

Tipos de magnetismo

- 1) Diamagnetismo
- 2) Paramagnetismo
- 3) Ferromagnetismo
- 4) Antiferromagnetismo
- 5) Ferrimagnetismo
- 6) Supercondutividade.

Vimos que em um ponto do espaço o campo efetivo $\vec{B}$ é dado por

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1)$$

$$\text{onde } \mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$$

de (1) Percebe-se que dependendo do valor de χ_m o campo local induzido pode:

- Ser muito maior que o aplicado se $\chi_m \gg 0$
- Ser pouco superior ao campo $\vec{H}$ aplicado, se $\chi_m \gtrsim 0$
- Ser pouco menor que $\vec{H}$, se $\chi_m \lesssim 0$
- Ser muito menor, se $\chi_m \ll 0$. (Não ocorre)
- Supercondutores $\chi = -1$

As possibilidades acima são apenas hipóteses iniciais. Resta agora realizar-se experimentos e verificar-se os tipos de materiais magnéticos que existem na natureza.

Diamagnetismo:

Ao aplicar-se um campo $\vec{H}$ em qualquer material necessariamente ocorre uma variação de campo desde $\vec{0}$ até $\vec{H}$. (antes de aplicar $H=0$; depois $H=H$, portanto variou de $0 \rightarrow H$)

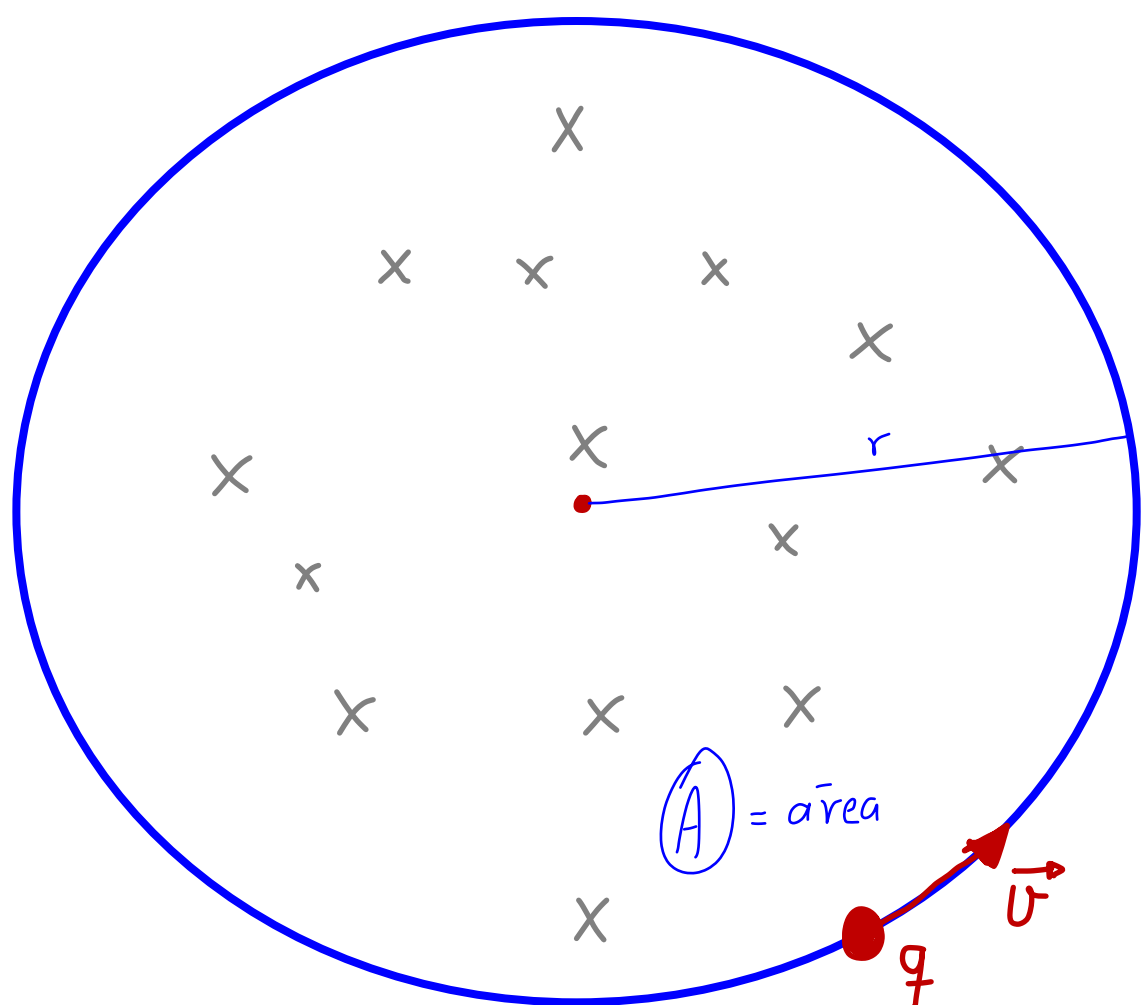
Em eletromagnetismo "vimos" que

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

Significa que a variação de $\vec{B}$ ($\propto \vec{H}$) produz um campo elétrico dentro da amostra. Este campo elétrico induzido induz correntes na amostra no sentido de produzir um campo magnético induzido contrário à variação do campo externo aplicado. Este fenômeno é conhecido como **Lei de Lenz**.



Exemplo: Considere um elétron em um átomo com movimento orbital circular r



Ao aplicar-se $\vec{H}$ $\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H} \right) \Rightarrow \frac{d\vec{B}_{ext}}{dt} \neq 0$

Supor que $\vec{H}$ e aplicado entrando na página $\otimes$

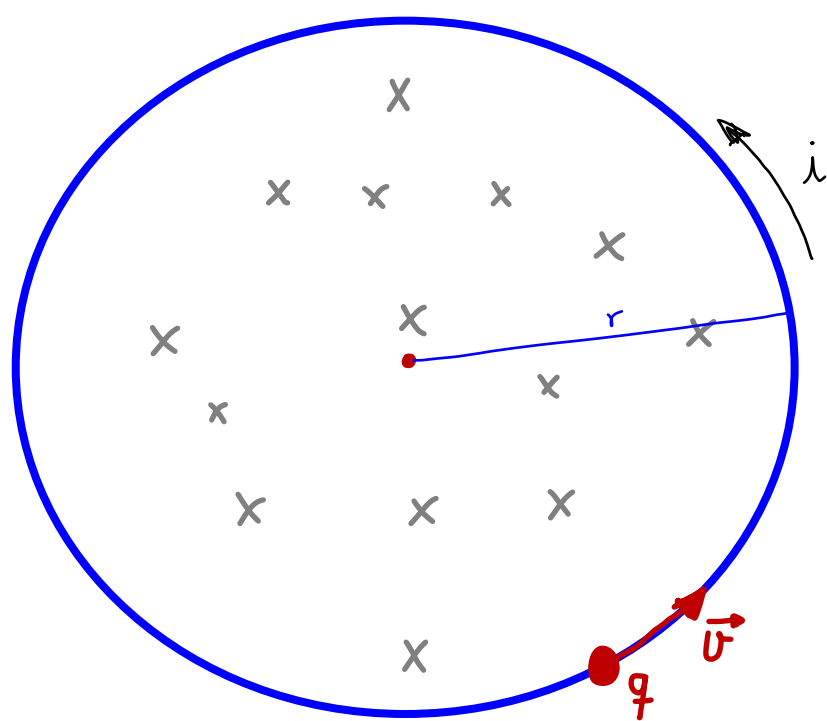
$\Rightarrow \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\mu_0 \frac{d}{dt} (A \cdot H)$ " $\phi_B = A \cdot B = \mu_0 A H$ "

$E \cdot 2\pi r = -\mu_0 A \frac{dH}{dt}$

$E = -\frac{\mu_0 A}{2\pi r} \frac{dH}{dt}$

$\Rightarrow$ Se o campo $\vec{H}$ está aumentando com o tempo

$\vec{E}$ induzido acontece no sentido anti-horário tal que induz corrente como abaixo



Esta corrente produz um campo (como e a resposta do material, trata-se da magnetização) contrário ao aplicado.

