

## **Microestrutura e Propriedades Magnéticas**

Fernando JG Landgraf

Escrito em 2007, adaptado em 2014

### **1. Introdução**

O mercado mundial dos materiais magnéticos em 2014 deve rondar pelas dezenas de bilhões de dólares por ano, pois inclui como principais produtos os ímãs, os aços usados em máquinas elétricas e as mídias de gravação magnética dos discos rígidos dos computadores. Este texto escolhe, para exemplificar a relação microestrutura x propriedade, os aços para fins eletromagnéticos, materiais que o mundo consome na escala de 10 milhões de toneladas por ano. Esta aplicação se baseia no fato de que o magnetismo é uma maneira muito eficiente de transformar eletricidade em movimento mecânico, e os aços para fins eletromagnéticos são ótimos amplificadores de campo magnético. No mundo atual, a conservação de energia é tão importante que as normas internacionais de materiais especificam esses aços com base no efeito colateral (a dissipação de energia associada à área de histerese) do que na função que o material realiza (a amplificação da magnetização que gerará o torque da máquina). O avanço tecnológico desses materiais passa pelo estabelecimento de parâmetros do processo de fabricação que, lá no cliente final, reduzam o aquecimento de uma máquina, seja ela o motor elétrico de um compressor de geladeira ou a fonte de potência de um computador. Para estabelecer o diálogo entre fornecedor e usuário do material magnético, define-se alguma condição muito específica de medição de desempenho e chama-se a isso de “propriedade”, no caso as Perdas Magnéticas de Potência (em inglês, Magnetic Power Loss).

A microestrutura dos materiais tem importante efeito nas propriedades magnéticas: a distribuição dos tamanhos dos cristais (“tamanho de grão”), a distribuição das orientações cristalográficas dos grãos no interior do material (conhecida como textura cristalográfica), a quantidade e distribuição de tamanho de fases não magnéticas (inclusões e poros), a densidade de defeitos cristalinos como discordâncias (introduzidas pela deformação plástica).

Para chegar ao ponto de discutir a relação entre microestrutura e propriedades magnéticas, é necessário compreender alguns fundamentos da física do magnetismo.

## **2. Um resumo sobre os fundamentos do comportamento magnético**

Os fundamentos do comportamento magnético dos materiais são aqui apresentados de forma sintética. Este capítulo foi redigido com base em vários textos clássicos: uma síntese muito famosa e inspiradora é a escrita por Charles Kittel em 1949, à época pesquisador do Bell Laboratories, nos EUA<sup>1</sup>; livros também bastante utilizados no estudo dos fundamentos do magnetismo são os de S. Chikazumi<sup>2</sup>, B.D. Cullity<sup>10</sup> Serão utilizadas aqui as convenções e unidades do Sistema Internacional. Será enfatizado o comportamento do ferro e dos aços para fins eletromagnéticos.

### **2.1. A magnetização $M$ e os momentos magnéticos atômicos**

Campo é uma noção “recente” na história da ciência. É uma palavra boa, assim como Energia, para descrever muitas coisas que não entendemos bem. Daí ser tão usada na ficção científica: o teletransporte é sempre explicado por algum campo ou energia que não conhecemos ainda. Os esotéricos gostam da expressão “energia sutil”. Descrever essa noção sob o nome “field” foi uma criação de M. Faraday, em 1845, já que ele via as “linhas de força” magnética formadas por cavacos de ferro nas proximidades de um ímã, e essas linhas lembram a forma dos campos arados na agricultura. A wikipedia define campo como “uma quantidade física que tem um valor para cada ponto no espaço e no tempo.” No magnetismo essa quantidade é vetorial, tem intensidade e direção. Uma característica que diferencia o campo magnético do elétrico é não existe monopólo: os polos norte e sul magnéticos são indivisíveis. Um ímã cortado ao meio mostrará polos norte e sul nas duas metades. Mesmo a nível atômico, um átomo de ferro terá um polo norte e um polo sul. Um elétron, por ter spin, terá um polo norte e um polo sul. Os cavacos de ferro se alinham em torno de um ímã, mostrando linhas de força se concentram nos polos do ímã. Por convenção dizemos que as linhas de campo saem do polo norte e vão para

o polo sul. Essa convenção criou um probleminha, que não nos interessa aqui: o polo norte magnético do nosso planeta fica lá perto do polo sul geográfico. Mas não se preocupem. Em menos de 60 milhões de anos isso vai mudar. Deverá ocorrer uma inversão do campo magnético terrestre, tal qual ocorreu um milhão de anos atrás. Se quiser se divertir, procure Earth's Magnetic Field na wikipedia. Voltemos ao ferromagnetismo que nos interessa.

Uma carga elétrica imóvel tem apenas um campo elétrico à ela associado. Quando ela está em movimento surge o campo magnético  $H$ . Por isso o campo magnético se mede em ampere/metro, pois ampere é coulomb por segundo. O interessante é que esse campo magnético  $H$  provoca uma reação nos materiais, a que chamamos de indução magnética  $B$ . Nos materiais ferromagnéticos essa reação é muito intensa.

A propriedade magnética normalmente associada às funções magnéticas dos materiais é o fluxo magnético  $\Phi$ . O torque de um motor será proporcional ao fluxo magnético no entreferro, a força que sentimos ao aproximar um ímã de uma chapa de ferro também, e a própria "Lei de Faraday", que traduz a transformação do magnetismo em eletricidade, indica que a tensão elétrica induzida por uma variação do fluxo magnético será  $V \propto \frac{d\Phi}{dt}$ , resultando em que a unidade do fluxo magnético é V.s, também conhecida por weber.

Do ponto de vista de engenharia, é conveniente definir a densidade de área do fluxo magnético, também conhecida como a indução magnética  $B = \Phi / A$ , cuja unidade é tesla, T=V.s/m<sup>2</sup>.

A indução magnética  $\vec{B}$  é o resultado da soma dos efeitos de duas parcelas vetoriais, o campo magnético externo aplicado,  $\vec{H}$  e a magnetização  $\vec{M}$ , mediados pela constante universal  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  H/m.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad \text{(Equação 1)}$$

onde o campo magnético externo  $H$  é dado em ampere\*espira/metro pois normalmente é o resultado da passagem de corrente elétrica por uma bobina),  $\mu_0$  é a constante que converte ampere\*espira/metro para volt segundo/m<sup>2</sup>, que é a

unidade de B.  $\vec{M}$  é a Magnetização, a resposta do material ao campo H aplicado, e B é a indução magnética, a soma dessas duas parcelas.

Na engenharia da eletricidade é mais comum utilizar como propriedade do material a polarização magnética  $\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$ , que é dada em tesla.

A magnetização  $\vec{M}$  é a densidade de momento magnético atômico por unidade de volume,

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}}{V} \text{ (Equação 2)}$$

considerando que cada átomo presente contribui com um momento magnético  $\vec{m}$ .

O momento magnético, cuja unidade é A.m<sup>2</sup>, corresponde ao produto de uma corrente elétrica pela área do circuito fechado que ela percorre. É uma grandeza vetorial.

O momento magnético atômico  $m$  é diretamente proporcional ao momento angular dos elétrons de um átomo, que por sua vez é o resultado dos movimentos orbitais e de spin de todos os elétrons de cada átomo. Materiais compostos por átomos nos quais a somatória dos momentos angulares de todos os seus elétrons é nula não têm momento magnético atômico  $m$  são chamados materiais diamagnéticos. Cobre é um exemplo. Quando um campo externo é aplicado, surge um momento atômico induzido, de sentido contrário ao do campo, ou seja, M é negativo.

A maior parte dos elementos químicos tem um momento angular atômico e, portanto, um momento magnético, pois ainda que os momentos angulares dos elétrons dos orbitais completos se anulem, sobra o momento angular dos elétrons de orbitais incompletos e seus spins desemparelhados. Alumínio é um exemplo. Esses momentos magnéticos atômicos orientam-se aleatoriamente, pois o efeito do campo magnético de um sobre o outro é muito menor do que o efeito da agitação térmica. Sob ação do campo magnético externo H, surgirá uma magnetização M no alumínio, pois os momentos magnéticos atômicos tendem a se alinhar paralelamente com o campo externo H, para minimizar a energia potencial magnetostática,  $E_{pm}$ .

A densidade de energia magnetostática (em  $J/m^3$ ) é o produto escalar entre os vetores  $H$  e  $\mu_0 M$ , tendo valor mínimo quando esses vetores são paralelos. Entretanto, na maioria dos elementos químicos, o valor de  $M$  que pode ser obtido sob a ação de campos magnéticos  $H$  da ordem de  $1000 A/m$  é muito pequeno, a ponto de não o percebermos sem instrumentação bastante sensível. A energia térmica provoca uma aleatorização da direção dos momentos magnéticos atômicos  $m$ , fazendo com que a somatória vetorial deles resulte num valor de  $M$  muito pequeno. Materiais com esse comportamento são chamados de materiais paramagnéticos.

## 2.2. Os materiais ferromagnéticos, a saturação magnética e a “energia de troca”.

Alguns poucos materiais exibem um grande aumento da polarização magnética  $J$  quando submetidos à um campo magnético externo: são os materiais ferromagnéticos e ferrimagnéticos. A Figura 1 mostra a evolução da polarização magnética  $J$  com a aplicação do campo  $H$  para ferro, cobalto e níquel, medidos à temperatura ambiente. Nota-se que a polarização atinge um valor limite, que é conhecido como a saturação magnética.

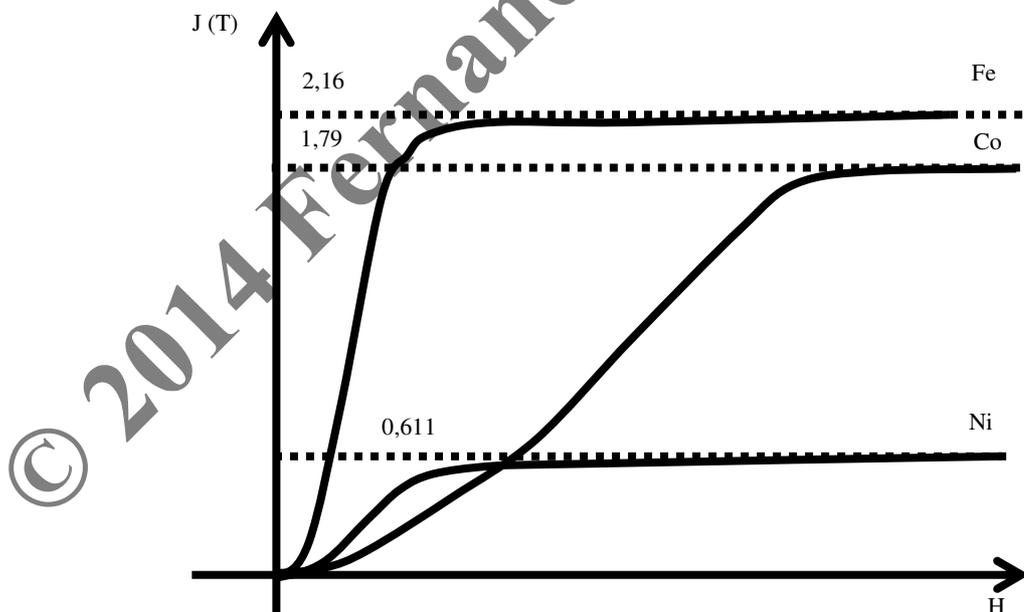


Figura 1. Curvas de magnetização de ferro, cobalto e níquel, mostrando os valores das polarizações de saturação (adaptado de Chikazumi<sup>2</sup>).

Os materiais ferromagnéticos são aqueles raros materiais nos quais uma força eletrostática, coulombiana, mas de origem quântica -- chamada "força de troca" -- obriga os momentos magnéticos atômicos de átomos vizinhos a alinharem-se paralelamente, mesmo sem a presença de um campo magnético externo, e vencendo a tendência aleatorizante da energia térmica. O aumento da temperatura atua aumentando a vibração dos momentos magnéticos atômicos. Assume-se que o módulo do momento angular não se altere com a temperatura, mas sua resultante numa determinada direção vai diminuindo, ou seja, o valor da saturação magnética diminui. A temperatura de Curie, que é a temperatura acima da qual o material deixa de comportar-se ferromagneticamente, acima da qual um material ferromagnético passa a ter comportamento paramagnético, é a temperatura na qual a energia térmica passa a ser maior que a energia de troca.

Conforme Chikazumi, a energia de troca entre dois átomos vizinhos, onde os momentos magnéticos de spin fazem um ângulo  $\theta$  é:

$$W = -2JS^2 \cos \theta$$

Onde  $J$  é chamada Integral de Troca,  $S$  é o número quântico de spin de cada átomo. A integral de troca é uma característica de cada material e, no caso de reticulados CCC, pode ser equacionada com a temperatura de Curie. Para o ferro:

$$J = 0,15 k_B T_c = 0,15 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ (J/átomo.K)} \cdot (1043 \text{ K}) = 2,16 \cdot 10^{-21} \text{ J/átomo.}$$

Ou seja,  $180 \text{ MJ/m}^3$ , considerando 2 átomos por célula unitária.

### 2.3. Domínios magnéticos

Uma região do espaço onde os momentos magnéticos atômicos estão todos alinhados paralelamente é conhecida como "domínio magnético". Um domínio magnético pode ter dimensões desde 1 micrometro até 1 milímetro. Esse conceito será retomado mais a frente. No interior de um domínio, como os momentos magnéticos estão todos orientados numa só direção, o valor da polarização magnética é o de saturação.

Esse conceito de domínio magnético foi proposto como hipótese teórica por Pierre-Ernest Weiss (1865-1940), em 1906. Weiss formou-se engenheiro mecânico

na ETH de Zurich e fez seu doutorado em física em Paris, orientado por Brillouin. De 1902 a 1918 ele dirigiu o Laboratório de Física da ETH de Zurich, para depois criar o Laboratório de Magnetismo de Strassburg<sup>3</sup>. Seu modelo sobre a existência dos domínios magnéticos foi confirmado por observações indiretas, nos experimentos de Barkhausen e de Sixtus e Tonks<sup>4</sup>, até ser visualmente confirmado em 1949, nos experimentos de Williams, Shockley e Bozorth, que observaram por efeito magneto-óptico as alterações de tamanho dos domínios ao longo de um ciclo de histerese<sup>5</sup>. A Figura 7, mais a frente, mostra a estrutura de domínios em dois cristais vizinhos.

#### 2.4. Energia magnetocristalina

Essa é uma das mais importantes características dos materiais magnéticos. Por volta de 1920 vários pesquisadores notaram que o comportamento magnético era anisotrópico, ou seja, variava com as direções cristalinas da amostra. Em 1926, Honda e Kaya<sup>6</sup> fizeram medidas em monocristais e mostraram as diferenças de magnetização nas várias direções, demonstrando a existência da anisotropia magnetocristalina. Desse resultado eles propuseram que magnetização espontânea dos domínios se dá em certas direções cristalinas.

Eles concluíram isso baseando-se nas diferenças de comportamento das curvas de magnetização de monocristais de ferro e níquel. Na Figura 2, que mostra as curvas de magnetização de monocristais de ferro magnetizados em diferentes direções, nota-se que é necessário um campo magnético muito mais intenso para magnetizar o monocristal de ferro nas direções cristalinas  $\langle 110 \rangle$  e  $\langle 111 \rangle$  do que na direção  $\langle 100 \rangle$ . Dali concluiu-se que no caso de ferro a direção de fácil magnetização, também conhecida como a direção espontânea, é a direção  $\langle 100 \rangle$ . Isto significa que, em cada domínio, os momentos magnéticos atômicos alinham-se paralelamente numa das direções de fácil magnetização. No caso do ferro, existirão três possíveis direções:  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 010 \rangle$ ,  $\langle 001 \rangle$ , em ambos os sentidos de cada direção.

É possível magnetizar o material numa direção diferente da direção fácil, como se vê na figura abaixo. É possível atingir a saturação magnética em qualquer direção, e em todas o valor da magnetização de saturação é a mesma. O aumento da magnetização se dá por rotação homogênea e coletiva da direção dos momentos

magnéticos atômicos. Quando todos os momentos magnéticos atômicos do material se alinham na direção do campo aplicado, atinge-se a saturação magnética.

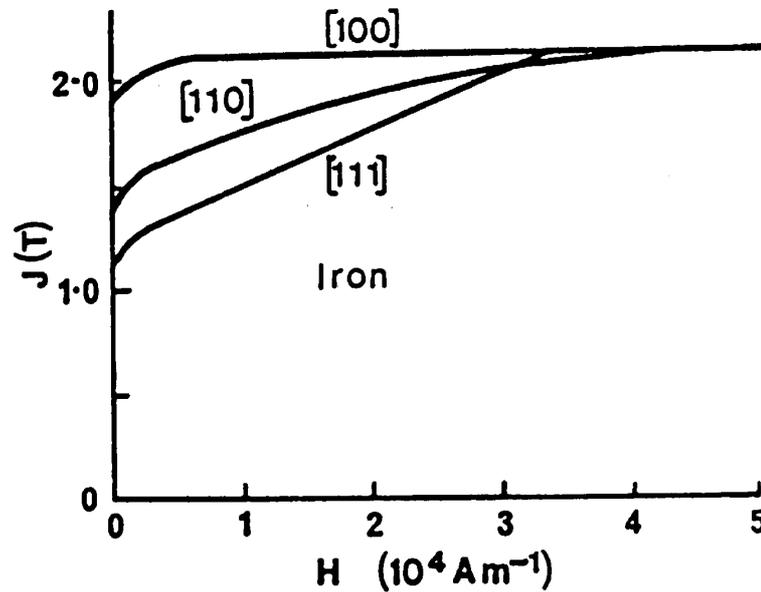


Figura 2: Curvas de magnetização de ferro em função da direção cristalina.

A energia de anisotropia magnetocristalina  $E_{mc}$  é a energia acumulada no material quando um campo magnético externo  $H$  força os momentos magnéticos atômicos a alinhar-se fora de uma direção de magnetização espontânea.

A equação de Akulov descreve a variação da energia de anisotropia magnetocristalina de um monocristal em função dos cossenos diretores do campo externo ( $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  e  $\alpha_3$  são os cossenos dos ângulos entre o campo externo e as três direções da família  $\langle 100 \rangle$ ).

$$E_{mc} = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad \text{(Equação 3)}$$

Quando o valor de  $K_2$  é pequeno em relação ao de  $K_1$  e a direção da magnetização espontânea é da família  $\langle 100 \rangle$ , a constante  $K_1$  tem sinal positivo. Vários materiais cúbicos têm magnetização espontânea nas direções  $\langle 111 \rangle$ , e nesse caso o sinal de  $K_1$  é negativo. No caso do ferro puro, a constante  $K_1$  é positiva e da ordem de  $48.000 \text{ J/m}^3$ . A Tabela 1 mostra a variação dos valores das constantes  $K_1$  e  $K_2$  para diferentes materiais.

Tabela 1 valores de  $K_1$  e  $K_2$  na temperatura ambiente, para vários materiais

materiais	$K_1$ J/m <sup>3</sup>	$K_2$ J/m <sup>3</sup>	Ref.
Ferro	48.000	5.000	2
Ferro-3%Si	35.000		17
Níquel	-4.500	2.300	2
Ferro-48%Ni	1.000		<b>Erro! Indicador não definido.</b>
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	-14.000		2
MnZnFeO <sub>4</sub>	<500		
Fe-30%Nd-1%B	3.600.000		

Nos materiais usados em ímãs, a energia de anisotropia magnetocristalina é tão intensa que viabiliza etapa importante do processo de fabricação: a aplicação de campo externo provoca a rotação das partículas; é energeticamente mais “econômico” girar as partículas para alinhar a direção espontânea paralelamente a H do que tirar J da direção espontânea.

