

37. CAMPI ELETTRICI E MAGNETICI NELLA MATERIA

37.1. Momento di dipolo elettrico - Dipolo in un campo elettrico

Consideriamo un dipolo elettrico (due cariche elettriche uguali, di segno opposto, separate da una distanza L) immerso in un campo elettrico uniforme (Fig. 37.1); sia α l'angolo formato dal dipolo con le linee di forza del campo. Sul dipolo agiscono due forze parallele e discordi (una coppia) la cui risultante è nulla. Non è invece nullo il momento di questa coppia, che andiamo a valutare.

Calcoliamo il momento della coppia rispetto al punto medio O del segmento che unisce le due cariche (Fig. 37.2). Il momento risultante è dato da:

$$[37.1] \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = \mathbf{r}_1 \wedge \mathbf{F}_1 + \mathbf{r}_2 \wedge \mathbf{F}_2$$

con $\mathbf{F}_1 = +q\mathbf{E}$ e $\mathbf{F}_2 = -q\mathbf{E}$. Dato che \mathbf{M}_1 e \mathbf{M}_2 sono due vettori paralleli ed equiversi si ha che il momento della coppia ha intensità

$$[37.2] \quad M = M_1 + M_2 = 2qE(L/2)\sin\alpha = qLE\sin\alpha$$

e tende a far ruotare il dipolo intorno ad un asse passante per O .

A questo punto definiamo una nuova grandezza fisica il momento di dipolo elettrico \mathbf{p} come quel vettore che ha come modulo qL cioè il prodotto del valore assoluto di ciascuna carica per la distanza tra le due cariche, come direzione quella individuata dal segmento che unisce le due cariche, come verso quello che va dalla carica negativa a quella positiva: $\mathbf{p} = q \cdot \mathbf{L}$

Il momento della coppia si può allora esprimere tramite \mathbf{p} e \mathbf{E} , cioè:

$$[37.3] \quad \mathbf{M} = \mathbf{p} \wedge \mathbf{E}.$$

Pertanto un dipolo posto in un campo elettrico \mathbf{E} è soggetto ad una coppia che tende ad allinearlo al campo.

Considerato un dipolo elettrico immerso in un campo elettrico e in equilibrio, per cambiare il suo orientamento un agente esterno deve compiere un lavoro (positivo o negativo) che viene trasformato in energia potenziale del sistema costituito dal dipolo e dai generatori usati per generare il campo elettrico. Tale energia potenziale può essere restituita sotto forma di energia cinetica del dipolo.

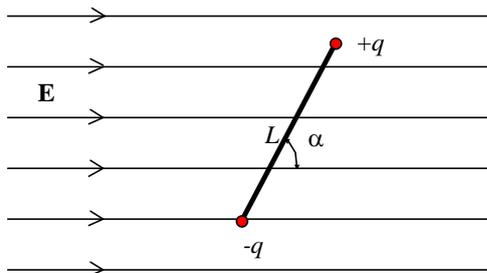


Fig. 1.

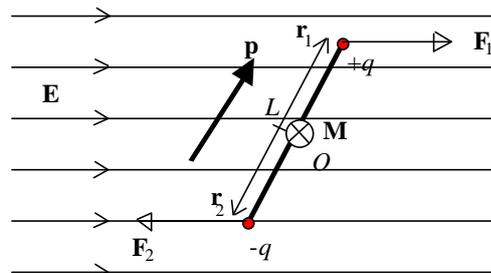


Fig. 2.

Quesiti

37.1. Si calcoli il momento della coppia rispetto al punto in cui si trova una delle due cariche elettriche.

37.2. Un dipolo elettrico è posto in un campo elettrico uniforme come nella Fig. 37.1 precedente e lasciato libero di muoversi. Se ne discuta il moto.

37.2. Polarizzazione del dielettrico

Abbiamo visto quale influenza ha un campo elettrico sugli elettroni di conduzione entro un filo metallico. Passiamo ora ad accennare all'influenza del campo elettrico su un materiale non conduttore (che di regola viene chiamato dielettrico quando appunto se ne considera il comportamento in un campo elettrico). Il problema può essere affrontato dal punto di vista macroscopico oppure microscopico. Seguendo la prima strada (che è poi quella sviluppata nel XIX secolo, quando non si avevano ancora sufficienti informazioni sulla struttura della materia per poter affrontare il problema in altro modo) possiamo considerare cosa succede nel caso in cui due sferette di cariche q_1 e q_2 , anziché essere poste ad una certa distanza nel vuoto, vengono immerse entro un dielettrico omogeneo e isotropo, quale ad esempio olio da trasformatori.

Sperimentalmente, si trova che *anche in questo caso la legge di Coulomb è valida*, purché si introduca al denominatore un fattore di correzione, chiamato **costante dielettrica relativa del mezzo** ϵ_r , il quale permette di tener conto del fatto che i valori della forza reciproca tra le due sferette sono sistematicamente inferiori che nel vuoto. Occorre effettuare una serie di misurazioni molto delicate ponendo prima due cariche qualsiasi puntiformi a distanze diverse nel vuoto e calcolando la forza di Coulomb F_0 , e poi interponendo fra di esse un dielettrico e calcolando la relativa forza elettrica F . Si ricava che il rapporto F_0/F non dipende né dal valore delle cariche interagenti né dalla loro distanza, ma esprime una proprietà caratteristica del mezzo considerato (ad una determinata temperatura), nel senso che varia solo al variare del dielettrico (e dalla temperatura). Questo rapporto si indica generalmente con ϵ_r e si chiama costante dielettrica relativa del mezzo.

$$\text{Posto } \epsilon_r = \frac{F_0}{F}, \text{ si ha } F = \frac{F_0}{\epsilon_r}, \text{ dove } F_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Pertanto la legge di Coulomb in un dielettrico si scrive nel SI:

$$[37.4] \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

e ponendo $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$ diventa

$$[37.5] \quad F = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

ϵ si chiama semplicemente **costante dielettrica**; si noti che ϵ_0 dipende esclusivamente dal sistema di unità di misura, mentre ϵ_r esclusivamente dal mezzo interposto fra le cariche.

