



Magnetismo da Matéria

Teoria e Experimento

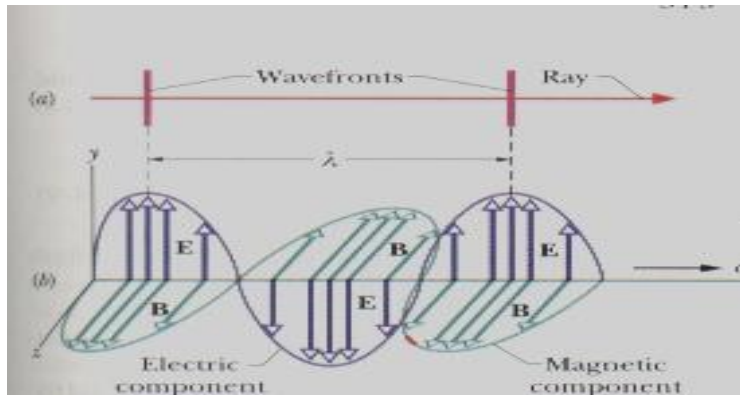
Vamberto Dias de Mello e Rodolfo Bezerra da Silva

Base do Eletromagnetismo

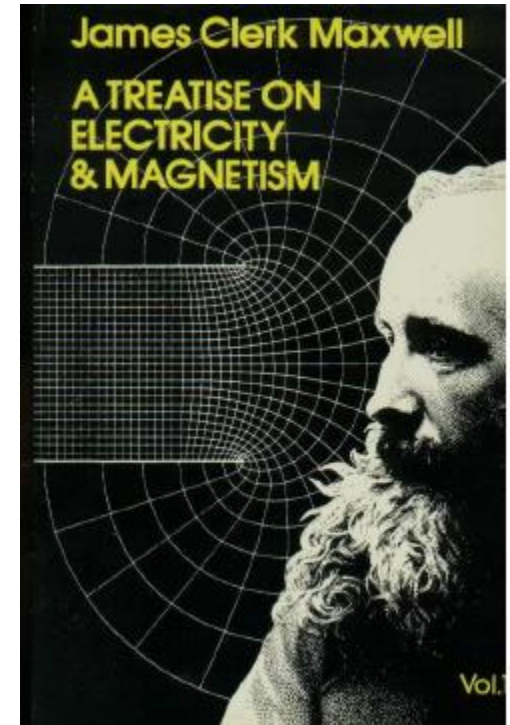
Equações de Maxwell

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}$$



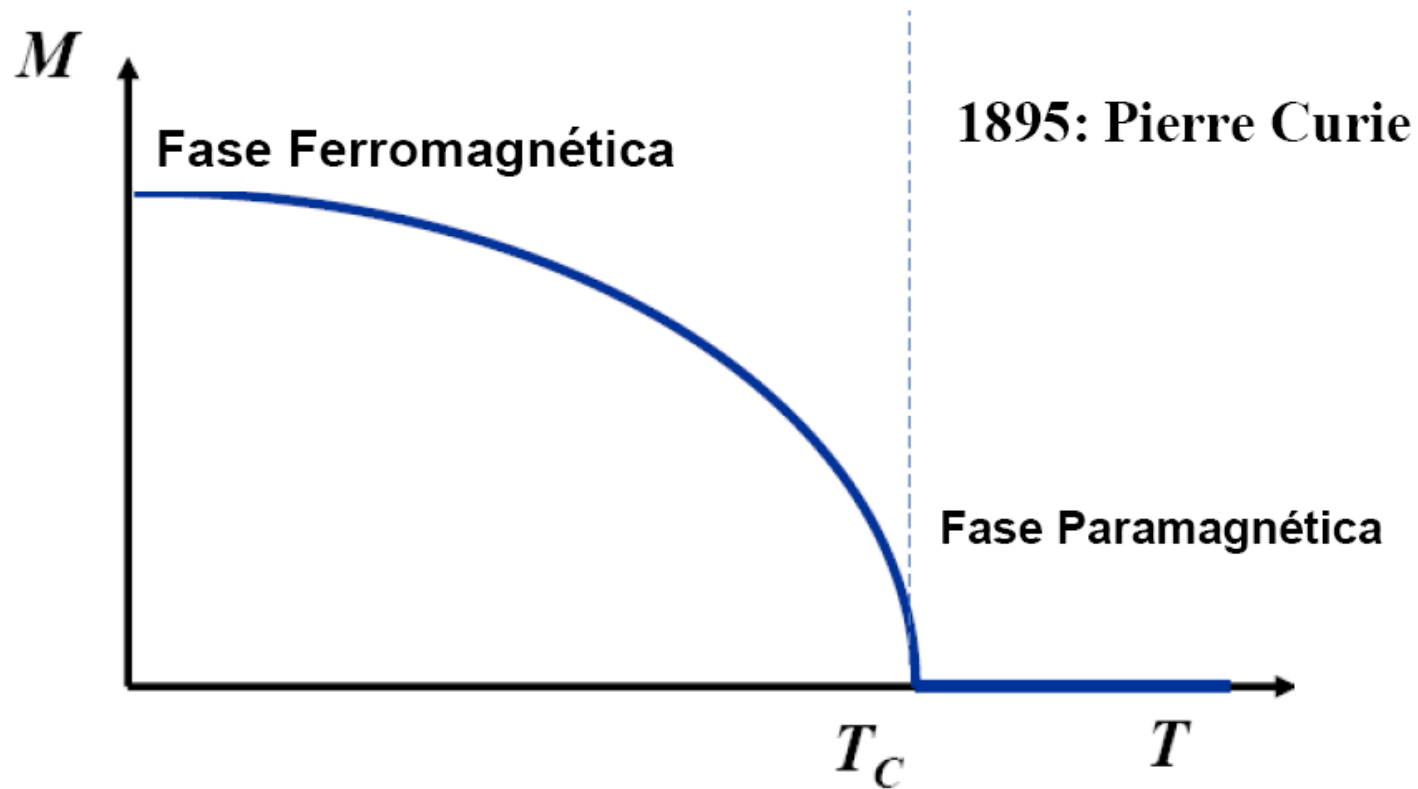
Ondas eletromagnéticas (Hertz)



Cambridge (1873)

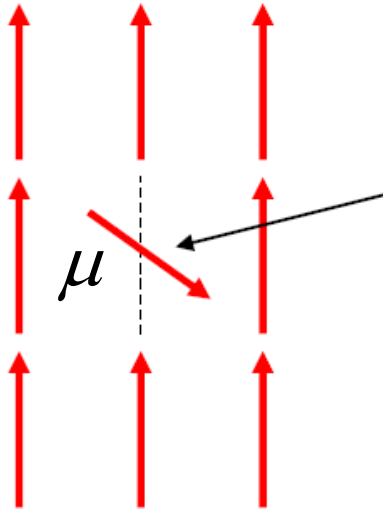
Origem do Magnetismo

Faltava entender as origens do magnetismo dos materiais
(Século 19)



Origem do Magnetismo

1907: Pierre Weiss- Modelo semi-clássico para o Ferromagnetismo



Momento magnético local μ , vê o campo molecular H_E produzido pelos vizinhos.

$$E = -\mu H_E$$

$$\mu H_E = k_B T_C$$

sendo $T_C = 1000$ K

Obtemos $H_E = 10^7$ Oe (Campo enorme !!!)

Origem do Magnetismo

Modelo de Weiss foi importante para a compreensão do magnetismo

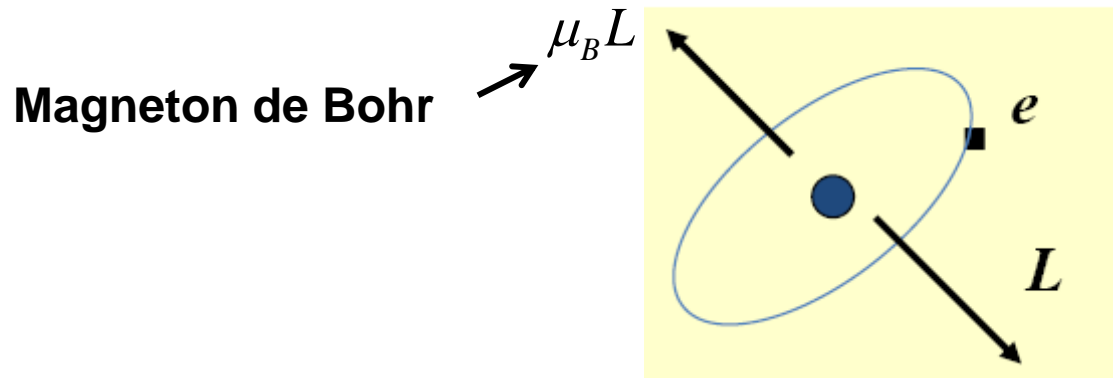
Porém, ficavam duas grandes perguntas

- Origem de μ
- Origem de H_E

Origem do Magnetismo

Origem do Momento Magnético μ

- (1921) **Compton** - Proposta do spin do elétron.
- (1922) **Stern & Gerlach** - Medida do momento angular e do momento magnético do elétron no átomo.

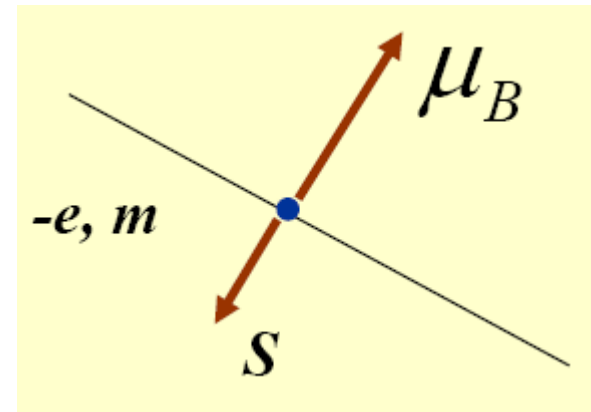


Origem do Magnetismo

O spin do elétron S

- (1925) Uhlenbeck & Goudsmit - Descoberta do spin .

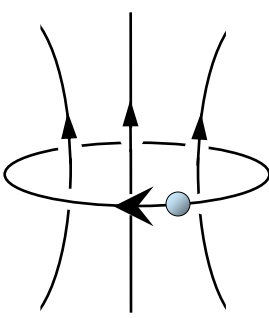
Além de carga e massa, o elétron tem spin S e momento magnético μ_B



Origem do Magnetismo

Magnetismo dos Sólidos

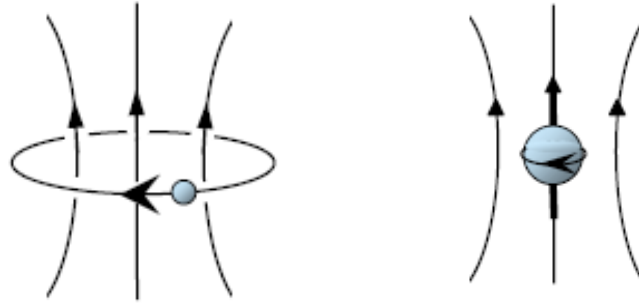
- Átomos + rede cristalina
- Elétrons em movimento
 - Classicamente, cargas em movimento → campos magnéticos



Momento Orbital

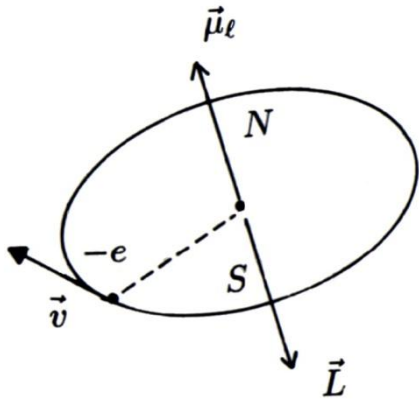
$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$
$$L = I\omega = mr^2\omega$$
$$i = \frac{e\omega}{2\pi}$$
$$\mu = iA = i\pi r^2$$
$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \vec{L}$$

Origem do Magnetismo



Momento Orbital

Momento de Spin



Momento angular (classicamente): $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$

Operador momentum linear: $\vec{p}_{op} = -i\hbar \vec{\nabla} = -i\hbar \left(\hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \right)$

Operador momentum angular: $\vec{L}_{op} = -i\hbar \vec{r} \times \vec{\nabla}$

Origem do Magnetismo

Momentum Angular Orbital

As equações de autovalores:

$$\vec{L}_{op} = -i\hbar \vec{r} \times \vec{\nabla} \quad \begin{cases} L_{op}^2 \Psi_{nlm_l} = \hbar^2 l(l+1) \Psi_{nlm_l} \\ L_{zop} \Psi_{nlm_l} = \hbar m_l \Psi_{nlm_l} \end{cases}$$

Onde Ψ_{nlm_l} é a função de onda eletrônica com números quânticos n , l , m_l .

Momentum Angular de Spin de um Elétron

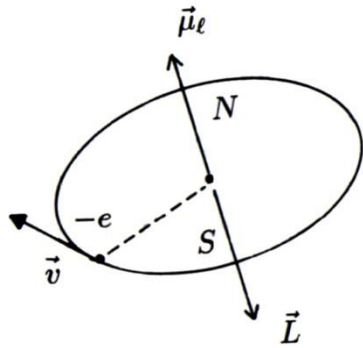


$$S_z = \hbar m_s$$

$$m_s = +\frac{1}{2} \text{ ou } -\frac{1}{2}$$

Origem do Magnetismo

Momentum Magnético Total



$$\vec{\mu}_l = -g_l \frac{e}{2m} \vec{L}, \text{ onde } g_l = 1$$

$$\vec{\mu}_s = -g_s \frac{e}{2m} \vec{S}, \text{ onde } g_s = 2$$

Quântico

Operador momento magnético total: $\vec{J}_{op} = \vec{L}_{op} + \vec{S}_{op}$

Número quântico: $m_j = m_s + m_l$

Origem do Magnetismo

- Átomos + rede cristalina
- Elétrons
 - Momento angular orbital (\vec{L})
 - Momento de Spin (\vec{S})
 - Momento angular total:
- Como se somam \vec{J} para os diversos elétrons de um átomo? $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

Origem do Magnetismo

Regras de Hund

1. Os elétrons ocupam os estados de modo a maximizar a componente z do spin, $S = \sum m_s$, sem violar o princípio de Pauli.
2. Os elétrons ocupam orbitais que resultam no máximo valor de $L = \sum m_l$, consistente com a regra 1 e com o princípio de Pauli
3. O valor do número quântico da magnitude do momentum angular total é $J = |L - S|$ quando a camada tem menos da metade do número de elétrons que ela comporta, e $J = |L + S|$ quando tem mais da metade do número de elétrons.

Átomos c/camadas completas ($|J|=0$) não devem contribuir para o campo magnético do sólido.

Elementos de interesse → Metais de transição, em particular série 3d e, os Lantanídeos, série 4f.