Em vários materiais, o efeito da parcela contendo  $K_1$  é muito mais importante do que o efeito da parcela contendo  $K_2$ . Daí, alguns comportamentos magnéticos, como o efeito do tamanho de grão nos aços, é associado exclusivamente à primeira parcela.

## 2.5. Pólos magnéticos e campo desmagnetizante

A tendência espontânea de um material é desmagnetizar-se, pois um material magnetizado, como um ímã, tem acumulada energia potencial magnetostática.

Uma maneira de entender o fenômeno é perceber que um ímã cria em si mesmo um campo desmagnetizante que aumenta sua energia potencial magnetostática. Para entender isso, é interessante lançar mão do conceito de pólos magnéticos.

Um monodomínio é um ímã. Todos os momentos magnéticos atômicos estão alinhados numa única direção e sentido. Convencionou-se adotar a regra da mão

direita para o sentido do campo magnético: quando a corrente elétrica em um fio enrolado numa bobina acompanha o movimento em curva do dedo indicador, o campo magnético segue a direção do polegar, e na ponta do polegar está o pólo norte magnético. Portanto, no pólo norte do monodomínio estaria saindo desse ímã um campo magnético  $H$  correspondente à polarização de saturação do material dividida pela constante  $\mu_0$ . Entretanto, não é isso o que se observa. Pode-se considerar que o campo  $H$  sai do pólo norte e vai para o pólo sul do monocristal tanto por fora do material quanto por dentro. Assim, no interior do material existe um campo  $H$  contrário à magnetização  $M$ : é o campo desmagnetizante, mostrado na Figura 3. Com isso o campo magnético medido na superfície do pólo norte (ou do sul) é o resultado da diferença entre o valor da saturação e o valor do campo desmagnetizante.

O valor do campo desmagnetizante depende do valor da magnetização no interior do material e da geometria do ímã: quanto maior a relação comprimento/largura, menor será o fator desmagnetizante  $N$ . Daí que  $H_{\text{desmag}} = N.M$ . O valor de  $N$  só depende da geometria e pode ser calculado para figuras geométricas simples. Seu valor varia desde zero até 1. Também existem campos desmagnetizantes nos contornos de grão, e em certos casos o valor de  $N$  pode ultrapassar o limite de 1.

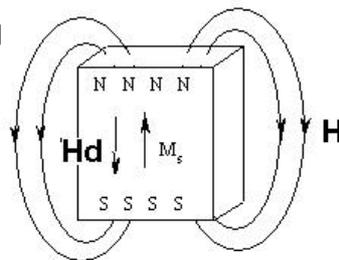
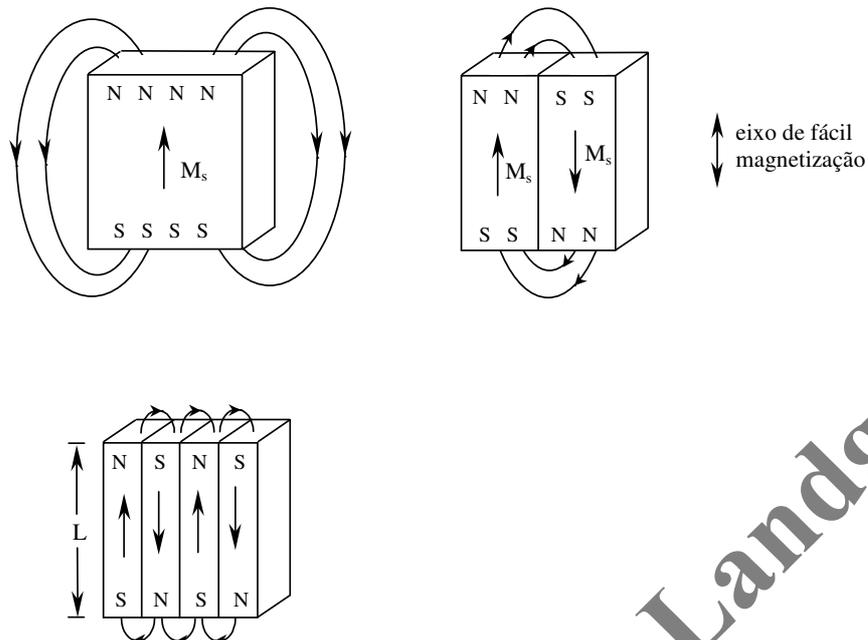


Figura 3. Campo desmagnetizante  $H_d$  no interior de material magnetizado.





**Figura 4. A necessidade de reduzir a energia magnetostática leva à uma espontânea subdivisão do material em vários domínios.**

Se existe um campo desmagnetizante no interior do material cujo sentido é contrário ao sentido de  $M$ , isso significa que o material está acumulando energia potencial magnética:

$$E_{pm} = -HJ \cos \theta.$$

A Figura 4 ilustra o fato de que a subdivisão em vários domínios permite reduzir a energia magnetostática global. Os ímãs são materiais que resistem a essa subdivisão em vários domínios. É importante lembrar que dentro de cada domínio o material está no estado de saturação magnética.

Um outro local onde surge campo desmagnetizante é no contorno de grão. O fato de que as direções cristalinas estejam em orientações diferentes faz com que as direções de magnetização espontânea também estejam em direções diferentes, como mostra a Figura 5. Uma das leis de Maxwell exige que a componente da indução  $B$  na direção normal à interface tenha o mesmo valor nos dois lados da interface. O desenho mostra que, tendo a magnetização o valor  $M_s$  nos dois grãos vizinhos, a sua projeção na direção normal ao contorno não será igual. Como  $B =$

$\mu_0 H + \mu_0 M$ , surge  $H_{\text{desmagnetizante}}$  dos dois lados do contorno de grão, em direções opostas, criando ali um “pólo magnético”. As direções do campo se estabelecem de forma a aumentar a indução na direção em que a projeção de  $M$  é menor, e diminuir a indução na direção em que a projeção de  $M$  é maior. Com isso, cresce a energia magnetostática no lado do grão em que  $H_{\text{desmag}}$  e  $M$  tem direções opostas, levando à nucleação de domínios com direção oposta para reduzir a energia magnetostática, ainda que aumente a energia ligada às novas paredes de domínio que ali surgiram (a energia das paredes será discutida abaixo).

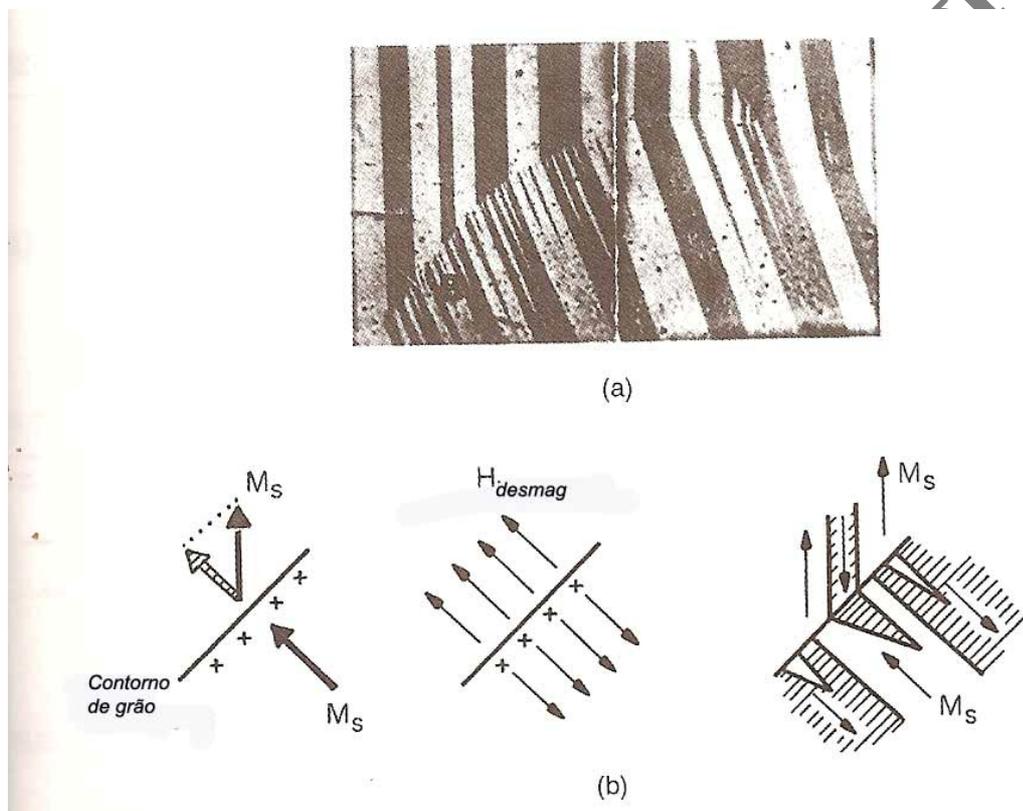
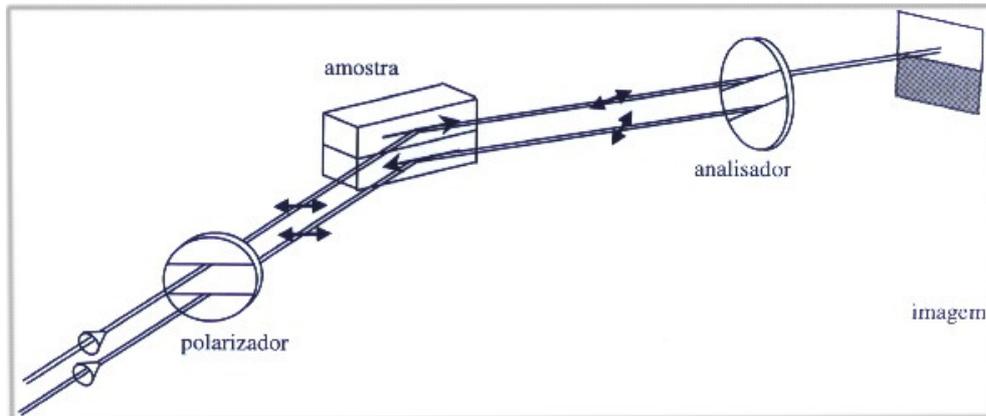


Figura 5. Campo desmagnetizante em um contorno de grão. Erro! Indicador não definido.

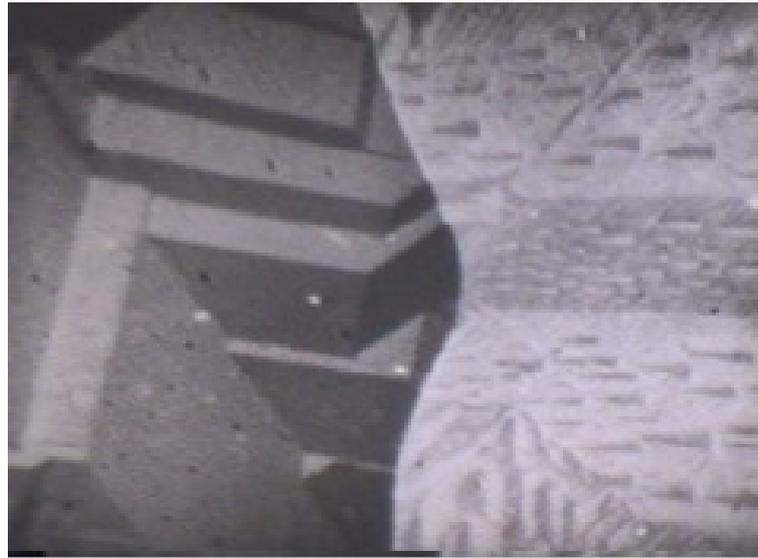
## 2.6. Observação de domínios por efeito Kerr

Domínios podem ser observados em microscópio com luz polarizada. A luz é uma radiação eletromagnética que interage com o campo magnético dos domínios. Quando a lâmina do analisador permite a passagem da luz rotacionada numa certa direção ao ser refletida por um domínio, não deixará passar a luz refletida por outro domínio que rotacione a luz em outra direção, como mostra a Figura 6.



**Figura 6. A rotação do plano de polarização da luz ao interagir com o campo magnético do material permite a observação dos domínios.**

É relativamente fácil ver domínios em ímãs, num microscópio óptico. Para ver domínios em materiais de permeabilidade alta como os aços elétricos, é necessário aplicar películas que aumentem o contraste óptico. Uma série de filmes foi produzida pela Universidade de Gottingen (Encyclopaedia Cinematographica), onde se mostra a variação da estrutura de domínios sob a ação de campos externos<sup>7</sup>. A Figura 7 mostra a estrutura de domínios que se observa em dois grãos vizinhos, separados pelo contorno de grão curvo no centro da figura. Do lado esquerdo se vê grandes domínios claros e escuros. Do lado direito, dois grandes domínios brancos e um grande domínio negro entre eles estão repletos de pequenos domínios triangulares da cor oposta. A estrutura da esquerda se assemelha ao que se observa em planos (100), enquanto a estrutura à direita se assemelha ao que se vê em planos (110).



**Figura 7. Estrutura de domínios em dois cristais vizinhos (por efeito Kerr). O material ajusta sua estrutura de domínios de maneira a não haver pólos livres no interior do material, estabelecendo a continuidade do fluxo magnético entre os domínios. (Fotograma obtido de filme<sup>7</sup>)**

É interessante registrar que os filmes mencionados faziam parte de uma coleção de filmes em bitola 16 mm, que foram recebidos pela USP e incluídos no acervo da Escola de Comunicação e Artes. Anos depois, buscando-os para transcrevê-los num suporte mais amigável (fitas VHS, na época), os filmes foram realocizados na biblioteca do Instituto de Biociências (pois muitos dos filmes científicos daquele acervo original tinham foco na biologia). Esses filmes, uma vez transcritos (hoje digitalizados), passaram a ser usados nos cursos sobre materiais magnéticos na pós-graduação do Departamento de Eng. Metalúrgica e de Materiais da Escola Politécnica da USP. São uma fonte permanente inspiração, na discussão das relações entre microestrutura e propriedades nos aços.

### 2.7. A parede entre domínios

Paredes entre domínios são interfaces entre domínios com polarização espontânea em direções diferentes. Felix Bloch, suíço, foi quem propôs, em 1932, a estrutura até hoje aceita para a orientação espacial dos momentos magnéticos no interior da parede de domínio em ligas a base de ferro<sup>8</sup>.

A polarização deve mudar de direção no interior da parede. Poderíamos imaginar uma transição abrupta, ocorrendo na transição de um átomo para um átomo vizinho. Uma transição abrupta satisfaz a tendência dos “momentos magnéticos atômicos” localizarem-se nas direções espontâneas, direção  $\langle 100 \rangle$  no caso do ferro.

Entretanto, essa transição brusca deixaria os dois átomos vizinhos com direções de magnetização oposta numa situação radicalmente oposta à tendência ao paralelismo que a “energia de troca” impõe, como foi visto antes. Uma solução seria fazer essa transição de uma direção para a oposta a mais espaçada possível, ou seja, uma parede infinitamente espessa. Entretanto, essa solução deixa os “momentos magnéticos atômicos” fora das direções espontâneas.

O conflito entre essas duas tendências é resolvido numa solução de compromisso, conforme equacionaram Landau e Lifshitz<sup>9</sup>. A parede terá a espessura que dê a menor somatória das duas energias envolvidas. Temos uma transição gradual da direção dos “momentos magnéticos atômicos” que atende em parte a Energia de Troca, mas não tão espessa que resulte numa alta energia de anisotropia magnetocristalina. A Figura 8 mostra uma representação de uma linha de átomos que vai de um domínio a outro, separados por uma “parede de 180°”.

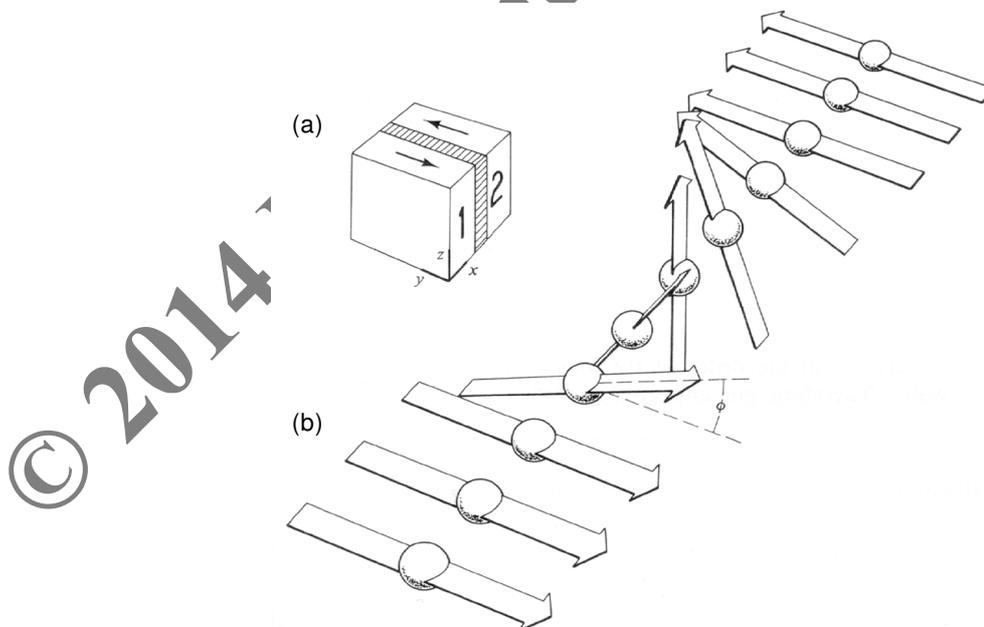


Figura 8. a. Uma parede de 180° entre os domínios 1 e 2.

b. linha de átomos mostrando a mudança de direção dos momentos magnéticos atômicos, segundo representação de Cullity<sup>10</sup>.

O equacionamento do equilíbrio entre a energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina leva a uma expressão para a energia da parede entre domínios de  $180^\circ$  em cristais CCC<sup>2</sup>:

$$\gamma_{parede180^\circ} = 2\pi \sqrt{\frac{J_{troca} S^2 K_1}{a}}$$

Onde  $a$  é o parâmetro de rede.

O parâmetro  $2J_{troca}S^2/a$  é conhecido como constante de troca  $A_{troca}$ .

Autores divergem nos detalhes desse equacionamento, levando a valores diferentes para a energia de paredes de domínio. Essa energia terá papel central em vários modelos de interação microestrutura propriedades magnéticas. Usando valores disponíveis para o ferro, chega-se à:

$$\gamma_{parede180^\circ} = 2\pi \sqrt{\frac{2,16 \cdot 10^{-21} \cdot 1^2 \cdot 48.000}{0,286 \cdot 10^{-9}}} = 1,2 \text{ mJ} / \text{m}^2$$

A espessura da parede de domínio também é calculada com base em equacionamento semelhante, chegando a:

$$e_{parede180^\circ} = \pi \sqrt{\frac{A_{troca}}{K_1}} = 55 \text{ nm}$$

No caso dos aços elétricos, cuja estrutura cristalina é cúbica e tem domínios em todas as direções  $\langle 100 \rangle$ , existem dois tipos de paredes de domínio: as paredes de  $90^\circ$  (entre dois domínios com direções que fazem  $90^\circ$  entre si) e as paredes de  $180^\circ$ , pois são esses os ângulos possíveis entre domínios alinhados nas diversas direções do tipo  $\langle 100 \rangle$ .

Bozorth<sup>11</sup> (pag 818) afirma que uma parede de  $180^\circ$  pode ficar em qualquer plano paralelo à direção  $[100]$ , sem gerar pólos magnéticos. Entretanto, as paredes paralelas aos planos  $(100)$  são de mínima energia e ele estimou sua espessura em  $200 \text{ nm}$  e sua energia em  $1,5 \text{ mJ/m}^2$ . Uma parede de  $90^\circ$  pode ficar em qualquer plano paralelo à direção  $[110]$ , podendo ser planos  $(100)$ ,  $(110)$  e  $(111)$ . Quando paralelo ao plano  $(100)$ , Bozorth estima sua espessura em  $50 \text{ nm}$  e energia em  $0,8 \text{ mJ/m}^2$ .

