + R_2}$$

$$i_1 = \frac{\varepsilon}{R_1 + R_2} \quad \text{load}$$

$$i_3 = \frac{\varepsilon}{R_3 + R_4} \quad \left[\frac{P_{R_4}}{R_4} = R_4 \frac{\varepsilon^2}{(R_3 + R_4)^2} \right]$$

$\oint \vec{H} = I_{enc} \hat{z}$

μ_0, μ, r_1
 γ_0, γ_1
 rutenio

Quanto vale M ?

$M = \frac{\Phi(\vec{B}_1)}{\gamma_0}$

flusso del campo \vec{B}_1 prodotto dalla corrente i_1 che corre in γ_1 circondata da γ_0

$= \frac{\Phi(\vec{B}_0)}{\gamma_1}$

flusso del campo \vec{B}_0 prodotto da i_0 in γ_0 circondata da γ_1

Per poter calcolare preliminarmente il campo \vec{B}_1 al centro di γ_1 e assumere che il suo valore è costante sull'onda (molto piccola di γ_0).

$\vec{B}_A(0) = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi} \int \frac{d\vec{l} \times \hat{r}}{r^3} = \frac{\mu_0 i_1}{4\pi} \int \frac{r_1 d\varphi \hat{\varphi} \times \hat{r}}{r^3}$

Annotations:
 - $\hat{\varphi} \times \hat{r}$: vettore che converge all'asse \hat{z}
 - r^3 : tratto del coseno 1
 - $\frac{r_1 d\varphi}{r^3}$: $\frac{\tau}{2}$

$= \frac{\mu_0 i_1}{4\pi r_1} \hat{z} \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{\mu_0 i_1}{2r_1} \hat{z}$

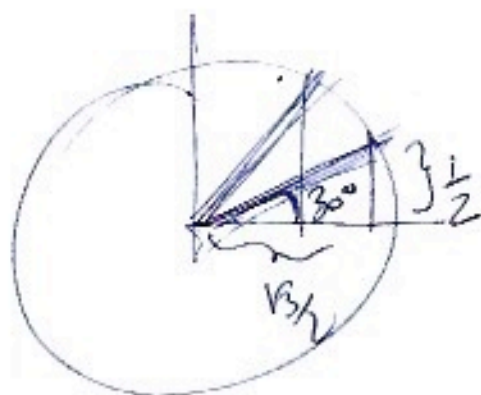
$$\vec{B}_1(0) = \frac{\mu_0 i_1 \hat{z}}{2r_1}$$

(2)

$$\frac{\Phi(\vec{B}_1)}{i_2} = \frac{\frac{\mu_0 i_1 \hat{z}}{2r_1} \cdot \pi r_0^2 \hat{u}}{i_2}$$

$$\hat{z} \cdot \hat{u} = \cos 30^\circ = \frac{\sqrt{3}}{2}$$

$$= \left[\frac{\mu_0 \pi r_0^2 \sqrt{3}}{4r_1} \right] = \pi$$



also

$$\mathcal{E}_1 = - \frac{\sqrt{3} \mu_0 \pi r_0^2}{4 r_1} \frac{d(\ln e^{-t/\tau})}{dt} =$$

$$= + \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{\mu_0 \pi r_0^2}{r_1 \tau} \ln e^{-t/\tau}$$