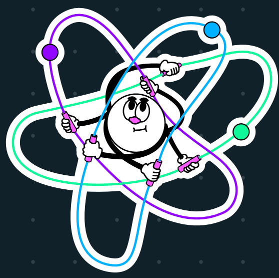
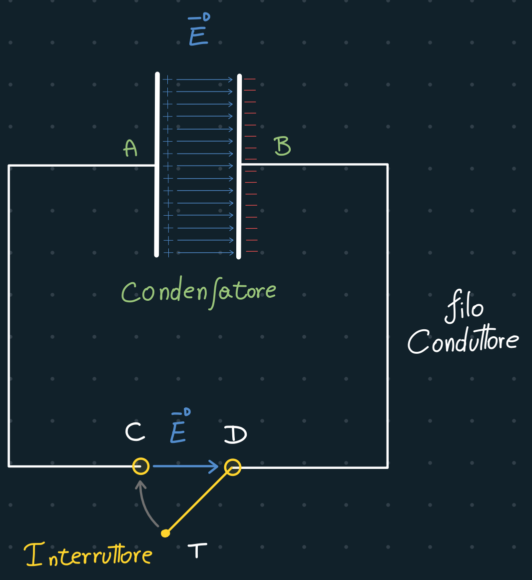
Corrente Elettrica



Definizione di corrente Elettrica

Lezione 30



Stato iniziale:

Inizialmente il condensatore è carico, avente una differenza di potenziale ΔV.
Tra le armature è quindi presente un campo elettrico $\vec{E}$:

$$\int_A^B \vec{E} \cdot \hat{n}\, d\vec{\ell} = \int_C^D \vec{E}\, d\vec{\ell} = V_A - V_B$$

Condensatore — Interruttore

La ΔV è la stessa sia per il cond che per lo switch.

Stato finale

Allo stato finale si giunge chiudendo il circuito tramite l'interruttore T.
Si nota subito che:

- Sia ΔV che $\vec{E}$ decresce RAPIDAMENTE $\to$ I condensatori si scaricano velocemente!
- Scompaiono le cariche sulle armature.
- Il filo si scalda.
- Un ago magnetico si muove.

↳ Tutte questi effetti sono dovuti alla CORRENTE.

Dato un conduttore, definiamo corrente elettrica il movimento ordinato di cariche Q in un determinato tempo t:

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

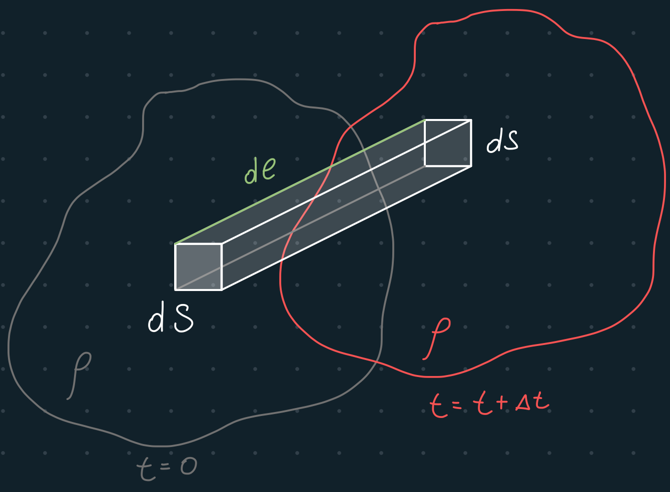
Si misura in A = Ampere

$$\to 1\,A = \frac{1\,C}{S}$$

C ← Coulomb
S ← Secondo

* In condizioni stazionarie tutte le grandezze elettriche sono INDIPENDENTI dal tempo.

Densita' di Corrente



Iniziamo il ragionamento in infinitesimi

$$dq = \rho \cdot dV$$

quantita' di carica che passa attraverso dS

E' pari alla densita' superficiale ρ per il volume del Solido

Siccome $V = b \times h = S \cdot \ell \Rightarrow dV = dS \cdot d\ell$

ma $d\ell$ e' dato da $d = v \cdot t \Rightarrow \ell = v \cdot t$

Siccome ci interessa la componente della velocita' perpendicolare a dS

$$\rightarrow \underline{d\ell = v\,\hat{n} \cdot dt}$$

$$\Rightarrow dq = \underbrace{\rho\, dS(\underbrace{\vec{v} \cdot \hat{n} \cdot dt}_{d\ell})}_{dV} \Rightarrow dq = \rho \cdot \vec{v} \cdot \hat{n} \cdot dS \cdot dt$$

$$\frac{dq}{dt}$$

A questo punto ci ricordiamo che $I = \dfrac{dq}{dt} \Rightarrow \dfrac{dq}{dt} = \rho \vec{v} \cdot \hat{n}\, dS$

quindi $\dfrac{dq}{dt} = dI \Rightarrow dI = \rho \vec{v} \hat{n}\, dS$

Battezziamo $\vec{J} = \rho \cdot \vec{v} \Rightarrow dI = \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS$

$\rightarrow$ Per trovare I integriamo: $I = \int_S \vec{J}\, \hat{n}\, dS$ corrente I attraverso un conduttore

Quindi la Densita' di corrente $\vec{J}$ e' quel vettore tale che il suo flusso attraverso una sezione S del conduttore, ci fornisce la corrente che attraversa tale sezione.

