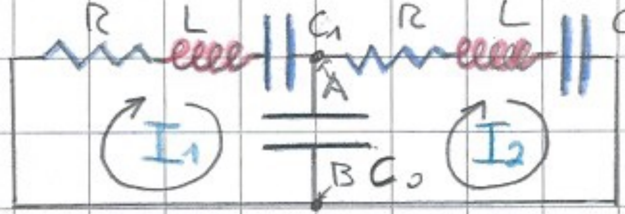
$$\langle P\rangle = \frac{V_0 I_0}{T}\cos\varphi\int_0^T \cos^2(\omega t)\,dt \quad \text{CON } \omega t = x \Rightarrow$$

$$\cos\varphi\,\frac{V_0 I_0}{\omega T}\int_0^{\omega T}\cos^2(x)\,dx \Rightarrow \langle P\rangle = \frac{V_0 I_0}{2}\cos\varphi =$$

$$= \frac{V_0}{\sqrt{2}}\cdot\frac{I_0}{\sqrt{2}}\cos\varphi = \boxed{V_{EFF}\, I_{EFF}\cos\varphi = \langle P\rangle}$$

- LEZIONE #13 | DUE ESEMPI NOTEVOLI

ES 1 OSCILLATORI RLC ACCOPPIATI. CONSIDERIAMO IL CIRCUITO IN FIGURA, ASSUMIAMO INIZIALMENTE $R=0$. SI TROVINO LE FUNZIONI CHE DESCRIVONO



$I_1(t)$ E $I_2(t)$. SI DESCRIVANO I MODI DI OSCILLAZIONE NORMALI DEL SISTEMA, i.e. SI CERCHINO DELLE SOLUZIONI STAZIONARIE DELLA FORMA $I_1(t) = A_1 e^{-i\omega t}$; $I_2(t) = A_2 e^{-i\omega t}$ E SI DETERMINI IL VALORE DI ω. SI TROVI ANCHE IL CIRCUITO MECCANICO EQUIVALENTE.

- QUINDI SI CONSIDERI IL CASO CON $R \neq 0$ IN SERIE CON L. SI TROVINO LE SOLUZIONI PER I_1 E I_2.

- CALCOLO: COME MOSTRATO IN FIGURA I_1 E I_2 CIRCOLANO IN SENSO ORARIO. APPLICANDO LA REGOLA DI KIRCHHOFF AI DUE CIRCUITI OTTENIAMO, PER $R=0$, LE SEGUENTI EQS.

(1) $$L\frac{dI_1}{dt} + \frac{Q_1}{C_1} + \frac{Q_0}{C_0} = \emptyset,\quad L\frac{dI_2}{dt} + \frac{Q_2}{C_1} + \frac{Q_0}{C_0} = \emptyset$$

DOVE Q_1 È LA CARICA DEL CONDENSATORE DI SX, Q_2 DI QUELLO DI DX E $Q_0 \to C_0$

PER LA CONSERVAZIONE DELLA CARICA ABBIAMO

(2) $\frac{dQ_1}{dt} = I_1$; $\frac{dQ_2}{dt} = I_2$, MENTRE PER LA REGOLA DEI NODI DI KIRCHHOFF, RELATIVA SIA AL NODO A CHE B ABBIAMO $\frac{dQ_0}{dt} = I_1 - I_2$ (3)

DIFFERENZIANDO LE (1) SOSTITUENDO CON LE (2) E LE (3) E DIVIDENDO PER L SI OTTIENE

(4)
$$\frac{d^2 I_1}{dt^2} = \frac{1}{LC_1} I_1 - \frac{1}{LC_0}(I_1 - I_2) \Rightarrow \frac{d^2 I_1}{dt^2} = -\omega_1^2 I_1 - \omega_0^2 (I_1 - I_2)$$

$$\frac{d^2 I_2}{dt^2} = \frac{1}{LC_1} I_2 - \frac{1}{LC_0}(I_2 - I_1) \Rightarrow \frac{d^2 I}{dt^2} = -\omega_1^2 I_2 - \omega_0^2 (I_2 - I_1)$$

