

Alcune proprietà degli operatori

Vale l'identità $\nabla \times \nabla \varphi = 0$

- Rende conto del fatto che un campo a circuitazione nulla può essere espresso come gradiente di un **potenziale scalare**
- Come sappiamo, il campo elettrostatico soddisfa tale requisito; il campo magnetico (in generale) no

Vale l'identità $\nabla \cdot \nabla \times \vec{\mathbf{A}} = 0$

- Il campo magnetico è **solenoidale**, quindi può essere espresso come rotore di un vettore, che si definisce **potenziale vettore**

Teorema di Helmholtz

- Un campo vettoriale è definito se ne assegnano divergenza e rotore
- La conseguenza è che un qualunque campo vettoriale \mathbf{L} può essere scritto come

$$\vec{\mathbf{L}} = \nabla \varphi + \nabla \times \vec{\mathbf{A}}$$

Il potenziale vettore

- Abbiamo visto che $\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}} = 0$
- Per cui è sempre possibile scrivere $\vec{\mathbf{B}} = \nabla \times \vec{\mathbf{A}}$
- Dove A si definisce *potenziale vettore*
- Così come il potenziale scalare era definito a meno di una costante che dipende dal riferimento che si sceglie, il potenziale vettore non è unico
- Abbiamo molti gradi di libertà: se sostituiamo

$$\vec{\mathbf{A}}' = \vec{\mathbf{A}} + \nabla \varphi$$

B non cambia, poiché il rotore del gradiente è nullo

- La magnetostatica è completamente determinata dalla condizione di divergenza nulla (conglobata nella definizione di A) e dalla legge di Ampère

Il potenziale vettore

- Inserendo il potenziale Vettore nella legge di Ampère

$$\nabla \times \vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{J}} \longrightarrow \nabla \times \nabla \times \vec{\mathbf{A}} = \mu_0 \vec{\mathbf{J}}$$

- Vale però l'identità (che utilizzeremo spesso)

$$\nabla \times \nabla \times \vec{\mathbf{A}} = \nabla(\nabla \cdot \vec{\mathbf{A}}) - \nabla^2 \vec{\mathbf{A}}$$

- Ricordiamo il th. di Helmotz: “Un vettore è definito quando ne siano noti il rotore e la divergenza”. Rimane perciò da definire la divA.
- Possiamo sfruttare la nostra discrezionalità nella scelta di A imponendo che la sua divergenza sia “comoda”, per esempio nulla (Scelta di Coulomb); il primo termine sparisce e la legge di Ampère per il potenziale diventa

$$\nabla^2 \vec{\mathbf{A}} = -\mu_0 \vec{\mathbf{J}}$$

Il potenziale vettore

cioè

$$\begin{cases} \nabla^2 A_x = -\mu_0 J_x \\ \nabla^2 A_y = -\mu_0 J_y \\ \nabla^2 A_z = -\mu_0 J_z \end{cases}$$

Formalmente identiche alla
eq. di Poisson già vista

- In più A è orientato come la corrente: semplificazione importante!
- Conosciamo (almeno in teoria) la soluzione di una equazione di Poisson per il potenziale elettrico, che è il potenziale di una distribuzione continua di cariche

$$\Phi(\vec{r}) = \int_V \frac{\rho(\vec{r}') dV'}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}'|}$$

- La soluzione generale per il potenziale vettore sarà analoga, dove invece di ρ/ϵ_0 avremo $\mu_0 J$

$$A_x(\vec{r}) = \int_V \frac{\mu_0 J_x dV'}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|}$$

Questo vale per ogni componente di A

Esempio

- Proviamo a calcolare il campo di un filo infinitamente lungo su cui scorre una corrente, con il potenziale vettore: in questo caso abbiamo solo una componente di corrente, poniamo lungo z , e la densità di corrente è (se il filo ha sezione a)

$$J_z = \frac{I}{\pi a^2}$$

- Quindi dobbiamo risolvere “solo”

$$\nabla^2 A_z = -\mu_0 \frac{I}{\pi a^2}$$

- La geometria è analoga al caso elettrostatico di un filo uniformemente carico, il cui potenziale fu determinato precedentemente

$$V(r) = -\frac{\lambda}{2\pi\epsilon} \ln(r)$$

Qui λ era la carica per unità di lunghezza: se il filo ha sezione πa^2 e densità di carica di volume ρ , λ deve essere $\rho\pi a^2$

- Dovendo rimpiazzare $\rho/\epsilon_0 = \lambda/(\epsilon_0 \pi a^2)$ con $\mu_0 J$, sostituiremo in quella espressione $\frac{\lambda}{\epsilon_0} \rightarrow \mu_0 J \pi a^2 = \mu_0 I$

Esempio

- Per cui $A_z = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln(r)$
- B lo calcoliamo valutando il rotore; lo facciamo direttamente in coordinate cilindriche; sulle tabelle vediamo che

$$\nabla \times \vec{\mathbf{F}} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial F_z}{\partial \phi} - \frac{\partial F_\phi}{\partial z} \right) \vec{\mathbf{u}}_r + \left(\frac{\partial F_r}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial r} \right) \vec{\mathbf{u}}_\phi + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial (r F_\phi)}{\partial r} - \frac{\partial F_r}{\partial \phi} \right) \vec{\mathbf{u}}_z$$

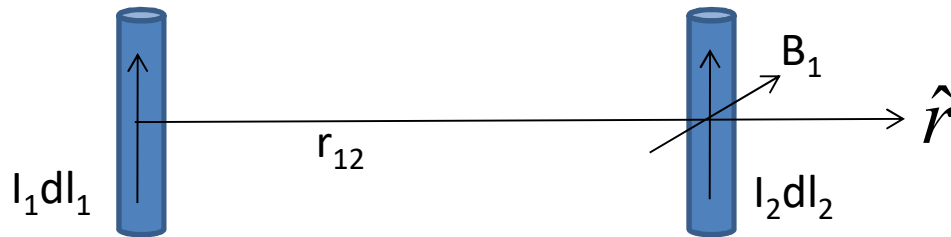
- L'unico termine non nullo è la derivata della componente z rispetto ad r

$$\vec{\mathbf{B}} = \nabla \times \vec{\mathbf{A}} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln(r) \right) \vec{\mathbf{u}}_\phi = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \vec{\mathbf{u}}_\phi$$

Energia del campo magnetico

Analogamente a quanto fatto per il campo elettrico è possibile calcolare l'energia immagazzinata da un campo magnetico.

