

# As Propriedades Magnéticas da Matéria: um Primeiro Contato

(The magnetic properties of matter: A first contact)

Giuliano Augustus Pavan Ribeiro

*Departamento de Física, UFSCar*

*Caixa Postal 676, CEP: 13565-905, São Carlos - SP, Brasil*

E-mail: giuliano@fourier.df.ufscar.br

Recebido em 15 de Janeiro, 2000. Aceito em 20 de Julho, 2000

Utilizou-se um tratamento macroscópico não rigoroso, para abordar alguns elementos básicos de magnetismo, na tentativa de entender as origens do magnetismo desde o início dos seus estudos na idade antiga até épocas mais recentes, discutindo as fases magnéticas (Diamagnetismo, Paramagnetismo, Ferromagnetismo, Antiferromagnetismo).

## I Introdução

Os fenômenos magnéticos são largamente utilizados no desenvolvimento de novas tecnologias, desde sistemas de geração e distribuição de energia (hidrelétricas, entre outros), a sistemas de conversão eletromecânica (eletrodomesticos, automóveis), eletrônicos e de telecomunicações, transdutores, sensoriamento, prospecção geológica, informática, automação industrial até a medicina e a engenharia biomédica.

Isto só foi possível com o entendimento dos fenômenos magnéticos, e com a descoberta de novas materias magnéticos. Fenômenos estes que são rigorosamente descritos pela mecânica quântica e pela mecânica estatística, mas que podem ser compreendidos em uma primeira análise utilizando-se uma abordagem macroscópica, possibilitando assim a aplicação de conceitos de física clássica.

Embora o magnetismo não receba a ênfase necessária no ensino médio, está muito presente em nossa vida. Pois desde o ímã que colocamos na porta geladeira até a memória (HD-*hard disk*) do computador, ou mesmo as fitas cassete que utilizamos para armazenar as nossas músicas preferidas, utilizam fenômenos e materiais magnéticos.

Neste trabalho utilizou-se um tratamento macroscópico não rigoroso para abordar alguns elementos básicos de magnetismo, na tentativa de entender as origens do magnetismo desde o início dos seus estudos na idade antiga até épocas mais recentes, discutindo algumas fases magnéticas como o Diamagnetismo, o Paramagnetismo, o Ferromagnetismo e o Antiferromagnetismo. Dando assim, uma visão geral e introdutório ao tema magnetismo que hoje é tão abrangente e está tão

presente em nossas vidas.

## II Aspectos Históricos

A palavra magnetismo está associada ao fenômeno pelo qual um ente tem o poder de atrair e influenciar outro ente. Sua origem está ligada ao nome de uma cidade da região da antiga Turquia, que era rica em minério de ferro, a Magnésia.

Provavelmente foram os gregos, quem primeiro refletiram sobre as propriedades da magnetita ( $\text{Fe}_2\text{O}_4$ ). Este mineral que no seu estado natural, frequentemente têm o poder de atrair o ferro e outros metais, era extraído na província da Magnésia.

A magnetita é citada pelos gregos por volta de 800 a.C. O pensamento e a filosofia grega, dominaram todo conhecimento neste tema nos vinte e três séculos seguintes. Pois uma característica da filosofia grega era a de não buscar a explicação e predição das maravilhas da natureza, mas sim compreendê-las no campo das idéias.

Os representantes de uma importante escola de filosofia, os animistas, ao defrontarem-se com as extraordinárias propriedades da magnetita, as atribuíram a origem divina. Thales de Mileto, e posteriormente Anaxágoras e outros, acreditavam que a magnetita possuía alma, ou seja, possuía vontade própria.

A escola dos mecanicistas, ou atomistas, cujas teorias eram deduções de várias concepções metafísicas, com pequena relação com o que nós poderíamos hoje considerar como fatos, atribuíam as propriedades da magnetita a existência de umidade no ferro da qual a secura da magnetita (ímã) se alimentava. A idéia dos ímãs se alimentarem da umidade do ferro era também

uma superstição, mas já se pensavam em dois elementos, ou seja, a umidade e a secura que representariam dois elementos opostos que se complementaríamos como os pólos norte e sul.

