Solenoide ideale

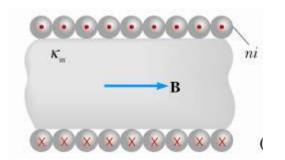
$$B_{0} = \mu_{0}ni$$

$$B_{0} = \mu_{0}ni$$

$$B_{0} = \kappa_{m}$$

$$B_{0} = \kappa_{m}$$

Inseriamo un materiale nel solenoide



 K_m Permeabilità magnetica relativa

$$B=\kappa_m B_0 = \kappa_m \mu_0 ni$$
 $\mu=\kappa_m \mu_0$ Permeabilità magnetica assoluta $B=\mu mi$

Solenoide ideale in presenza di un materiale

$$B = \mu mi$$

Tutte le leggi della magnetostatica valgono anche nei materiali

$$\mu_0 \Rightarrow \mu$$

$$\vec{B} = \frac{\mu i}{4\pi} \oint \frac{d\vec{s} \times \hat{u}_r}{r^2}$$

$$B_{filo} = rac{\mu i}{2\pi R} \hat{u}_{\phi}$$

$$\Gamma = \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu i_{concatenax}$$

La variazione di campo dovuta alla presenza del mezzo è:

$$B_m = B - B_0 = (\kappa_m - 1) \, B_0$$

$$\chi_m = (\kappa_m - 1) \, ext{Suscettività magnetica}$$

Possiamo riscrivere il campo totale come:

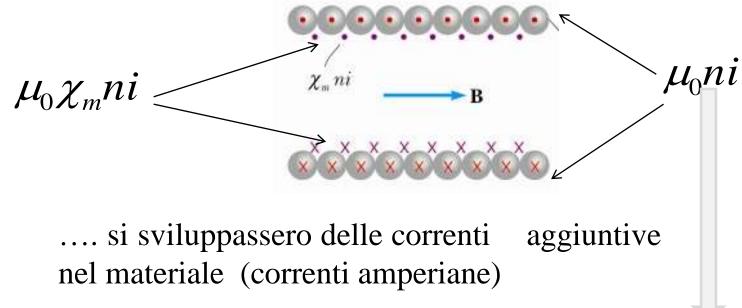
$$B = B_0 + B_m = B_0 + \chi_m B_0$$

$$B = \mu_0 ni + \mu_0 \chi_m ni$$

Contributo della corrente di conduzione

Contributo del mezzo

E' come se....



Campo di magnetizzazione.

Dipende dal materiale

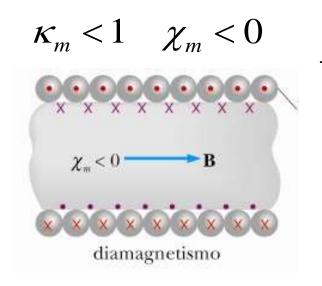
$$\mathbf{M} = \chi_m ni$$

Campo magnetico.

Dipende dalla corrente di conduzione

$$H = ni$$

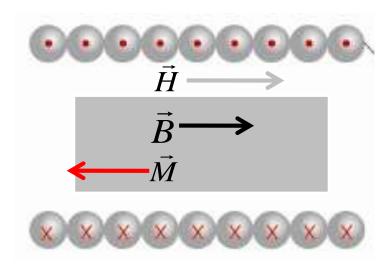
$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$$



$$\frac{B}{R_{\circ}}$$
 < 1

Il campo totale diminuisce

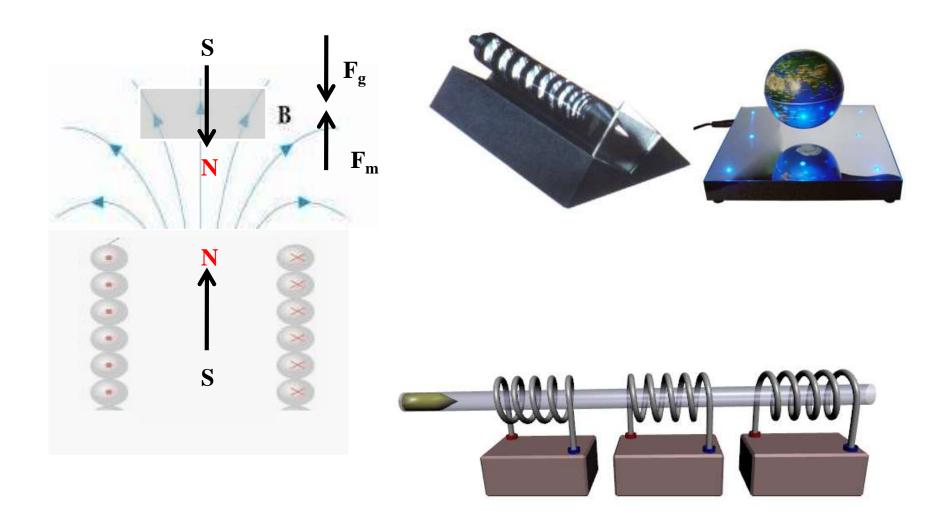
Correnti amperiane opposte alla corrente di conduzione

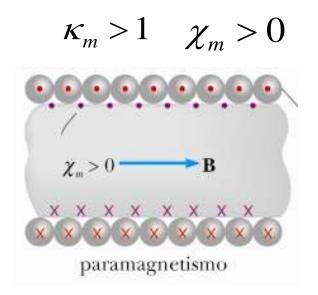


Il materiale sente una forza verso destra

Sostanza	μ_r	
Acqua e Rame	0.99999	
Argento	0.99998	
Bismuto	0.99982	
Mercurio	0.99997	