DOVE $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}$ E $\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC_1}}$. SOSTITUENDO $I_1 = A_1 e^{-i\omega t}$ E $I_2 = A_2 e^{-i\omega t}$ NELLE (4) OTTENIAMO LE EQS. ALGEBRICHE ASSOCIATE

(5)
$$(\omega_1^2 + \omega_0^2 - \omega^2) A_1 - \omega_0^2 A_2 = 0$$
$$-\omega_0^2 A_1 + (\omega_1^2 + \omega_0^2 - \omega^2) A_2 = 0$$

SOLUZIONI NON-TRIVIALI PER QUESTO SISTEMA ESISTONO SOLO SE IL DET.

$$D = D(\omega) = (\omega_1^2 + \omega_0^2 - \omega^2)^2 - \omega_0^4 = (\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_1^2 + 2\omega_0^2 - \omega^2) = \emptyset$$

COSÌ LE FREQUENZE DEI MODI NORMALI DEL SISTEMA SONO LE RADICI DI $D(\omega) = 0 \Rightarrow$

$$\omega = \omega_1 \equiv \Omega_+ \;;\; \omega = \sqrt{\omega_1^2 + 2\omega_0^2} \equiv \Omega_- \quad (6)$$

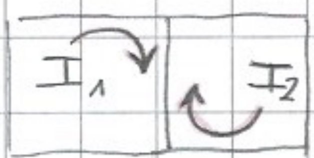
SOSTITUENDO (6) → (5) OTTENIAMO $A_1 = A_2 \Rightarrow$ $I_1 = I_2$ PER IL MODO CON FREQUENZA Ω_+ E $A_1 = -A_2$ PER IL MODO CON FREQUENZA Ω_-

• OSSERVAZIONE DICIAMO CHE QUESTO SISTEMA HA DUE GRADI DI LIBERTÀ (DUE CORRENTI). CHE POSSONO ESSERE CALCOLATE SEMPLICEMENTE SOMMANDO E SOTTRAENDO LE (5) DALLE QUALI

SI OTTENGONO LE EQS DELL'OSCILLATORE ARMONICO SEMPLICE $\frac{d^2 I_\pm}{dt^2} = \Omega_\pm^2 I_\pm$ PER LE VARIABILI $I_\pm = I_1 \pm I_2$. LE CORRENTI NELLE DUE RETI SONO $I_1 = (I_+ + I_-)/2$ E $I_2 = (I_+ - I_-)/2$ RISPETTIVAMENTE.

ANALIZZIAMO ORA COME SI COMPORTA IL CIRCUITO QUANDO SI TROVA NEL MODO Ω_+ E NEL MODO Ω_-.

- Ω_+ NESSUNA CORRENTE FLUISCE NEL TRATTO A-B (CONDENSATORE C_0) DOVE LE DUE CORRENTI SI ELIDONO ESSENDO $I_1 = I_2$



DATO CHE RUOTANO ENTRAMBE IN SENSO ORARIO $\Rightarrow \Omega_+$ E' SEMPLICEMENTE LA FREQUENZA DI RISONANZA DI L E C_1 IN SERIE, OVVERO DATO CHE NON C'E' R E' LA FREQUENZA ALLA QUALE L'IMPEDENZA DEL CIRCUITO E' $\emptyset$

- PROBLEMA COME MAI AVENDO IN SERIE 2 L E $2C_1$ SI COMPORTA COME SE FOSSE UN CIRCUITO LC IN SERIE?

QUINDI $\tilde{Z}_{LC}(\omega) = Z_L(\omega) + Z_C(\omega) = -i\omega L - \frac{1}{i\omega C} = \emptyset$

