

## Unità Didattica N°28

### Proprietà magnetiche della materia

- 01) **Momento magnetico di una spira percorsa da corrente e di una calamita**
- 02) **Azione meccanica esercitata da un campo magnetico su di una spira percorsa da corrente**
- 03) **I teoremi di equivalenza di Ampere**
- 04) **Momenti magnetici atomici e molecolari**
- 05) **Effetti prodotti da un campo magnetico sulla materia**
- 06) **Intensità magnetica  $\vec{H}$  ed intensità di magnetizzazione  $\vec{M}$**
- 07) **Isteresi magnetica**
- 08) **Elettrocalamita**
- 09) **Relè**

## Momento magnetico di una spira percorsa da corrente e di una calamita

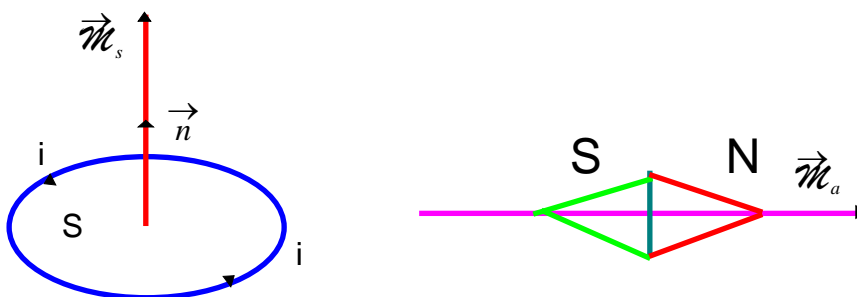
Poiché le proprietà magnetiche di una spira di area  $S$  percorsa dalla corrente  $i$  dipendono da  $i$  e da  $S$  (meglio dal prodotto  $iS$ ) conviene introdurre una nuova grandezza vettoriale  $\vec{\mathcal{M}}_s = \vec{\mu}$  detta **momento magnetico** della spira caratterizzata:

**1)** dalla **direzione** normale al piano della spira **2)** dal **modulo**  $iS$  **3)** dal **verso** dato dalla regola della mano destra. (Se le dita della mano destra avvolgono la spira nel verso della corrente  $i$ , il pollice dà il verso di  $\vec{\mu}_s$ )  $\vec{\mu}_s = i \cdot S \cdot \vec{n}$  dove  $\vec{n}$  è un **versore** ortogonale al piano della spira ed avente verso deducibile con la regola della mano destra .

Gli **aghi magnetici** sono oggetti per i quali viene spontaneo di ragionare in termini di rotazioni e di coppie piuttosto che di spostamenti e di forze. Ogni ago magnetico è caratterizzato da una proprietà magnetica intrinseca, cioè una proprietà che esso possiede indipendentemente dall'esistenza di un campo magnetico esterno. Per questo motivo all'ago magnetico possiamo associare una grandezza vettoriale  $\vec{\mu}_a$  detta **momento magnetico dell'ago** avente:

**1)** come **direzione** l'asse dell'ago **2)** come **verso** quello che va dal polo Sud al polo Nord **3)** come **modulo** un valore che dipende dalle sue dimensioni e dalla sua magnetizzazione

In realtà le proprietà magnetiche che caratterizzano gli aghi magnetici trovano la loro origine nel moto degli elettroni atomici. Come vedremo in seguito, ad ogni atomo possiamo associare un momento magnetico. La somma vettoriale dei momenti magnetici di tutti gli atomi dell'ago è il momento magnetico  $\vec{\mu}_a$  dell'ago.



### Azione meccanica esercitata da un campo magnetico su una spira percorsa da corrente

Consideriamo una spira percorsa da una corrente  $\mathbf{i}$  immersa in un campo magnetico  $\vec{\mathbf{B}}$ . Noi sappiamo che alla spira possiamo associare un momento magnetico  $\vec{\mu}_s = \mathbf{i} \cdot \mathbf{S} \cdot \vec{\mathbf{n}}$

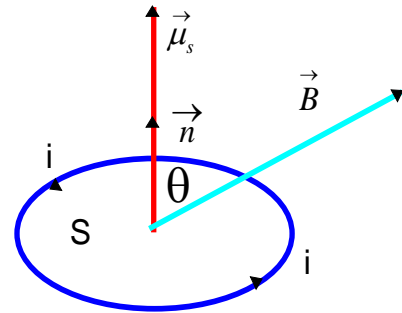
La spira è sottoposta ad una coppia di forze di momento meccanico o momento torcente  $\vec{\mathbf{M}} = \vec{\tau}$  definito dalla seguente relazione vettoriale:

$$\vec{\mathbf{M}} = \vec{\mu}_s \wedge \vec{\mathbf{B}}$$

$$\mathbf{M} = \tau = \mu \cdot \mathbf{B} \cdot \sin \vartheta = \mathbf{i} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} \cdot \sin \vartheta; \quad M = 0 \Rightarrow \vartheta = 0 \Rightarrow$$

$\vec{\mathbf{B}}$  parallelo ed equiverso ad  $\vec{\mu}_s = \mathbf{i} \cdot \mathbf{S} \cdot \vec{\mathbf{n}}$

L'azione meccanica cessa quando il piano della spira risulta perpendicolare al vettore  $\vec{\mathbf{B}}$  ed il verso di  $\vec{\mathbf{B}}$  (che non è generato dalla corrente  $\mathbf{i}$ ) ci viene dato dalla regola della mano destra.

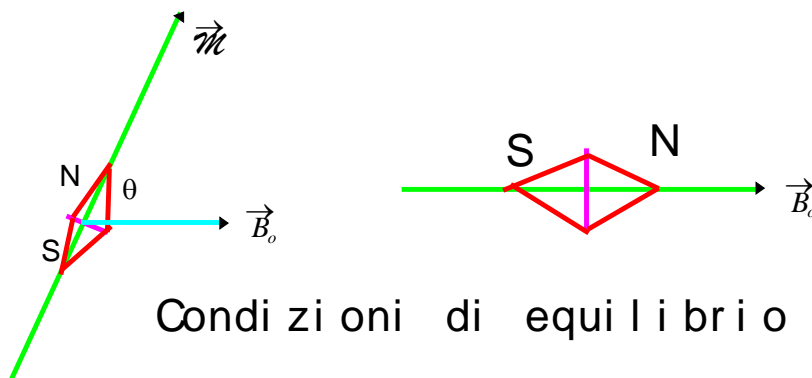


### Azione meccanica esercitata da un campo magnetico su un ago magnetico

Un ago magnetico di momento magnetico  $\vec{\mu}_a$  immerso in un campo magnetico  $\vec{\mathbf{B}}$  uniforme è soggetto ad una coppia di forze di momento meccanico  $\vec{\mathbf{M}}$  dato dalla seguente relazione vettoriale:

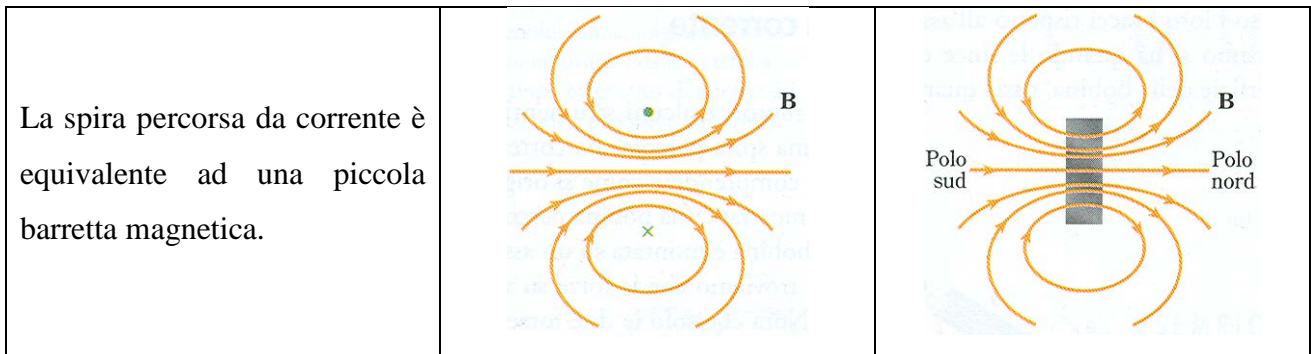
$$\vec{\mathbf{M}} = \vec{\mu}_a \wedge \vec{\mathbf{B}}$$

L'azione meccanica (cioè la rotazione) cessa quando  $\vec{\mu}_a$  è parallelo ed equiverso con  $\vec{\mathbf{B}}$ .



