

FERNANDO JOSÉ GOMES LANDGRAF

**MICROESTRUTURA E HISTERESE MAGNÉTICA
NOS AÇOS PARA FINS ELETROMAGNÉTICOS**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de Livre Docente.

Defendida em 28/11/07.

CONSULTA
FT-2490

OK

São Paulo

2007

FERNANDO JOSÉ GOMES LANDGRAF

**MICROESTRUTURA E HISTERESE MAGNÉTICA
NOS AÇOS PARA FINS ELETROMAGNÉTICOS**

12 1 de novembro de 2007

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de Livre Docente.

Área de Concentração: Materiais Metálicos

Landgraf, F. J.G.

Microestrutura e histerese magnética em aços para fins eletromagnéticos. São Paulo, 2007. 117 p.

Tese (Livre Docência) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais.

1. Propriedades magnéticas. 2. Histerese 3. Aços para fins eletromagnéticos. 4. Aços elétricos

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Fls. 173

Rub. VFM



REITORIA

Proc. USP nº 2005.1.3224.3.8

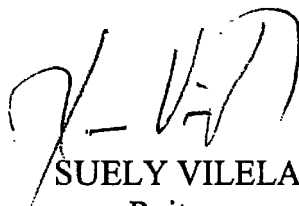
Portaria nº 267

170/vfm

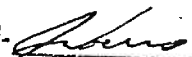
A REITORA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, usando de suas atribuições legais, **E X P E D E** a presente Portaria para declarar que tendo FERNANDO JOSE GOMES LANDGRAF, Professor Doutor, ref. MS-3, do QDUSP-PG, em Regime de Dedicção Integral à Docência e à Pesquisa, lotado na Escola Politécnica (Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais), obtido o título de Livre-Docente, conforme elementos constantes do Processo USP nº 2005.1.3224.3.8, fica, a contar de 24/01/2008, designado para exercer a função de Professor Associado, ref. MS-5, do mesmo Quadro, Parte, Regime e Lotação, nos termos do artigo 84 do Estatuto da Universidade de São Paulo.

Reitoria da Universidade de São Paulo,.

07 FEV 2008


SUELY VILELA
Reitora

Prof. Dr. HANS VIERTLER
Decano do Conselho Universitário
Art. 40 do Estatuto da USP

PUBLICADO NO D. O.
EM 12 FEV 2008
SVPUBL-01-

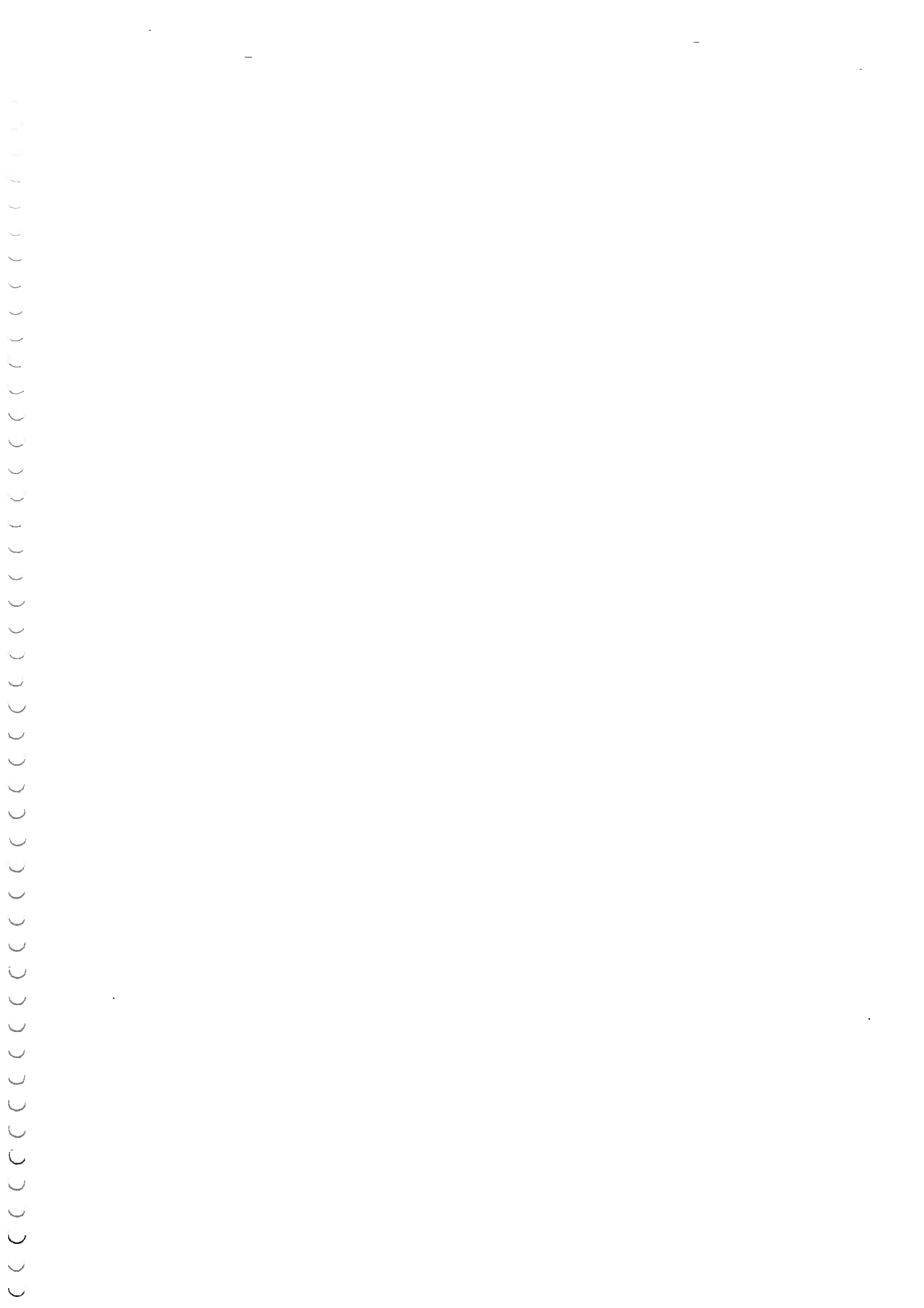
- THOMPSON, J. L.; THIMONS, E. D.; TIMKO, R.J. Evaluation of moderately high-pressure water-jet assist applied to single drag bit tools. Pittsburgh, U.S. Department of the Interior, Bureau of Mines, 1989. / U.S. Bureau of Mines. Report of Investigations, 9239).
- VIBRATION can be controlled. Rock products. V. 94, n. 6, p. 73-5, Jun. 1991.
- ZEEB, D. W. The use of slow motion video to analyze surface blasts. The Journal of Explosives Engineering. V. 11, n. 3, p. 7-14. Sep/Oct. 1993.
- WARD, C.C. An introduction to vibration measurements. Mining technology. V. 73, n. 849, p. 266-9, Oct. 1991.
- WESTMAN W. E. Ecology, impact assessment and environmental planning. New York, John Wiley, 1985. (Environmental Science and Technology Series).

RESUMO

LANDGRAF, F.J.G. **Microestrutura e histerese magnética em aços para fins eletromagnéticos.** 2007. 117 p. Tese (Livre Docência) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007.