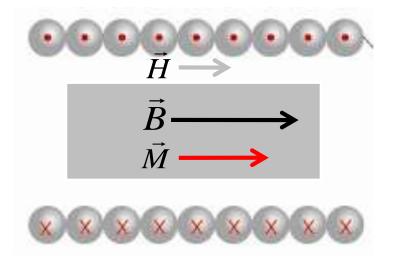
Levitazione magnetica





$$\frac{B}{B_0} > 1$$
 Il campo totale aumenta

Correnti amperiane concordi alla corrente di conduzione

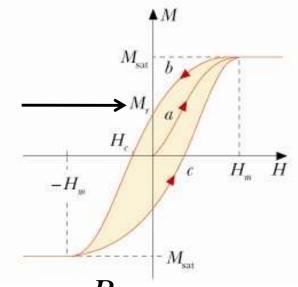


Il materiale sente una forza verso sinistra

μ_r
1.00002
1.0000004
1.00033
1.00133

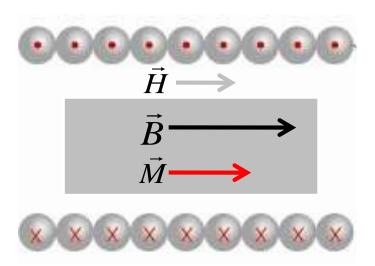
Sostanze ferromagnetiche

 $\kappa_m >> 1$ dipende dal campo

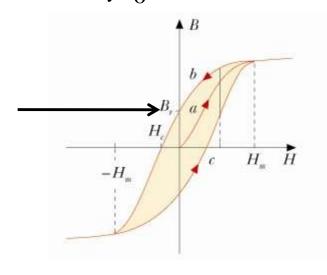


$$M = \frac{B}{\mu_0} - H$$

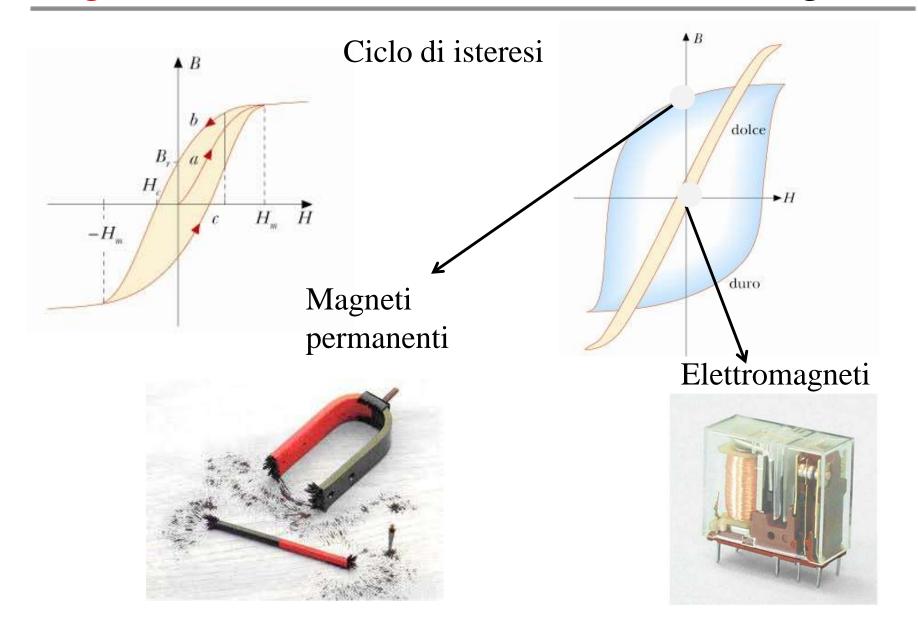
Anche se si spengono le correnti, resta una magnetizzazione residua e quindi un campo omagnetico



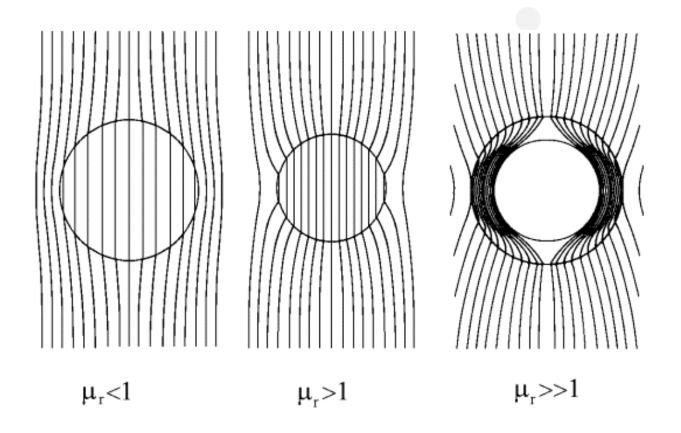
$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$$



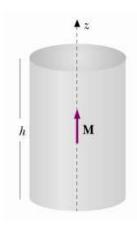
Sostanze ferromagnetiche



Schermo magnetico

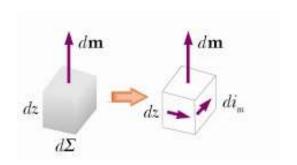


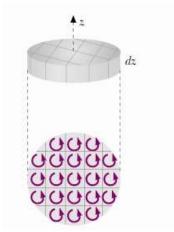
Il vettore magnetizzazione

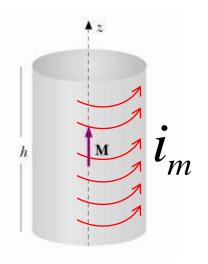


Materiale magnetizzato

E' come se fosse costituito da tanti piccoli dipoli magnetici







Materiale magnetizzato

E' come la superficie del materiale fosse percorsa da una corrente di magnetizzazione i_m