Origem do Magnetismo

Fe^{2+} configuração: $(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6) 3d^6$

Os seis elétrons 3d são distribuídos da seguinte maneira:

Regra 1: $m_s = \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad -\frac{1}{2} \rightarrow S = 2$

Regra 2: $m_l = 2 \quad 1 \quad 0 \quad -1 \quad -2 \quad 2 \rightarrow L = 2$

Regra 3: $J = L + S = 4$

O estado fundamental desses íons é então 5D_4

Mn^{2+} , Fe^{3+} configuração: $(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6) 3d^5$

Os cinco elétrons 3d são distribuídos da seguinte maneira:

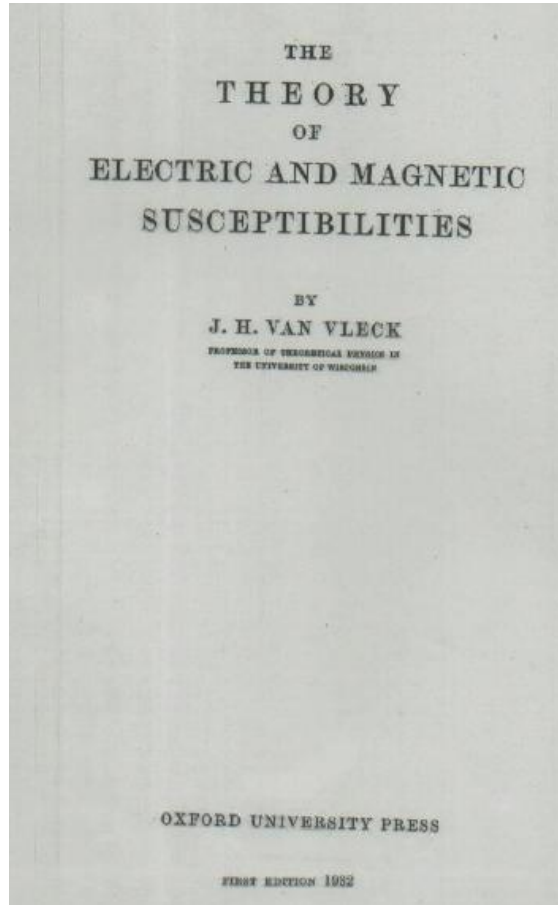
Regra 1: $m_s = \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \rightarrow S = 5/2$

Regra 2: $m_l = 2 \quad 1 \quad 0 \quad -1 \quad -2 \rightarrow L = 0$

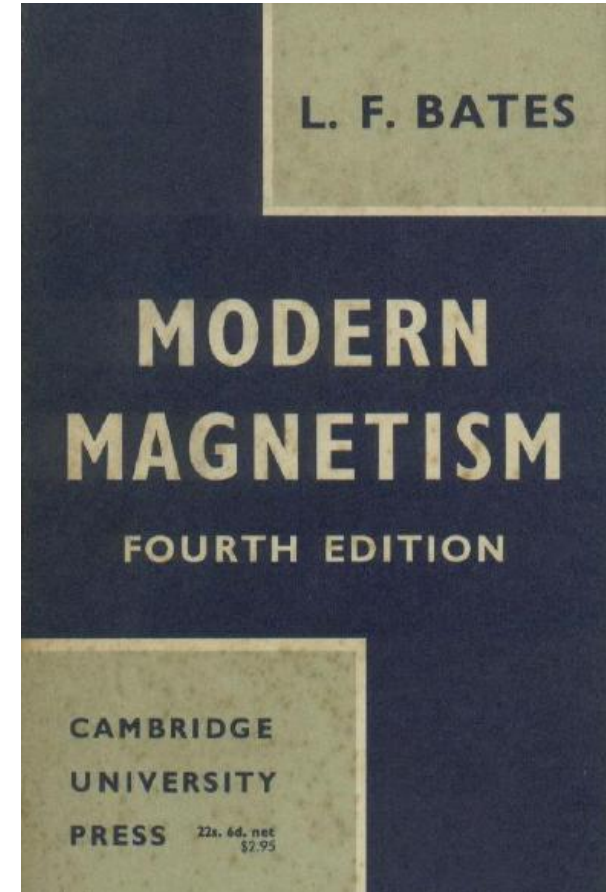
Regra 3: $J = L + S = 5/2$

O estado fundamental desses íons é então ${}^6S_{5/2}$

Bases Teóricas do Magnetismo Moderno



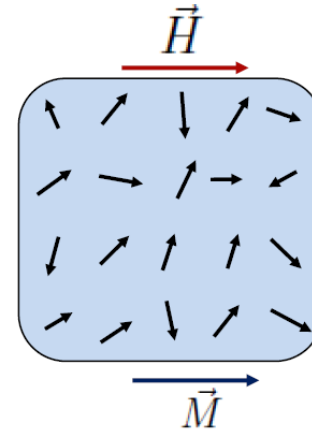
1932: Van Vleck



1939: Bates

Origem do Magnetismo

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i \quad (\text{Vetor Magnetização})$$



Vetor Indução Magnética

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

(No sistema SI)

Onde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ é a permeabilidade magnética no vácuo.

\vec{H} é a intensidade do campo externo aplicado.

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$$

(No sistema CGS)

No vácuo, $B = H$ e $\mu_0 = 1$

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (\text{Susceptibilidade Magnética})$$

(resposta magnética)

Origem do Magnetismo

Grandeza	SI	CGS	Relação
Φ	weber (Wb)	maxwell	$1 \text{ Wb} = 10^8 \text{ maxwells}$
B	tesla (T) = Wb/m^2	gauss (G)	$1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$
H	A/m	oersted (Oe)	$1 \text{ A/m} = 4\pi \times 10^{-3} \text{ Oe}$
M	A/m	emu/cm ³	$1 \text{ A/m} = 10^{-3} \text{ emu/cm}^3$
μ	N/A ²	adimensional	
χ	adimensional	adimensional	

Unidades das grandezas magnéticas nos Sistemas Internacional (SI) e Gaussiano(CGS).

Propriedades Magnéticas

- Diamagnetismo.
- Paramagnetismo.
- Ferromagnetismo.
- Antiferromagnetismo.
- Ferrimagnetismo.
- Helimagnetismo.

Materiais Diamagnéticos

São materiais que se colocados na presença de um campo magnético tem seus ímãs elementares orientados no sentido contrário ao sentido do campo magnético aplicado. Assim, estabelece-se um campo magnético na substância que possui sentido contrário ao campo aplicado.

- Cada átomo do material possui individualmente momento magnético nulo. $\mu_i = \mathbf{0}$.
- $|\mathbf{M}| = 0$
- Quando submetido a um campo magnético externo (\mathbf{H}), praticamente nada acontece.

$$M = -\frac{NZe^2 H \langle r^2 \rangle}{6m} \quad \chi = -\frac{NZe^2 \langle r^2 \rangle}{6m}$$

onde N é o número de átomos por unidade de volume e $\langle r^2 \rangle$ é o valor médio do quadrado da distância ao centro do átomo.

Materiais Paramagnéticos

São materiais que possuem elétrons desemparelhados e que, quando na presença de um campo magnético, se alinham, fazendo surgir dessa forma um ímã que tem a capacidade de provocar um leve aumento na intensidade do valor do campo magnético em um ponto qualquer. Esses materiais são fracamente atraídos pelos ímãs.

- Cada átomo do material possui momento não nulo. $\mu_i \neq 0$
- $|\mathbf{M}| = 0$, devido à orientação aleatória dos momentos individuais.
- Interação magnética entre os momentos não é forte o suficiente para ordená-los. A energia térmica (temperatura) mantém os momentos magnéticos mudando constantemente de direção.
- Campo externo (H) tende a alinhar os momentos à sua direção, devido à interação entre ambos. $\Sigma\mu_i \neq 0$

$$M = NgJ\mu_B B_J(x)$$

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{(2J+1)x}{2J}\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right)$$

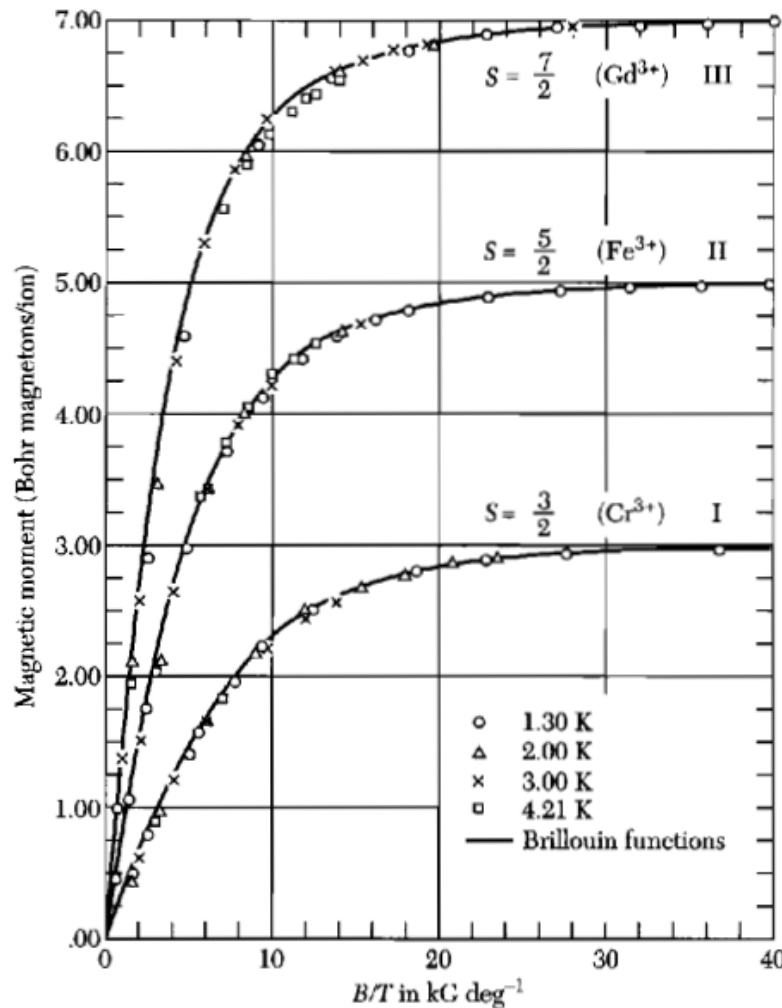
(Função de Brillouin)

$$\chi = \frac{M}{B} \cong \frac{NJ(J+1)g^2\mu_B^2}{3kT} = \frac{C}{T}$$

(Lei de Curie)

$$x = gJ \frac{\mu_B B}{kT}$$

Materiais Paramagnéticos



$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{(2J+1)x}{2J}\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right)$$

(Função de Brillouin)

Dados experimentais do momento magnético atômico de diversos sais paramagnéticos de metais. A linha é a **função de Brillouin**. Note o momento de saturação.

Materiais Diamagnéticos e Paramagnéticos

- Observamos que no diamagnetismo e no paramagnetismo aparece um momento magnético em resposta a um campo externo. Se o campo externo for **NULO** o momento magnético do material também será nulo.
- Porém, existem materiais que apresentam um momento magnético num campo nulo.
- A presença deste momento magnético espontâneo sugere que os spins eletrônicos e os momentos magnéticos estão arranjados de uma forma regular.

Materiais Magnéticos

Os materiais magnéticos podem ser classificados de acordo com a forma como os momentos magnéticos estão **ordenados** dentro da estrutura cristalina do material:

- Ferromagnéticos.
- Antiferromagnéticos.
- Ferromagnéticos.
- Helimagnéticos.

Materiais Magnéticos

Cada material magnético é caracterizado por uma temperatura de ordenamento:

➤ No caso dos ferromagnéticos esta temperatura é a temperatura de Curie (T_C); acima dela a magnetização espontânea desaparece.

- $T < T_C$: Fase Magnética Ordenada.
- $T > T_C$: Fase Paramagnética Desordenada.

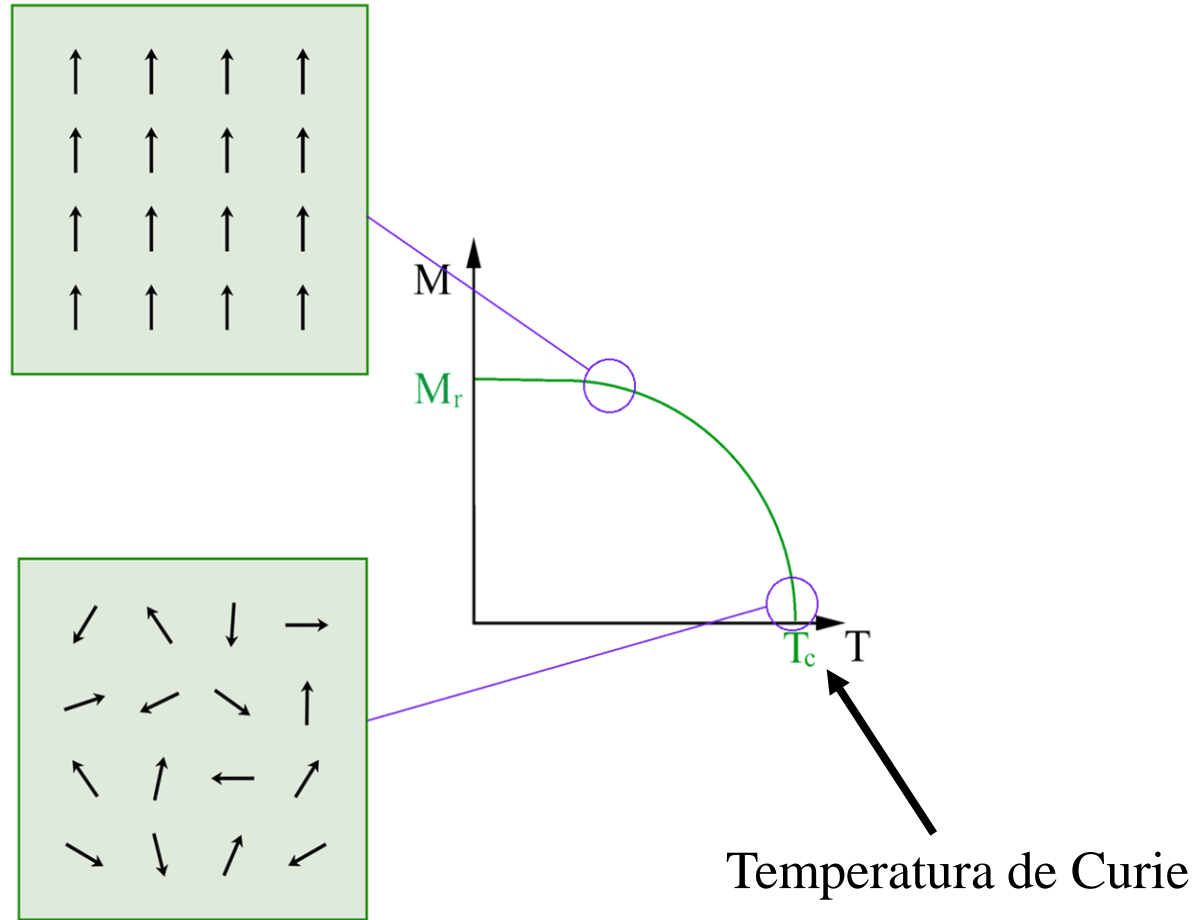
➤ No caso dos antiferromagnetos esta temperatura é a temperatura de Neel (T_N)

Materiais Ferromagnéticos

Os materiais que compõem esse grupo apresentam características bem diferentes das características dos materiais paramagnéticos e diamagnéticos. Esses materiais se imantam fortemente se colocados na presença de um campo magnético.

- Cada átomo do material possui momento não nulo. $\mu_j \neq 0$
- Interação magnética entre os momentos é forte o suficiente (frente à energia térmica) para alinhá-los “parcialmente”: $\Sigma\mu_j \neq 0$.
- $|\mathbf{M}| \neq 0$, mesmo sem a aplicação de um campo (\mathbf{H}) externo.
- O aumento da energia térmica (temperatura) pode forçar um ferromagneto para o estado paramagnético.
- Magnetização espontânea: $\mathbf{M}(T)$ (em $\mathbf{H}=0$)
- Temperatura de Curie: $\mathbf{M}(T_c) = 0$
- $T > T_c$ o material se torna paramagnético.

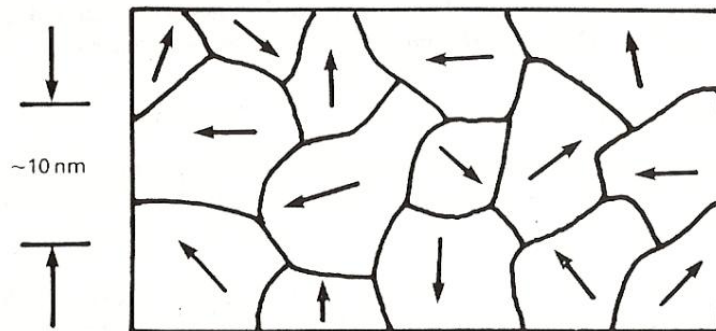
Materiais Ferromagnéticos



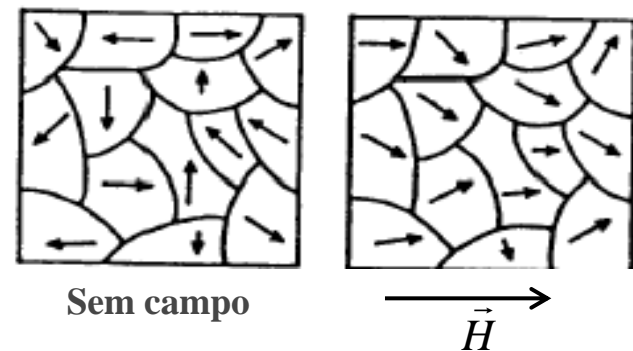
Materiais Ferromagnéticos

Magnético X Magnetizado

- Frações (escala nanométrica) de um material ferromagnético mostram regiões de μ_{at} espontaneamente alinhados para certa temperatura T .
- Domínios magnéticos - cada um com sua própria orientação de M_i .
 - **Ferromagneto desmagnetizado**
 - $\Sigma\mu_i = 0$
- Domínios magnéticos - com orientação preferencial de M_i .
 - **Ferromagneto magnetizado**
 - $\Sigma\mu_i \neq 0$

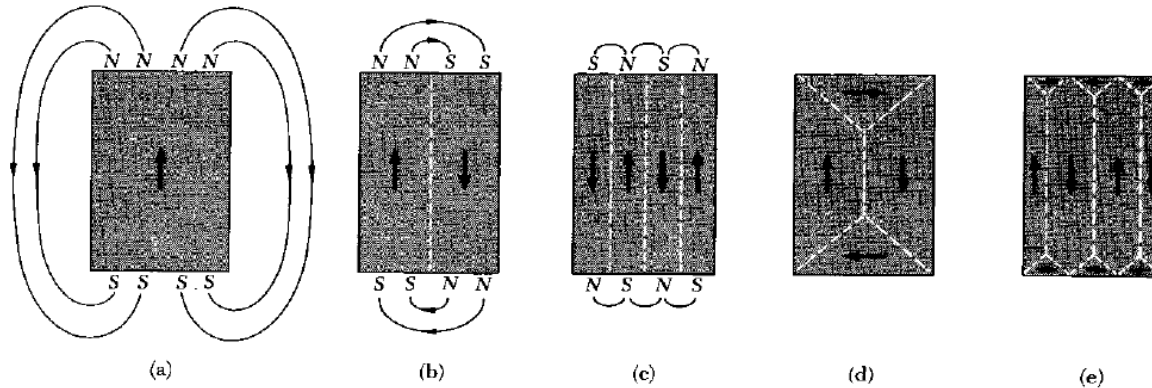


Após a aplicação de um campo externo o ferromagneto se torna magnetizado.