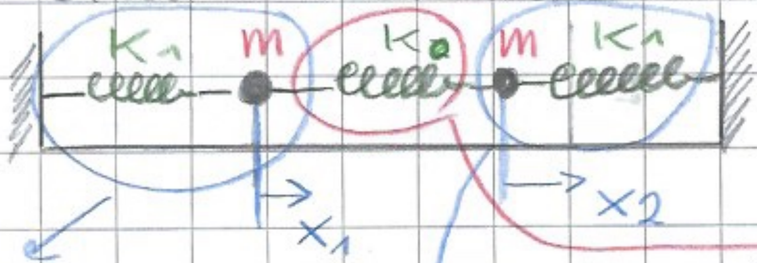
DATO CHE $\tilde{Z}_{LC} = 0$ LA CORRENTE CIRCOLA SENZA PERDITE. PER IL MODO Ω_- $\Rightarrow I_1 = -I_2$ E LA CORRENTE TRA A-B E' $2I_1 \Rightarrow$ IL CIRCUITO HA UN IMPEDENZA EFFICACE $\tilde{Z}_{C_0} = (i\omega C_0)^{-1}$ IN SERIE A 2 IMPEDENZE $\tilde{Z}_{LC}$ IN PARALLELO $\Rightarrow \tilde{Z}_{TOT} = \tilde{Z}_{C_0} + \frac{\tilde{Z}_{LC}\tilde{Z}_{LC}}{\tilde{Z}_{LC} + \tilde{Z}_{LC}} = \tilde{Z}_{C_0} + \frac{\tilde{Z}_{LC}}{2} =$ (7)

- PROBLEMA PERCHE'

$-\frac{1}{i\omega C_0} - \frac{1}{2}\left(i\omega L + \frac{1}{i\omega C_1}\right)$

CHE DIVENTA $\tilde{Z}_{TOT}=0$ PER $\omega^2=\frac{1}{L}\left(\frac{2}{C_1}+\frac{1}{C_0}\right)=\Omega_-^2$

IL CIRCUITO MECCANICO EQUIVALENTE E'



IL SISTEMA MECCANICO EQUIV, E COSTITUITO DA DUE OSCILLATORI ARMONICI IDENTICI ACCOPIATI

CIASCUN OSCILLATORE E' FORMATO DA UNA MASSA m E UNA MOLLA DI COST $K_1 = m\omega_1^2$. LE DUE MASSE SONO CONNESSE TRA LORO DA UNA MOLLA $K_0 = m\omega_0^2$. INOLTRE ASSUMIAMO CHE TUTTE LE MOLLE HANNO LA STESSA LUNGHEZZA QUANDO IL SISTEMA E' A RIPOSO. ALLORA LE EQ. DEL MOTO DELLE DUE MASSE SONO

(8)
$$m\frac{d^2x_1}{dt^2}=-K_1x_1-K_0(x_1-x_2) \Rightarrow \frac{d^2x_1}{dt^2}=-\omega_1^2x_1-\omega_0^2(x_1-x_2)$$
$$m\frac{d^2x_2}{dt^2}=-K_2x_2-K_0(x_2-x_1) \Rightarrow \frac{d^2x_2}{dt^2}=-\omega_1^2x_2-\omega_0^2(x_2-x_1)$$

DOVE x_1 E x_2 SONO GLI SPOSTAMENTI DELLE MASSE QUANDO IL SISTEMA E' FUORI EQUILIBRIO. LE EQS (8) SONO FORMALMENTE EQUIVALENTI ALLE (4) PER I_1 E I_2 $\Rightarrow$ STESSE SOLUZIONI.

PER IL MODO Ω_+ LE DUE MASSE OSCILLANO IN FASE $(x_1=x_2)$ E LA MOLLA CENTRALE RESTA A RIPOSO. COSI' Ω_+ E' LA FREQUENZA PROPRIA DEI DUE OSCILLATORI IDENTICI. PER $\Omega_- \Rightarrow x_1=-x_2$ E LE DUE MASSE OSCILLANO IN OPPOSIZIONE DI FASE.

