

6.4 Campos magnéticos na matéria. A magnetização. O campo H

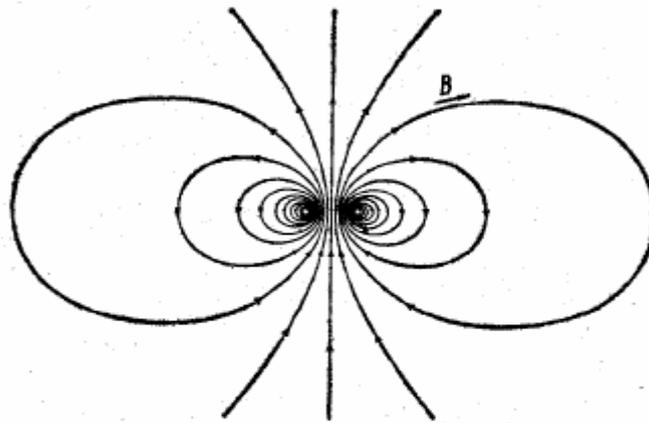
Os campos magnéticos na matéria, tal como os campos eléctricos, em geral, têm intensidade diferente da no vazio:

$$\vec{B}_{na\ matéria} = \mu \vec{B}_{no\ vazio}$$

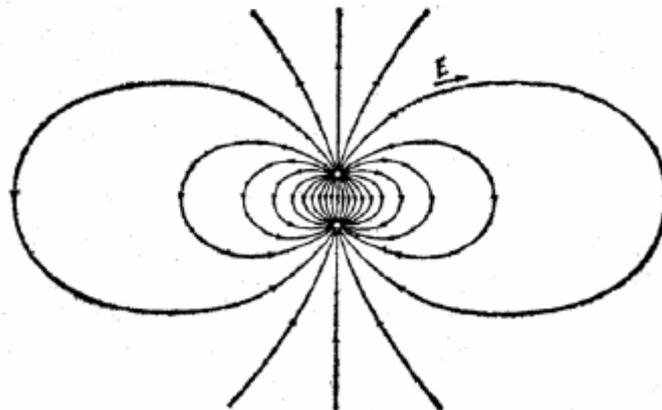
onde μ chama-se permeabilidade magnética (ou constante magnética). Há três tipos de materiais, de acordo com o valor de μ :

- 1) diamagnéticos ($\mu \leq 1$) (Bi, Pb, Cu, N₂, a maior parte de substâncias orgânicas)
- 2) paramagnéticos ($\mu \geq 1$) (Al, Ca, Sr, Li, O₂)
- 3) ferromagnéticos ($\mu \gg 1$) (Fe, Co, Mn e os seus óxidos).

A razão para o campo magnético ser diferente na matéria é a existência dos dipolos magnéticos microscópicos, ou seja, das correntes circulares (atómicas).