Nell'aria, essendo $\epsilon_r = 1.00059$, la variazione della forza è del tutto trascurabile. Nel seguito porremo sempre $\epsilon_r = 1$, cioè considereremo l'aria come il vuoto.

Nella Tab. 37.1 vengono riportati i valori delle costanti dielettriche relative per alcune sostanze.

Tab. 37.1. Costante dielettrica relativa per alcune sostanze. La costante dielettrica relativa assume valori diversi (tutti però maggiori dell'unità) a seconda della natura del mezzo considerato.

Sostanza	Costante dielettrica relativa ϵ_r
Aria (gas, 0 °C, 1 atm)	1.00059
Acqua (liquido, 20 °C)	80
Alcool metilico (liquido, 20 °C)	33
Olio per trasformatori (liquido, 20 °C)	2.24
Polietilene (solido, 20 °C)	2.25 ÷ 2.3
Porcellana (solido, 20 °C)	6.0 ÷ 8.0
Vetro (solido, 20 °C)	4.5 ÷ 10
Mica (solido, 20 °C)	5 ÷ 6
Alcool etilico (liquido, 20 °C)	24 ÷ 27
Paraffina (solido, 20 °C)	2.1 ÷ 2.5
Quarzo (solido, 20 °C)	4.3
Gomma (solido, 20 °C)	2.5 ÷ 4.5

Dal momento che il campo elettrico nel vuoto è $\mathbf{E}_0 = \frac{\mathbf{F}_0}{+q}$, in un mezzo dovremo tener conto della variazione della forza elettrica per cui

$$[37.6] \quad \mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{+q} = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\mathbf{F}_0}{+q} = \frac{\mathbf{E}_0}{\epsilon_r} \quad (*)$$

Nel caso di una carica puntiforme:

$$[37.7] \quad E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q}{r^2},$$

e

$$[37.8] \quad V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \frac{q}{r}.$$

Per spiegare dal punto di vista microscopico questi risultati sperimentali, si può ricorrere ancora a *modelli semplificati della materia*. In tali modelli si considerano le molecole come *dipoli elettrici* che vengono orientati per effetto del campo elettrico esterno lungo le linee di forza del campo, nonostante l'agitazione termica delle molecole, la quale agisca da elemento antagonista. Il grado di orientamento da esse raggiunto è sempre proporzionale all'intensità del campo elettrico.

Vediamo ora in cosa consistono i dipoli cui abbiamo accennato sopra.

Molte molecole possiedono momenti di dipolo elettrico. Quello di H₂O nello stato di vapore è 6.2×10^{-30} C·m. La Fig. 37.3 è una rappresentazione di questa molecola, nella quale si vedono i tre nuclei contornati dalla nube elettronica. Il momento di dipolo \mathbf{p} è raffigurato da una freccia sull'asse di simmetria della molecola. Queste molecole polari hanno una struttura tale per cui il "centro di simmetria" delle cariche positive non coincide con il "centro di simmetria" delle cariche negative, quindi dal punto di vista elettrico esse equivalgono appunto ad un dipolo, cioè ad una specie di "manubrio" rigido alle cui estremità sono collocate due cariche elettriche, uguali e di segno contrario. È comprensibile quindi che per effetto del campo esterno questi dipoli tendano ad orientarsi lungo le linee di flusso, con la carica positiva rivolta verso il potenziale minore. Questo fenomeno perciò provoca una *polarizzazione* della materia detta *polarizzazione per orientamento* delle molecole polari.

Gli atomi, e molte molecole, non hanno momenti di dipolo permanenti. Tuttavia vengono indotti momenti di dipolo elettrico ponendo l'atomo o la molecola in un campo elettrico esterno. L'azione del campo (Fig. 37.4) è tale da separare i centri della carica positiva e della carica negativa. Diciamo che l'atomo diventa polarizzato ed acquista un momento di dipolo elettrico indotto. Si formano cioè dei piccoli dipoli che prima non esistevano spontaneamente, e che tendono a disporsi come nel caso precedente lungo le linee di flusso, nonostante l'agitazione termica. I momenti di dipolo indotto scompaiono quando si toglie il campo elettrico. Questo tipo di polarizzazione viene detta *polarizzazione per deformazione*. La polarizzazione per deformazione è ovviamente molto meno accentuata della polarizzazione per orientamento.

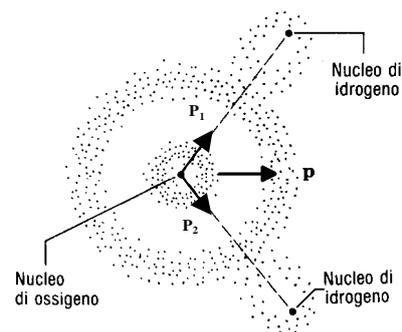


Fig. 37.3. Rappresentazione schematica di una molecola di acqua, con i tre nuclei, la nube elettronica e la orientazione del momento di dipolo.

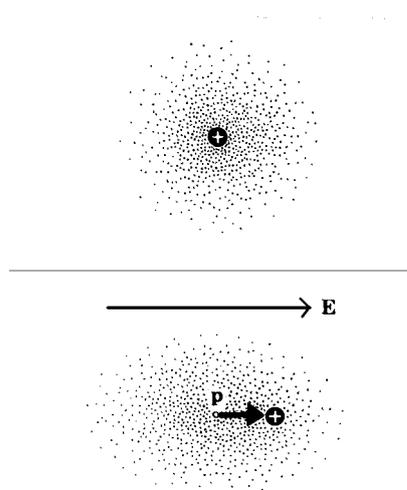


Fig. 37.4. (a) un atomo con il nucleo e la nube elettronica. Il centro della carica negativa coincide con il centro della carica positiva, ossia con il nucleo. (b) Se viene applicato un campo elettrico \mathbf{E} , la nube elettronica è distorta cosicché il centro della carica negativa, segnato dal punto, non coincide più con quello della carica positiva. Ne risulta un dipolo elettrico.