• CASO $R\neq 0$ CON R IN SERIE LE EQS DEL MOTO SONO

(9) $$L\frac{dI_1}{dt}+RI_1+\frac{Q_1}{C_1}+\frac{Q_0}{C_0}=0;\quad L\frac{dI_2}{dt}+RI_2+\frac{Q_2}{C_1}-\frac{Q_0}{C_0}=0$$

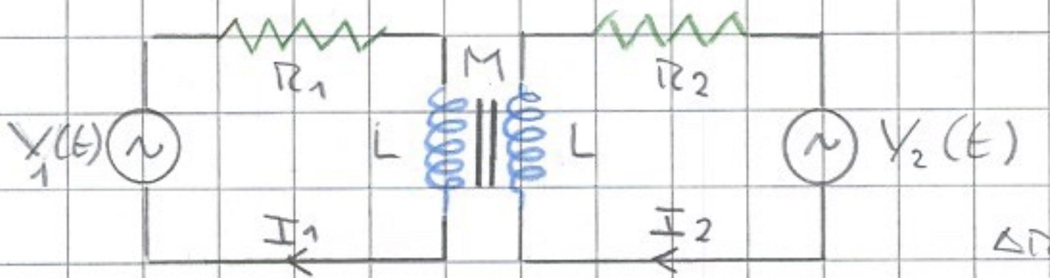
DA CUI DIFFERENZIANDO SI OTTIENE

$$\frac{d^2 I_\pm}{dt^2} = -\Omega_\pm^2 I_\pm - \gamma \frac{dI_\pm}{dt} \qquad (10)$$

CON $\gamma = R/L$. QUESTE SONO LE EQS. DEL MOTO DI DUE OSCILLATORI SMORZATI CON $\tau = \gamma^{-1}$. LE SOLUZIONI SI TROVANO USANDO LE FUNZIONI $\tilde{I}_{1,2} = \hat{A}_{1,2} e^{i\tilde{\omega} t}$ CON $\hat{A}_{1,2}$ E $\tilde{\omega}$. IL SISTEMA MECCANICO EQUIV. AVRÀ NELLA EQ. DEL MOTO (8) IL TERMINE DISSIPATIVO $F_{DIS} = -m\gamma \frac{dx}{dt}$.

ES.2 CIRCUITI ACCOPPIATI INDUTTIVAMENTE

CONSIDERIAMO IL CIRCUITO IN FIGURA



$V_1(t)$ E $V_2(t)$ VARIANO ARMONICAMENTE A UNA FREQ. ω.

SI CHIEDE DI DIMOSTRARE CHE

$$V_1(t) = \tilde{Z}_1 I_1 - i\omega M I_2 \qquad \text{DOVE } \tilde{Z}_1 = R_1 + i\omega L_1$$
$$V_2(t) = -i\omega M I_1 + \tilde{Z}_2 I_2 \qquad \tilde{Z}_2 = R_2 + i\omega L_2$$

SUPPONIAMO CHE $V_2 = 0$, DIMOSTRARE CHE

$$\tilde{V}_1 = \left(\tilde{Z}_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\tilde{Z}_2}\right)^2 I_1 \; ; \; \frac{i\omega M \tilde{V}_1}{\tilde{Z}_1} = \left(\tilde{Z}_2 + \frac{\omega^2 M^2}{\tilde{Z}_1}\right) I_2$$

SOLUZIONE.

• OSSERVAZIONE. SUPPONIAMO CHE I_1 PRODUCA UN FLUSSO MAGNETICO CRESCENTE Φ_1. LA CORRENTE INDOTTA NEL CIRCUITO 2 TRAMITE L'ACCOPPIAMENTO INDUTTIVO CREA UN FLUSSO Φ_2 CHE SI OPPONE A Φ_1. LA VARIAZIONE DI Φ_2

A SUA VOLTA INDUCE UNA f.e.m IN 1 CHE VA A RINFORZARE ϕ_1. QUINDI QUESTA f.e.m. HA LA STESSA POLARITÀ DI V_1. E IN MODO SIMILE SI HA LA STESSA AZIONE SU V_2. ORA APPLICHIAMO LA REGOLA DI KIRCHHOFF E OTTENIAMO LE SEGUENTI EQS.

$$V_1 + M\frac{dI_2}{dt} = RI_1 + L_1\frac{dI_1}{dt} \qquad (1)$$
$$V_2 + M\frac{dI_1}{dt} = RI_2 + L_2\frac{dI_2}{dt}$$