Calcoliamo il lavoro che bisogna fare per allontanare un elementino di corrente sottoposto alla forza attrattiva del campo B generato da un altro elementino di corrente



La forza che si esercita tra le due correnti è pari a: $\vec{F}_{12} = I_2 d\vec{l}_2 \times \vec{B}_1$

Poichè
$$\vec{B}_1 = \mu I_1 \frac{d\vec{l}_1 \times \hat{r}}{4\pi r_{12}^2}$$

Otteniamo
$$\vec{F}_{12} = \frac{\mu I_1 I_2 dl_1 dl_2}{4\pi r_{12}^2} (-\hat{r})$$

Energia del campo magnetico

Calcoliamo il lavoro che serve per allontanare la seconda corrente dal punto r_{12} ad un punto all'infinito

$$\begin{aligned} L_{12} &= - \int_{r_{12}}^{\infty} \vec{F}_{12} \cdot d\vec{r} = - \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{\mu I_1 I_2 dl_1 dl_2}{4\pi r^2} (-\hat{r}) \cdot dr \hat{r} = \\ &= \frac{\mu I_1 I_2 dl_1 dl_2}{4\pi} \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = I_2 dl_2 \frac{\mu I_1 dl_1}{4\pi r_{12}} \end{aligned}$$

Se anziché solo due correnti avessimo un sistema di N correnti, il lavoro totale che si compie è pari a

$$L = L_{12} + L_{13} + L_{23} + \dots = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N I_i dl_i \sum_{j=1}^N \mu \frac{I_j dl_j}{4\pi r_{ij}} \quad \text{con } i \neq j$$

Energia del campo magnetico

Considerando che $I_i dl_i = J_i dS_i dl_i = J_i dV_i$

Per una distribuzione continua di correnti, l'equazione si modifica in questo modo

$$L = \frac{1}{2} \int_V \vec{J}(\vec{r}) dV \cdot \int_V \frac{\mu}{4\pi} \frac{\vec{J}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV = \frac{1}{2} \int_V \vec{J}(\vec{r}) dV \cdot \vec{A}(\vec{r})$$

Il volume di integrazione puo' essere esteso all'infinito visto che al di fuori la J è nulla

Ricordando il teorema di Ampere in forma differenziale otteniamo

$$L = \frac{1}{2} \int_V \nabla \times \vec{H} \cdot \vec{A}(\vec{r}) dV$$

Energia del campo magnetico

Data la seguente identità $\nabla \times \vec{H} \cdot \vec{A} = \nabla \cdot (\vec{H} \times \vec{A}) + \vec{H} \cdot \nabla \times \vec{A}$

$$\begin{aligned} L &= \frac{1}{2} \int_V \nabla \times \vec{H} \cdot \vec{A}(\vec{r}) dV = \\ &= \frac{1}{2} \int_V \nabla \cdot (\vec{H} \times \vec{A}) dV + \frac{1}{2} \int_V \vec{H} \cdot \nabla \times \vec{A} dV \end{aligned}$$

Applicando il teorema della divergenza e ricordando il legame tra potenziale vettore e campo B otteniamo

Poiche' il campo si annulla all'infinito

$$L = \frac{1}{2} \int_{S_\infty} (\vec{H} \times \vec{A}) \cdot d\vec{S} + \frac{1}{2} \int_V \vec{H} \cdot \vec{B} dV$$

Energia del campo magnetico

Poiché il lavoro compiuto equivale all'energia immagazzinata nel campo otteniamo

$$U_M = \frac{1}{2} \int_V \vec{H} \cdot \vec{B} dV = \frac{1}{2} \int_V \mu |\vec{H}|^2 dV$$

Dove possiamo individuare una densità di energia magnetica

$$\frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} = \frac{1}{2} \mu |\vec{H}|^2$$

Densità di energia del campo magnetico per unità di volume [J/m³]

Riassumendo: campi STATICI

Campo Elettrico

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \quad \nabla \times \vec{E} = 0$$

$$\oint_S ds \vec{D} \cdot \vec{n} = Q \quad \nabla \cdot \vec{D} = \rho$$

$$\vec{E} = -\nabla\Phi$$

$$\Phi(\vec{r}) = \int_V \frac{\rho dV'}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$\nabla^2\Phi = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

$$U_E = \frac{1}{2} \int_V \epsilon |\vec{E}|^2 dV$$

Il campo elettrostatico è conservativo

Campo magnetico

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{J}$$

$$\oint_S ds \vec{B} \cdot \vec{n} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0$$

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

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_V \frac{\mu_0 \vec{J} dV'}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|}$$

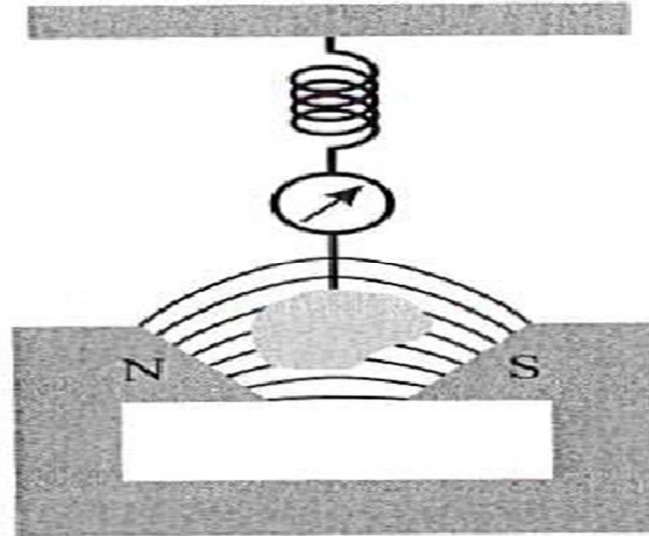
$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J}$$

$$U_M = \frac{1}{2} \int_V \mu |\vec{H}|^2 dV$$

Il campo magnetico statico non è conservativo

Comportamento magnetico dei materiali

Cosa succede se inseriamo un materiale all'interno di un campo magnetico generato da un magnete permanente?