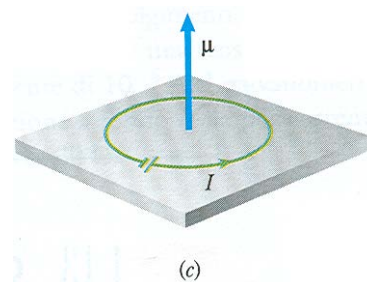
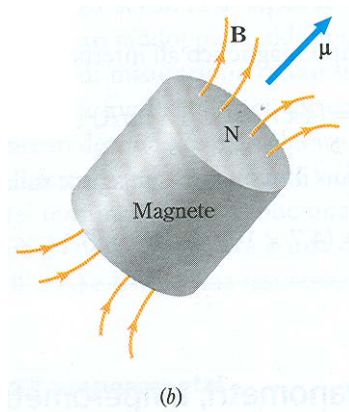
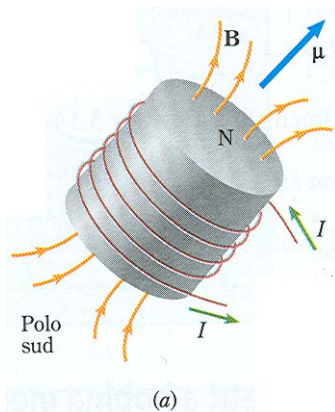
### Condizioni di equilibrio

Molto spesso risulta comodo pensare ad una spira percorsa da corrente come ad una barretta magnetica (ago magnetico) caratterizzata dal suo momento magnetico. Se confrontiamo l'andamento del campo magnetico prodotto da una spira percorsa da corrente con quello di una barretta magnetica notiamo che i due campi sono molto simili, ad indicare che una spira si comporta come un piccolo magnete.



Supponiamo di sostituire la singola spira con una bobina o solenoide composta da  $N$  spire. Il momento torcente dovuto al campo magnetico agisce su ciascuna spira. Il momento magnetico del solenoide è:  $\vec{\mu}_s = i \cdot S \cdot \vec{n}$  Il momento meccanico (torcente) agente sulla bobina vale:

$$\vec{M} = \vec{\mathcal{M}}_s \wedge \vec{B}_0 = NiS \cdot \vec{n} \wedge \vec{B}_0 \quad M = \tau = N \cdot i \cdot S \cdot B \cdot \sin \vartheta \quad iS = \text{momento magnetico di una spira}$$



La bobina in (a) è equivalente al piccolo magnete in (b). Osservare in (c) come viene assegnato il verso del momento magnetico  $\vec{\mu}$

Invece di porre l'attenzione al moto di una spira o di una bobina è più conveniente osservare il comportamento del vettore  $\vec{n}$ . La spira o la bobina percorsa dalla corrente  $i$  posta in un campo magnetico tende a ruotare in modo che questo vettore si disponga nella direzione e nel verso del vettore campo magnetico  $\vec{B}$ .

$\vec{\mu} = iS \cdot \vec{n}$  = momento magnetico di una spira di area  $S$  percorsa dalla corrente  $i$ ;

$\vec{\mu}_a$  si indica il momento magnetico intrinseco di un ago magnetico. La spira (ago magnetico) immersa in un campo magnetico  $\vec{B}$  è soggetto ad un momento meccanico (momento torcente)

$$\vec{M} = \vec{\mu}_s \wedge \vec{B} \quad \text{con} \quad M = \mu_s B \sin \vartheta = iSB \sin \vartheta \quad (\vec{M} = \vec{\mu}_a \wedge \vec{B})$$

## I teoremi di equivalenza di Ampere

Ampere ha dimostrato l'equivalenza tra una spira percorsa da corrente ed un ago magnetico. L'equivalenza presenta un duplice aspetto: il primo riguarda le azioni meccaniche che un campo magnetico esterno esercita sulla spira e sull'ago magnetico, il secondo riguarda il campo magnetico prodotto dalla spira e dall'ago magnetico.

### Prima parte

Una spira di area  $S$  percorsa dalla corrente  $\mathbf{i}$  ed un ago magnetico di momento magnetico  $\vec{\mu}_a$  immersi nello stesso campo magnetico uniforme  $\vec{B}$  subiscono la stessa azione meccanica (che si traduce in una coppia di forze di momento meccanico  $\vec{M}_s = \vec{\mu}_s \wedge \vec{B}$  per la spira ed  $\vec{M}_a = \vec{\mu}_a \wedge \vec{B}$  per l'ago magnetico) se vale la relazione:  $\vec{\mu}_a = \vec{\mu}_s$  cioè se:  $\mu_a = \mathbf{i} \cdot S$  dove:  $\mathbf{i}$  in ampere,  $S$  in  $m^2$ ,  $M_a$  in  $weber \cdot m$

### Seconda parte

L'equivalenza tra ago magnetico e spira percorsa da corrente non si limita alle sole azioni meccaniche che essi subiscono quando sono immersi in un campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ , ma si estende anche ai campi magnetici che essi generano nello spazio circostante.

Si dimostra teoricamente e si verifica sperimentalmente che se un ago magnetico ed una spira percorsa da corrente hanno lo stesso momento magnetico ( $\vec{\mu}_s = \vec{\mu}_a$  cioè se  $\mu_a = \mathbf{i} \cdot S$ ) allora essi generano nello spazio circostante lo stesso campo magnetico se sono collocati nella stessa posizione.

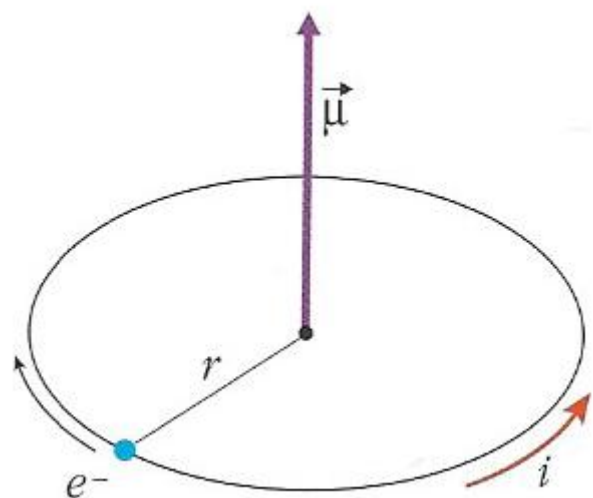
## Momento magnetico degli atomi e delle molecole

Consideriamo un atomo di idrogeno. Sia  $T$  il tempo impiegato dall'elettrone a percorrere la sua orbita circolare di raggio  $r$ .

Si può dire che l'elettrone che si muove nella sua orbita circolare nell'atomo di idrogeno equivale ad un microscopico circuito elettrico nel quale passa una corrente  $i$  avente il verso opposto a quello della velocità dell'elettrone, di area pari a quella individuata dall'orbita dell'elettrone e di valore:  $i = \frac{e}{T} = \frac{e \cdot \omega_e}{2\pi}$  con

$$\omega_e = \frac{2\pi}{T} \quad \text{e quindi} \quad \frac{1}{T} = \frac{\omega_e}{2\pi} \quad \text{con} \quad \omega_e = \frac{v}{r}$$

velocità angolare dell'elettrone



Ma noi sappiamo che ad ogni spira percorsa da corrente possiamo associare un momento magnetico orbitale  $\vec{\mu}$ .

Si può quindi dire che l'atomo di idrogeno, nello stato fondamentale, ha un momento magnetico  $\vec{\mu}^*$  dovuto al moto dell'elettrone lungo la sua orbita, il cui modulo vale:

$$\mu^* = iS = \frac{e}{T} \pi r^2 \quad \mu^* = 9,27 \cdot 10^{-24} \frac{\text{Jm}^2}{\text{weber}} \quad r = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m} \quad [1]$$

Il momento magnetico dato dalla [1] prende il nome di **Magnetone di Bohr** o **momento magnetico elementare**.

Consideriamo adesso un elettrone di un atomo qualsiasi che ruota su un'orbita circolare di raggio  $r$  con velocità angolare  $\omega$ .

Ad esso possiamo associare un momento magnetico orbitale  $\vec{\mu}_s$  dato da:  $\vec{\mu}_s = i \cdot S \cdot \vec{n}$  con  $\vec{n}$  versore normale al piano dell'orbita descritta dall'elettrone.

$$i = \frac{e}{T} = \frac{e\omega}{2\pi} = \frac{ev}{2\pi r} \quad S = \pi r^2 \quad \vec{\mu}_s = \frac{evr}{2} \vec{n}$$

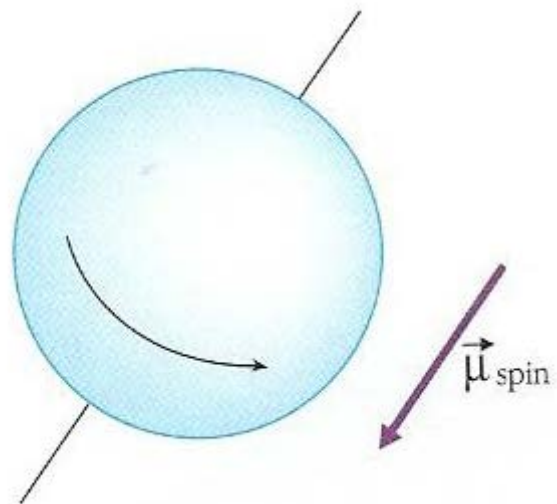
Secondo la meccanica quantistica, il momento magnetico orbitale  $\vec{\mu}_s$  di un elettrone di un atomo non può assumere valori arbitrari, ma solo multipli interi del magnetone di Bohr  $\mu^*$ .