O poder que o ferro magnetizado têm de atrair outros pedaços de ferro era bem conhecido por Platão e Lucretius, mas talvez estes estivessem entre os primeiros a notar que os materiais magnéticos poderiam se repelir também. A explicação para este fato ainda aguardava a elaboração do conceito de pólo magnético para uma melhor explicação dos fenômenos de repulsão e atração.[2]

A primeira aplicação tecnológica magnética, é a bússola, o período e o lugar de seu surgimento é assunto de disputa entre historiadores. Parte considerável afirma que o lugar foi a China, em algum tempo entre 2637 a.C. e 1100 d.C.[2] Outras fontes assumem que a bússola foi introduzida na China no século XIII, e os pioneiros na sua utilização foram os Árabes. Entretanto todos concordam que a bússola era certamente conhecida no oeste da Europa por volta do século XII, pois a primeira referência sobre a sua utilização foi feita por Alexander Neckma (1157-1217).

A primeira e mais importante tentativa experimental de entender o magnetismo, foi devida a Pierre Pélerin de Maricourt(1240-?) também conhecido como Petrus Peregrinus, que escreveu o mais antigo tratado de física experimental em 1269. Este fez experiências com uma magnetita esférica, colocando pedaços de ímã em várias regiões, traçou as linhas de campo magnético que se interceptavam em dois pontos. Estes pontos foram chamados de *pólos* do ímã, como analogia aos pólos (geográficos) da Terra, sendo que o pólo sul de um ímã aponta aproximadamente para o pólo norte do planeta.

Dos filósofos naturais que estudaram magnetismo, o mais famoso é William Gilbert de Colchester (1544-1603), chamado de “Pai do Magnetismo”, pois sistematizou as especulações sobre o assunto. Vinte anos à frente de Sir Francis Bacon, foi um firme defensor do que nós chamamos hoje de método experimental. *De Magnete* foi sua obra-prima, dezessete anos do seu trabalho registrado, contendo todos os seus resultados. Nesta foi reunido todo o conhecimento sobre magnetismo digno de confiança de seu tempo, junto com suas maiores contribuições. Entre outros experimentos, foram reproduzidos aqueles executados três séculos antes por Peregrinus com a magnetita esférica que foi chamada de *terrella* (pequena terra), pois Gilbert a idealizou como sendo um modelo atual da Terra e assim foi o primeiro a afirmar que a Terra é um ímã, ou seja, possui um campo magnético próprio.

Os fenômenos magnéticos passaram a ser melhor modelados, a partir do século XIX, com a descoberta de sua correlação com a eletricidade.

Em 1820, Oersted descobriu que uma corrente elétrica passando por um fio também produzia efeito magnético, mudando a orientação da agulha de uma

bússola. Posteriormente, Ampère formulou a lei que relaciona o campo magnético gerado com a intensidade de corrente no fio e em 1831, Faraday e Henry, descobriram que um campo magnético variável induzia uma corrente elétrica em um circuito.

Após a descoberta dos efeitos magnéticos das correntes, foi sugerido por Ampère, que a magnetização de meios materiais (ímãs permanentes) deveriam se originar de correntes microscópicas, que foram denominadas *correntes de Ampère*. Assim todos os fenômenos magnéticos seriam gerados por correntes, da mesma forma que todos os efeitos elétricos são gerados pelos portadores de carga (elétron).

### III Correntes de Ampère e Magnetização

Deixando momentaneamente os aspectos microscópicos de lado, ou seja, a origem das correntes de Ampère, vamos considerar uma barra cilíndrica uniformemente imantada na direção axial  $\hat{z}$ . Segundo Ampère, a magnetização resulta de correntes microscópicas, que podem ser correntes circulares e em um plano perpendicular a  $\hat{z}$ . A homogeneidade da distribuição das correntes faz com que a corrente em qualquer curva interior seja zero, pois as contribuições internas são canceladas aos pares. Como fora do material não existem correntes para anular a contribuição interna, resultará em uma corrente superficial, conforme a Fig. (1).