Materiais Ferromagnéticos

Domínios Magnéticos



Aparecimento de domínios magnéticos:

(a) Amostra espontaneamente magnetizada apresentando apenas um domínio (monodomínio).

(b) e (c) surgimento de domínios com magnetizações opostas.

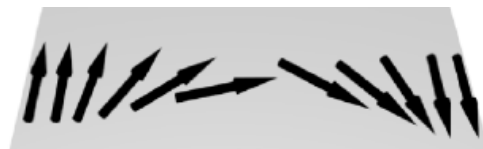
(d) e (e) Amostra já apresentando estruturas de domínios de fechamento.

Materiais Ferromagnéticos

Paredes de Domínios

A região de interface entre os domínios magnéticos é chamada de **paredes de domínio**. Estas podem ser classificadas com relação ao ângulo formado entre os vetores que correspondem às magnetizações dos domínios adjacentes. Neste caso, como exemplos, destacam-se as paredes de domínio de 180, com magnetizações dos domínios opostas, e as paredes de domínio de 90 com as magnetizações dos domínios perpendiculares.

Além da classificação referente ao ângulo entre as magnetizações dos domínios, existe também a classificação referente ao padrão de rotação dos momentos magnéticos dentro da parede de domínio. Nas **Paredes de Bloch** a rotação dos momentos magnéticos se dá de tal forma que os momentos magnéticos saem do plano de magnetização dos domínios adjacentes. Já nas **Paredes de Néel** a rotação dos momentos magnéticos se dá de tal forma que a mudança de orientação dos momentos magnéticos ocorre no mesmo plano da magnetização dos domínios magnéticos.



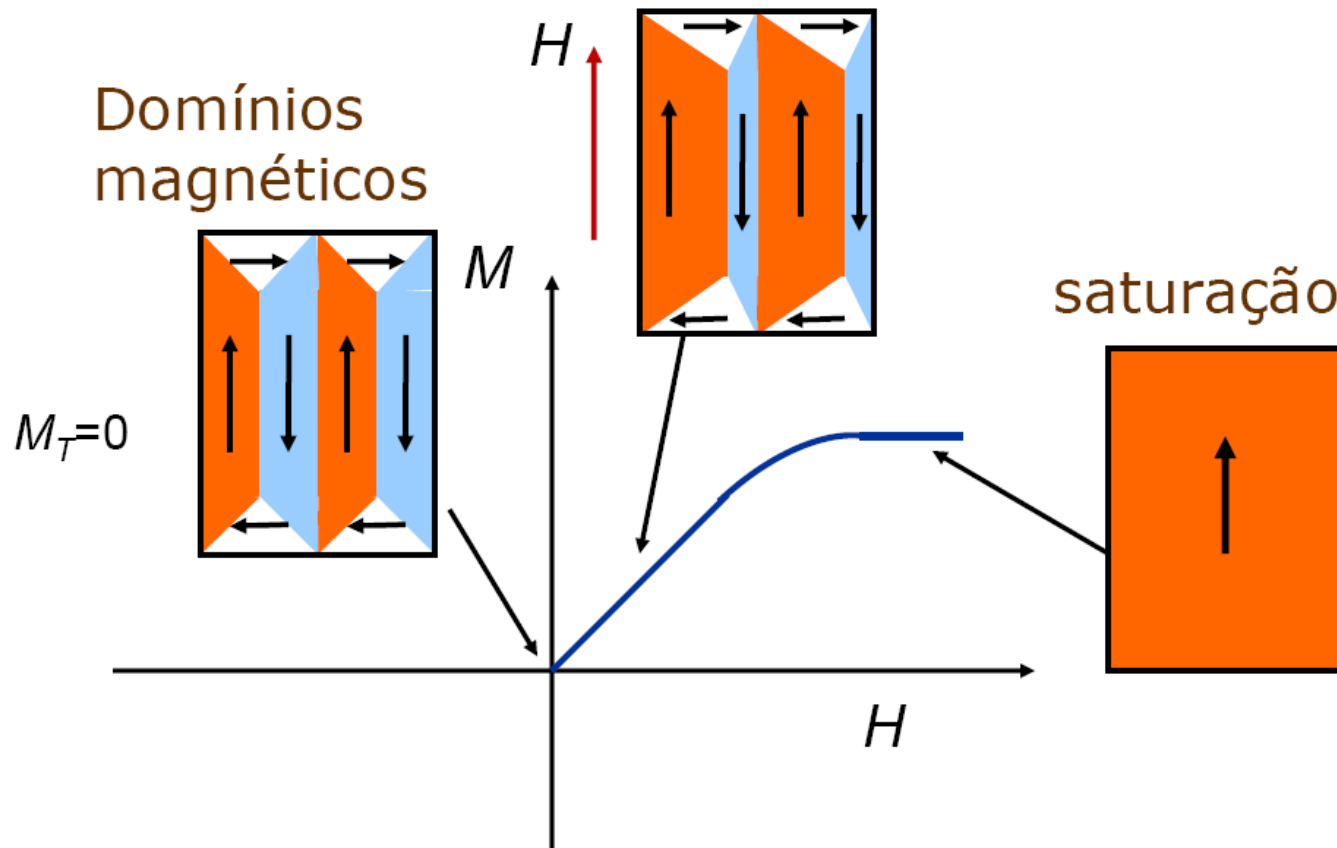
Paredes de Bloch



Paredes de Néel

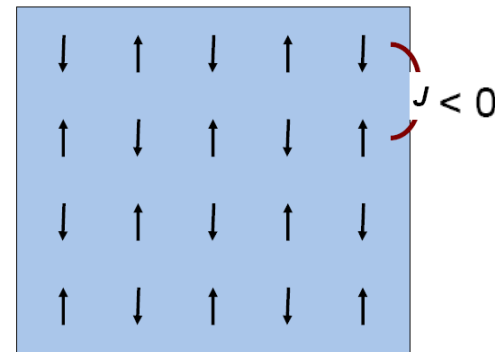
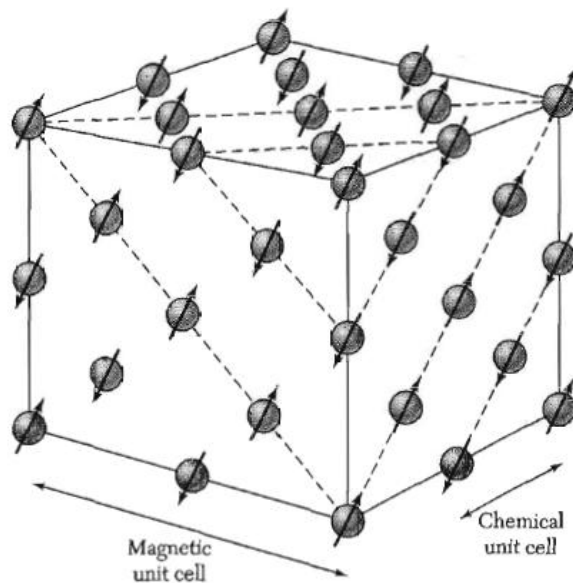
Materiais Ferromagnéticos

Resposta Macroscópica



Materiais Antiferromagnéticos

Esta é uma outra classe de materiais, que não tem uma magnetização espontânea macroscópica a baixas temperaturas. Abaixo de uma temperatura crítica T_N , a Magnetização e a susceptibilidade diminuem com a temperatura tendendo a 0 quando $T \rightarrow 0$. Acima de T_N o comportamento é de um paramagneto com uma temperatura de Curis Weiss negativa. Este comportamento que foi previsto por Néel, é devido a um acoplamento antiparalelo de momento magnéticos iguais e vizinhos, e que foi confirmado por experimentos de **difração de nêutrons**.



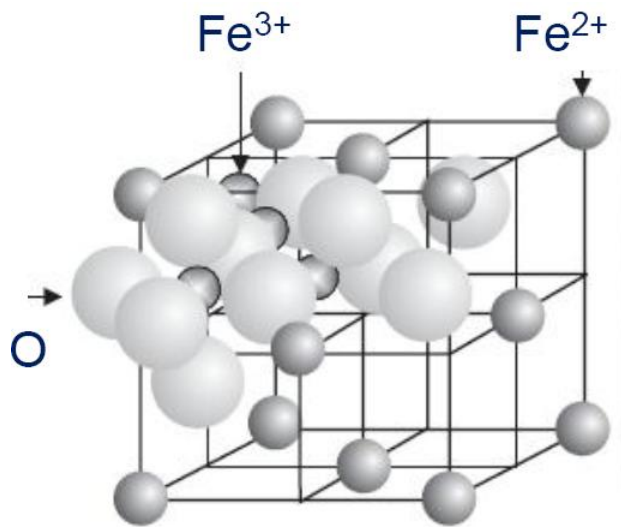
Magnetização total **Nula**

(1932) Néel

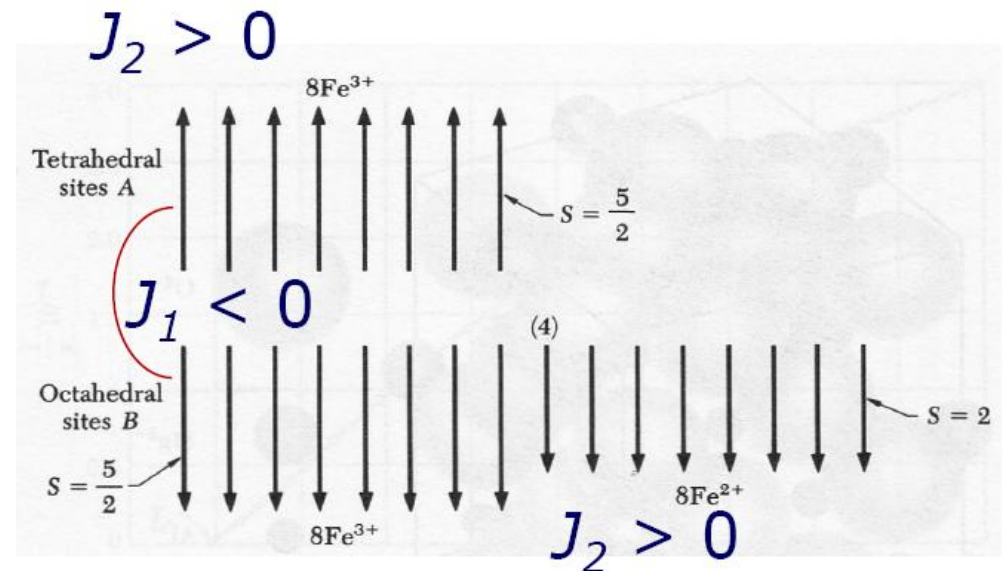
Materiais Ferrimagnéticos

Em vários materiais aparentemente ferromagnéticos que apresentam uma magnetização espontânea abaixo de uma temperatura crítica, esta não corresponde à magnetização de saturação esperada para os íons paramagnéticos constituintes, correspondendo ao alinhamento paralelo destes quando $T \rightarrow 0$.

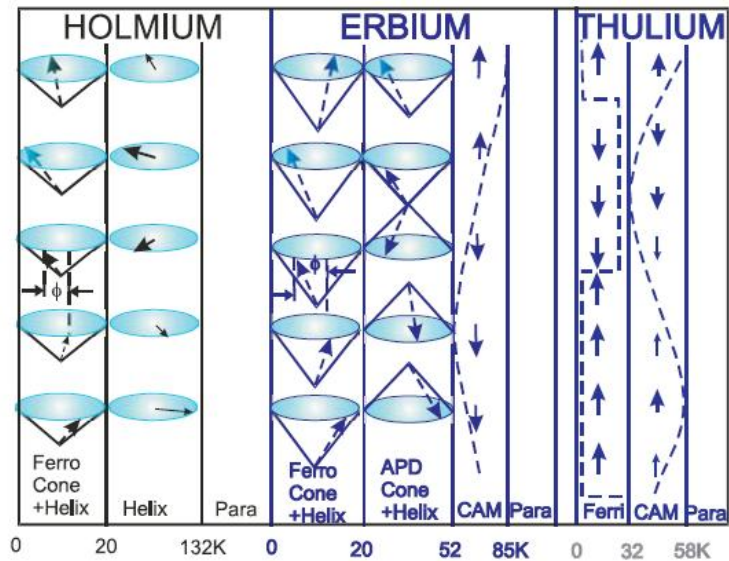
Raríssimos isolantes são ferromagnéticos



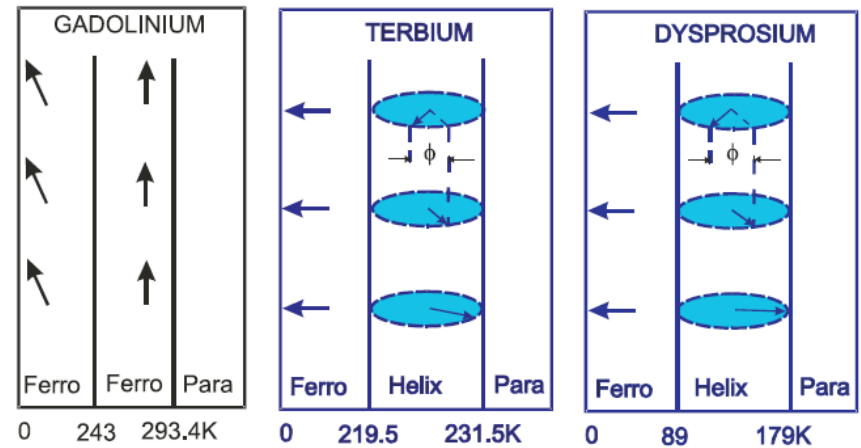
Magnetita Fe_3O_4 (Ímã natural)



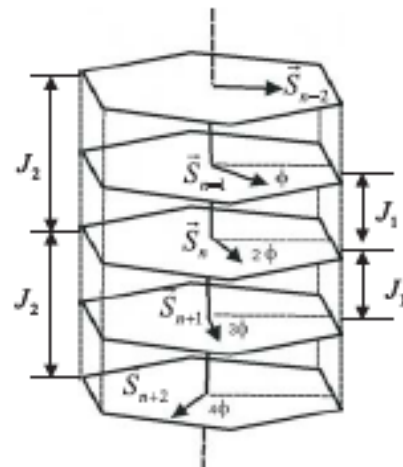
Materiais Helimagnéticos



Fases Magnéticas das Terras Raras Pesadas em Função das Temperaturas



Fases Magnéticas das Terras Raras Leves em Função das Temperaturas



$$E_n = - \sum_{i=1}^2 J_i \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{n \pm i}$$

$$\cos(\phi_n) = - \frac{J_1}{4J_2}$$

- $J_1 > 0$ (Acoplamento Ferromagnético)
- $J_2 < 0$ (Acoplamento Antiferromagnético)

1
H

2
He

Ferromagnetic Antiferromagnetic

3 4
Li Be

Paramagnetic Diamagnetic

5 6 7 8 9 10
B C N O F Ne

11 12
Na Mg

13 14 15 16 17 18
Al Si P S Cl Ar

19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36
K Ca Sc Ti V Cr Mn Fe Co Ni Cu Zn Ga Ge As Se Br Kr

37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50 51 52 53 54
Rb Sr Y Zr Nb Mo Tc Ru Rh Pd Ag Cd In Sn Sb Te I Xe

55 56 57 72 73 74 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86
Cs Ba La Hf Ta W Re Os Ir Pt Au Hg Tl Pb Bi Po At Rn