O trabalho discute os resultados obtidos da aplicação da técnica de subdivisão das perdas histeréticas quanto ao efeito do tamanho de grão, textura e deformação lástica de aços para fins eletromagnéticos. Constatou-se que o tamanho de grão afeta a energia dissipada em baixas induções seguindo a mesma lei que o campo coercivo, ou seja, o valor cresce com o inverso do tamanho de grão. A energia dissipada em altas induções não segue esse tipo de comportamento. O efeito da textura na anisotropia das propriedades magnéticas pode ser descrito utilizando-se o conceito de energia de anisotropia média, calculada utilizando os dados da função de distribuição de orientações, da direção do campo aplicado e do valor da constante de anisotropia, que depende da composição do material. A energia dissipada em altas induções varia monotonicamente com esse parâmetro, enquanto que a energia dissipada em baixas induções não é sensível à ele. Ocorre anisotropia na energia dissipada em baixas induções, mas com seu comportamento não está ligado à textura. A deformação plástica tem grande efeito na energia dissipada na histerese, concentrado na parcela dissipada em altos campos. O trabalho explicita o mecanismo proposto por A. Mager para o efeito do tamanho de grão no campo coercivo e propõe que ele seja dominante na dissipação de energia em baixas induções. O trabalho propõe um mecanismo para a dissipação de energia em altas induções, associado à nucleação de domínios reversos induzida pelo campo desmagnetizante nos contornos de grão.

Palavras-Chave: 1. Propriedades magnéticas. 2. Histerese 3. Aços para fins eletromagnéticos. 4. Aços elétricos



Sumário

1. Introdução.....	5
2. Um resumo sobre os fundamentos do comportamento magnético.....	6
2.1. A magnetização M e os momentos magnéticos atômicos.....	6
2.2. Materiais ferromagnéticos, saturação magnética e “energia de troca”...8	8
2.3. Domínios magnéticos.....	10
2.4. Energia magnetocristalina.....	10
2.5. Pólos magnéticos e campo desmagnetizante.....	12
2.6. Observação de domínios por efeito Kerr.....	15
2.7. A parede entre domínios.....	17
2.8. Magnetostricção e a energia magnetoelástica.....	20
2.9. Composição química e propriedades intrínsecas.....	23
2.10. A estrutura de domínios e a minimização da energia.....	24
2.11. Mecanismos de magnetização.....	25
2.12. Mecanismos de interação entre domínios e parâmetros microestruturais.....	27
2.12.1. Movimento da parede de domínios.....	27
2.12.2. Rotação de domínios.....	31
2.13. Histerese magnética.....	33
2.14. Perdas de Potência Magnética e dissipação de energia por ciclo.....	34
2.15. A separação das perdas magnéticas em parcelas.....	36
2.16. Mecanismos de dissipação de energia.....	40
2.17. Ruídos de Barkhausen.....	41
2.18. Emissão magnetoacústica.....	42
2.19. Polêmicas sobre os mecanismos de dissipação.....	43
3. A separação da perda histerética nas componentes de baixa e alta indução.....	47
3.1. Construção da proposição.....	47
3.2. Efeito da indução máxima nos aços elétricos.....	52
3.3. O caso da liga ferro-6,5%silício.....	59
3.4. Efeito da indução máxima em ferritas de manganês zinco.....	61
3.5. Efeito do tamanho de grão.....	64
3.5.1. O trabalho clássico de Yensen.....	64
3.5.2. Relações entre campo coercivo e perdas histeréticas.....	66
3.5.3. A difícil inserção do efeito do tamanho de grão na literatura do magnetismo.....	68
3.5.4. Precedentes do trabalho de A. Mager.....	70
3.5.5. O trabalho de Mager.....	71
3.5.6. Comentários ao trabalho de Mager.....	74
3.5.7. Outras interpretações do efeito do tamanho de grão.....	76
3.5.8. O efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ligas ferro- 47,5% níquel.....	80
3.5.9. O efeito do tamanho de grão nas parcelas de baixa e alta indução 81	81
3.6. Efeito da textura nas parcelas de baixa e alta indução.....	85
3.7. Efeito da deformação plástica.....	103
3.8. Comentários finais sobre a energia dissipada na histerese.....	108
4. Conclusões.....	111

Índice de Figuras

Figura 1. Curvas de magnetização de ferro, cobalto e níquel, mostrando os valores das polarizações de saturação (adaptado de Chikazumi).	9
Figura 2: Curvas de magnetização de ferro em função da direção cristalina.	11
Figura 3. Campo desmagnetizante H_d no interior de material magnetizado.	14
Figura 4. A necessidade de reduzir a energia magnetostática leva à uma espontânea subdivisão do material em vários domínios.	14
Figura 5. Campo desmagnetizante em um contorno de grão. ⁵⁶	15
Figura 6. A rotação do plano de polarização da luz ao interagir com o campo magnético do material permite a observação dos domínios.	16
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 ¹¹).	17
Figura 8. a. Uma parede de 180° entre os domínios 1 e 2.	18
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.	21
Figura 10. Efeito de tensões elásticas na curva de magnetização ¹⁴	22
Figura 11. Efeito do teor de silício nas propriedades magnéticas intrínsecas	23
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. ¹⁴	29
Figura 13. Modelo para o cálculo do campo coercivo na teoria das inclusões de Kersten. ⁵	30
Figura 14 a. Energia acumulada no ramo ascendente da curva de histerese.	33
Figura 15. Comparação das curvas de histerese determinadas na condição quase estática e a 60Hz, com indução máxima de 1,5T, para um aço elétrico tipo 1006 descarbonetado.	35
Figura 16. Efeito da frequência na energia dissipada por ciclo.	36
Figura 17. Perdas totais e suas componentes histerética (Ph), parasita (Pp) e anômala (Pa) em seis diferentes aços elétricos utilizados no Brasil.	39
Figura 18 . Número relativo de eventos Barkhausen em função da indução, em aço silício GO na direção de laminação ³¹	42
Figura 19. Curva de histerese de um ímã ideal.	45
Figura 20. Curva tensão – deformação hipotética, mostrando a energia dissipada na deformação plástica.	46
Figura 21 . Curvas de magnetização e histerese, mostrando regiões de movimento irreversível de paredes e regiões de rotação de domínios.	49
Figura 22 a) curvas de magnetização e de histerese experimentalmente btidas;	50
Figura 23. Separação da energia dissipada na histerese nas componentes: alta indução (acima de $B(\mu_{m\acute{a}x})$) e baixa indução abaixo de $B(\mu_{m\acute{a}x})$	51
Figura 24. Superposição de duas curva de histerese magnética quase-estática, para indução máxima de 1,0T e 1,5T (aço , amostra 1606L) ⁴²	52
Figura 25. Efeito da indução máxima na energia dissipada por ciclo, em aço silício. (adaptada da ref.)	53