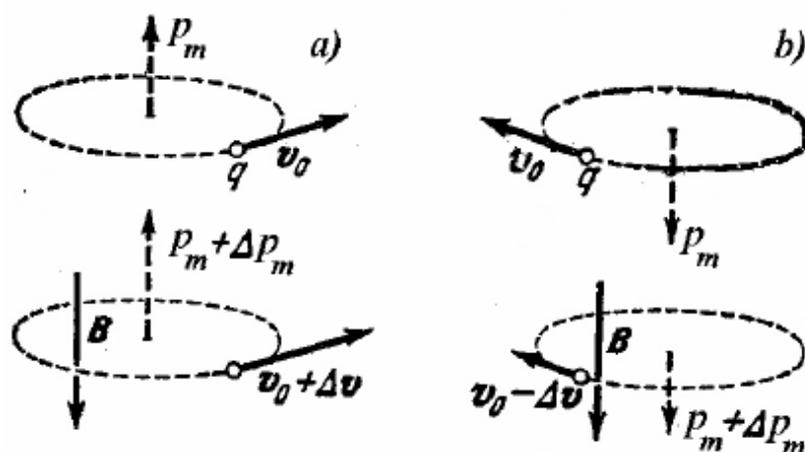


a) Campo magnético de uma corrente circular



b) Campo eléctrico de um par de cargas pontuais

Como vimos, uma corrente circular é um dipolo magnético, que produz um campo magnético. Este campo longe do dipolo, é igual ao campo eléctrico dum dipolo eléctrico (ver fórmula (138a), que é um caso particular ($x = y = 0$) da Eq.(16a)). No entanto, na vizinhança mais próxima, o campo do dipolo magnético ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{p}_m$ perto do dipolo) é diferente do dipolo eléctrico ($\vec{E} \uparrow \downarrow \vec{p}$ perto do dipolo – ver figura na página anterior). No caso do dipolo magnético $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{p}_m$ no “ponto” onde esta o dipolo (Eq.(138a)). Isto faz com que a magnetização aumente o campo magnético (dipolos magnéticos microscópicos alinhados com o campo externo). No caso do campo eléctrico, a situação é contrária: os dipolos eléctricos alinhados com o campo eléctrico externo tendem a diminuí-lo. Então, o alinhamento dos dipolos magnéticos irá aumentar o campo magnético na matéria (o paramagnetismo).



No entanto, o fenómeno mais universal é o diamagnetismo. Só neste caso o campo magnético na matéria é menor do que no vazio. Porque? Consideremos um electrão a rodar em torno do seu núcleo (ver figura acima). Este movimento corresponde a uma corrente circular com um momento dipolar magnético dirigido, por exemplo, para cima (figura a). A velocidade do electrão é determinada pela força eléctrica exercida pelo núcleo:

$$m \frac{v^2}{r} = F_e \quad (148)$$

(onde m é a massa e r o raio da órbita do electrão). Se ligarmos um campo magnético externo, por exmplo, dirigido para baixo ($\vec{B} \uparrow \downarrow \vec{p}_m$), vai surgir uma força magnética, que tem direcção centrípeta. O movimento do electrão é determinado agora pela equação:

$$m \frac{v^2}{r} = F_e + F_m \quad (\text{com campo magnético}) \quad (149)$$

Então, se o raio da trajectória não se alterar, a velocidade do electrão aumenta. Não é difícil determinar esta variação da velocidade,

$$\frac{\Delta v}{r} = \left(\frac{1}{c} \right) \frac{qB}{2m},$$

que é proporcional ao campo magnético externo e, além disso, depende do raio da órbita. Aumenta também a intensidade da corrente circular na presença do campo B (dirigido contrariamente ao vector de momento magnético),:

$$I \text{ com campo magnético} > I \text{ sem campo magnético}$$

(Eq.(149)) (Eq.(148))

Como é fácil de ver da figura b, se o sentido do campo magnético coincidir com o do vector \vec{p}_m . O momento magnético do electrão vai diminuir nesta situação.

Enfim, a variação do momento magnético da corrente circular diminui na presença do campo magnético externo é proporcional e oposta a este campo. Por isso, o campo magnético resultante produzido pelo dipolo (que é uma corrente microscópica na matéria diamagnética) diminui na presença do campo externo. Por outras palavras, aparece uma componente do campo interno (do dipolo), que é proporcional e oposta ao campo magnético externo.

A matéria é constituída por muitos dipolos microscópicos. Uma grandeza macroscópica que caracteriza o efeito resultante dos muitos dipolos microscópicos é chamada vector de magnetização, que é o momento magnético por unidade de volume (compare com o vector polarização nos dieléctricos),

$$\vec{M} = n \langle \vec{p}_m \rangle$$

em que as parêntesis angulares significam a média sobre as orientações diferentes dos dipolos e n é a sua concentração. Do que foi discutido acima, podemos concluir que o vector magnetização é proporcional ao campo magnético externo. No caso dos diamagnéticos, $\vec{M} \uparrow \downarrow \vec{B}$. Isto faz com que o campo total na matéria fique mais fraco do que no vazio (o diamagnetismo).

Nos casos de para- e ferromagnetismo a magnetização tem o mesmo sentido do campo externo, $\vec{M} \uparrow \uparrow \vec{B}$. Por isso, o campo magnético nestes materiais fica mais forte do que no vazio. É preciso ter em conta que o efeito de diamagnetismo discutido acima está presente sempre, mas é ultrapassado por outros efeitos, mais fortes. Os fenómenos de paramagnetismo e ferromagnetismo devem-se a existência de um momento intrínseco do electrão, chamado spin. O valor do momento magnético relacionado com o spin não varia em função do campo magnético aplicado, é fixo para cada partícula elementar (por exemplo, para o electrão este momento magnético é igual a $\frac{q\hbar}{2mc} = 0,93 \cdot 10^{-20} \text{ erg/Gs}$,

em que \hbar é a constante de Planck). Os spins simplesmente alinham-se com o campo magnético, da mesma maneira como fazem os dipolos eléctricos nos dieléctricos na presença dum campo eléctrico externo. Nas substâncias em que os átomos (ou as moléculas) têm um número ímpar dos electrões, este efeito devido ao spin ultrapassa o diamagnetismo. Estas substâncias são os paramagnéticos.