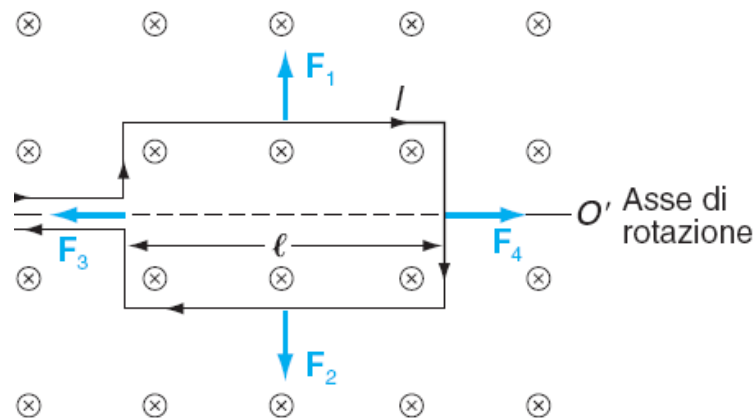
Comportamento magnetico dei materiali

Si possono presentare 3 casi:

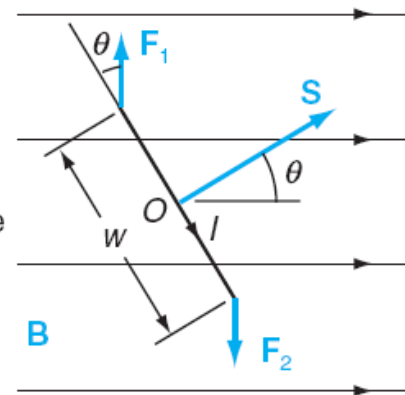
- Il materiale viene debolmente respinto dal magnete (diamagnetismo)
- Il materiale viene debolmente attratto dal magnete (paramagnetismo)
- Il materiale viene fortemente attratto dal magnete (ferromagnetismo)
(è possibile misurare anche forze di intensità da
1000 a 100.000 volte superiore a quelle dei primi due casi)

Momento magnetico

Consideriamo un loop rettangolare percorso da una corrente I immerso in un campo magnetico. Se inseriamo il loop in un campo magnetico questo genera un momento torcente sul loop che tenderà a far ruotare il loop perpendicolarmente alla direzione del campo



(a)



(b)

$$\vec{F} = Il\hat{u}_i \times \vec{B}$$

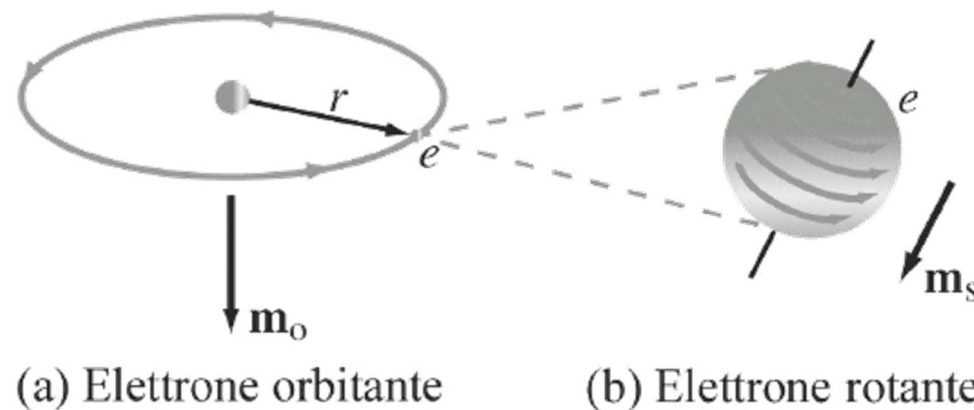
Le forze F_1 ed F_2 creano un momento torcente dato da:

$$\vec{\tau} = (\vec{w} \times \vec{F}) = Iwl \hat{n} \times \vec{B} = IS \hat{n} \times \vec{B} = \vec{m} \times \vec{B}$$

Definiamo m = momento di dipolo magnetico

Movimento dell'elettrone e suo momento magnetico

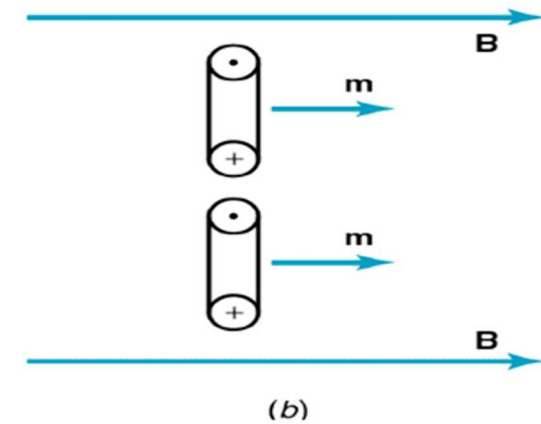
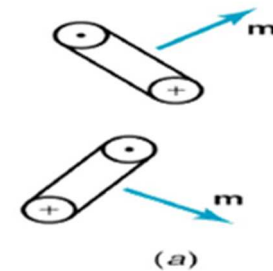
Un elettrone ruota attorno al nucleo in orbite che, in prima approssimazione, possiamo considerare circolari. Inoltre, ruota anche su se stesso. Questi due effetti possono essere considerati come una corrente, dato che l'elettrone si muove con una certa velocità, che circola lungo una circonferenza. Questa rotazione dell'elettrone somiglia ad una spira circolare percorsa da una corrente che produce un campo magnetico (dipolo magnetico) con un momento $m=iA$, dove A è la sezione della spira.



La corrente prodotta dal moto dell'elettrone è: $i = qv = ev = e \frac{\omega}{2\pi}$
Diretta in direzione opposta al moto dell'elettrone

Permeabilità magnetica

Poiché la rotazione dell'elettrone è assimilabile ad una corrente che scorre in un loop circolare allora ogni elettrone crea un campo magnetico. Considerando tutti gli elettroni di un certo cubetto di materiale si definisce “vettore di magnetizzazione” \mathbf{M} la somma vettoriale di tutti i momenti magnetici degli atomi contenuti al suo interno. In presenza di un campo magnetico esterno, il materiale subisce una trasformazione nel senso che i dipoli magnetici con momento \mathbf{m} , prima disposti in modo casuale, si orientano con il campo magnetico esterno e dunque cambia la loro risultante che risulterà parallela al campo esterno con $\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$. In tal caso, l'induzione magnetica totale del materiale vale:



$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 (\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

Permeabilità magnetica

In figura vediamo come l'effetto del campo è quello di creare una corrente sulla superficie esterna del materiale. Questa corrente però non è prodotta da cariche libere e dunque la chiamiamo corrente di magnetizzazione. Si può dimostrare che il Momento magnetico risultante M è pari alla corrente di magnetizzazione

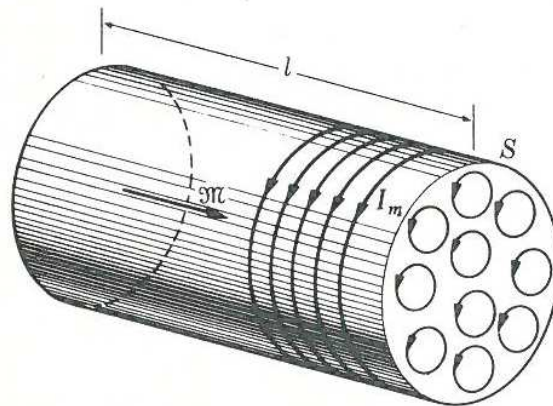


Fig. 6-9 Corrente superficiale di magnetizzazione su un cilindro magnetizzato.