(*) In realtà per il calcolo di ϵ_r si fa uso del rapporto fra le capacità di un condensatore nel vuoto e in presenza di un dielettrico.

NOTA:

Elettronegatività: “il potere di un atomo in una molecola di attrarre a sé elettroni” (è una proprietà connessa al legame, non certo una proprietà degli atomi isolati).

Alcuni valori di elettronegatività media: N 2.20; Li 0.28; C 2.55; N 3.04; O 3.44; Na 0.93; Al 1.61; Si 1.90; Cl 3.16.

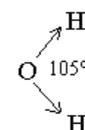
Quando si forma un legame tra due atomi di diversa elettronegatività si ha un accumulo di carica negativa sull'atomo più elettronegativo. Un tale legame costituisce un dipolo. Se una molecola è poliatomico costituita da due o più legami si ha: $\mathbf{p}_{tot} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \dots$

I momenti di dipolo forniscono due tipi di informazione sulla struttura molecolare:

(a) il grado di polarizzazione permanente di un legame; (b) dettagli sulla geometria molecolare.

L'anidride carbonica nello stato fondamentale è priva di momento di dipolo, nonostante la differenza di elettronegatività fra carbonio e ossigeno. Se ne deduce che la molecola è lineare $C \leftarrow O \rightarrow C$; i due dipoli associati ai legami $C - O$ si elidono esattamente quando vengono sommati vettorialmente.

L'acqua d'altra parte ha un momento di dipolo 1.85 D (debye)^(*), e deve perciò possedere una struttura di tipo triangolare. Si è calcolato che per ciascuno dei legami $O - H$ un momento di dipolo 1.60 D. Poiché la somma vettoriale dà il valore sperimentale di 1.85 D, l'angolo fra i due momenti dovrà essere di 105°.



Ora siamo in grado di interpretare l'esperienza di Coulomb eseguita in un dielettrico. Le cariche delle sferette creano un campo che polarizza la sostanza entro cui sono immerse, e quindi si formano lunghe *catene di dipoli* che vanno da una sferetta all'altra. In queste catene, le cariche “di testa” aderiscono alle sferette, poiché hanno segno contrario, mentre le cariche intermedie si cancellano a due a due, dal punto di vista esterno (vedi Fig. 5). La forza reciproca tra le due sferette ora non dipende più solo dalle due cariche Q possedute inizialmente, bensì dipende dalle cariche ($Q, -q$), dove con q si è indicata la carica indotta su ogni sferetta, che non esisteva quando non vi era il dielettrico. Le cose vanno perciò *come se le sferette fossero ancora nel vuoto, ma con una carica minore di prima*, quindi è ovvio che anche la forza reciproca subisca una diminuzione.

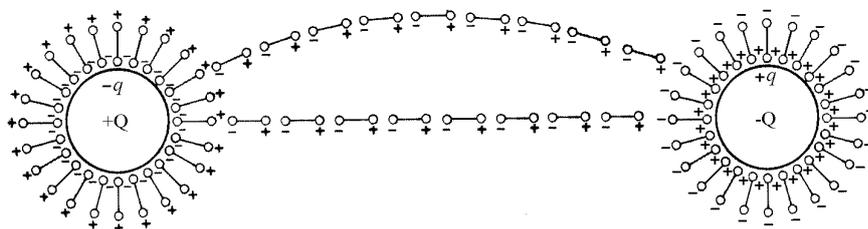


Fig. 37.5. Le molecole di un dielettrico tendono ad orientarsi secondo le linee di forza, come mostra la figura. Attorno alle cariche esterne $+Q$ e $-Q$ si formano perciò delle controcariche $-q$ e $+q$ che fanno diminuire la carica complessiva, e quindi indeboliscono la forza reciproca tra le due sfere. Le cariche intermedie del dielettrico si annullano a due a due.

In maniera analoga è facile capire cosa accade ponendo una lastra di dielettrico nello spazio fra due lamine affacciate (condensatore) cariche di segno opposto (Fig. 37.6).

^(*) 1D = 3.33564×10^{-30} C·m. Il debye prende il nome dal fisico-chimico olandese Peter J. W. Debye (1884-1966), premio Nobel per la Chimica nel 1936.

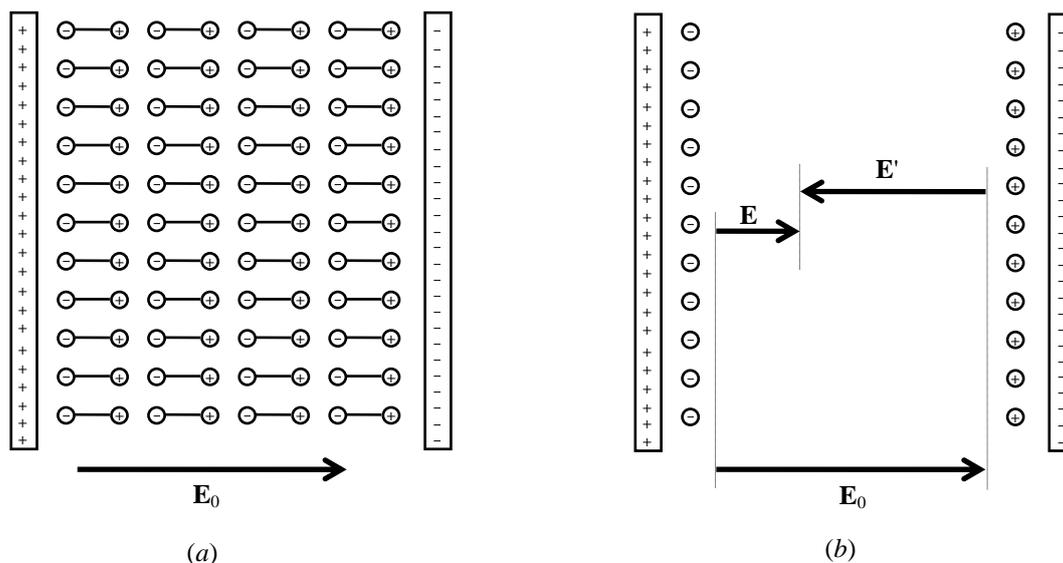


Fig. 37.6. (a) Un campo elettrico esterno E_0 stabilito ponendo la lastra tra le armature di un condensatore piano, separa lievemente il centro della carica positiva da quello della carica negativa, facendo così apparire delle cariche superficiali. (b) Le cariche superficiali danno origine ad un campo E' che si oppone al campo esterno E_0 associato alle cariche sulle armature del condensatore. Il campo risultante $E (= E_0 + E')$ nel dielettrico è minore di E_0 .

