

4. DOMÍNIOS MAGNÉTICOS

4.1. DEPENDÊNCIA DO VOLUME NA ESTABILIDADE MAGNÉTICA

As propriedades magnéticas dos minerais magnéticos são sensíveis ao tamanho dos grãos. Considere um conjunto de grãos magnéticos de volume V , caracterizados por uma magnetização espontânea M_s orientada paralela ao eixo de fácil magnetização. Suponha que K_u seja a energia de anisotropia (de forma ou cristalográfica) por unidade de volume. Então, a energia que mantém esta magnetização é dada por:

$$E_a = V K_u, \quad (4.1)$$

Por outro lado, a energia térmica (E_T) tem o efeito de perturbar o alinhamento e é proporcional a temperatura T . Ela tende a forçar os momentos magnéticos a pularem as barreiras de energia associadas aos grãos magnéticos.

$$E_T = k T, \quad (4.2)$$

onde k é a constante de Boltzmann ($k = 1,381 \times 10^{-23}$ J/K).

A qualquer instante existe uma probabilidade de que a energia térmica supere a barreira de energia fazendo com que o momento magnético de um grão mude de uma posição de fácil magnetização para outra. Progressivamente no tempo, a energia térmica terá o efeito de tornar os momentos magnéticos aleatórios e, assim, fazer com que a magnetização do material decaia. Se a magnetização inicial for $M_r(0)$, depois de um tempo t , a magnetização decai exponencialmente para $M_r(t)$, de acordo com a expressão:

$$M_r(t) = M_r(0) \exp(-t/\tau) \quad (4.3)$$

τ é chamado de tempo de relaxação. Se τ é grande, a exponencial da equação (4.3) decresce devagar e a magnetização é estável.

Para $t = \tau$, $M_r(\tau) = (1/e) M_r(0)$, isto é, τ é o tempo para que a magnetização caia para $1/e$ da magnetização inicial.

O tempo de relaxação depende das propriedades do grão e é dado pela relação:

$$\tau = (1/\nu_0) \exp [VK_u / kT] \quad (4.4)$$

onde ν_0 está relacionada com a frequência de vibração da rede cristalina e apresenta um valor alto: $\sim 10^8 - 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

V é o volume do grão;

K_u depende da anisotropia associada aos grãos magnéticos;

k é a constante de Boltzman;

T é a temperatura.

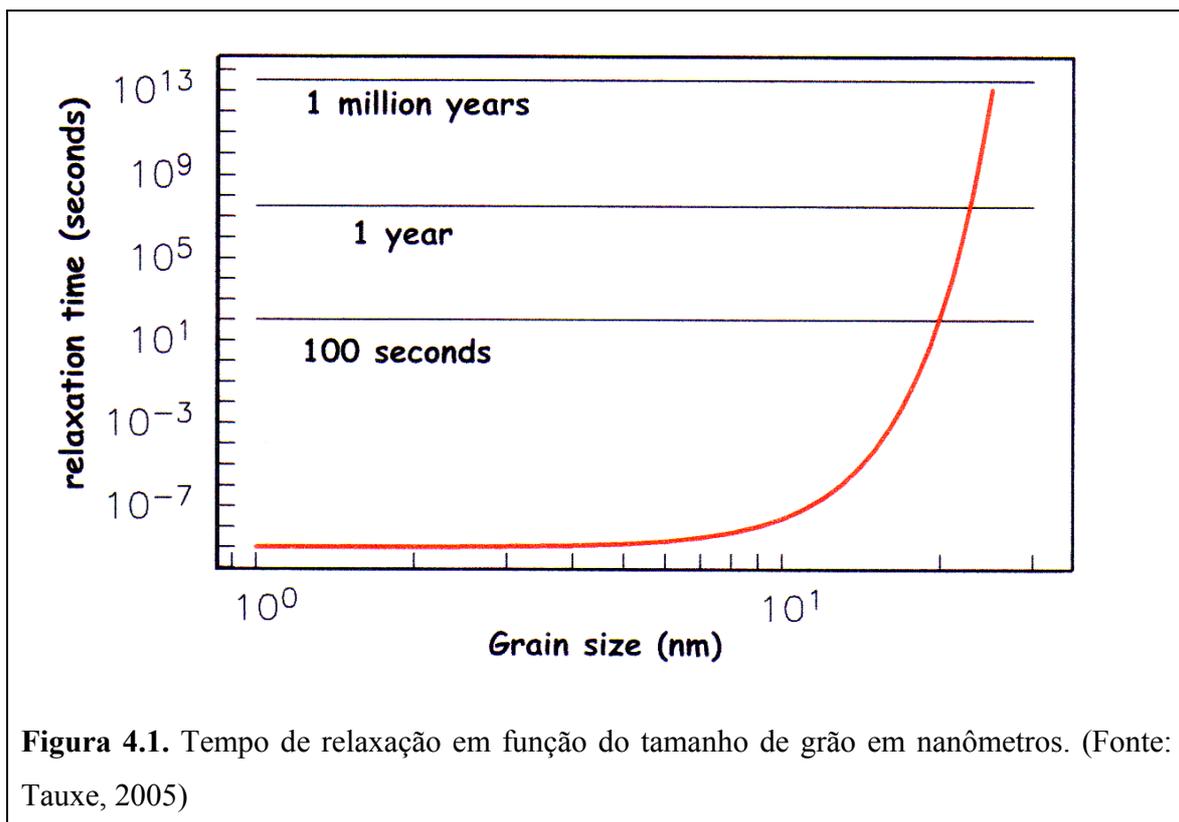
A equação (4.4) indica que o tempo de relaxação depende da relação entre a energia magnética e a energia térmica. Esta relação mostra também que o tempo de relaxação, isto é, a estabilidade do grão depende diretamente do volume (V) do grão. Esta teoria é válida somente para grãos que são uniformemente magnetizados.