Principio di conservazione della carica Elettrica

Sappiamo che in un sistema isolato, la carica si conserva. Quindi se in un intervallo di tempo dt la carica Q diminuisce, allora la variazione di carica dQ deve essere "uscita" attraverso la superficie S:

$$\underbrace{-dQ}_{\text{Carica "scappata"}} = \underbrace{\int_S \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS}_{\text{Corrente attraverso la Superficie}} \; \underbrace{dt}_{\text{Intervallo di tempo}}$$

Da cui si ottiene
$$-\frac{dQ}{dt} = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS$$

Ma siccome
$$Q(t) = \int_V \rho(x,y,z,t)\, dV$$

Integrando la Densità di carica Volumetrica otteniamo la Carica Totale nel volume

Sostituendo:
$$-\frac{d}{dt}\int_V \rho(x,y,z,t)\, dV = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS$$

$\Rightarrow$ ρ dipende da x,y,z,t, ma la derivata è solo su t $\Rightarrow$ $\frac{d\rho}{dt} = \underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Derivata parziale}}$

Otteniamo quindi:
$$\boxed{-\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dV = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS}$$

Equazione della continuità della corrente in FORMA INTEGRALE

Possiamo ottenere la FORMA DIFFERENZIALE usando il teorema della divergenza

$$\int_S \vec{V} \cdot \hat{n}\, dS = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{V}\, dV \qquad \text{Integrale Superficie} \to \text{Volume}$$

$$\Rightarrow \int_S \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{J}\, dV$$

$$\Rightarrow -\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dV = \int_V \vec{\nabla} \vec{J}\, dV \Rightarrow -\frac{\partial \rho}{\partial t} = \vec{\nabla} \vec{J} \Rightarrow \boxed{\vec{\nabla} \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0}$$

Forma Differenziale

Considerazioni

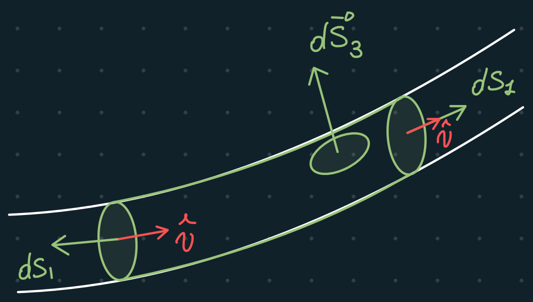
Siccome siamo in condizioni STAZIONARIE, tutte le grandezze elettriche non dipendono dal tempo, quindi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \longrightarrow \vec{\nabla}\cdot\vec{J} + \cancel{\frac{\partial \rho}{\partial t}}^{\,0} = 0 \longrightarrow \vec{\nabla}\cdot\vec{J} = 0$$

E quindi possiamo concludere che $\displaystyle \int_V \vec{\nabla}\cdot\vec{J}\, dV = \int_S \vec{J}\cdot\hat{n}\, dS = 0$

Ovvero in condizioni stazionarie, la corrente che fluisce attraverso una qualunque superficie chiusa S è nulla.

Possibili Applicazioni



Come conseguenza abbiamo che la corrente che fluisce attraverso una qualsiasi sezione di un conduttore è la stessa

$$\Rightarrow \int_{S_1} \vec{J}\cdot\hat{n}_1\, dS + \int_{S_2} \vec{J}\,\hat{n}_2\, dS + \int_{S_3} \vec{J}\cdot\hat{n}_3\, dS = 0$$

Ma $\vec{J} \parallel \vec{v} \perp S_3 \Rightarrow \displaystyle\int_{S_3} \vec{J}\cdot\hat{n}_3\, dS = 0$

$$\Rightarrow \int_{S_1} \vec{J}\cdot\hat{n}_1\, dS + \int_{S_2} \vec{J}\cdot\hat{n}_2\, dS = 0 \Rightarrow \int_{S_2} \vec{J}\cdot\hat{n}_2\, dS = -\int_{S_1} \vec{J}\cdot\hat{n}_1\, dS$$

Se $\hat{n}_2 \parallel \hat{v}$

Morale della favola: Tanta corrente entra nella sezione del conduttore quanta ne esce.