Uma vez que $M = \chi_m H$,

$\Rightarrow \chi \lesssim 0$.

Obs: Este efeito acontece em qualquer material e só e percebido quando outros efeitos mais intensos não estão presentes.

O efeito diamagnético e reversível, ou seja, desaparece quando o campo externo e retirado.

Cálculo da susceptibilidade diamagnética:

"Deixar para depois - Falta de tempo".

Paramagnetismo

O diamagnetismo só é percebido quando outros tipos de magnetismo não estão presentes. Isso ocorre em materiais cujos átomos não possuem momento magnético (os momentos dos elétrons se cancelam aos pares), geralmente átomos com todas as camadas completas.

Para átomos com camadas incompletas, no entanto, momento magnético líquido ocorre. Assim quando da aplicação de um campo externo $\vec{H}$ resulta uma tendência de alinhamento dos $\vec{\mu}$ no mesmo sentido do campo $\vec{H}$. Neste caso

$\chi_m > 0$ pois o campo induzido é superior ao aplicado.

Ocorre, no entanto, que a temperatura desempenha um papel importante na tendência de alinhamento magnético.

$\Rightarrow$ Quanto maior a temperatura mais difícil de alinhar os $\vec{\mu}$ atômicos.

"algo similar ao que a temperatura faz com o arranjo cristalino - maior T menor a organização".

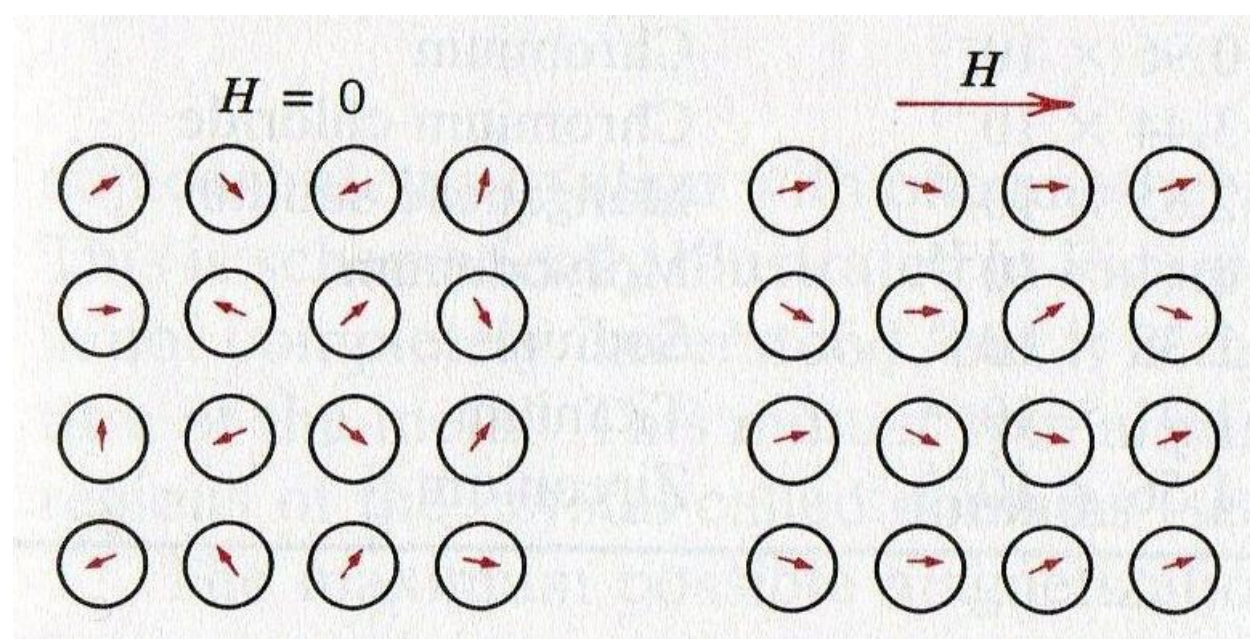
Dentro de temperaturas que não permitem um alinhamento completo dos $\vec{\mu}$ (pense em algo como um gás de $\vec{\mu}$) o estado é paramagnético tal que

$$\chi_m \geq 1$$

$$B_{ef} = \mu_0 (1 + \chi_m) H$$

$$B_{ef} > \mu_0 H$$

$$\text{ou seja } B_{ef} > B_{\text{no vácuo.}}$$



Significa que o alinhamento dos momentos magnéticos atômicos aumentam a intensidade duzido relativamente ao vácuo.

⇒ Para a susceptibilidade paramagnética pode-se mostrar que

$\chi_p \propto \frac{1}{T}$, ou seja, Quanto maior a temperatura ⇒ maior é a dificuldade de alinhar os momentos magnéticos atômicos.

$$\chi_p = \frac{C}{T}$$

$$\Rightarrow \vec{M} = \frac{C}{T} \vec{H}$$

Obs: A obtenção de $\chi_p = \frac{C}{T}$ vem de cálculos médios envolvendo o efeito da temperatura sobre a organização magnética.

Abaixo ilustra-se graficamente as susceptibilidades Diamagnética e Paramagnética mostrando as induções magnéticas B relativamente a do vácuo.