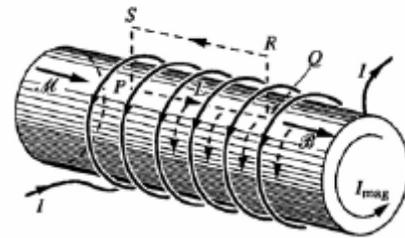
O ferromagnetismo deve-se à existência de domínios (ou seja, regiões) em que os spins estão alinhados (paralelos) entre si. Estes domínios funcionam como os "superspins", com um momento magnético gigantesco. O ferromagnetismo é uma propriedade que depende fortemente da temperatura. Para cada substância ferromagnética existe uma temperatura, designada temperatura de Curie, acima da qual a substância se torna paramagnética (os domínios de spins alinhados desaparecem). Esta "transição de fase" ocorre quando o movimento térmico é suficientemente elevado para contrabalançar as forças de alinhamento devido à interacção spin-spin. As substâncias puras que apresentam o ferromagnetismo à temperatura ambiente são o ferro, o níquel, o cobalto e o gadolínio. As suas temperaturas de Curie são 770°C, 365 °C, 1075 °C e 15 °C, respectivamente.

O campo H

Na electrostática dos dieléctricos (Capítulo IV), nos distinguimos dois tipos de carga, as livres (ou as de condução) e as de polarização. As últimas, que surgiam em resposta à aplicação de um campo eléctrico externo, eram responsáveis pela diminuição do campo resultante na matéria. Da maneira, análoga, faz sentido distinguir dois tipos de correntes, as livres e as de magnetização. As primeiras são provocadas por uma força electromotriz num circuito fechado. O termo “corrente de magnetização” designa a resultante das correntes microscópicas, conduzidas por partículas carregadas não necessariamente livres. Por isso, o outro nome para este tipo de correntes é “correntes ligadas”. É possível mostrar que a sua densidade é relacionada com o vector de magnetização,

$$\vec{j}_{\text{mag}} = (c)\text{rot}\vec{M}. \quad (150)$$

A figura ao lado mostra que a corrente de magnetização num cilindro dentro de um solenoide (que transporta uma corrente I) é distribuída na superfície e tem o sentido coincidente com a corrente de condução nas espiras.



Tal como fizemos na electrostática, vamos introduzir um segundo campo, designado \vec{H} e as

vezes chamado de “campo magnetizante”, que é criado apenas pelas correntes livres,

$$\vec{H} = \begin{cases} \vec{B} - 4\pi\vec{M} & (\text{CGS}) \\ \frac{1}{\mu_0}\vec{B} - \vec{M} & (\text{SI}) \end{cases} \quad (151)$$

A este campo aplica-se o teorema de circulação,

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \begin{cases} \frac{4\pi}{c} I_{\text{livre}} & (\text{CGS}) \\ I_{\text{livre}} & (\text{SI}) \end{cases} \quad (152)$$

do qual, utilizando o teorema de Stokes, podemos obter

$$\text{rot}\vec{H} = \begin{cases} \frac{4\pi}{c} \vec{j}_{\text{livre}} & (\text{CGS}) \\ \vec{j}_{\text{livre}} & (\text{SI}) \end{cases} \quad (153)$$

Como foi discutido acima, a magnetização da matéria é proporcional ao campo magnético externo (criado pelas correntes livres). Por isso, costuma-se escrever