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}$$

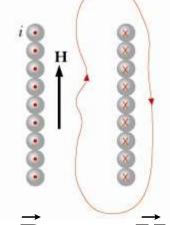
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 (i_{cond} + i_{mag})$$

Nel vuoto

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

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = i_{cond}$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = i_{cond}$$



conduzione

 $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$

Nel materiale

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu i_{cond}$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = i_{cond}$$



$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{M}=\chi_{m}\vec{H}$$

Nel vuoto

$$\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{\Sigma} = \frac{q_{\text{int}}}{\varepsilon_0}$$

$$\oint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma} = 0$$

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

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

Nel materiale

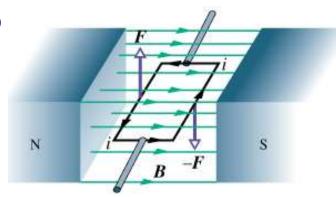
$$\oint_{\Sigma} \vec{D} \cdot d\vec{\Sigma} = q_l$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{s} = i_{cond}$$

Induzione Magnetica

Una spira percorsa da corrente e immersa in un campo magnetico è soggetta ad un momento torcente.

una spira (senza corrente) soggetta a momento torcente ed immersa in campo magnetico. Quando si muove che succede?

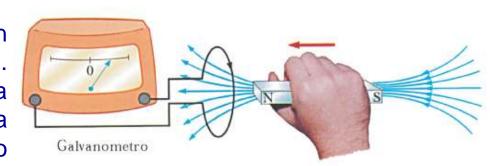


Comparirà una corrente nella spira. Il teorema che spiega questa situazione è descritto dalla Legge di Faraday.

I due esperimenti che saranno alla base della legge di Faraday sono i seguenti:

I' ESPERIMENTO

Abbiamo una spira collegata ad un amperometro ed un magnete permanente. Se entrambi sono fermi non si osserva nessun passaggio di corrente. Tuttavia appena avviciniamo il magnete alla spira (o lo allontaniamo) compare una corrente.

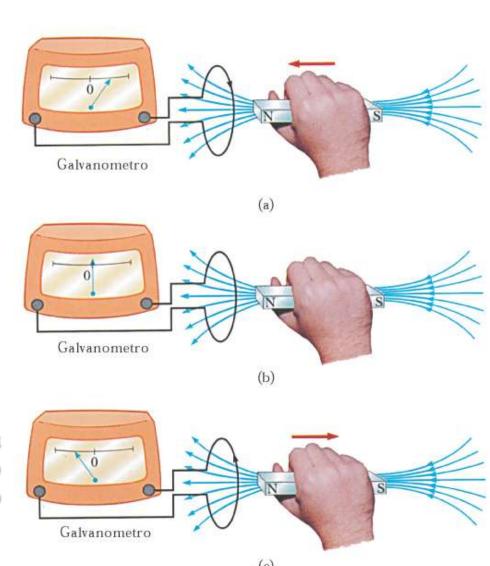


I' ESPERIMENTO

Le osservazioni stabiliscono che:

- C'è corrente solo se c'e un moto relativo tra spira e magnete. La corrente scompare se il moto relativo cessa
- un movimento più veloce fornisce una corrente più intensa
- il verso della corrente dipende anche dal segno del polo magnetico che si muove

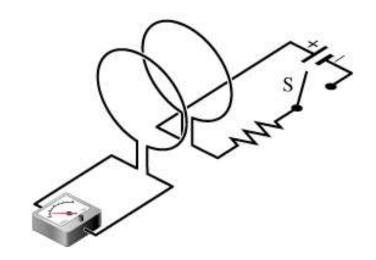
Questa corrente che compare nella spira si chiama indotta e attribuiamo la corrente ad una f.e.m. nel circuito che chiameremo f.e.m. indotta



II° ESPERIMENTO

Consideriamo due spire vicine tra loro una delle quali e collegata ad un generatore di f.e.m. tramite un interruttore.

Appena colleghiamo la spira, se la corrente e variabile con il tempo si osserva una f.e.m. indotta sull'altra spira. Viceversa se la corrente e stazionaria non c'e f.e.m indotta.



Legge dell'induzione di Faraday

La legge di Faraday spiega le precedenti osservazioni mettendo in relazione la quantità di linee di campo (ovvero il flusso) che attraversano la spira e in particolare la variazione nel tempo di questa quantità con la f.e.m. indotta.