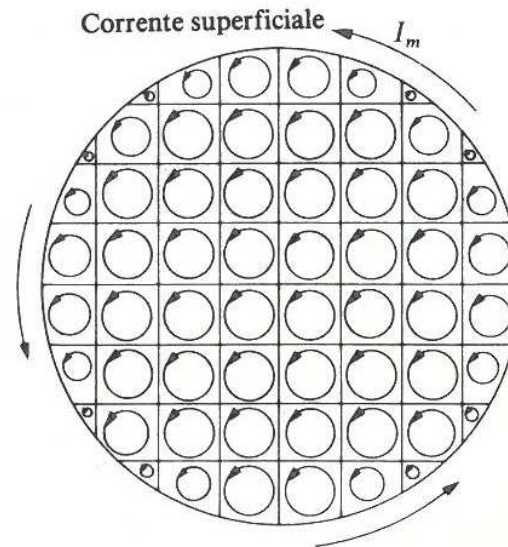


Fig. 6-10 Correnti elementari in un cilindro magnetizzato.

Permeabilità magnetica

La permeabilità magnetica relativa, μ_r , tiene conto proprio dell'effetto di orientamento dei dipoli magnetici e della loro capacità di rimanere orientati anche dopo l'applicazione del campo magnetico esterno. La suscettibilità magnetica χ_m può essere positiva o negativa. In funzione del suo valore i materiali vengono classificati diversamente: diamagnetici ($\chi_m < 0$), paramagnetici e ferromagnetici ($\chi_m > 0$)

$$\mu_r = 1 + \chi_m$$

Tabella 5.2 Proprietà dei materiali magnetici.

	Diamagnetismo	Paramagnetismo	Ferromagnetismo
Momento di dipolo magnetico permanente	No	Sì, debole	Sì, forte
Meccanismo principale di magnetizzazione	Momento magnetico orbitale elettronico	Momento magnetico di spin elettronico	Domini magnetici
Direzione del campo magnetico indotto	Opposta	Uguale	Isteresi [vedere Figura 5.22]
Sostanze comuni	Bismuto, rame, diamante, oro, piombo, mercurio, argento, silicio	Alluminio, calcio, cromo, magnesio, niobio, platino, tungsteno	Ferro, nichel, cobalto
Valori tipici di χ_m	$\approx -10^{-5}$	$\approx 10^{-5}$	$ \chi_m \gg 1$ con isteresi
Valori tipici di μ_r	≈ 1	≈ 1	$ \mu_r \gg 1$ con isteresi

Permeabilità magnetica 3/3

APPLET: materiali diamagnetici e paramagnetici

Materiali diamagnetici	χ_m	Materiali paramagnetici	χ_m
Bismuto	$-1.7 \cdot 10^{-4}$	Uranio	$4 \cdot 10^{-4}$
Mercurio	$-2.9 \cdot 10^{-5}$	Platino	$2.6 \cdot 10^{-4}$
Argento	$-2.6 \cdot 10^{-5}$	Tungsteno	$6.8 \cdot 10^{-5}$
Diamante	$-2.1 \cdot 10^{-5}$	Cesio	$5.1 \cdot 10^{-5}$
Piombo	$-1.8 \cdot 10^{-5}$	Alluminio	$2.2 \cdot 10^{-5}$
Grafite	$-1.6 \cdot 10^{-5}$	Litio	$1.4 \cdot 10^{-5}$
Cloruro di sodio	$-1.4 \cdot 10^{-5}$	Magnesio	$1.2 \cdot 10^{-5}$
Rame	$-1.0 \cdot 10^{-5}$	Sodio	$7.2 \cdot 10^{-6}$
Acqua	$-9.1 \cdot 10^{-6}$	Ossigeno (1 atm)	$1.9 \cdot 10^{-6}$
Azoto (1 atm)	$-5 \cdot 10^{-9}$	Aria (1 atm)	$4 \cdot 10^{-7}$

Come si vede dalla tabella i materiali diamagnetici e paramagnetici hanno valori di suscettività molto bassi e dunque il valore di μ è circa pari a μ_0

Materiali diamagnetici

In ogni atomo i momenti magnetici degli elettroni che ruotano intorno al nucleo si compensano e gli atomi non hanno momento magnetico proprio.

In presenza di un campo magnetico questo equilibrio viene modificato e si crea un momento magnetico risultante diverso da zero opposto alla direzione del campo B .

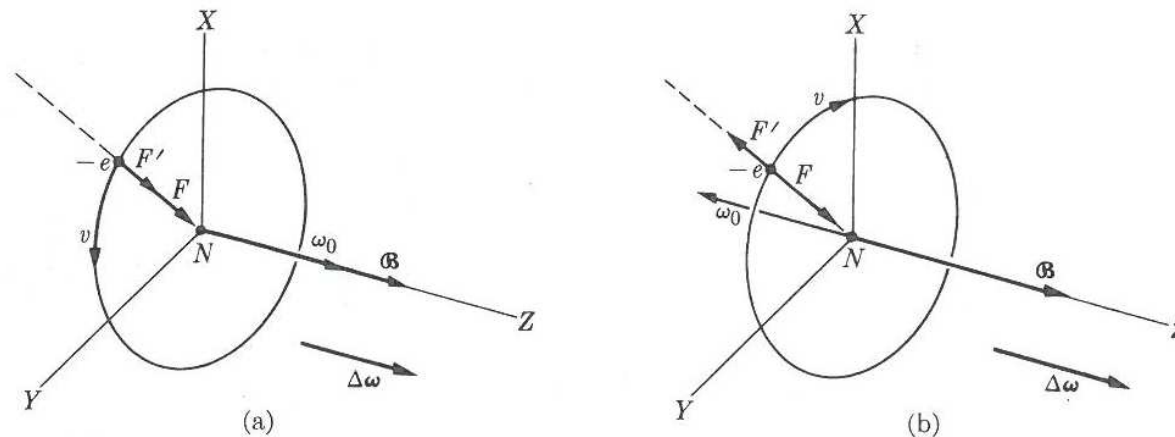


Fig. 6-15 Spiegazione del diamagnetismo.