Resistenza elettrica e Legge di Ohm

Date due sezioni di un conduttore percorso da corrente S_A ed S_B, con una differenza di potenziale $\Delta V = V_A - V_B$, esiste una relazione di proporzionalita' tra ΔV e la corrente I che fluisce da A a B:

$$\Delta V = V_A - V_B = \underbrace{R}_{\text{costante}} \; \overbrace{I}^{\text{corrente}}$$

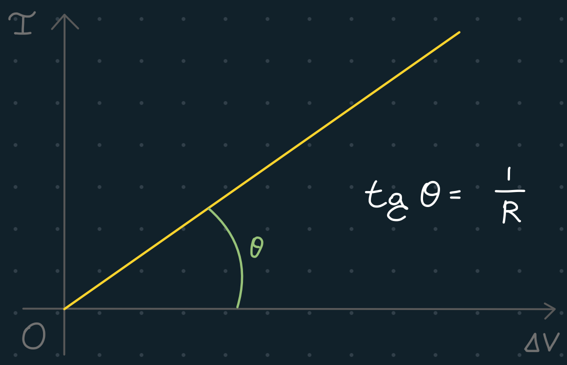
Legge di Ohm

$$R = \Omega = \frac{V}{A}$$

Ohm — Volt — Ampere

* La costante R dipende dal materiale

Simbolo del resistore



$$\mathrm{tg}\,\theta = \frac{1}{R}$$

La CARATTERISTICA di un conduttore e' una retta passante per l'origine

eq retta passante per O: $mx + \cancel{q}$

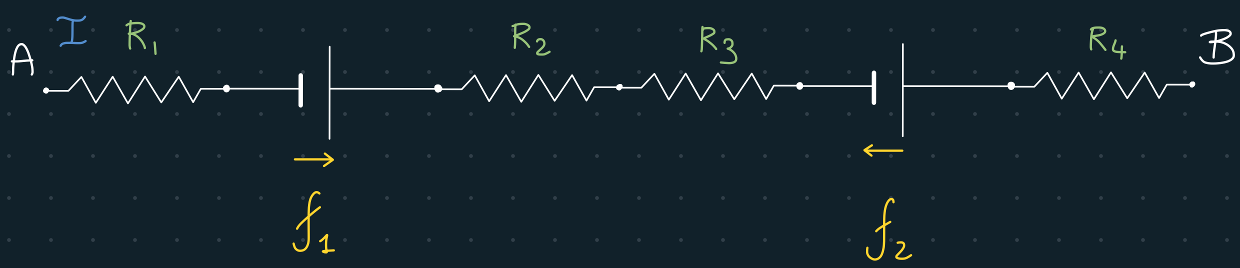
$\rightarrow$ $mx = RI = \Delta V$

La pendenza dipende da R

Legge di Ohm generalizzata

Lezione 32

Con generatori



$$V_A - IR_1 + f_1 - IR_2 - IR_3 - f_2 - IR_4 = V_B$$

Possiamo generalizzare il concetto:

$$V_A - V_B + \underbrace{\sum_i f_i}_{\text{Algebrica}} = \sum_i I R_i$$

Somma delle resistenze sul RAMO

* Vedi forza elettromotrice

Prima legge di Ohm in forma vettoriale

$$\begin{cases} V_A - V_B = R I \; * \\ V_A - V_B = -\int_A^B dV \; * = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{\ell} \end{cases}$$

* legge di Ohm

* infatti $-\int_A^B dV = -(V_B - V_A) = V_A - V_B$

Dal lavoro del campo elettrico: F2L24L30

→ Calcoliamo il differenziale:

$$\begin{cases} -dV = R\,dI \\ \uparrow\downarrow \\ -dV = \vec{E} \cdot d\vec{\ell} \end{cases} \Rightarrow R\,dI = \vec{E} \cdot d\vec{\ell}$$

→ Ci ricordiamo che

$$\begin{cases} R = \rho \cdot \dfrac{d\ell}{dS} \\ I = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS \Rightarrow dI = \vec{J} \cdot \hat{n} \cdot dS \end{cases} \Rightarrow \rho \frac{d\ell}{\cancel{dS}} \cdot \vec{J} \cdot \hat{n}\, dS = \vec{E} \cdot \cancel{dS} \cdot d\vec{\ell}$$

Battezziamo $\hat{n}\, d\ell = d\vec{\ell}$

$$\Rightarrow \rho \cdot \vec{J} \cdot \cancel{d\vec{\ell}} = \vec{E} \cdot \cancel{d\vec{\ell}} \rightarrow \boxed{\vec{E} = \rho \vec{J}}$$