Definiamo il flusso del campo magnetico attraverso una superficie di area A (che è quella della spira)

$$\Phi_{\scriptscriptstyle B} = \oint \vec{B} \bullet d\vec{A}$$

Legge dell'induzione di Faraday II

$$\Phi_{\scriptscriptstyle B} = \oint \vec{B} \bullet d\vec{A} \qquad \text{II flusso si misura in Weber} \qquad \Longrightarrow Wb = T \cdot m^2$$

La f.e.m. indotta in una spira è uguale alla derivata temporale cambiata di segno del flusso magnetico attraverso la spira

$$\mathsf{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$
 Da moltiplicare per N se abbiamo N spire sovrapposte

Questa variazione si può ottenere in diversi modi che producono sempre una variazione di flusso nel tempo:

- o B varia con il tempo;
- Varia l'area della spira o la parte di area immersa nel campo magnetico;
- Varia l'orientazione della spira rispetto al campo magnetico
- Varia l'area della spira o la parte di area immersa nel campo magnetico

Legge di Lenz

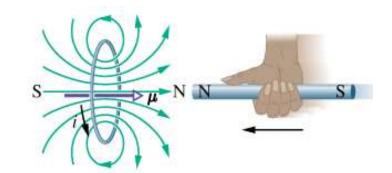
La corrente indotta dalla spira ha un verso tale che il campo magnetico generato dalla stessa corrente indotta si oppone alla variazione di campo magnetico che l'ha prodotta.

La legge di Lenz è quella che motiva il segno meno, ed è dovuta al principio di conservazione dell'energia.

$$\mathsf{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

Se per assurdo non fosse così (ovvero la corrente indotta fosse favorevole) allora il campo magnetico dovuto alla corrente indotta sarebbe esattamente parallelo al centro della spira a quello esterno.

Una spira percorsa da corrente è equivalente ad un dipolo magnetico, quindi in questo caso la spira attirerebbe a se il magnete accelerandolo e quindi con un aumento di energia cinetica.

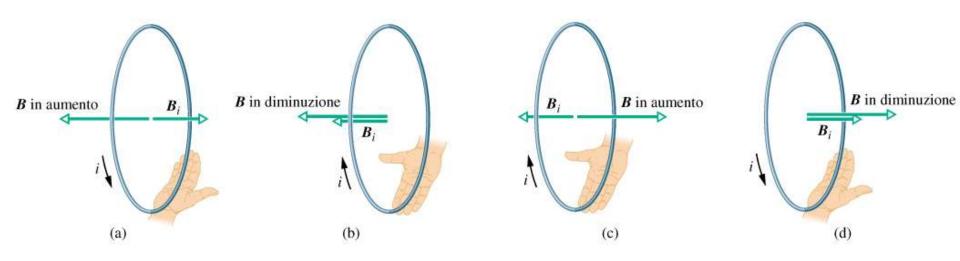


Se così fosse avremmo una violazione della conservazione dell'energia

Legge di Lenz II

Quindi se il flusso del campo magnetico attraverso la spira aumenta

Si genera una corrente nella spira tale che il campo magnetico prodotto da questa corrente genera un flusso attraverso la spira tale da opporsi alla variazione di flusso iniziale



Induzione e trasferimento di energia

Una spira (di resistenza equivalente R) viene estratta da una regione con campo magnetico **B** uniforme. Determiniamo la f.e.m. e la corrente *i* indotta nella spira, ed il verso di percorrenza di *i*

F.e.m. indotta (Faraday)

$$\Phi_B = BLx$$

$$\mathsf{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -BL\frac{dx}{dt} = -BL(-v)$$

$$i = \frac{\mathsf{E}}{R} = \frac{BLv}{R}$$

Potenza dissipata

$$P = \mathbf{E} \cdot i = \frac{(BLv)^2}{A}$$

La corrente ha verso orario nella spira: il flusso di B diminuisce, la legge di Lenz richiede che la corrente indotta crei un campo B' che rafforzi B

Chi compie lavoro? Vi è una forza efficace con verso ← dovuta alla corrente.

$$|\vec{F}| = |i\vec{L} \times \vec{B}| = iLB$$

$$P = \vec{F} \cdot \vec{v} = -Fv = -(iLB)v = -\frac{(BLv)^2}{R}$$

La potenza in ingresso uguaglia la potenza dissipata dalla resistenza

Campi elettrici indotti

Come possiamo interpretare la Legge di Faraday?

Consideriamo una qualunque spira (ad es. circolare) su cui un campo elettrico compia un lavoro sulle cariche. Il lavoro compiuto per far percorrere lungo un circuito una carica q e':

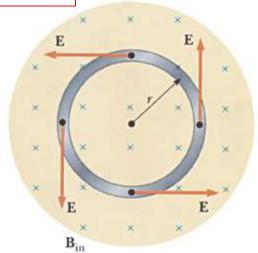
$$\oint \vec{F} \bullet d\vec{s} = q \oint \vec{E} \bullet ds = q \cdot \mathsf{E}$$

Se e' una variazione del flusso del campo magnetico a fornire la forza elettromotrice, allora il lavoro per unità di carica e' esattamente:

$$\mathsf{E} = \oint \vec{E} \bullet d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

Un campo magnetico variabile produce un campo elettrico!

L'affermazione vale anche se la spira conduttrice non c'e (la spira serve solo a manifestare la corrente) in quanto i campi permeano tutto la regione di spazio.



Campi elettrici indotti II

Tuttavia a differenza dei campi elettrostatici questi campi indotti hanno linee di campo circolari che si avvolgono attorno a B. Di conseguenza non partono da cariche ma si chiudono su se stesse.