Materiali diamagnetici

L'elettrone dentro all'atomo è sottoposto ad una forza elettrica che lo tiene legato al nucleo. La legge di moto dell'elettrone è:

$$F_e = m_e \omega_0^2 \rho$$

Se ipotizziamo per semplicità che l'orbita dell'elettrone è perpendicolare alla direzione del campo B, allora alla forza elettrica si sovrappone la forza di Lorentz (nella stessa direzione o in direzione opposta a seconda del moto dell'elettrone) e il moto dell'elettrone si modifica in questo modo:

$$F_e \pm e\omega\rho B = m_e \omega^2 \rho$$

Il segno + vale per la situazione della figura a) mentre il segno – per la situazione della figura b)

Materiali diamagnetici

Sostituendo l'espressione di F_e nell'equazione otteniamo:

$$m_e (\omega^2 - \omega_0^2) = \pm e \omega B \quad \longrightarrow \quad m_e (\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0) = \pm e \omega B$$

Ipotizziamo senza grandi errori che: la variazione di pulsazione $(\omega - \omega_0) = \Delta\omega$ è molto piccola. Dunque possiamo scrivere: $(\omega + \omega_0) \cong 2\omega$

L'equazione dunque diventa: $m_e 2\omega \Delta\omega = \pm e \omega B$

Dunque

$$\Delta\omega = \pm \frac{eB}{2m_e}$$

Frequenza di Larmor

Materiali diamagnetici

$$\Delta\omega = \pm \frac{eB}{2m_e}$$

Questa frequenza rappresenta la variazione dovuta al campo magnetico. Nel caso a) della figura precedente vale il segno + cioè la velocità angolare aumenta, mentre nel caso b) il segno – vuole dire che la velocità angolare diminuisce. In entrambi i casi l'effetto può essere descritto come una corrente aggiuntiva che scorre nel loop in senso antiorario (nella figura), e dunque come un momento magnetico aggiuntivo diretto in direzione opposta alla direzione di B.

La nascita di questo momento magnetico uguale in direzione per tutti gli elettroni e per tutti gli atomi del materiale produce un momento magnetico risultante diverso da zero in senso contrario al campo B che lo ha prodotto. Questo produce una suscettività negativa e il materiale viene respinto quando viene inserito in un campo magnetico B.

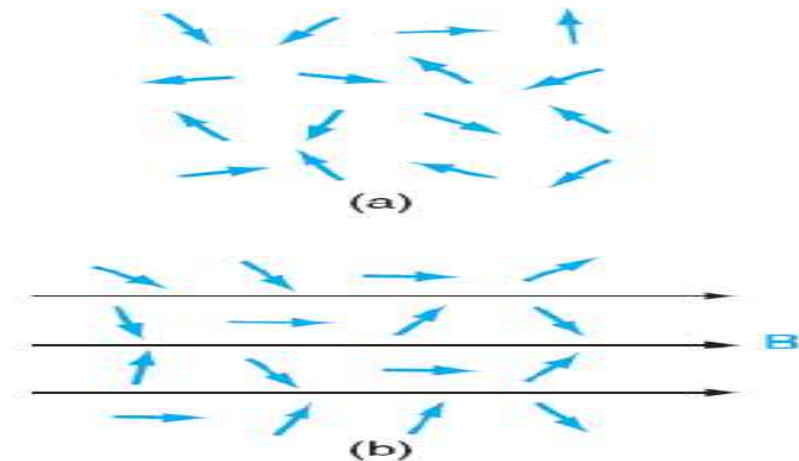
Materiali paramagnetici

Atomi e molecole possiedono un momento magnetico **proprio** dovuto essenzialmente allo spin dell'elettrone. Senza sollecitazioni esterne il materiale non ha un momento magnetico risultante netto a causa dell'orientamento casuale dei dipoli magnetici,

Un campo magnetico esterno, oltre all'effetto diamagnetico, produce un allineamento parziale dei dipoli magnetici e dunque un momento magnetico risultante nella stessa direzione del campo B . Dunque il materiale viene attratto quando viene inserito in un campo esterno B .

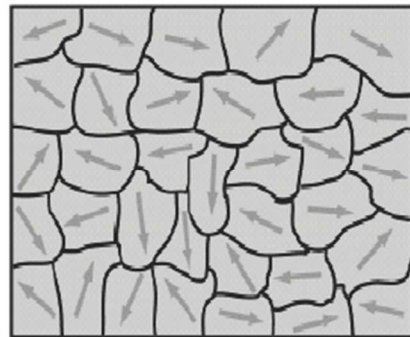
Quest'ultimo effetto è prevalente e dà origine ad una magnetizzazione proporzionale al campo esterno.

Lo stato di magnetizzazione è il risultato dell'equilibrio tra l'azione del campo che tende ad orientare i dipoli magnetici e l'azione contraria dell'agitazione termica

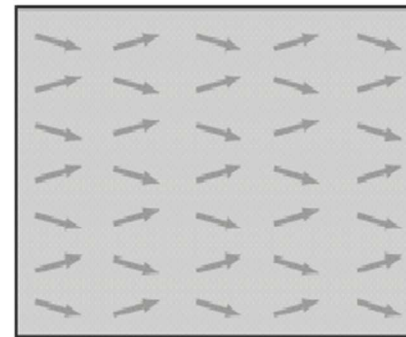


Materiali ferromagnetici: domini di Weiss, pareti di Bloch e magnetizzazione

Gli atomi sono dotati di un momento magnetico **proprio** dovuto sia al moto orbitale che allo spin dell'elettrone e in più sono organizzati all'interno di piccoli volumi (domini di Weiss) delle dimensioni dell'ordine di 10^{-10} m^3 in cui tutti i momenti magnetici sono orientati nella stessa direzione. Le pareti di separazione si chiamano pareti di Bloch. In assenza di campo magnetico esterno, questi domini hanno un orientamento casuale e dunque la loro somma netta dà una magnetizzazione nulla. Quando viene applicato un campo magnetico esterno, tali domini si orientano in direzione del campo stesso (il materiale viene attratto quando inserito in un campo esterno B). Quando il campo esterno viene eliminato, in funzione del materiale può o meno rimanere una magnetizzazione residua che dà luogo ad un magnete permanente.