In base a considerazioni di carattere quantistico ogni elettrone va considerato come una sfera che ruota attorno al proprio asse. Questa circostanza ci consente, per ragioni non descrivibili nella fisica classica, di associare all'elettrone un **momento magnetico di spin** detto anche **momento magnetico proprio** o **momento magnetico intrinseco**  $\vec{\mu}_{sp}$  il cui modulo  $\mu_{sp}$  è uguale ad un magnetone di Bohr. La direzione di  $\vec{\mu}_{sp}$  coincide con l'asse di rotazione dell'elettrone, mentre il suo verso si ottiene applicando la regola della mano sinistra; il pollice della mano sinistra dà il verso di  $\vec{\mu}_{sp}$  se le altre dita rappresentano il verso della rotazione.

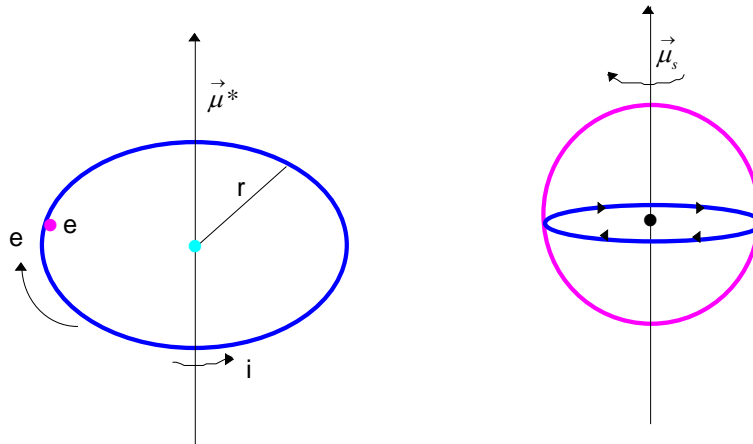
Secondo le vedute della meccanica quantistica ogni elettrone possiede anche un **momento magnetico di spin**  $\vec{\mu}_s$  in quanto l'elettrone è concepito come una sfera che ruota attorno ad un asse passante per il suo centro.

Il momento magnetico risultante dell'elettrone è la somma del suo momento magnetico orbitale e del suo momento magnetico di spin, cioè:

$$\vec{\mu}_{tot} = \vec{\mu}_s + \vec{\mu}_{sp}$$



**Il momento magnetico di un atomo è la somma vettoriale dei momenti magnetici di tutti i suoi elettroni.**



L'atomo di idrogeno che contiene un solo elettrone che ruota attorno al nucleo, possiede in qualsiasi stato energetico un **momento magnetico risultante** somma vettoriale del **momento magnetico orbitale** e del **momento magnetico di spin**.

Adesso vogliamo discutere le modifiche che subisce una molecola quando viene posta in un campo magnetico esterno  $\vec{B}$ . Mostreremo che, grazie alla presenza del campo magnetico esterno  $\vec{B}$ , la componente del momento magnetico  $\vec{\mu}$  della molecola nella direzione del campo magnetico esterno  $\vec{B}$  risulta diversa da zero. Questo fenomeno, che viene indicato col nome di **polarizzazione magnetica delle molecole**, è in generale dovuto alla sovrapposizione di due cause distinte, e precisamente la precessione di Larmor che subiscono tutte le molecole prive un momento magnetico proprio attorno alla direzione del campo magnetico  $\vec{B}$ , e l'**orientamento** nella direzione del campo che subiscono quelle molecole che hanno un momento magnetico proprio.

## Precessione di Larmor

Per potere discutere le proprietà magnetiche della materia è opportuno cominciare stabilendo quali modifiche subisce il moto degli elettroni di un atomo quando questi si trova immerso in un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ . A tale scopo cominciamo col considerare un atomo di idrogeno immerso in un campo magnetico  $\vec{B}_0$  ortogonale al piano dell'orbita circolare dell'elettrone. In assenza del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  noi sappiamo che l'elettrone si muove sotto l'azione di una forza centripeta di natura elettrostatica con una **velocità angolare**  $\omega_0$ . Quanto l'atomo di idrogeno si trova in un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  alla forza coulombiana si aggiunge la forza magnetica  $\vec{F}_m = e\vec{v} \wedge \vec{B}_0$  la quale determina sull'elettrone una velocità angolare aggiuntiva  $\omega_L$  detta **frequenza di Larmor** o **frequenza di precessione**. La forza magnetica  $\vec{F}_m$  ha un effetto su  $\omega_0$  che dipende dal verso con cui l'elettrone ruota lungo la sua orbita. Tale forza può provocare sia una diminuzione di  $\omega_0$ , sia un suo aumento.

Si può dimostrare che, nei due casi, le nuove velocità angolari sono date da:

$$\omega_1 = \omega_0 + \omega_L \quad \omega_2 = \omega_0 - \omega_L \quad \text{con: } \omega_L = \frac{e}{2m_e} \cdot B_0$$

Così l'effetto prodotto dall'applicazione di un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  è quello di aumentare o diminuire (a seconda che l'elettrone orbita in senso orario o antiorario) la velocità angolare (e quindi anche la velocità lineare). Questo fatto determina a sua volta un aumento o una diminuzione del momento magnetico orbitale dell'elettrone. In definitiva la presenza del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  fa sì che al primitivo moto di rivoluzione si sovrapponga un secondo moto rotatorio di precessione intorno alla direzione di  $\vec{B}_0$  con velocità angolare  $\omega_L$ . Questo moto di precessione dell'elettrone costituisce di fatto una corrente  $i_L$  che fluisce in una spirale di raggio  $r$  con intensità

$$i_L = \frac{-e}{T} = -e \cdot \frac{\omega_L}{2\pi}$$

A questa corrente sarà associato un momento magnetico:  $\mu_L = i_L \cdot S = i_L \pi r^2$

Questo risultato vale in generale e costituisce il **Teorema di Larmor** che potremo enunciare così: << Consideriamo un atomo costituito da molti elettroni in movimento immerso in un campo magnetico uniforme  $\vec{B}_0$ . Al primitivo moto degli elettroni si sovrappone una rotazione (precessione di Larmor  $\vec{\mu}_L$ ) con velocità angolare  $\omega_L = \frac{e B_0}{2m_2}$  attorno alla direzione di  $\vec{B}_0$

avente il verso dato dalla regola della mano destra>>

Il **momento magnetico totale** dell'elettrone immerso in un campo magnetico  $\vec{B}_0$  è la somma vettoriale del **momento magnetico orbitale**  $\vec{\mu}_s$ , dell'elettrone, del **momento magnetico di spin**  $\vec{\mu}_{sp}$ , e del **momento magnetico di Larmor**  $\vec{\mu}_L$ , cioè:

$$\vec{\mu}_{tot} = \vec{\mu}_s + \vec{\mu}_{sp} + \vec{\mu}_L$$

## La polarizzazione delle molecole in un campo magnetico esterno

In questo paragrafo ci proponiamo di discutere le modifiche subite da una molecola quando questa viene posta in un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ . Mostriamo che, grazie alla presenza di tale campo, il componente del momento magnetico della molecola nella direzione del campo  $\vec{B}_0$  è diverso da zero. Questo fenomeno, che viene indicato col nome di **polarizzazione magnetica delle molecole** è in generale dovuto alla sovrapposizione di due cause distinte, precisamente la **precessione di Larmor** che subiscono tutte le molecole attorno alla direzione del campo magnetico  $\vec{B}_0$  e l'orientamento nella direzione del campo magnetico che subiscono quelle molecole dotate di un momento magnetico proprio. Cominciamo discutendo l'effetto della **precessione di Larmor** riferendosi, per semplicità di esposizione, ad un atomo di idrogeno col piano dell'orbita ortogonale alla direzione del campo magnetico  $\vec{B}_0$ . Indichiamo con  $\vec{B}_0$  il campo magnetico agente sull'atomo in esame. Dal punto di vista delle proprietà magnetiche dell'atomo, la **precessione di Larmor** si può descrivere come se lungo l'orbita dell'elettrone circolasse, in verso opposto a quello in cui procede l'elettrone, una corrente di intensità:

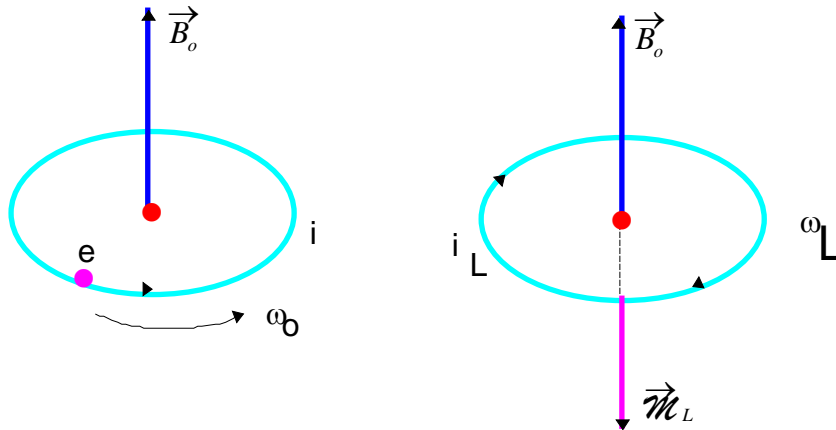


$$i_L = \frac{e}{T} = e \cdot \frac{\omega_L}{2\pi} = \frac{e^2}{4\pi m} \cdot B_0$$

A tale corrente corrisponde il momento magnetico :

$$\vec{\mathcal{M}}_L = \mu_0 S i_L \cdot \vec{n} = -\frac{\mu_0 e^2 S}{4\pi m} \cdot \vec{B}_0$$

proporzionale a  $B_0$  ed avente la stessa direzione ma verso opposto a  $\vec{B}_0$ .