Essas espessuras das paredes de domínio têm sido determinadas por cálculos de minimização de energia. Os valores obtidos dependem das equações e das constantes utilizadas, variando um pouco de autor para autor. Chikazumi<sup>2</sup>

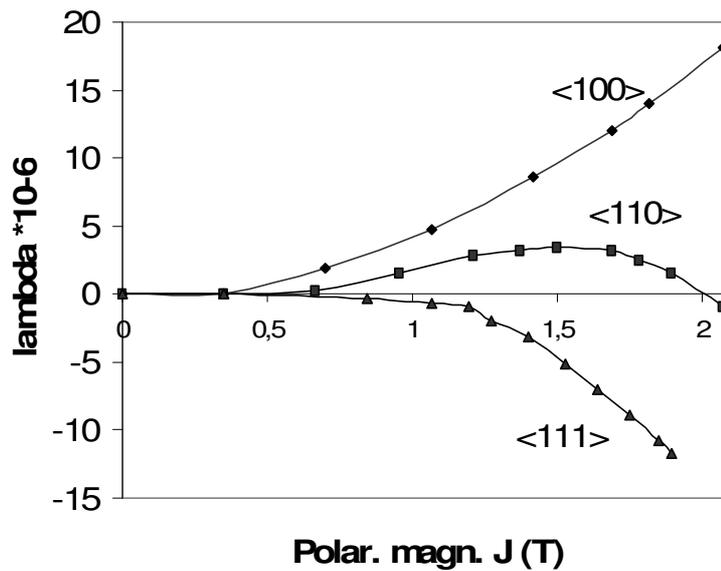
aborda o cálculo de forma ligeiramente diferente de Bozorth e chega a uma espessura de 42nm, para uma parede (100) de 180°. Cullity<sup>10</sup> calculou a espessura de uma parede de 180°, em ferro puro, como sendo 30nm (pag 291). Shilling e Houze, num famoso artigo<sup>12</sup> estimaram a espessura de parede de Fe-3%Si em 100nm. Jiles<sup>13</sup> cita o valor 40nm e 3mJ/m<sup>2</sup> para uma parede de 180°.

Poucos são os artigos que buscaram determinar experimentalmente o valor da espessura da parede de domínio. Podurets e Shilstein<sup>14</sup> determinaram a espessura da parede em aços silício utilizando refração de neutrons, obtendo um valor de 180nm.

## 2.8. Magnetostricção e a energia magnetoelástica

Magnetostricção é a medida da variação de comprimento do material no processo de magnetização. A Figura 9 mostra o comportamento da magnetostricção em um monocristal, em função da polarização, para 3 direções cristalinhas<sup>15</sup>. O valor máximo da magnetostricção é da ordem de 10<sup>-5</sup>, ou seja, pequena mas mensurável. Quando a magnetização cresce por movimento de paredes de 180°, não há alteração na magnetostricção, diferentemente de quando a magnetização cresce por movimento de paredes de 90° ou por rotação. A figura 3 mostra que, enquanto a magnetização se dá na direção <100> e predominam os movimentos de parede de 90°, a magnetostricção cresce continuamente. Quando ferro é magnetizado na direção <111>, praticamente só ocorre rotação de domínios, com contração. Quando magnetizado na direção <110>, praticamente não há magnetostricção até 0,7T. Entre 0,7 e 1,5T ocorre uma expansão, associada a movimento de paredes de 90°. Entre 1,5 e 2,1T ocorre uma contração, que é associada à rotação de domínios.





**Figura 9. Variação dimensional (magnetostricção) de monocristal do ferro em função da magnetização, em diferentes direções. A variação dimensional foi medida na mesma direção de aplicação do campo magnético<sup>15</sup>.**

A forte anisotropia das propriedades magnéticas de monocristais de ferro indica que, nos materiais policristalinos, a magnetostricção dependerá da textura cristalográfica e da direção em que se aplique o campo magnético. Entretanto, grande parte das referências sobre magnetostricção de ferro policristalino não cita esses dados, dificultando sua interpretação. Makar e Tanner<sup>16</sup> mediram a magnetostricção de um aço que segue aproximadamente a tendência da magnetização na direção <110> do monocristal. Diferentes variações dimensionais ocorrerão em diferentes grãos, criando tensões localizadas.

Por um efeito simétrico ao da magnetostricção, tensões elásticas alteram o comportamento da curva de magnetização. A Figura 10 mostra que, para ferro policristalino, o efeito das tensões tem comportamento de complexidade semelhante a do monocristal magnetizado na direção <110>: sob tração o efeito é desprezível até 1,0T, aumenta a permeabilidade entre 1,0 e 1,5T, e diminui a permeabilidade acima de 1,5T. Já as tensões de compressão diminuem significativamente a permeabilidade até 1,5T.

A energia magnetoelástica acumulada no material dependerá da tensão aplicada ( $\sigma$ ), do valor da magnetostricção de saturação ( $\lambda$ ) e do ângulo  $\theta$  entre a magnetização e a tensão mecânica aplicada.

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda \sigma \cdot \text{sen}^2 \theta$$

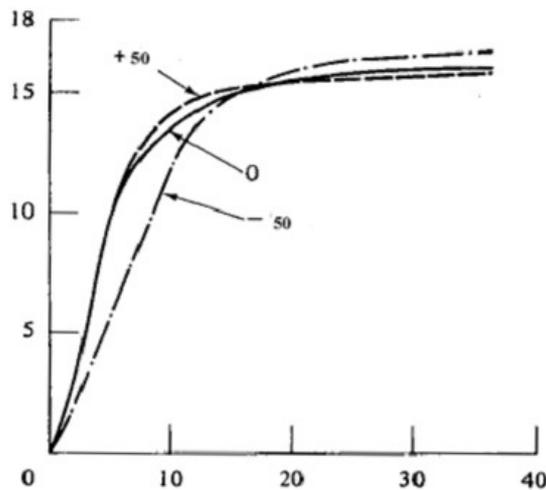


Figura 10. Efeito de tensões elásticas na curva de magnetização<sup>10</sup>.

Quando um material está submetido a tensões aplicadas ou existem tensões residuais, pode-se considerar que existe uma nova forma de anisotropia, que pode até alterar a direção de magnetização espontânea do material, suplantando a energia de anisotropia magnetocristalina.

### 2.9. Composição química e propriedades intrínsecas

A composição química afeta as propriedades intrínsecas do ferro. A figura mostra o efeito do teor de silício na polarização magnética de saturação,  $J_s$ , a temperatura de Curie,  $T_c$ , a constante de anisotropia  $K_1$ , a magnetostricção de saturação  $\lambda_s$  e a resistividade elétrica  $\rho$ .

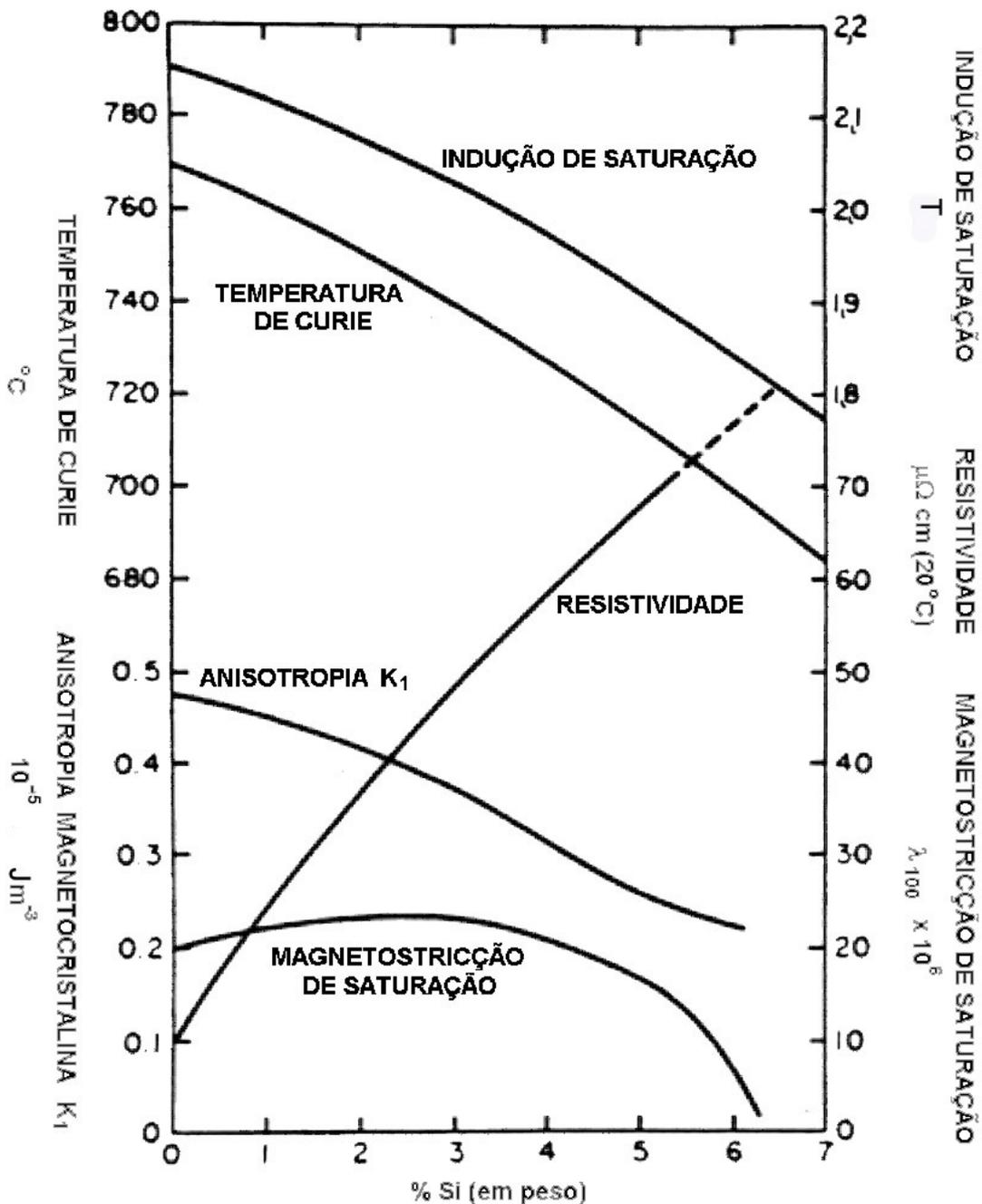


Figura 11. Efeito do teor de silício nas propriedades magnéticas intrínsecas <sup>17</sup>

## 2.10. A estrutura de domínios e a minimização da energia.

Como foi visto anteriormente, quatro parcelas energéticas participam do fenômeno do ferromagnetismo, às quais pode-se acrescentar uma quinta que é uma associação de duas delas, quando um material policristalino passa do estado A para o estado B por efeito de um campo magnético externo: a energia de troca, a energia magnetocristalina, energia magnetostática, energia magnetoelástica e a energia das paredes de domínio se somam na energia interna magnética.

$$\Delta E = \Delta(E_{\text{troca}} + E_{\text{mc}} + E_{\text{ms}} + E_{\text{me}} + E_{\text{par}})$$

A estrutura dos domínios magnéticos tende a ajustar-se para minimizar a energia livre total do material, que inclui essas quatro parcelas. A definição da espessura da parede de domínios é um exemplo dessa minimização de energia onde apenas duas parcelas foram consideradas, a energia de troca e a energia magnetocristalina.

É possível discutir a minimização de energia em situações particulares de microestrutura. Uma abordagem mais rigorosa dessa questão foi definida por W.F. Brown, em 1963, conforme descrito por Bertotti<sup>18</sup>, mas isso está fora além dos objetivos deste trabalho. Essa abordagem é chamada de Teoria Micromagnética.

Em 1935, Landau e Lifshitz<sup>9</sup> deduziram valores para a energia e espessura da parede de domínio levando em conta apenas a minimização conjunta da energia de troca e a energia de anisotropia magnetocristalina. O modelo de Kersten para o efeito das inclusões, também de 1935, levou em conta apenas a variação da energia magnetostática do campo externo e o efeito das inclusões na energia das paredes de domínio. Em 1938, Döring considerou a energia da parede de domínio, a energia magnetostática do campo externo e a energia magnetostática do campo desmagnetizante para discutir o crescimento de um núcleo de inversão da magnetização. Em 1944, Neel mostrou<sup>19</sup> que o modelo de Kersten podia ser aperfeiçoado se levasse em conta a energia magnetostática do campo desmagnetizante das inclusões. Em todos esses casos, o principal resultado da operação de minimização de energia era a obtenção do campo crítico necessário para mover uma parede que estava inicialmente ancorada numa posição de mínima energia e, por ação do campo externo, era levada a um movimento irreversível. Uma

característica comum a todos esses modelos foi mostrar que o campo crítico é proporcional à energia da parede de domínio.

$$H_{critico} = a \cdot \gamma_{parede} = a'' \sqrt{K_1}$$

Stoner e Wohlfarht analisaram o caso da inversão da magnetização de partículas tão pequenas que contivessem um só domínio e que tivessem anisotropia magnetocristalina uniaxial, concluindo que o campo crítico para inverter a magnetização da partícula por rotação coletiva dos momentos magnéticos atômicos contra a anisotropia magnetocristalina seria:

$$H_K = \frac{2K_1}{J_s}$$

Nesses modelos, assumia-se que em cada domínio os momentos magnéticos alinhavam-se paralelamente e, portanto, a energia de troca podia ser desconsiderada no balanço energético.

Todas essas abordagens seguem o princípio da minimização da energia na escala

Atualmente, o estudo da magnetização de filmes finos mostra que não é mais possível desconsiderar a energia de troca, pois os momentos magnéticos já não se alinham todos paralelamente, e nem é possível considerar as paredes de domínio podem ser descritas por equações tão simplificadas como as mencionadas no item 2.7. Trabalhos mais recentes buscam levar em consideração a variação da energia de troca no balanço geral das energias, no que é chamado de "Micromagnetics", termo cunhado por Brown.

## 2.11. Mecanismos de magnetização

São dois os principais mecanismos de magnetização: a movimentação de paredes de domínio e a rotação homogênea do domínio, que pode ser reversível ou irreversível. Um monocristal de ferro, no estado desmagnetizado, tem domínios em todas as direções espontâneas, e a somatória dos  $J_s$  dá zero. Se aplicarmos um campo  $H$  paralelamente a uma das direções espontâneas, os domínios com  $J_s$  em

direções diferentes terão energia magnetostática alta, e irão desaparecer por meio da movimentação das paredes de domínio.

Se for aplicado um campo externo com direção e sentido paralelos ao domínio 1 da Figura 8, o primeiro momento magnético atômico da parede tenderá a alinhar-se ao campo externo. Se o fizer, o momento magnético atômico seguinte ficará num grande ângulo em relação ao primeiro momento que se alinhou, aumentando a energia de troca. Para reduzi-la, o momento vizinho se moverá diminuindo o ângulo. Essa ação em cadeia se propaga até que o primeiro momento alinhado com o domínio 2, sofrendo a pressão de seu vizinho da parede, desloca-se e passa a fazer parte da parede. Nessa seqüência, a espessura da parede não aumentou, o que ocorreu foi um movimento da parede que aumentou o volume do domínio 1 e diminuiu o volume do domínio 2. A polarização magnética, que é a somatória dos momentos magnéticos, era nula (volume do domínio 1 = volume do domínio 2) e, depois do movimento da parede, o material mostra uma resultante na direção do domínio 1. A presença de um campo externo força a rotação dos “momentos magnéticos atômicos” dos átomos da parede. O aumento do campo externo na direção 1 pode levar ao desaparecimento do domínio 2, saturando o material na direção 1.

A velocidade da parede depende do campo externo que a faz se mover. Um movimento de parede infinitamente lento é não-dissipativo, conforme Chikazumi<sup>2</sup>.

Caso o campo externo seja aplicado numa direção não paralela a uma das direções  $\langle 100 \rangle$ , o aumento da polarização magnética por meio do movimento de paredes tem limite. Enquanto os domínios estiverem alinhados nas direções espontâneas, não se atinge a saturação. Para se levar o material até a saturação, é necessário ocorrer a rotação de todos os momentos magnéticos atômicos simultaneamente, o que acumula energia magnetocristalina no interior do material. A rotação dos domínios pode se dar de forma reversível ou irreversível<sup>2</sup>.

A Figura 2 mostra que atinge-se a saturação, na direção  $\langle 100 \rangle$ , com campo  $H$  menor que  $10.000 \text{ A/m}$ , mas são necessários mais de  $40.000 \text{ A/m}$  para saturar na direção  $\langle 110 \rangle$ . Essa grande diferença se deve à energia magnetocristalina acumulada na saturação do material na direção  $\langle 110 \rangle$ . Relembrando que, na Figura 2, as 3 curvas iniciam-se no ponto  $(0,0)$ , nota-se que campos muito pequenos, não discerníveis, levam a polarização na direção  $\langle 110 \rangle$  a  $1,4 \text{ T}$ , pelo mecanismo de movimentação de paredes.

A energia potencial acumulada,  $E = \int HdB$ , pode ser estimada supondo que a área seja triangular,  $E_{pm} = (2,1-1,5) \cdot 40000/2 = 12.000 \text{ J/m}^3$ . A energia magnetocristalina acumulada, conforme equação 3, é  $E_{mc} = 48.000 \cdot ((1/2) \cdot (1/2) + 0 + 0) = 12.000 \text{ J/m}^3$ . Constata-se que é razoável supor que a energia potencial magnética acumulada seja o trabalho realizado contra a energia magnetocristalina.

A rotação de domínios ocorre no interior do domínio como um todo, mantendo todos os momentos magnéticos alinhados paralelamente, de maneira a minimizar a energia de troca. A rotação irreversível pode ocorrer, sob a ação de campos relativamente altos, quando a direção da magnetização salta de uma das direções fáceis para outra posicionada de forma a ter menor energia de anisotropia magnetocristalina.

## 2.12. Mecanismos de interação entre domínios e parâmetros microestruturais.

### 2.12.1. Movimento da parede de domínios

A parede de domínios interage de diferentes maneiras com a microestrutura dos materiais. O cenário onde essas interações são imaginadas é o de que a energia do sistema varia dependendo da posição ocupada pela parede. O modelo mais simples é aquele que mostra a energia variando com a posição numa direção, como mostra a Figura 12 : Imagina-se o material, inicialmente desmagnetizado ( $H=0$  e  $M=0$  na parte (c)), com a parede na posição 1, que é uma posição de mínimo na curva  $E$  versus  $x$ . O campo  $H$  corresponde a uma força aplicada na parede,  $dE/dx$ , na figura (b). Na posição 1, como  $H=0$ , deve corresponder a uma posição com  $dE/dx=0$ . Analisando a forma da curva (a) no trecho 1-2, nota-se que a derivada  $dE/dx$  é crescente, exigindo campo  $H$  cada vez maior para mover a parede. Quando a parede se move um domínio cresce e outro diminui, fazendo com que a magnetização  $M$  aumente no trecho 1-2 da figura (c).