<u>Attenzione</u>: il campo elettrico prodotto dalla variazione di Φ_B ha carattere completamente differente dai campi elettrostatici. Quelli sono infatti conservativi, ossia godono della proprietà:

$$\oint \vec{E}_{statico} \bullet d\vec{s} = \int_{A}^{B} \vec{E}_{statico} \bullet d\vec{s} + \int_{B}^{A} \vec{E}_{statico} \bullet d\vec{s} = 0$$

Mentre nel caso di campi elettrici indotti:

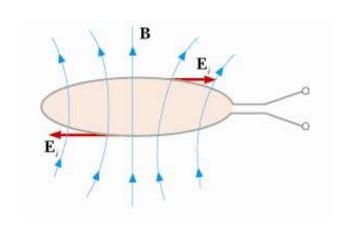
$$\mathsf{E} = \oint \vec{E} \bullet d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

Il potenziale elettrico ha significato soltanto per i campi elettrici che sono prodotti da cariche statiche; esso non ha alcun significato per i campi elettrici che sono prodotti da induzione

Campi variabili nel tempo

Legge di Faraday Lentz

Forza elettromotrice indotta

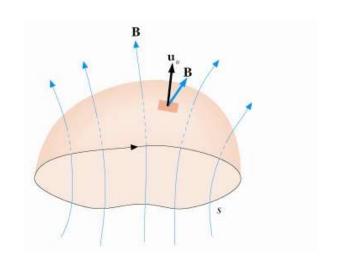


$$\begin{split} \mathcal{E}_i &= -\frac{d\Phi(B)}{dt} \qquad \Phi(B) = \int\limits_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma} \\ i &= \frac{\mathcal{E}_i}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi(B)}{dt} \end{split}$$

Campo elettrico indotto non conservativo

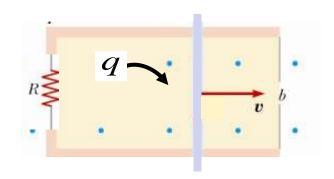
$$\oint \vec{E}_i \cdot d\vec{s} = \varepsilon_i$$

$$\oint \vec{E}_i \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi(B)}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma}$$



Campi variabili nel tempo

Legge di Felici



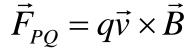
$$i = \frac{\mathcal{E}_i}{R} = -\frac{1}{R} \frac{d\Phi(B)}{dt}$$

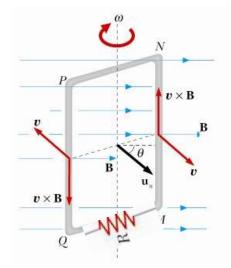
$$q = \int_{t_1}^{t_2} i(t)dt = -\frac{1}{R} \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\Phi = \frac{\phi_1 - \phi_2}{R}$$

Generatori di corrente



Una spira rettangolare di lato b ruota con velocità angolare ω costante attorno ad un asse verticale, in un campo magnetico B uniforme e costante orizzontale, perpendicolare all'asse di rotazione.

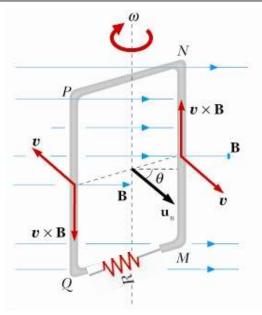




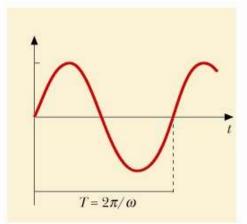
$$\vec{F}_{MN} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

Campi variabili nel tempo

Generatori di corrente



$$\varepsilon_{i} = 2vBbsen\theta$$



$$\vec{F}_{MN} = q\vec{v} \times \vec{B} = q \cdot E_i$$

$$\varepsilon_{MN} = \int_{M}^{N} \vec{E}_{i} \cdot d\vec{s} = \int_{M}^{N} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{s} = vBbsen\theta$$

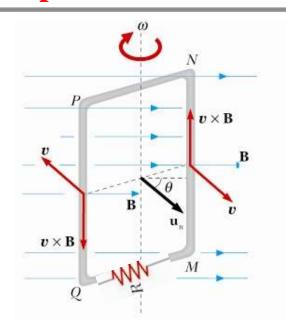
$$\varepsilon_{PQ} = \int_{P}^{Q} \vec{E}_{i} \cdot d\vec{s} = \int_{M}^{N} (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{s} = vBbsen\theta$$

$$\varepsilon_i = 2\omega \frac{b}{2}Bbsen\omega t = \omega \Sigma Bsen\omega t$$

$$i = \frac{\omega \Sigma B}{R} sen\omega t$$

Campi variabili nel tempo

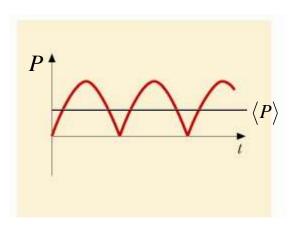
Generatori di corrente



$$\Phi(B) = \int_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma} = B\Sigma \cos\theta$$

$$\varepsilon_{i} = -\frac{d\Phi}{dt} = \omega \Sigma B sen\omega t$$

$$\varepsilon_{\max} = \omega \Sigma B$$



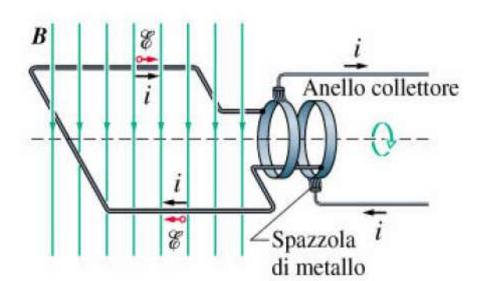
$$P = \varepsilon_{i}i = \frac{\varepsilon_{\text{max}}^{2}}{R} sen^{2}\omega t$$