Potremo però dire, in generale, che quando si pone una sostanza in un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ , le sue molecole si polarizzano magneticamente, ossia acquistano un momento magnetico avente la stessa direzione ma verso opposto a quello del vettore  $\vec{B}_0$ . Il valore assoluto di tale momento magnetico dipende dall'orientamento della molecola rispetto al campo. Nel caso delle molecole dotate di un momento magnetico proprio, si sovrappone, alla precessione di Larmor, un altro fenomeno che indicheremo come **polarizzazione per orientamento**. Quando una molecola dotata di momento magnetico proprio  $\vec{\mathcal{M}}$  viene posta in un campo magnetico  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$ , questo tende a disporlo parallelamente al campo, poiché in tale posizione il momento meccanico della coppia agente su di esso è nullo. A questa azione orientatrice del campo magnetico esterno si oppone l'agitazione termica che tende a disordinare le molecole in modo che i loro momenti magnetici vengono ad essere uniformemente orientati in tutte le direzioni. In queste condizioni si raggiunge un equilibrio in cui le molecole aventi un momento magnetico  $\vec{\mathcal{M}}$  parallelo al campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  sono un poco di più di quelle aventi direzione opposta. Ne segue che, preso un numero molto grande di molecole, il risultante di tutti i loro momenti magnetici propri  $\sum \vec{\mathcal{M}}_i$  è un vettore non nullo parallelo al campo magnetico agente  $\vec{B}_0$ . Concludiamo il presente paragrafo osservando che ogni molecola, posta in un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$  acquista un momento magnetico avente la direzione di  $\vec{B}_0$ . Tale momento magnetico è il risultante di due momenti magnetici parziali: uno dovuto alla **precessione di Larmor**, ha il verso opposto a  $\vec{B}_0$ , l'altro, dovuto all'**orientamento del momento magnetico proprio della molecola**, ha lo stesso verso di  $\vec{B}_0$  e dipende dal valore di  $B_0$ .

I vettori magnetici  $\vec{B}$ ,  $\vec{M}$ ,  $\vec{H}$

Si consideri un solenoide indefinito avente  $n = \frac{N}{\ell}$  spire per unità di lunghezza, percorso da una corrente di intensità  $i$ . Il modulo del campo magnetico all'interno del solenoide è dato da:

$$B_0 = \mu_0 \frac{N}{\ell} \cdot i = \mu_0 n \cdot i$$

Se introduciamo una sostanza all'interno del solenoide, la magnetizzazione della sostanza darà un contributo  $\vec{B}_m$  aggiuntivo al campo magnetico  $\vec{B}_0$  preesistente.  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$

Per semplicità possiamo supporre che la sostanza posta all'interno del solenoide abbia forma cilindrica e sia uniformemente magnetizzata parallelamente all'asse del cilindro. Questo significa che siano uguali ed ugualmente orientati i momenti magnetici  $\vec{\mathcal{M}}$  degli  $N$  atomi (molecole) del cilindro di sostanza che si trova all'interno del solenoide. Definiamo **intensità di magnetizzazione** (o **vettore magnetizzazione volumica** o **momento magnetico riferito all'unità di volume** o semplicemente **vettore magnetizzazione**) il vettore  $\vec{M}$  definito dalla seguente relazione vettoriale:

$$\vec{M} = \frac{N \cdot \vec{\mathcal{M}}}{\mu_0 \cdot V} = \frac{\vec{M}_{tot}}{\mu_0 \cdot V}$$

$\vec{\mathcal{M}}$  è il **momento magnetico di ciascun atomo** (molecola),  $\vec{M}_{tot}$  è la somma vettoriale dei momenti magnetici di tutti gli atomi (molecole) del cilindro di sostanza avente volume  $V = S \cdot \ell$  cioè  $\vec{M}_{tot}$  rappresenta la **magnetizzazione totale** della sostanza introdotta nel solenoide. Se gli atomi (le molecole) non hanno tutte lo stesso momento magnetico  $\vec{\mathcal{M}}$  allora il

vettore  $\vec{M}$  è definito dalla seguente relazione vettoriale: 
$$\vec{M} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{\mathcal{M}}_i}{\mu_0 V}$$

Si può dimostrare che il campo magnetico  $\vec{B}_m$  dovuto alla magnetizzazione della sostanza introdotta nel solenoide risulta: 
$$\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M}$$

Il campo magnetico totale  $\vec{B}$  all'interno del solenoide è la somma vettoriale di questi campi magnetici considerati separatamente. 
$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M}$$

[ $\vec{M}$  ha lo **stesso verso** (**verso opposto**) di  $\vec{B}_0$  nel caso di **sostanze paramagnetiche** e **ferromagnetiche** (**diamagnetiche**)].

Conviene separare il campo magnetico  $\vec{B}_0$  dovuto alla corrente  $i$  che circola nel solenoide da quello dovuto alla magnetizzazione della sostanza. Il vettore **eccitazione magnetica**  $\vec{H}$  è,

per definizione: 
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \frac{\vec{B} - \mu_0 \vec{M}}{\mu_0} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$$
 e quindi: 
$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}$$

Il modulo di  $\vec{H}$  all'interno del solenoide è : 
$$\mathbf{H} = \frac{N}{\ell} \mathbf{i} = n \mathbf{i}$$

Il vettore  $\vec{H}$  è determinato dalla corrente reale, cioè dalla corrente che circola nel solenoide , e non è influenzata dalla magnetizzazione della sostanza.

In questo caso per  $\vec{H}$  valgono il teorema della circuitazione di Ampere e la prima legge di Laplace nelle forme:

$$C(\vec{H}) = i \oint d\vec{H} = \frac{i}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{\ell} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad [A]$$

E' importante rendersi conto che le equazioni [A] differiscono dalle corrispondenti equazioni per il campo magnetico  $\vec{B}$  non solo per l'assenza di  $\mu_0$  ma anche perché l'intensità di corrente  $i$  è l'intensità della corrente di conduzione macroscopica , mentre nelle equazioni per  $\vec{B}$  l'intensità di corrente  $i$  rappresenta l'intensità di qualunque tipo di corrente , compresa la corrente di polarizzazione associata alla magnetizzazione della sostanza .

Nel caso di **sostanze paramagnetiche e diamagnetiche**, l'intensità di magnetizzazione  $\vec{M}$  è proporzionale al vettore **eccitazione magnetica**  $\vec{H}$  , cioè risulta:

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H}$$

La costante di proporzionalità  $\chi$  è chiamata **suscettività magnetica**.

Poiché  $\vec{M}$  ed  $\vec{H}$  hanno le stesse dimensioni ,  $\chi$  è grandezza adimensionata .

$$\vec{M} \propto \vec{H} \Rightarrow \vec{B} \propto \vec{H} \quad \text{Infatti: } \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{H} + \vec{M} \right) = \mu_0 \left( \vec{H} + \chi \cdot \vec{H} \right) = \mu_0 (1 + \chi) \cdot \vec{H}$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} \quad \text{con:}$$

$\mu_r = 1 + \chi_r$  = **permeabilità magnetica relativa** al vuoto della sostanza considerata

$\chi = \mu_r - 1$  = **suscettività magnetica**

$\mu = \mu_0 \mu_r$  = **permeabilità magnetica del mezzo considerato**

Essendo la suscettività magnetica piuttosto piccola , la permeabilità magnetica assoluta per tutte le sostanze paramagnetiche e diamagnetiche è , con ottima approssimazione , uguale alla permeabilità magnetica del vuoto  $\mu_0$  .

L'equazione  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  è valida anche per le sostanze ferromagnetiche, ma è difficile da interpretare in quanto l'intensità di magnetizzazione  $\vec{M}$  non è una funzione lineare di  $\vec{H}$  , non è una funzione univoca ( cioè ad un solo valore ) di  $\vec{H}$  .

Per le **sostanze ferromagnetiche**  $\vec{B}$  ed  $\vec{M}$  sono funzioni a più valori di  $\vec{H}$  .

(Vedere **isteresi magnetica**)

#### OSSERVAZIONE N° 1

A solo scopo di semplicità supponiamo che la materia , di cui vogliamo studiare le proprietà magnetiche, abbia la forma di un cilindro molto lungo sul quale è avvolto il solenoide percorso dalla corrente elettronica  $i$ .