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H}. \quad (154)$$

O coeficiente de proporcionalidade χ_m é chamado de susceptibilidade magnética. A susceptibilidade é negativa para as substâncias diamagnéticas e positiva para os paramagnéticos e ferromagnéticos (ver Tabela III). Combinando as relações (151) e (154), obtemos:

$$\vec{B} = (\mu_0)\mu\vec{H} \quad (155)$$

em que o factor μ_0 está presente apenas no SI e μ é a permeabilidade magnética

Tabela III

Suscetibilidades magnéticas à temperatura ambiente

| Substâncias diamagnéticas | χ_m | Substâncias paramagnéticas | χ_m |
|---------------------------|-----------------------|-----------------------------------|-----------------------|
| Hidrogênio (1 atm) | $-2,1 \times 10^{-9}$ | Oxigênio (1 atm) | $-2,1 \times 10^{-6}$ |
| Nitrogênio (1 atm) | $-5,0 \times 10^{-9}$ | Magnésio | $-1,2 \times 10^{-5}$ |
| Sódio | $-2,4 \times 10^{-6}$ | Alumínio | $-2,3 \times 10^{-5}$ |
| Cobre | $-1,0 \times 10^{-5}$ | Tungstênio | $-6,8 \times 10^{-5}$ |
| Bismuto | $-1,7 \times 10^{-5}$ | Titânio | $-7,1 \times 10^{-5}$ |
| Diamante | $-2,2 \times 10^{-5}$ | Platina | $-3,0 \times 10^{-4}$ |
| Mercúrio | $-3,2 \times 10^{-5}$ | Cloreto de gadolínio ($GdCl_3$) | $-2,8 \times 10^{-3}$ |

introduzida no início desta secção, relacionada com a susceptibilidade magnética pela equação

$$\mu = \begin{cases} 1 + 4\pi\chi_m & \text{(CGS)} \\ 1 + \chi_m & \text{(SI)} \end{cases} \quad (156)$$

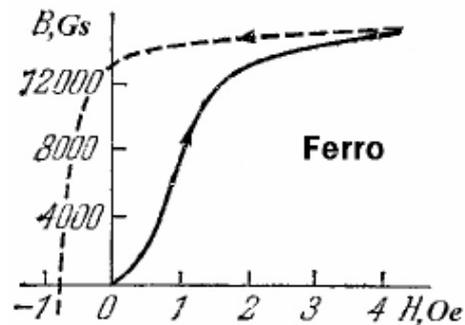
A susceptibilidade magnética, apesar de ser uma grandeza adimensional, tem valores diferentes nos dois sistemas de unidades. Os apresentados na Tabela III correspondem ao SI. É interessante que existe uma classe de materiais em que $\chi_m = 1/4\pi$ (CGS), ou seja, $\mu = 0$. Isto acontece nos supercondutores, que, portanto, são diamagnéticos perfeitos. O fenómeno é conhecido como o efeito Meissner e dá origem à levitação magnética que tem muitas aplicações práticas.

A permeabilidade magnética μ que aparece na Eq.(155) tem o mesmo valor nos dois sistemas de unidades. No caso do SI, muitas vezes é chamada de permeabilidade magnética *relativa*, para distingui-la da μ_0 , que é uma grandeza dimensional (mede-se em $\frac{N}{A^2}$). O campo magnetizante, no SI, tem dimensão diferente da do campo \vec{B} e

mede-se em $\frac{A}{m}$. No CGS, apesar de ter a mesma dimensão, a unidade do campo \vec{H} é chamada Oersted (*Oe*), no entanto, é a mesma coisa que o Gauss (*Gs*). Note-se que $1 \frac{A}{m} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{Oe}$.

A Eq.(155) implica uma relação linear entre os campos \vec{B} e \vec{H} . No entanto, nos ferromagnéticos esta relação é mais complexa e até depende da "história" da amostra. A figura ao lado representa uma curva de magnetização típica para os ferromagnéticos.

Esta curva pode ser interpretada da seguinte maneira. Se aumentarmos lentamente a corrente que atravessa a bobina na figura da página anterior, o campo H produzido na substância do cilindro também aumenta. O correspondente campo magnético no interior do cilindro de ferro varia como indica a curva a cheio. O quociente (B/H) não é constante porque a magnetização aumenta mais rápido do que linearmente com o aumento de H . Este movimento corresponde a um movimento das



fronteiras dos domínios de spins, ou seja, a um crescimento dos domínios orientados ao longo do campo. A um certo valor de H , todos os domínios estão praticamente orientados e não é possível aumentar a magnetização. Diz-se que a magnetização está saturada, $\vec{M} = \text{const}$. Qualquer incremento adicional do B deve-se unicamente ao aumento de H . Se agora começarmos a diminuir a corrente na bobina, o H vai diminuir mas a curva de magnetização passa a ser diferente (a linha a tracejado), pois os domínios já estão orientados! Quando H se torna nulo, o campo B tem um valor não nulo, que indica uma magnetização remanescente, ou residual, do ferro. Este resultado deve-se ao facto que o movimento térmico não é suficiente para desorganizar a orientação regular dos domínios atingida devido ao campo H elevado que tinha sido aplicado à substância. A magnetização remanescente dá origem às propriedades magnéticas de ímãs permanentes. No entanto, se aumentar a temperatura da substância, a magnetização remanescente desaparece.