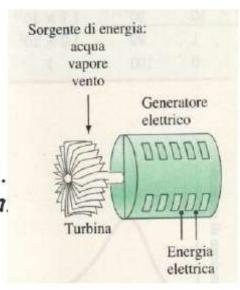
$$\langle P \rangle = \frac{\varepsilon_{\text{max}}^{2}}{2R}$$

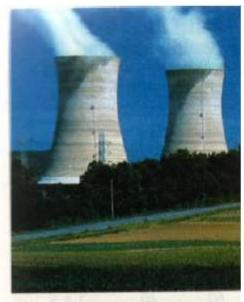
Generatore Elettrico



Principio fondamentale su cui si basa il generatore c.a. trasformare energia di qualche tipo in energia elettrica. La spira è rotante nel campo magnetico esterno. Con accorgimenti tecnici, la corrente indotta viene raccolta e trasferita verso gli utilizzatori.







Induttori ed Induttanze

Il dispositivo che produce un campo magnetico e immagazzina energia sotto forma di campo magnetico è detto induttore. Un prototipo di questo è il solenoide ed il simbolo dell'induttore (o induttanza) ricorda il solenoide

Se stabiliamo una corrente nell'induttore compare un campo magnetico al suo interno e di conseguenza un flusso di campo magnetico su se stesso. Definiamo come induttanza il rapporto

$$L = \frac{N\Phi_B}{i}$$

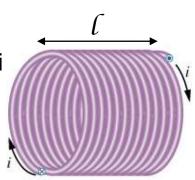
Nel SI il coefficiente di auto(mutua) induzione (L, M) ha un nome proprio, henry (H). Poiché il flusso di B si misura in Tesla m²

Induttanza del Solenoide

Per il solenoide $B=\mu_0 n\cdot i$ ed è diretto secondo l'asse quindi

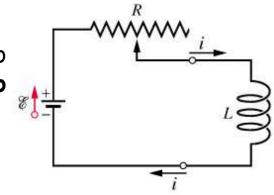
$$N\Phi_B = NBA = (nl)\mu_0 n \cdot iA \quad \square \qquad L = \mu_0 n^2 lA$$

A è la sezione del solenoide



Auto-induzione

Una corrente indotta da un campo B variabile in un circuito può perturbare anche il circuito primario stesso (fenomeno di autoinduzione):

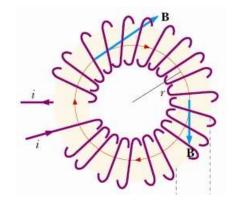


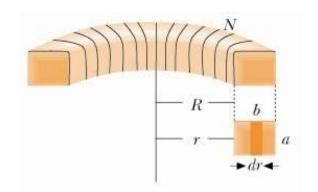
- 1. In un circuito I(t) origina un B variabile
 - 2. Lo stesso circuito, abbraccia una parte $\,$ delle linee di B generate, per cui il Φ_B concatenato varia col tempo
 - 3. La variazione di $\Phi_{\rm R}$ induce una $\it fem$ variabile
 - 4. La fem tende ad opporsi alla corrente che fluisce nel circuito primario

Per cui si ha:

$$\Phi_B = Li$$
 e $\mathsf{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$ $\mathsf{E} = -L\frac{di}{dt}$

Di conseguenza se nel circuito cambia per qualche motivo la corrente esso autogenera una f.e.m. che si oppone alla variazione. L= coefficiente di autoinduzione (*autoinduttanza* del circuito)





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

$$\Phi = N \int_{R}^{R+b} \frac{\mu_0 Ni}{2\pi r} a dr = \frac{\mu_0 N^2 ai}{2\pi} \ln(\frac{R+b}{R})$$

$$L = \frac{\mu_0 N^2 a}{2\pi} \ln(\frac{R+b}{R})$$

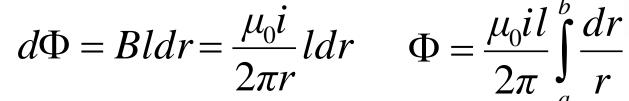
Campi variabili nel tempo

Cavo coassiale



Fra i due conduttori

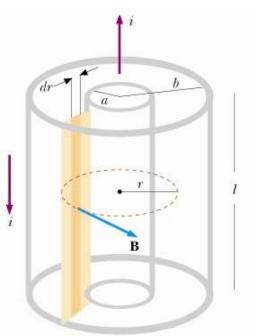
$$B(r) = \frac{\mu_0 \iota}{2\pi r}$$



$$\Phi = \frac{\mu_0 i l}{2\pi} \ln \frac{b}{a}$$

$$\Phi = \frac{\mu_0 i l}{2\pi} \int_{-\infty}^{b} \frac{dr}{r}$$

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{b}{a}$$
 Per unità di lunghezza

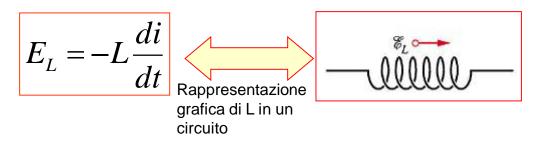


Circuiti RL

Consideriamo il circuito in figura e supponiamo che, inizialmente il deviatore si trovi nella posizione centrale. Supponiamo poi che a un certo istante, t = 0, il deviatore venga commutato nella posizione a.

Come varia nel tempo la corrente i che scorre nel circuito? Come variano nel tempo le differenze di potenziale ΔV_L ?