4.2. SUPERPARAMAGNETISMO E DOMÍNIOS SIMPLES (SD)

Grãos muito pequenos exibem um comportamento instável, o qual é chamado de **superparamagnetismo**. Neste caso, o tempo de relaxação τ , o qual depende exponencialmente do volume V , é baixo ($< 100 \text{ s}$). Acima de um volume crítico a magnetização se torna estável, pois o tempo de relaxação aumenta exponencialmente com o volume e se torna rapidamente grande (**Figura 4.1**). Estes grãos estáveis formam os chamados **grãos de Domínio Simples (SD)**.

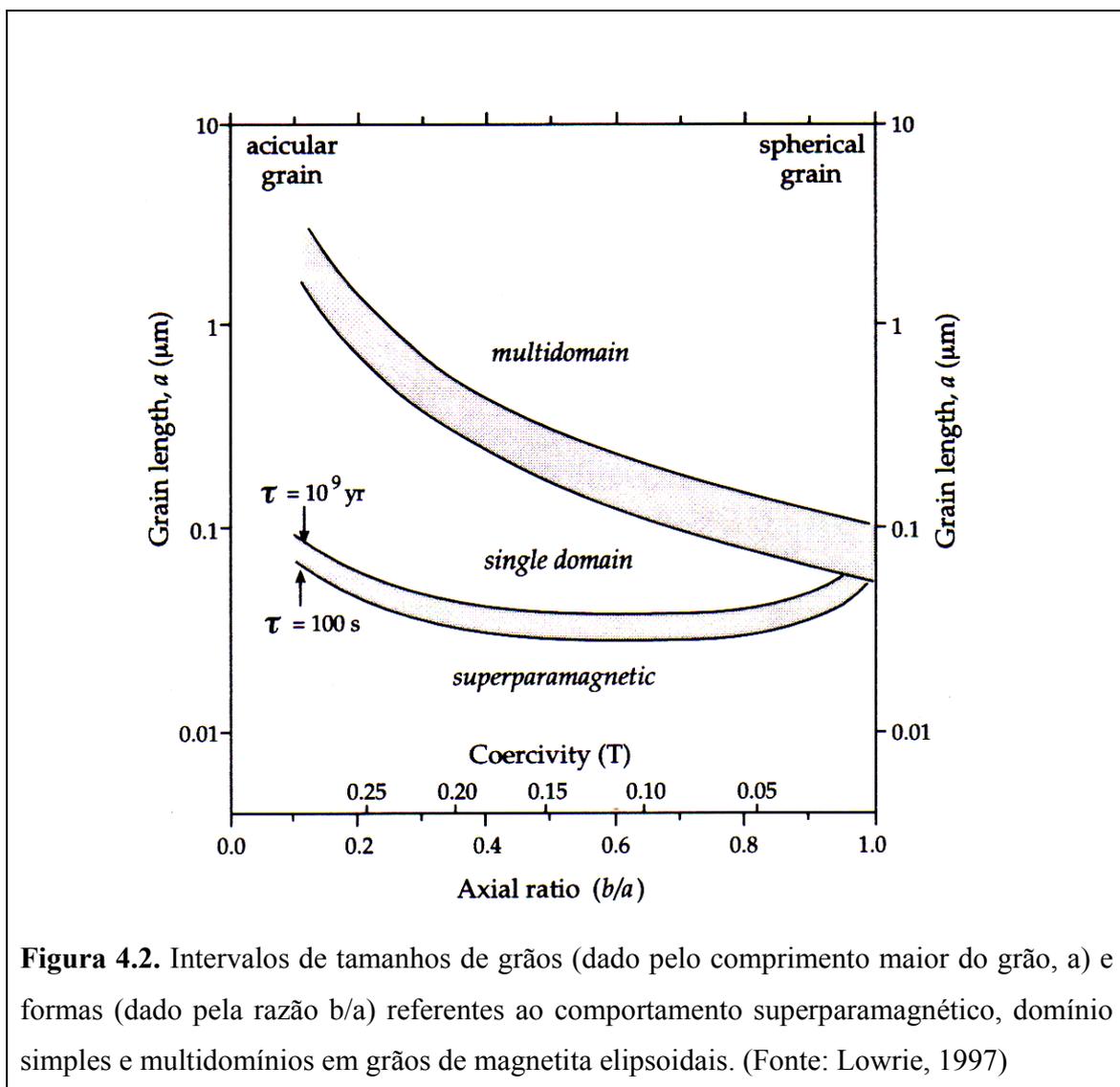
A estabilidade do grão, isto é, se o grão apresenta um comportamento superparamagnético ou não, depende do volume do grão, da forma do grão (se a origem da anisotropia é a de forma) e da temperatura. A temperatura é um fator importante, pois está relacionada com a energia térmica do grão. Grãos (SD) estáveis à temperatura ambiente podem ser superparamagnéticos a temperaturas mais altas. Com o aumento da temperatura,

a energia térmica pode eventualmente superar a energia anisotrópica (VKu) sem, no entanto, quebrar o alinhamento dos momentos magnéticos dentro dos grãos. Entretanto, os grãos magnéticos apresentam um comportamento similar ao do paramagnetismo: se aplicarmos um campo magnético aos grãos surgirá uma magnetização na direção do campo