Figura 26. Efeito da indução máxima na dissipação de energia, mostrando que a lei de Steinmetz vale até aproximadamente 1,2T, no caso dos aços ⁴⁵	54
Figura 27. Efeito da indução máxima nas parcelas de Energia dissipada em Altas e Baixas Induções ⁴⁵	55
Figura 28. Efeito da indução máxima no valor do campo coercivo de aço 3%Si, para três ângulos de aplicação de campo magnético em relação à direção de laminação. ⁴⁵	56
Figura 29. Efeito da indução máxima no valor da indução de permeabilidade máxima de aço 3%Si, para três ângulos de aplicação de campo magnético em relação à direção de laminação. ⁴⁵	57
Figura 30. Efeito da indução máxima nas parcelas de altas e baixas induções de aços contendo 3 e 6,5%Si. ⁴⁷	60
Figura 31. Efeito da indução máxima na energia dissipada por ciclo de ferrita de manganês zinco. ⁴⁹	62
Figura 32. Efeito da indução máxima no campo coercivo de ferrita de manganês zinco. ⁴⁹	62
Figura 33. Efeito da indução máxima nas parcelas de altas e baixas induções da área da histerese em ferritas de MnZn. ⁴⁹	63
Figura 34.. 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 ⁵²	65
Figura 35. Efeito do inverso do tamanho de grão na energia dissipada e no campo coercivo, nas unidades MKS, a partir dos dados de Yensen ⁵²	66
Figura 36. Variação da razão $W_h/(B_{max} * H_c)$ em função de B_{max} para um aço com 3%Si ensaiado em 3 ângulos diferentes em relação à direção de laminação.	67
Figura 37 Esboço de núcleo de inversão da magnetização atravessando vários grãos	73
Figura 38. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de diferentes materiais, para liga Fe-Ni ⁵⁸ , aço inox 430 e ferro ⁶⁸	75
Figura 39. Nucleação esquemática de domínios reversos em um contorno de grão. ⁵⁴	77
Figura 40. Mecanismo proposto por Globus e Guyot para a interação entre parede de domínio e contornos de grão. Figura mostra uma curva de histerese losangular e a posição ocupada pela parede em diversos pontos da histerese ⁶⁴	78
Figura 41. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de diferentes materiais ⁶⁶ . ⁷⁹	
Figura 42. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ligas Fe -47,5%Si (adaptado de Landgraf ⁴).....	80
Figura 43 . Efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas totais e suas parcelas histeréticas e anômala, para aço com 0,5%Si. Medidas feitas na direção de laminação (□) e transversal (○). ¹	82
Figura 44. Efeito do tamanho de grão e da textura nas perdas histeréticas de Altas (P_H^{Al}) e Baixas Induções (P_H^{Bl}) nas direções de laminação (+) e dir. transversal (◇). ¹	83
Figura 45. Efeito do inverso do tamanho de grão na energia dissipada por ciclo (W_h , E_{Al} , E_{Bl}) e no campo coercivo (H_c), para indução máxima de 1,5T.	84
Figura 46. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo a 1 e 1,5T.....	84
Figura 47. Comparação dos dados de Degauque e de Landgraf para o efeito do tamanho de grão no campo coercivo.	85

Figura 48. Variação da indução B_{25} e B_{50} em função do ângulo em relação à direção de laminação ⁷⁵	87
Figura 49. Valores na Função de Distribuição de Orientações de Bunge nos cortes do Espaço de Euler para $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. ⁷⁵	88
Figura 50. 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 . ⁷⁵ ..	90
Figura 51. a. Efeito do ângulo de magnetização nas perdas totais e suas parcelas histerética, parasita clássica (cl) e de excesso.....	91
Figura 52. Perdas totais e suas parcelas histerética, parasita e anômala em função do ângulo em relação à direção de laminação.	93
Figura 53. Comportamento angular da parte anisotrópica dos componentes P_{f0} e P_{EA} da perda magnética total comparados aos componentes P_{HBI} e P_{HAI} da perda histerética.	95
Figura 54. Efeito do ângulo de magnetização na Indução B_{50} e nas perdas histeréticas de 3 aços com diferentes texturas. ⁸¹	96
Figura 55. Efeito do ângulo de magnetização nas componentes de Altas e de baixas induções das perdas histeréticas em 3 aços com diferentes texturas ⁸¹ ..	97
Figura 56. Energia de anisotropia média para cada ângulo de magnetização de 3 amostras de aços.....	98
Figura 57. Efeito do valor da energia de anisotropia na energia dissipada no componente de baixas induções, para 3 aços com texturas diferentes...98	
Figura 58. Efeito do valor da energia de anisotropia na energia dissipada no componente de altas induções, para 3 aços com texturas diferentes.	99
Figura 59. Relação entre a razão J_{50}/J_s e a energia de anisotropia média.	100
Figura 60. Tensão média produzida pelos eventos de Barkhausen ao longo de meio ciclo de histerese, para amostras ensaiadas em diferentes direções em relação à direção de laminação.	101
Figura 61. Efeito da deformação na energia dissipada por ciclo relativa às perdas totais e suas parcelas histerética, anômala e parasita clássica. ⁸⁴	104
Figura 62. Efeito do grau de deformação nas componentes de baixas e altas induções da perda histerética. ⁸⁴	105
Figura 63. Efeito da deformação na forma da histerese ⁸⁴	105
Figura 64. Efeito de tratamento de recuperação nas parcelas de perdas de altas e baixas induções de amostras previamente deformadas ⁸⁷	106
Figura 65. Efeito da deformação plástica de aço silício em um dos sinais de ruído de Barkhausen.	107
Figura 66. Efeito da deformação plástica de aço silício em um dos sinais de emissão magnetoacústica (U_a). ⁸⁸	108
Figura 67. Curvas de histerese hipotéticas.....	109

Microestrutura e histerese magnética nos aços elétricos

1. Introdução

Esta tese de livre-docência propõe o conceito de que a subdivisão da área de histerese quase estática em duas parcelas é uma técnica útil para modelar a correlação microestrutura – dissipação de energia na histerese de materiais para aplicações eletromagnéticas, pois as características microestruturais afetam diferentemente as duas parcelas resultantes da subdivisão. Essa metodologia foi proposta em 1998¹ e vem sendo aplicada a vários materiais e condições diferentes desde então. Uma abordagem conceitualmente similar, mas experimentalmente diferente, foi proposta por pesquisadores da Kawasaki Steel também em 1998, sendo válida apenas para aços elétricos de grão orientado².

Ao longo de minha carreira profissional, por vários momentos participei do enfrentamento de problemas associados com características da curva de histerese, tanto de materiais magneticamente duros³ quanto moles⁴, com o estabelecimento de correlações entre características microestruturais e determinados pontos dessa curva, e a discussão dos mecanismos associados àquela correlação. O efeito do tamanho de grão, em particular, foi objeto de uma avaliação crítica, nesta tese. Respondo aqui, 20 anos depois, uma pergunta feita pelo Professor Ivan Falleiros, na arguição do mestrado: qual o mecanismo modelo da correlação entre tamanho de grão e campo coercivo?

O rendimento energético das máquinas elétricas é um problema tão grave que muitos fabricantes de máquinas especificam seus materiais com mais ênfase nesse efeito colateral (a dissipação de energia associada à área de histerese) do que na função que o material realiza (a magnetização e o conseqüente torque). 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). Essa propriedade é normalmente apresentada no plural, pois é comum separar-se o valor total em pelo menos três parcelas, a Perda Histerética, a Perda Parasítica e Perda de Excesso (também conhecida como Perda Anômala).

Esta tese privilegia uma das três parcelas, a perda histerética, por ser aquela mais sensível às variáveis microestruturais como tamanho de grão, densidade de discordâncias, distribuição de tamanho de inclusões e textura. São apresentados resultados coletados em mais de 10 anos de investigação da correlação microestrutura-propriedade.

A tese contém uma introdução que aborda os fundamentos do comportamento magnético dos materiais, uma apresentação e discussão dos resultados obtidos quando se aplicou a técnica da subdivisão das perdas histeréticas a diferentes materiais, e por fim uma discussão dos possíveis mecanismos envolvidos na dissipação de energia na histerese.

2. Um resumo sobre os fundamentos do comportamento magnético

Os fundamentos do comportamento magnético dos materiais são apresentados de forma sintética, nas próximas páginas. São conceitos bem conhecidos e são aqui apresentados apenas para manter a completude deste documento. Este item foi redigido com base em vários textos clássicos: uma síntese muito famosa e inspiradora é a escrita por Charles Kittel (1916-), em 1949, à época pesquisador do Bell Laboratories, nos EUA⁵; livros também bastante utilizados no estudo dos fundamentos do magnetismo são os de S. Chikazumi⁶, B.D. Cullity¹⁴. 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

A propriedade magnética normalmente associada às funções magnéticas dos materiais é o fluxo magnético Φ . 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 $\nu < \frac{d\Phi}{dt}$, resultando em que a unidade do fluxo magnético é V.s, também conhecida por maxwell.