RICORDIAMO CHE PER CORRENTI CHE VARIANO ARMONICAMENTE NEL TEMPO L'OPERATORE $\frac{d}{dt} \to i\omega$ E LE (1) DIVENTANO

$$\tilde{V}_1 = (R_1 + i\omega L_1)I_1 - i\omega M I_2 \qquad (2)$$
$$\tilde{V}_2 = -i\omega M I_1 + (R_2 + i\omega L_2)I_2$$

DOVE $R_1 + i\omega L_1 \equiv \tilde{Z}_1$ E $(R_2 + i\omega L_2) \equiv \tilde{Z}_2 \Rightarrow$ 1 RISPOSTA. PER LA SECONDA DOMANDA DOBBIAMO RISOLVERE LE SEGUENTI EQUAZIONI

$$\tilde{V}_1 = \tilde{Z}_1 I_1 - i\omega M I_2 \qquad (3)$$
$$0 = -i\omega M I_1 + \tilde{Z}_2 I_2$$

DALLA 2° EQ. RICAVIAMO $\tilde{I}_1 = -\frac{i\tilde{Z}_2}{\omega M} I_2$ E $\tilde{I}_2 = \frac{i\omega M}{\tilde{Z}_2}\tilde{I}_1$ CHE SOSTITUITI IN TURNO NELLA (3) DANNO $\tilde{V}_1 = \tilde{V}(\tilde{I}_1)$ E $\tilde{V}_1 = \tilde{V}(\tilde{I}_2)$

$$\tilde{V}_1 = \left(\tilde{Z}_1 + \frac{\omega^2 M^2}{\tilde{Z}_2}\right)\tilde{I}_1 \; ; \; \tilde{V}_1 = \frac{\tilde{Z}_1}{i\omega M}\left(\tilde{Z}_2 + \frac{\omega^2 M^2}{\tilde{Z}_1}\right)\tilde{I}_2 \qquad (4)$$

- OSSERVAZIONE CON $V_2 = 0$ OTTENIAMO IL MODELLO DI UN TRASFORMATORE SEMPLICE DOVE I CIRCUITI (1) E (2) RAPPRESENTANO IL CIRCUITO PRIMARIO E QUELLO SECONDARIO

- QUESTA QUANTITÀ È L'IMPEDENZA EFFICACE

DEL CIRCUITO PRIMARIO DATA DA $\tilde{Z}_1$ E $\omega^2 M/\tilde{Z}_2$
CHE E' RIFLESSA DAL PRIMARIO NEL SECONDARIO.
COSÌ COME $\omega^2 M/\tilde{Z}_1$ E' QUELLA RIFLESSA DAL SECONDARIO NEL PRIMARIO. INOLTRE SE SCRIVIAMO
LA SECONDA DELLE (4) COME $\frac{i\omega M \tilde{V}_1}{\tilde{Z}_1}$ QUESTO
TERMINE HA LE DIMENSIONI
DI UNA TENSIONE (POTENZIALE) $\tilde{V}_2'$ ESSO CHE
E' COME FOSSE DATO DA UNA CORRENTE PRIMARIA $\tilde{I}_1' = \tilde{V}_1/\tilde{Z}_1$ CHE SAREBBE LA CORRENTE PRIMARIA SENZA ACCOPIAMENTO E CHE PRODUCE UNA
f.e.m. $M \frac{dI_1'}{dt}$.

- SE ORA CONSIDERIAMO IL CASO DI UN TRASF. IDEALE DOVE $\tilde{V}_2 = 0$ E $R_1 = \emptyset$ SOSTITUENDO $\tilde{Z}_1 = i\omega L_1$ E $\tilde{Z}_2 = R_2 + i\omega L_2$ NELLE (3) OTTENIAMO

$$\begin{cases} \tilde{V}_1 = i\omega L_1 \tilde{I}_1 - i\omega M \tilde{I}_2 \\ 0 = -i\omega M \tilde{I}_1 + \tilde{Z}_2 I_2 \end{cases} \Rightarrow (5)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} V_1 L_2 = i\omega L_1 L_2 I_1 - i\omega M L_2 I_2 \\ -R_2 I_2 = -i\omega M I_1 + i\omega L_2 I_2 \end{cases} \quad (6)$$