87 88 89
Fr Ra Ac

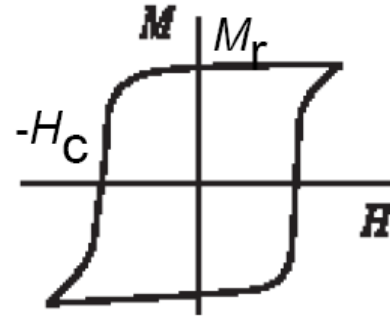
58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71
Ce Pr Nd Pm Sm Eu Gd Tb Dy Ho Er Tm Yb Lu

Aplicações Tradicionais Materiais dos Magnéticos

- **Materiais “duros”**: ímãs permanentes Motores, geradores, alto-falantes, microfones.
- **Materiais “moles” ou “doces”**: Transformadores, geradores, motores, cabeçotes de gravação
- **Materiais “intermediários”**: Meios de gravação magnética

Aplicações Tradicionais Materiais dos Magnéticos

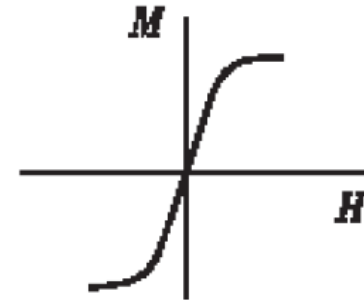
Ímã Permanente
ciclo de histerese largo



Material	Composição %	$4\pi M_s$ (kG)	H_c (kOe)	$(BH)_{max}$ MG.Oe
Alnico 5	51 Fe, 8 Al, 14 Ni, 24 Co, 3 Cu	12,5	0,72	5,0
Ferrite de Bário	BaFe ₁₂ O ₁₉ (ou BaO · 6Fe ₂ O ₃)	3,95	2,4	3,5
Samário-Cobalto	Co ₅ Sm	9,0	8,7	20
Neodímio-Ferro-Boro	Fe ₁₄ Nd ₂ B ₁	13,0	14,0	40

Aplicações Tradicionais Materiais dos Magnéticos

Material mole (doce)
ciclo de histerese estreito



Material	Composição (%)	Permeabilidade máxima μ_{max}/μ_0	$4\pi M_s$ (kG)	H_c (Oe)	Resistividade ($\mu\Omega.cm$)
Ferro	Fe	5×10^3	21,5	1,0	10
Aço carbono	Fe-C(0,05)	5×10^3	21,5	1,0	10
Aço silício	Fe-Si(3), C(0,005)	7×10^3	19,7	0,5	60
Permalloy	78Ni, 22Fe	10^5	10,8	0,05	16
Sendust	85Fe, 10Si, 5Al	10^4	10,5	-	80
Mumetal	77Ni, 16Fe, 5Cu, 2Cr	10^5	6,5	0,05	62
Ferrite Mn-Zn	50Mn, 50Zn	2×10^3	2,5	0,1	10^8



II PARTE

Energia Magnética

O magnetismo pode ser dividido em dois grupos, grupo **A** e grupo **B**.

➤ No grupo **A** não há interação entre os momentos individuais e cada momento age independentemente um dos outros.

Os materiais que pertencem a este grupo são:

- **Diamagnéticos.**
- **Paramagnéticos**

Energia Magnética

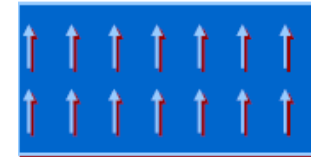
- O grupo **B** consiste nos **materiais magnéticos** com os quais a maioria das pessoas está familiarizada, como **ferro** ou **níquel**.
- O magnetismo ocorre nesses materiais porque os **momentos magnéticos** se **acoplam** uns aos outros e formam estados magneticamente ordenados.
- O acoplamento, que é de **natureza quântica**, é conhecido como **interação de troca** e a energia associada a esta interação tem origem na sobreposição das funções de onda dos elétrons em conjunto com o princípio de exclusão de Pauli.
- Se é um ferromagneto, antiferromagneto ou ferrimagneto a interação de troca entre os íons magnéticos vizinhos forçará os momentos individuais a um alinhamento paralelo (**ferromagnético**) ou antiparalelo (**antiferromagnético**) com seus vizinhos.
- Os três tipos de interação de troca, são:
 - a) **troca direta**,
 - b) **supertroca**,
 - c) **troca indireta**.

Energia de Troca

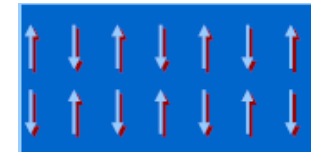
As interações de troca magnética entre dois spins dependem em uma primeira aproximação da sobreposição orbital, seja diretamente através do espaço (troca direta) ou através da ligação (não localizada dos spin, polarização dos spin ou supertroca).

$$E_s - E_T = 2J \longrightarrow \hat{H}^{spin} = -2J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$$

Se $J > 0$, $E_S > E_T \longrightarrow$ Tripleto é favorecido $S = 1$



Se $J < 0$, $E_S < E_T \longrightarrow$ Singleto é favorecido $S = 0$



Para um sistema com spins localizados nos átomos - **Hamiltoniana de Heisemberg**

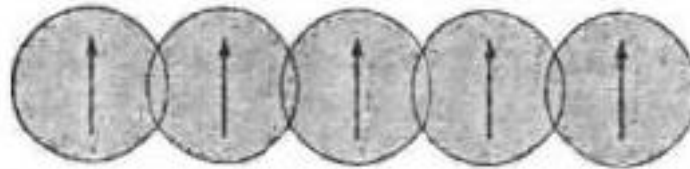
$$\hat{H} = -\sum_{i>j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

Interações de Troca

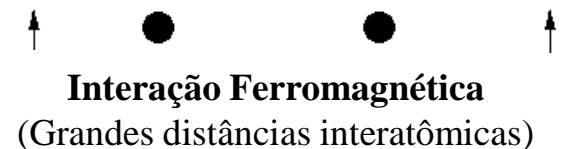
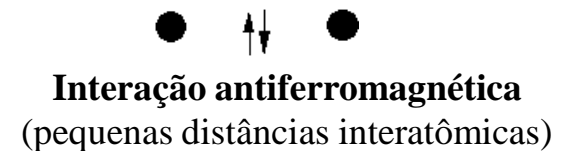
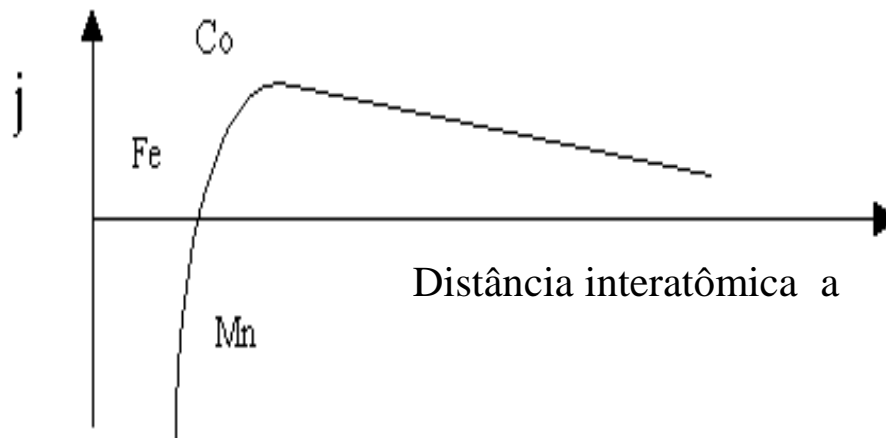
- Interação de Troca Direta (Direct exchange).
- Interação de Supertroca (Superexchange).
- Interação de Troca Indireta (Indirect exchange).

Interação de Troca Direta

A interação troca direta ocorre entre íons magnéticos que são suficientemente próximos, fazendo com que as funções de onda de suas distribuições de carga se superponham.

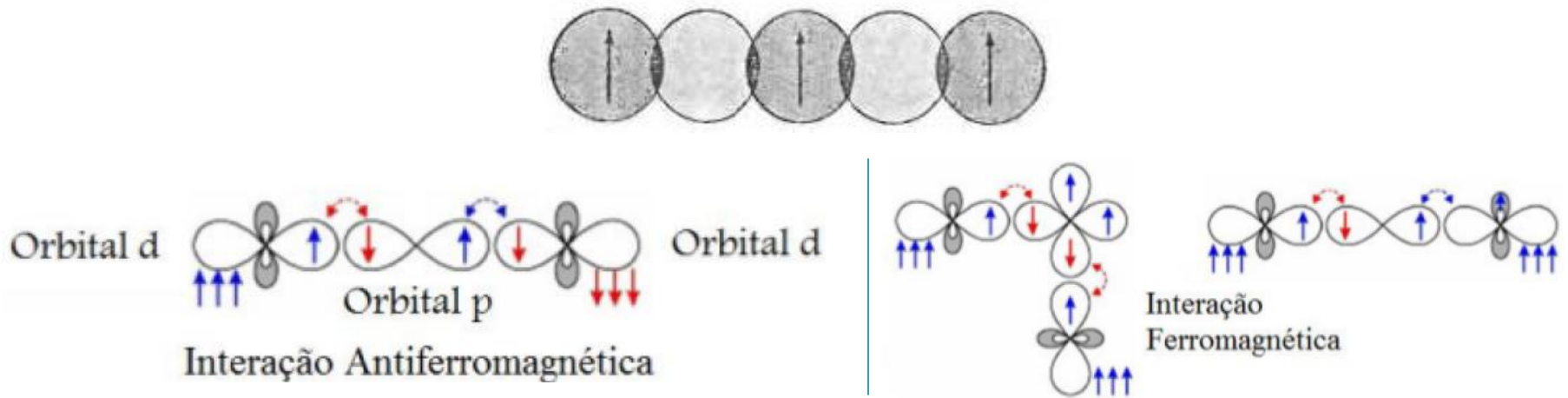


Esta característica produz um forte acoplamento, mas de curto alcance, que diminui rapidamente à medida que os íons são separados.



Interação de Supertroca

A interação de supertroca descreve o acoplamento entre momentos magnéticos de íons muito distantes para serem acoplados via troca direta, mas que podem interagir mesmo a uma distância relativamente longa através de um material não magnético.

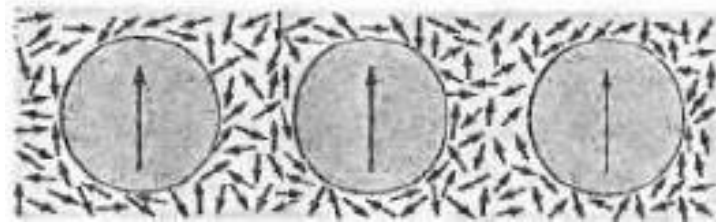


Esquema da dependência do ângulo de ligação e da ocupação para a interação de Supertroca entre os elétrons **d** intermediados pelo orbital **p**.

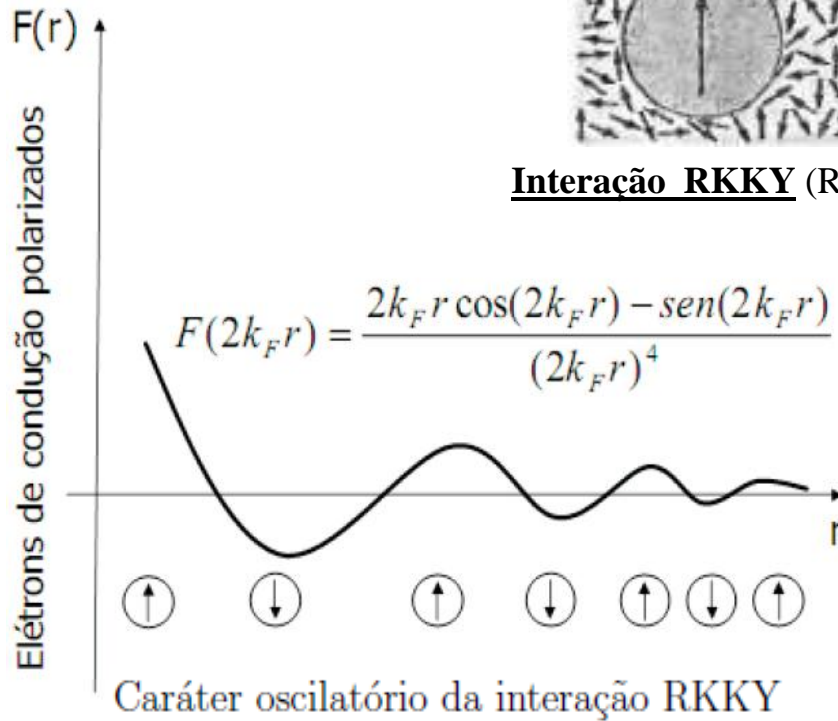
De acordo com a ocupação dos elétrons e do ângulo de ligação, o acoplamento pode ser do tipo **antiferromagnético** ou **ferromagnético**.

Interação de Troca Indireta

Troca indireta, onde a interação magnética acontece pela interação entre os elétrons de condução.

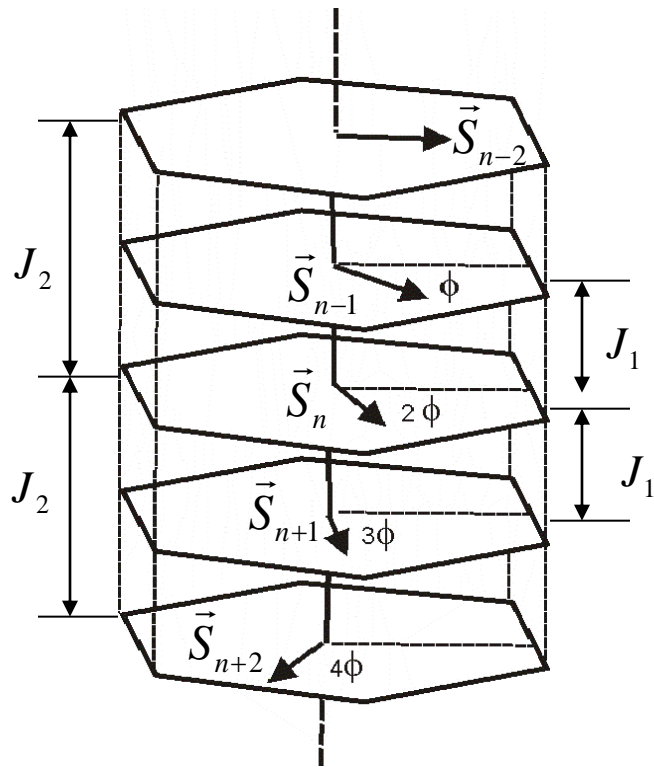


Interação RKKY (Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida)



Explica o acoplamento magnético nos metais **Terras Rara**

Interação de Troca Indireta



$$E_n = -\sum_{i,j} J(\vec{R}_i - \vec{R}_j) \vec{S}(\vec{R}_i) \cdot \vec{S}(\vec{R}_j)$$

$$J = \frac{4J^2 m^* k_F^4}{(2\pi)^3} F(2k_F r)$$

$$E_n = -\sum_{i=1}^2 J_i \vec{S}_i \cdot \vec{S}_{n\pm i}$$

$$\cos(\phi_n) = -\frac{J_1}{4J_2}$$

$J_1 > 0$ (Acoplamento Ferromagnético)

$J_2 < 0$ (Acoplamento Antiferromagnético)

Energia de Anisotropia

Anisotropia Magnética

A anisotropia magnética é o fenômeno de orientação preferencial da magnetização espontânea, M_s , ao longo de certas direções características de cada material, ou seja, a energia interna varia quando a magnetização aponta em direções diferentes. A energia de anisotropia magnética, como é denominada, se manifesta de várias formas e sempre está associada a uma determinada anisotropia.

As formas de anisotropia magnética mais comuns são:

- Anisotropia cristalina, ou Magnetocristalina;
- Anisotropia de forma;
- Anisotropia de stress, ou de Magnetostrição;
- Anisotropia induzida por:
 - Tratamento térmico na presença de campo magnético aplicado (annealing);
 - Deformação plástica.
- Anisotropia de superfície;
- Anisotropia de troca (de intercambio, ou exchange anisotropy).