Da tutto quanto è stato detto, risulta chiaro che il valore della costante dielettrica relativa è legato al “grado di asimmetria” elettrica presente in una molecola. Sorge quindi spontanea l’idea che la misura di ϵ possa essere sfruttata (come lo è in realtà) dai chimici per trarre utili indicazioni sulla struttura spaziale delle molecole.

Ricordiamo infine che la polarizzazione riesce a spiegare anche l’attrazione che si verifica tra un qualsiasi oggetto non conduttore ed un corpo elettrizzato, per esempio una bacchetta di plastica strofinata: infatti, i dipoli all’interno dell’oggetto non conduttore si orientano in modo che le cariche di segno contrario alla carica esterna siano più vicine a quest’ultima, e quindi globalmente si avrà attrazione (Fig. 37.7).

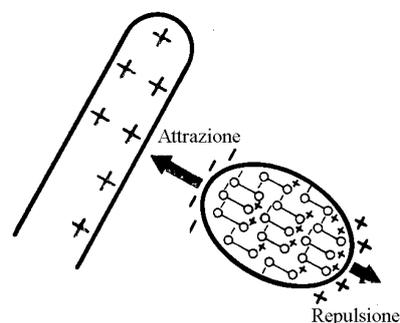


Fig. 36.7. L’attrazione tra un corpo elettrizzato ed un corpo non conduttore è interpretabile con la polarizzazione delle molecole che costituiscono quest’ultimo corpo.

37.3. Momento di dipolo magnetico - Dipolo in un campo magnetico

Consideriamo una spira quadrata di lato L , percorsa da una corrente i ed immersa in un campo magnetico uniforme B . Notiamo innanzitutto che una spira percorsa da corrente è un dipolo magnetico. Posto in un campo magnetico esterno tale dipolo tenderà ad orientarsi secondo le linee di forza del campo esterno. La spira delimita una superficie piana di area $A = L^2$.

Scegliamo come versore normale alla spira quello che giace sulla retta perpendicolare al piano della spira e passante per il suo centro ed il cui verso viene indicato dal pollice della mano destra quando si fanno avvolgere le altre dita della mano nel verso in cui gira la corrente nella spira. Tale versore n forma un angolo α con le linee di forza del campo B . Su ciascun lato della spira (come illustrato nella Fig. 37.8) agisce una

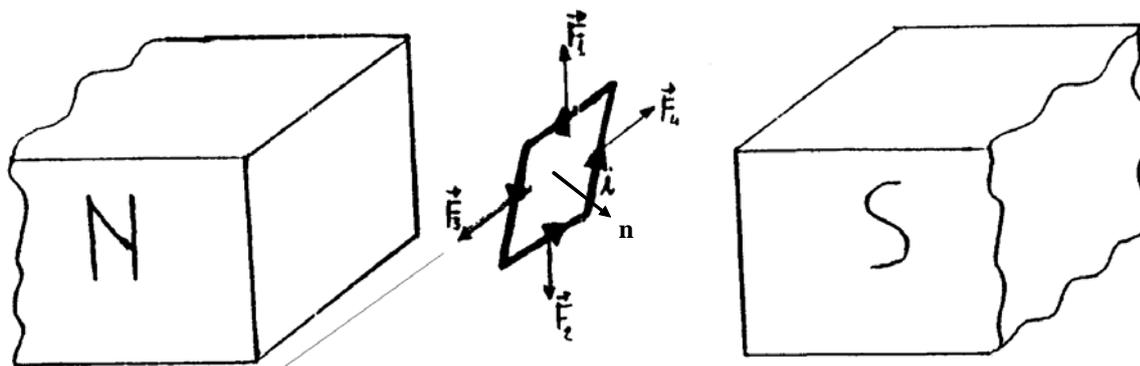


Fig. 37.8.

forza risultante $\mathbf{F}_j = i\mathbf{L}_j \wedge \mathbf{B}$ con $j \in \{1,2,3,4\}$ in cui \mathbf{L}_j è un vettore di modulo L , direzione quella data dal lato della spira j -imo, e verso quello della corrente che sta attraversando detto lato.

La risultante delle forze agenti sulla spira è zero (si annullano a due a due le forze agenti su lati paralleli), due delle quattro forze (quelle indicate nella Fig. 37.9) danno luogo ad un momento torcente che calcolato rispetto al centro della spira è:

$$[37.9] \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 = \mathbf{r}_1 \wedge \mathbf{F}_1 + \mathbf{r}_2 \wedge \mathbf{F}_2$$

dove \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 sono i vettori posizione dei lati 1 e 2 della spira rispetto al centro della spira. Dato che, \mathbf{M}_1 e \mathbf{M}_2 risultano essere due vettori paralleli e equiversi si ha che:

$$[37.10] \quad M = M_1 + M_2 = 2(L/2)iLB \sin \alpha = iL^2 B \sin \alpha = iAB \sin \alpha .$$

A questo punto definiamo una nuova grandezza fisica il momento di dipolo magnetico \mathbf{m} come quel vettore che ha come modulo iA cioè il prodotto dell'intensità di corrente che circola nella spira per l'area della spira, come direzione e verso quelli del versore \mathbf{n} : $\mathbf{m} = i \cdot \mathbf{A} = iA \cdot \mathbf{n}$.