Ao atingir o ponto 2 da curva (a), nota-se que foi atingido o ponto de maior derivada  $dE/dx$ . Para isso, foi necessário aplicar o campo  $H$  correspondente ao ponto 2 da figura (c). Mantido  $H$  constante, enquanto ele for maior que a barreira

$dE/dx$  à sua frente, a parede move-se livremente, no trecho 2-3, até encontrar uma barreira  $dE/dx$  maior que aquela do ponto 2, no ponto 3. A parede pára, nesse ponto, se o valor de  $H$  não for aumentado. Como a parede moveu-se de 2 até 3, sem que fosse necessário aumentar  $H$ , a magnetização aumentou, como se vê na Figura (c). Caso o campo  $H$  seja reduzido a zero, a força vai a zero e a parede recua até o mínimo de energia mais próximo, ponto 4 da figura (a). Conseqüentemente, na figura (c), ocorre uma diminuição de  $M$  quando  $H$  cai a zero, entre os pontos 3 e 4. Caso o campo seja aplicado na direção contrária, o sistema enfrenta  $dE/dx$  crescentes, entre os pontos 4 e 5 da figura (a), exigindo  $H$  crescente (na direção negativa) na figura (c). O ponto 5 é o ponto de máxima derivada na figura (a). Quando aplica-se campo  $H$  suficiente para a parede chegar nesse ponto, a partir daí a parede move-se livremente até chegar no ponto 6, que tem derivada maior (mais negativa, na figura (b)). Nesse ponto, a parede pára. Como, nesse movimento, a parede passou do ponto 1,  $M$  agora é negativo. Caso, nesse ponto, o campo  $H$  retornar a zero, a parede volta ao mínimo da figura (a), no ponto 1. Nota-se, na figura (c), que foi percorrida uma curva de histerese. A área dessa curva corresponde à energia dissipada nesse ciclo de histerese.

Segundo essa descrição somente os trechos 2-3 e 5-6 são irreversíveis. Os demais são trechos de movimento reversível da parede de domínio.

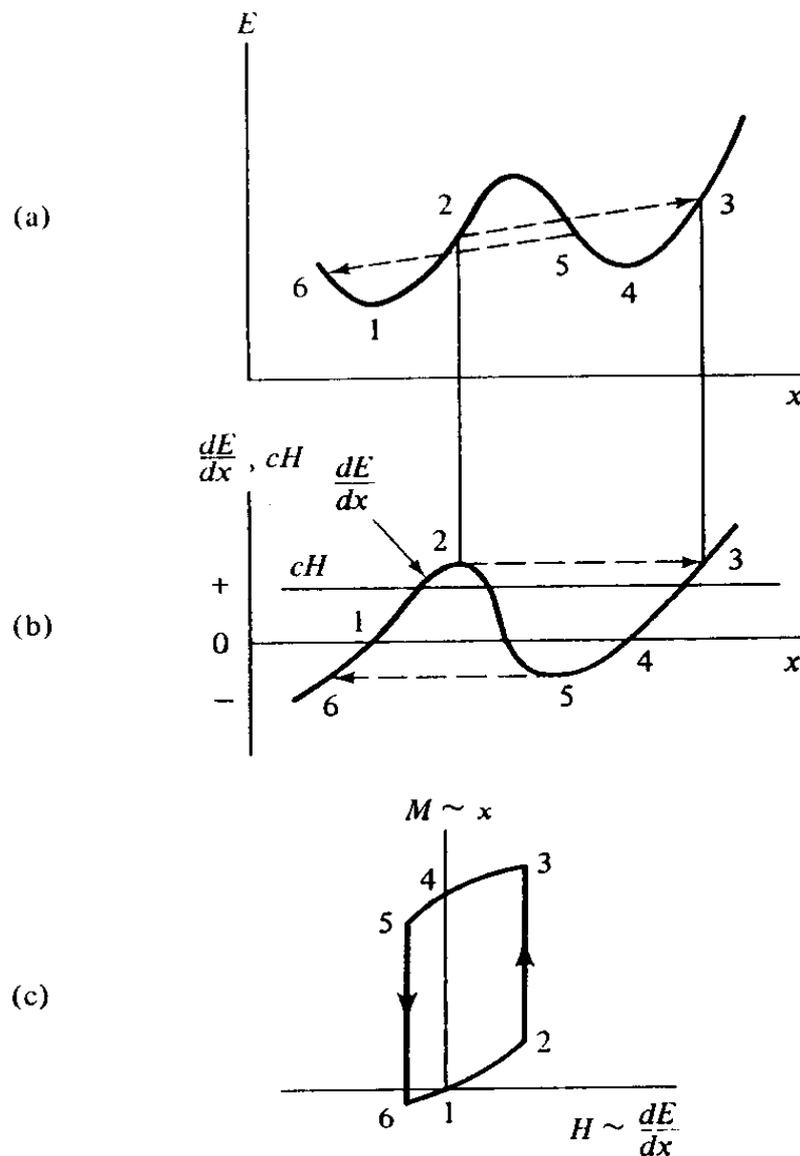


Figura 12. (a) Evolução da energia do sistema com a posição  $x$ ,  
 (b)  $H$ , a “força magnética ( $dE/dx$ )” necessária para mover a parede  
 (c) curva  $M \times H$  associada ao movimento da parede descrito em a e b.<sup>10</sup>

Os primeiros modelos propostos para a interação microestrutura – comportamento magnético buscaram descrever os trechos de movimento reversível, associados à aplicações onde a permeabilidade inicial (associada pequenas variações de  $B$  sob a ação de pequenas variações de  $H$ , ou seja, que podem ser aproximados ao movimento reversível das paredes) é dominante.

### 2.12.2. Rotação de domínios

A rotação dos domínios ocorre contra o aumento da energia de anisotropia magnetocristalina. A anisotropia pode ser exclusivamente magnetocristalina, pode ter alguma contribuição magnetoelástica ou ainda ter contribuição de anisotropia de forma. Se for exclusivamente magnetocristalina, dependerá da distribuição de orientações dos cristais no interior do material, a textura cristalográfica, e do valor da constante de anisotropia, que depende da composição química e eventualmente do tratamento térmico (se houver algum tipo de ordenação cristalina). A presença de tensões aplicadas ou residuais induz anisotropia magnetoelástica que dependerá das constantes de magnetostricção do material e novamente da textura. No caso da magnetização de partículas, a anisotropia de forma pode ter efeito dominante, mas esse caso não será aqui abordado.

Considera-se que a forma da curva de magnetização à direita do joelho da curva é controlada pela rotação reversível dos domínios. O efeito da textura cristalográfica pode ser modelado de forma simplificada se for assumido que a polarização de cada grão ocorre independentemente dos vizinhos, ou seja, desprezando efeitos magnetostáticos do campo desmagnetizante. O desafio maior é a descrição da textura. Um modelo desse tipo foi utilizado para descrever a polarização  $J_{50}$  de diferentes aços, como será visto no item 3.3.

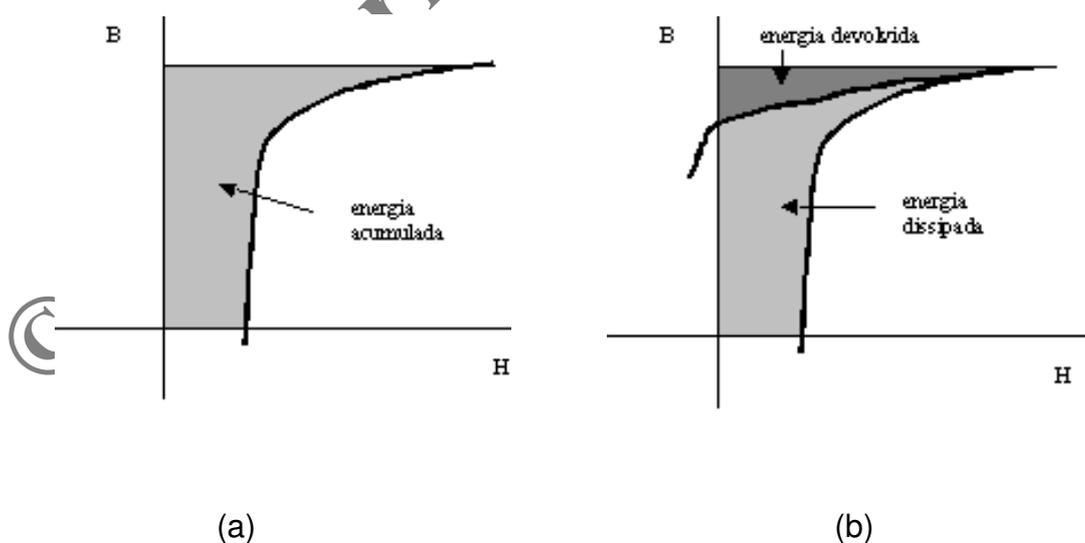
A deformação plástica, que introduz complexas estruturas de discordâncias e tensões residuais a elas associadas, tem grande efeito nas propriedades magnéticas. O comportamento da anisotropia das propriedades magnéticas de materiais deformados, discutido no item 3.4, sugere que mesmo pequenas deformações induzam anisotropia magnetoelástica. Entretanto, as dificuldades de caracterização das tensões residuais em materiais deformados prejudicam o melhor entendimento dessa questão.

A questão da rotação irreversível foi muito pouco discutida nos materiais cúbicos. Chikazumi dá a entender que esse tipo de rotação só ocorre em campos muito altos<sup>2</sup>, acima de 10.000A/m, mas outros autores acreditam que a rotação irreversível seja um mecanismo de dissipação de energia atuante abaixo de 1,5T<sup>20</sup>.

### 2.13. Histerese magnética

O material sempre reage à ação do campo externo exibindo uma polarização magnética  $J$ , mas o valor dessa polarização depende da história prévia, ou seja, o valor da polarização magnética  $J$  será diferente se um determinado campo  $H$  for atingido a partir de campos crescentes ou decrescentes. Ou seja, a variação da magnetização com o campo “vai e volta” por caminhos diferentes, resultando no que chamamos de histerese. A palavra histerese foi cunhada por Ewing para descrever esse fenômeno magnético<sup>21</sup>.

A histerese está associada à uma dissipação de energia. A energia potencial magnética acumulada na magnetização do material até a indução máxima, também chamada de trabalho magnético  $W_m$  é dada pela integral  $W_m = \int HdB$ , conforme mostra a Figura 13a. Após atingir a indução máxima, o ramo descendente devolve parte da energia gasta na magnetização, principalmente pelo retorno da magnetização às direções  $\langle 100 \rangle$ , por rotação reversível, que não é dissipativa. Entretanto, como o ramo descendente da curva não volta exatamente sobre o ramo ascendente, existe uma energia efetivamente dissipada, que é a diferença entre as duas áreas, como mostra a Figura 13b.



**Figura 13** a. Energia acumulada no ramo ascendente da curva de histerese  
b. Energia devolvida e energia dissipada no segmento do ciclo de histerese.

#### 2.14. Perdas de Potência Magnética e dissipação de energia por ciclo

A maioria das aplicações de aços elétricos se dá em máquinas excitadas em corrente alternada, fazendo com que surja um segundo parâmetro de seleção desses aços: as perdas magnéticas. Como a magnetização não é um fenômeno perfeitamente reversível, o processo cíclico de magnetizar e desmagnetizar a cada 1/120 de segundo leva à ocorrência de histerese. Devido à existência da histerese magnética e da circulação de correntes elétricas parasitas induzidas pela variação do fluxo magnético no interior do material, o processo de inversão da magnetização ocorre com dissipação de energia, ou seja, com “perdas magnéticas”, também conhecidas como “perdas no ferro”. Dada a importância do rendimento energético das máquinas, as perdas magnéticas são o principal parâmetro técnico de seleção e controle desses materiais.

A Figura 14 mostra duas curvas de histerese obtidas para um valor de indução máxima de 1,5T: a mais externa foi obtida com corrente alternada em 60Hz. O valor da energia dissipada é calculado pela dimensão da área no interior da curva de histerese. O produto do campo magnético H, cuja unidade é A/m, pela indução magnética B, cuja unidade é tesla (Vs/m<sup>2</sup>), resulta em J/m<sup>3</sup>, ou seja, energia por unidade de volume.

Como a curva é percorrida 60 vezes por segundo, industrialmente se trabalha com a **perda de potência magnética**, em W/m<sup>3</sup> ou, mais comumente, em W/kg de material. Conforme se reduz a frequência, não só a potência dissipada diminui, mas a própria curva se estreita, ou seja, a energia dissipada diminui. A área da histerese, entretanto, não tende a zero. Na mesma figura, a curva de histerese mais estreita foi traçada em 200s, ou seja, numa frequência da ordem de 0,005Hz. Isso mostra que, mesmo em condições quase-estáticas, existe uma histerese e energia é dissipada no processo.

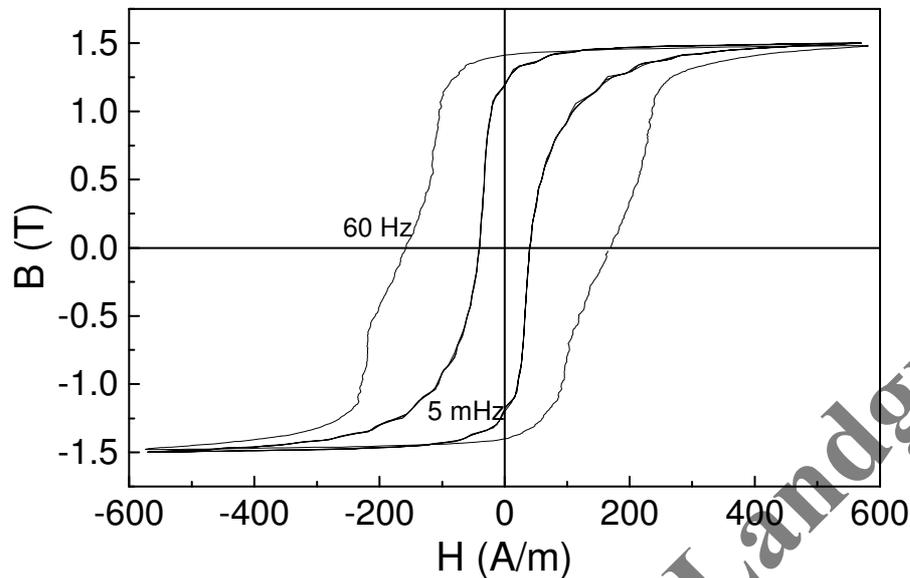
$$P_m = W \cdot f / d = A_h f / d$$

$P_m$  são as perdas magnéticas, em W/kg

$E_m$  é a energia dissipada por ciclo, em J/m<sup>3</sup> =  $A_h$

$A_h$  é a área da histerese, em Vs/m<sup>2</sup> · A/m = J/m<sup>3</sup>.

$f$  é a frequência, de excitação, em Hz  
 $d$  é a densidade do material, em  $\text{kg/m}^3$ .



**Figura 14. Comparação das curvas de histerese determinadas na condição quase estática e a 60 Hz, com indução máxima de 1,5T, para um aço elétrico tipo 1006 descarbonetado.**

As variáveis que afetam as perdas magnéticas, medidas em quadro de Epstein, são muitas. As principais estão apresentadas na Tabela 2.

**Tabela 2. Fatores que influenciam as perdas magnéticas**

1. Indução máxima
2. Forma de onda de excitação
3. Frequência
4. Temperatura
5. Espessura da chapa
6. Composição química do aço
7. Tamanho de grão
8. Volume e distribuição de tamanho das inclusões
9. Grau de encruamento
10. Textura cristalográfica do material

## 11. Tensões mecânicas residuais e aplicadas

### 2.15. A separação das perdas magnéticas em parcelas

A Figura 15, partindo de dados de perda de potência, medidos por meio de wattímetro, mostra que a energia dissipada por ciclo (ou Perdas de potência dividida pela freqüência) decresce linearmente com a freqüência. O comportamento das perdas em função da freqüência pode ser descrito, em primeira aproximação, por uma equação do tipo

$$P_T = C_h \cdot f + C_p \cdot f^2 \quad \text{(Equação 4)}$$

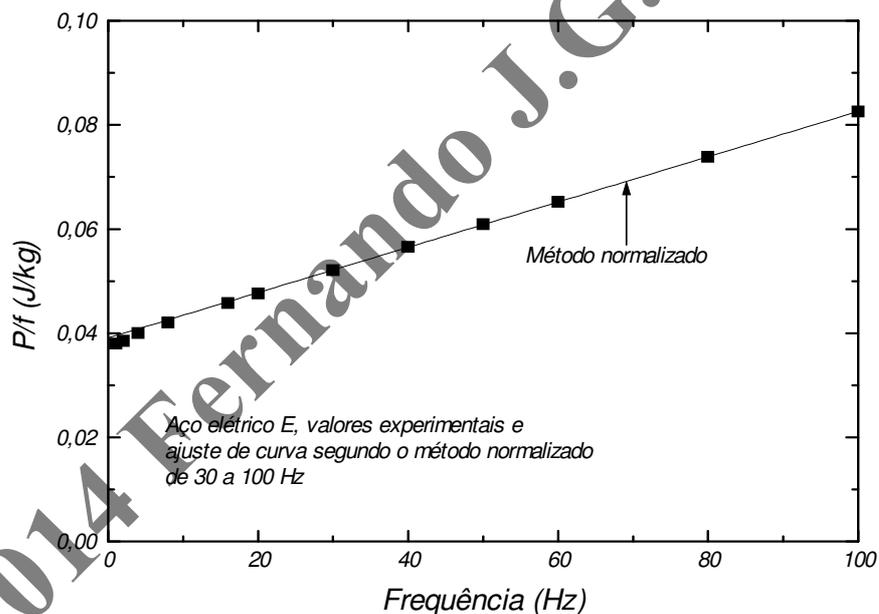


Figura 15. Efeito da freqüência na energia dissipada por ciclo.

As Figuras 12 e 13 foram construídas a partir de dados obtidos em ensaio magnético em quadro de Epstein. Os valores de perdas a 60 Hz, determinados pelo método da área e pelo método do wattímetro dão valores com diferença da ordem de 2%.

Tanto a Figura 15 quanto a Figura 14 mostram o mesmo fenômeno, determinado por técnicas diferentes: as "perdas por ciclo" tendem a um valor finito quando a frequência vai a zero: essa dissipação de energia, que ocorre mesmo com excitação "quase-estática", permite o cálculo da parcela chamada *perda histerética*. Vale a pena notar que as "perdas por ciclo" tem por unidade J/kg, ou seja, é a energia dissipada cada vez que a magnetização percorre um ciclo.

Outro aspecto importante, na Figura 15, é um pequeno desvio da linearidade para medidas feitas em frequências abaixo de 5 Hz. Isso resulta em que o valor da energia dissipada por ciclo, medida em ensaio quase-estático, não seja exatamente igual ao obtido na extrapolação a partir de frequências acima de 10 Hz.

Voltando à equação 4, a parcela linearmente proporcional à frequência é chamada a parcela histerética das perdas, pois assume que a imposição de uma magnetização alternada dissipa a energia da histerese quase-estática a cada ciclo.

Desde o século XIX se reconheceu que a parcela proporcional ao quadrado da frequência deveria estar associada às correntes parasitas que circulam no interior do material submetido à magnetização alternada<sup>22</sup>. A variação do fluxo magnético vai induzir uma diferença de potencial elétrico no material, e a corrente elétrica que circulará dependerá da resistividade elétrica do material. Essas correntes parasitas são também conhecidas como correntes de Foucault (em inglês, "eddy currents").

O comportamento da equação 4, que mostra a existência de duas parcelas aditivas, deu origem à nomenclatura usada até hoje: perdas totais, resultado da soma das perdas histeréticas e das perdas parasitas.

A equação abaixo, desenvolvida teoricamente supondo que a corrente parasita se circunscreva ao interior de cada chapa de um empilhamento de chapas, permite estimar um valor teórico para as perdas parasitas, quando a indução B é senoidal. Essa parcela é citada em muitos artigos como perda parasita clássica, ou perdas clássicas:

$$P_{pc} = \frac{(\pi * B * f * e)^2}{6 * d * \rho} \quad \text{(Equação 5)}$$

onde  $P_{pc}$ , perdas parasitas clássicas, será dada em W/kg quando

$B_{max}$ , indução máxima do ensaio, em T

$e$ , espessura da lâmina, em m

$f$ , frequência de ensaio, em Hz

$\rho$ , resistividade elétrica, em  $\Omega \cdot m$

$d$ , densidade, em  $kg/m^3$

É interessante notar que a intensidade da corrente dependerá da espessura das chapas que compõe o circuito magnético. Quanto mais fina a chapa, menor a corrente elétrica. Essa é uma das principais razões de utilizar-se chapas finas nas máquinas elétricas. A resistividade elétrica também tem grande influência, e é a principal razão do sucesso da adição de silício aos aços para fins eletromagnéticos. A adição de 3%Si aumenta a resistividade de  $10\mu\Omega cm$ , típico do ferro puro, para  $45\mu\Omega cm$ .