Energia de Anisotropia

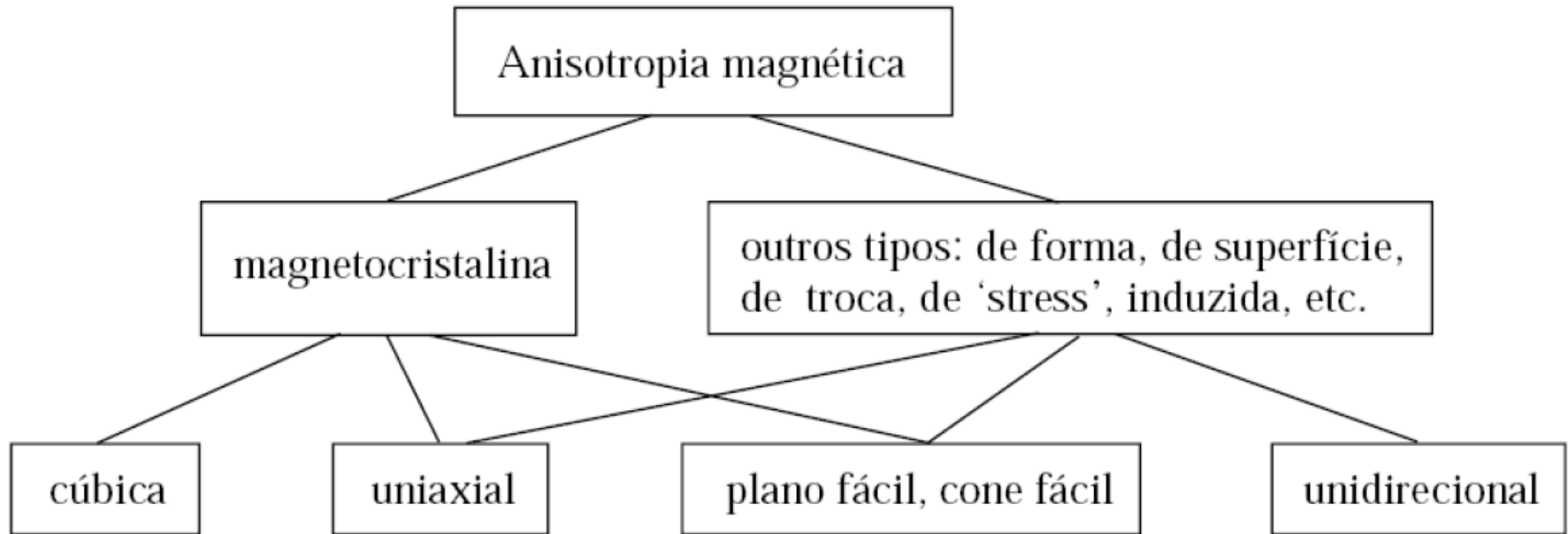


Fig. 1. Principais tipos de anisotropia magnética.

Energia de Anisotropia

Anisotropia Magnetocristalina

- TEM ORIGEM NO ACOPLAMENTO SPIN-ÓRBITA

QUANDO UM CAMPO MAGNÉTICO TENTA REORIENTAR O SPIN DE UM ELÉTRON, SUA ÓRBITA TAMBÉM DEVE SE REORIENTAR. PORÉM, COMO A ÓRBITA ESTÁ FORTEMENTE LIGADA À REDE, ELA VAI RESISTIR À TENTATIVA DE REORIENTAÇÃO DO SPIN.

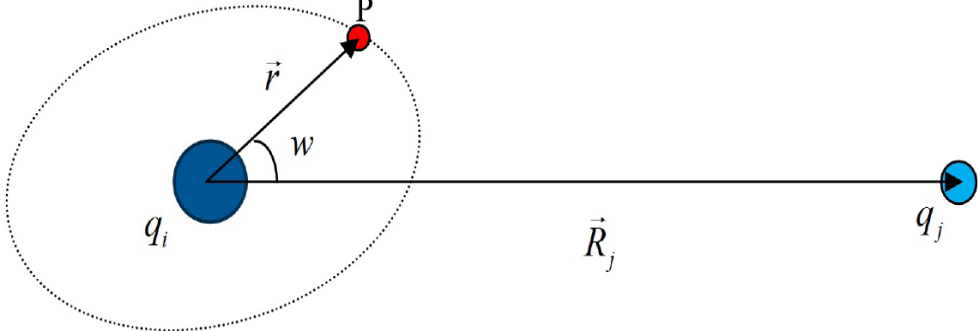
A ENERGIA NECESSÁRIA PARA GIRAR ESSE SISTEMA É EXATAMENTE A ENERGIA DE ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA.



INTRÍNSECA DOS MATERIAIS

Anisotropia Magnetocristalina

Fenomenologia do Campo Cristalino

$$V = \sum_j \frac{q_i}{|\vec{R}_j - \vec{r}|}$$


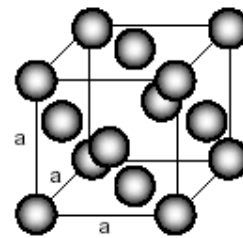
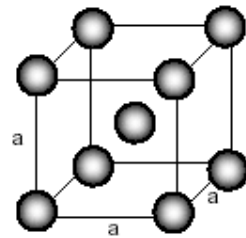
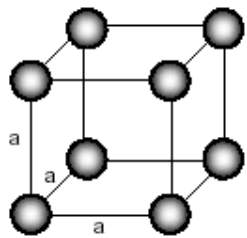
Somamos o potencial eletrostático devido aos vizinhos mais próximos assumindo que suas distribuições de carga podem ser aproximadas por cargas pontuais :

$$H_c = -|q_i| \sum_j V(x_j, y_j, z_j)$$

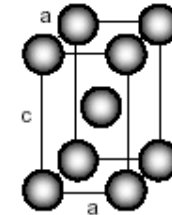
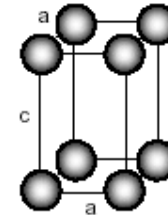
Anisotropia Magnetocristalina

Fenomenologia do Campo Cristalino

Simetria Cúbica e Tetragonal



CÚBICO



TETRAGONAL

Em Coordenadas Cartesianas: $V = V_x + V_y + V_z$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_x = q \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ax}} + \frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 + 2ax}} \right] \\ V_z = q \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2az}} + \frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 + 2az}} \right] \\ V_y = q \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 - 2ay}} + \frac{1}{\sqrt{r^2 + a^2 + 2ay}} \right] \end{array} \right.$$

Energia de Anisotropia

Anisotropia Magnética

- INDICA UMA DIREÇÃO PREFERENCIAL DA MAGNETIZAÇÃO;
- DEPENDE DA DISTRIBUIÇÃO ELETRÔNICA DOS ÁTOMOS;
- REFLETE SIMETRIA.

➤ AO SE ESTUDAR FILMES, A ANISOTROPIA MAGNÉTICA TORNA-SE PARTICULARMENTE INTERESSANTE (QUEBRA DE SIMETRIA)

Energia de Anisotropia

COMO DETERMINAR SEU VALOR ?

- Pêndulo de torção;
- Medidas de curvas de torque;
- **Medidas de curvas de magnetização.**

Pêndulo de Torção

- Nesta técnica, a amostra é girada levemente da posição de equilíbrio (i.e., eixo fácil na direção do campo aplicado) e em seguida liberada.
- O método consiste em medir a frequência de pequenas oscilações do pêndulo, que está relacionada com a segunda derivada da energia de anisotropia em relação ao ângulo de torção.
- As vantagens desta técnica são:
 - (i) É muito rápida;
 - (ii) Não precisa de campos magnéticos que saturem a amostra.

O método também pode ser aplicado para amostras policristalinas.

Medidas de curvas de torque

Este método, o mais tradicional de todos, consiste em analisar o torque necessário para desviar \mathbf{M}_S da direção de fácil magnetização em função do ângulo entre a direção fácil e \mathbf{H} . Desta forma podemos determinar a anisotropia em amostras que apresentam texturas ou mono-cristalinas.

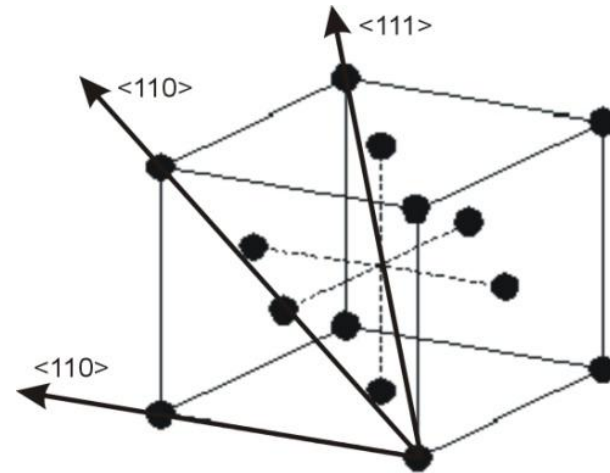
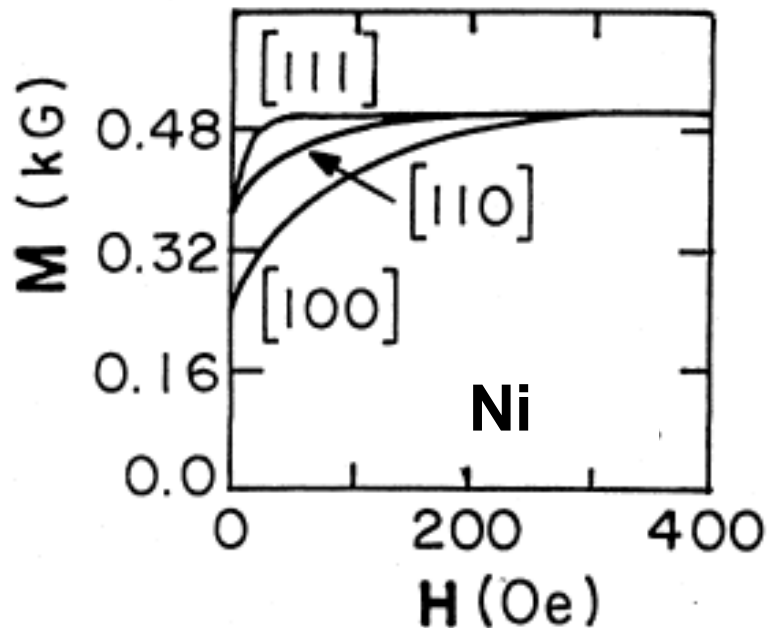
Medidas de curvas de Magnetização

- Ajuste das curvas de magnetização;
- Método das áreas ;
- Detecção de singularidades nas curvas de magnetização, ou método SPD, i.e., (Singular-Point-Detection method);
- Método de aproximação de saturação ('saturation approach') ;
- Medidas de curvas de remanência;
- Método TMC, utiliza ambas as curvas :
 - ZFC (zero-field cooled thermomagnetic curves)
 - FC (field cooled thermomagnetic curves) em campos magnéticos baixos.

Medidas de curvas de Magnetização

Simetria Cúbica

$$E_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2)$$

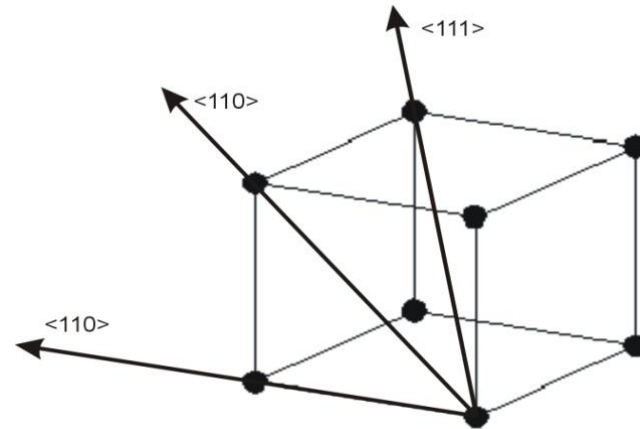
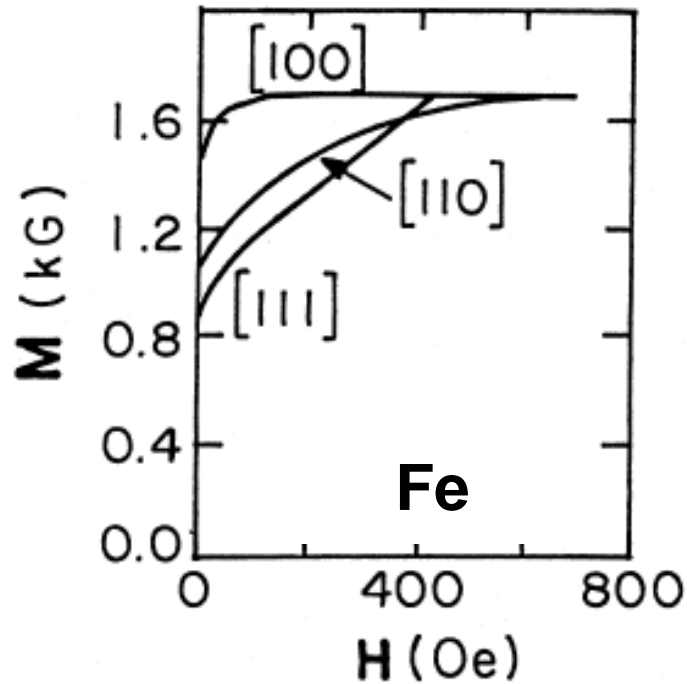


Para Ni a 20°C,
 $K_1^c = -5.7 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$
 $K_2^c = -2.3 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$

Medidas de curvas de Magnetização

Simetria Cúbica

$$E_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2)$$



Para Fe, a 20°C .

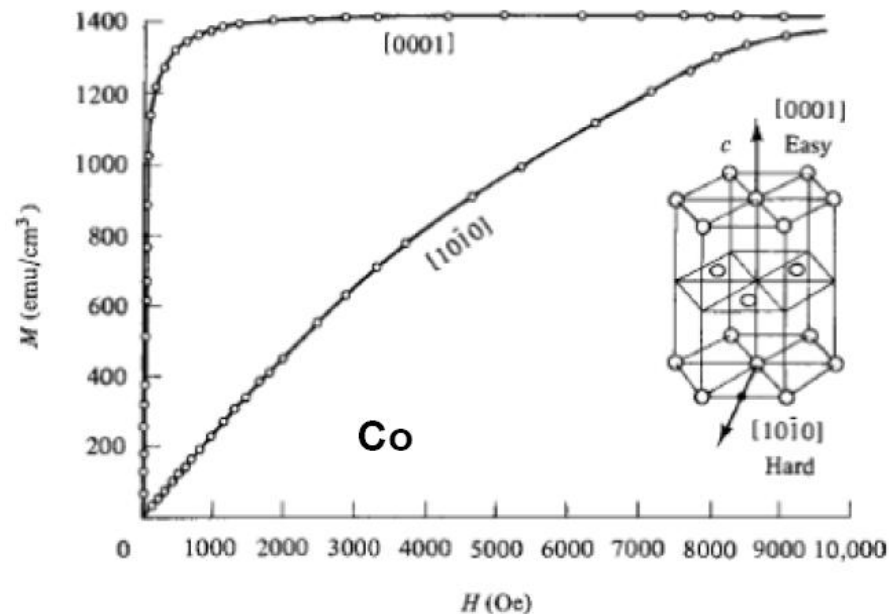
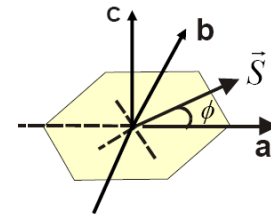
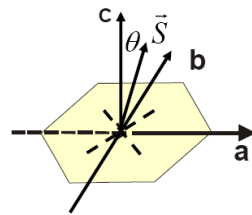
$$K_1^c = 4.7 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$$

$$K_2^c = -7.5 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$$

Medidas de Curvas de Magnetização

Simetria Hexagonal

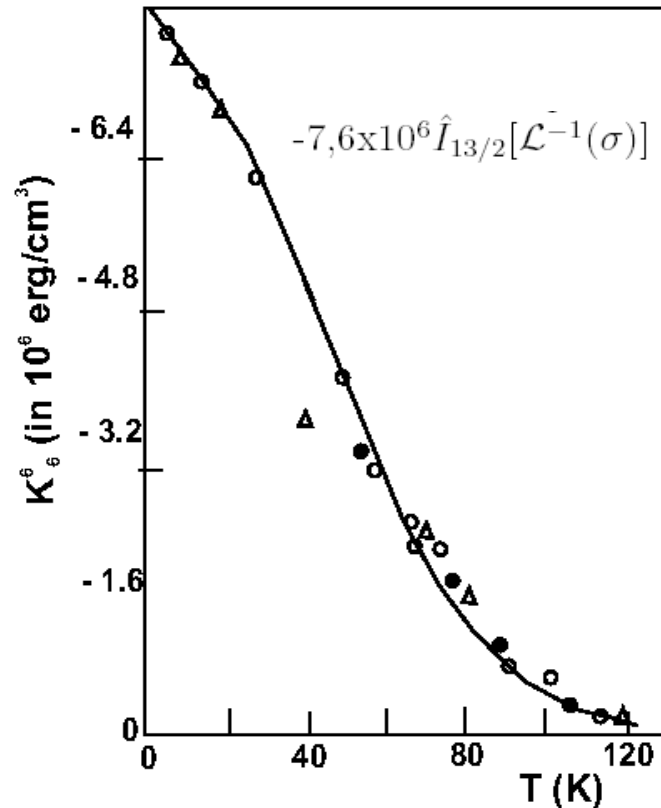
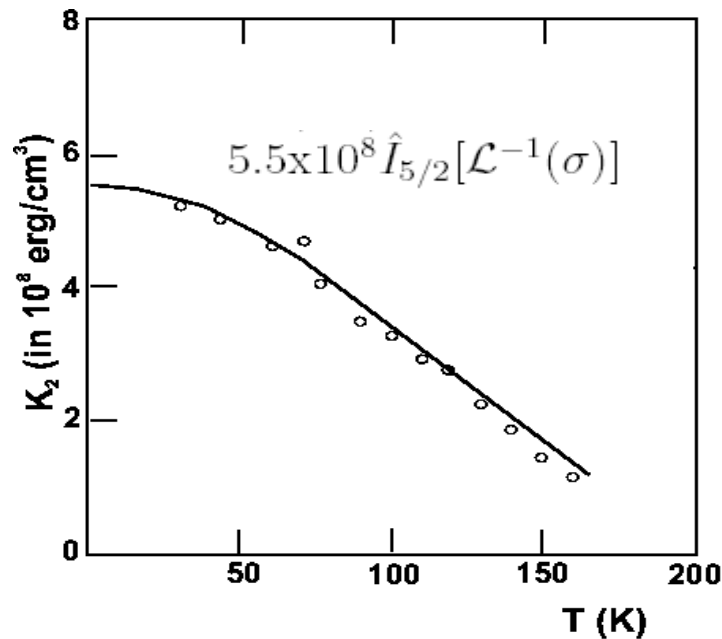
$$E_K = \underbrace{K_2^0 P_2(\cos \theta) + K_4^0 P_4(\cos \theta) + K_6^0 P_6(\cos \theta)}_{\text{Termos dependentes de } \theta} + \underbrace{K_6^6 \sin^6 \theta \cos 6\phi}_{\text{Termo dependente de } \phi}$$