(a) Domini non magnetizzati

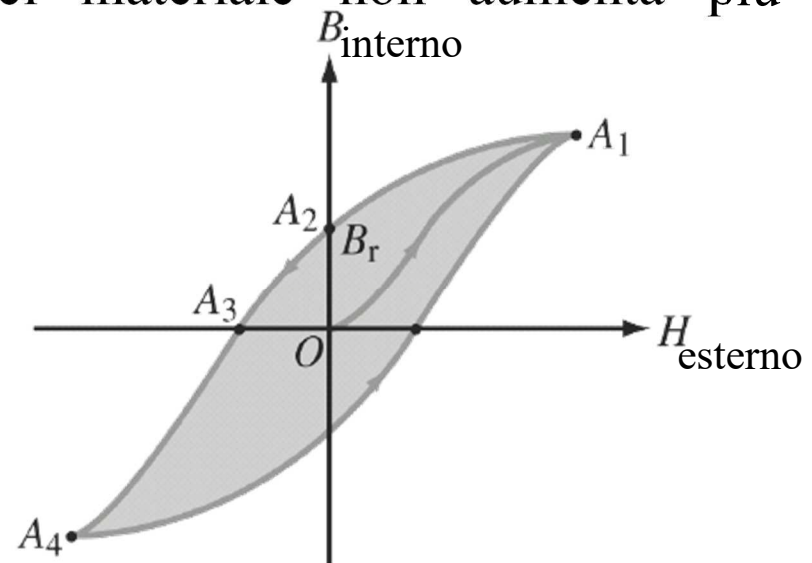


(b) Domini magnetizzati

Magnetizzazione: ciclo di isteresi 1/3

Per magnetizzare un materiale ferromagnetico si applica un campo magnetico esterno \mathbf{H} in modo da orientare i domini lungo la direzione del campo esterno. Quando il campo esterno \mathbf{H} viene eliminato, il materiale rimane magnetizzato ad un certo livello \mathbf{B}_r (magnetizzazione residua). Si può osservare che se il materiale era smagnetizzato, la curva di magnetizzazione ha un percorso diverso rispetto a quella che si avrebbe con un materiale parzialmente magnetizzato. Quando tutti i domini sono orientati nella stessa direzione anche se il campo H aumenta il campo B all'interno del materiale non aumenta più (saturazione)

[APPLET: simulazione di un ciclo di isteresi all'interno dei domini di Weiss](http://www.honeylocust.com/hysteresis/hys1.html)
<http://www.honeylocust.com/hysteresis/hys1.html>



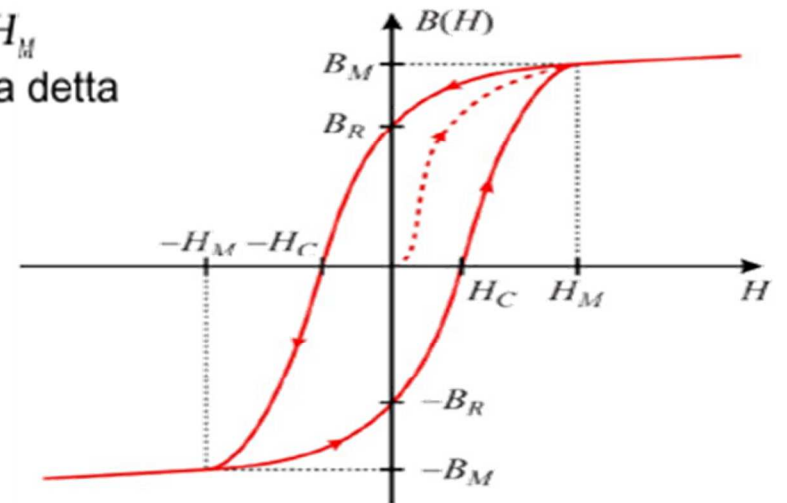
Magnetizzazione: ciclo di isteresi 2/3

I domini di Weiss tendono a rimanere allineati anche se il campo esterno viene rimosso

Riportando H a zero B non si annulla ma si porta ad un valore B_R (**induzione residua**)

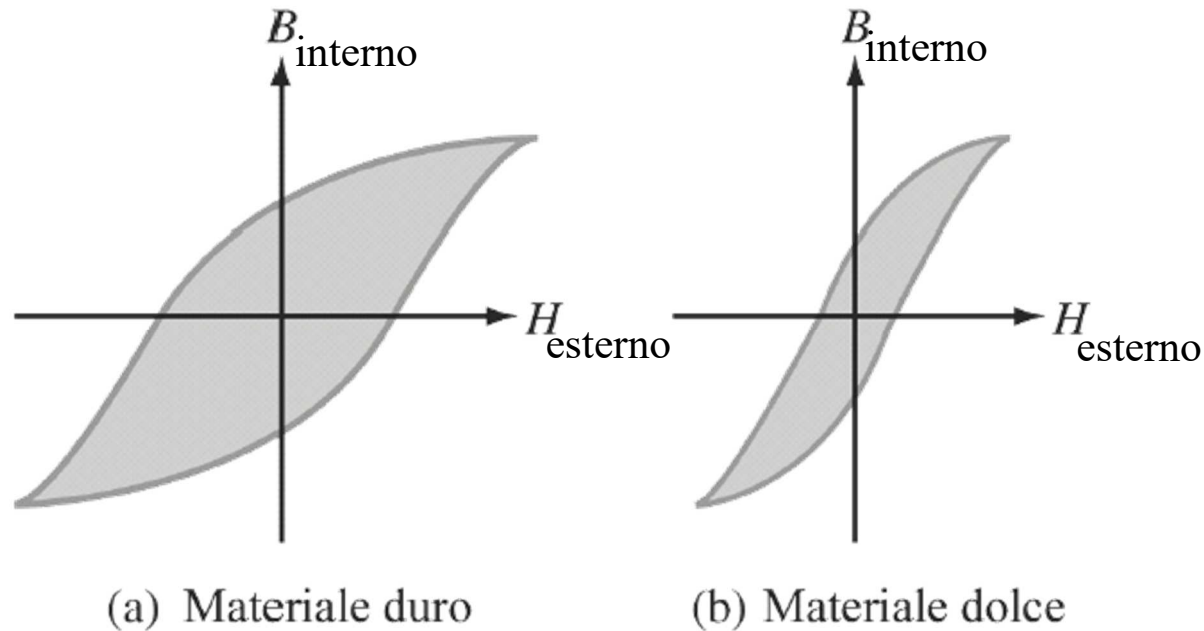
Per annullare B occorre applicare un campo magnetico inverso $-H_C$ (**campo magnetico coercitivo**)

Se H viene fatto variare ciclicamente tra due valori $\pm H_M$ l'andamento di B è rappresentato da una curva chiusa detta **ciclo di isteresi**



Magnetizzazione: ciclo di isteresi 3/3

La magnetizzazione residua \mathbf{B}_r cambia in funzione del materiale ferromagnetico (dolce o duro).