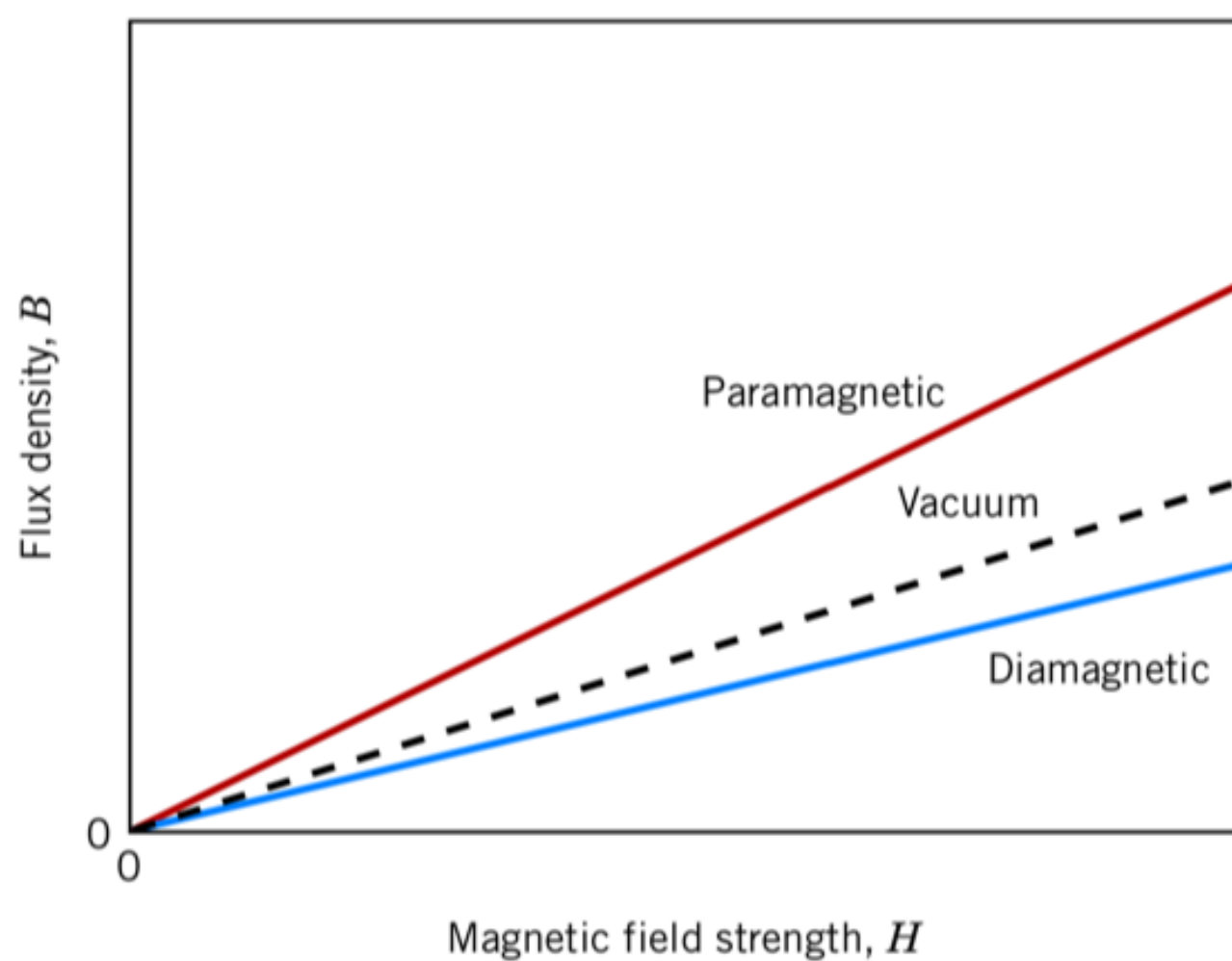


Figure 20.6 Schematic representation of the flux density B versus the magnetic field strength H for diamagnetic and paramagnetic materials.

Copiado da Fig. 20.6, 3ª Ed.
Callister & Rethwisch

Ferromagnetismo

Experimentalmente verifica-se que alguns materiais, dependendo da temperatura, produzem um campo induzido extremamente superior ao aplicado

$$\frac{\vec{B}}{\mu_0} \gg \vec{H} \Rightarrow \text{como } \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \Rightarrow \vec{M} \gg \vec{H} \Rightarrow \text{como } \vec{M} = \chi_m \vec{H} \Rightarrow \underline{\chi_m \gg 1}.$$

Estes materiais são chamados Ferromagnéticos.

★ Porque acontece tal efeito?

Quando das primeiras observações do fenômeno acima nenhuma explicação por meio das interações então conhecidas (magnética, elétrica, gravitacional, interações em nível nuclear) era possível.

Em 1907 Weiss propôs um termo que representasse uma tendência natural de alinhamento dos momentos magnéticos atômicos. Já era conhecido o ímãs naturais quem "sem" a aplicação de campo externo mantinham todos os seus $\vec{\mu}$'s alinhados, mesmo em temperaturas relativamente altas.

Weiss propôs um campo molecular interno ($\vec{H}_i \propto \vec{M}$) proporcional à magnetização.

$$\vec{H}_i = \lambda \cdot \vec{M}$$

Significa que ao aplicar-se um campo externo $\vec{H}$, o alinhamento dos $\vec{\mu}$ atômicos — a magnetização — produziria um campo adicional interno de forma a aumentar a tendência de alinhamento. Algo como uma retroalimentação.

$$\Rightarrow \text{o } \vec{H}_{\text{efetivo}} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_i$$

$$\vec{H}_{\text{ef}} = \vec{H} + \lambda \vec{M}$$

, ou seja o campo sentido pelo átomo é maior que o $\vec{H}$ externo aplicado.

Adicionalmente, mesmo que $\vec{H} = \vec{0}$ ainda existe uma tendência natural de alinhamento dada por $\lambda \vec{M}$.

Para temperaturas altas, onde os $\vec{\mu}$'s estão agitados termicamente $\Rightarrow$ o material apresenta um comportamento paramagnético tal que

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

Neste caso, se o material possuir uma tendência de acoplamento espontâneo com o decréscimo da temperatura, então isto se deve à ação do campo molecular de Weiss; ou seja, os $\vec{\mu}$'s estão sentindo além de $\vec{H}_{\text{ext}}$ o $\vec{H}_{\text{int}} = \lambda \vec{M}$ proposto por Weiss.

$$\Rightarrow \vec{M} = \chi_p \vec{H}_{\text{efetivo}}$$

$$\vec{M} = \chi_p [\vec{H} + \lambda \vec{M}] \quad \text{Mas } \chi_p = C/T$$

$$\Rightarrow \vec{M} = \frac{C}{T} (\vec{H} + \lambda \vec{M}) \quad (1)$$



Mas neste caso de Temperatura acima da possibilidade de ordenamento $\Rightarrow \lambda \vec{M} \ll \vec{H}$ pois os momentos $\vec{M}$ estão desalinhados fazendo resultar em

Neste caso $\vec{M} \propto \vec{H}$

$$\vec{M} = \chi_{cw} \vec{H} \quad (2)$$

temhamos

$$\vec{M} = \frac{C}{T} (\vec{H} + \lambda \vec{M}) \quad (1)$$

de (2) $M = \chi_{cw} \cdot H$

de (1) $M = \frac{C}{T} (H + \lambda M)$ em módulo.

$$\frac{M}{H} = \frac{C}{T} + \frac{C\lambda M}{T \cdot H}$$

$$\frac{M}{H} \left(1 - \frac{C\lambda}{T} \right) = \frac{C}{T}$$

$$\frac{M}{H} = \frac{C}{\cancel{T}} \left(\frac{\cancel{T}}{T - C\lambda} \right)$$

$$\frac{M}{H} = \frac{C}{(T - C\lambda)}$$

$$M = \frac{C}{(T - T_c)} \cdot H$$

$$\text{com } T_c \equiv C\lambda$$

$$\text{Portanto } \chi_{cw} = \frac{C}{T - T_c}$$

Perceba que para $T = T_c$ $\chi_{cw} = \infty$, ou seja, localmente o alinhamento magnético da amostra é espontâneo mesmo com campo $H \approx 0$.

χ_{cw} é denominada Susceptibilidade de Curie Weiss, aplicada aos ferromagnéticos Para $T > T_c$.

χ_{cw} = susceptibilidade de Curie-Weiss válida para um ferromagnético acima da temperatura de ordenamento espontâneo.

Obs: Como $\vec{H}$ e $\vec{M}$ estão sempre alinhados $\Rightarrow$ podemos abstrair a notação vetorial. O sentido dos vetores é dado diretamente pelo sinal

Antiferromagnetismo.

Verificou-se experimentalmente a existência de materiais com comportamento similar ao ferromagnético comentado na página anterior, apresentando um diferencial bastante curioso.

Baixando a temperatura, chega-se a uma temperatura crítica em que a magnetização abruptamente tende a enfraquecer e perder a susceptibilidade.

Explicação:

Materiais deste tipo pareciam apresentar um acoplamento espontâneo entre os μ 's atômicos, porém este acoplamento seria tal que levaria a magnetização para zero.

Mantendo o modelo de campo molecular, Neel propôs que o acoplamento seria antiparalelo, no modelo seria algo como

$$H_{\text{efetivo}} = H_{\text{ext.}} + H_{\text{int}}$$

Com $H_{\text{int}} = \lambda M$, como antes.

$$H_{\text{ef}} = H + \lambda M$$

Mas Neel supôs que para esses materiais o λ fosse negativo. Isto promoveria um enfraquecimento no poder de alinhamento magnético atômico.