OSSERVAZIONE N° 2

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu_r} = \frac{\mu_r \vec{B}_0}{\mu_0 \mu_r} = \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}_0$$

cioè il **vettore eccitazione magnetica**  $\vec{H}$  generato da una corrente  $i$  non dipende dal mezzo nel quale è posto il circuito, purché il mezzo sia **omogeneo ed isotropo**.

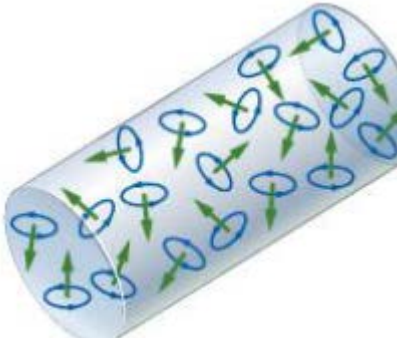
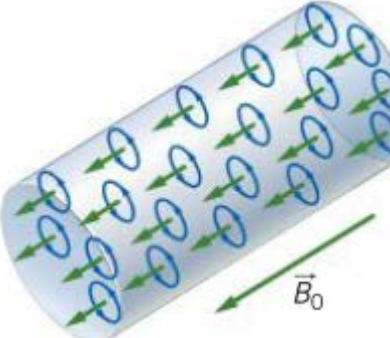
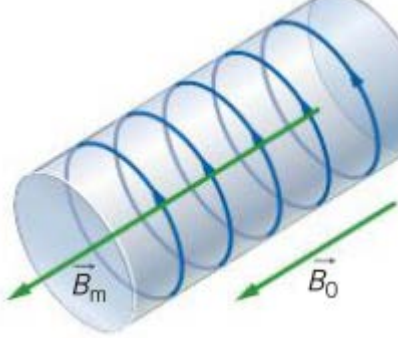
OSSERVAZIONE N° 3

Per molti atomi gli effetti magnetici degli elettroni, comprendenti sia gli spin che i moti orbitali, si cancellano esattamente. In tal caso ogni atomo non possiede un momento magnetico proprio.

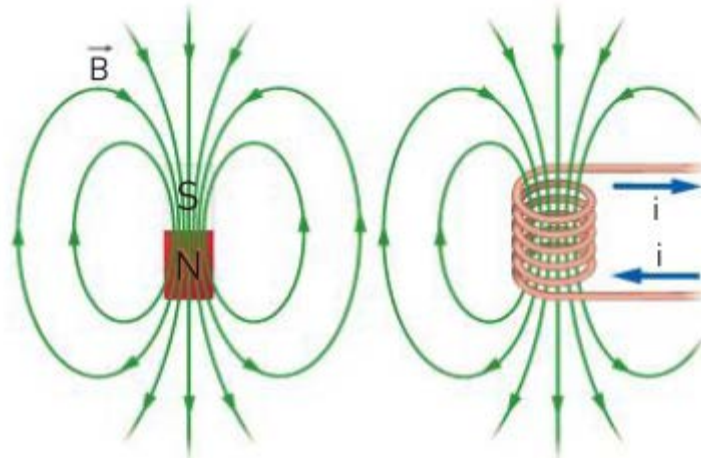
Per altri atomi gli effetti magnetici degli elettroni non si annullano, così che l'atomo in totale ha un momento magnetico  $\vec{m}$ .

### Ampere ed il comportamento dei magneti permanenti

Ampere aveva ipotizzato che il comportamento dei magneti permanenti fosse dovuto all'effetto di correnti elettriche microscopiche che fluiscono al loro interno. Oggi sappiamo che ogni atomo si comporta come una spira percorsa da corrente generata dal movimento degli elettroni attorno al nucleo. Come esempio consideriamo un cilindro di ferro.

|   |  |   |
|---|--|---|
|    |    |    |
| <p>In condizioni normali i momenti magnetici degli atomi sono orientati a caso e al suo interno non generano alcun campo magnetico.</p> | <p>In presenza di un campo magnetico esterno <math>\vec{B}_0</math> i momenti magnetici degli atomi si orientano e generano il campo magnetico <math>\vec{B}_m</math> che la stessa direzione e lo stesso verso di <math>\vec{B}_0</math>.</p> | <p>La sovrapposizione delle correnti elementari dei singoli atomi, tutte nello stesso verso, è equivalente a una corrente che circola sulla superficie del cilindro. Adesso, il campo magnetico totale è:</p> $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$ |

Questo modello giustifica l'intuizione di Ampere, secondo il quale il campo magnetico di una calamita rettilinea è simile a quello prodotto da un solenoide. Il campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  orienta nella propria direzione i momenti magnetici elementari presenti nella materia.



L'effetto globale di questo allineamento è equivalente al fluire di una corrente sulla superficie esterna del cilindro di ferro e questa corrente genera, a sua volta, un campo magnetico  $\vec{B}_m$ . Così, in tutto lo spazio il campo magnetico che si misura non è più  $\vec{B}_0$ , ma il campo magnetico risultante:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$$

## Sostanze diamagnetiche, paramagnetiche, ferromagnetiche

Avvicinando ad una calamita campioni di materiale diverso, si osserva che è possibile catalogare tutte le sostanze in tre distinte categorie:

- 1) **Sostanze Diamagnetiche** come il bismuto ( $B_i$ ), il rame ( $C_u$ ), l'acqua ( $H_2O$ ), l'argento (Ag) che vengono **debolmente respinte**
- 2) **Sostanze Paramagnetiche** come l'alluminio ( $A_l$ ), il sodio (Na), il platino (Pt), l'aria, l'ossigeno liquido che vengono **debolmente attratte**.
- 3) **Sostanze Ferromagnetiche** come il ferro (Fe), il cobalto (Co), il nichel (Ni), il gadolinio ( $G_d$ ), il disprosio ( $D_y$ ) ed un gran numero di leghe di questi elementi che sono **fortemente attratte**.

Vi è inoltre una differenza essenziale tra il comportamento delle sostanze ferromagnetiche e le altre: per le sostanze ferromagnetiche la forza è proporzionale a B, per le sostanze diamagnetiche e paramagnetiche la forza è proporzionale al quadrato di B.

Un elettrone che ruota attorno al nucleo di un atomo si comporta come una corrente che circola in una spira microscopica e pertanto **possiede un momento magnetico orbitale**; in più ha un **momento magnetico di spin** dovuto alla rotazione dell'elettrone attorno al proprio asse. Se la somma vettoriale dei momenti magnetici degli elettroni di un atomo (una molecola) è diversa da zero, l'atomo (la molecola) possiede un **momento magnetico proprio**. Questo significa che l'atomo (la molecola) si comporta come un microscopico ago magnetico che genera nello spazio circostante un campo magnetico microscopico. Se la somma vettoriale dei momenti

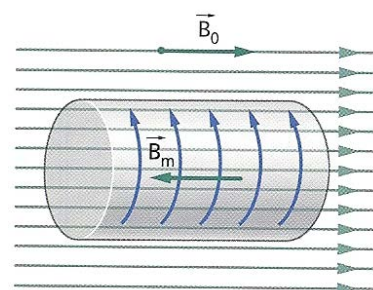
magnetici degli elettroni di un atomo (una molecola) è il vettore nullo, allora l'atomo (la molecola) non possiede un **momento magnetico proprio** e non genera nello spazio circostante nessun campo magnetico microscopico. Il momento magnetico di una molecola è uguale alla somma vettoriale dei momenti magnetici di tutti gli atomi che la costituiscono, cioè dei momenti orbitali e di spin degli elettroni presenti nella molecola.

## SOSTANZE DIAMAGNETICHE

Sono caratterizzate dalla costanza della permeabilità magnetica  $\mu_r$  e da  $\mu_r < 1$ ,  $\chi > 0$ . In queste sostanze le **correnti di polarizzazione** circolano in verso opposto a quelle che generano il campo magnetico.

In assenza di campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ , gli atomi (molecole) di una sostanza diamagnetica non hanno un momento magnetico proprio. L'azione del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  produce una modificazione delle rotazioni elettroniche (**precessione di Larmor**) equivalente ad una corrente indotta che è la causa della comparsa di un momento magnetico atomico (molecolare) non nullo. Il momento magnetico così prodotto risulta proporzionale al modulo del vettore  $\vec{B}_0$  che lo ha causato, ad esso parallelo ma diretto in verso opposto a  $\vec{B}_0$ . Questo significa che il vettore  $\vec{M}$ , **intensità di magnetizzazione**, ha la stessa direzione di  $\vec{B}_0$ , ma verso opposto. Il campo magnetico totale  $\vec{B}$  ha modulo minore del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ .