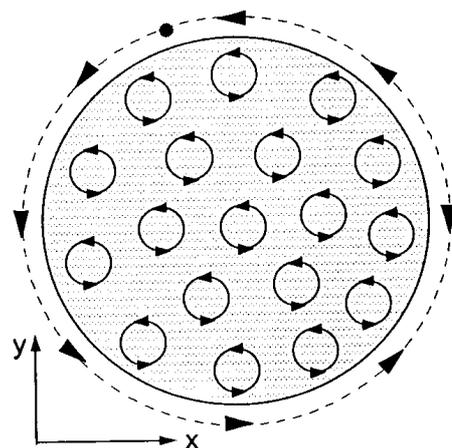


Figura 1. Correntes de Ampère.[3]

Seja  $j_m$  a intensidade de corrente por unidade de comprimento, então a densidade de corrente superficial é definida como:

$$di = j_m dz$$

sendo

$$\vec{j}_m = \frac{di}{dz} \hat{\varphi}$$

Usando a definição de momento de dipólo magnético de uma espira anular de altura  $dz$  percorrida por uma corrente  $di$ ,

$$d\vec{m} = (di) A\hat{z}$$

$$|d\vec{m}| = j_m dV$$

sendo  $A$  é a área da espira e  $dV$  é o volume  $Sdz$ , veja Fig. (2).

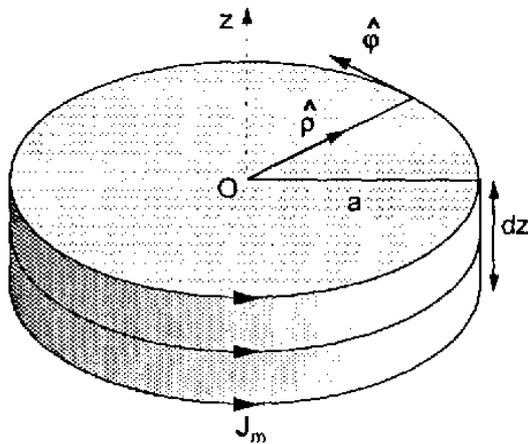


Figura 2. Espira anular de altura dz.[3]

O comportamento dos materiais magnéticos em um campo magnético externo é determinado pela origem de seus dipólos magnéticos e pela natureza da interação entre eles. Os dipólos magnéticos têm origem no momento angular orbital e no *spin* dos elétrons nos íons ou átomos que formam a matéria, portanto depende da distribuição eletrônica dos átomos e moléculas. A grandeza macroscópica que representa o estado magnético de um material é o vetor magnetização, representado pela letra  $M$  e é definida como:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV}$$

Como pode verificar-se  $\vec{j}_m = \vec{M} \times \hat{\rho} = \vec{M} \times \hat{n}$  (pois  $\hat{\phi} = \hat{z} \times \hat{\rho}$ ), onde  $\hat{n}$  é a normal externa a superfície,  $\vec{j}_m$  é a densidade de corrente superficial de magnetização (corrente por unidade de comprimento).

Para uma magnetização inhomogênea (que varie em ponto diversos ponto do material)  $M = M(x, y, z)$ , corresponde a uma densidade volumétrica de corrente de magnetização  $\vec{J}_m$  (corrente por unidade de área),

$$J_{m|x} = \frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z},$$

que corresponde a componente  $x$  de  $J_m$ , e que pode ser representada na forma vetorial ( $\vec{J}_m = \nabla \times \vec{M}$ ).

Os fenômenos magnéticos podem ser expressos por duas grandezas: o vetor indução magnética  $\vec{B}$  e o vetor intensidade de campo magnético  $\vec{H}$ . Enquanto  $\vec{H}$ , é relacionado com a corrente que cria o campo (corrente de condução),  $\vec{B}$ , depende tanto da corrente de condução, quanto da magnetização do meio, ou seja, da correntes de Ampère (assim,  $B$  é a resposta a um campo externo ( $H$ ) aplicado em um material magnético).  $\vec{B}$  e  $\vec{H}$  se relacionam pela equação (SI),

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

sendo  $\mu_0$  a permeabilidade magnética no vácuo.

A resposta do material a um campo magnético aplicado  $\vec{H}$ , caracterizada pelo comportamento de  $\vec{M}$ , é representado pela susceptibilidade magnética  $\chi_m$  do meio, que para meios de resposta linear ( $\chi_m$  é independente de  $H$ ), homogêneos e isotrópicos (caso contrário a susceptibilidade magnética seria um tensor não diagonal).

Como  $\vec{M} = \chi \vec{H}$ , ou seja, meio de resposta linear e  $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} = \mu \vec{H}$  então

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

onde  $\mu$  é a permeabilidade magnética.