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, $T=V.s/m^2$.

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 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$.

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

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), μ_0 é a constante que converte ampere*espira/metro para volt segundo/m², que é a unidade de B . 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 M é a densidade de momento magnético atômico por unidade de volume,

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

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

O momento magnético, cuja unidade é $A.m^2$, 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 do movimento orbital 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.

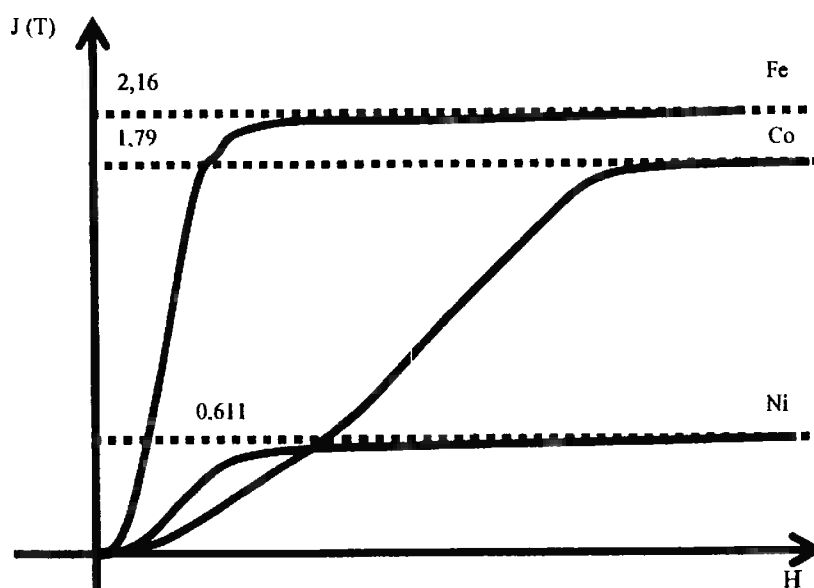


Figura 1. Curvas de magnetização de ferro, cobalto e níquel, mostrando os valores das polarizações de saturação (adaptado de Chikazumi⁶).

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 θ 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:

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

Ou seja, 180 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 Strassburg⁷. Seu modelo sobre a existência dos domínios magnéticos foi confirmado por observações indiretas, nos experimentos de Barkhausen e de Sixtus e Tonks⁸, 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 histerese⁹. 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 Kaya¹⁰ 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.

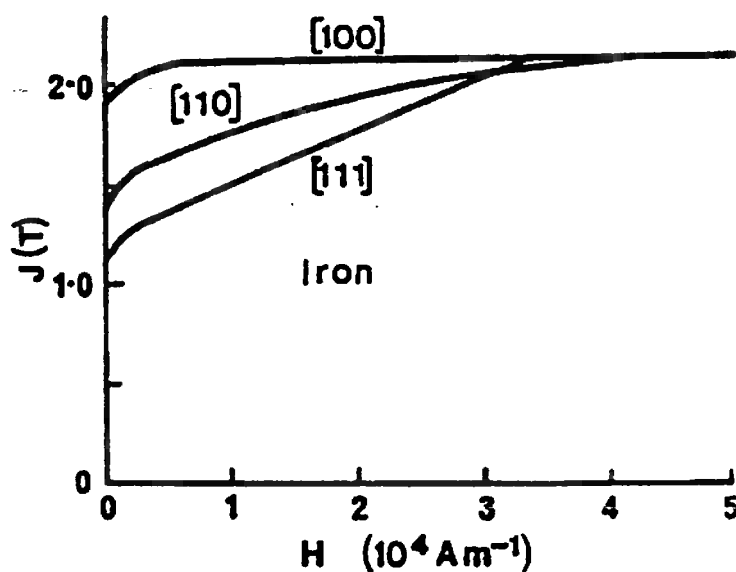


Figura 2: Curvas de magnetização de ferro em função da direção cristalina.

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 (α_1 , α_2 e α_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 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^3	K_2 J/m^3	Ref.
Ferro	48.000	5.000	6
Ferro-3%Si	35.000		21
Níquel	-4.500	2.300	6
Ferro-48%Ni	1.000		58
Fe_3O_4	-14.000		6
MnZnFeO_4	<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 a 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 μ_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.

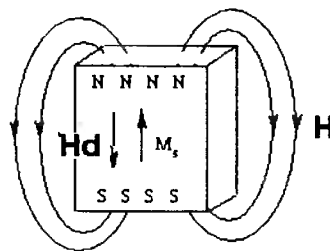


Figura 3. Campo desmagnetizante H_d no interior de material magnetizado.

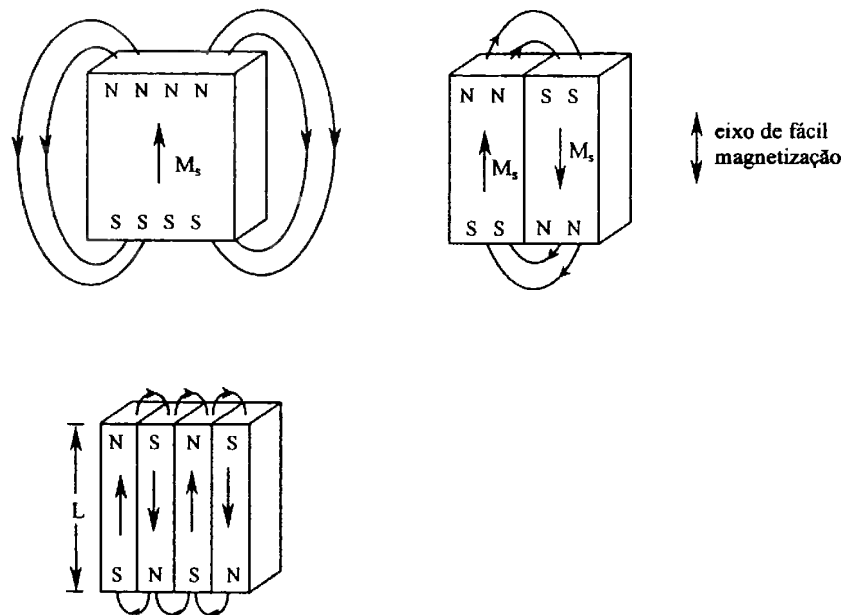


Figura 4. A necessidade de reduzir a energia magnetostática leva à uma espontânea subdivisão do material em vários domínios.

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:

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

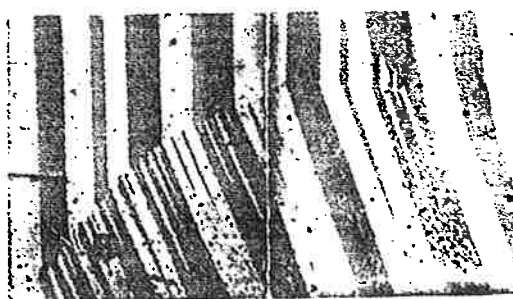
A Figura 4 ilustra o fato de que a subdivisão em vários domínios permite reduzir a energia magnetostática global. Os ímãs são materiais que resistem a essa subdivisão em vários domínios.

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 indução B tenha o mesmo valor, na direção normal aos 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.