Medidas de Curvas de Magnetização

Simetria Hexagonal

$$E_K = K_2^0 P_2(\cos \theta) + K_4^0 P_4(\cos \theta) + K_6^0 P_6(\cos \theta) + K_6^6 \sin^6 \theta \cos 6\phi$$



Anisotropia de Superfície

Para um filme ou multicamada, os sítios da interface possuem uma simetria local que é menor do que àquela observada no interior de um sólido volumoso, ou seja, existe uma quebra de simetria do material volumoso, esta quebra de simetria dá origem a anisotropia de superfície/interface



A anisotropia de superfície foi primeiro tratada por Neel para levar em conta efeitos de superfícies em partículas ultra finas.

L. Néel, J. Phys. Radium 15, 376 (1954).

Anisotropia de Superfície

Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 41 (2002) pp. 2014–2017

Part 1, No. 4A, April 2002

©2002 The Japan Society of Applied Physics

Perpendicular Magnetic Anisotropy in Thin Ni Films on GaAs (001)

S. A. HAQUE, Shin-ichi ITAYA, Yoshiyuki YAMAMOTO and Hidenobu HORI

School of Materials Science; Japan Advanced Institute of Science and Technology (JAIST),

1-1 Asahidai, Tatsunokuchi, Nomi-gun, Ishikawa 923-1292, Japan

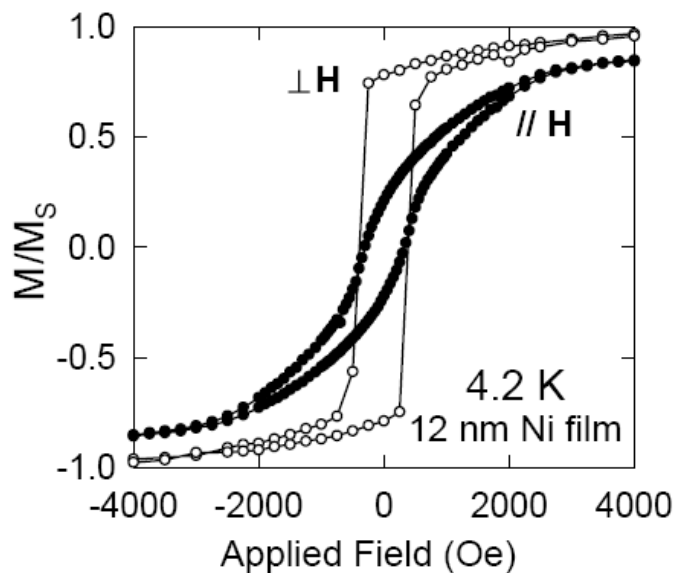


Fig. 1. Perpendicularly favored magnetization of the 12 nm Ni film deposited onto GaAs (001), measured at 4.2 K.

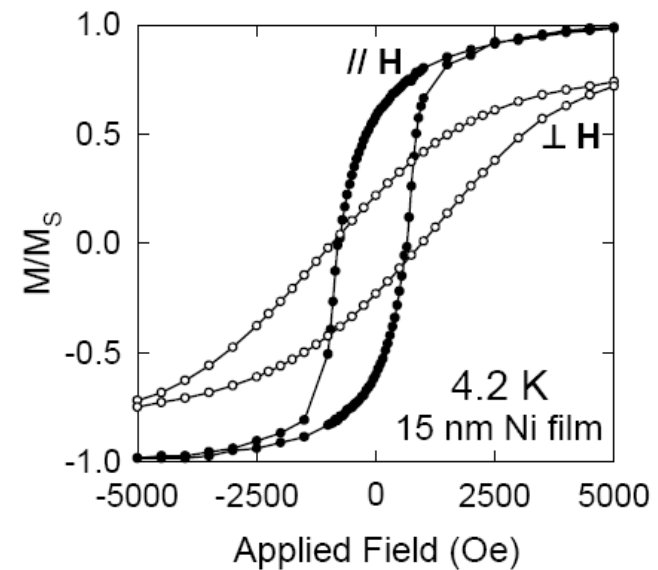
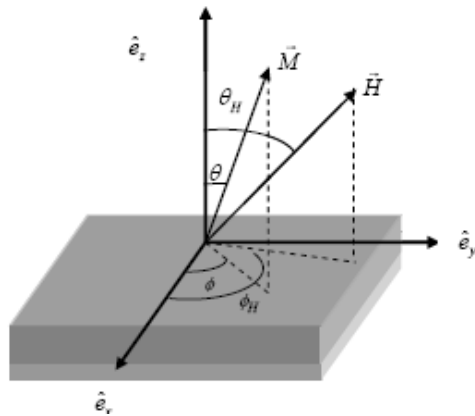


Fig. 2. Magnetization measured at 4.2 K of the 15 nm Ni film deposited onto GaAs (001).

Energia Zeeman

Ao aplicarmos um campo magnético externo \vec{H} sobre uma amostra, haverá uma tendência de minimização da energia de interação, de forma que os momentos magnéticos tenderão a se alinhar com a direção do campo. Esta interação entre a magnetização \vec{M} e o campo magnético externo \vec{H} é definido pela energia Zeeman, que é expresso da seguinte forma:



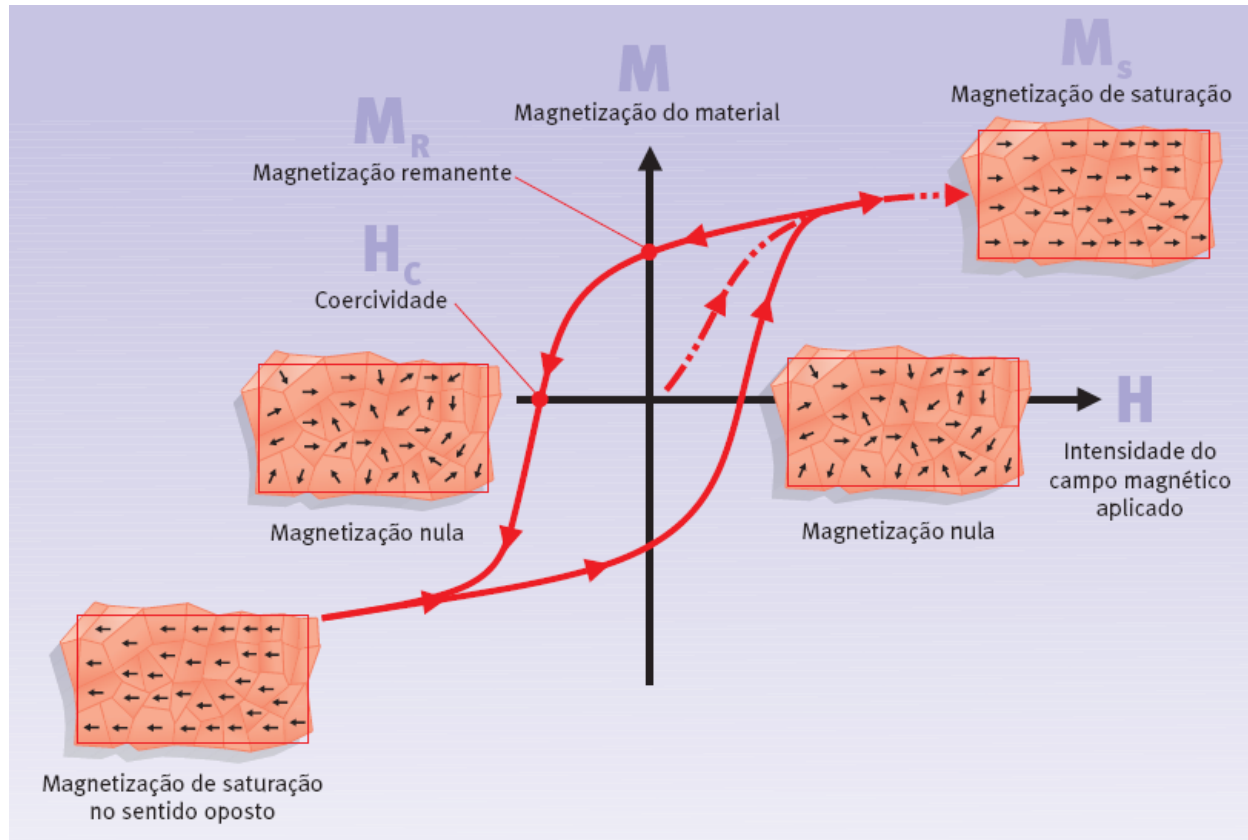
$$E_{Zeeman} = -\vec{M} \cdot \vec{H}$$

Medidas Magnéticas

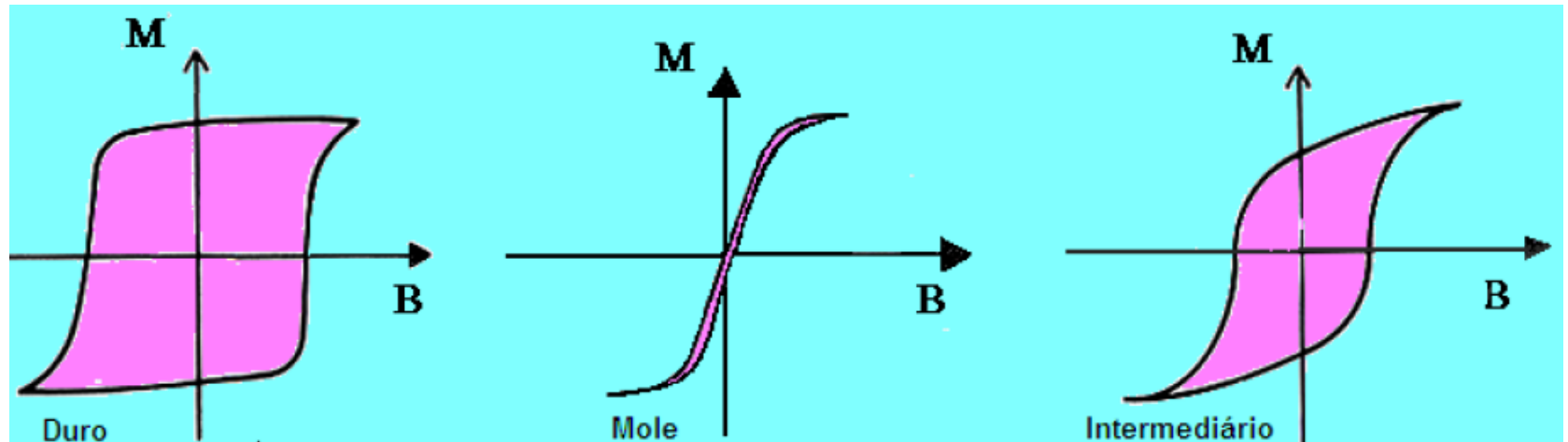
- Magnetização.
- Susceptibilidade.
- Calor Específico.

Magnetização

A curva de magnetização nos fornece o grau de **influência** que um campo magnético externo exerce sobre o alinhamento dos dipolos magnéticos de um material.