E a relação entre  $\mu$  e  $\chi$ ,

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi)$$

que é a permeabilidade magnética do material.

## IV Fases Magnéticas

Podemos classificar as diversas fases magnéticas de acordo com a origem microscópica de sua magnetização e de suas interações internas. Os principais tipos de fases magnéticas são o Diamagnetismo, Paramagnetismo, Ferromagnetismo, Antiferromagnetismo, entre outros. A seguir vamos discutir estes, utilizando uma abordagem macroscópica para que se tenha uma idéia dos diferentes tipos de comportamento magnético.

### IV.1 Diamagnetismo

Diamagnetismo em geral corresponde ao tipo mais fraco de resposta magnética de um sistema, caracterizado por susceptibilidade negativa e da ordem de  $\chi_m \sim 10^{-5}$  (SI) (o fato deste valor ser negativo é justificado pela Lei de Lenz: esta é uma lei que diz que um circuito submetido a um campo magnético externo variável, cria um campo contrário opondo-se a variação deste campo externo). O seu efeito é diminuir o módulo campo no

interior do material. Está presente em todos os materiais, ou seja, todo material é diamagnético, mas isto só é observado quando não existem outros tipos de comportamento magnéticos superpostos.

Materiais diamagnéticos os átomos têm momento angular total nulo ( $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \vec{0}$ ), ou seja, não possuem momento de dipolo magnético intrínseco, ele é induzido pelo campo magnético externo, sendo  $L$  o momento angular orbital e  $S$  o momento de *spin*

## IV.2 Paramagnetismo

Paramagnetismo é o fenômeno que ocorre em materiais que possuem momentos magnéticos intrínsecos não interagentes entre si. Na ausência de campo magnético nestes materiais a magnetização é nula. A aplicação de um campo externo  $\vec{H}$  tenderá a alinhar os dipolos na direção do campo magnético, pois esta configuração é energeticamente favorecida (o mínimo de energia é quando  $\vec{M}$  e  $\vec{H}$  estão alinhados, ficando evidente através da relação  $U = -\mu\vec{m}\cdot\vec{H} = \mu mH(-\cos(\theta))$ ). Por isso, os materiais paramagnéticos têm susceptibilidade magnética positiva, com ordem de grandeza entre  $10^{-5}$  e  $10^{-3}$ (SI).

A tendência ao alinhamento encontra oposição na agitação térmica, assim a susceptibilidade paramagnética deve depender da temperatura ( $T$ ), diminuindo quando esta aumenta.

Alguns materiais paramagnéticos são os metais de elementos não magnéticos, isolantes, os materiais que contém átomos livres ou íons de elementos dos actínídeos, entre outros.

O paramagnetismo pode ter diferentes origens, dois aspectos são frequentemente usados para determinar a origem do paramagnetismo: a magnitude de  $\chi$  e a dependência da susceptibilidade com a temperatura  $\chi(T)$ .

Para o paramagnetismo de Curie, existe uma interação que tenta alinhar os momentos magnéticos nos átomos com o campo magnético. A dependência com a temperatura é resultado da competição entre a tendência que alinha os momentos paralelos ao campo e a tendência da agitação térmica em romper este alinhamento. A dependência de  $1/\chi$  com  $T$  é linear, ou seja,  $\chi$  diminui quando  $T$  aumenta.

Quando uma pequena interação entre os momentos magnéticos de diferentes átomos é adicionada a interação com campo magnético aplicado, temos o paramagnetismo de Curie-Weiss. Esta interação entre os momentos (interação de troca) pode ajudar a alinhar momentos adjacentes na mesma direção ou pode ajudar a alinhar a vizinhança na direção oposta.

A susceptibilidade de Curie-Weiss é dada por:

$$\chi_{CW} = \frac{C}{T - \theta}$$

sendo  $\theta$  a chamada temperatura de Curie.  $\theta$  está relacionada com a intensidade da interação entre os dipolos, e o sinal informa se esta interação ajuda a alinhar os momentos na mesma direção ( $\theta > 0$ ), neste caso existe uma rede de interação ferromagnética e para  $T_c = \theta$ , onde  $T_c$  é a temperatura de Curie o sistema sofre uma transição ferromagnética ou se ajuda a alinhar os dipolos na direção oposta ao campo ( $\theta < 0$ ), neste caso existe uma rede de interação antiferromagnética entre os momentos. Este caso se tornará mais claro quando falarmos sobre ferromagnetismo, conforme a Fig. (3).