**Sostanze diamagnetiche:** in condizioni normali le loro molecole hanno **momenti magnetici elementari nulli** in quanto al loro interno gli effetti magnetici dovuti ai singoli elettroni si compensano. Un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  che agisce sugli elettroni in movimento, disturba questo equilibrio e genera un

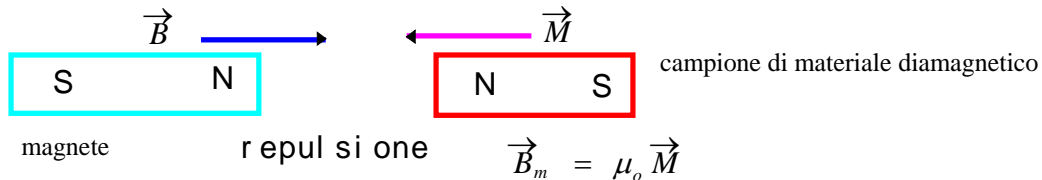


momento magnetico debole, ma con verso opposto a quello di  $\vec{B}_0$ . Così il campo magnetico totale  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$  ha modulo di poco minore del modulo del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ . Le linee del campo magnetico tendono ad essere espulse, anche se di poco, dal materiale diamagnetico.

Si potrebbe pensare che tutte le sostanze siano diamagnetiche. In effetti è così, ma l'intensità della magnetizzazione, dovuta alla **precessione di Larmor**, è così piccola che viene osservata solo in quelle sostanze le cui molecole non possiedono un momento magnetico proprio. Anche le sostanze le cui molecole sono dotate di un momento magnetico proprio subiscono la **precessione di Larmor**, ma tale fenomeno rimane in questi casi completamente mascherato dalla **polarizzazione magnetica per orientamento** che dà luogo ad un momento magnetico molecolare medio avente la stessa direzione e lo stesso verso di  $\vec{B}_0$ .



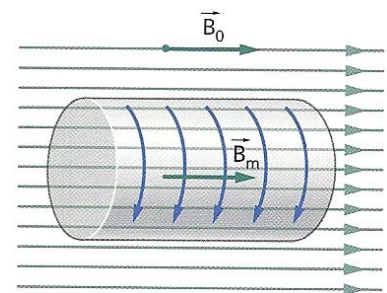
Ora possiamo renderci conto del motivo per cui un campione di materiale diamagnetico è respinto quando viene avvicinato al polo di un magnete. Se si tratta di un **polo Nord**, vicino ad esso esiste un campo magnetico  $\vec{B}_0$  avente verso uscente dal polo. Se ad esso si avvicina una **sostanza diamagnetica** (ad esempio bismuto) la magnetizzazione  $\vec{M}$  che viene indotta in essa sarà diretta verso il polo Nord N, cioè avrà verso opposto a quello di  $\vec{B}_0$ .



## SOSTANZE PARAMAGNETICHE

Sono caratterizzate dalla **costanza della permeabilità magnetica**  $\mu_r$  e da  $\mu_r > 1, \chi > 0$ . In queste sostanze le correnti di polarizzazione circolano nello stesso verso delle correnti che generano il campo magnetico. Gli atomi (le molecole) delle sostanze paramagnetiche possiedono un **momento magnetico proprio**. In assenza di un campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  la sostanza non presenta un **momento magnetico proprio** in quanto, a causa dell'agitazione termica, i singoli momenti magnetici sono orientati a caso e quindi è nulla la somma vettoriale dei momenti magnetici di tutti gli atomi. L'azione del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$  si traduce in un orientamento dei momenti magnetici  $\vec{M}$  dei singoli atomi. La sostanza acquista un **momento magnetico complessivo** avente la stessa direzione e lo stesso verso di  $\vec{B}_0$ . Questo significa che i vettori  $\vec{B}_0$  e  $\vec{M}$  hanno la stessa direzione e lo stesso verso.

**Sostanze paramagnetiche:** hanno **momenti magnetici elementari piuttosto deboli**. Il loro allineamento nella direzione e nel verso di  $\vec{B}_0$  genera una debole magnetizzazione della sostanza paramagnetica, cioè genera un campo magnetico  $\vec{B}_m$  il cui modulo è piuttosto piccolo.

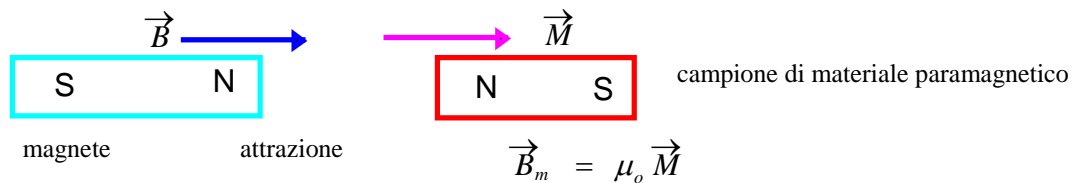


Così il campo magnetico totale  $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$  ha modulo di poco maggiore del modulo del campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ . L'addensamento delle linee del campo magnetico  $\vec{B}_m$  all'interno del materiale paramagnetico è trascurabile.

Tuttavia il processo di allineamento è fortemente disturbato dagli urti fra gli atomi se l'insieme considerato è un aeriforme, e dalle vibrazioni termiche se l'insieme considerato è un solido.

In queste sostanze la **polarizzazione dovuta alla precessione di Larmor è trascurabile rispetto alla polarizzazione per orientamento**.

Si spiega così l'attrazione delle sostanze paramagnetiche rispetto ad una calamita.

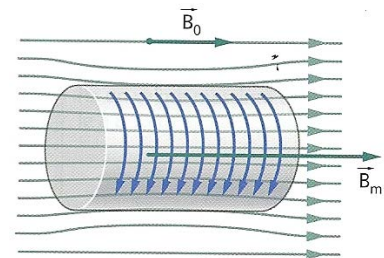


## SOSTANZE FERROMAGNETICHE

In queste sostanze  $\mu_r$  non è costante ma varia al variare della corrente  $i$  che attraversa il solenoide e che genera il campo magnetico  $\vec{B}_o$ . Anche per le **sostanze ferromagnetiche** valgono delle relazioni formalmente uguali a quelle delle sostanze paramagnetiche e diamagnetiche, cioè:  $\vec{M} = \chi \vec{H}$ ,  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ , però in questo caso  $\chi$  e  $\mu$  non sono più delle costanti ma delle funzioni (a più valori) di  $\vec{H}$ .

In queste sostanze le **correnti di polarizzazione** circolano nello stesso verso delle correnti che generano il campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ . Gli atomi (le molecole) delle sostanze paramagnetiche possiedono un **momento magnetico proprio**. In queste sostanze  $\mu_r$  non è costante ma varia al variare della corrente  $i$  che attraversa il solenoide e che genera il campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ .

**Sostanze ferromagnetiche:** possiedono **momenti magnetici elementari piuttosto intensi** (che subiscono fortemente l'effetto del campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$  e generano un campo magnetico  $\vec{B}_m$  intenso).



$\vec{B}_o$  e  $\vec{B}_m$  hanno la stessa direzione e lo stesso verso. Il campo magnetico totale  $\vec{B} = \vec{B}_o + \vec{B}_m$  può essere molto più intenso del campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ . Per questo motivo, anche se  $\vec{B}_o$  è uniforme,  $\vec{B}$  è più intenso all'interno del materiale ferromagnetico: in tale zona le linee del campo magnetico totale si addensano.

## ISTERESI MAGNETICA

Nei materiali ferromagnetici il campo magnetico totale  $\vec{B}$  non è direttamente proporzionale al campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ , come avviene per le sostanze diamagnetiche e paramagnetiche. Per spiegare questa proprietà avvolgiamo un solenoide attorno ad un lungo cilindro fatto da una



sostanza ferromagnetica. Questo solenoide fornisce il campo magnetico esterno  $\vec{B}_0$ , il cui modulo è dato dalla formula:  $B_0 = \mu_0 \cdot \frac{N}{\ell} \cdot i$  e quindi può essere variato a piacere mutando l'intensità della corrente  $i$  lasciando fissi il numero  $N$  di spire e la lunghezza  $\ell$  del solenoide.

L'**isteresi magnetica** è il fenomeno presentato dalle sostanze ferromagnetiche caratterizzate dall'aver la permeabilità magnetica variabile. Il fenomeno consiste in un ritardo nella magnetizzazione e nella smagnetizzazione della sostanza ferromagnetica. Circondando la sostanza ferromagnetica con un solenoide percorso dalla corrente elettrica di intensità  $i$ , si nota che  $\mu_r$  varia al variare di  $i$ .

La forma del **ciclo di isteresi magnetica** dipende, oltre che dalla natura chimica del materiale, dalla sua temperatura e dai processi di magnetizzazione e smagnetizzazione.

Si chiama **curva di magnetizzazione** una delle curve aventi equazione  $B = f(H)$  oppure  $M = f(H)$  oppure  $B = f(B_0)$  relative ad un dato campione. La più importante è la curva  $M = f(H)$ . Poiché risulta  $H = ni$ , le curve precedenti possono benissimo essere sostituite dalle curve aventi rispettivamente equazioni  $B = f(i)$ ,  $M = f(i)$  dove  $i$  è la corrente che circola nel solenoide,  $\vec{B}$  è il campo magnetico all'interno del solenoide riempito da una sostanza ferromagnetica,  $\vec{M}$  è l'intensità di magnetizzazione della sostanza ferromagnetica.