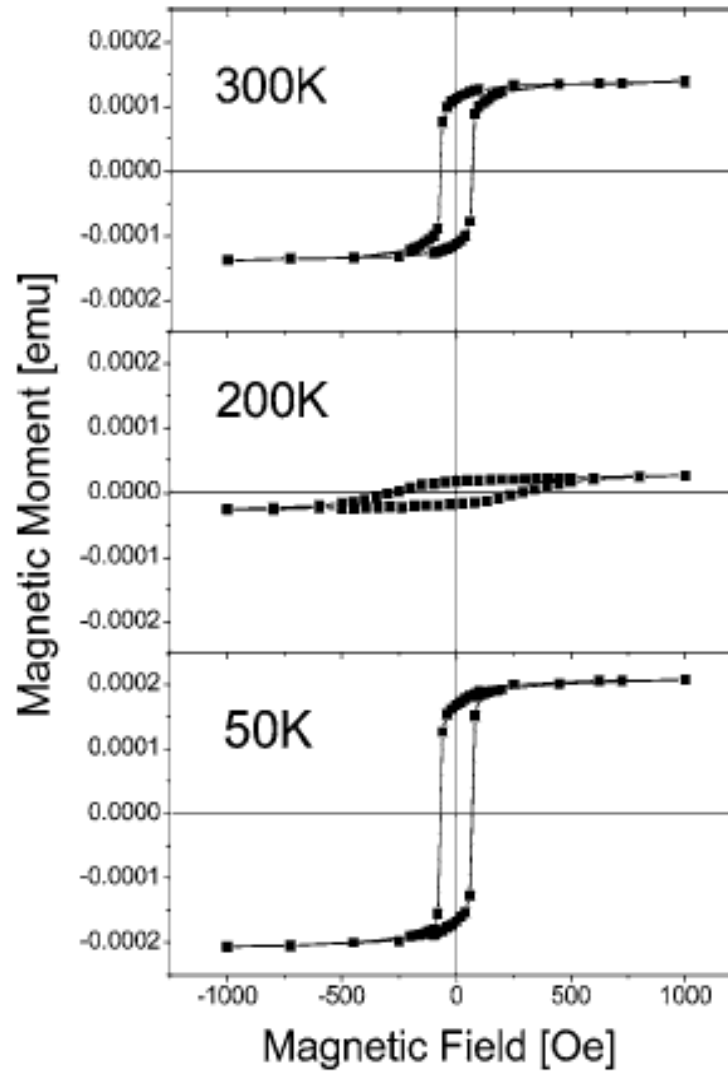


Magnetização

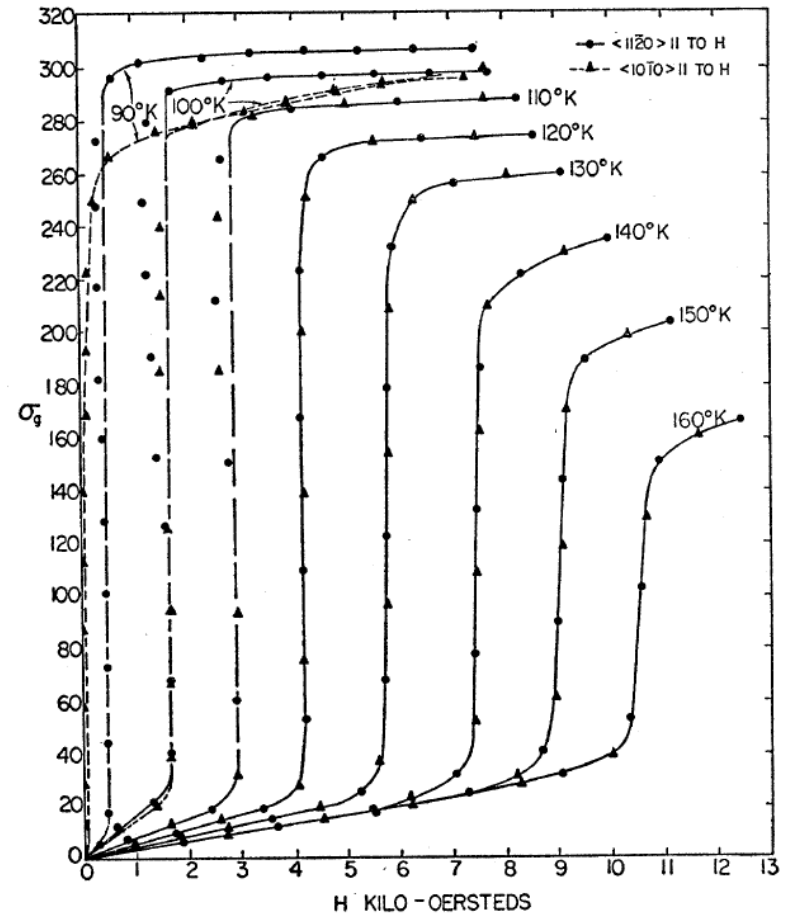
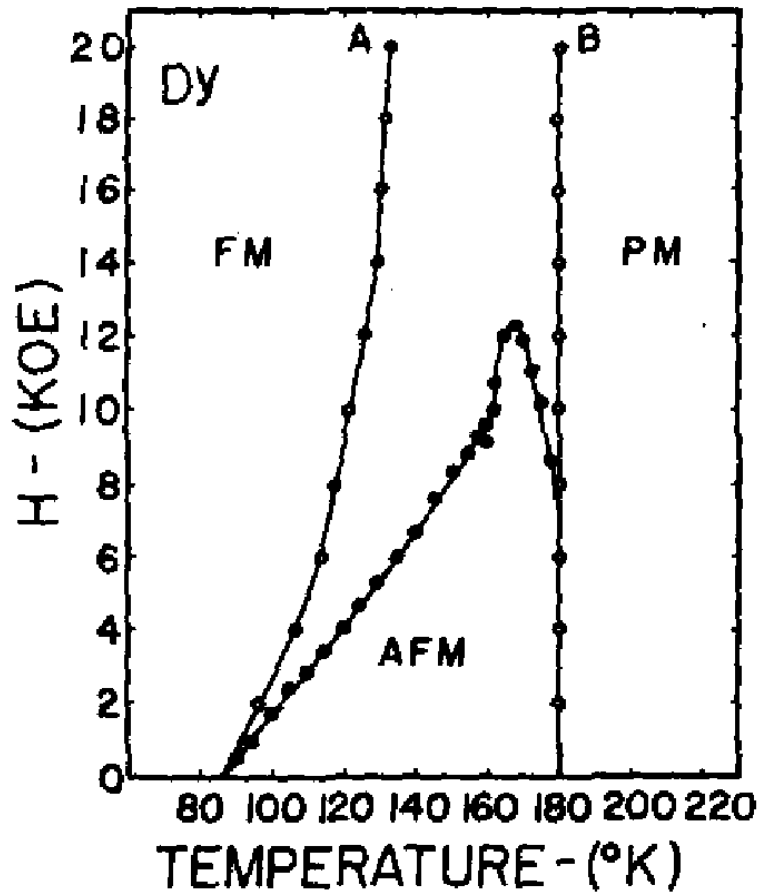


Materiais Duros	Materiais Moles	Materiais Intermediários
Ferrite de Ba	Aço sílicio	Fe ₂ O ₃
Samário-Co	Ferro	CrO ₂
Neodímio-Fe-Bo		

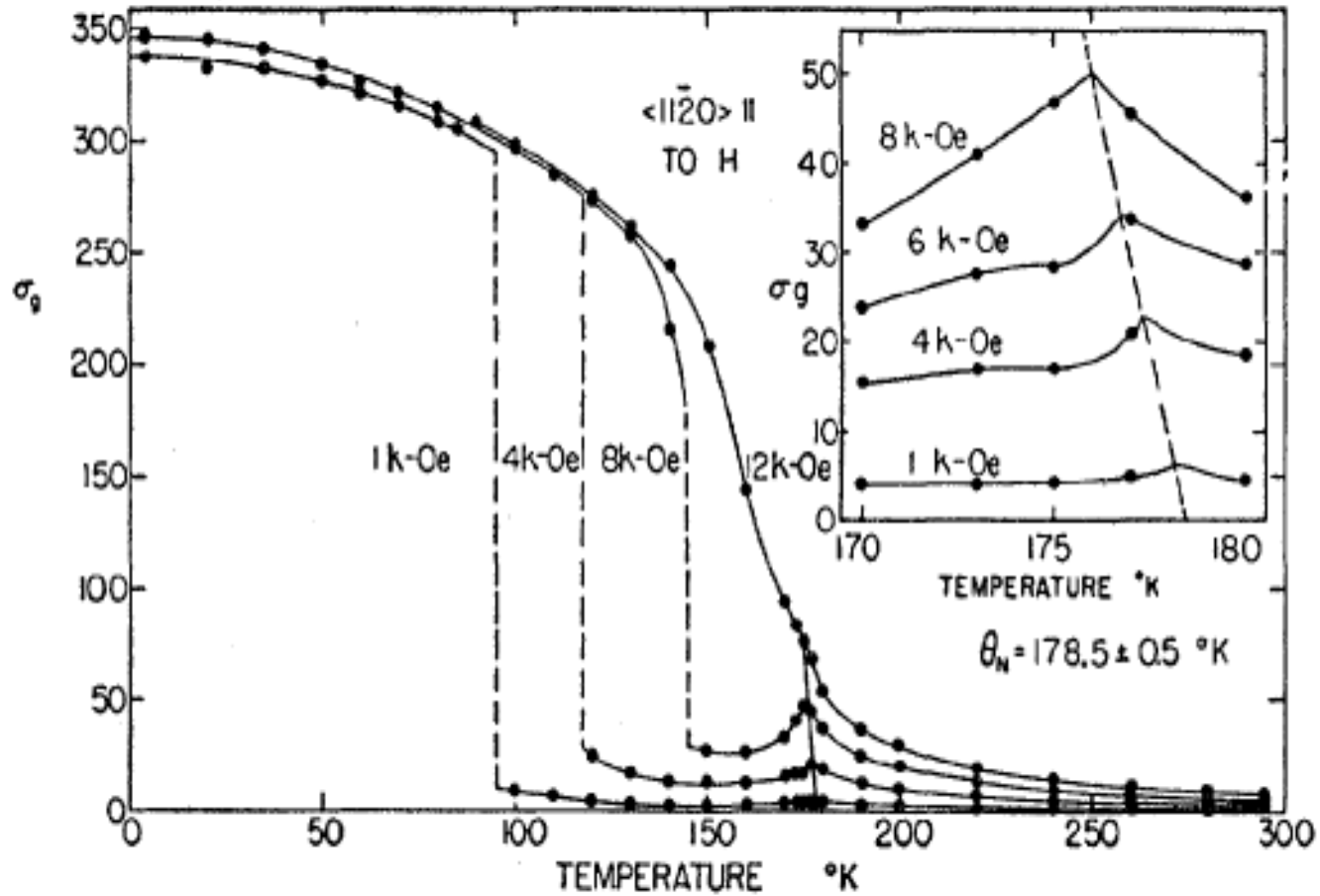
Magnetização



Magnetização



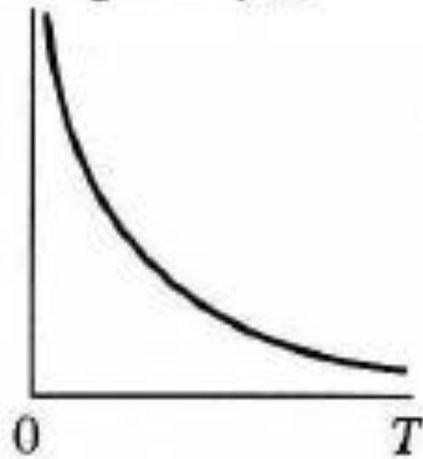
Magnetização



Susceptibilidade

Paramagnetism

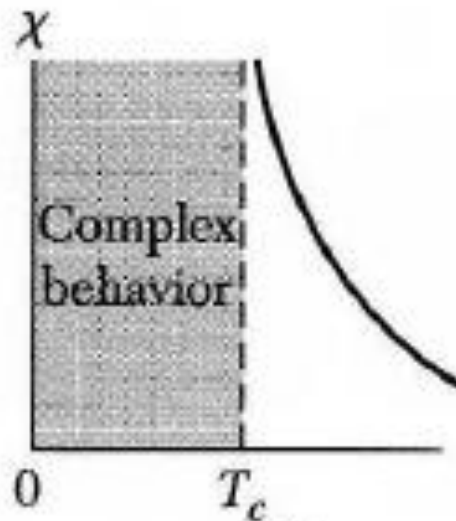
Susceptibility χ



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

Curie law

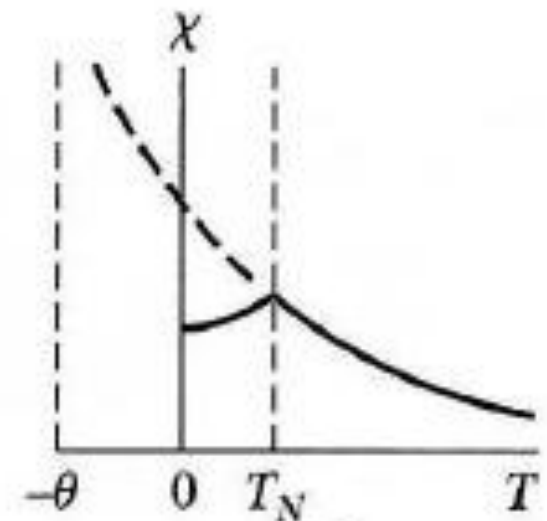
Ferromagnetism



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

Curie-Weiss law
($T > T_c$)

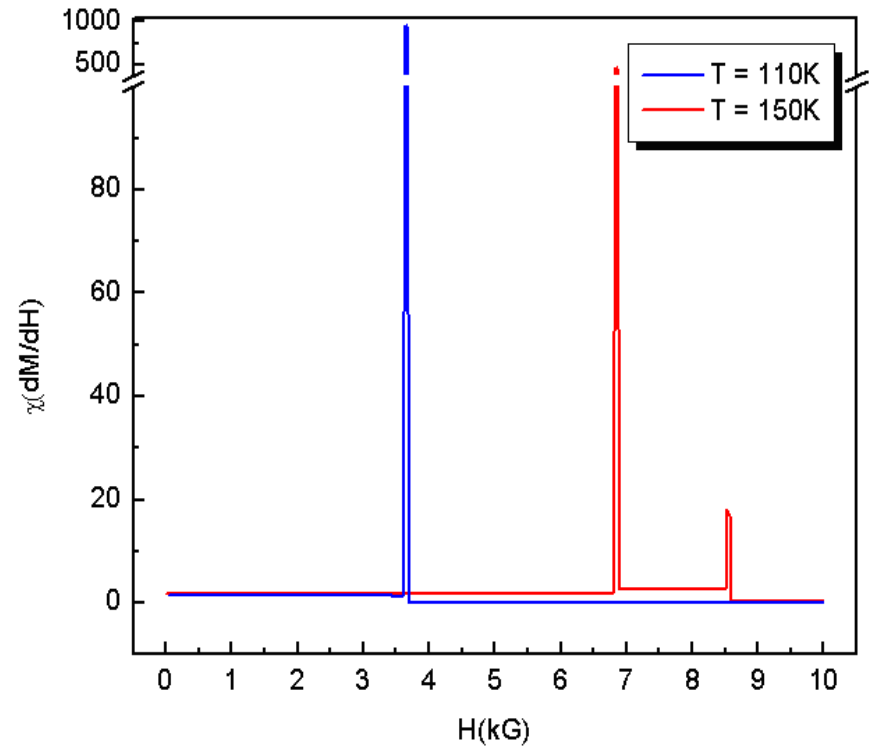
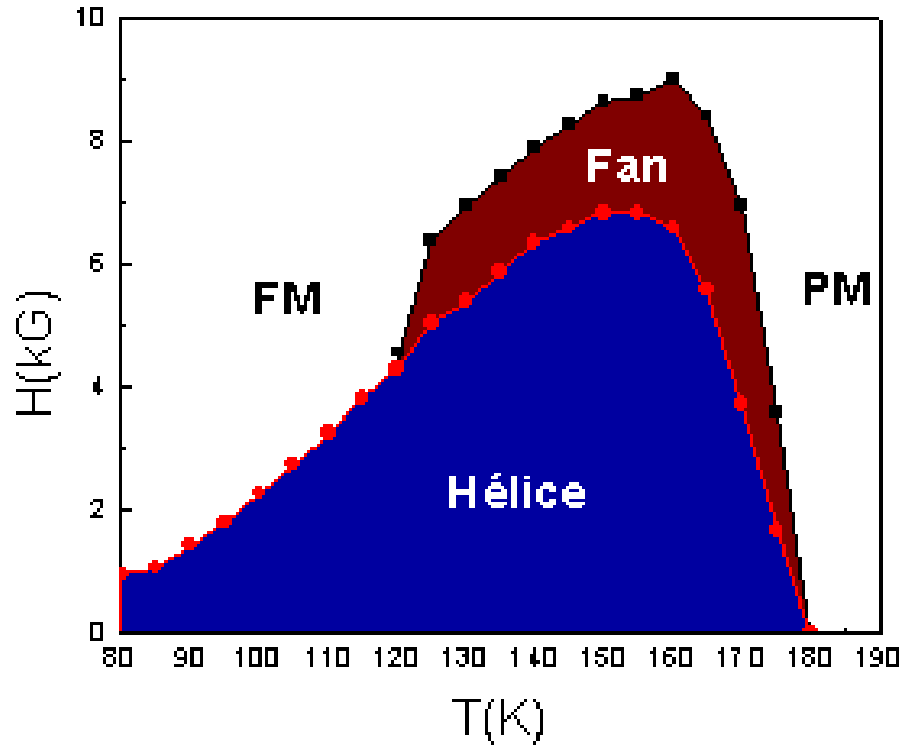
Antiferromagnetism



$$\chi = \frac{C}{T + \theta}$$

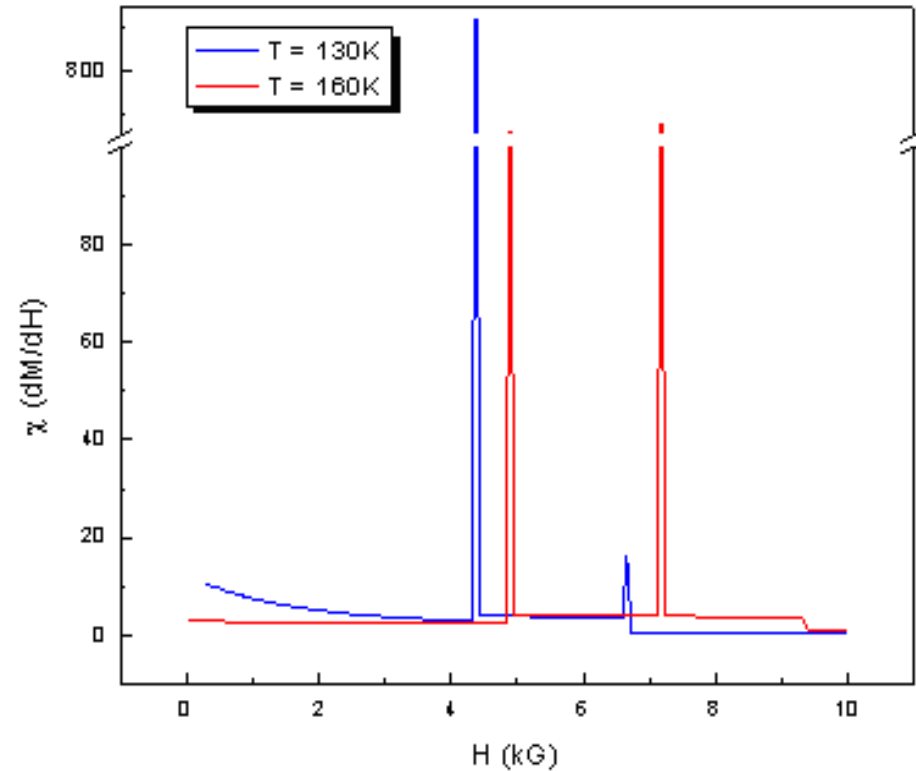
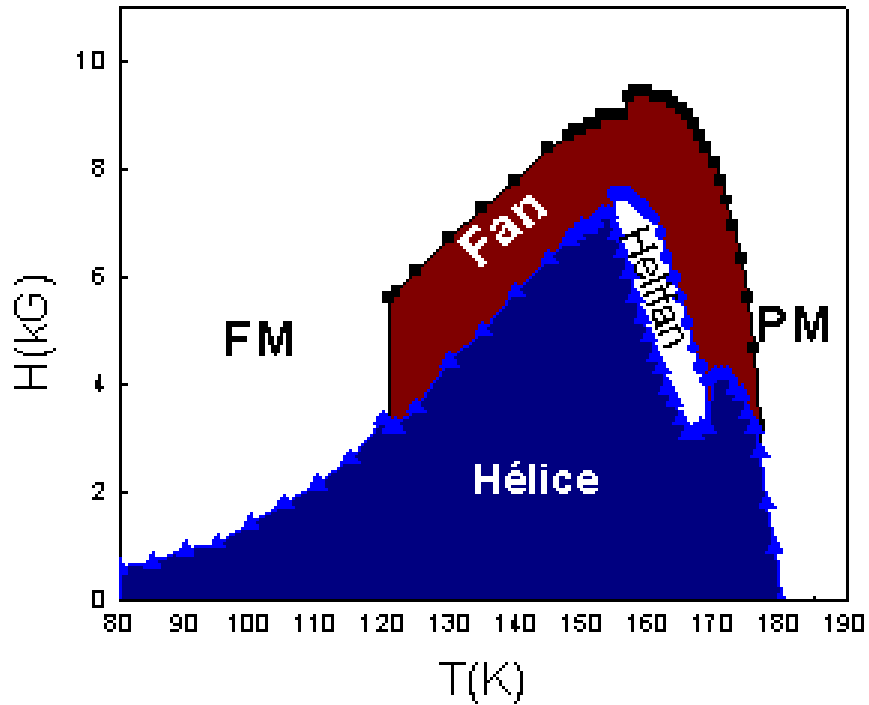
($T > T_N$)