Il momento della coppia di forze \mathbf{F}_1 e \mathbf{F}_2 si può allora esprimere tramite \mathbf{m} e \mathbf{B} e cioè:

$$[37.10] \quad \mathbf{M} = \mathbf{m} \wedge \mathbf{B} .$$

Pertanto un dipolo posto in un campo magnetico \mathbf{B} è soggetto ad una coppia che tende ad allinearlo al campo.

Considerato un dipolo magnetico immerso in un campo magnetico e in equilibrio, per cambiare il suo orientamento un agente esterno deve compiere un lavoro che viene trasformato in energia. Tale energia potenziale può essere restituita sotto forma di energia cinetica del dipolo.

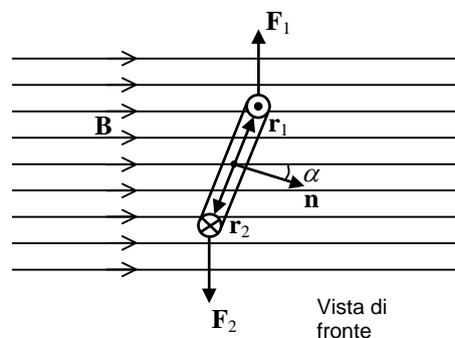


Fig. 37.9.

Quesiti

37.3. Un dipolo magnetico è posto in un campo magnetico uniforme come nella Fig.37.8 e lasciato libero di muoversi. Se ne discuta il moto.

37.4. Campi magnetici nella materia

Avvicinando provini di varie sostanze ad un polo di un potente elettromagnete (*), si trova che tutte le sostanze possono essere raggruppate in tre categorie (Fig. 37.10 e Tab. 37.2):

- sostanze che vengono debolmente respinte, come il rame, l'argento, l'acqua, alle quali viene dato il nome di *sostanze diamagnetiche*;
- sostanze che vengono debolmente attratte, come l'alluminio, il platino, l'aria, alle quali viene dato il nome di *sostanze paramagnetiche*;
- sostanze che vengono fortemente attratte, come il ferro, il cobalto, il nichel e molte leghe, che vengono denominate *sostanze ferromagnetiche*.

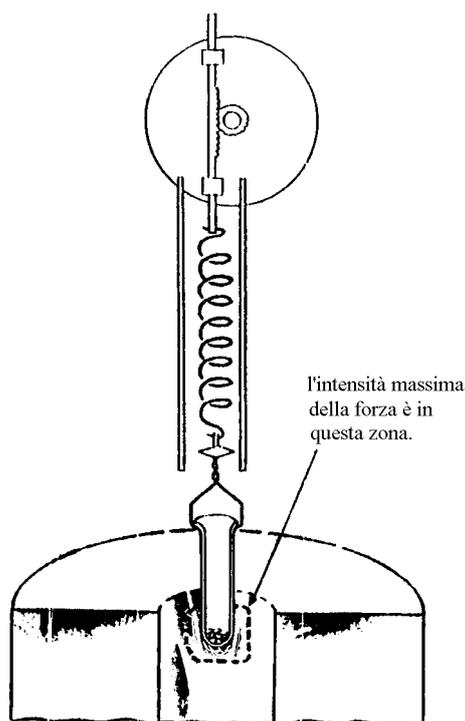


Fig. 37.10. Dispositivo per la misura della forza agente su una sostanza immersa in un campo magnetico.

In modo del tutto simile a quanto è stato fatto nel caso del campo elettrico esprimiamo innanzitutto ciò che accade all'interno del provino tramite una costante μ_r che tiene conto degli effetti macroscopici indotti dal campo magnetico esterno sul materiale. Se andiamo ad indagare all'interno del mezzo (provino), supposto omogeneo e isotropo, sperimentalmente si verifica che il modulo del vettore induzione magnetica che ora indichiamo con B , nel punto considerato presenta un valore diverso da B_0 (valore del campo preesistente nel vuoto, in assenza del mezzo).

In tutti i punti del mezzo, B differisce dal corrispondente valore di B_0 sempre per uno stesso fattore numerico adimensionale μ_r , definito dalla relazione:

$$[37.10] \quad B = \mu_r B_0.$$

La costante μ_r , chiamata *permeabilità magnetica relativa* (al vuoto) *del mezzo* in oggetto, esprime in che modo la presenza della materia modifica il campo magnetico rispetto al vuoto.

Poiché μ_r dipende dalla natura del mezzo, materiali diversi sono caratterizzati da valori differenti della permeabilità relativa μ_r .

- Le sostanze diamagnetiche sono quelle per le quali la permeabilità magnetica relativa è indipendente dal campo e dalla temperatura e presenta un valore lievemente inferiore all'unità (Tab. 37.3).

Tab. 37.2. Forza agente su un campione di 1 g in un campo magnetico con $B_z = 1.8 \text{ T}$, $dB/dz = 0.17 \text{ T/cm}$

Sostanza	Formula	Forza (**)
<i>Diamagnetica (la maggior parte)</i>		
Acqua	H ₂ O	$-22 \times 10^{-5} \text{ N}$
Rame	Cu	$-2.6 \times 10^{-5} \text{ N}$
Piombo	Pb	$-37 \times 10^{-5} \text{ N}$
Cloruro di sodio	NaCl	$-15 \times 10^{-5} \text{ N}$
Quarzo	SiO ₂	$-16 \times 10^{-5} \text{ N}$
Diamante	C	$-16 \times 10^{-5} \text{ N}$
Grafite	C	$-110 \times 10^{-5} \text{ N}$
<i>Paramagnetica</i>		
Sodio	Na	$+20 \times 10^{-5} \text{ N}$
Alluminio	Al	$+17 \times 10^{-5} \text{ N}$
Cloruro di rame	CuCl ₂	$+280 \times 10^{-5} \text{ N}$
Solfato di Nichel	NiSO ₄	$+830 \times 10^{-5} \text{ N}$
Ossigeno liquido	O ₂	$+7500 \times 10^{-5} \text{ N}$ (90 K)
<i>Ferromagnetica</i>		
Ferro	Fe	$+40 \text{ N}$
Magnetite	Fe ₃ O ₄	$+12 \text{ N}$

(**) Se la forza è rivolta verso il basso +, verso l'alto -.
Tutte le misure sono state eseguite alla temperatura di 20°C
tranne quelle indicate.