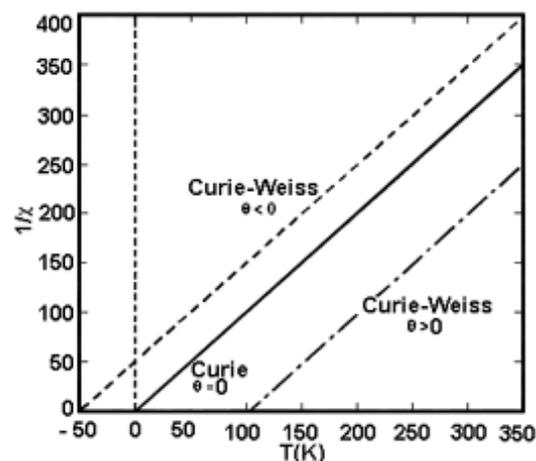


Figura 3. Paramagnetismo de Curie-Weiss.

Outra forma de paramagnetismo é o de Pauli, que é observado em metais e é devido ao fato dos elétrons de condução terem momentos magnéticos que podem ser alinhados com o campo aplicado (a banda de condução é separada em duas com aplicação do campo, uma com elétrons de spin  $1/2$  e outra com elétrons de spin  $-1/2$ , o momento magnético resultante dessas bandas tem a direção do campo, caracterizando o paramagnetismo). Uma característica do paramagnetismo de Pauli é que  $\chi$  é aproximadamente independente da temperatura e em muitos casos tem valor muito pequeno.

## IV.3 Ferromagnetismo

Alguns elementos do grupo de transição, como o ferro, níquel e cobalto puros ou em ligas com outros elementos, apresentam uma alta magnetização espontânea abaixo da temperatura de Curie ( $T_C$ ). Essa alta magnetização nos materiais ferromagnéticos está relacionada ao fato destes possuírem momentos de dipolo magnético intrínsecos altamente interagentes que se alinham paralelamente entre si.

Exemplos de elementos ferromagnéticos são o Ferro (número atômico 26), Cobalto (27), Níquel (28), Gadolínio (64), Térbio (65), Dyprósio (66), Hólmio (67), Érbio (68), Túlio (69).

O módulo da magnetização em materiais ferromagnéticos é várias ordens de grandeza maior do que

em materiais paramagnéticos e diamagnéticos, e a sua relação com o campo  $\vec{H}$  é não linear.

A curva de magnetização não depende somente do material, mas do tratamento (térmico, magnético) a que este foi submetido, ou seja, de sua história anterior. Por isso, costumam-se dizer que os materiais ferromagnéticos possuem memória ou uma função memória  $\chi(H)$ .

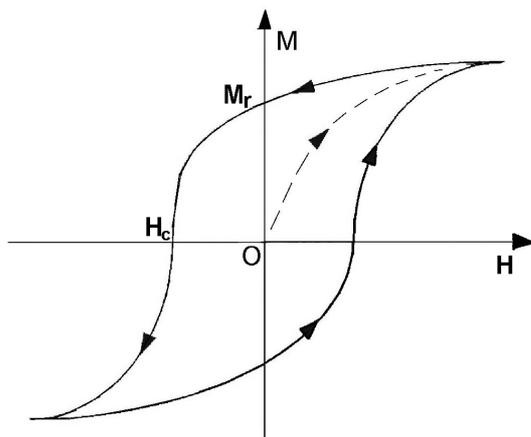


Figura 4. Ciclo de Histerese.[3]

Na Fig. (4), o comportamento de  $M$  em função de  $H$  é característico de um material magneticamente duro como o aço temperado (preparado por aquecimento seguido de resfriamento brusco). Aplicando-se um campo no material inicialmente desmagnetizado, este seguirá a curva pontilhada até atingir um patamar constante chamado de *magnetização de saturação* ( $M_S$ ). Diminuindo o campo a partir deste valor,  $M$  decresce mais lentamente seguindo a sentido dado pela seta até um valor residual da magnetização para um campo nulo chamado de *magnetização remanente* ( $M_r$ ), onde o material permanece magnetizado sem aplicação de campo como os ímãs de geladeira. Invertendo o sentido do campo segue no mesmo sentido da curva para valores de  $M$  menores que  $M_r$  até que a magnetização se anule para um determinado valor de campo chamado de *campo coercivo* ( $H_C$ ). E se continuarmos a variar o módulo do campo chegaremos novamente a uma região de saturação e repetindo o ciclo no sentido inverso obtemos uma curva fechada que é o chamado *ciclo de histerese*. Para um material como o ferro doce, em geral preparado por aquecimento até uma temperatura elevada, seguida de resfriamento lento (processo de recozimento) também possui um ciclo de histerese, mas a sua largura é muito pequena aparentando ser uma curva unívoca.