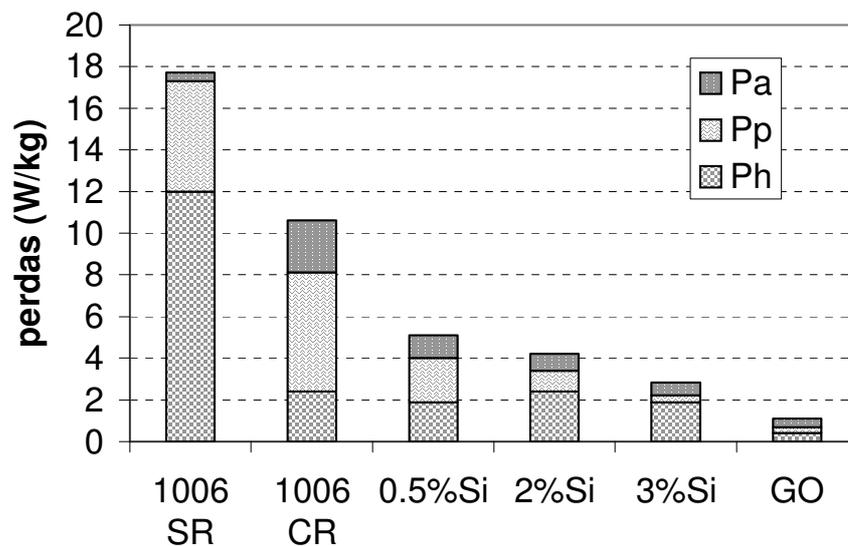
Como a soma da parcela histerética, experimentalmente determinada a partir do valor quase-estático, com a parcela parasita, teoricamente calculada, não atinge o total do valor de perdas determinado experimentalmente, é necessário agregar uma parcela extra, chamada tradicionalmente de Perdas Anômalas. Mais recentemente essa parcela passou a ser chamada de Perdas de Excesso.

Ⓒ componente de perdas de excesso é o que falta para completar o valor experimentalmente medido para as perdas magnéticas. Evidências como as da Figura 15 indicam que a constante  $C_p$  da equação 4 pudesse ser a soma de um parâmetro vindo da equação 5 e outro parâmetro vindo da perda anômala. Portanto, a equação 4 pode ser reescrita:

$$P_T = P_h + P_{pc} + P_{ex} = C_h \cdot f + C_{pc} \cdot f^2 + P_{ex} \quad \text{(Equação 6)}$$

A Figura 16 compara os valores das perdas magnéticas totais de seis diferentes aços, utilizando como indicador de desempenho o valor das perdas magnéticas a 1,5T, 60 Hz. As cinco primeiras amostras têm espessura de 0,5mm, e a amostra de aço de grão orientado tem espessura 0,3mm.

O aço ABNT 1006 sem recozimento (SR) tem perdas de 18 W/kg. Um recozimento especial no mesmo aço (1006 CR) reduz o valor de perdas de 18 para 10 W/kg. A adição de silício e alumínio ao aço aumenta sua resistividade elétrica, o que reduz a intensidade das correntes elétricas parasitas e assim permite reduzir as perdas até 4,2 W/kg. O aço tipo grão-orientado chega a apenas 1 W/kg na direção de laminação, mas tem perdas de 4 W/kg se medido na direção perpendicular à laminação.



**Figura 16. Perdas totais e suas componentes histerética (Ph), parasita (Pp) e anômala (Pa) em seis diferentes aços elétricos utilizados no Brasil.**

Note-se que o valor da parcela histerética do aço 1006CR é semelhante ao valor da mesma parcela na amostra de aço com 2%Si, ainda que as Perdas Totais sejam muito diferentes. Excluído o material sem recozimento (1006SR), a parcela que mais varia entre as diferentes amostras é a parasita. O aumento do teor de silício diminui muito a perda parasita, por efeito do aumento de resistividade, e também reduz a componente anômala.

## 2.16. Mecanismos de dissipação de energia

A princípio, os mecanismos de dissipação de energia na histerese devem estar associados aos mecanismos irreversíveis de magnetização, ou seja, o movimento irreversível das paredes de domínio e a rotação irreversível dos domínios.

O equacionamento teórico da parcela parasita clássica, acima mencionado, pressupõe que seu mecanismo de dissipação seja a perda Joule associada à circulação de correntes elétricas no interior do material, induzidas pela variação global da indução magnética.

Processos de magnetização que sejam reversíveis são não-dissipativos. A movimentação reversível da parede de domínio ocorre quando uma parede está presa a um centro de ancoramento e o acúmulo de energia magnetostática, induzido pelo aumento de  $H$ , é insuficiente para liberá-la do defeito. Essa situação é incomum, mas pode ocorrer quando a excursão de  $H$  é muito pequena. A rotação reversível da direção de magnetização dos domínios também é não dissipativa. Esse mecanismo de magnetização tem participação importante na magnetização dos aços elétricos, acima do joelho da curva.

Haverá dissipação de energia sempre que houver variações irreversíveis, seja da posição da parede de domínio seja da direção de magnetização de uma região do material (a rotação irreversível de domínios). Mesmo que o campo seja variado de forma infinitamente lenta, se um conjunto de paredes de domínio surge repentinamente, ou liberta-se repentinamente de um defeito que os aprisionava, ou um domínio sofre uma variação brusca de direção, energia será dissipada.

Um dos sucessos do modelo de dissipação de energia por movimento de paredes é o modelo desenvolvido em 1958<sup>23</sup>, por Pry e Bean, pesquisadores do centro de pesquisas da General Electric. Supondo que correntes elétricas circundem e atravessem as paredes de domínio em movimento, seu modelo prevê, para o caso dos aços de grão orientado (onde a distância entre as paredes de domínio é da mesma ordem de grandeza que a espessura da chapa), um valor de perdas que corresponde ao dobro do calculado pela equação clássica, valor semelhante ao encontrado experimentalmente para as perdas parasitas (soma das clássicas com

as de excesso, excluindo a componente histerética). As condições de contorno por eles utilizadas não se aplicam ao caso dos aços de grão não-orientado.

A associação das perdas anômalas com a velocidade das paredes de domínio foi um conceito importante no desenvolvimento da técnica de aumento do número de paredes de domínio para reduzir perdas nos aços ultra-orientados<sup>24</sup>. O processo de fabricação dos aços GO ultra-orientados resulta em menor perda histerética, mas a perda anômala aumentou. Como o número de paredes de domínio por grão diminuiu e a velocidade das paredes de domínio aumentou, pois a distância entre elas aumentou, foi necessário introduzir defeitos que diminuíssem a distância entre as paredes, por meio de aplicação de pulsos de laser na superfície da chapa.

Essa variação irreversível e súbita da magnetização deve induzir a circulação de correntes parasitas e, portanto, dissipar energia por efeito Joule. As perdas histeréticas estariam, portanto, ligadas à essas microcorrentes. A variação súbita da magnetização pode ser detectada nos “ruídos magnéticos de Barkhausen”.

### 2.17. Ruídos de Barkhausen

Apesar das curvas de magnetização e histerese parecerem “lisas”, na verdade ocorre uma multiplicidade de pequenos saltos da magnetização conforme  $H$  é variado. Mesmo quando a histerese é percorrida a 0,005Hz, instrumentação adequada constata a existência de pulsos de tensão elétrica de duração que pode variar de ms a ns. A existência de picos de tensão numa bobina sonda é indicativo de variações rápidas do fluxo magnético no interior do material.

A ocorrência desses ruídos tem sido associada à movimentação rápida e irreversível das paredes de domínio. Os ruídos de Barkhausen foram detetados muito antes de se confirmar a existência dos domínios magnéticos, e foram considerados evidência da existência dos domínios. Assume-se então que as paredes de domínios possam prender-se a defeitos do material e ficarem imóveis, apesar do aumento do campo  $H$ , enquanto não for atingido o campo crítico necessário para vencer aquela barreira. Atingido o campo crítico, a parede se move rápida e irreversivelmente.

Vários estudos foram feitos sobre a evolução do espectro de Barkhausen em aços. Sommer e Livi<sup>25</sup> determinaram o espectro de Barkhausen em um aço silício de grão-orientado. A Figura 17 mostra a evolução do número de eventos Barkhausen detetados conforme a indução é variada de  $-H_{\max}$  até  $+H_{\max}$  em 200 segundos. Nota-se que, partindo de  $B_{\max}$  abaixo de  $-1,7T$ , quando a indução passa por  $-1,6T$  ocorre um primeiro surto de eventos, associado à nucleação de novos domínios. O número de eventos diminui, tornando a crescer nas proximidades do campo coercivo (entre  $-0,5$  e  $+0,5T$ ). Depois de cair novamente, surge novo surto de eventos em torno de  $+1,6T$ . Como o número de eventos a  $-1,6T$  é maior que o número a  $+1,6T$  (assim como a tensão gerada nessas regiões, que é proporcional à variação da indução), pode-se supor que a nucleação de domínios dissipa mais energia que a aniquilação.

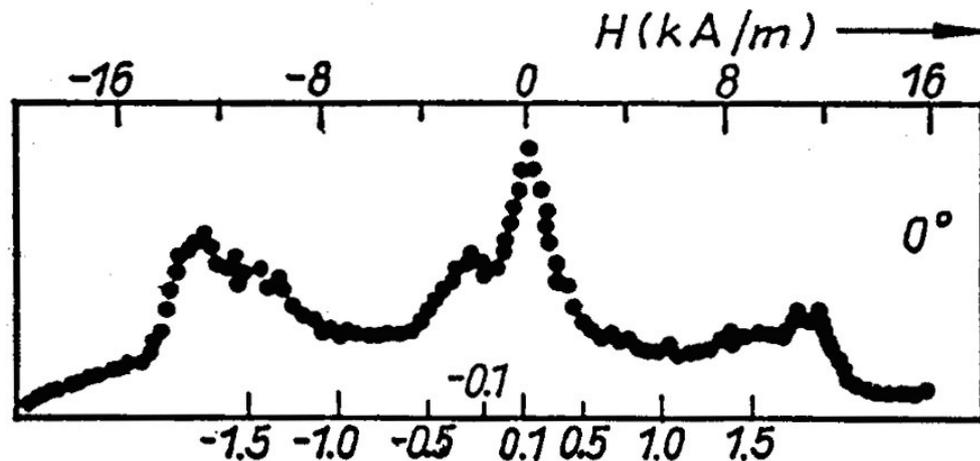


Figura 17. Número relativo de eventos Barkhausen em função da indução, em aço silício GO na direção de laminação<sup>25</sup>.

## 2.18. Emissão magnetoacústica

Guyot considera que, além do movimento irreversível das paredes de domínio, energia é dissipada nos processos de nucleação e de aniquilação de domínios<sup>26</sup>. Segundo ele, durante muitos anos considerou-se que a criação/aniquilação de

domínios fosse um processo reversível, que não contribuiria para a histerese. Somente a partir dos anos 1970 é que passou-se a considerar irreversíveis esses fenômenos<sup>29</sup>. Ele propõe que o mecanismo de dissipação da energia associada à essa criação e aniquilação de paredes de domínio é a emissão acústica a ela associada, ou seja, ondas de tensão mecânica geradas internamente no material durante processos dinâmicos.

Inicialmente considerava-se<sup>27</sup> que a emissão magnetoacústica originava-se na liberação de energia magnetoelástica associada ao movimento abrupto de paredes de não-180°, mas Guyot mostrou que emissão magnetoacústica ocorre mesmo em materiais com magnetostricção praticamente nula. O assunto ainda é controverso.

### 2.19. Polêmicas sobre os mecanismos de dissipação

Cullity propôs, em seu influente livro<sup>10</sup>, que o modelo de separação das perdas nas parcelas histerética e parasita, acima citadas, estaria superado. Segundo ele, uma vez que a alteração da magnetização se dá pelo movimento das paredes, a inversão local da magnetização induz correntes parasitas a circularem em torno da parede em movimento e, portanto a dissipar energia. Toda energia seria dissipada pelas correntes parasitas associadas às mudanças irreversíveis da magnetização, não havendo sentido em considerar a existência das macrocorrentes calculadas pela equação de Thompson. Entretanto, não se pode considerar que a única forma de dissipação de energia seja por efeito Joule. A emissão magnetoacústica, por exemplo, dissipa energia sem que seja em forma de calor.

A maior parte dos autores continua utilizando o modelo de separação de perdas<sup>13,18</sup>. Os dois mecanismos devem ocorrer simultaneamente, as macrocorrentes devidas à variação global da indução e microcorrentes associadas à variação local.

É importante notar, na Figura 16, que o aumento do teor de silício diminuiu muito as perdas parasitas, mas pouco afeta as perdas histeréticas, naqueles casos em torno de 2W/kg. Se a dissipação de energia está associada às microcorrentes parasitas, seria de esperar-se que a quadruplicação da resistividade elétrica, por efeito do silício, reduzisse-as. Discutindo tal assunto com Fausto Fiorillo, pesquisador do Istituto Galileo Ferraris, ele afirma que há um erro no argumento

acima, ao assumir que a distribuição das microcorrentes em torno da parede seria a mesma<sup>28</sup>. Entretanto, as referências bibliográficas por ele sugeridas como suporte ao seu argumento na verdade não o explicam.

Outro fato que não pode ser explicado por esse mecanismo é o que ocorre nos materiais magnéticos cerâmicos como as ferritas de MnZn, que mesmo tendo resistividade elétrica  $10^7$  vezes maior que a dos aços, ainda apresentam dissipação quase estática significativa. Um terceiro mecanismo possível foi proposto por Guyot para explicar as perdas desses materiais cerâmicos, a emissão magnetoacústica<sup>29</sup>. Nesse caso, a energia pode ser dissipada na forma de vibração mecânica, com emissão acústica. Entretanto, essa hipótese é pouco citada fora de seus trabalhos.

O ramo descendente da curva de histerese, entre a indução máxima e a remanência, não volta exatamente sobre o ramo ascendente. Isso significa que ocorre dissipação de energia mesmo na região onde predomina a rotação de domínios. A rotação de domínios que ocorre acima do joelho é predominantemente reversível, e por tanto sem dissipação de energia. A dissipação de energia naquela região pode ser atribuída a uma parcela de rotação irreversível dos domínios, ou à movimentação de paredes de domínio durante a aniquilação de domínios, no ramo ascendente somado à nucleação de novos domínios, no ramo descendente ou, conforme discutido acima, à movimentação das paredes de  $90^\circ$ . Em vários trabalhos de nosso grupo, consideramos pouco provável a ocorrência de outro mecanismo possível, a rotação irreversível dos domínios, na histerese com indução máxima de 1,5T, que é a situação típica das aplicações de aços elétricos.

É interessante observar que o pesquisador que mais se dedicou ao assunto da descrição de histerese magnética nos últimos 20 anos, Giorgio Bertotti, dedica apenas 8 linhas ao assunto, e seu livro *Hysteresis in Magnetism*<sup>18</sup>, publicado em 1998.

Por outro lado, um grande número de autores discutiu mecanismos físicos que controlam o valor do campo coercivo, que é um ponto crítico da curva de histerese, correspondendo grosseiramente à “largura” da curva de histerese. Campo coercivo é o campo necessário para “desmagnetizar” um material que foi anteriormente magnetizado, ou seja, o campo H que leva a indução magnética B a zero, conforme mostra a figura 1.

A hipótese mais simplificada que pode ser construída é a de uma histerese retangular, a situação modelo para um ímã ideal. Um exemplo de ímã ideal é um material de anisotropia magnetocristalina uniaxial, cujo processo de fabricação permitiu obter uma forte textura que alinha as orientações de todas as partículas de forma que todas elas têm a direção de magnetização espontânea do material alinhada numa só direção, e cuja microestrutura tem grãos pequenos de um único tamanho. Nessas condições, depois de magnetizar o material até a saturação  $J_{sat}$ , a redução de  $H$  não altera o valor de  $J$  mesmo além da remanência. Só quando for atingido um valor negativo de  $H$  suficientemente alto, a polarização magnética sofre uma reversão total, passando de  $+J_{sat}$  para  $-J_{sat}$ . Esse é o campo coercivo desse ímã ideal. O modelo físico associado a esse comportamento seria o seguinte: quando se aplica um campo suficientemente alto, exatamente na direção de magnetização espontânea do ímã, ele atinge o valor de polarização de saturação e o material inteiro é um só domínio; ao reduzir o campo magnético até a remanência, não ocorre rotação de domínios, pois a direção do campo externo está alinhada com a direção de magnetização espontânea. O material resiste à aplicação de um campo de sentido contrário sem reduzir o valor de polarização, pois para ocorrer a diminuição de  $J$  é necessária a nucleação de domínios em sentido contrário. Num ímã ideal, a inversão da polarização ocorrerá por rotação homogênea, em todos os grãos ao mesmo tempo, quando o campo  $H$  atingir o valor  $H_{ci} = 2K_1/J_{sat}$ . A partir desse ponto a polarização assume o valor  $-J_{sat}$ .

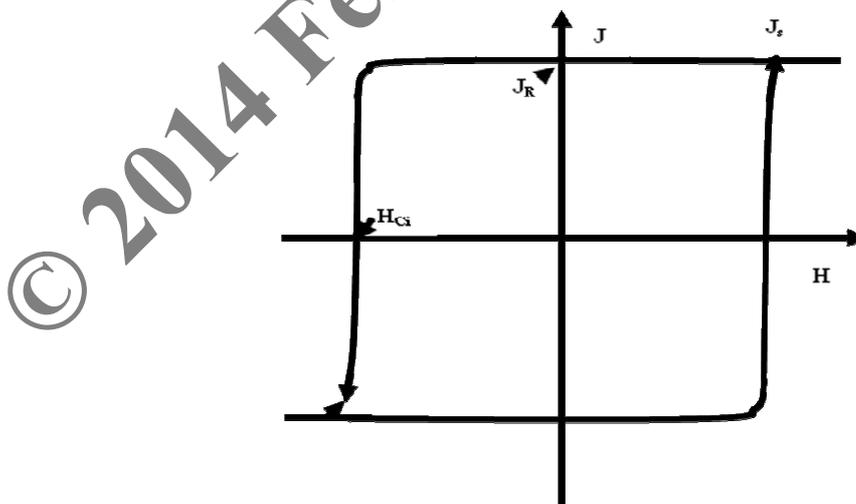
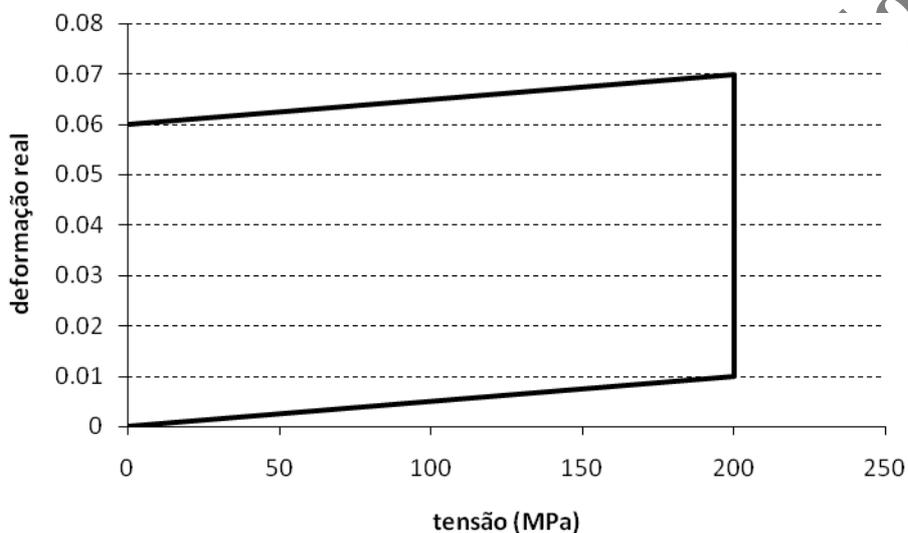


Figura 18. Curva de histerese de um ímã ideal.