Partendo da un campione non magnetizzato la curva OP è detta **curva di prima magnetizzazione**.  $M(B)$  cresce rapidamente al crescere di  $H$  ( $i$ ) fino a raggiungere un valore di saturazione  $M_s$  ( $B_s$ ).

Se, dopo avere ottenuto una curva di prima magnetizzazione OP, si fa diminuire progressivamente  $H$  (la corrente  $i$ ) fino al valore zero, rimane nella sostanza una **magnetizzazione residua**  $M_r$  ( $B_r$ ), che si può eliminare solo ponendo la sostanza ferromagnetica in un campo (corrente) avente verso opposto a quello che ha prodotto la magnetizzazione.

Il valore assoluto  $H_c$  del campo che ha prodotto la smagnetizzazione rappresenta quello che si chiama **campo coercitivo**. Se  $H$  continua ad aumentare, con verso opposto, allora  $M$  ha segno opposto e si otterrà quello che viene detto **ciclo di isteresi magnetica**. Per la sua importanza pratica, si considera, di solito, un ciclo di isteresi magnetica descritto fra due valori uguali ed opposti del vettore **eccitazione magnetica**,  $-H_m$  e  $+H_m$ .

Tale ciclo ha una forma simmetrica rispetto all'origine. In generale si osserva che il valore di  $B$  non è funzione ad un solo valore di  $i$ , cioè la **permeabilità magnetica non è costante**, ma varia con  $i$  e per ogni valore di  $i$  non è univocamente determinata.

Essa dipende dalle precedenti condizioni di magnetizzazione alle quali il campione è stato sottoposto. Ricordiamo infine che i processi interni collegati alla magnetizzazione ed alla smagnetizzazione comportano sempre un lavoro contro resistenze passive e quindi determinano uno sviluppo di calore. L'area del ciclo di isteresi risulta proporzionale all'energia dissipata nell'unità di volume del materiale ferromagnetico per effetto dell'isteresi.

$\mu_0 =$  **permeabilità magnetica del vuoto**

$\mu_r$  = permeabilità magnetica relativa al mezzo considerato

$\chi = \mu_r - 1$  = suscettività magnetica

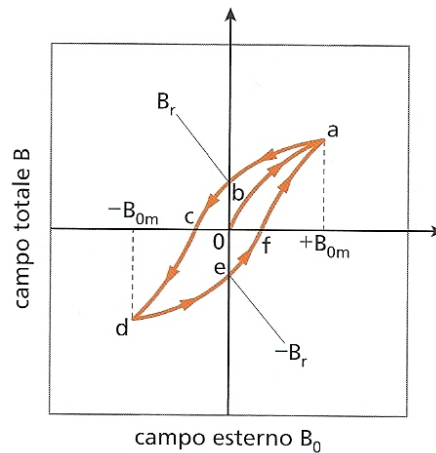
$\chi$  si legge : << chi >>

Se in ascissa riportiamo i valori di H ed in ordinata i valori di B , per le sostanze diamagnetiche e paramagnetiche la curva di equazione  $B = \mu H$  è una retta passante per l'origine , per le sostanze ferromagnetiche è una curva a più valori piuttosto complessa.

La figura mostra la curva che descrive come varia il modulo del campo magnetico totale  $\vec{B}$  al variare del modulo del campo magnetico  $\vec{B}_o$

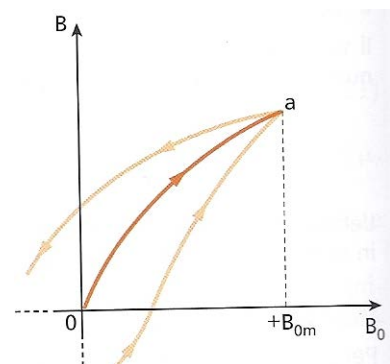
Curva di prima magnetizzazione

(tratto  $oa$ ) e ciclo d'isteresi magnetica di un materiale ferromagnetico



La curva sperimentale che realizza il ciclo di isteresi magnetica parte dall'origine degli assi cartesiani: prima di fare fluire corrente nel solenoide sia  $\vec{B}$  che  $\vec{B}_o$  sono nulli.

Nel tratto  $Oa$ , al crescere di  $\vec{B}_o$  aumenta anche  $\vec{B}$ , ma la curva che descrive la relazione che li lega non è una retta. Ciò significa che per le sostanze ferromagnetiche la permeabilità magnetica relativa  $\mu_r$  (che può assumere valori molto elevati) non è una costante, ma varia al variare di  $\vec{B}_o$ . Giunti nella zona del punto a della curva di prima magnetizzazione il valore di  $\vec{B}$

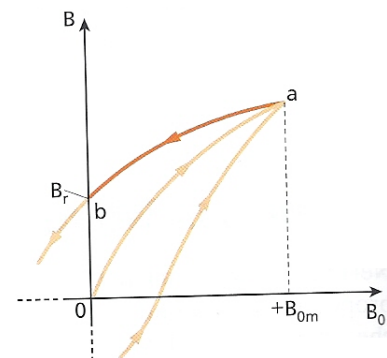


Aumenta di poco fino a raggiungere un valore limite di saturazione. Ciò accade perché tutti i momenti magnetici presenti all'interno del materiale ferromagnetico si sono orientati.

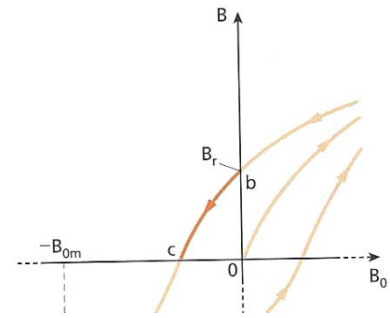
Giunti a questo punto, si riduce la corrente i nel solenoide in modo da fare diminuire il modulo del vettore  $\vec{B}_o$ . Così facendo, il sistema magnetico non ripercorre a ritroso il comportamento osservato in precedenza, ma descrive la curva che va da a a b.

Quando  $B_o$  si annulla, nel cilindro ferromagnetico rimane un

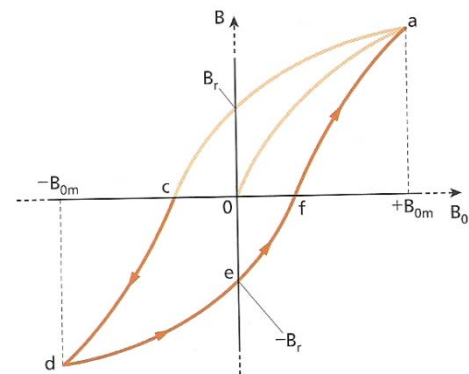
campo magnetico residuo di intensità  $B_r$  (punto b del grafico).



Per eliminare questa magnetizzazione residua è necessario invertire il segno di  $B_o$  (cioè invertire il verso della corrente che circola nel solenoide). In questo modo si giunge al punto c dove  $B$  è nullo ma  $B_o$  ha un valore negativo.



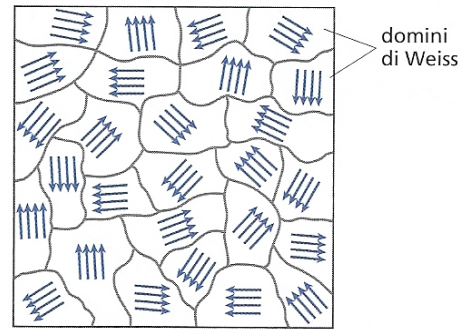
Facendo in modo che  $B_o$  diminuisca ancora, fino a raggiungere il valore  $-B_{mo}$  per poi tornare a crescere fino al valore  $+B_{mo}$ , si ottiene la curva della figura che prende il nome di **curva di isteresi magnetica**. Si nota che questa curva non passa più per l'origine degli assi cartesiani (che corrisponde allo stato iniziale nel quale sia  $B_o$  che  $B$  erano uguali a zero).



Nelle **sostanze ferromagnetiche** esistono delle regioni (dette **domini di Weiss**) piccolissime rispetto agli oggetti macroscopici ma sufficientemente grandi da contenere un numero enorme di atomi e molecole (almeno  $\sim 10^{15}$ ). I momenti magnetici degli atomi che si trovano in ogni dominio hanno lo stesso orientamento per cui ogni **dominio di Weiss** possiede un proprio momento magnetico anche in assenza di un campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ . Tuttavia una **sostanza ferromagnetica** non presenta magnetizzazione in quanto la somma vettoriale di tutti i momenti magnetici dei singoli domini di Weiss (a causa del loro diverso orientamento) è nulla. Il processo di magnetizzazione consiste nel portare l'intensità di magnetizzazione  $\vec{M}$  relativa a tutti i domini di Weiss (o almeno a molti di essi) nella stessa direzione e nello stesso verso del campo magnetico esterno  $\vec{B}_o$ , mentre non viene sensibilmente modificato il modulo dell'intensità di magnetizzazione  $\vec{M}_w$  di ogni singolo dominio.