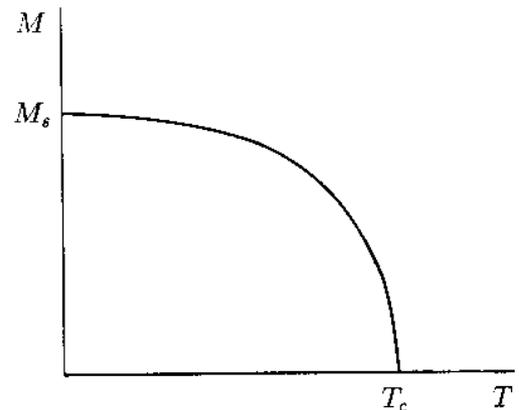


Figura 5. Magnetização em função da temperatura.[4]

A magnetização diminui com o aumento da temperatura e anula-se acima de  $T_C$ , conforme a Fig. (5).

Uma aplicação da memória característica destes materiais é a gravação de mídia magnética, memórias permanentes, dispositivos eletrônicos e outras. Os materiais ferromagnéticos são os materiais mais utilizados na indústria eletrônica, juntamente com os semicondutores.

A primeira explicação do ferromagnetismo foi dada em 1907 por Pierre Weiss. Este propôs que o campo efetivo (também chamado de campo interno, ou campo molecular) que atua sobre cada átomo deveria considerar a interação entre os momentos de dipolo magnético dos outros átomos, sendo assim proporcional a magnetização.

$$\vec{H}_{ef} = \vec{H} + W\vec{M}$$

onde  $W$  um constante positiva.

Substituindo-se na lei de Curie para uma temperatura inferior a temperatura de Curie ( $T_C$ ).

$$\vec{M} = \frac{C}{T} \vec{H}_{ef}$$

e resolvendo em para  $M$ , que podemos indentificar com

$$\text{a lei de Curie-Weiss} \left( \vec{M} = \frac{C}{T - \theta_C} \vec{H} \right)$$

$$\theta_C = CW$$

Esta relação permite obter o valor de  $W$  e da contribuição campo interno, pois  $T_C$  pode ser obtido experimentalmente e  $C$  é um constante fundamental conhecida.

A natureza do campo interno só foi entendida com o advento da mecânica quântica, quando foi proposta uma explicação por Heisenberg em 1927 que obteve grande êxito. Se olharmos microscopicamente o ferromagnetismo é em grande parte devido ao *spin* dos elétrons, ou melhor, da interação entre estes (interação de troca). Para  $T > T_C$ , embora exista interação entre os spins, está interação é suprimida pela agitação térmica e assim não comportam-se cooperativamente,

aparentando que não existe interação entre os spins, dando origem ao paramagnetismo de Curie-Weiss. Se abaixarmos a temperatura a interação entre os spins passa a ser cada vez mais relevante, e para  $T < T_C$  os efeitos da agitação térmica são pequenos em relação as forças de interação entre os momentos magnéticos e os *spins* devem se alinhar ( aumentando as forças de interação e assim o campo interno). Este alinhamento faz com que exista um campo interno sem a presença de um campo externo, que é a *magnetização espontânea* dos ímã de geladeira.

Assim o fator que determina a magnitude da magnetização é o número de spins eletrônicos por unidade de volume da substância que somados contribuem para a magnetização resultante.