6.5 Condições de fronteira para os campos B e H . Circuitos magnéticos

Considerando a interface entre dois meios magnéticos diferentes (as constantes magnéticas μ_1 e μ_2) ou então a superfície de um meio magnético, ambos os campos \vec{B} e \vec{H} , em geral, têm uma descontinuidade nela. Podemos repetir o raciocínio apresentado na Sec.4.2 para os campos eléctricos, lembrando-se, no entanto, da diferença que existe entre os campos electrostáticos e magnéticos. Aplicando o teorema de circulação para o campo \vec{H} e admitindo que na superfície considerada não há correntes livres, chegamos a conclusão que a componente tangencial do campo \vec{H} é contínua,

$$H_{1t} = H_{2t}.$$

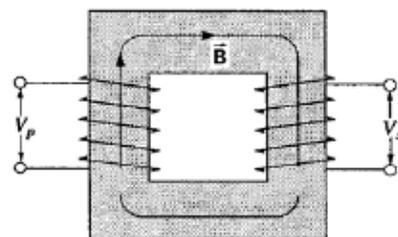
Por consequência, a componente tangencial do campo \vec{B} , em geral, é descontínua,

$$\frac{B_{1t}}{\mu_1} = \frac{B_{2t}}{\mu_2}. \quad (157)$$

Utilizando o facto que o campo magnético é solenoidal, ou seja, a Eq.(142), podemos obter para as componentes normais dos dois campos:

$$B_{1n} = B_{2n}; \quad \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}.$$

A relação (157), quando aplicada à superfície de uma substância ferromagnética ($\mu_1 \gg 1, \mu_2 = 1$) significa que a componente tangencial do campo \vec{B} tem um salto muito grande nesta superfície, sendo finita dentro do ferromagnético e praticamente nula fora (no vazio). Assim, as linhas de campo magnético que são paralelas à superfície (por exemplo, no campo criado pela bobina mostrada na figura da página 12) ficam concentradas no interior do cilindro de ferro. Neste sentido, o cilindro funciona como um tubo que “transporta” o campo magnético. Este efeito é usado nos “circuitos magnéticos” em que o fluxo magnético é transportado, praticamente sem perdas, de uma região para outra. Um exemplo muito importante é o transformador (ver figura ao lado). O fluxo magnético criado pela bobina primária (ligada a uma fonte de alimentação) no núcleo de ferro é transportado até a bobina secundária (a direita).



Resumo

- 1) O campo magnético é criado por cargas eléctricas em movimento. Não existe monopolo magnético, só existem dipolos (quadripolos, *etc*). O dipolo magnético é uma corrente circular. O seu momento magnético é dado pela relação (139).
- 2) O campo magnético pode ser calculado utilizando a lei de Biot-Savart (136) ou o teorema de circulação (também conhecido como “lei de Ampère”), Eq.(141). Também é possível achá-lo resolvendo a equação de Poisson para o potencial vector (146a).
- 3) O campo magnético só actua sobre cargas em movimento (a força de Lorentz – Eq.(134)). Por isso, actua sobre condutores que transportam correntes eléctricas. Neste caso é conhecida como a força de Ampère.
- 4) O campo magnético na matéria pode ser mais fraco (nos diamagnéticos) tanto quanto mais forte (nos paramagnéticos e ferromagnéticos) do que no vazio. É muito mais forte nos ferromagnéticos (a permeabilidade magnética $\mu \approx 10^2 - 10^3$). Este efeito deve-se à magnetização da matéria. Nos ferromagnéticos, existe uma magnetização remanescente, uma vez criada por um campo magnético aplicado a eles. É por isso que existem os ímãs permanentes.
- 5) Os campos \vec{B} e \vec{H} , em geral, são descontínuos na interface entre dois meios com propriedades magnéticas diferentes. Em particular, a componente tangencial do campo \vec{B} tem um salto proporcional à diferença das constantes magnéticas dos dois meios.