Dalla Legge di Faraday deriva che se in una bobina varia l'intensità di corrente, si genera in essa un f.e.m. indotta (autoinduzione). Il coefficiente L varia con la geometria del circuito: L può venir fatta divenire grande (ad es., utilizzando una bobina), o resa piccola ma in generale non è mai nulla



Se all'istante t = 0 il circuito è collegato in "a" si ha i(0) = 0.

Circuiti RL 11

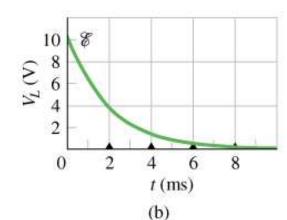
Anche un semplice circuito con una sola resistenza ha in realtà una piccola autoinduttanza L, che genera una sorta di forza contro-elettromotrice. Applicando la Legge delle maglie::

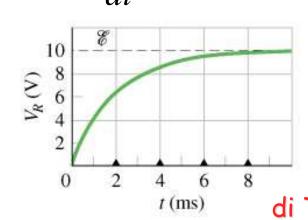
$$\mathsf{E} - \Delta V_R - \Delta V_L = 0 \qquad \qquad \mathsf{E} - Ri - L\frac{di}{dt} = 0$$

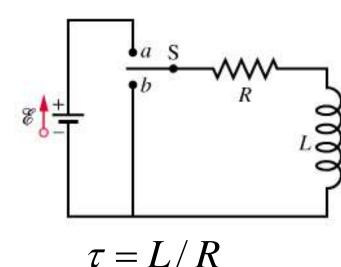
Operando in maniera analoga al caso del circuito RC si ottiene:

$$i(t) = \frac{\mathsf{E}}{R} \left(1 - e^{-\frac{Rt}{L}} \right) \qquad V_R = Ri = \mathsf{E} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right)$$

$$V_L = -L \frac{di}{dt} = -\mathsf{E} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$







Prende il nome di Costante di Tempo induttiva del Circuito

Circuiti RL III

Ricapitolando:

$$V_{R}(t) = \mathbf{E} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right)$$

$$V_{L}(t) = -\mathbf{E} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$

$$i(t) = \frac{\mathbf{E}}{R} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right)$$

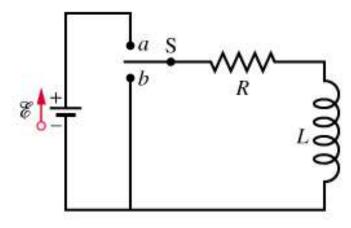
$$V_{R}(t) = ---- \to \mathbf{E}$$

$$V_{L}(t) = ---- \to 0$$

$$i(t) = ---- \to \frac{\mathbf{E}}{t \to \infty}$$

Si noti che la caduta di potenziale ai capi dell'induttanza diminuisce nel tempo tendendo a 0.

Un'induttanza all'inizio si comporta in modo da contrastare la variazione di corrente che la attraversa. Dopo un certo tempo di comporta come un conduttore di resistenza nulla (condizione di corto circuito)



Circuiti RL N

Supponiamo ora che, inizialmente, il deviatore si trovi nella posizione a. Ad un certo istante, ${\bf t}={\bf 0}$, il deviatore venga commutato nella posizione ${\bf b}$, si ha $i(0)={\bf E}/R$

Operando in maniera analoga al caso del circuito RC si ottiene:

$$i(t) = \frac{\mathsf{E}}{R} e^{-\frac{Rt}{L}} \qquad V_R = Ri = \mathsf{E} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$

$$\mathsf{Ricapitolando:}$$

$$V_R(t) = \mathsf{E} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$

$$i(t) = \frac{\mathsf{E}}{R} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$

$$i(t) = -\frac{\mathsf{E}}{L} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$

$$i(t) = -\frac{\mathsf{E}}{L} \cdot e^{-\frac{R}{L}t}$$

Energia immagazzinata in B

Analogamente al caso del campo ${f E}$, in una ${\it regione in cui vi e' campo B è accumulata}$ $\underline{\textit{energia}}$. Possiamo ricavare la relazione Energia $\leftrightarrow B$ nel caso del solenoide

1: Potenza necessaria per far passare la corrente in una maglia con induttore:

$$P = \left| i_L \varepsilon_L \right| = Li \frac{di}{dt}$$

2: lavoro necessario per portare la corrente da 0 a Io:

$$U = \int_{0}^{I_o} P dt = \int_{0}^{I_o} Li \frac{di}{dt} =$$

$$U = \frac{1}{2}LI_o^2$$

3: aumentando la corrente, aumenta il campo B nel circuito, ove:

$$B_{sol} = \mu_0 \frac{N}{h} I(t); \qquad L_{sol} = \mu_0 \frac{N^2}{h} A$$

4: L'energia spesa dal generatore viene utilizzata per aumentare il campo magnetico:

$$U = \frac{1}{2} \left(\mu_0 \frac{N^2}{h} A \right) \left(\frac{Bh}{\mu_0 N} \right)^2 = \frac{1}{2\mu_0} B^2(Ah) \qquad u = \frac{U}{V} = \frac{U}{Ah} = \frac{1}{2\mu_0} B^2$$

$$u = \frac{U}{V} = \frac{U}{Ah} = \frac{1}{2\mu_0} B^2$$

Mutua induttanza

Analogamente all'auto induzione due spire vicine generano l'una sull'altra una f.e.m. indotta e viceversa.