E PER UN ACCOPIAMENTO PERFETTO $L_1 L_2 = M^2 \Rightarrow$

$$\tilde{V}_1 L_2 = M(i\omega M I_1 - i\omega L_2 I_2) = M R_2 I_2 \quad (7)$$

USANDO LA 2 EQ (6). SE ORA CONSIDERIAMO DUE AVVOLGIMENTI CON AUTOINDUTTANZA L_1 E L_2 E MUTUA INDUTTANZA $M = L_1 L_2$ E N_1 E N_2 SONO IL NUMERO RISPETTIVO DELLE SPIRE AVREMO CHE
$L_1 = N_1^2 \phi_0$ E $L_2 = N^2 \phi_0$ DOVE ϕ_0 E' IL FLUSSO MAGNETICO DI OGNI SINGOLA SPIRA $\Rightarrow M = N_1 N_2 \phi_0$

$\Rightarrow L_2/M = N_2/N_1$ E QUINDI LA (7) DIVENTA

$$|\tilde{V}_1|\frac{N_1}{N_2} = |\tilde{V}_2|.$$

IN ASSENZA DI FENOMENI DISSIPATIVI (EDDY CURRENTS - EFFETTI RESISTIVI - JOULE) LA CONSERVAZIONE DELLA ENERGIA RICHIEDE $V_1 I_1 = V_2 I_2 \Rightarrow \boxed{\frac{V_1}{V_2} = \frac{I_2}{I_1} = \frac{N_1}{N_2}}$

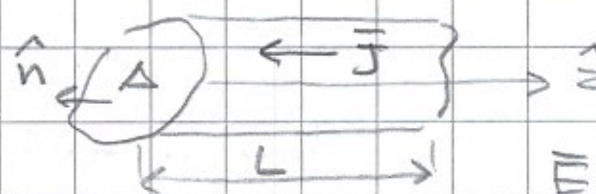
CHE È LA RELAZIONE TENSIONE-CORRENTE DI UN TRASFORMATORE IDEALE

LEZIONE #14 MODELLO DI DRUDE

QUANDO CONSIDERIAMO DELLE CARICHE LIBERE IN MOTO QUESTE POSSONO ESSERE ALL'INTERNO DI UN MEZZO (CONDUTTORE) O NELLO SPAZIO LIBERO (CARICHE IN UN ACCELERATORE O IN UN TUBO PER RAGGI X O IN UN TUBO CATODICO PER ES.). LA DIFFERENZA FONDAMENTALE TRA IL MOTO DELLE CARICHE "LIBERE" NEL VUOTO E NEI MEZZI È CHE LE INTERAZIONI TRA LE CARICHE E SULLE CARICHE SONO MOLTO DIVERSE. QUI SIAMO INTERESSATI A STUDIARE IL COMPORTAMENTO DELLE CARICHE IN MOTO IN UN MEZZO CHE PERMETTE IL MOVIMENTO DELLE CARICHE UNA VOLTA CHE SI APPLICA UN CAMPO $\bar{E}$. DATA LA GRANDE VARIETÀ DI MATERIALI IL TRASPORTO DELLE CARICHE PRESENTA UNA FENOMENOLOGIA DEI PROCESSI FISICI MOLTO VASTA. QUI CI LIMITIAMO ALLA DESCRIZIONE IN TERMINI MOLTO ELEMENTARI DI E.D. CLASSICA DI DUE CASI: CONDUTTORI

(MODELLO DI DRUDE) E SUPERCONDUTTORI (LIMITATAMENTE ALLE EQS. DI LONDON). PARTIAMO RIVISITANDO IL SIGNIFICATO DI $\bar{J}$. $\bar{J} \propto \bar{f}$ NEL CASO SIA PRESENTE SOLO $\bar{E}$ $\bar{f} = \bar{E}$ DENSITÀ DI UNA FORZA
($\bar{F} = q\bar{E}$ $\frac{\bar{F}}{q} = \bar{f} = \bar{E}$). LA COST. DI PROPOR. TRA $\bar{J}$ E $\bar{f}$ È σ $\Rightarrow$ $\bar{J} = \sigma \bar{f}$ σ = CONDUTT. ED È $\sigma = \frac{1}{\rho}$ CON ρ = RESISTIVITÀ (OHM) $\Rightarrow$ $\sigma = \frac{1}{OHM}$