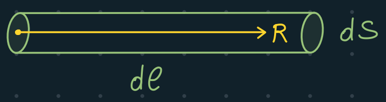
Seconda Legge di Ohm

Lezione 30/31

Quando il conduttore ha una sezione costante (Sbarra, filo, ...) possiamo calcolare la resistenza nel seguente modo:

$$R = \rho \frac{l}{S} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{S}$$

- ρ = Resistivita' elettrica $\rightarrow \sigma = \frac{1}{\rho}$
- S = Superficie della sezione
- l = Lunghezza valutata nella direzione di I



$$R = \rho \cdot \frac{dl}{dS}$$

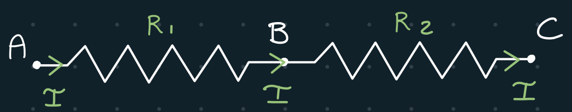
Forma alternativa

Considerazioni

- Minore e' la sezione del conduttore, maggiore sara' la resistenza.
- Maggiore sara' la lunghezza, maggiore sara' la resistenza.
- Maggiore sara' la resistivita', maggiore sara' la resistenza.

Resistenze nei circuiti

Resistenze in Serie



$$\begin{cases} V_A - \cancel{V_B} = R_1 I \\ \cancel{V_B} - V_C = R_2 I \end{cases} \Rightarrow V_A - V_C = I(R_1 + R_2) \quad (1)$$

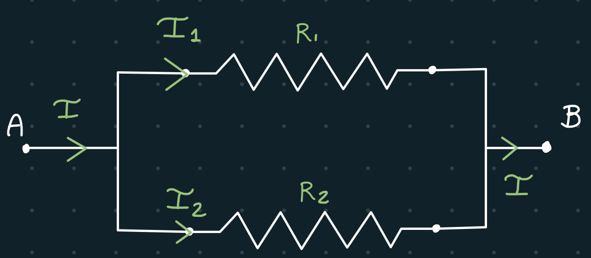
$$V_A - V_B = R_{EQ} I \quad (2)$$

$\rightarrow$ Confrontiamo la (1) con la (2)

$$\Rightarrow \boxed{R_{EQ} = R_1 + R_2}$$

Le resistenze in serie si SOMMANO.

Resistenze in Parallelo



$$V_A - V_B = R_{EQ} I \Rightarrow I = \frac{V_A - V_B}{R_{EQ}}$$

$$\begin{cases} V_A - V_B = R_1 I_1 \\ V_A - V_B = R_2 I_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{matrix} I_1 = \frac{V_A - V_B}{R_1} \\ I_2 = \frac{V_A - V_B}{R_2} \end{matrix} \Rightarrow I_1 + I_2 = V_A + V_B \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

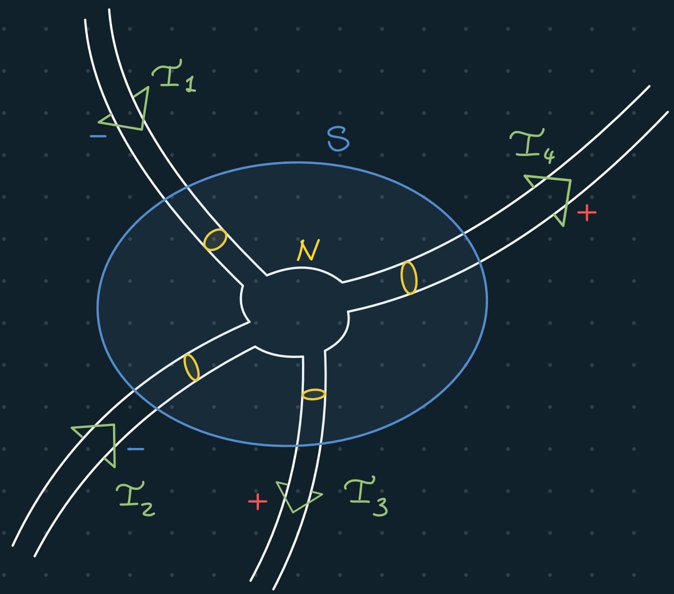
Resistenze in parallelo

$$\text{ma } I_1 + I_2 = I \Rightarrow \boxed{I = V_A - V_B \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)} \Rightarrow \boxed{\frac{1}{R_{EQ}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}}$$

$G = \frac{1}{R}$

Prima legge di Kirchhoff

Possiamo generalizzare il concetto precedente ad un NODO nel quale confluiscono più conduttori percorsi da corrente:

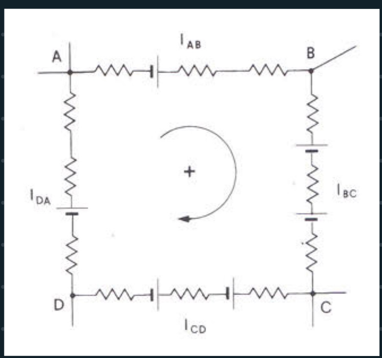


Definizione. In cond. stazionarie la SOMMA ALGEBRICA delle correnti uscenti da un nodo è NULLA.

$$\sum_{i \in A_N} I_i = \varnothing$$

Per convenzione consideriamo positive le correnti uscenti e negative quelle entranti.