(*) Più esplicitamente, è indispensabile porre i provini in una zona in cui il campo magnetico non sia uniforme.

- Le sostanze paramagnetiche sono quelle per le quali la permeabilità magnetica relativa è indipendente dal campo ma è funzione della temperatura. Per queste sostanze μ_r è leggermente maggiore dell'unità (Tab. 37.3).
- Le sostanze ferromagnetiche sono quelle per cui μ_r , dipende sia dalla temperatura sia dal campo e può raggiungere valori dell'ordine di $10^3 \div 10^5$.

Questo diverso comportamento è riconducibile ad aspetti fondamentali della struttura degli atomi, per cui una comprensione approfondita di tale fenomenologia si poté avere solo con l'avvento della meccanica quantistica. Premettiamo che ogni spiegazione a livello microscopico deve anche tener presente la verità sperimentale della non esistenza dei monopoli magnetici. Questo porta a considerare i fenomeni magnetici come dovuti ad anelli di corrente entro la materia, proprio come fece Ampère (1775-1836) con intuizione geniale, quando ancora non si aveva alcuna nozione sulla struttura elettronica degli atomi. A tale proposito, la Fig. 37.11 mostra la sua interpretazione circa il magnetismo generato da un magnete permanente rettilineo.

Attualmente sappiamo che gli atomi di una sostanza diamagnetica non possiedono momento magnetico, in quanto sia i momenti magnetici orbitali (dovuti al moto degli elettroni attorno al nucleo) sia quelli intrinseci degli elettroni (dovuti allo spin) si compensano esattamente a due a due, per ragioni quantistiche cui verrà accennato in seguito (principio di esclusione: questi atomi hanno un numero pari di elettroni e strutture elettroniche simmetriche al contrario delle sostanze paramagnetiche).

Consideriamo per semplicità un atomo di idrogeno immerso in un campo magnetico \mathbf{B} perpendicolare al piano dell'orbita del suo elettrone. Tale orbita è assimilabile, nel nostro rozzo modello, ad un anello di corrente, per cui quando l'atomo viene posto nel campo magnetico, si ha una variazione di flusso di \mathbf{B} attraverso l'anello stesso. Ciò fa nascere nell'anello un campo elettrico che accelera o decelera l'elettrone, a seconda del verso del suo moto primitivo. In entrambi i casi si può dimostrare, tenendo presente le regole sul verso delle linee di flusso e della corrente indotta, che il momento magnetico dovuto alla velocità u che si somma algebricamente alla velocità v primitiva, ha *verso contrario al vettore \mathbf{B}* . Se dall'atomo di idrogeno passiamo a considerare un atomo di una qualsiasi sostanza diamagnetica, il quale come abbiamo detto non possiede inizialmente alcun momento magnetico, la velocità u indotta entro ogni anello dall'esterno fa nascere un momento magnetico complessivo opposto a \mathbf{B} . Questo significa che l'atomo equivale ad una piccola spira le cui polarità sono tali da dare repulsione, rispetto all'elettromagnete esterno. Tale repulsione è perciò in grado di spiegare il comportamento del provino diamagnetico. Questo è un fenomeno del tutto generale e quindi tutte le sostanze in qualche misura sono diamagnetiche.

Per spiegare le proprietà delle sostanze paramagnetiche, dobbiamo tener presente che gli atomi di tali sostanze possiedono un piccolo momento magnetico proprio, grazie alla non completa compensazione dei momenti magnetici orbitali ed intrinseci. Tale circostanza può derivare ad esempio dal fatto che il numero di elettroni posseduti è dispari, e quindi quello più esterno resta disappaiato. Poiché ogni atomo equivale ad un piccolo magnete (o spira), quando si fa intervenire il campo magnetico \mathbf{B} si verifica una tendenza degli atomi ad allinearsi lungo le linee flusso, nonostante l'agitazione termica delle molecole che ostacola l'ordine imposto dall'esterno (ordine che sarà tanto maggiore quanto maggiore è l'intensità \mathbf{B} , e quanto minore è la temperatura). Dal punto di vista macroscopico, si avrà quindi attrazione tra il provino ed il magnete, in quanto i singoli magnetini vengono attratti.

Il paramagnetismo in generale è piuttosto debole perché le forze che producono l'allineamento sono relativamente piccole in confronto alle forze dei moti termici che tendono a scompigliare l'ordine.

Sostanze diamagnetiche	
	μ_r
bismuto	0.99983
rame	0.99999
argento	0.999981
acqua	0.999991
Sostanze paramagnetiche	
platino	1.000360
aria	1.000004
alluminio	1.000022

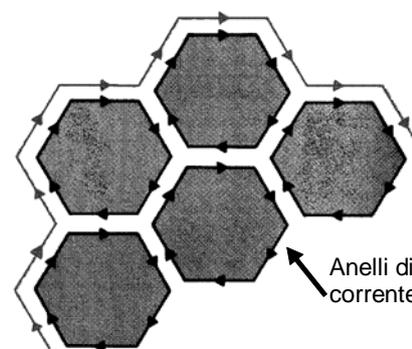


Fig. 37.11. Sezione trasversale di un magnete, dal punto di vista elettrico, secondo l'ipotesi di Ampère. Le correnti contigue si annullano a vicenda, in quanto hanno verso contrario. Restano solo i lati esterni, i quali creano il campo magnetico macroscopico. Con le vedute attuali, ogni anello di corrente corrisponde ad un singolo atomo avente momento magnetico proprio.