aplicado, mas se retirarmos o campo, os momentos magnéticos associados aos grãos tornam-se aleatórios rapidamente e a magnetização será nula. Dizemos que, nestas condições, os grãos magnéticos apresentam um **comportamento superparamagnético**. Como veremos mais adiante, esta mudança no comportamento (de superparamagnético para estável ou de estável para superparamagnético) da magnetização com a variação da temperatura representa a base da aquisição da magnetização termo-remanente (MTR) e do processo de desmagnetização térmica.



Como vimos acima, o volume dos grãos é também um fator crítico para o efeito superparamagnético. Grãos de magnetita e hematita com volumes inferiores a $0,03 \mu\text{m}$ em

diâmetro são superparamagnéticos à temperatura ambiente. Quando a energia magnética (VKu) vence a energia térmica (KT), o grão se torna uniformemente magnetizado como um grão de domínio simples (SD). Os grãos de domínio simples (SD) para a magnetita estão no intervalo entre 0,03 e 0,1 μm se eles forem esféricos e chegam até 1 μm de tamanho se eles forem alongados (**Figura 4.2**). Para a hematita, devido à baixa magnetização espontânea deste mineral, a energia desmagnetizante (magnetostática) é baixa e, por consequência, o intervalo de domínio simples é bem maior para este mineral: 0,03 a 15 μm .