Uma consequência disso é que existe o caso especial em que não haverá campo desmagnetizante quando o contorno de grão localizar-se na bissetriz do ângulo entre as direções de magnetização.



(a)

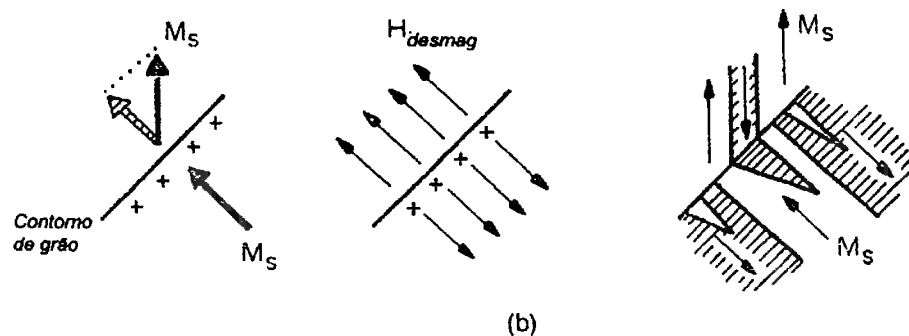


Figura 5. Campo desmagnetizante em um contorno de grão.⁵⁶

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.

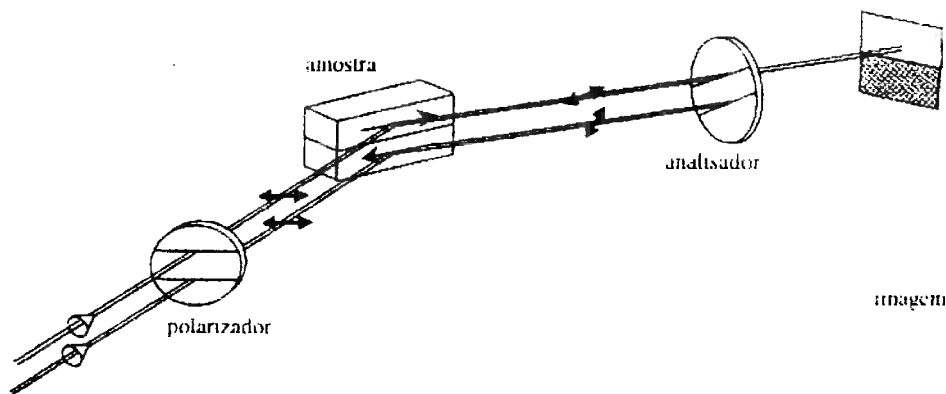


Figura 6. A rotação do plano de polarização da luz ao interagir com o campo magnético do material permite a observação dos domínios.

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 externos¹¹. 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 filme¹¹)

É interessante registrar que os filmes mencionados faziam parte de uma coleção de filmes em bitola 16mm, que foram recebidos pela USP e incluídos no acervo da Escola de Comunicação e Artes. A ECA circulou, em algum momento dos anos 80, a lista de filmes científicos de seu acervo, e o Dr. Eduardo Pinto, os exibiu no IPT. 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 oferecidos pelo IPT e nos cursos de pós-graduação do departamento. 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 ¹².

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 Lifshitz¹³. 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° ”.

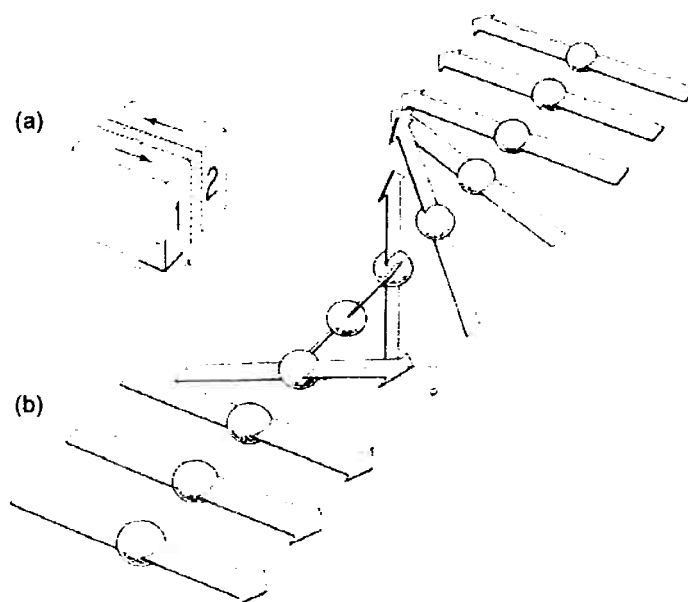


Figura 8. a. Uma parede de 180° entre os domínios 1 e 2.

b. linha de átomos mostrando a mudança de direção dos momentos magnéticos atômicos, segundo representação de Cullity¹⁴.

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° em cristais CCC ⁶:

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

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° (entre dois domínios com direções que fazem 90° entre si) e as paredes de 180° , pois são esses os ângulos possíveis entre domínios alinhados nas diversas direções do tipo $\langle 100 \rangle$.

Bozorth¹⁵ (pag 818) afirma que uma parede de 180° 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 200nm e sua energia em $1,5 \text{ mJ}/\text{m}^2$. Uma parede de 90° 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 50nm e energia em $0,8 \text{ mJ}/\text{m}^2$.

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. Chikazumi⁶

aborda o cálculo de forma ligeiramente diferente de Bozorth e chega a uma espessura de 42nm, para uma parede (100) de 180°. Cullity¹⁴ calculou a espessura de uma parede de 180°, em ferro puro, como sendo 30nm (pag 291). Shilling e Houze, num famoso artigo¹⁶ estimaram a espessura de parede de Fe-3%Si em 100nm. Jiles¹⁷ cita o valor 40nm e 3mJ/m² para uma parede de 180°.

Poucos são os artigos que buscaram determinar experimentalmente o valor da espessura da parede de domínio. Podurets e Shilstein¹⁸ determinaram a espessura da parede em aços silício utilizando refração de neutrons, obtendo um valor de 179nm.

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 cristalinas¹⁹. O valor máximo da magnetostricção é da ordem de 10⁻⁵, 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 a rotação de domínios.

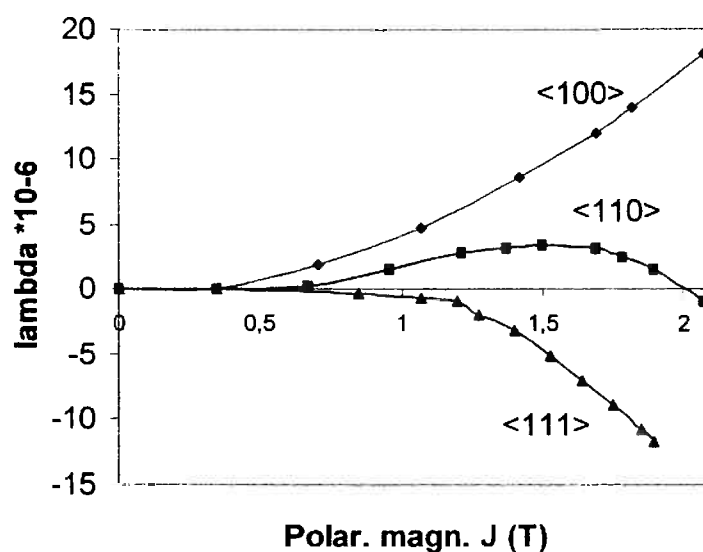


Figura 9. Variação dimensional (magnetostricção) de monocristal do ferro em função da magnetização, em diferentes direções. A variação dimensional foi medida na mesma direção de aplicação do campo magnético¹⁹.