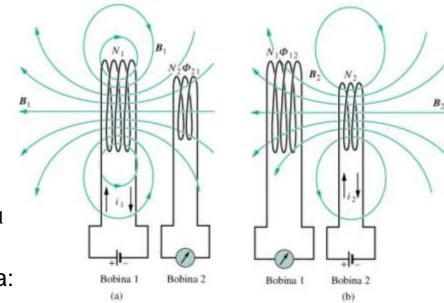
Consideriamo due circuiti vicini. Se la corrente i_1 nella bobina 1 varia col tempo, nella seconda compare una corrente indotta i_2 :

$$\mathsf{E}_{2} = -N\frac{d}{dt} \int_{\text{secondario}} \vec{B} \bullet d\vec{a} = -N\frac{d\Phi_{12}}{dt}$$

Definiamo la mutua induttanza della bobina 2 rispetto alla bobina 1:

$$M_{21} = \frac{N_2 \Phi_{21}}{i_1}$$
 $M_{21}i_1 = N_2 \Phi_{21}$

Quindi derivando rispetto al tempo di ricava:



$$M_{21} \frac{di_1}{dt} = N_2 \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -\mathbf{E}_2$$

$$\mathbf{E}_1 = -M_{12} \frac{di_2}{dt}$$

In maniera analoga Se la corrente i_2 nella bobina 2 varia col tempo, nella bobina 1 compare una corrente indotta i_1 ed una forza elettromotrice:

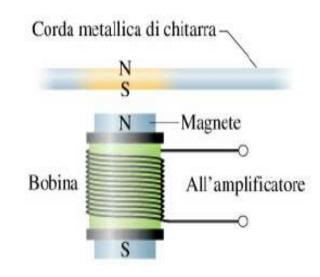
$$M_{21} = M_{12}$$

Coefficiente di mutua induzione

Trasduttori Elettromagnetici

Quella di Faraday, è probabilmente la legge della fisica con il numero di applicazioni più elevate, ed anche una legge che ha rivoluzionato il mondo (si vedrà con i generatori di fem alternata). Tra le numerose applicazioni, vi sono i microfoni, gli altoparlanti, gli strumenti elettrici...

Tutti questi dispositivi utilizzano un trasduttore, ossia un dispositivo in cui vi e' un filo avvolto su un magnete. Un dispositivo primario (nella figura, la corda di una chitarra elettrica che agisce come un magnete) puo' vibrare, e le vibrazioni provocano una variazione del flusso di B che inducono una corrente indotta nella spira connessa all'amplificatore.



Condizioni stazionarie

$$\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{\Sigma} = \frac{q_{\text{int}}}{\mathcal{E}_0}$$

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

$$\oint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma} = 0$$

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

Condizioni non stazionarie

$$\oint_{\Sigma} \vec{E} \cdot d\vec{\Sigma} = \frac{q_{\text{int}}}{\mathcal{E}_0}$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{\delta}{\delta t} \int_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma}$$

$$\oint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{\Sigma} = 0$$

Ricordiamo la Legge di Ampere

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \vec{i} = \mu_0 \int_{\Sigma} \vec{J} \cdot d\vec{\Sigma}$$

 Σ_1 Σ_2 i

in condizioni stazionarie

$$\oint \vec{J} \cdot d\vec{\Sigma} = 0$$

La corrente netta attraverso una superficie chiusa è nulla

Legge di Ampere è valida solo in condizioni stazionarie, mentre nelle condizioni "non stazionarie" la legge di Ampere sembra non valere.

$$i = \oint_{S} \vec{J} \bullet \vec{n} dS = -\frac{dq}{dt}$$

$$\oint_{S} \vec{E} \bullet \vec{n} dS = \frac{q}{\varepsilon_{0}}$$

Legge di Ampere-Maxwell

$$\frac{dq}{dt} = \varepsilon_0 \oint_S \frac{d\vec{E}}{dt} \bullet \vec{n} dS = -\oint_S \vec{J} \bullet \vec{n} dS \qquad \longleftrightarrow \qquad \oint_S \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} \right) \bullet \vec{n} dS = 0$$

Il vettore
$$\vec{J}_{Tot} = \vec{J} + \varepsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} = \vec{J} + \vec{J}_s$$

$$\vec{J}_s = \varepsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt}$$

 $\vec{J}_s = \varepsilon_0 \frac{dE}{dt}$ Densità di corrente di spostamento

$$i_{s} = \oint_{S} \vec{J}_{s} \bullet \vec{n} dS = \varepsilon_{0} \oint_{S} \frac{dE}{dt} \bullet \vec{n} dS$$

Corrente di spostamento

In condizioni "non stazionarie" si ha quindi

$$\oint \vec{B} \bullet d\vec{l} = \mu_0 \int_S \vec{J}_{Tot} \bullet \vec{n} dS = \mu_0 \int_S \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} \right) \bullet \vec{n} dS$$

Equazioni di Maxwell

Leggi di Gauss

$$\int_{S} \vec{E} \bullet \vec{u}_{n} dS = \frac{q}{\varepsilon_{0}}$$

$$\int_{S} \vec{B} \bullet \vec{u}_{n} dS = 0$$

Legge di Faraday-Henry

$$\oint \vec{E}_i \bullet d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \bullet \vec{u}_n dS$$

Campi magnetici variabili generano campi elettrici

Legge di Ampere-Maxwell

$$\oint \vec{B} \bullet d\vec{l} = \mu_0 \int_{S} \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{dE}{dt} \right) \bullet \vec{n} dS$$

Campi elettrici variabili generano campi magnetici