A magnetização do grão de domínio simples é muito estável, pois para mudá-la é necessário girar a magnetização espontânea como um todo e, para isto, necessitamos um campo magnético muito forte. O campo magnético necessário para reverter a direção de um grão de domínio simples é chamado de força coerciva ou coercividade (H_c) do grão, o qual depende tanto das anisotropias associadas ao grão como da magnetização espontânea (M_s):

$$H_c = 2 K_u / \mu_0 M_s \quad (4.5)$$

A coercividade varia com a forma do grão no caso da magnetita e pode atingir um máximo de 0,3 T em grãos alongados, em forma de agulha. A hematita apresenta anisotropia magnetoelástica comparável a da magnetita. Entretanto, a baixa magnetização espontânea associada à hematita faz com que ela tenha coercividades maiores do que 0,5 T, chegando, em alguns casos, a exceder 2 T. Isto faz com que a hematita de domínio simples seja muito estável.

4.2. PARTÍCULAS DE MULTIDOMÍNIOS (MD)

A magnetização de um grão magnético está relacionada a uma competição de energias. Enquanto a energia de troca faz com que os momentos magnéticos se alinhem ao longo de eixos preferenciais de magnetização (anisotropia magnetocristalina), o campo desmagnetizante interage com a magnetização espontânea e gera uma energia magnetostática que tende a inverter a magnetização espontânea do grão. A energia de troca age a curta distância, já a energia magnetostática decorre de uma interação dipolo-dipolo e varia com o quadrado da magnetização (M):

$$E_d = (1/2) \mu_0 V \cdot N \cdot M^2 \quad (1.6)$$

N é o fator desmagnetizante.

Quanto maior é o volume do grão, maior é a sua energia desmagnetizante (**Figura 4.3**), de modo que, para diminuir a energia total, a magnetização se subdivide em unidades uniformemente magnetizadas e menores (**Figura 4.4**), as quais são chamadas de domínios de Weiss, pois foi P. Weiss quem previu a estrutura de domínios. Com a subdivisão em

dois domínios, a magnetização resultante do grão é reduzida a zero (**Figura 4.4a**) e a energia é reduzida para cerca da metade do seu valor. À medida que o grão cresce mais, novas subdivisões podem ocorrer para reduzir a energia magnetostática formando estruturas que são chamadas de multidomínios (MD) (**Figura 4.4**). As estruturas de multidomínio podem ter várias formas, sendo algumas delas denominadas de estruturas de domínios de fechamento (**Figura 4.4d**). Neste caso, a energia magnetostática é muito baixa e fica confinada na parte interna do grão (não há pólos magnéticos de superfície).