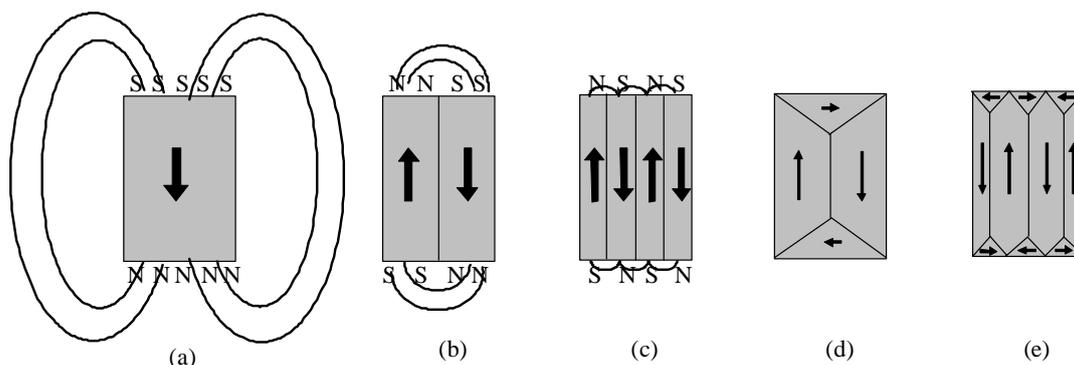


Fig. 37.12. La formazione dei domini di Weiss in un cristallo singolo di ferro. Schematizzazione dei domini di Weiss. In un cristallo le magnetizzazioni spontanee del tipo a sinistra sono sfavorite rispetto a quelle a destra sostanzialmente perché a queste ultime configurazioni corrisponde un'energia minore. All'esterno quindi il cristallo non appare magnetizzato. Le direzioni di magnetizzazione spontanea dei vari domini sono legate alla struttura cristallina della sostanza considerata.

Per ciò che riguarda infine i materiali ferromagnetici, accenniamo anche in questo caso solo ai concetti fondamentali che li riguardano. La spiegazione è possibile solo tramite la meccanica quantistica. Gli atomi delle sostanze ferromagnetiche sono caratterizzati dal fatto di possedere momenti magnetici propri, *ordinati spazialmente anche in assenza di campo magnetico esterno*, in maniera da costituire zone contigue in cui l'ordine, cioè la magnetizzazione, è completo, come mostrano le Figg. 37.12(e) e 37.13. Tali zone, chiamate *domini di Weiss*, sono individuabili anche al microscopio, avendo dimensioni dell'ordine del centesimo di millimetro. Quando un materiale ferromagnetico viene immerso in un campo magnetico \mathbf{B} anche di debole intensità, vengono privilegiati i domini in cui la magnetizzazione spontanea coincide con la direzione \mathbf{B} , per cui questi domini espandono i loro confini a spese dei domini vicini. Un po' alla volta tutto il provino diventa un unico dominio magnetizzato secondo \mathbf{B} , ed in tale situazione il materiale ha raggiunto la *saturazione magnetica*.

Nei materiali ferromagnetici, di conseguenza, il valore della permeabilità magnetica relativa è elevatissimo, talvolta dell'ordine di grandezza delle centinaia di migliaia. Poiché, d'altra parte, per ragioni dovute alla struttura atomica dei materiali ferromagnetici, la dilatazione dei domini di Weiss non avviene linearmente, il valore della permeabilità magnetica relativa, μ_r , non risulta costante, come nelle sostanze diamagnetiche e paramagnetiche, ma è funzione del campo magnetico applicato (e della temperatura).

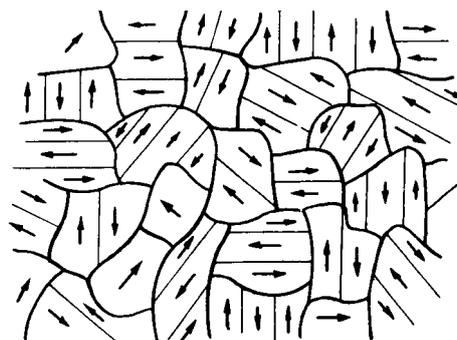


Fig. 37.13. La struttura microscopica di un materiale ferromagnetico non magnetizzato. Ciascun granulo cristallino ha una direzione di facile magnetizzazione e si divide in domini che sono spontaneamente magnetizzati parallelamente a questa direzione.

37.5. Ciclo di isteresi magnetica.

Consideriamo ora un nucleo cilindrico di materiale ferromagnetico su cui sono avvolte numerose spire (elettromagnete). Facendo passare corrente nell'avvolgimento, si crea un campo magnetico \mathbf{B}_0 che un po' alla volta ordina i momenti magnetici elementari secondo il meccanismo sopra presentato. Per un certo valore della corrente i si ottiene la saturazione del materiale (tratto OA di Fig. 37.14). Facendo poi diminuire \mathbf{B}_0 , il nucleo si smagnetizza, però senza seguire gli stessi stati per cui è passato nella fase di magnetizzazione: ciò significa che la corrispondenza tra i e la magnetizzazione non è biunivoca a causa dei fenomeni irreversibili che hanno luogo nel processo di allargamento dei domini privilegiati.

A questo proposito, nella tecnica si distinguono due tipi di materiali ferromagnetici: in primo luogo vi sono quelli che permettono di ottenere *magneti permanenti*, caratterizzati cioè dalla proprietà di conservare una forte magnetizzazione residua (B_r in figura) quando i torna a zero, e soprattutto di dover essere sottoposti ad un forte campo magnetico di verso contrario onde smagnetizzarsi completamente; in secondo luogo vi sono quei materiali che possono servire per *magneti temporanei*, poiché la loro magnetizzazione residua può

essere eliminata con facilità, per effetto di campi magnetici esterni anche deboli, oppure per urti meccanici, od infine per la presenza dello stesso campo creato dal magnete, il quale nel “ritorno” ha verso smagnetizzante rispetto ai singoli magnetini. Il principale materiale avente queste caratteristiche è il ferro “dolce”, cioè ferro abbastanza puro, il quale viene impiegato comunemente per i nuclei dei trasformatori nonché per gli elettromagneti.