Para o ferro o número médio de *spins* eletrônicos por átomo é  $\langle n \rangle = 2.2$  possuindo um magneton de Bohr  $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24}$  J/T, e o número de átomos por  $m^3$  no ferro é  $N = 8.3 \times 10^{23}$ . A magnetização espontânea pode ser estimada da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} M &= N\mu_B \langle n \rangle \\ &= (8.3 \times 10^{20}) \cdot (9.27 \times 10^{-24}) \cdot (2.2) \sim 1.7 \times 10^{-2} \\ & \quad A/m \end{aligned}$$

#### IV.3.1 Domínios de Weiss

A magnetização total de um material ferromagnético sem campo aplicado é em geral muito menor do que a estimativa da magnetização calculada na seção anterior. Isto se deve ao fato de uma ser uma soma vetorial e a outra escalar dos momentos de dipólo magnético cuja diferença pode ser entendida com o conceito de domínios magnéticos.

Em um material ferromagnético a uma temperatura bem abaixo da temperatura de Curie, os momentos magnéticos tendem a se alinhar, mesmo na ausência de campo externo. Se este alinhamento ocorrer em todo material, a magnetização será uniforme, como na Fig. (6-a). Neste caso é criado um campo macroscópico externo, cuja energia magnética necessária para mantê-lo em todo o volume  $V$  é dada por:

$$E_m = \int \int \int \frac{\mu_0}{2} H^2 dv$$

que é uma quantidade de energia relativamente grande se comparada a outras configurações possíveis, de um modo geral é uma configuração instável. Se metade da amostra possuir magnetização num sentido e metade na outra, como na Fig. (6-b), essa energia também deve ser reduzida. No caso da Fig. (6-c) a magnetização total é nula, ou seja, não existe campo magnético no exterior do material.

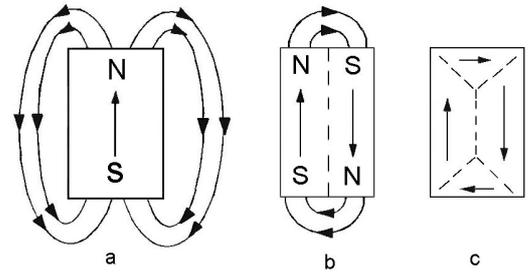


Figura 6. Domínios Magnéticos.[3]

A forma e o tamanho dos domínios são determinados pela condição de menor energia, a fronteira entre os domínios magnéticos não é brusca, pois caso contrário haveria uma energia de interação entre as diferentes orientações muito grande, por isso na fronteira existe a formação de uma camada onde a orientação dos momentos magnéticos varia gradualmente, minimizando a energia de interação necessária para manter tal configuração. Essa fronteira é a chamada *parede de domínio*, ou *parede de Bloch*, veja Fig. (7).

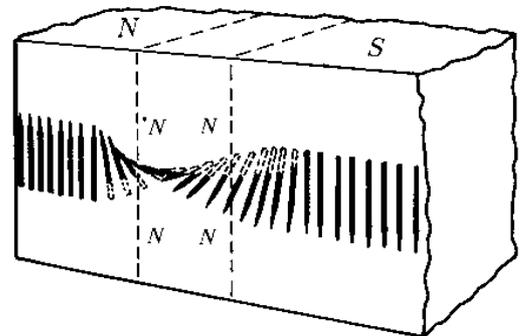


Figura 7. Variação gradual no entorno das paredes de domínio.[4]

Essas paredes de domínios se movimentam quando a amostra está sob a ação de um campo externo. Se partirmos da condição campo igual a zero e começarmos a aumentar o campo numa dada direção, as paredes vão se deslocando, ou seja, irão prevalecer as regiões que possuem uma maior componente da magnetização na direção do campo e suprimindo as regiões que possuem maior componente da magnetização no sentido oposto ao campo externo aplicado. Dependendo do módulo do campo externo (intensidade), alguns domínios deixarão de existir, e quando o campo for grande o suficiente restará um único domínio magnético, um mono-domínio, como mostrado na Fig. (8). Um exemplo seria um ímã com os pólo norte e pólo sul bem definidos.

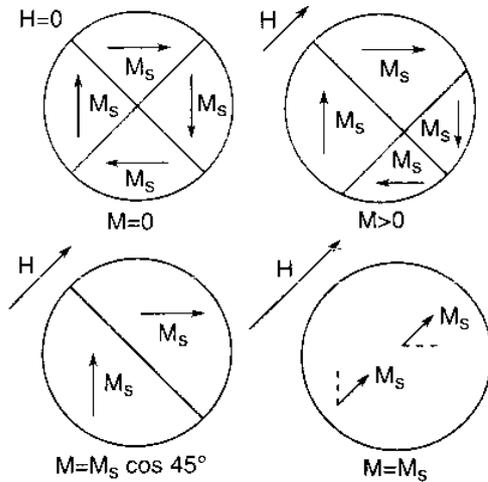


Figura 8. Movimento das paredes de domínio.