Portanto, a energia dissipada nesse tipo de ciclo de histerese depende só do valor do campo coercivo. A área de histerese é diretamente proporcional ao valor do campo coercivo, que depende da microestrutura, sendo que a saturação magnética é constante.

Um análogo mecânico da histerese magnética é a energia dissipada na deformação plástica. Para que o análogo seja mais facilmente compreensível, é necessário inverter os eixos normalmente usados para representar a curva tensão deformação, como se vê na Figura 16.



**Figura 19. Curva tensão – deformação hipotética, mostrando a energia dissipada na deformação plástica.**

Assumindo-se uma condição idealizada de ausência de encruamento na deformação plástica, nota-se que a energia dissipada depende da tensão de escoamento e da deformação plástica realizada com aquela tensão. Portanto, a energia dissipada no movimento das discordâncias, que corresponde a área dentro do polígono, depende da tensão sob a qual elas se movem.

### 3. Efeitos da microestrutura nas propriedades magnéticas

#### 3.1. efeito das inclusões

Inclusões são partículas de segunda fase presentes no material, em geral associadas com a presença de impurezas insolúveis na matriz. No caso dos aços elétricos, apesar dos teores de enxofre, nitrogênio, oxigênio e carbono serem reduzidos em níveis abaixo de 0,002%, ainda assim estão presentes na microestrutura os sulfetos de manganês, óxidos e nitretos de alumínio e carbonetos de ferro. As dimensões dessas inclusões são muito pequenas, sempre menores do que 10 micrometros, a grande maioria delas menor que 1 micrometro. Como é tecnicamente difícil determinar uma distribuição de tamanho estatisticamente confiável, é comum estabelecer a correlação entre as propriedades magnéticas e o teor de impurezas, que determina a fração volumétrica total das inclusões.

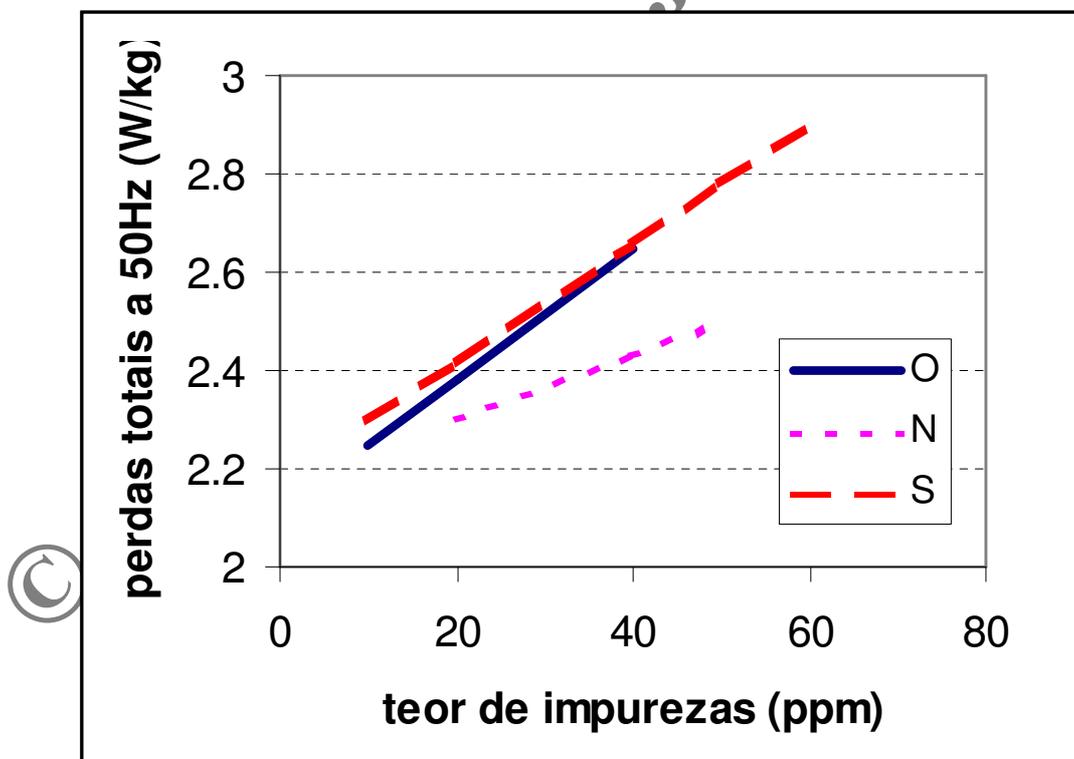


Figura X. Efeito dos teores de enxofre, nitrogênio e oxigênio nas perdas magnéticas a 1,5T, 50Hz de aços com 3%Si (adaptado de 89Bar)

O mecanismo de interação entre as paredes de domínio e as inclusões tem sido bastante discutido na literatura. Um modelo muito simples, proposto por Martin Kersten<sup>30</sup>, mostra o efeito de inclusões de diâmetro bem maior que a espessura da parede de domínio. A Figura 20 mostra uma rede de inclusões de diâmetro  $d$  e uma parede de domínio que intercepta duas delas. A área total da parede de domínio é mínima quando ela intercepta as inclusões em seu diâmetro, e essa será a situação de mínima energia para esse sistema. A aplicação do campo  $H$  na direção indicada na figura irá aumentar a energia magnetostática do domínio da parte de cima. O domínio da parte de baixo tende a crescer, mas a movimentação da parede aumenta a energia total das paredes. Se o campo for reduzido a zero, a parede volta à posição cortando as inclusões no diâmetro. Essa situação retrata a região de permeabilidade inicial. Kersten derivou uma expressão para a permeabilidade inicial e outra para o campo crítico necessário para que a parede abandone as inclusões, que pode ser associado ao campo coercivo.

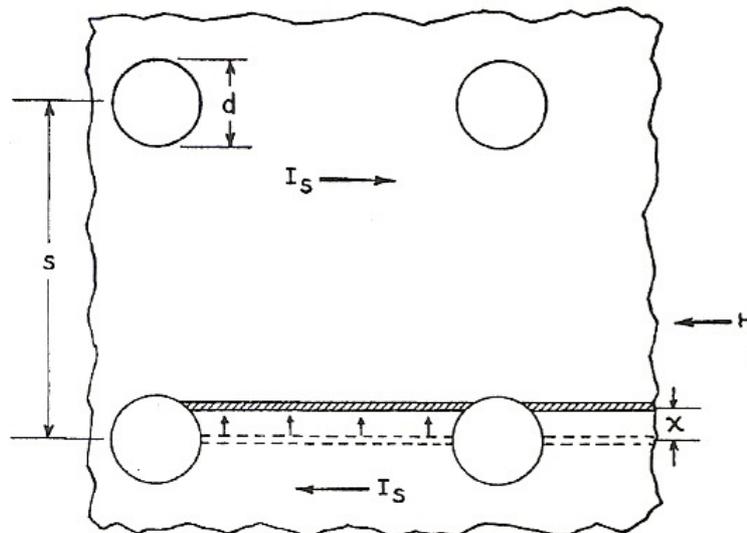


Figura 20. Modelo para o cálculo do campo coercivo na teoria das inclusões de Kersten.<sup>1</sup>

Um determinado campo  $H'$ , para diminuir a energia magnetostática do domínio da parte inferior da figura, causará uma movimentação  $\Delta x$  na parede, de maneira que a energia da parede aumentará  $\Delta\gamma_{\text{parede}}$ . Numa situação de equilíbrio,

$$2H' J_s \cdot A \cdot \Delta x = A \cdot \Delta\gamma$$

onde  $A$  é a área da parede que se moveu e o coeficiente 2 traduz a mudança, no volume  $A \cdot \Delta x$ , da polarização  $-J_s$  para  $+J_s$ .

O campo crítico para a parede livrar-se desse ancoramento deve ser:

$$H_{\text{critico}} = \left( \frac{1}{2J_s} \right) \left( \frac{d\gamma}{dx} \right)_{\text{max}}$$

A energia da parede que intercepta uma rede de inclusões eqüidistantes é

$$\gamma = \gamma_o \frac{s^2 - \pi \left( \frac{d^2}{4} - x^2 \right)}{s^2}$$

Para  $x \leq d/2$ . Segue-se que

$$\left( \frac{d\gamma}{dx} \right) = 2\gamma_o \frac{\pi x}{s^2} \text{ cujo valor máximo ocorre para } x=d/2$$

Com isso, o campo crítico pode ser calculado:

$$H_{\text{crit}} = \left( \frac{1}{2J_s} \right) \left( \frac{\pi\gamma_o d}{s^2} \right)$$

Considerando que a fração volumétrica dessa rede de inclusões é  $\alpha = \frac{\pi d^3}{6s^2}$

resulta em

$$H_{\text{crit}} \approx \left( \frac{\gamma_o}{J_s} \right) \left( \frac{\alpha^{2/3}}{d} \right)$$

### 3.2. efeito do tamanho de grão

Dentre as variáveis que afetam as perdas magnéticas dos aços, o tamanho de grão é das que maior influência tem. É de fácil medição e resulta num único número (ainda é rara a abordagem da distribuição de tamanhos de grão, ou da anisotropia de forma do tamanho de grão). Apesar disso, não há um modelo mecanístico satisfatório para explicar a correlação entre domínios magnéticos, área da histerese e o tamanho de grão. Consideramos importante revisitar o modelo mais citado na literatura, de A. Mager, para discutir os problemas que ele apresenta.

Quase simultaneamente, Dahl, Pawlek e Pfafenberger<sup>31</sup> e T.D. Yensen<sup>32</sup> publicaram artigos sobre o efeito do tamanho de grão em propriedades magnéticas. O trabalho de Dahl e colaboradores do centro de pesquisas da Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft (AEG) de Berlin mostrou que o campo coercivo crescia com a diminuição da área do tamanho de grão médio. O trabalho de T.D. Yensen, pesquisador da Westinghouse<sup>32</sup>, em 1939, ficou conhecido nos meios metalúrgicos através de uma figura que passou a ser usada como uma das figuras iniciais do capítulo sobre materiais magnéticos moles no Metals Handbook das edições de 1961, 1980 e 1990<sup>33</sup>. Aquela figura mostra o efeito do tamanho de grão (apresentado como número de grãos por milímetro quadrado (N)) na área de histerese quase-estática e no campo coercivo de ferro puro, ambos medidos a partir de indução máxima de 1,0 T, explicitando que aquelas propriedades são proporcionais a raiz de N, conforme mostram as equações 7 e 8. Entretanto, essa correlação não foi valorizada nos meios da física do magnetismo fora da Alemanha, como será discutido a seguir.

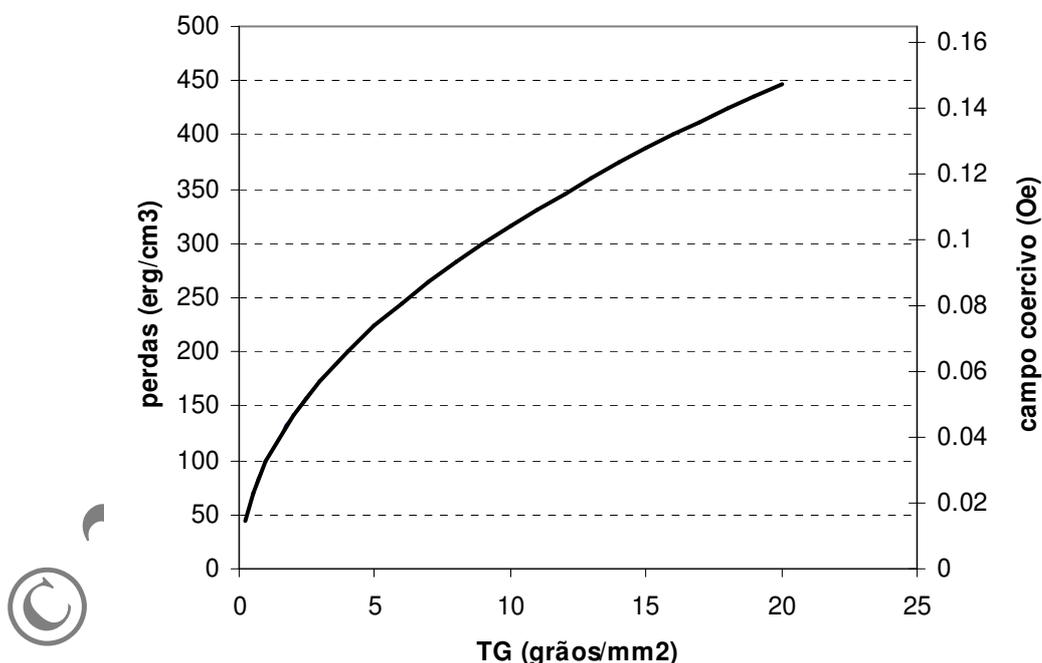


Figura 21.. Efeito do tamanho de grão nas perdas por ciclo (área de histerese) e no campo coercivo, medidos a partir de indução máximo de 1,0T, nas unidades cgs usadas por Yensen<sup>32</sup>.

As equações 7 e 8 em função de N, apresentadas abaixo, são as mesmas de Yensen, apenas corrigidas para unidades MKS. Considerando que o tamanho de

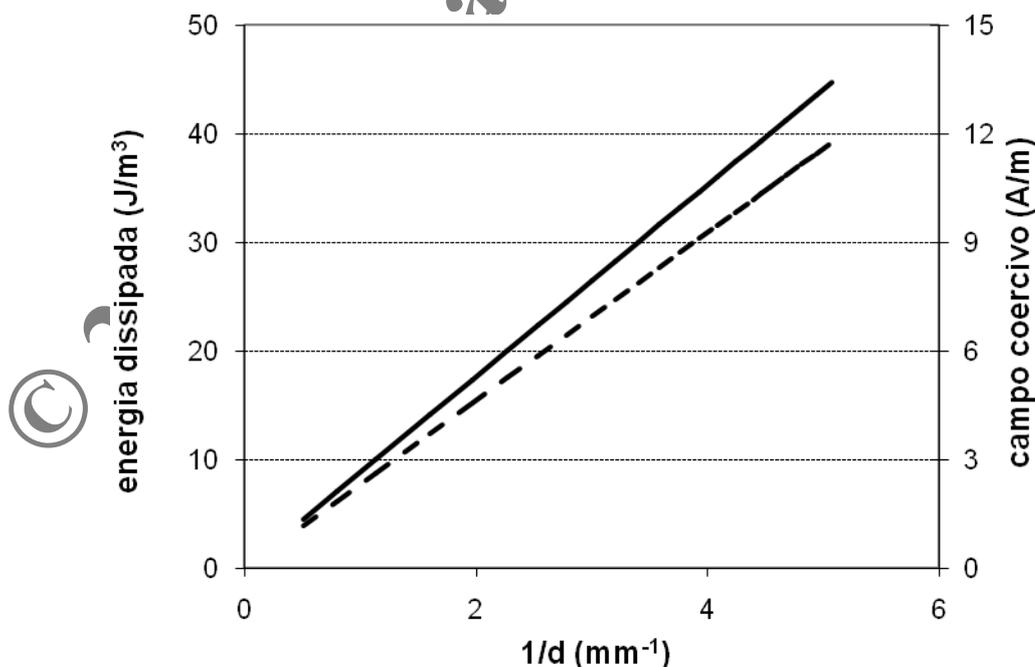
grão médio (livre intercepto médio) é igual a 0,8821 sobre a raiz quadrada do número de grãos/mm<sup>2</sup>, conforme a tabela 4 da norma ASTM 112, chega-se às segundas igualdades ali propostas, com as propriedades magnéticas sendo inversamente proporcionais ao tamanho de grão médio. A Figura 26 apresenta a correlação linear de campo coercivo e de energia dissipada com o inverso do tamanho de grão, que é uma representação mais comum na literatura subsequente.

$$W_h = 10\sqrt{N} = \frac{8,8 \cdot 10^{-3}}{\ell} \quad \text{(Equação 7)}$$

$$H_c = 2,63\sqrt{N} = \frac{2,3 \cdot 10^{-3}}{\ell} \quad \text{(Equação 8)}$$

para  $W_h$  em J/m<sup>3</sup>,  $H_c$  em A/m, e  $\ell$  em m.

Para fins de comparação, medidas recentes feitas no IPT, para indução máxima de 1,0T, em lâminas de aço contendo 3,2%Si, com tamanho de grão de 0,15mm, resultou em energia dissipada na histerese de 70 J/m<sup>3</sup> e campo coercivo de 15A/m, quando as equações prevêem respectivamente 59 J/m<sup>3</sup> e 15,5 A/m.

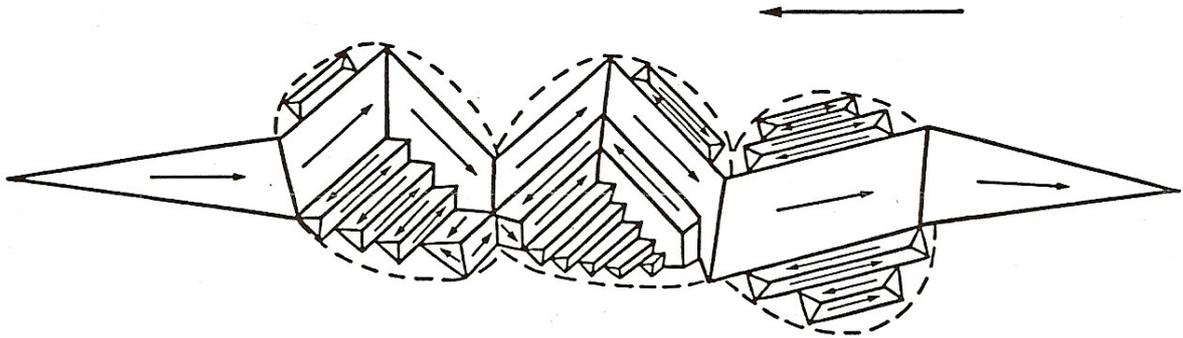


**Figura 22.** Efeito do inverso do tamanho de grão na energia dissipada e no campo coercivo, nas unidades MKS, a partir dos dados de Yensen <sup>32</sup>.