Affinché il materiale considerato compia un ciclo di isteresi, occorre che i dipoli magnetici interni ai domini di Weiss si orientino secondo direzioni privilegiate: le forze che producono gli spostamenti compiranno allora un lavoro, a spese di una certa energia fornita dall'esterno. Di conseguenza un materiale ferromagnetico sottoposto a più cicli di isteresi, per esempio avvolto da una bobina percorsa da corrente alternata, si riscalderebbe disperdendo in calore una parte dell'energia ricevuta. Si può dimostrare che l'area racchiusa dalla curva di Fig. 37.14 rappresenta l'energia dissipata per unità di volume del materiale ferromagnetico. Per gli impieghi industriali in cui occorre economizzare le dispersioni energetiche è allora opportuno utilizzare materiali ferromagnetici poco dispersivi, tali, cioè che il grafico del ciclo di isteresi abbia superfici di dimensioni ridotte ossia costituito da linee molto ripide (μ_r molto grande) e vicine fra di loro.

La magnetizzazione permanente oggi trova applicazioni fondamentali nei nastri magnetici dei registratori, nelle memorie a nucleo magnetico dei calcolatori, ecc.

Ricordiamo inoltre che tutte le sostanze ferromagnetiche ad una ben determinata temperatura perdono le loro caratteristiche, per acquistare proprietà paramagnetiche. Questo comportamento è legato all'aumento della agitazione termica delle molecole con la temperatura. Per il ferro tale passaggio si verifica a $770\text{ }^\circ\text{C}$, e questo punto prende il nome *punto di Curie*. Per il nichel il punto di Curie si incontra a soli $358\text{ }^\circ\text{C}$.

Facciamo notare da ultimo che l'allineamento dei momenti magnetici del nucleo di un elettromagnete crea un campo magnetico di gran lunga più intenso di quello creato dalla corrente che circola nell'avvolgimento. In effetti si può dire che tale corrente ha solo la funzione di “pilotare” dall'esterno la magnetizzazione del nucleo.

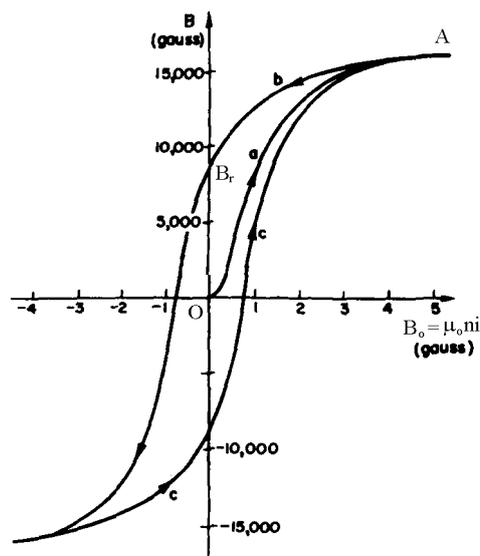


Fig. 37.14. Tipica curva di magnetizzazione e di isteresi per un ferro dolce. $1\text{ gauss} = 10^{-4}\text{ T}$.

Problemi di fine capitolo

- 37.4.** La “deformazione” delle molecole dovuta all’effetto di un campo elettrico, avviene anche nel caso delle molecole polari?
- 37.5.** L’attrazione tra un corpo elettrizzato ed un corpo non conduttore è interpretabile con le nostre conoscenze? Come?
- 37.6.** Avvicinando provini di varie sostanze ad un polo di un potente elettromagnete, quale sarà il loro comportamento?
- 37.7.** Come si spiega la forte attrazione che un provino di ferro subisce quando è posto in vicinanza di un magnete?
- 37.8.** A che proposito si parla di saturazione magnetica?
- 37.9.** Da cosa differiscono i magneti permanenti dai magneti temporanei?
- 37.10.** La polarizzazione del nucleo di un elettromagnete crea un campo magnetico più intenso o meno intenso di quello creato dalla corrente che circola nell’avvolgimento? Qual è l’ordine di grandezza del rapporto?
- 37.11.** Su quali basi si può affermare che una spira percorsa da corrente è un dipolo magnetico?
- 37.12.** Si dimostri che:
- (a) il momento magnetico orbitale di un elettrone in un atomo ha verso opposto a quello del suo momento angolare (orbitale);

(b) il momento magnetico di un protone, carico positivamente, che ruoti intorno al proprio asse ha lo stesso verso del suo momento angolare di rotazione.

37.13. *Momento di dipolo magnetico di un elettrone dovuto al suo moto orbitale.* Un elettrone che si muove in un atomo di idrogeno su un'orbita circolare di raggio r si comporta come una piccola spira percorsa da corrente ed ha un momento di dipolo magnetico orbitale generalmente indicato con μ_l .

(a) Supponendo di conoscere m , r , la carica e , trovare il suo valore. $\left[\left(\frac{e^2}{4} \right) \cdot \sqrt{\frac{r}{\pi \epsilon_0 m}} \right]$

(b) Trovare poi il momento angolare orbitale \mathbf{L} . $\left[\sqrt{\frac{e^2 m r}{4 \pi \epsilon_0}} \right]$

(c) Stabilire poi il loro rapporto fra le loro intensità, e verificare che hanno versi opposti.

37.14. (a) Dimostrare che una spira quadrata percorsa da corrente tende sempre a disporsi in un campo magnetico in modo che il piano della spira sia perpendicolare alla direzione del campo.

(b) In questa posizione, quale effetto tendono a produrre le forze magnetiche? (*Suggerimento:* disegnare la spira vista di lato). [Sulla base di questo principio funzionano gli amperometri a bobina mobile e i motori elettrici.]

37.15. Un solenoide lungo 60 cm è composto da 800 spire che sono percorse da una corrente $i = 3.0$ A.

(a) utilizzando il teorema di Ampère si calcoli il modulo del campo \mathbf{B} all'interno del solenoide.

(b) se all'interno del solenoide vengono posti in successione un cilindro di gallio ($\mu_r = 0.9999756$), uno di tungsteno ($\mu_r = 1.0000590$), e uno di ferro ($\mu_r = 5000$), si calcoli il modulo di \mathbf{B} all'interno dei tre materiali.