Similar ao caso anterior, para T acima do ordenamento espontâneo,

$$M = \chi_N H \quad (3)$$

$$\text{e} \quad M = \chi_p (H + \lambda M) = \frac{C}{T} (H + \lambda M) \quad (4)$$

Como antes isso nos dá

$$\chi_N = \frac{C}{T - C\lambda} \quad , \text{ mas neste caso } \lambda < 0.$$

Escreve-se na forma

$$\chi_N = \frac{C}{T + T_N} \quad , \text{ sendo } T_N = |C\lambda|$$

Perceba que neste caso χ_N só seria infinita em temperaturas negativas o que não é experimentalmente possível.

Contudo utiliza-se este valor T_N para designar a temperatura de ordenamento antiferromagnético.

Análise: Conclui-se que existem materiais que apresentam uma tendência de acoplamento espontâneo de seus momentos magnéticos atômicos.

⇒ **Ferromagnéticos:** Os acoplamentos tendem a ocorrer paralelamente e em mesmo sentido, tal que abaixo de uma temperatura crítica a magnetização espontânea ocorre pois a energia térmica já não é capaz de vencê-la.

⇒ **Antiferromagnéticos:** Similar ao caso ferromagnético. Contudo neste caso os μ 's atômicos tendem a se acoplarem em sentidos opostos.

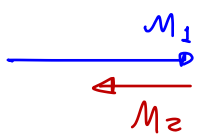
Nota: O fenômeno de acoplamento espontâneo permaneceu sem entendimento físico até 1928 (a teoria acima é de 1907) quando encontrou fundamentos na mecânica quântica, através da qual é possível mostrar que até os podem apresentar as forças de acoplamento paralelo ou antiparalelo.

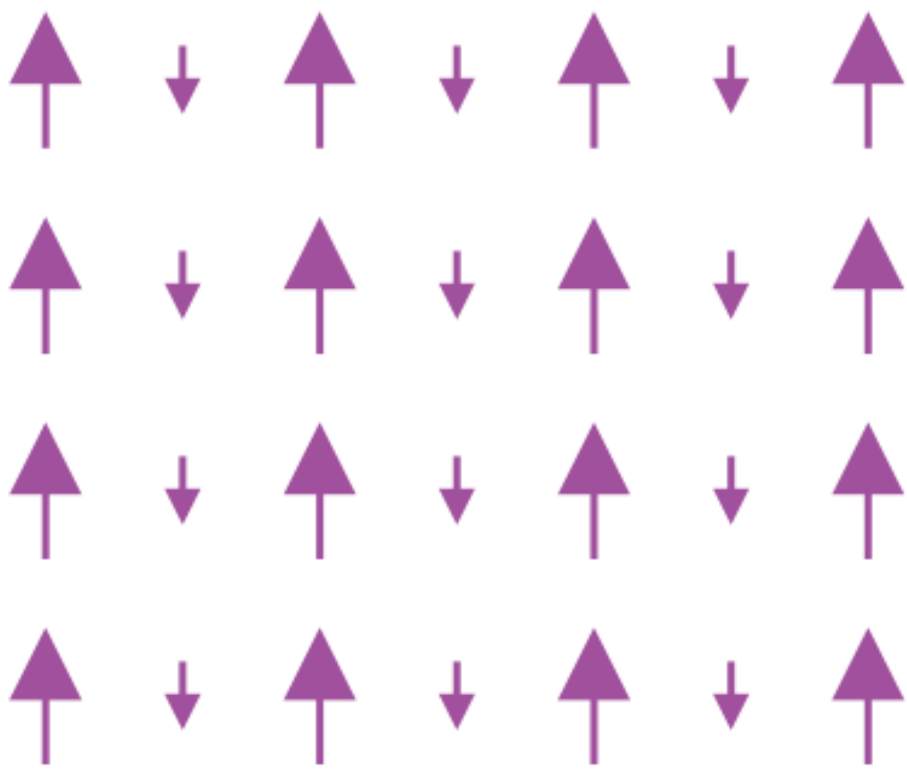
Se o acoplamento é de um tipo ou outro depende das equações de onda dos átomos adjacentes, do potencial elétrico mútuo e da distância entre os vizinhos.

Ferromagnetismo

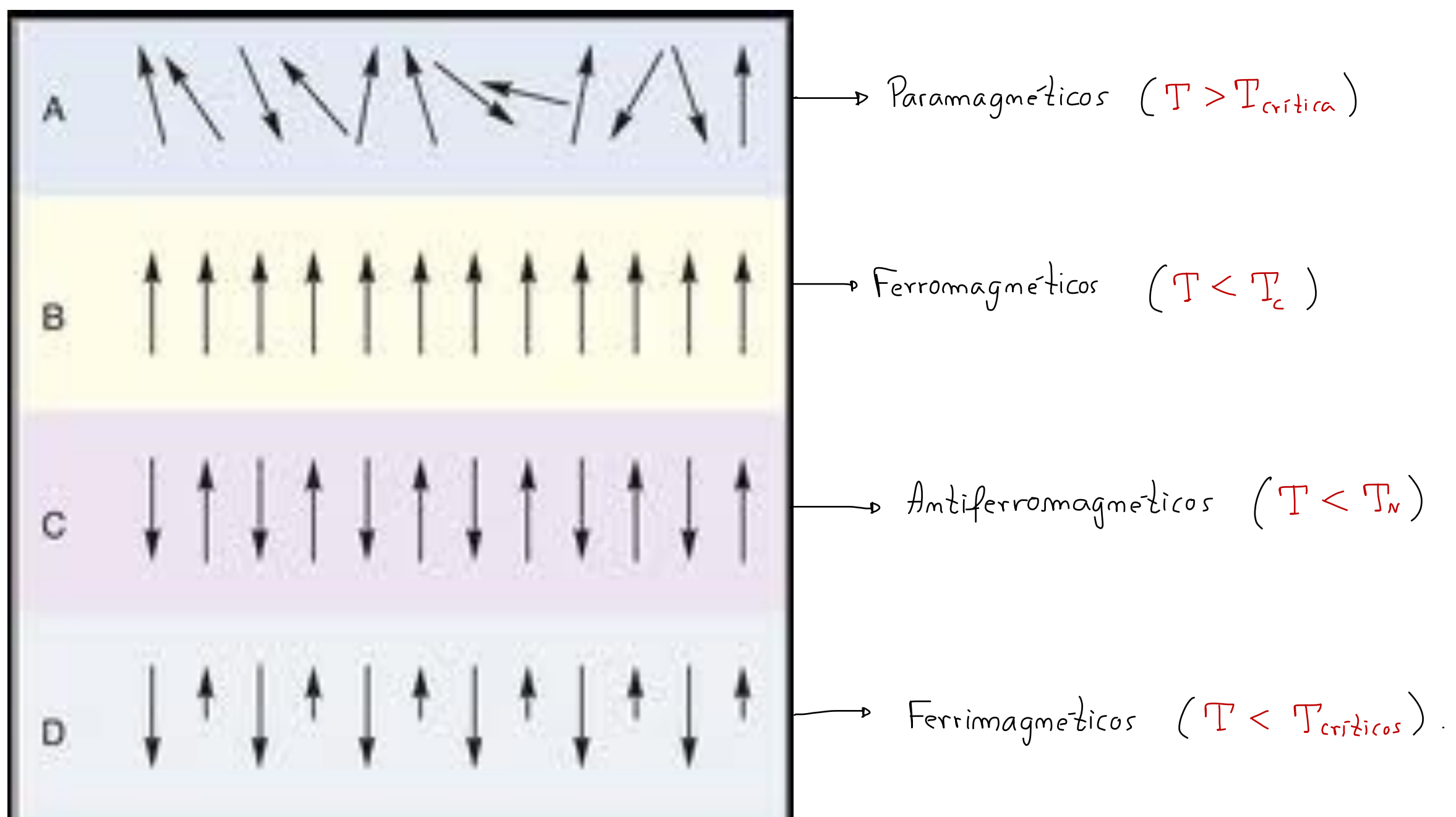
Alguns materiais compostos, por exemplo, por dois elementos diferentes (portanto possuindo momentos magnéticos μ_1 e μ_2 diferentes) não apresentam, abaixo da temperatura crítica de acoplamento uma magnetização alta dada por $M_1 + M_2$, esperada se todos os elementos estivessem acoplados paralelamente (mesmo sentido). Apresentam, no entanto uma magnetização menor e com comportamento tipo ferromagnético.