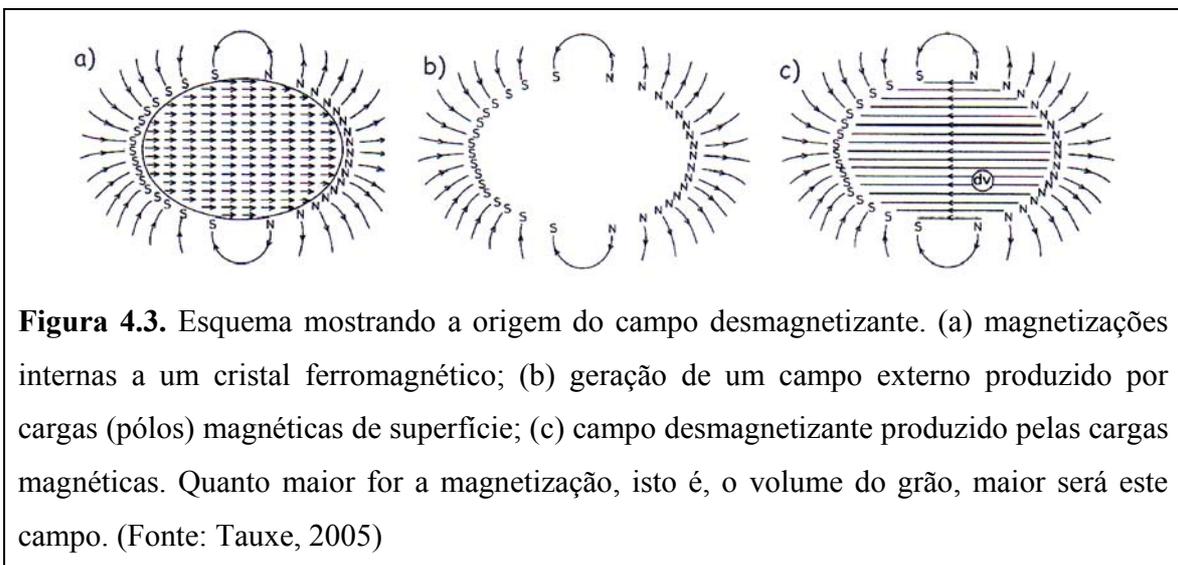


Figura 4.3. Esquema mostrando a origem do campo desmagnetizante. (a) magnetizações internas a um cristal ferromagnético; (b) geração de um campo externo produzido por cargas (pólos) magnéticas de superfície; (c) campo desmagnetizante produzido pelas cargas magnéticas. Quanto maior for a magnetização, isto é, o volume do grão, maior será este campo. (Fonte: Tauxe, 2005)

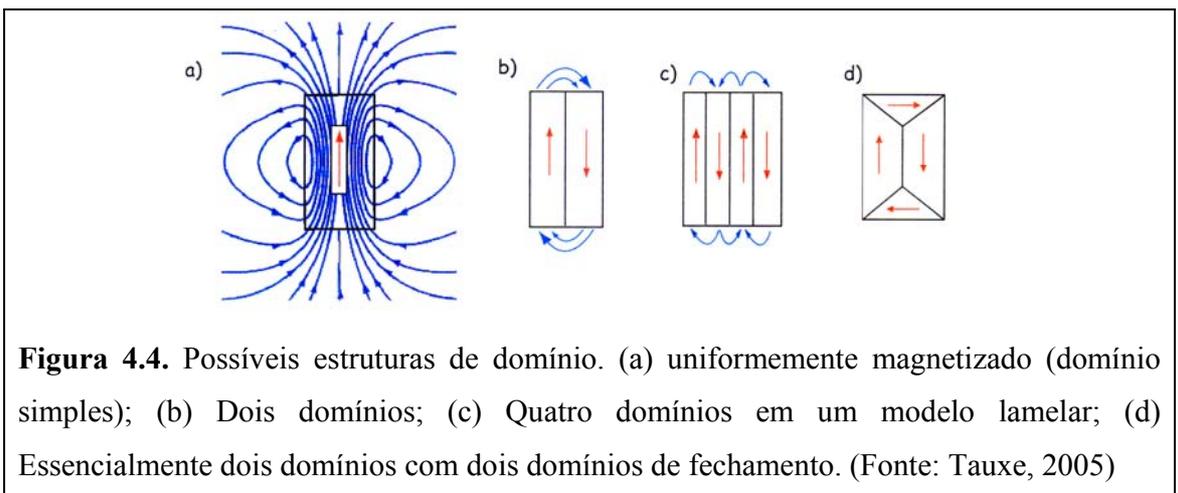


Figura 4.4. Possíveis estruturas de domínio. (a) uniformemente magnetizado (domínio simples); (b) Dois domínios; (c) Quatro domínios em um modelo lamelar; (d) Essencialmente dois domínios com dois domínios de fechamento. (Fonte: Tauxe, 2005)