$\Rightarrow$ $\boxed{\bar{J} = \sigma \bar{E}}$ $\Rightarrow$ POTREBBE RISULTARE SORPRENDENTE DATO CHE IN GENERALE PER UN CONDUTTORE $\bar{E} = \emptyset$ PER CARICHE STAZIONARIE E $\bar{J} = 0$. PER UN CONDUTTORE PERFETTO $\sigma \to \infty$ $\Rightarrow$ $\bar{E} = \bar{J}/\sigma \to 0$ ANCHE SE LA CORRENTE FLUISCE.
COME AVRETE VISTO IN UN CONDUTTORE



$I = \bar{J} \cdot A\hat{n} = E\sigma A\hat{n}$ $\Rightarrow$

$\bar{E} \cdot \hat{n} = E = \frac{V}{L}$ $\Rightarrow$ $I = \underbrace{\sigma}_{\text{MAT.}} \underbrace{\frac{A}{L}}_{\text{GEOM.}} V$

(VOLT/METRO)

$\boxed{\frac{\sigma A}{L} = 1/R}$

- PROBLEMA DOVE STANNO LE CARICHE QUANDO FLUISCONO?
- OSSERVAZIONE SE $\bar{E} = 0$ ALL'INTERNO DEL CONDUTTORE ANCHE PER CARICHE IN MOTO UNIF. $\Rightarrow$ $\nabla^2 V = 0$ $\Rightarrow$ L'EQ. DI LAPLACE SI APPLICA ANCHE A MAT. OHMICI.
- CARICA È QUANTIZZATA $e^- \simeq -1{,}6 \times 10^{-19}$ C
  PER $p^+ \simeq +1{,}6 \times 10^{-19}$ C ; $m_{e^-} \simeq 9{,}11 \times 10^{-31}$ kg
  $m_{p^+} \simeq 1{,}672 \times 10^{-27}$ kg.

EQ. DEL MOTO DI UN e^- IN UN CONDUTTORE

AL FINE DI AFFRONTARE QUESTA QUESTIONE SI RENDE NECESSARIO PARTIRE DA ALCUNE IPOTESI

1 - GLI e^- SI COMPORTANO COME UN GAS DI PARTICELLE CARICHE NON INTERAGENTI (GAS DI FERMI) SENZA REPULSIONE COULUMBIANA

2 - CONSEGUENZA DI 1 $\Rightarrow$ APPROSSIMAZIONE A PARTICELLE INDIPENDENTI (INDEP. ELEC. APPROX) $\Rightarrow$ LA RISPOSTA A UN CAMPO APPLICATO È CALCOLATA PER OGNI e^- SEPARATAMENTE. LA RISPOSTA TOTALE È Σ DELLE RISPOSTE SINGOLE

3 GLI ELETTRONI HANNO UN MOTO RANDOM DOVUTO A COLLISIONI ($e^- - e^-$ E e^- - RETICOLO)

4 GLI e^- SONO IN EQUILIBRIO TERMICO CON IL RETICOLO

CONSIDERIAMO ORA UN e^- DI MASSA m E VELOCITÀ $\bar{v}$ A CUI È APPLICATO UN CAMPO $\bar{E}$ E UN CAMPO $\bar{B}$

$$m\frac{d\bar{v}}{dt} = \bar{F}_{EM} + \bar{F}_{DIS}$$

$$F_{EM} = q\left(\bar{E} + (\bar{v}\times\bar{B})\right) \qquad \bar{F}_{DIS} = -\frac{m}{\tau}$$

LEGGE DI OHM — EFFETTO HALL

τ = TEMPO DI DIFFUSIONE LEGATO ALLE COLLISIONI

$\tau = \gamma^{-1}$

$\Rightarrow$ TRASCURANDO L'EFFETTO HALL

$$\bar{F} \approx F_{EM} = q\bar{E} \Rightarrow \text{PER } q = e^- \quad \boxed{m\ddot{x} = -e\bar{E} - m\gamma\dot{x}}$$