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 Tanner²⁰ 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 (σ), do valor da magnetostricção de saturação (λ) e do ângulo θ entre a magnetização e a tensão mecânica aplicada.

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

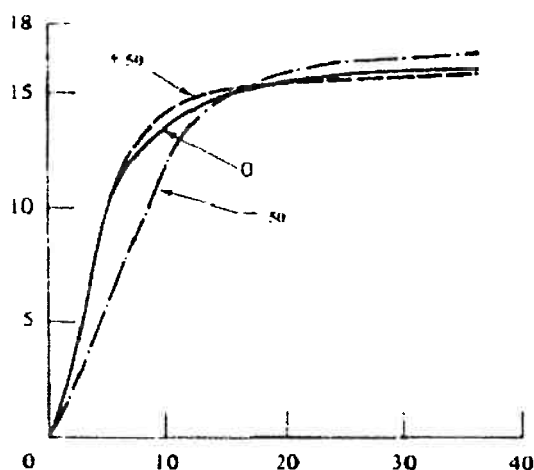


Figura 10. Efeito de tensões elásticas na curva de magnetização¹⁴.

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 λ_s e a resistividade elétrica ρ .

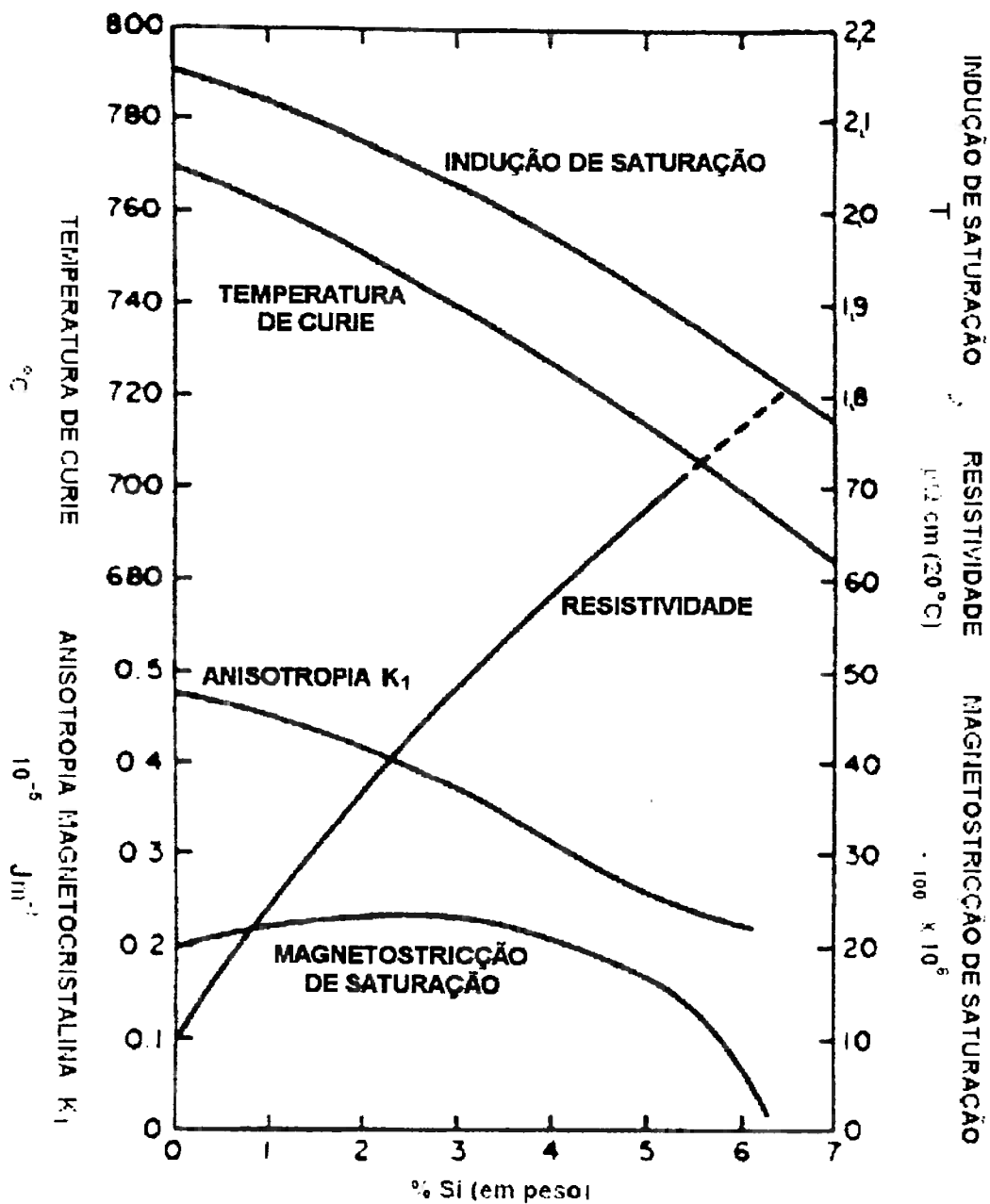


Figura 11. Efeito do teor de silício nas propriedades magnéticas intrínsecas ²¹

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 Bertotti²², mas isso está fora além dos objetivos deste trabalho. Essa abordagem é chamada de Teoria Micromagnética.

Em 1935, Landau e Lifshitz¹³ 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 mostrou²³ 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.

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

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. 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 Chikazumi⁶.

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 irreversível⁶.

A Figura 2 mostra que atinge-se a saturação, na direção $\langle 100 \rangle$, com campo H menor que 10.000 A/m, mas são necessários mais de 40.000 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 1,4T, 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 $E_{mc} = 48.000 \cdot ((1/2) \cdot (1/2) + 0 + 0) = 12.000 \text{ J/m}^3$. Constatou-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.