Em 1952, Albrecht Mager publicou um artigo propondo uma explicação para a influência do tamanho de grão sobre o campo coercivo <sup>34</sup>. O grande mérito do trabalho é estabelecer uma ligação entre o coeficiente da equação empírica (equação 8 acima) com a energia da parede de domínios. A estimativa teórica resulta em valor apenas 20% menor que o experimental de Yensen. Muito bem sucedido, portanto. O modelo assume que o campo coercivo é o campo necessário para fazer **crescer** domínios de magnetização reversa que já existiriam na remanência. Goodenough complementou o modelo propondo que esses núcleos seriam formados ainda no primeiro quadrante, conforme o campo é baixado de seu valor máximo até zero, para reduzir a energia magnetostática que surge quando a rotação reversível dos domínios gera campos desmagnetizantes nos contornos de grão, como mostrado na figura 5. Entretanto, o crescimento lateral desses domínios é restrito pois, segundo Mager, *“é muito difícil para um domínio ultrapassar os contornos de grão laterais devido a grande energia magnetostática associada à invasão nas direções de magnetização espontânea dos grãos vizinhos”*. O crescimento no comprimento, por outro lado, ocorre mas é limitado pela relação entre a redução da energia magnetostática, proporcional ao volume do núcleo, e o aumento de energia associado à área total das paredes de domínio entre o núcleo e a matriz. O campo coercivo é, portanto, o campo necessário para vencer essa barreira e **crescer** o domínio reverso. O equacionamento construído por Mager resulta na equação abaixo, em que o campo crítico é inversamente proporcional à largura do domínio reverso, que por sua vez é o diâmetro médio de grão  $l$ .

$$H_s = \frac{9\pi\gamma}{8J_s l}$$

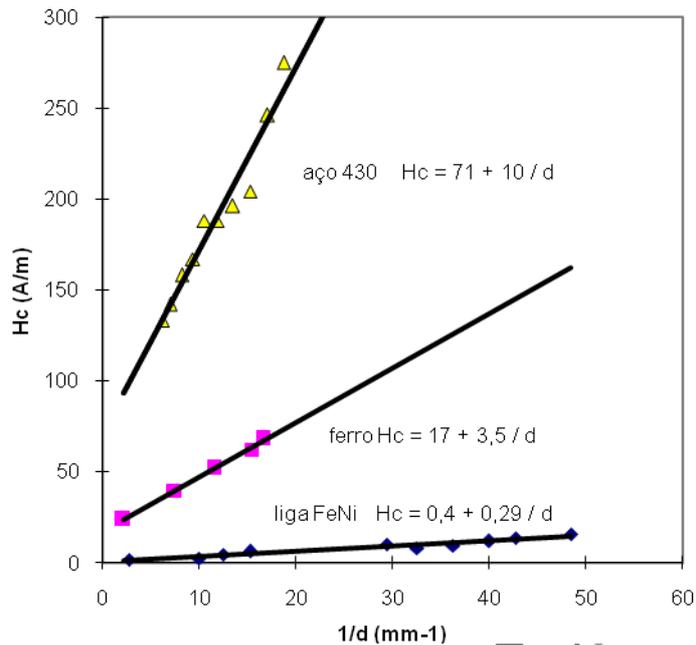
Essa equação resulta num coeficiente angular, segundo Mager, correspondente a 0,0025 A. Esse número é bem semelhante ao valor experimental de Yensen, de  $2,3 \cdot 10^{-3}$  A conforme equação 8 acima.



**Figura 23** Esboço de núcleo de inversão da magnetização atravessando vários grãos<sup>35</sup>

Assim, ao ultrapassar o campo crítico, os núcleos crescem inicialmente no comprimento, subdividem-se no crescimento longitudinal até que, com a ajuda mútua de todos os domínios tubulares formados pelos outros núcleos, praticamente todo o material magnetiza-se na nova direção.

A Figura 30 mostra os dados experimentais de Adler e Pfeiffer<sup>Erro! Indicador não definido.</sup>, de Degauque e outros<sup>Erro! Indicador não definido.</sup> e de Battistini e outros para aço inoxidável<sup>36</sup>, indicando a validade da correlação linear com  $1/\ell$ .



**Figura 24. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de diferentes materiais, para liga Fe-Ni<sup>Erro!</sup>, aço inox 430<sup>36</sup> e ferro<sup>Erro!</sup>**  
 Indicador não definido.

O surgimento dos nanomateriais trouxe a tona um limite para o comportamento descrito por Yelsen, Mager e Degauque: abaixo de aproximadamente 100nm o campo coercivo passa a cair vertiginosamente. Herzer, pesquisador da Vacuumschmelze, num artigo que tem, em julho de 2007, 705 citações<sup>37</sup> cita a equação de Mager como válida quando o tamanho de grão é maior que a espessura da parede de domínio, abaixo do que valeria a equação de Stoner-Wohlfahrt. Quando o tamanho de grão fica abaixo de um valor crítico, menor que 100 nm, a tendência ao paralelismo dos momentos magnéticos é maior que a energia magnetocristalina acumulada pelo fato de que os momentos estão fora das direções espontâneas naqueles nanogrãos. Aquele valor crítico é o chamado comprimento crítico de troca,  $L_{troca}$ .

$$L_{troca} = \sqrt{\frac{A}{K_1}}$$

Onde A é a constante de troca acima citada.

Abaixo dessa dimensão, a anisotropia existente será tanto menor quanto maior o número de grãos contido no volume  $L_{troca}^3$ :

$$\langle K \rangle = \frac{K_1}{\sqrt{N}} \quad \text{onde } N = \left( \frac{L_{troca}}{D} \right)^3$$

Desse modelo resulta a relação em que  $H_c$  cresce com  $D^6$  quando  $D < L_{troca}$ , visto na Figura 33.

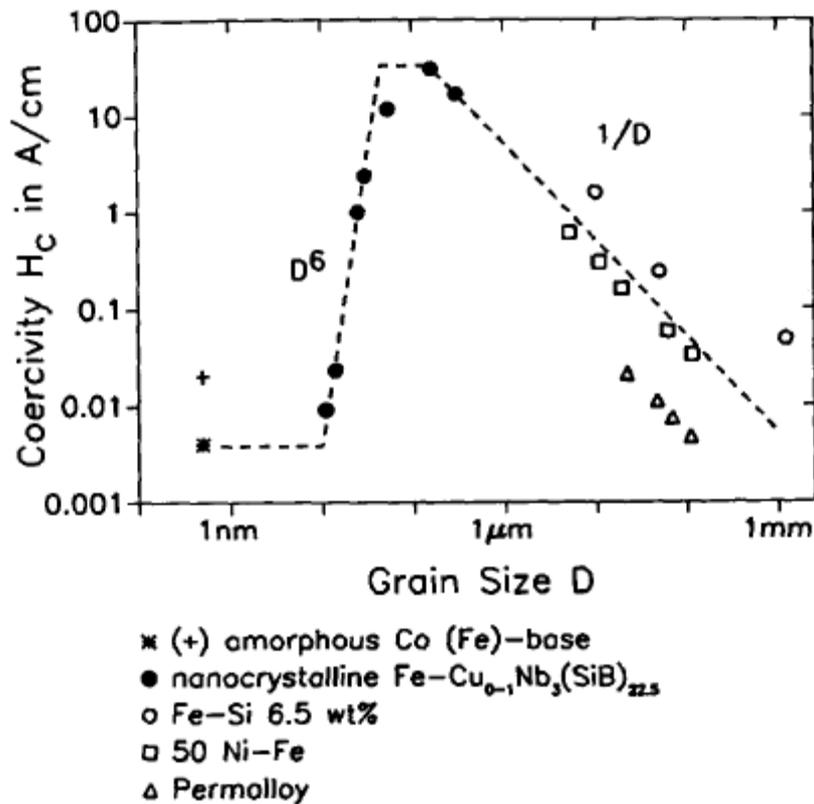


Figura 25. A mudança de comportamento do efeito do tamanho de grão no campo coercivo, abaixo de  $100\text{nm}^{37}$ .

Apesar do problema da correlação tamanho de grão - campo coercivo ter sido bastante discutido na literatura, a questão da relação tamanho de grão - energia dissipada na histerese teve muito menos aprofundamento.

### 3.3. Efeito da textura nas propriedades magnéticas

A forte anisotropia da curva de magnetização nos monocristais (item 2.4) é uma indicação de que a textura cristalográfica deve ter efeito importante nas propriedades magnéticas. Um dos grandes sucessos da siderurgia foi o desenvolvimento dos aços de grão-orientado<sup>38</sup>, com perdas magnéticas muito baixas, mas nesse caso numa única direção da chapa, a direção de laminação,

Nos motores elétricos, obtém-se movimento angular do rotor pela movimentação angular de pólos magnéticos ao redor do diâmetro interno do estator, atraindo o movimento do rotor. Assim, nas aplicações mais comuns, campos magnéticos são aplicados em todas as direções no plano paralelo à superfície da chapa. A distribuição de orientações cristalinhas dos materiais policristalinos tem, portanto, grande influência. Afortunadamente, o processo de fabricação dos aços elétricos por laminação a frio e recozimento permite controlar, ainda com limitações, a textura cristalográfica.

Para esse tipo de aplicação, utilizam-se os "aços elétricos de grão não-orientado". A nomenclatura é errônea, pois na verdade esses aços também apresentam textura. De acordo com a anisotropia de propriedades magnéticas em função das diferentes direções cristalográficas, sabe-se qual seria a textura teórica ideal para este tipo de aplicação. O ideal seria dispor de materiais com textura do tipo  $\{100\}\langle 0vw \rangle$ , ou seja, todos os grãos com planos  $\{100\}$  paralelos à superfície da chapa e direções  $\langle 100 \rangle$  presentes em todas as direções no plano da chapa. Essa orientação também é conhecida como fibra  $\langle 100 \rangle$  paralela à direção normal da chapa. Entretanto, os aços hoje disponíveis não têm essa textura, pois ainda não foi descoberto um processo comercial que produza a textura ideal. Muitas vezes observam-se aços elétricos de grão não-orientado<sup>39</sup> com um componente Goss pronunciado, pois essa orientação tem pelo menos uma direção de fácil magnetização paralela à superfície da lâmina. A consciência mundial da necessidade de conservar a energia torna o tema textura em aços elétricos ainda mais relevante, pois aproximadamente 50% da energia elétrica produzida anualmente é utilizada por motores de tração. Os principais fabricantes de motores elétricos têm pressionado as siderúrgicas para conseguir aços com melhores desempenhos magnéticos e assim aumentar a eficiência dos motores. Os últimos anos do século XX assistiram a importantes avanços no condicionamento da textura dos aços elétricos de grão não-orientado.

A literatura internacional reporta a importante repercussão da textura nas propriedades magnéticas, mais fortemente na curva de magnetização do que na curva de histerese<sup>40,41,42</sup>. A figura 38<sup>43</sup> mostra o comportamento da indução magnética sob campo de 5000 A/m (conhecida como  $B_{50}$ ) quando medida em lâminas Epstein cortadas em diferentes ângulos em relação à direção de laminação.

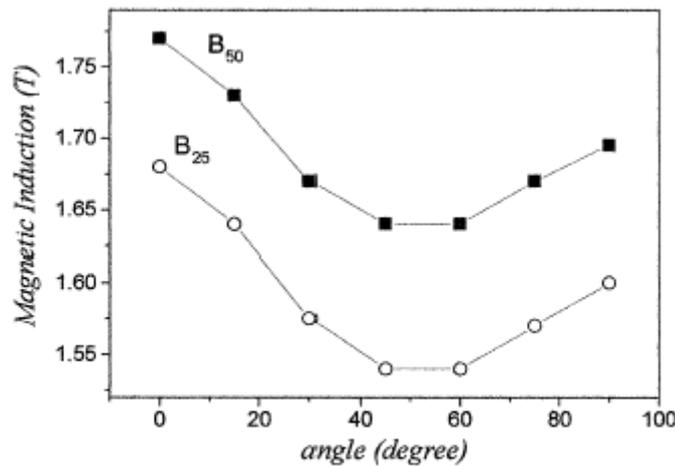
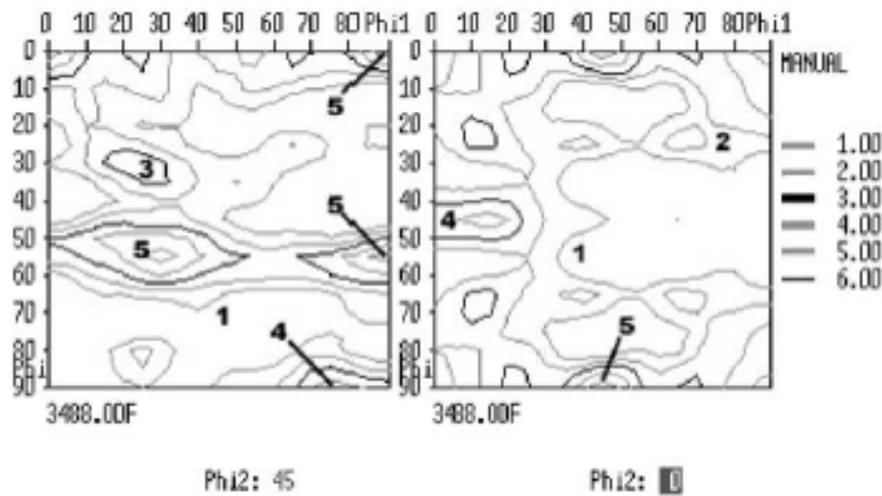


Fig. 1.  $B_{25}$  and  $B_{50}$  as a function of the angle to the rolling direction.

**Figura 26. Variação da indução  $B_{25}$  e  $B_{50}$  em função do ângulo em relação à direção de laminação<sup>43</sup>**

Um campo  $H$  de 5.000A/m leva a magnetização de um aço elétrico a valores bem altos de  $B$ , bem à direita do joelho da curva de magnetização. O valor de  $B$ , nesse campo, está diretamente ligado à textura cristalográfica do material, e praticamente independe de variáveis microestruturais como tamanho de grão e inclusões. A Figura mostra que a indução  $B_{50}$  é mais alta na direção de laminação. Isso é compatível com a textura cristalográfica desse material, que tem importante fração de grãos com orientação  $(110)\langle 001 \rangle$ , ou seja, tem muitos grãos com direções da família  $\langle 100 \rangle$  paralelas à direção de laminação. A textura desse aço está descrita na Figura 27, que mostra que o material tem fibra gama com pico com intensidade 5 vezes a aleatória em  $(111)\langle 112 \rangle$ , e também um pico com intensidade 4 nas proximidades da orientação Goss. A presença relativamente forte da orientação Goss explicaria o mínimo de  $B_{50}$  perto de  $60^\circ$ , que é a posição da direção  $\langle 111 \rangle$  na componente  $(110)\langle 001 \rangle$ , assim como o valor intermediário de  $B_{50}$  na direção transversal à laminação ( $90^\circ$ ).



**Figura 27. Valores na Função de Distribuição de Orientações de Bunge nos cortes do Espaço de Euler para  $\phi_2=45^\circ$  e  $\phi_2=0^\circ$ .**<sup>43</sup>

Em outra série de trabalhos<sup>44,45</sup>, inspirados por artigo de Cunha e Luna<sup>46</sup>, foi demonstrado que é possível construir a curva  $B_{50}$  (ou  $J_{50}$ , que tem valor bastante semelhante a  $B_{50}$ ) versus ângulo de corte, para materiais com diferentes composições químicas, partindo apenas dos dados da descrição da textura e do conhecimento da constante  $K_1$ , a partir da equação

$$J_{50}/J_s = 1.0 - 0.19*\bar{E}_a.$$

Onde  $\bar{E}_a$  é a energia de anisotropia média calculada aplicando a equação de Akulov (item 2.4) para cada uma das orientações presentes, ponderada pela intensidade relativa obtida da FDO. A permeabilidade  $J_{50}$  é uma propriedade que se supõe fortemente ligada à rotação reversível dos domínios magnéticos. O modelo supõe que o valor médio de  $J_{50}$  é resultado, em cada grão, do equilíbrio entre a energia magnetostática do campo H aplicado na direção considerada e a rotação da polarização nesse grão, supondo que nele só exista um domínio, rotacionado a partir da direção  $\langle 100 \rangle$  mais próxima da direção do campo externo. Para cada grão, com sua orientação específica, haverá um determinado equilíbrio e, portanto, uma rotação específica. O valor de  $J_{50}$  daquele grão é a projeção da saturação  $J_s$  na direção do campo externo, que é a direção na qual se faz a medida. O valor de  $J_{50}$  do material será o valor médio dos  $J_{50}$  de todos os grãos investigados. O uso de

resultados do EBSD facilita a obtenção desse valor médio, pois é possível descrever a textura do material por meio de um certo número de pontos de orientação conhecida, por unidade de área.

Quando o comportamento das perdas de potência é examinado experimentalmente, nota-se, como na Figura 28, que o formato da curva de histerese quase estática é bastante afetado pela direção de aplicação do campo. O inserto mostra a evolução de dois pontos específicos da curva de histerese,  $B_r$  e  $H_c$ , por efeito do ângulo de aplicação do campo. Conforme se poderia prever da Figura 26, o campo necessário para atingir  $B=1,5T$  é maior a  $45^\circ$  do que a  $90^\circ$ . Entretanto, o efeito na área de histerese é mais complexo, pois o detalhe da Figura mostra que o campo coercivo cresce continuamente com o ângulo, e a remanência decresce. Ainda assim, as perdas totais passam por um máximo entre  $30$  e  $75^\circ$ , como mostra a Figura 29.

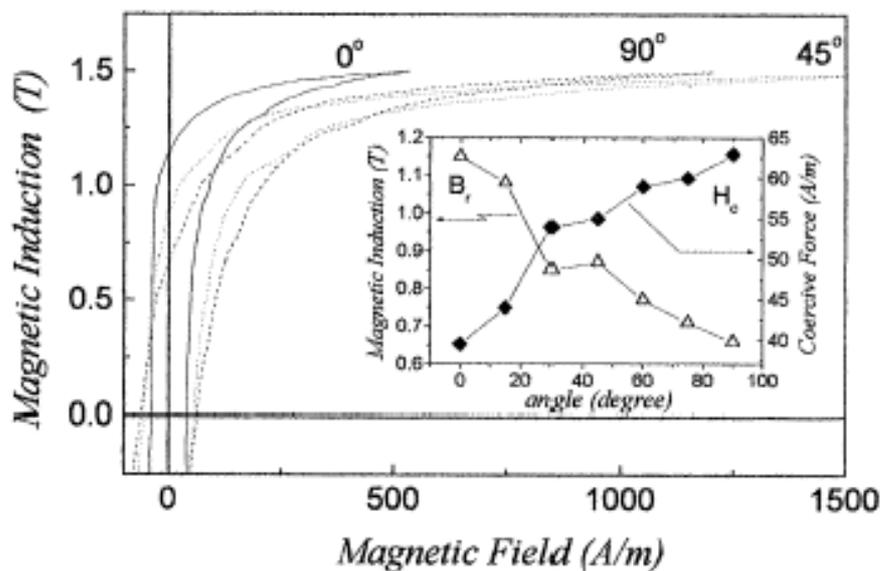


Figura 28. Efeito do ângulo do campo magnético em relação à direção de laminação no comportamento da curva de histerese quase estática. O detalhe mostra o efeito do ângulo na remanência  $B_r$  e no campo coercivo  $H_c$ .<sup>43</sup>

A Figura 29.a mostra também que a componente histerética é a predominante nesse tipo de material, que tem baixas perdas parasitas e de excesso. As perdas parasitas independem da orientação, por princípio, e as de excesso pouco são afetadas pelo

ângulo de magnetização. A Figura 29.b exibe o resultado da subdivisão das perdas histeréticas: as perdas de baixas induções crescem continuamente com o ângulo, enquanto as perdas de altas induções passam por um máximo a 30°. O comportamento das perdas de baixas induções é compatível com a evolução do campo coercivo (comparar inserto da Figura 28, mostrando variação do campo coercivo  $H_c$  com a variação angular da componente de baixas induções da Figura 29.b).

As perdas de altas induções não seguiram de perto o comportamento de  $B_{50}$ , como seria esperado se fossem fortemente dependentes da textura, mas seu comportamento angular é muito diferente do comportamento das perdas de baixas induções. Os fatores que controlam seus comportamentos devem ser diferentes.