Legge delle maglie di Kirchhoff



MAGLIA o LOOP

Dalla legge di Ohm generalizzata:

$$V_A - V_B + \sum_i f_i = \sum_i I R_i$$

Se $A = B$ (loop) $\Rightarrow V_A - V_B = 0$

$$\Rightarrow \boxed{\sum_i f_i = I \sum_i R_i}$$

Esempio a 2:25 Lezione 32

Effetto Joule

Lezione 31

Troviamo il lavoro: $dL = dq \cdot (V_A - V_B)$

Il lavoro si trasformerà in calore Q

Sappiamo che $I = \frac{dq}{dt} \Rightarrow dq = I\,dt \Rightarrow \boxed{dL = I\,(V_A - V_B) \cdot dt}$

→ Ricordando che la POTENZA è il Lavoro compiuto per unità di tempo:

$$P = \frac{dL}{dt} \Rightarrow \frac{dL}{dt} = I(V_A - V_B) \Rightarrow \underline{P = I(V_A - V_B)}$$

Step 1

Dalla Legge di Ohm: $V_A - V_B = R \cdot I \Rightarrow \boxed{P = I^2 R}$

Considerazioni

La Potenza dipende quindi dalla corrente e dalla Resistenza, ma la Resistenza dipende solo dalle proprietà del materiale? ρ

Sappiamo che $R = \rho \cdot \frac{\ell}{S}$ → oltre alle proprietà fisiche dipende anche dalla lunghezza e dalla superficie della Sezione considerata.

C'è Altro? Sì!

Maggiore è la TEMPERATURA del conduttore, maggiore sarà la resistenza;

Infatti: $\rho(T) = \rho_0 \cdot (1 + \alpha T)$

Temperatura in C°

Coefficiente

Resistività a $t = 0$ C°

Modello di Drude

Il modello di Drude si prefissa l'obbiettivo di trovare la legge di Ohm tramite delle formule, invece che sperimentalmente.

Il modello si fonda su 5 ipotesi

Hp 1: Si trascura l'interazione Elettrone - Elettrone

Hp 2: Si trascura l'interazione Elettrone - Ione

} APPROSSIMAZIONI

HP 3: Le collisioni tra elettroni e Ioni sono istantanee e cambiano la velocità dell'elettrone $\vec{v}_e \to \text{urto} \to \vec{v}_e'$ con $\vec{v}_e \neq \vec{v}_e'$

HP 4: Un elettrone si scontra con una Probabilità per unità di tempo:

$$\text{Probabilità: } P = \frac{1}{\tau} = \frac{dt}{\tau}$$

dove τ = tempo di rilassamento, ovvero il tempo che intercorre tra un urto ed un altro.

HP 5. La velocità posseduta dall'elettrone dopo lo scontro dipende UNICAMENTE dalla TEMPERATURA nel luogo in cui e^- è avvenuto l'urto, e non dalla velocità precedente.

Definite le ipotesi Iniziamo con la DIMOSTRAZIONE

Ricordiamo le formule

$$\begin{cases} \vec{E} = \rho \vec{J} \quad ② \quad \text{Legge di Ohm Vettoriale} \\ \vec{J} = n q \vec{v} \to \text{se } q = -e \Rightarrow J = -n e \vec{v} \quad ① \end{cases}$$

Resistività

elettrone

numero di cariche nel Volume N/V

"Sappiamo" che il campo elettrico accelera le cariche, quindi:

- $\vec{E} = 0 \to \vec{v} = \vec{v}_0$ La velocità non cambia
- $\vec{E} \neq 0 \to \vec{v} = \vec{v}_0 + a t$ La carica viene accelerata

Siccome $F = m \cdot a \to a = \frac{F}{m} \leftarrow F = q \cdot \vec{E}$, $q = -e \Rightarrow F = -e\vec{E}$

ottenia mo: $$\vec{v} = \vec{v}_0 - \frac{e\vec{E}}{m} \cdot t$$

Calcoliamo la velocità finale MEDIA $\langle v \rangle$

Caso 1: $\vec{E} = 0 \Rightarrow \langle \vec{v} \rangle = \langle \vec{v}_0 \rangle - \langle \cancel{\frac{e\vec{E}}{m}} \rangle \cdot t = \langle \vec{v}_0 \rangle$ $\vec{E} = 0$

ma se $\vec{v}_0 \in (-\infty, +\infty) \rightarrow \langle \vec{v}_0 \rangle = \varnothing$