Susceptibilidade



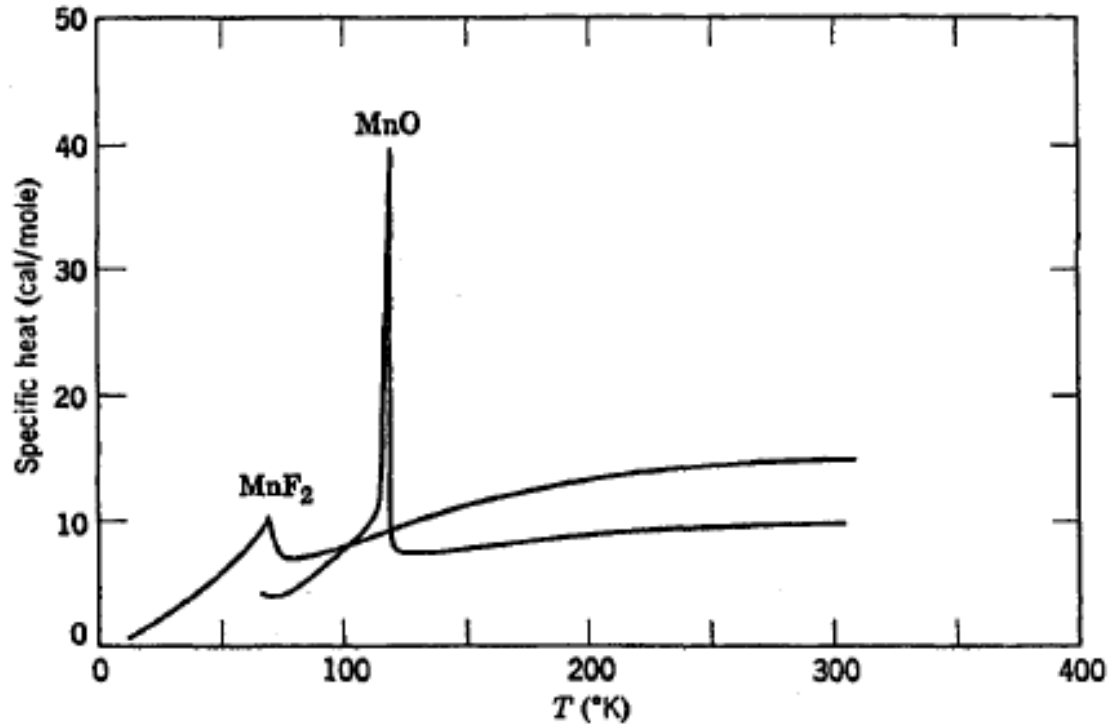
$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T$$

Susceptibilidade



$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_T$$

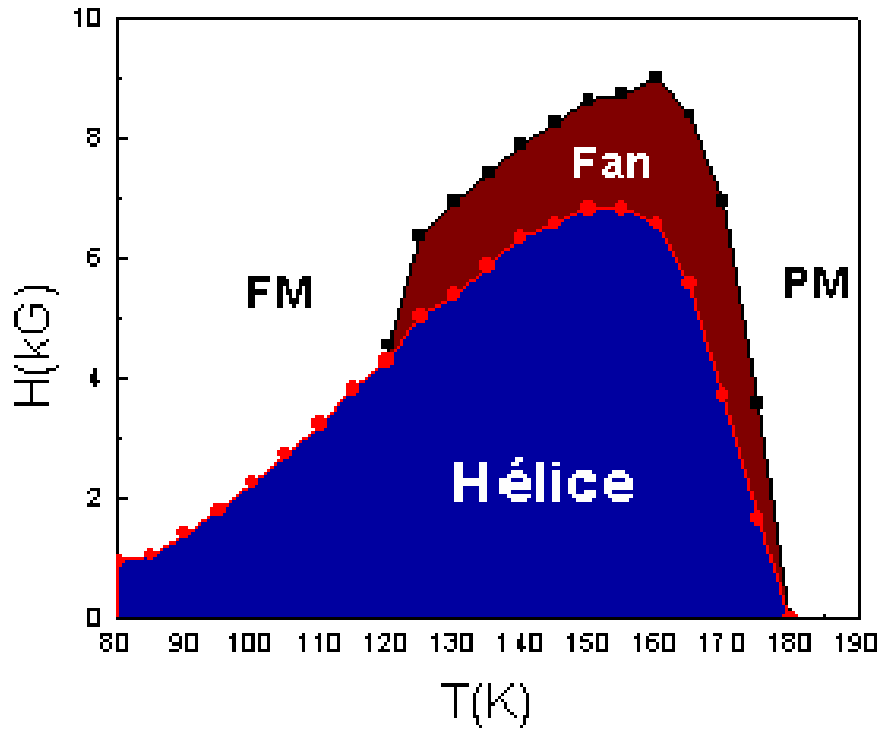
Calor Específico



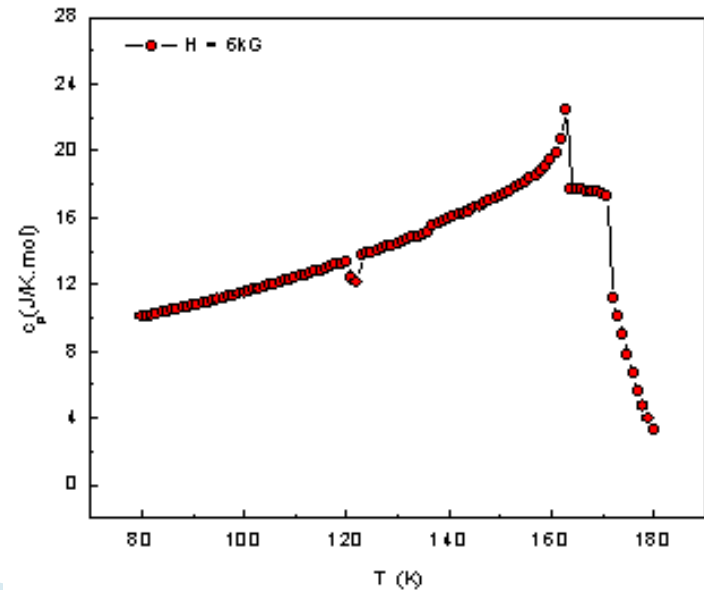
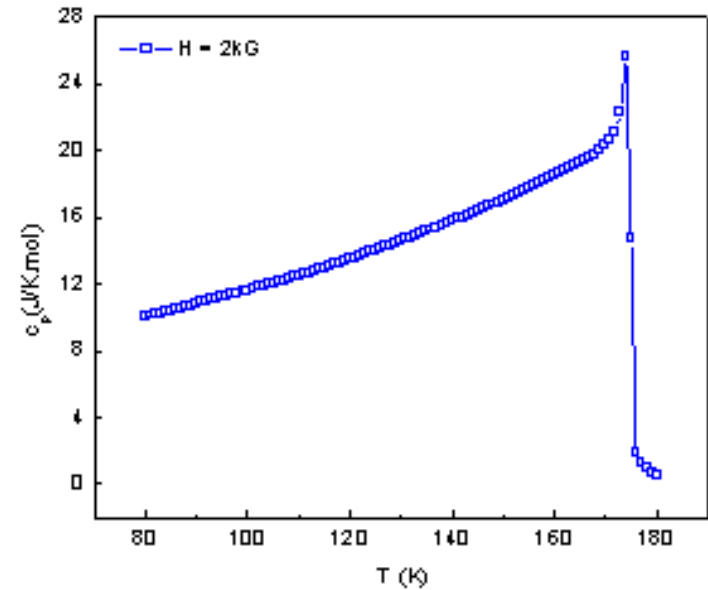
$$C = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_H$$

Fig. 8-4.3. The specific heat per mole of MnF₂ and MnO. Recent but unpublished data obtained by J. W. Stout on a large crystal of MnF₂ puts the peak at a slightly higher temperature. [MnF₂: J. W. Stout and H. E. Adams, *J. Am. Chem. Soc.* **64**, 1535 (1942); MnO: R. W. Millar, *J. Am. Chem. Soc.* **50**, 1875 (1928).]

Calor Específico



$$C = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_H$$



Espalhamento de Nêutrons

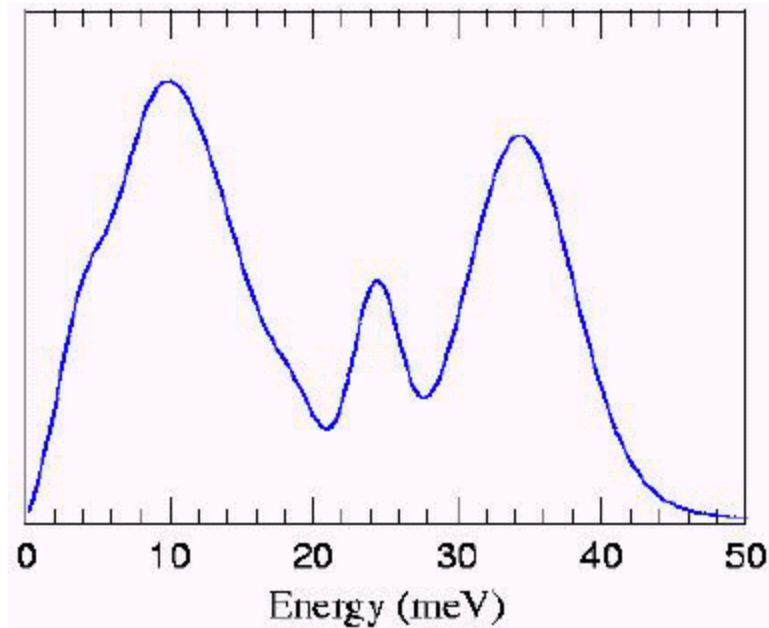
Os nêutrons, por não possuírem carga, não interagem por efeito coulombiano com a matéria. Podem viajar muitos centímetros através da matéria sem qualquer tipo de interação.

Nêutrons interagem com o núcleo do material absorvedo. Como efeito desta interação os nêutrons podem ser absorvidos pelo núcleo, que ficará em um estado excitado e decairá emitindo radiação secundária., ou pode mudar sua direção e energia significativamente.

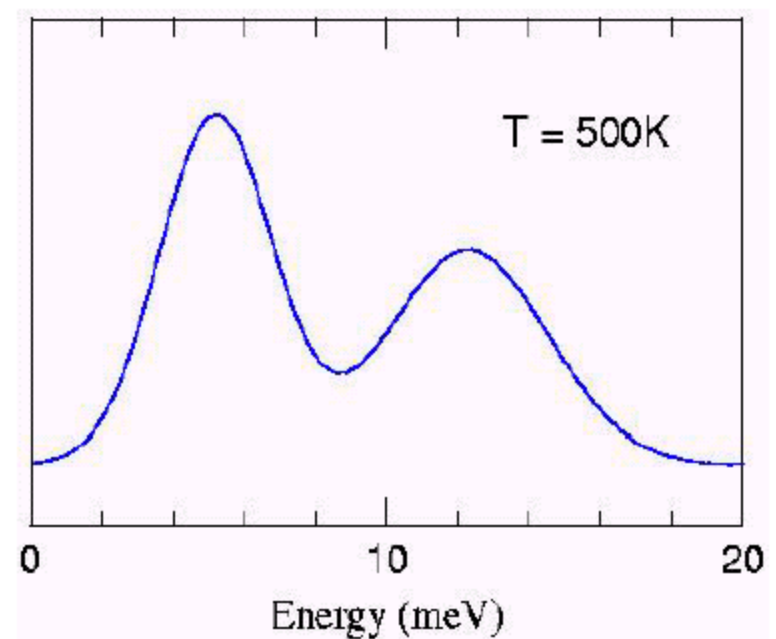
Espalhamento de Nêutrons

Dinâmica de Sólidos

Vidro de Spin
 $a\text{-GeSe}_2$



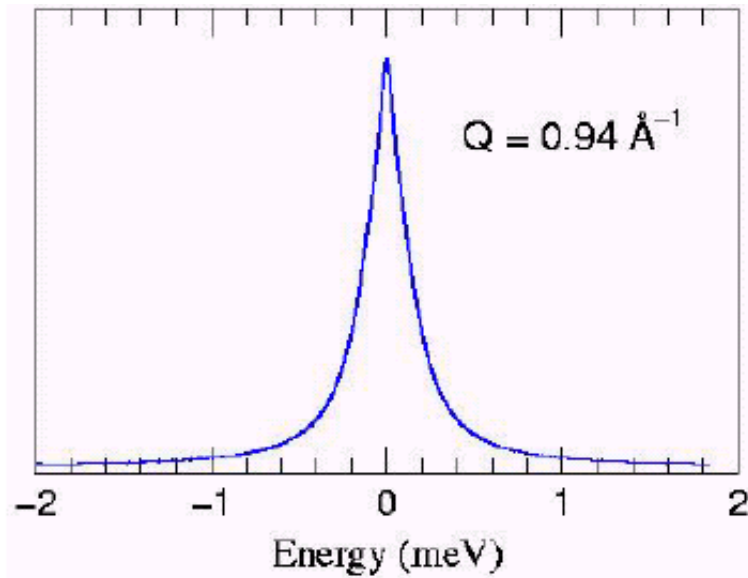
Fônons em Cristal
 $\text{Pb}(\text{Zn}_{0.33}\text{Nb}_{0.67})\text{O}_3$



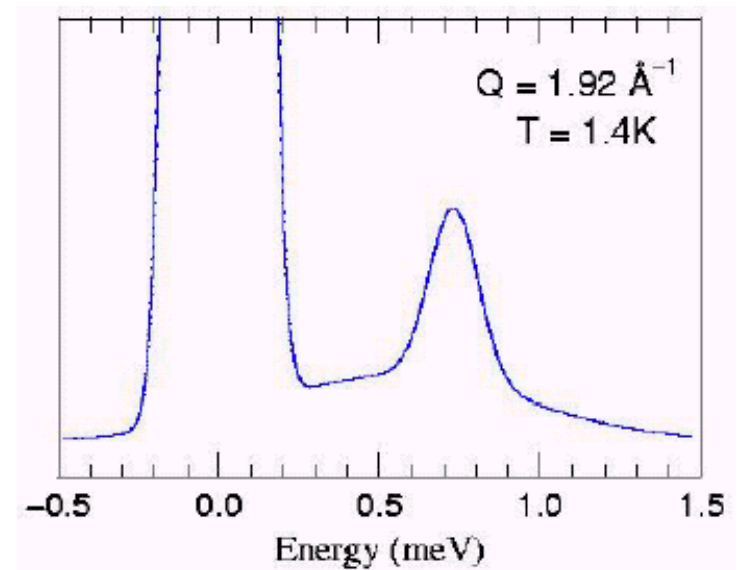
Espalhamento de Nêutrons

Dinâmica de Líquidos

Líquidos simples
Água



Fluidos Quânticos
He in porous glass





OBRIGADO A TODOS

Vamberto Dias de Mello e Rodolfo Bezerra da Silva