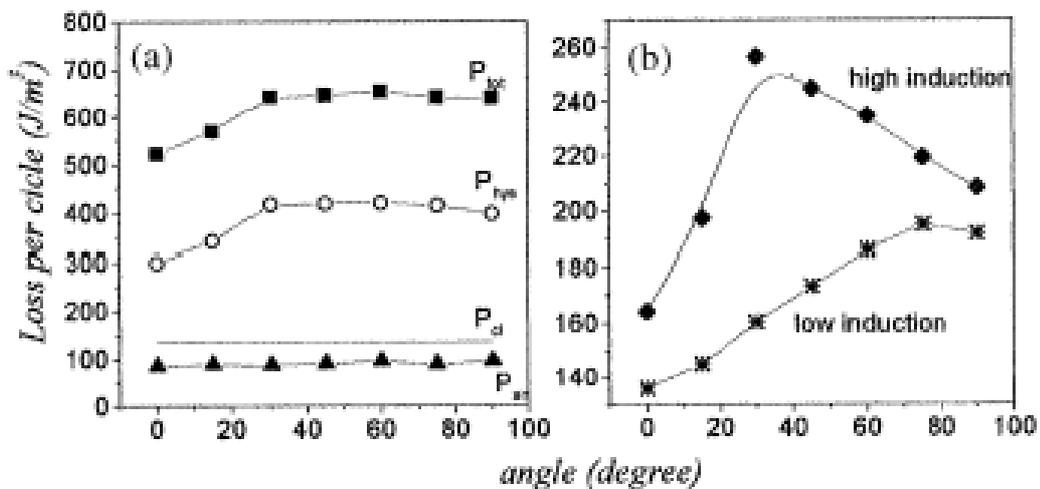


Figura 29. a. Efeito do ângulo de magnetização nas perdas totais e suas parcelas histerética, parasita clássica (cl) e de excesso.



b. Efeito do ângulo de magnetização nas parcelas de histerese de altas e de baixas induções.

Para introduzir uma quantificação do efeito da textura, partindo-se de medidas de textura de 3 amostras com textura muito diferente: um aço produzido pela Acesita (hoje Aperam), um aço produzido pela CSN e um aço experimental produzido pela empresa alemã Ekostahl. Para as três amostras foi calculado o valor da anisotropia magnetocristalina média, para cada direção de aplicação do campo, mostrado na

Figura 30. Os valores de anisotropia do aço Acesita são em geral mais baixos que os do aço CSN, pois sua textura é mais favorável e sua constante  $K_1$  é menor ( $37.600 \text{ J/m}^3$  no aço da Acesita e  $46.900$  no aço CSN). Já o aço da Ekostahl, a  $45^\circ$ , tem energia média semelhante aos melhores valores do aço da Acesita, apesar do alto valor de sua constante  $K_1$  ( $47.500 \text{ J/m}^3$ ), devido a sua forte textura  $(100)\langle 011 \rangle$ .

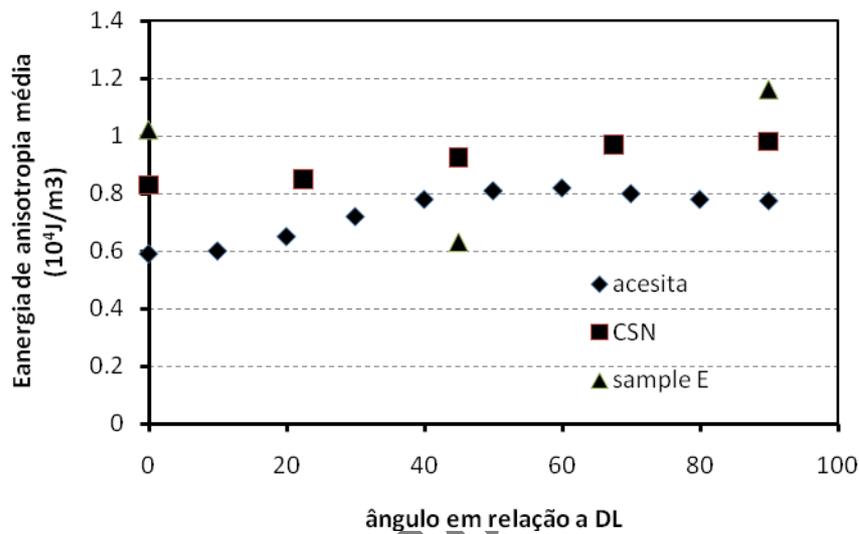


Figura 30. Energia de anisotropia média para cada ângulo de magnetização de 3 amostras de aços.

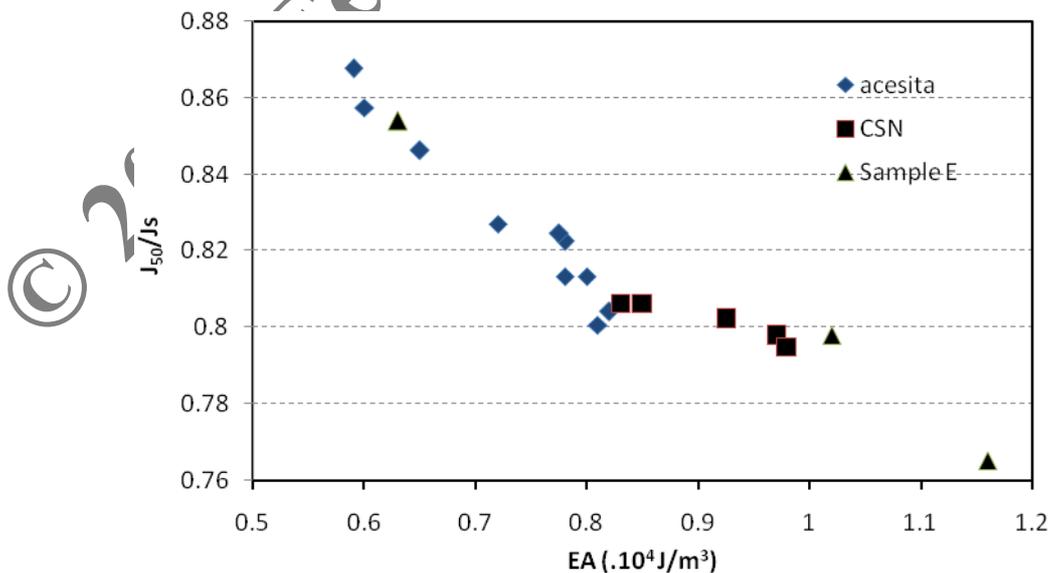


Figura 31. Relação entre a razão  $J_{50}/J_s$  e a energia de anisotropia média.

É importante notar que a relação entre a anisotropia média e a razão  $J_{50}/J_s$ , mostrada na Figura 31, parece melhor comportada que a relação da anisotropia média com a parcela de altas induções, da figura anterior. Essa melhor adesão deve estar associada à suposição de que a permeabilidade  $J_{50}$  é dominada pela rotação reversível.

A área de histerese, ou seja, energia dissipada, será tanto maior quanto mais o material resistir à nucleação dos domínios reversos. No limite, chega-se ao caso do ímã ideal, onde a nucleação dos domínios reversos resiste até o campo coercivo, resultando numa histerese retangular como a da Figura 18.

O efeito da textura na anisotropia da dissipação de energia pode ser qualitativamente entendida supondo-se que quanto "piores orientados" os grãos vizinhos, os domínios reversos serão criados em direções cuja projeção na direção do campo externo é pequena, resultando em menor diminuição da indução  $B$  e, portanto, maior área de histerese.

### 3.4. Efeito da deformação plástica

A deformação plástica provoca um grande aumento da área da histerese e, portanto, das perdas. O primeiro mecanismo de interação microestrutura-campo coercivo a ser investigado, ainda na década de 30, estava relacionado com o efeito da deformação plástica. Kersten postulou a existência de um arranjo periódico de regiões com tensões de tração e compressão e propôs o mecanismo mencionado no item 2.12.

Um aço elétrico com 2% de silício, inicialmente no estado recozido, com tamanho de grão de  $62\mu\text{m}$ , foi submetido a diversos graus de deformação por laminação, entre 0,5 e 8% de alongamento.<sup>47</sup> A Figura 32 mostra que uma deformação muito pequena, de 0,5%, resultou num aumento de 50% nas perdas totais, e isso ocorreu devido exclusivamente ao aumento de 80% nas perdas histeréticas (tomados os valores na direção de laminação). O aumento do grau de deformação continuou aumentando as perdas, mas em intensidade menor.

Fenômeno similar foi visto nos resultados experimentais da literatura<sup>48,49</sup>, sem que isso fosse destacado.

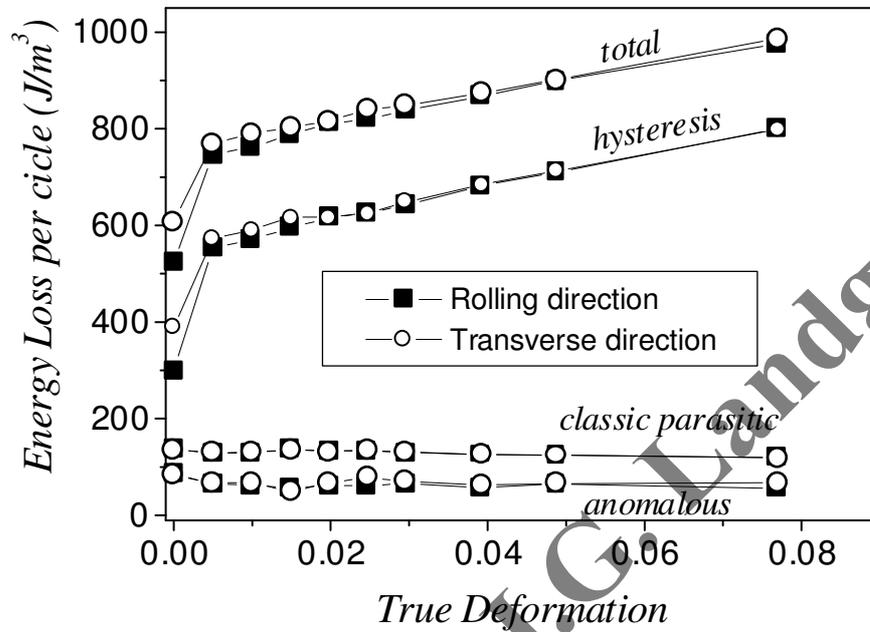


Figura 32. Efeito da deformação na energia dissipada por ciclo relativa às perdas totais e suas parcelas histerética, anômala e parasita clássica.<sup>47</sup>

Nessa região de graus de deformação, até 8% de redução em área, a literatura assume que a densidade de discordâncias cresce linearmente com a deformação plástica.

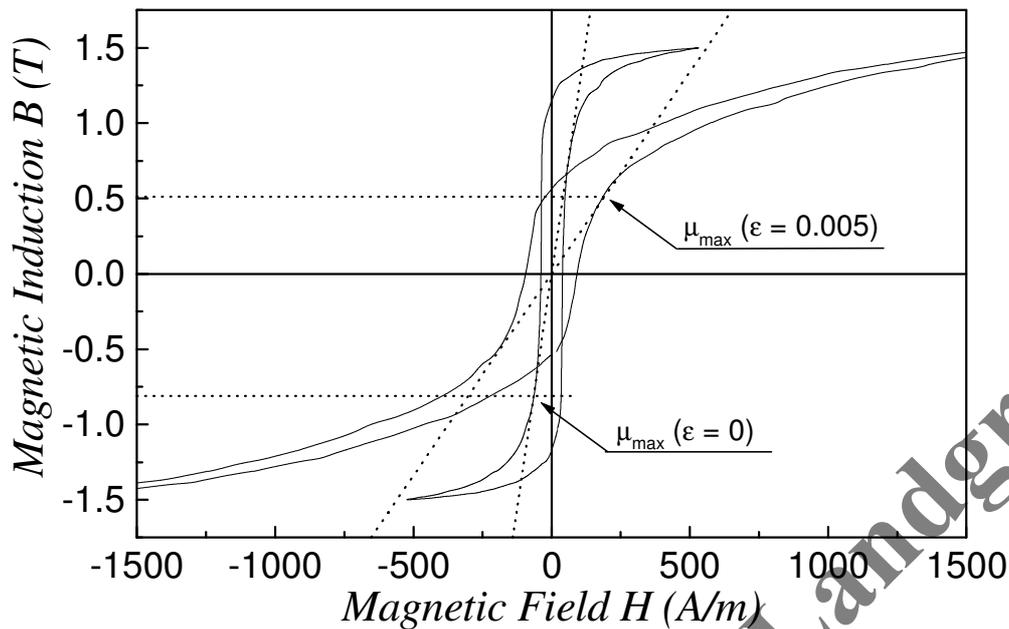


Figura 33. Efeito da deformação na forma da histerese <sup>47</sup>

## Literatura

- 1 KITTEL, C. Physical theory of ferromagnetic domains. **Review of Modern Physics**, v.21, p. 541-583, 1949.
- 2 CHIKAZUMI, S. **Physics Of Magnetism**. J. Wiley, 1964.
- 3 <http://theor.jinr.ru/~kuzemsky/pwbio.html>, conforme disponível em 5/7/2007.
- 4 SIXTUS, K. E TONKS, L. **Phys. Rev.** V.37 p. 930, 1931.
- 5 WILLIAMS, H.J., BOZORTH, R.M. E SHOCKLEY, W. **Phys. Rev.** v.75, p.155, 1949.
- 6 HONDA, K. ; KAYA, S. **Sci. Rep. Tohoku Univ.** 1926 v.15, p. 721, citado em Chikazumi, op.cit.
- 7 WOLF, G. In. **Encyclopaedia Cinematographica**, Gottingen (1971)
- 8 BLOCH, F. **Z. Phys.** 74 (1932) 329, citado em Chikazumi, op.cit.
- 9 LANDAU, L., LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, **Physik. Zeits. Sowietunion** v.8, p.153-169, 1935, citado em Goodenough, ref. **Erro! Indicador não definido..**
- 10 CULLITY, B.D. **Introduction to Magnetic Materials**, Addison Wesley, 1972.
- 11 BOZORTH, R. M. **Ferromagnetism** Van Nostrand, 1951.
- 12 SHILLING, J.W.; HOUZE JR, G.L. Magnetic Properties And Domain Structure In Grain-Oriented 3%Si-Fe. **IEEE Transactions On Magnetics** V.10 (2) P. 195-222
- 13 JILES, D. **Introduction To Magnetism And Magnetic Materials**. Chapman&Hall, 1991.

- 14 PODURETS, KM E SHILSTEIN, SS Measurement Of The Domain Wall Thickness In Silicon Iron Using The Adiabatic Spin-Flip Effect On Neutron Refraction. **Physica B** 297 , P. 263-367, 2001.
- 15 WESTER, WL Magnetostriction in iron crystals **Proc Royal Soc. A** v.109 pp.570-584 (1925) apud B.D. Cullity, B.D. "Introduction to Magnetic Materials", Addison-Wesley (1972) p.256.
- 16 MAKAR, JM, e TANNER, BK. The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel – Part I: Hysteresis loops and magnetostriction **Journal of Magnetism and Magnetic Materials** v. 184, pp. 193-208, 1998.
- 17 LITTMAN, M.F. Iron And Silicon-Iron Alloys **IEEE Trans Mag** V.7, P.48-60, 1971
- 18 BERTOTTI, G. **Hysteresis in Magnetism**, Academic Press, 1998.
- 19 NÉEL, L. **J. Phys. Radium** v.5, p.241 , 1944. Apud Chikazumi, op.cit.
- 20 JILES, D. Comunicação pessoal, 2005.
- 21 EWING, J.A. . Magnetic Induction in Iron and Other Metals, **The Electrician**, Londres (1892), apud Chikazumi, op.cit.
- 22 THOMSON, J.J. On the heat produced by eddy currents in an iron plate exposed to an alternating magnetic field . **The Electrician** v.8 p. 599-600, 1892.
- 23 PRY, R.H. e BEAN, C.P. Calculation of the energy loss in magnetic sheet using a domain model. **Journal of Applied Physics**, v. 29, 532-533 (1958).
- 24 NOZAWA, T; MIZOGAMI, M.; MOGI, H.; MATSUO, Y. Domain structures and magnetic properties of advanced grain-oriented silicon steel. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials** 133 (1994) 115-122.
- 25 SOMMER, RL e LIVI FP. "Barkhausen Noise Measurements in Small (110) [001] Silicon-Iron Samples" **Phys. Stat. Sol.(A)** v. 120 p. 609-615, 1990.
- 26 GUYOT, M. E CAGAN, V. The magnetoacoustic emission. **J. Appl. Phys.** v. 73, p.5348-5353 (1993).
- 27 LORD, A.E., USATSCHEW, B., ROBINSON, M. **Lett. Appl. Eng. Sci.** V.2 p.1 (1974).
- 28 FIORILLO, F. Comunicação pessoal, 2004.
- 29 GUYOT, M. E GLOBUS, A. **Phys. Sta. Sol. V. B59**, p. 447 (1973).
- 30 KERSTEN, M. **Probleme der technischen Magnetisierungskurve**. Springer Verlag, 1938. Apud KITTEL, op.cit.
- 31 DAHL, O., PAWLEK, F. E PFAFFENBERGER, J. Die magnetischen eigenschaften elektrolytisch erzeugter Eisenbleche. **Archiv Fur Eisenhüttenwesen**, v. 9, p.103-112, 1935.
- 32 YENSEN, T. D. Magnetically Soft Materials **Transactions ASM**, P. 797-820 1939.
- 33 ASM Metals Handbook, 6<sup>a</sup>, 7<sup>a</sup>, e 8<sup>a</sup> edições, volume sobre Special Applications.
- 34 MAGER, A . About The Influence Of Grain Size On The Coercivity. **Ann. Phys.** Leipzig, P. 11-15 1952.
- 35 MAGER, A. comunicação pessoal. **Carta**. Anexo III deste trabalho.
- 36 BATTISTINI, L.; BENASCIUTTI, R.; TASSI, A. Effects Of Heat Treatment On Crystallographic And Magnetic Properties Of Magnetic Steels. **Journal Of Magnetism And Magnetic Materials**, V. 133, P. 603-606 1994.
- 37 HERZER, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets. **IEEE Trans MAG** 26, p.1397-1400 (1990).
- 38 GOSS, N. Patente Americana , "Electrical sheet and method for its manufacture and test" **U.S. Patent** 1.965.559 (1934).

- 
- 39 CAMPOS, M.F. ; FALLEIROS, I. G. S. ; LANDGRAF, F. J. G. ; FRONZAGLIA, G. C. ; KAHN, H. . Evolução da textura durante o processamento de aços elétricos 0,5%Si e 1,25%Si. In: Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Material, 2002, S. Paulo . **Anais do Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Material**. S.P. : ABM, 2002. p. 956-965.
- 40 SHIOZAKI, M. KUROSAKI, Y. **Texture Microstruct.** 11 (1989) 159.
- 41 G. BERTOTTI, G. BAN, G. ABBRUZZESE, **J. Appl. Phys.** 73 (1993) 6612.
- 42 A. HONDA, I. OHYAMA, Y. MINE, **J. Mater. Eng.** 12 (1990) 41.
- 43 EMURA, M. ; CAMPOS, M.F. ; LANDGRAF, F. J. G. ; TEIXEIRA, J. C. . Angular Dependence of Magnetic Properties of 2% Silicon electrical Steel. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Holanda, v. 226, p. 1524-1526, 2001.
- 44 YONAMINE, Taeko, CAMPOS, Marcos Flávio de, CASTRO, Nicolau Apoena, LANDGRAF, F. J. G. Modelling magnetic polarization J50 by different methods. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**. , v.304, p.e589 - e592, 2006.
- 45 YONAMINE, T. ; LANDGRAF, F. J. G. . Correlation between magnetic properties and crystallographic texture of silicon steel. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Holanda, v. 272-27, p. e565-e566, 2004.
- 46 CUNHA, MA, LUNA, PC. **Acta Microsc.** 8 (Suppl.A) (1999) 289.
- 47 LANDGRAF, F. J. G. ; EMURA, M. ; ITO, K. ; CARVALHO, P. S. . Effect of plastic deformation on the magnetic properties of non-oriented electrical steels. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Holanda, v. 215, p. 94-96, 2000.
- 48 HOU, C.K. **IEEE Trans Magnetics** 30 (1994) 212.
- 49 HUBERT, A., HIRSINGER, L. e HUG, E. **J. Mag. Mag. Matter** v.196-197 p.322. 1999.