$\Rightarrow \langle \vec{v} \rangle = 0$ con $\vec{E} = \varnothing$

Caso 2. $\vec{E} \neq \varnothing \Rightarrow \langle \vec{v} \rangle = \cancel{\langle \vec{v}_0 \rangle}^{\,0} - \langle \underbrace{\frac{e\vec{E}}{m}}_{cost} t \rangle = -\frac{e\vec{E}}{m} \langle t \rangle$ Tempo medio di rilassamento

$\rightarrow \langle \vec{v} \rangle = -\frac{e\vec{E}}{m} \tau$

Siccome ① $\vec{J} = -n e \vec{v} \rightarrow \vec{J} = -n \cdot e \cdot \langle \vec{v} \rangle$

$\rightarrow$ Sostituisco a $\langle \vec{v} \rangle$ in $\vec{J} \rightarrow \vec{J} = -n \cdot e \cdot (-) \frac{e\vec{E}}{m} \cdot \tau \Rightarrow \vec{J} = +\frac{ne^2\vec{E}}{m}\tau$ A

Siccome ② $\vec{E} = \rho \vec{J} \rightarrow \vec{J} = \frac{\vec{E}}{\rho}$ B

Uguagliamo A e B $\rightarrow \frac{\cancel{\vec{E}}}{\rho} = \frac{n \cdot e^2 \cancel{\vec{E}}}{m} \tau \rightarrow \tau = \frac{m}{ne^2\rho}$ ©

Tiriamo le Somme

Proviamo a calcolare la distanza percorsa da un elettrone prima di subire un urto:

Dalle misure sperimentali di ρ sappiamo che a $T = 300\,K$, l'ordine di grandezza di τ è 10^{-14}, 10^{-15}. (ottenuto dalla c)

Dalla Hp. 5 sfruttiamo il Teorema di equipartizione dell'energia che ci dice che ad ogni particella viene associata un'energia:

$E = \frac{1}{2} k T$

Energia; costante di Boltzmann; temperatura

* Ogni grado di libertà (ASSE) contribuisce all'energia cinetica Totale:

$x, y, z \rightarrow 3 \cdot \frac{1}{2} kT \rightarrow E = \frac{3}{2} kT$

Muovendosi, gli elettroni possegono anche Energia Cinetica: $E = \frac{1}{2} m v^2$

Quindi: $\frac{3}{\cancel{2}} kT = \frac{1}{\cancel{2}} m v^2 \rightarrow 3kT = m v^2$ Siccome stiamo ragionando per velocità media $\langle v \rangle$:

$\rightarrow 3kT = m \langle v^2 \rangle$

$\Rightarrow \quad \langle v \rangle = \sqrt{\dfrac{3KT}{m}} \cong 10^{7}\ cm/s$

Siccome $\quad S = v \cdot t \;\rightarrow\; \ell = \langle v \rangle \cdot \tau \cong 10^{-7}\ cm \quad o \quad 10^{-8}\ cm$

Morale della favola

gli atomi hanno dimensioni $\in (10^{-8}, 10^{-7})\ cm$, che sono proprio le grandezze trovate dai nostri calcoli Teorici.

$\rightarrow$ Il modello di Drude funziona!

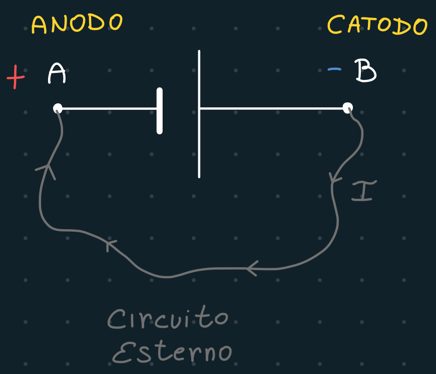
Forza Elettromotrice

Per comprendere a pieno il concetto, partiamo col definire alcuni componenti di un circuito:

RESISTORE

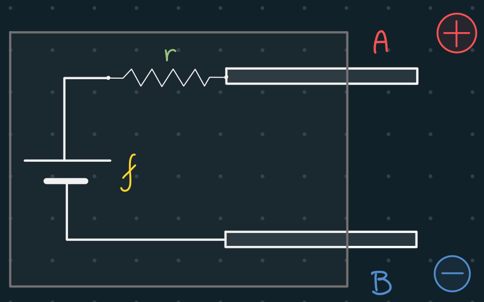
L'averamo già incontrato; esso è descritto dalla legge di Ohm: $V_A - V_B = I \cdot R$