Como esse fenômeno só ocorre para materiais compostos por diferentes elementos, conclui-se que cada elemento acopla-se ferromagneticamente com seus iguais e antiferromagneticamente com os diferentes fazendo resultar em $M \neq 0$ pois $M_1 \neq M_2$;

$\Rightarrow$  $\Rightarrow M_1 - M_2 \neq 0$, como ilustra-se abaixo.



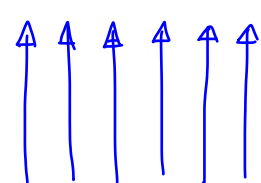
Em geral:



Domínios Magnéticos

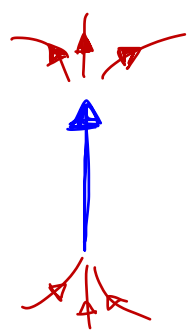
Como comentado nas seções anteriores existe uma tendência de acoplamento entre os momentos magnéticos atômicos, representado pelo campo molecular de Weiss. Este campo molecular veio a ser explicado pela mecânica quântica 2 décadas mais tarde (1928). Trata-se de um alinhamento espontâneo entre primeiros vizinhos atômicos, podendo ser paralelo ou antiparalelo (ferromagnetismo e antiferromagnetismo, respectivamente). Tal interação é hoje denominada interação de troca. Trata-se de uma interação muito forte (relativamente) mas que só atua sobre vizinhos próximos, ou seja, é de curto alcance.

Assim em uma interação de troca ferromagnética, a medida que momentos magnéticos são adicionados, eles tendem a se alinhar paralelamente, como ilustra-se abaixo.

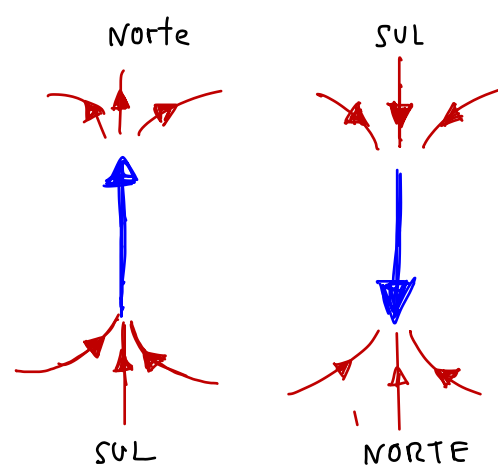


Acoplados por interação de troca ferromagnética.

Por outro lado sabe-se que dois ímãs quando postos lado a lado tendem a inverterem os polos:



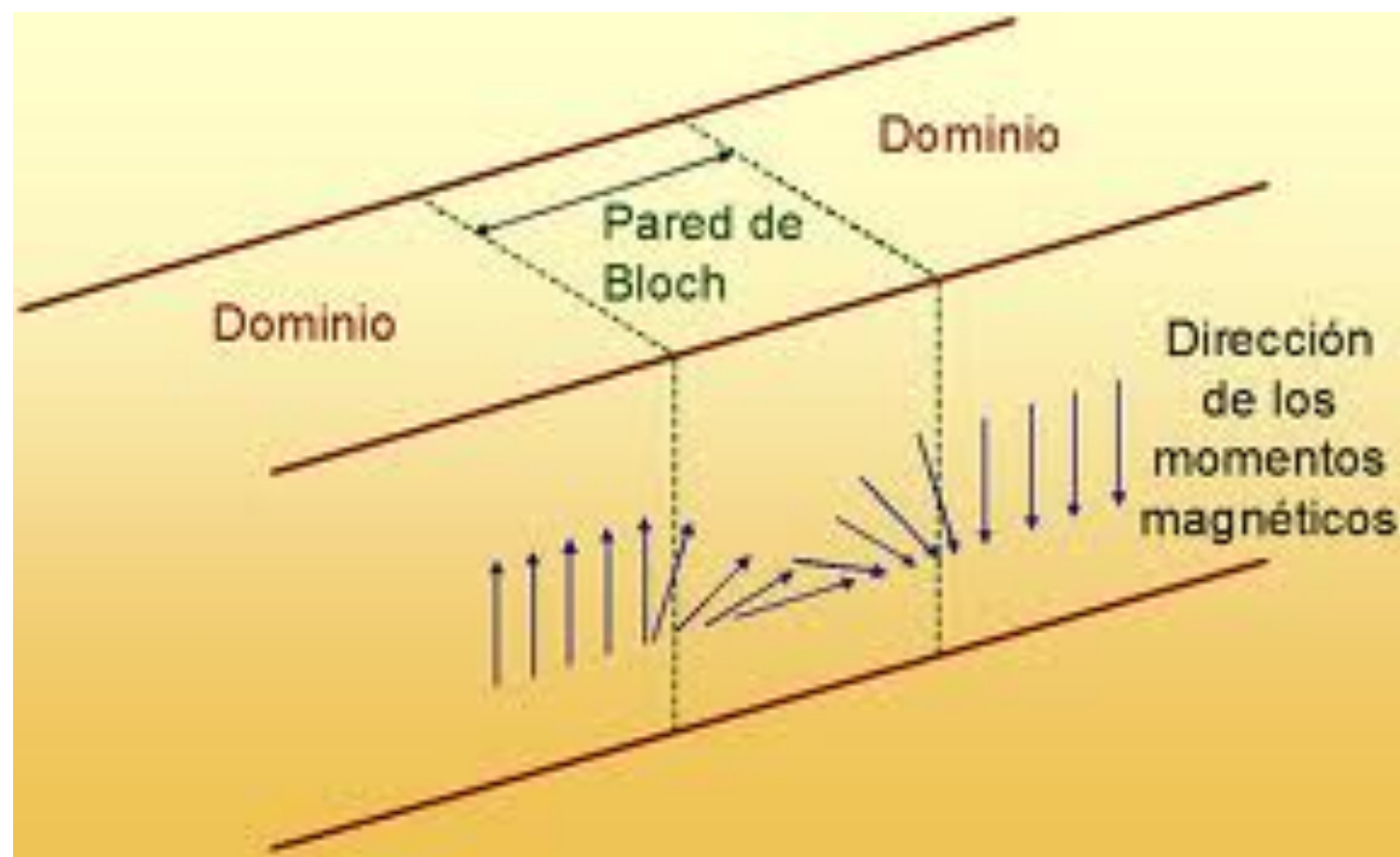
Aproximando-os a interação dipolar magnética, de longo alcance, tende a invert-los.



"interação do tipo dipolar magnética"

Portanto existem duas interações "disputando" a de troca tentando acoplar os spins colinearmente e a dipolar tentando acoplá-los antiparalelamente.

Resulta que para poucos vizinhos a de troca se sobrepõe à dipolar por ser mais intensa. No entanto a medida que se adiciona mais momentos magnéticos, os momentos dos extremos sofrem força dipolar de todos os outros (pois a dipolar é de longo alcance); e sofrem a de troca ferromagnética apenas de poucos vizinhos. Assim os momentos começam a inverter, como representa-se abaixo.



Após uma região intermediária onde os momentos sentem interações dipolar e de troca com intensidades próximas (parede de Bloch) dá-se início a outro domínio magnético invertido.