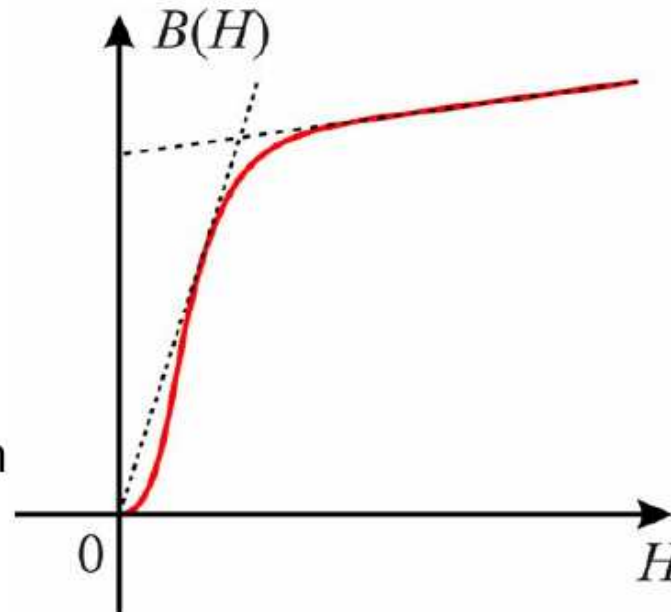
Magnetizzazione: valutazione di μ_r

A partire dallo stato $H = 0, B = 0$, inizialmente si osserva un tratto caratterizzato da valori elevati del rapporto

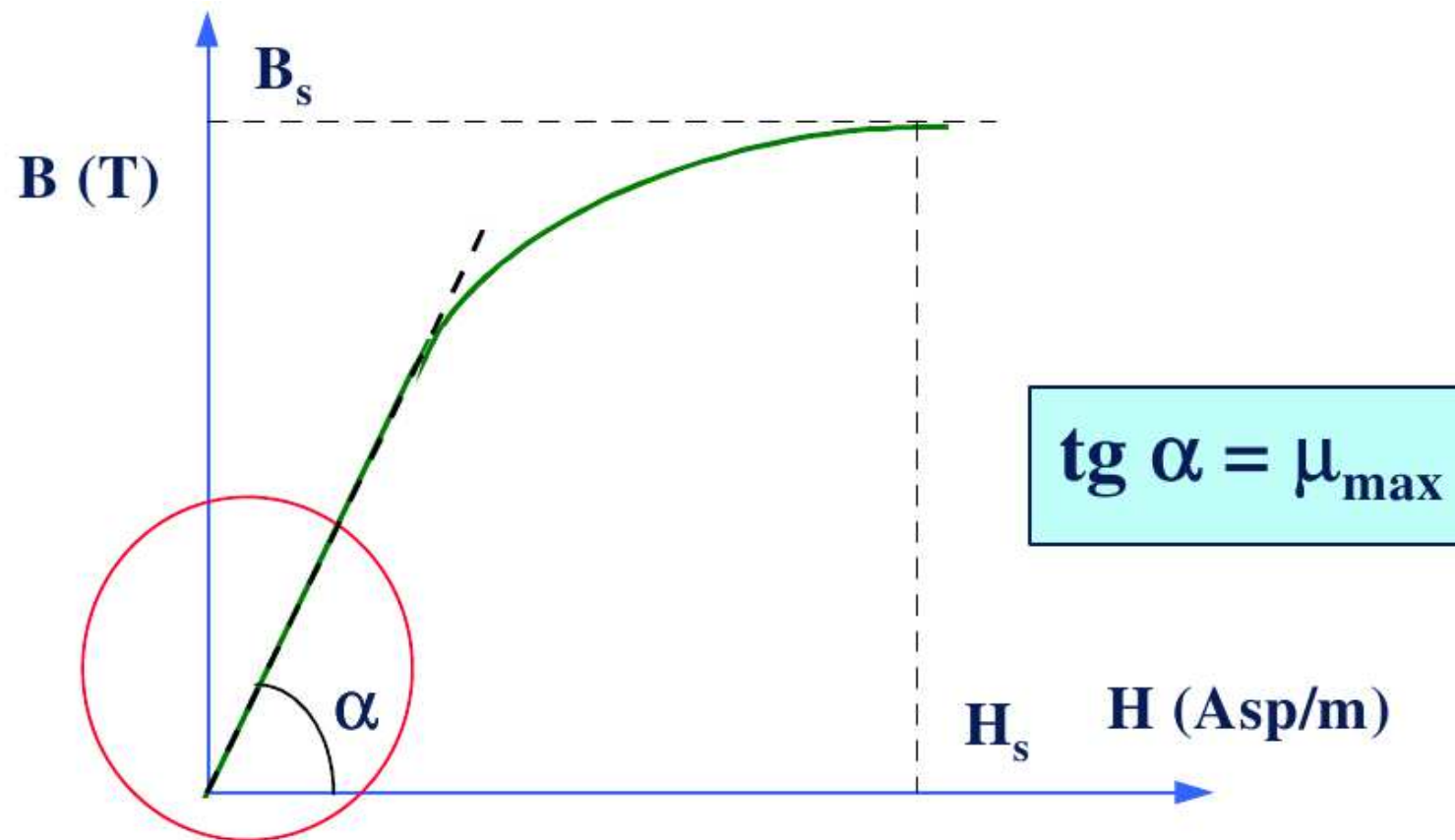
$$\frac{B}{H} = \mu(H) = \mu_0 \mu_r(H)$$

Quindi si raggiunge la saturazione e l'andamento diviene rettilineo con pendenza

$$\frac{dB}{dH} = \mu_0$$

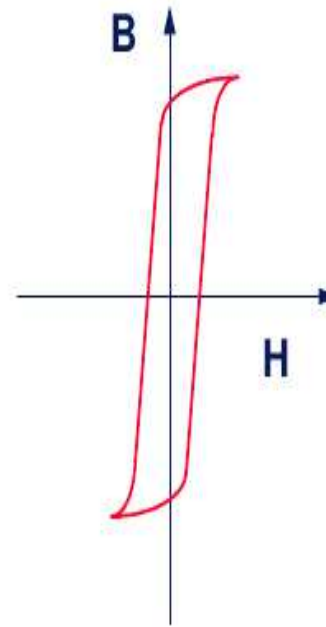


Magnetizzazione: valutazione di μ_r 2/3



Materiali ferromagnetici dolci

Ciclo di isteresi stretto ed alto



SONO CARATTERIZZATI
DA:

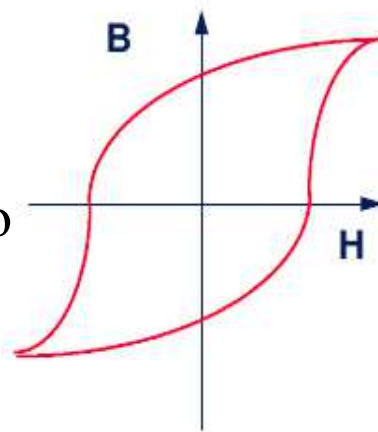
- ELEVATA μ_{\max}
- ELEVATA B_r
- BASSO H_c
- PICCOLA AREA DEL CICLO