GENERATORE Ideale



Il generatore ideale non ha resistenza Interna

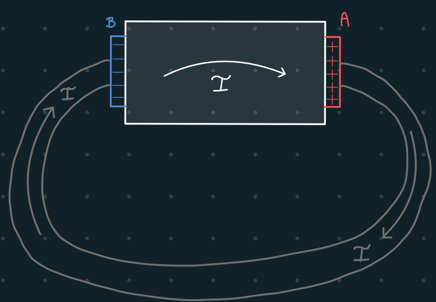
GENERATORE Reale



Il generatore Reale ha una resistenza interna indicata con r.

f è la forza elettromotrice del generatore

La F.E.M.



Dato un circuito CHIUSO collegato ad un generatore possiamo calcolare il Lavoro per spostare una carica nel circuito:

$$L = \int_A^B \vec{E} \cdot q \cdot dl$$

Ma siccome $A = B \rightarrow$ ed è chiuso $\Rightarrow$ $\boxed{L = q \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \emptyset}$

Definiamo fem il rapporto tra il lavoro per spostare la carica e la carica stessa:

$$\rightarrow \quad \boxed{f = \frac{L}{q} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} \neq \emptyset}$$

Unità di misura

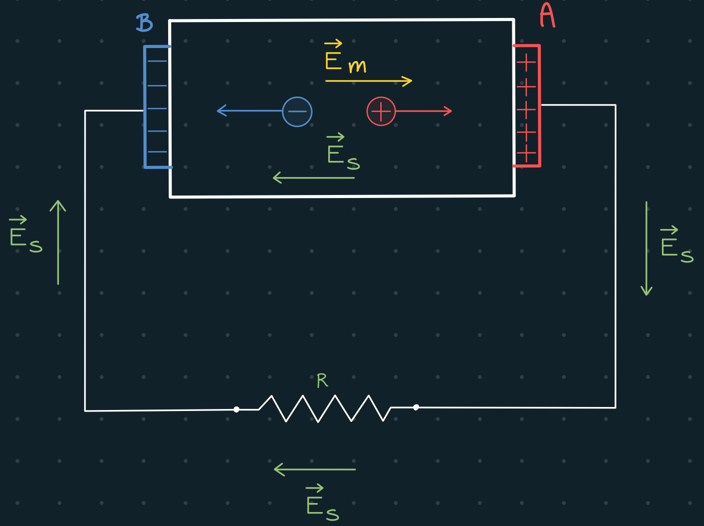
$$\frac{L}{q} \equiv \frac{W}{C} = \text{Volt}$$

Perche' f non puo' essere zero ?

E' chiaro che parte dell'energia delle cariche in moto viene CONVERTITA in altre forme di energia, come il CALORE.

$\Rightarrow$ Il campo totale $\vec{E}$ presente nel circuito non puo' essere CONSERVATIVO.

Il campo Elettrostatico ed elettromotore



Il campo Elettrostatico $\vec{E}_s$ e' sia interno che esterno al generatore.

Esso e' generato dall'accumolo di cariche ai morsetti del generatore.

Per CONVENZIONE e' diretto dall'anodo al catodo.

Quando pero' le cariche si bilanciano (sui morsetti) la corrente smette di fluire !

Il compito del generatore e' quello di riportare le cariche positive (dal morsetto negativo) sul morsetto positivo; questo si verifica grazie al CAMPO ELETTROMOTORE $\vec{E}_m$.

In FORMULE...

Dall'elettrostatica sappiamo che $\int_A^B \vec{E}\cdot d\vec{e} = V_A - V_B$

Ma se $A = B \Rightarrow \oint \vec{E}\cdot d\vec{e} = \emptyset$

$\Rightarrow$ Deve esserci un campo NON CONSERVATIVO oltre a $\vec{E}_s$

In fatti : $f = \oint \vec{E}\cdot de = \underbrace{\int_A^B \vec{E}_s}_{\text{ESTERNO}} + \underbrace{\int_B^A (\vec{E}_m + \vec{E}_s)\cdot d\vec{e}}_{\text{Interno Al generatore}}$

$$= \cancel{\int_A^B \vec{E}_s\, d\vec{e}}_{\emptyset} + \cancel{\int_B^A \vec{E}_s\, d\vec{e}}_{\emptyset} + \int_B^A \vec{E}_s \cdot d\vec{e}$$