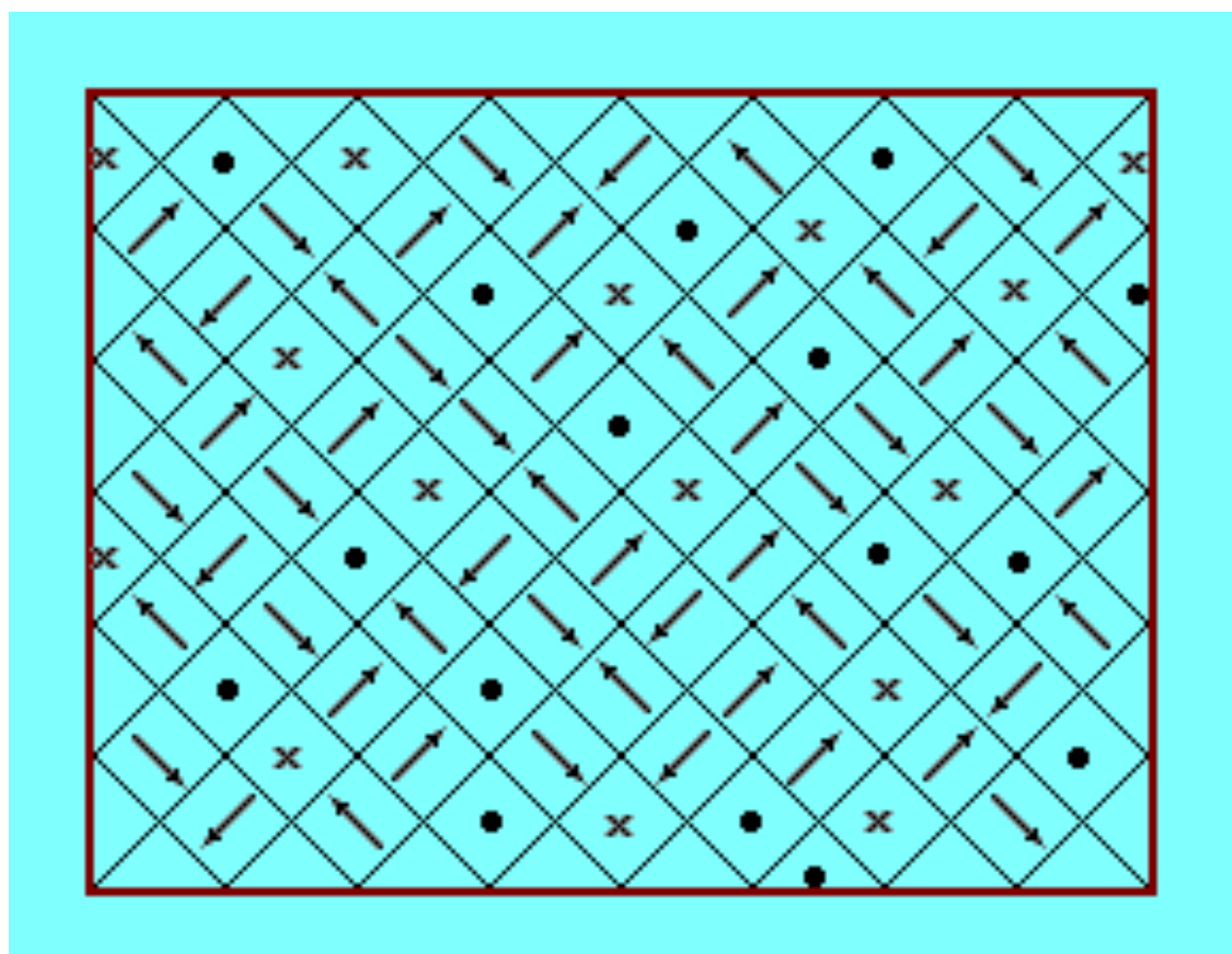
Anisotropia Magnética

Para materiais isotrópicos (sem direções privilegiadas) os domínios tendem a se formarem invertidos e seguindo alguma direção definida pelas formas dos contornos de superfície ou defeitos locais tais como, vacâncias, interstícios, etc.

Muitos materiais apresentam direções mais fáceis para o acomodamento dos domínios magnéticos.

Materiais cristalinos

Nos materiais cristalinos os momentos magnéticos possuem direções mais fáceis de acomodação definidas pelos eixos cristalinos. Desta forma o tipo de simetria cristalina se reflete na simetria de acomodação dos momentos magnéticos, como ilustra-se abaixo.



Os domínios se acomodam ao longo dos eixos do cristal.

Abaixo ilustra-se o processo de magnetização de um material cristalino aplicando-se o campo H em diferentes direções cristalográficas.