### IV.4 Antiferromagnetismo

O antiferromagnetismo, como o ferromagnetismo é originado pela interação entre os spins, mas esta tende a alinhar os momentos magnéticos (*spin*) em direções opostas ( $\theta = CW < 0$ ), assim os momentos vizinhos se cancelam mutuamente.

O comportamento da magnetização em função do campo ( $M(H)$ ) é semelhante a de um paramagneto, mas as origens deste comportamento para um antiferromagneto são totalmente diferentes, pois este é um estado ordenado de longo alcance, enquanto o paramagnetismo é um estado desordenado. Os momentos magnéticos são alinhados em uma configuração alternada, como na Fig. (9).

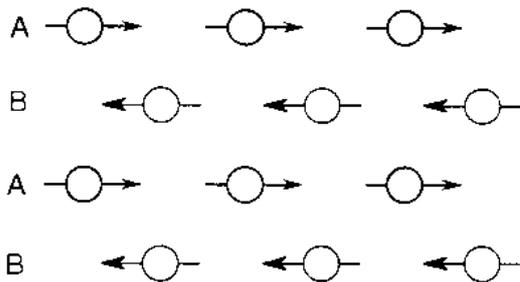


Figura 9. Ordenamento dos momentos de dipolo magnéticos em um antiferromagneto.

A dependência com a temperatura de um antiferromagneto é mostrada na Fig. (10), onde  $\theta_N = CW$  determina a intensidade de interação entre os momentos de dipolo e  $T_N$  é a temperatura de Néel, onde ocorre um transição de fase do antiferromagnetismo para o paramagnetismo de Curie-Weiss

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_N}$$

Um bom exemplo de antiferromagneto é o cromo.

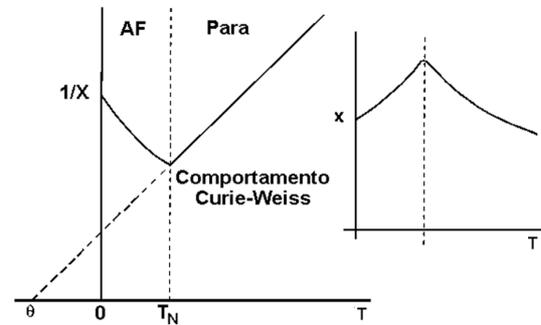


Figura 10. Antiferromagnetismo.

## V Considerações Finais

A abordagem utilizada neste trabalho visou fornecer uma visão mais abrangente e menos técnica, pois apresentamos de uma maneira informal como o pensamento sobre os fenômenos magnéticos evoluiu desde a idade antiga até épocas recentes, e usamos argumentos macroscópicos para entender algumas das fases magnéticas e as diferenças entre estas.

Esta abordagem, embora simplista concorda razoavelmente bem com os resultados da Mecânica Quântica (na mesma ordem de grandeza), e é muito útil para as pessoas terem um primeiro contato com o tópico magnetismo possibilitando uma interpretação mais clara, ou seja, menos matemática, dos fenômenos envolvidos.

### Agradecimentos

Agradeço ao Adilson J. A. de Oliveira do Grupo de Supercondutividade e Magnetismo do Departamento de Física da UFSCar, por sua orientação, suas críticas e sugestões a este trabalho e ao PET/CAPES que me fomentou durante o período de realização deste estudo.

### Referências

- [1] LEE, E. W., *Magnetism: An introductory Survey*, Dover Books, New York, 1970.
- [2] MATTIS, D. C., *The theory of Magnetism I*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1932.
- [3] NUSSENZVEIG, H. Moyses, *Física Básica* v. 3, Ed. Edgar Blücher Ltda, 1997.
- [4] REZENDE, Sergio M., *Física de Materiais e Dispositivos Eletrônicos*, Ed. UFPE, 1996.
- [5] REITZ, John R., *Fundamentos da Teoria Eletromagnética*, Ed. Campos, Rio de Janeiro, 1982.