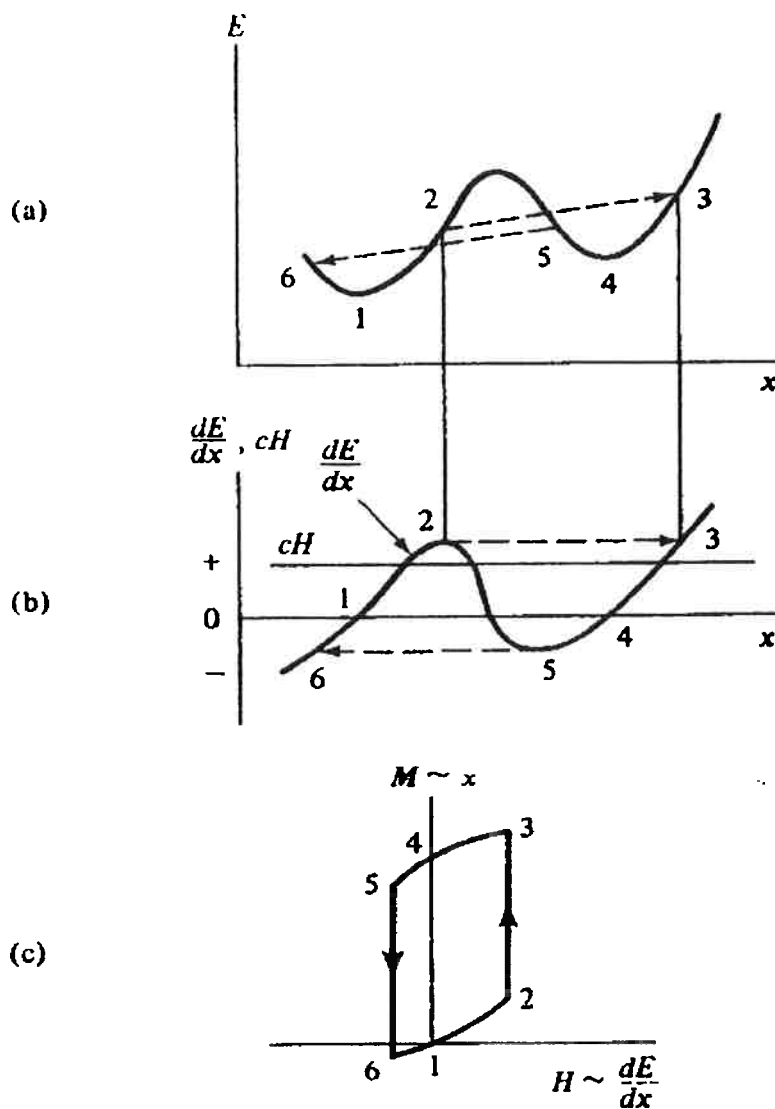


Figura 12. (a) Evolução da energia do sistema com a posição x ,
 (b) H , a “força magnética (dE/dx)” necessária para mover a parede
 (c) curva MxH associada ao movimento da parede descrito em a e b.¹⁴

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.

Um modelo muito simples, proposto por Martin Kersten²⁴, mostra o efeito de inclusões de diâmetro bem maior que a espessura da parede de domínio. A Figura 13 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.

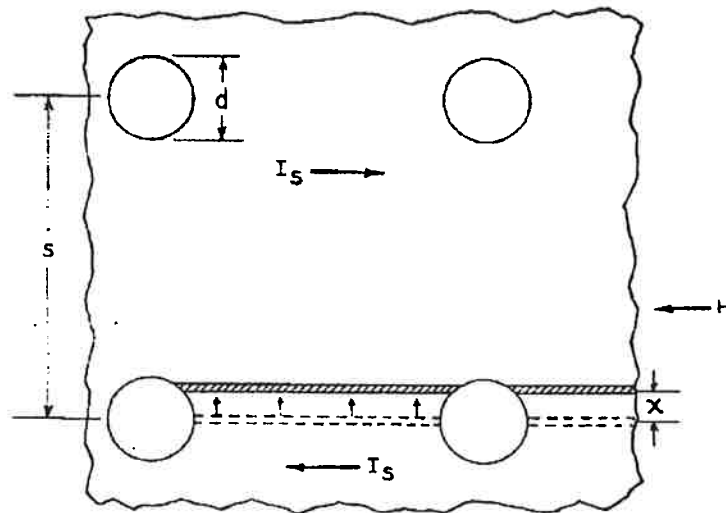


Figura 13. Modelo para o cálculo do campo coercivo na teoria das inclusões de Kersten. ⁵

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

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

onde A é a área da parede que se moveu e o coeficiente 2 traduz a mudança, no volume $A \Delta x$, 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

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

Néel fez uma crítica importante a esse modelo²³: não levou em consideração a energia magnetostática de campo desmagnetizante que está associada às inclusões. Vários outros modelos foram propostos para o efeito das inclusões e da presença de tensões periódicas introduzidas pela deformação plástica. Kersten propôs, em 1956, um modelo para dar conta do efeito da distância entre as inclusões no campo coercivo²⁵. Não cabe aqui descrevê-los todos. Grande número deles resulta na dependência do campo coercivo com a energia da parede γ_o . O efeito do tamanho de grão será detalhado mais abaixo, junto da discussão do seu efeito nas perdas.

2.12.2. Rotação de domínios

A rotação dos domínios ocorre contra a energia de anisotropia. 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 3.6.

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 3.7, 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 altos⁶, acima de 10.000A/m, mas outros autores acreditam que a rotação irreversível seja um mecanismo de dissipação de energia atuante abaixo de 1,5T²⁶.

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 magnético²⁷.

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 14a. 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 14b.

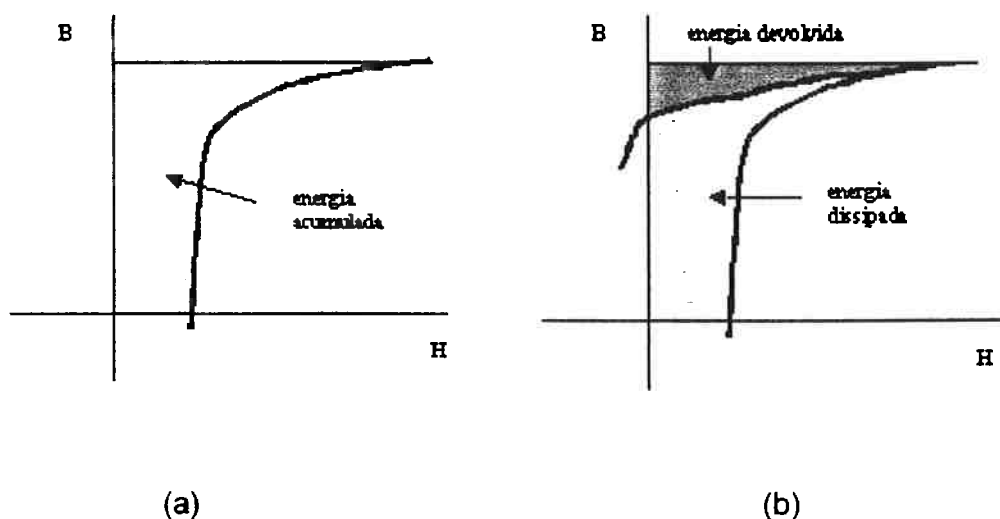


Figura 14 a. Energia acumulada no ramo ascendente da curva de histerese
b. Energia devolvida e energia dissipada no segmento do ciclo de histerese.

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 15 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^2), resulta em J/m^3 , 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^3 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 $J/m^3 = A_h$

A_h é a área da histerese, em $Vs/m^2 \cdot A/m = J/m^3$.

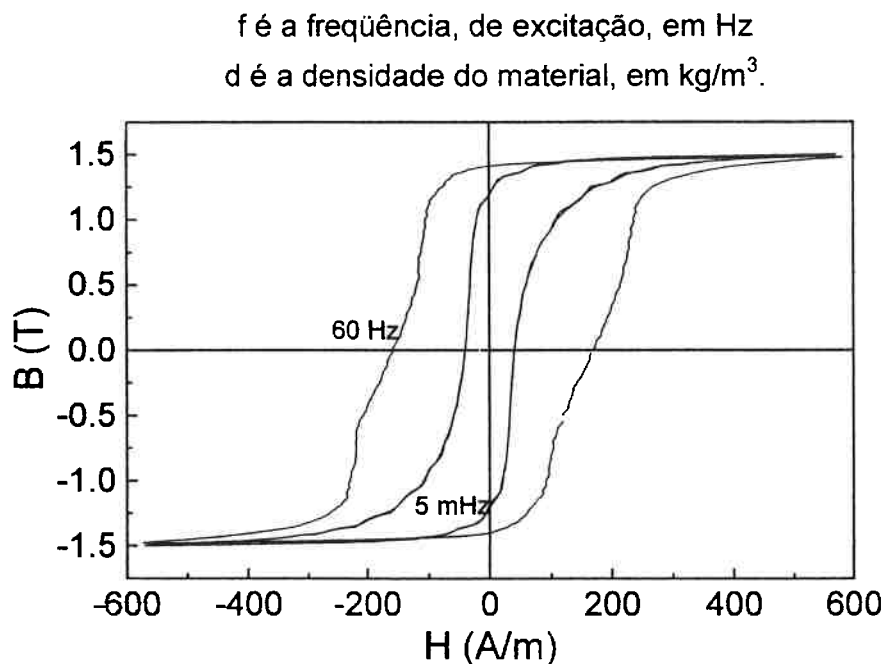


Figura 15. Comparação das curvas de histerese determinadas na condição quase estática e a 60Hz, com indução máxima de 1,5T, para um aço elétrico tipo 1006 descarbonetado.