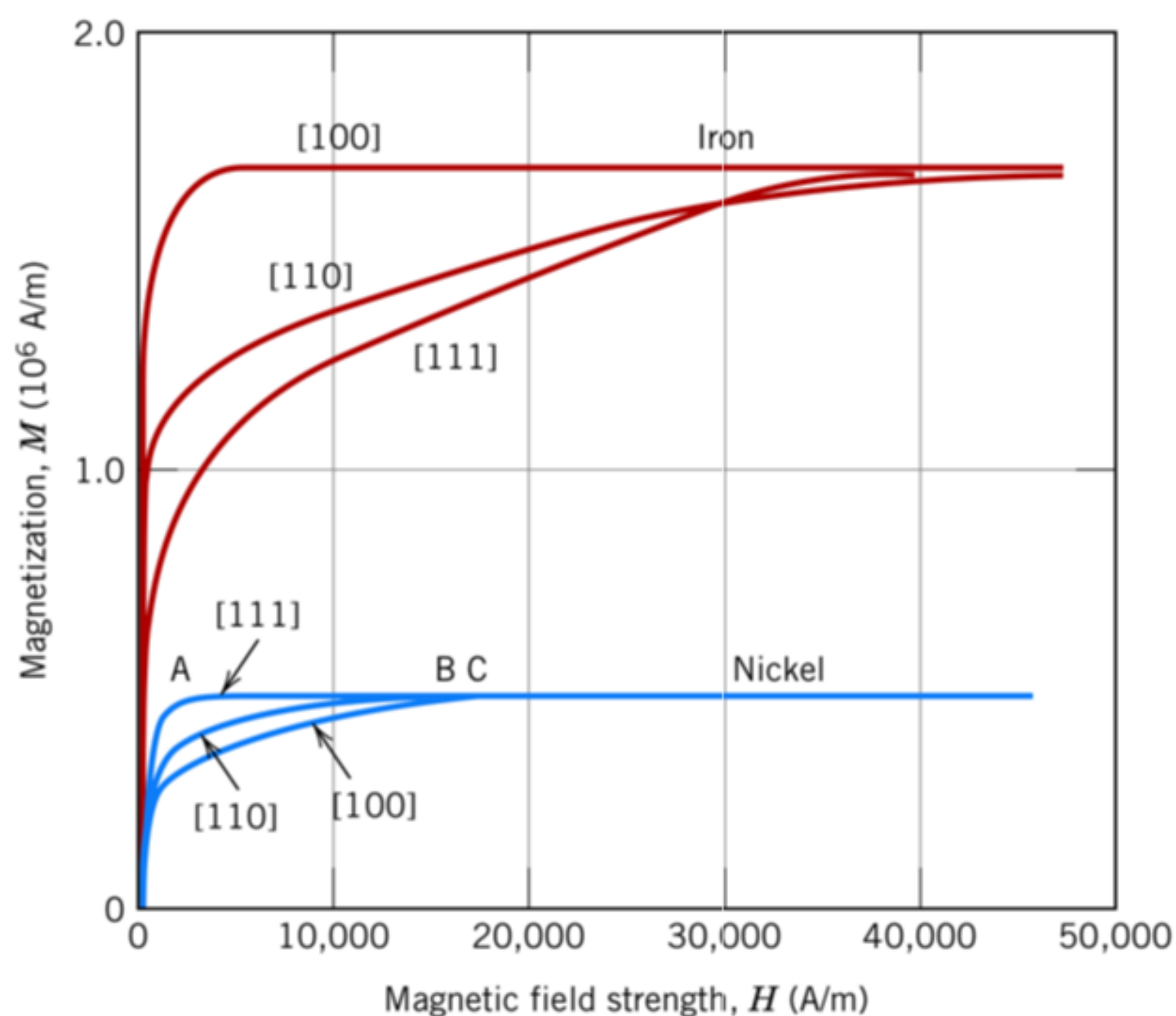


Figure 20.17 Magnetization curves for single crystals of iron and nickel. For both metals, a different curve was generated when the magnetic field was applied in each of [100], [110], and [111] crystallographic directions. [Adapted from K. Honda and S. Kaya, "On the Magnetisation of Single Crystals of Iron," *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, **15**, 721 (1926); and from S. Kaya, "On the Magnetisation of Single Crystals of Nickel," *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, **17**, 639 (1928).]

Copiado da Fig. 20.17, 3ª Ed.
Callister & Rethwisch

A curva de Histerese: Chama-se de curva de histerese o gráfico da magnetização em função do campo H aplicado ou da indução magnética B em função de H ; para um ciclo completo de saturação em 360° . "deve ficar mais claro com exemplos".

1º Passo) Aplica campo externo H e mede-se B até a saturação (Alinhamento completo).

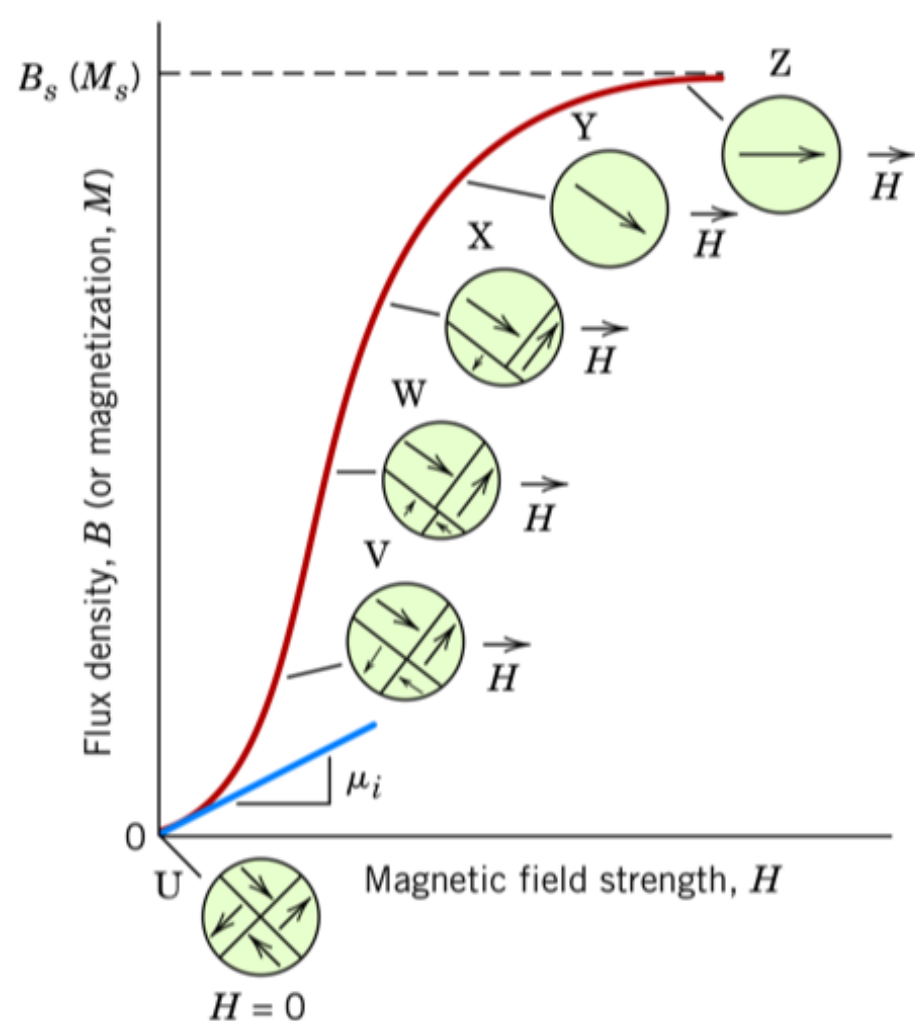
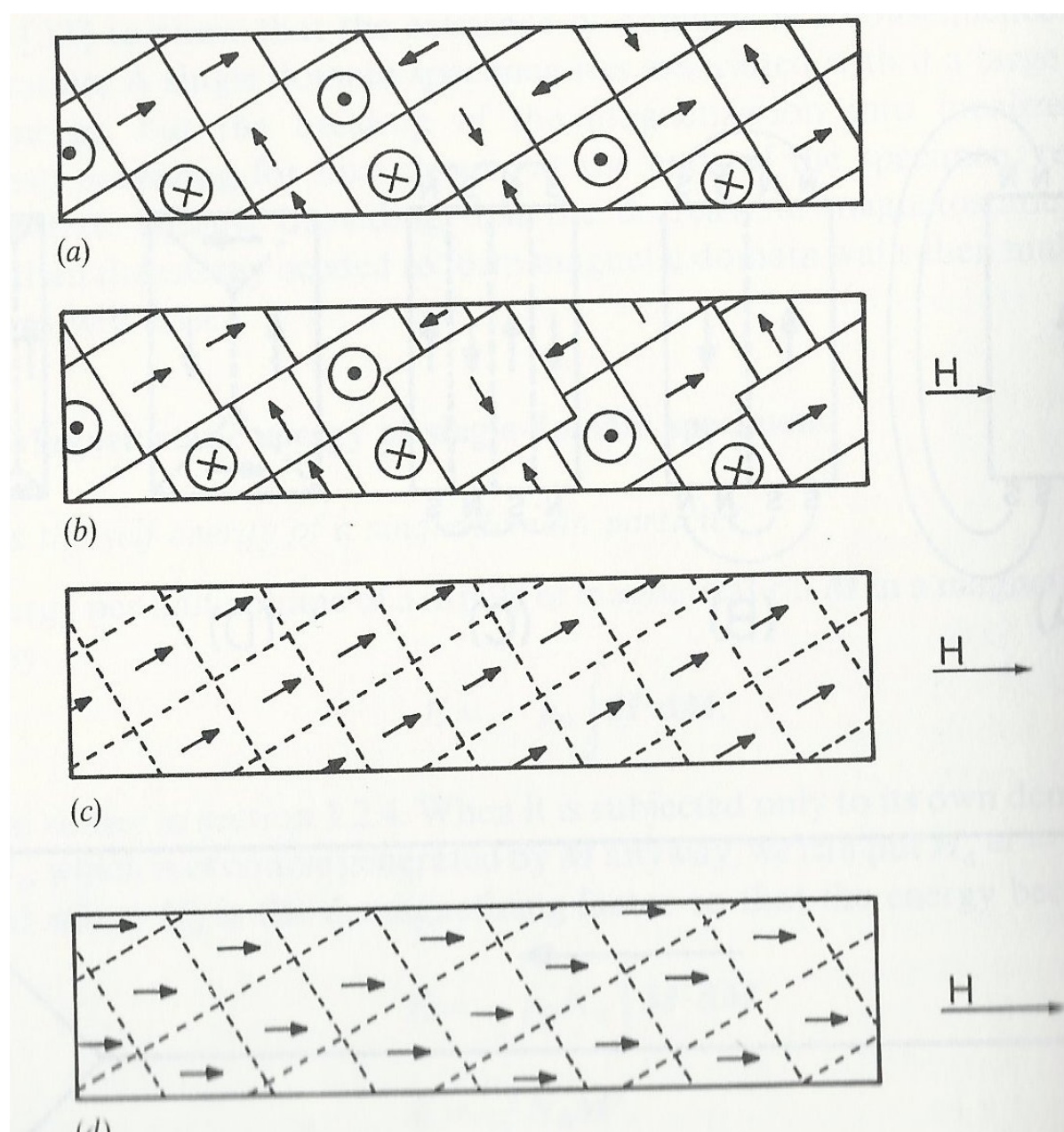