Materiali dolci	$\mu_{r \max}$	B_R (T)	H_c (A/m)
Cobalto	175	0.31	1000
Nichel	1100	0.33	130
Ferro puro	$2 \cdot 10^5$	1.2	4
Ferro commerciale	5000	1.2	80
Ghisa	600	1.4	500
Ferro-silicio 4%	7000	0.8	40
Permalloy (Ni, Fe 22%)	$5 \cdot 10^4$	0.6	4
Supermalloy (Ni, Fe 15%, Mo 5%, Mn 0.5%)	$3 \cdot 10^5$	0.6	0.4
Mumetal (Ni, Cu 5%, Cr 2%)	$1.5 \cdot 10^5$	0.6	1.2

Come si legge dalla tabella i valori di μ_r nei materiali ferromagnetici sono molto elevati

Materiali ferromagnetici duri

Ciclo di isteresi basso e panciuto

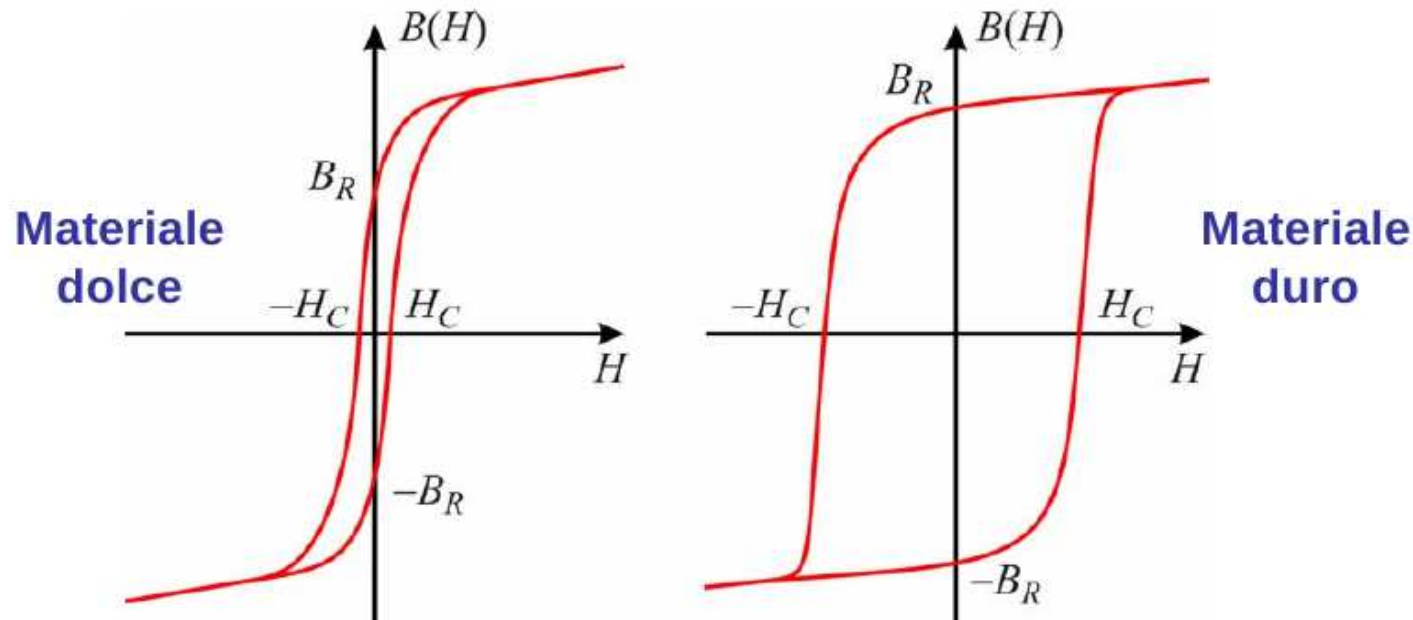


SONO CARATTERIZZATI DA:

- **BASSA μ_{\max}**
- **ELEVATA H_c**
- **GRANDE AREA DEL CICLO**

Materiali duri	B_R (T)	H_c (A/m)
Acciaio al tungsteno (Fe, C 0.7%, W 5%)	1.05	5600
Alnico 5 (Fe, Al 8%, Ni 14%, Co 24%, Cu 3%)	1.25	42400
Alnico 9 (Fe, Al 7%, Ni 15%, Co 35%, Cu 4%, Ti 5%)	1.05	120000
Cunife (Cu, Ni 20%, Fe 20%)	0.54	44000
Ferrite di bario ($BaFe_{12}O_{19}$)	0.43	170000
Samario-cobalto ($SmCo_5$)	0.87	640000
Neodimio-ferro-boro ($Nd_2Fe_{14}B$)	1.23	880000

Energia dissipata nel ciclo di isteresi



L'ISTERESI MAGNETICA PRODUCE DELLE PERDITE.
L'ENERGIA DISSIPATA PER UNITA' DI VOLUME IN UN CICLO È
EGUALE ALL'AREA DEL CICLO DI ISTERESI .

Nota che le dimensioni del prodotto $B \cdot H$ sono

$$\begin{aligned} (\text{Wb/m}^2) (\text{A/m}) &= \text{Wb} \cdot \text{A} / \text{m}^3 = \\ &= \text{Volt} \cdot \text{Ampere} \cdot \text{secondo/metro cubo} = \text{Joule} / \text{metro cubo} \end{aligned}$$

Uso dei materiali ferromagnetici

I materiali ferromagnetici (pesanti e costosi) sono impiegati

- negli apparati per MRI
- per schermare gli stessi a campi magnetici esterni lentamente variabili
- per schermare zone in cui campi magnetici lentamente variabili possono essere pericolosi per l'uomo (direttamente o agendo su apparati elettronici sensibili ai campi magnetici)

Esiste un valore critico T_C della temperatura (**temperatura di Curie**) oltre il quale il comportamento del materiale è di tipo paramagnetico

Effetto dei materiali ferromagnetici: schermi ferromagnetici

Un materiale ferromagnetico ha la capacità di “concentrare” al suo interno l’induzione magnetica B che risulta proporzionale a μ .

Un’applicazione di tali materiali è negli schermi ferromagnetici.

ATTENZIONE: il campo magnetico all’interno dello schermo non è eliminato ma è deviato. Perciò, un piccolo campo magnetico è pur sempre presente all’interno dello schermo