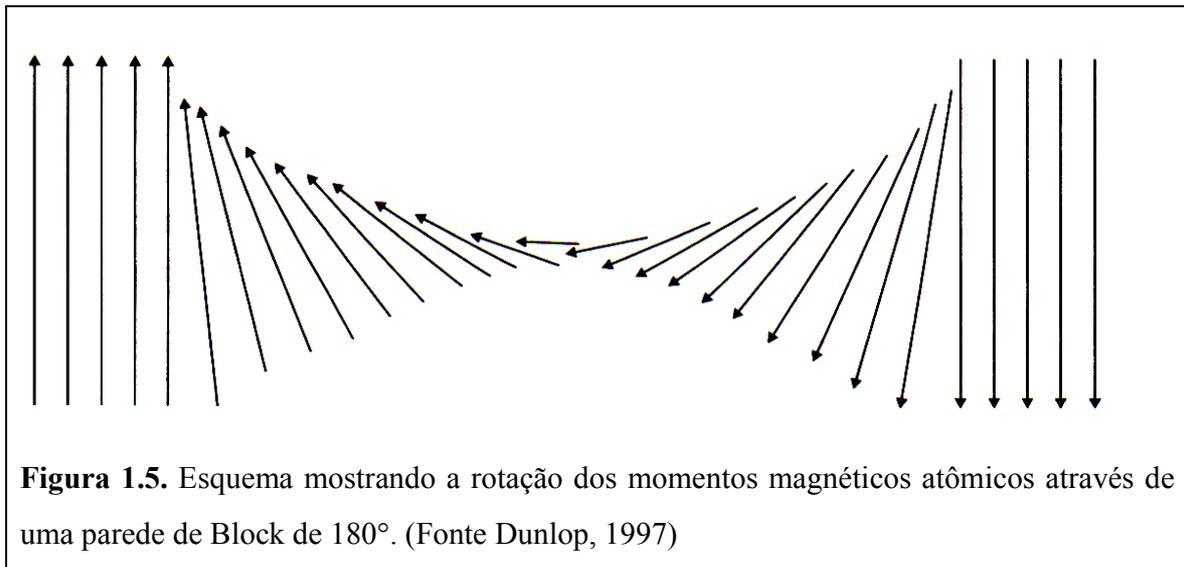
Cada domínio dentro do grão é separado do outro domínio por uma parede denominada de parede de domínio de Block, em reconhecimento a F. Block que formulou a teoria da estrutura das paredes de domínio, em 1932. A espessura (δ_w) da parede depende de duas energias: da energia de troca que é menor quanto maior for δ_w , pois variações mínimas de um momento em relação ao outro produz uma energia de troca menor; e a energia magnetocristalina que é maior quanto maior for δ_w , pois a situação de menor energia magnetocristalina é aquela em que os momentos estão alinhados segundo eixos preferenciais de magnetização e a situação de menor energia magnetocristalina seria posicionar os momentos magnéticos vizinhos na posição antiparalela. Podemos calcular a espessura da parede e sua energia total (E_w) fazendo um balanço entre estas duas energias. Cálculos matemáticos levam às seguintes expressões:

$$\delta_w = \pi (A/K)^{1/2} \quad (4.7)$$

$$E_w = 2\pi (AK)^{1/2} \quad (4.8)$$

Onde A é a constante de troca e K é a constante anisotrópica. Para a magnetita, $A = 1,33 \times 10^{-11}$ J/m à temperatura ambiente. Substituindo A e K para a magnetita em (4.7), encontramos o valor de 0,28 μm . Dados experimentais indicaram um valor menor de 0,18 μm , podendo ser até de 0,1 μm . A energia específica da parede para a magnetita, calculada através de (4.8) vale $0,93 \times 10^{-3}$ J/m² ou 0,93 erg/cm². Dados experimentais indicaram um valor de 0,91 erg/cm², o que sugere que o valor teórico é bastante razoável.

Dentro da parede que separa dois domínios com magnetizações espontâneas orientadas a 180° (**Figura 4.4b**), os momentos magnéticos atômicos giram no plano da parede através de pequenos ângulos como mostrado na **Figura 4.5**. A magnetização de um grão de multidomínio pode ser modificada através da movimentação da parede de domínio, o que faz com que alguns domínios aumentem de tamanho e outros diminuam. Como as barreiras de energia associadas à movimentação das paredes são baixas, as coerividades associadas aos grãos de multidomínio são menores do que as associadas aos grãos de domínio simples.



Texto escrito por Manoel Souza D'Agrella Filho

Fonte bibliográfica

1. David J. Dunlop, Özden Özdemir – Rock Magnetism, Fundamentals and Frontiers, Cambridge University Press, 1997;
2. William Lowrie – Fundamentals of Geophysics, Cambridge University Press, 1997;
3. R. B. Butler, Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes., 1992.
http://geography.lancs.ac.uk/cemp/resources/Butler_book/contents.htm;
4. Lisa Tauxe, Lectures in Paleomagnetism, 2005.
<http://earthref.org/MAGIC/books/Tauxe/2005/>