Figure 20.13 The B -versus- H behavior for a ferromagnetic or ferrimagnetic material that was initially unmagnetized. Domain configurations during several stages of magnetization are represented. Saturation flux density B_s , magnetization M_s , and initial permeability μ_i are also indicated. (Adapted from O. H. Wyatt and D. Dew-Hughes, *Metals, Ceramics and Polymers*, Cambridge University Press, 1974.)

Copiado da Fig. 20.13, 3ª Ed.
Callister & Rethwisch

A medida que H aumenta os domínios não giram na direção de H . Em vez disso ocorre um aumento no tamanho dos domínios previamente inclinados (por acaso) no sentido de H .



Como as paredes de domínio estão os momentos magnéticos acoplados (dipolar e de troca se cancelando aproximadamente); são esses que começam a tendência de alinhamento com o campo externo. Contudo o que o campo externo consegue fazer é anular a contribuição dipolar tal que os momentos magnéticos se acoplam com o domínio mais inclinado na direção de H .

Finalmente, quando todas as paredes de Bloch se deslocaram formando um só domínio e que o conjunto tende a rotacionar no sentido de H atingindo assim a configuração de saturação.

Continuando o ciclo

Após ter atingido a saturação o campo H passa a ser diminuído. Nota-se, no entanto, que a curva $B(H)$ não volta pelo mesmo caminho. Significa que durante a volta parte dos momentos magnéticos ficaram travados no sentido (inclinados com alguma projeção) do campo H . Isto ocorre pois no processo de "ida" os ^{*(parte deles)} momentos foram forçados pelo campo externo a transpor obstáculos; agora na volta ficam travados esperando uma força contrária. Disto resulta que mesmo com $H=0$ resta uma magnetização remanente, como ilustra-se abaixo.

Obs: Neste caso uma densidade de fluxo magnética remanente B_r .
" $B_r \propto M_r$ ".

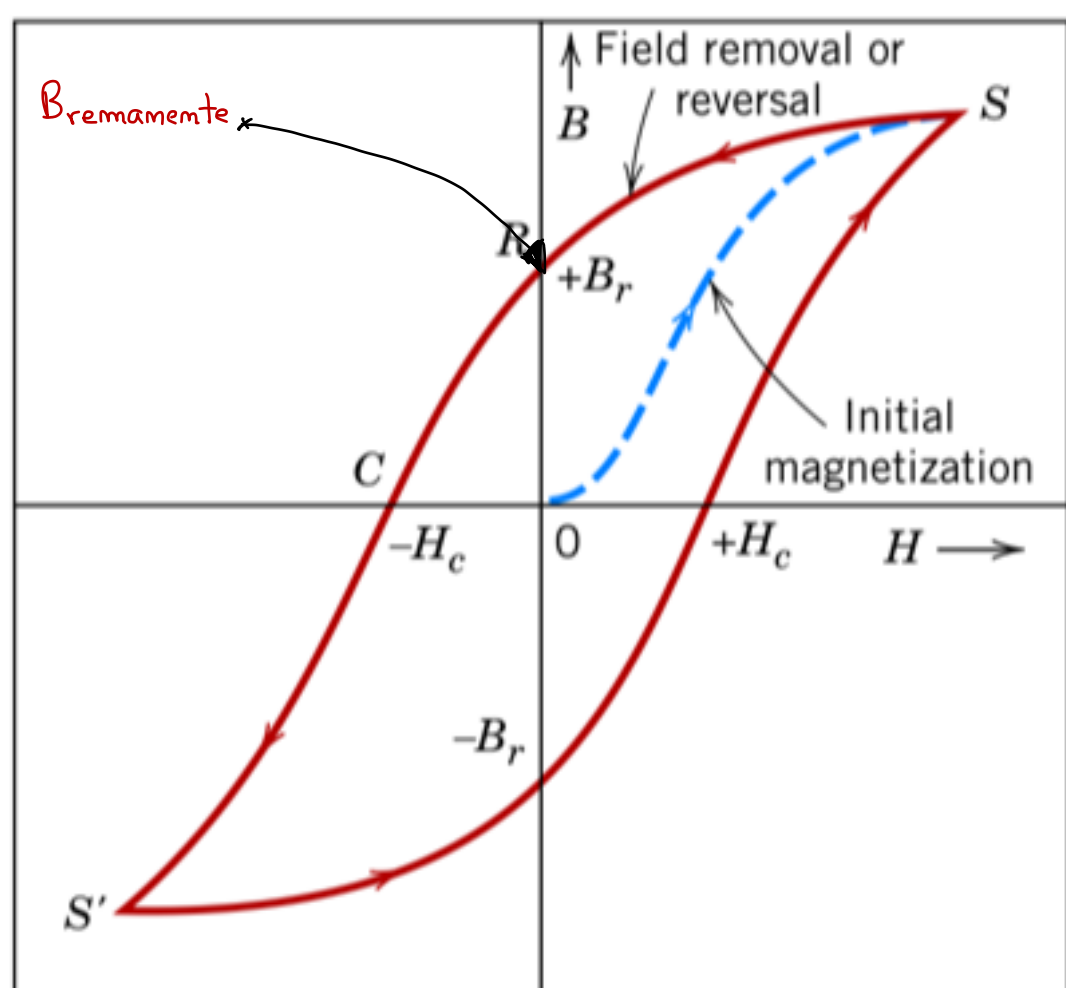


Figure 20.14 Magnetic flux density versus the magnetic field strength for a ferromagnetic material that is subjected to forward and reverse saturations (points S and S'). The hysteresis loop is represented by the solid curve; the dashed curve indicates the initial magnetization. The remanence B_r and the coercive force H_c are also shown.

* Note que trata-se de um processo não reversível.

Continuando com o ciclo: O campo H é então invertido e começa a aumentar sua intensidade no sentido contrário ao inicial. Esta etapa fornece a energia para que os momentos magnéticos travados transponham de volta os obstáculos. Seguindo chega-se novamente a um $B=0$ para um H denotado de $H_c \rightarrow$ Campo Coercivo. Seguindo chega-se à saturação reversa. Então a intensidade é diminuída tornando-se novamente positiva até a saturação positiva, fechando-se assim o ciclo.

Perda de energia em um ciclo.

Note que a unidade de $B \cdot dH$ é:

$$[B] = \frac{N}{A \cdot m} \quad \text{e} \quad [H] = \frac{A}{m} \quad \Rightarrow \quad [B \cdot H] = \frac{N}{A \cdot m} \cdot \frac{A}{m} = \frac{N}{m^2} \cdot \frac{m}{m} = \frac{N \cdot m}{m^3} = \frac{\text{Joule}}{m^3}$$

Portanto: $[B \cdot H] =$ densidade de energia.

⇒ A área dentro do ciclo de histerese só ocorre porque o sistema precisa de uma energia adicional para promover os destravamentos magnéticos (processo não reversível).

⇒ A área dentro do ciclo corresponde à energia "perdida" (dissipada) no processo cíclico.