### I domini di Weiss

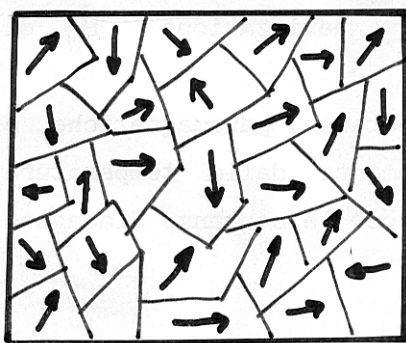
Un campione di materiale ferromagnetico è composto di domini, all'interno dei quali i momenti magnetici permanenti dei singoli atomi sono allineati fra loro per dare un **momento magnetico risultante** relativamente elevato. In assenza di un campo magnetico esterno (a) i momenti magnetici dei diversi domini sono orientati casualmente.



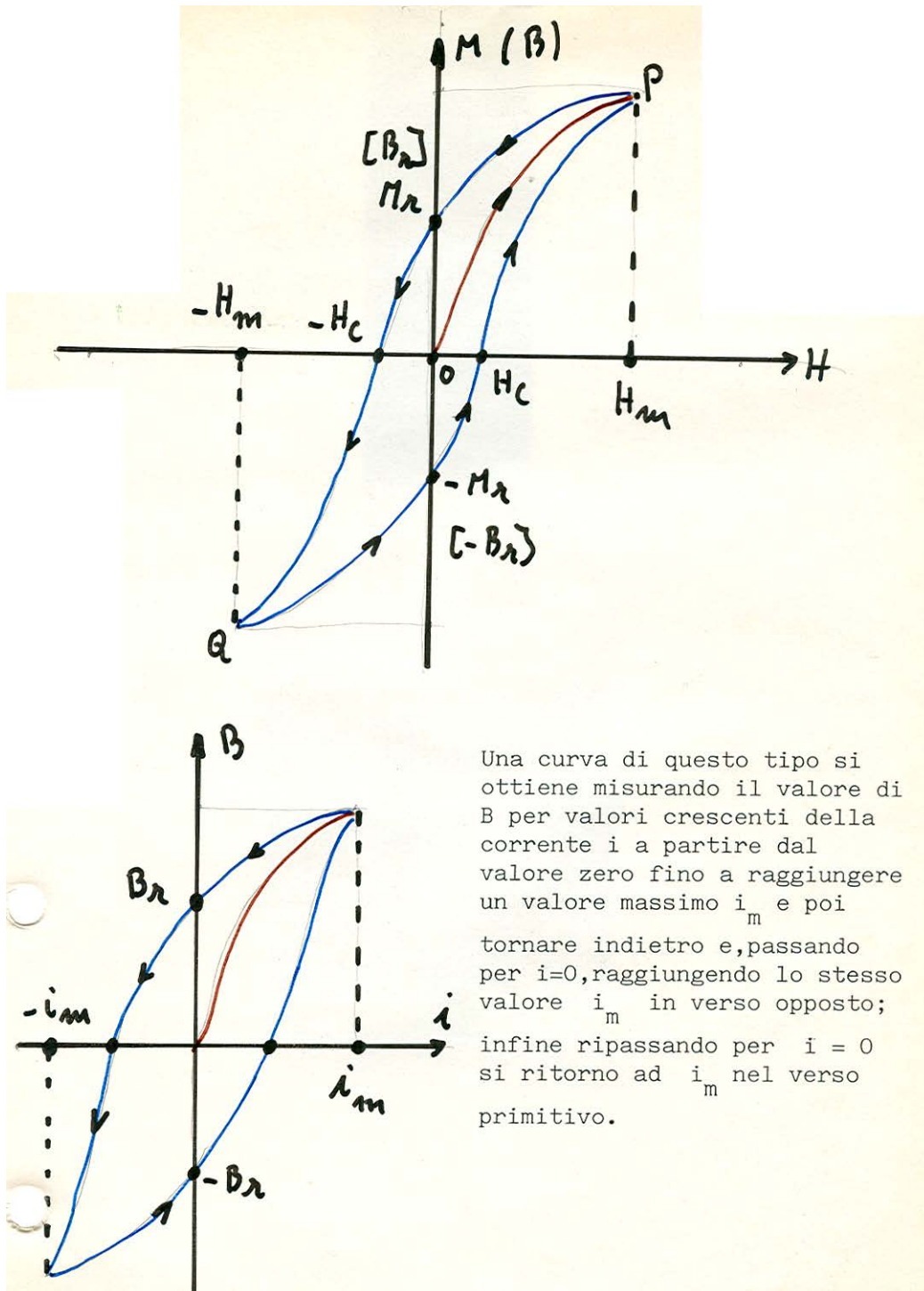
Quando è applicato un campo magnetico esterno (b), i domini che hanno momenti magnetici orientati come il campo magnetico esterno si ingrandiscono. In condizione di saturazione (c), nel materiale permane un unico dominio, nel quale tutti i momenti magnetici atomici sono allineati col campo magnetico esterno.

La magnetizzazione delle sostanze paramagnetiche e ferromagnetiche dipende fortemente dalla temperatura  $T$ , al contrario di quanto accade per le sostanze diamagnetiche. Aumentando la temperatura nelle sostanze ferromagnetiche si può raggiungere un valore della temperatura (detto **punto** o **temperatura di Curie** caratteristico di ogni sostanza) per cui la sostanza cambia il suo comportamento da quello tipico di una **sostanza ferromagnetica** a quello di una **sostanza paramagnetica**. In tal caso non si ha più magnetismo residuo né **ciclo di isteresi**. Nelle sostanze ferromagnetiche ha luogo una speciale forma di interazione, chiamata **accoppiamento di scambio**, che consiste nell'accoppiamento dei momenti magnetici degli atomi adiacenti in un rigido parallelismo. L'accoppiamento di scambio, che è un effetto puramente quantistico, non può essere spiegato con i concetti della fisica classica.

Se si innalza la temperatura al di sopra di un valore critico, chiamato **temperatura di Curie**, l'accoppiamento di scambio cessa improvvisamente e i materiali diventano **paramagnetici**. Per il ferro la temperatura di Curie è  $1403\text{ }^{\circ}\text{K}$ . *Il ferromagnetismo è una proprietà non solo degli atomi ma anche dell'interazione di ciascun atomo con i suoi vicini nel reticolo cristallino del solido.*



I diversi domini magnetici in un materiale ferromagnetico non magnetizzato, sono orientati in modo che producano un effetto esterno trascurabile.



### La magnetizzazione permanente

Nei punti b ed e il materiale ha acquistato una **magnetizzazione permanente**. La sostanza ferromagnetica considerata diventa un **magnete permanente**. Questa magnetizzazione si mantiene nel tempo e non è più necessario sottoporre la sostanza ad un campo magnetico esterno.



### La temperatura di Curie

Anche un materiale ferromagnetico può essere smagnetizzato, basta portarlo al di sopra di una certa temperatura caratteristica della sostanza considerata detta **temperatura di Curie**. Al di sopra della **temperatura di Curie** ogni sostanza ferromagnetica diventa paramagnetica e perde la propria magnetizzazione residua.

### Elettrocalamita o elettromagnete

Gli **elettromagneti** (o **elettrocalamite**) sono strumenti che servono a realizzare nell'aria intensi campi magnetici, oppure hanno il compito di produrre lo spostamento di armature (**ancore**) o di portare dei pesi. Si basano sul fatto che i campi magnetici prodotti da solenoidi attraversati da corrente possono essere resi assai più intensi avvolgendo i solenoidi attorno a nuclei di materiale ferromagnetico. Infatti il passaggio della corrente determina la magnetizzazione di tale nucleo e, quindi, un notevolissimo rafforzamento del campo di induzione magnetica prodotto. Generalmente il nucleo di una **elettrocalamita** (o **elettromagnete**) è costituito da una sbarra di ferro dolce opportunamente sagomata. Si può costruire un'elettrocalamita (rettilenea) avvolgendo su un cilindro di ferro dolce (**nucleo dell'elettrocalamita**) un solenoide. Inviando una corrente nel solenoide si crea un campo magnetico ed il nucleo si magnetizza per orientamento. L'intensità di magnetizzazione che così si ottiene, se la corrente è sufficientemente intensa, può essere di gran lunga superiore a quella dei magneti naturali. Si ha così nelle vicinanze dell'elettrocalamita un campo magnetico molto intenso. Interrompendo la corrente che circola nel solenoide il nucleo di ferro si smagnetizza quasi completamente per cui il campo magnetico praticamente scompare.

Avvolgendo un solenoide attorno ad un nucleo di ferro dolce otteniamo un **elettromagnete**. Quando nel solenoide circola corrente, il nucleo di ferro dolce genera un campo magnetico che può essere diverse centinaia di volte più intenso di quello che si sarebbe potuto creare nel solenoide posto nell'aria. Non appena la corrente si interrompe, il nucleo si smagnetizza quasi completamente. Un elettromagnete si comporta come una calamita che entra in azione a comando, azionando un opportuno interruttore.