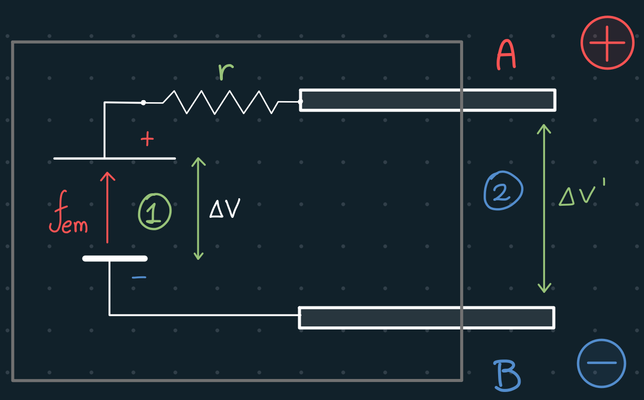
Quindi : $f_{em} = \int_B^A \vec{E}_m\, d\vec{e}$ Siccome $f_{em} = \frac{L}{q}$

Possiamo scrivere $\boxed{L = q\cdot \int_B^A \vec{E}_m \cdot d\vec{e}}$

OVVERO Il LAVORO che il campo elettromotore compie per portare la carica q da B ad A

Misurare la forza elettromotrice

1. Misuriamo ΔV ai morsetti del generatore:



Quando il generatore é REALE, la resistenza interna causa una CADUTA DI TENSIONE che va ad abbassare la differenza di potenziale ai morsetti effettivi del generatore:

$$\underbrace{V_A' - V_B'}_{\Delta V \text{ in } ②} = \underbrace{(V_A - V_B)}_{\Delta V \text{ in } ①} - \underbrace{I r}_{-\Delta V''} = f_{em} - I r$$

"Attenuazione"

Cosa accade alla corrente?

Per la legge di Ohm: $\Delta V = R I$

$$\Rightarrow \Delta V' = f_{em} - I r = I R \Rightarrow f_{em} = I(R + r)$$

Isolando la corrente: $\boxed{I = \dfrac{f_{em}}{R + r}}$

Cosa accade alla differenza di potenziale?

Applichiamo nuovamente Ohm: $\Delta V = I R \rightarrow I = \dfrac{\Delta V}{R}$

$$\Rightarrow \frac{\Delta V}{R} = \frac{f_{em}}{R + r} \Rightarrow \boxed{\Delta V = \frac{R}{R + r} f_{em}}$$

Morale della favola

Quando la res interna $r = 0$ $\rightarrow \Delta V = \dfrac{\overset{1}{\cancel{R}}}{\cancel{R + \underset{0}{r}}} f \rightarrow f_{em} = \Delta V$

Questo avviene SOLO QUANDO IL GENERATORE E' IDEALE.

Formulario corrente elettrica Stazionaria

Corrente elettrica • $I = \frac{dQ}{dt}$ [Ampère] = [A]

Densità di corrente • $\vec{J} = n q \vec{v}$ [A/m^2]

$\Rightarrow$ • $I = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{S}$

Conservazione della Carica elettrica

• $-\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dV = \int_S \vec{J} \cdot n \cdot d\vec{S}$

• $\nabla \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = \emptyset$ * ottenuta applicando il teorema della divergenza

Legge di Ohm

$V_A - V_B = R I$ $[R] = [Ohm] = [\Omega]$

$R = \rho \cdot \frac{l}{S}$ * Se la sezione é costante

In forma vettoriale : $\vec{E} = \rho \cdot \vec{J}$

Forza elettromotrice

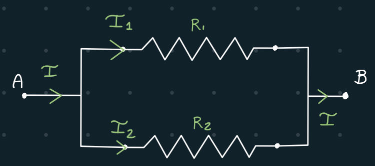
$f = \frac{L}{q} = \frac{[J]}{[C]} = \text{Volt}$

$f = \int_B^A \vec{E}_m \cdot d\vec{e} = V_A - V_B \Big|_{\text{circuito Aperto}}$

Resistenze in serie

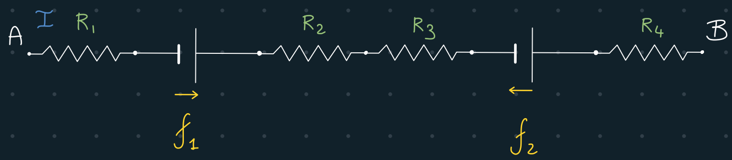
$R_{eq} = R_1 + R_2$

Resistenze in parallelo



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

Legge di Ohm generalizzata



$I: A \rightarrow B$

$$V_A + V_B + \sum_i f_i = \sum_i I R_i$$

II legge di Kirchhoff sulle maglie

Nei loop la differenza di potenziale è zero : $A \equiv B \Rightarrow V_A - V_B = \varnothing$

$$\Rightarrow \sum_i f_i = \sum_i I R_i$$