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 16, 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 frequência) decresce linearmente com a frequência. O comportamento das perdas em função da frequência pode ser descrito, em primeira aproximação, por uma equação do tipo

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

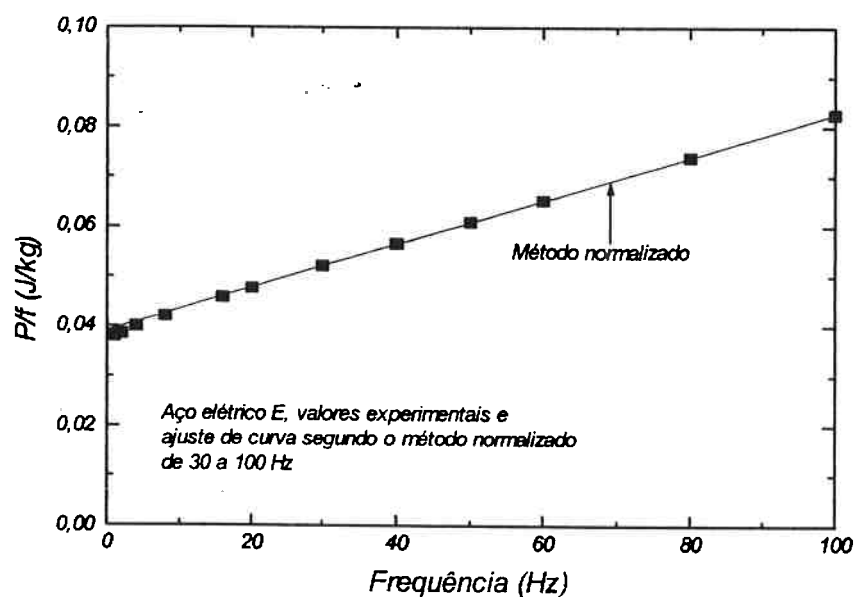


Figura 16. Efeito da frequência na energia dissipada por ciclo.

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

Tanto a Figura 16 quanto a Figura 15 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 16, é um pequeno desvio da linearidade para medidas feitas em frequências abaixo de 5Hz. 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 10Hz.

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 dissipe 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 alternada²⁸. 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:

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

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

ρ , resistividade elétrica, em $\Omega.m$

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.

O componente de perdas de excesso é o que falta para completar o valor experimentalmente medido para as perdas magnéticas. Evidências como as da Figura 16 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:

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

A Figura 17 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 tem 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.

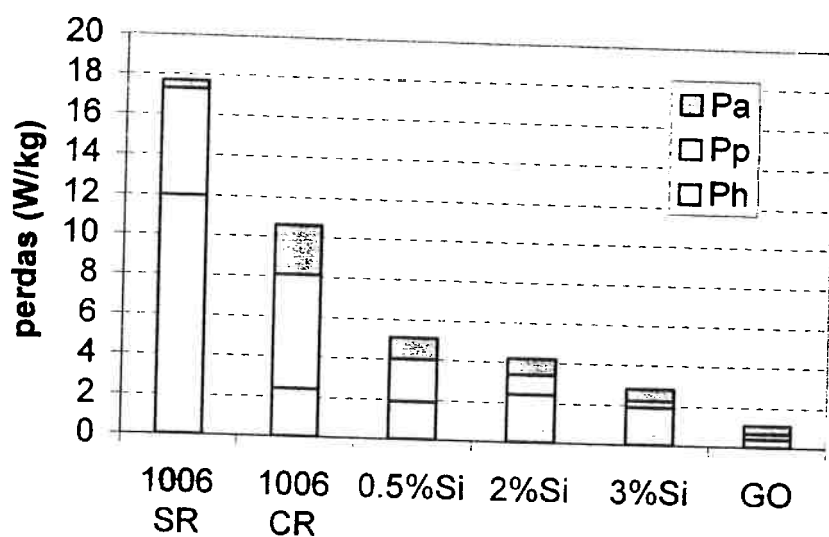


Figura 17. Perdas totais e suas componentes histerética (Ph), parasita (Pp) e anômala (Pa) em seis diferentes aços elétricos utilizados no Brasil.

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 1958²⁹, 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-orientados³⁰. 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 Livi³¹ determinaram o espectro de Barkhausen em um aço silício de grão-orientado. A Figura 18 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.

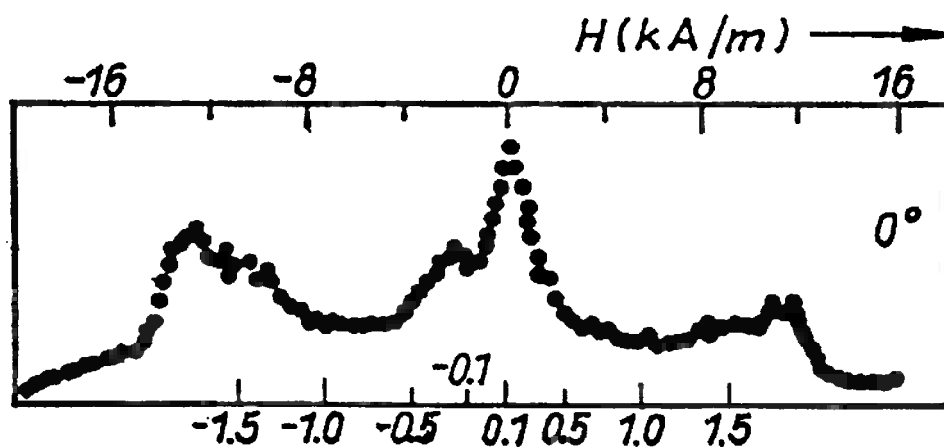


Figura 18 . Número relativo de eventos Barkhausen em função da indução, em aço silício GO na direção de laminação³¹.

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 domínios³². 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 fenômenos³⁵. 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-se³³ 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 livro¹⁴, 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^{17,22}. 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 17, 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 mesma³⁴. 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 magnetoacústica³⁵. 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 portanto 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° . 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*²², 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 $+J_{\text{sat}}$ para $-J_{\text{sat}}$. 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 $H_{\text{ci}} = 2K_1/J_{\text{sat}}$. A partir desse ponto a polarização assume o valor $-J_{\text{sat}}$.

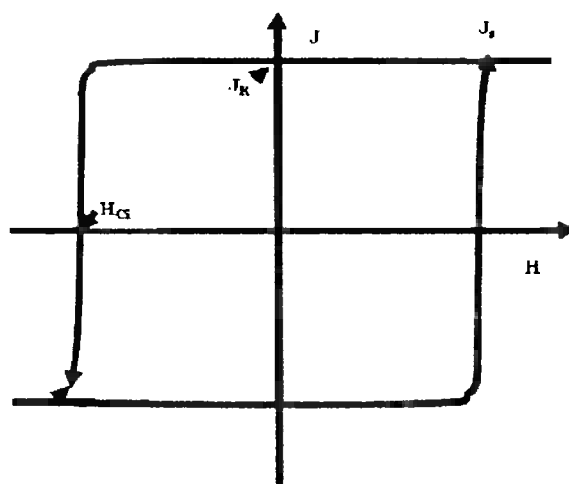


Figura 19. Curva de histerese de um ímã ideal.

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.

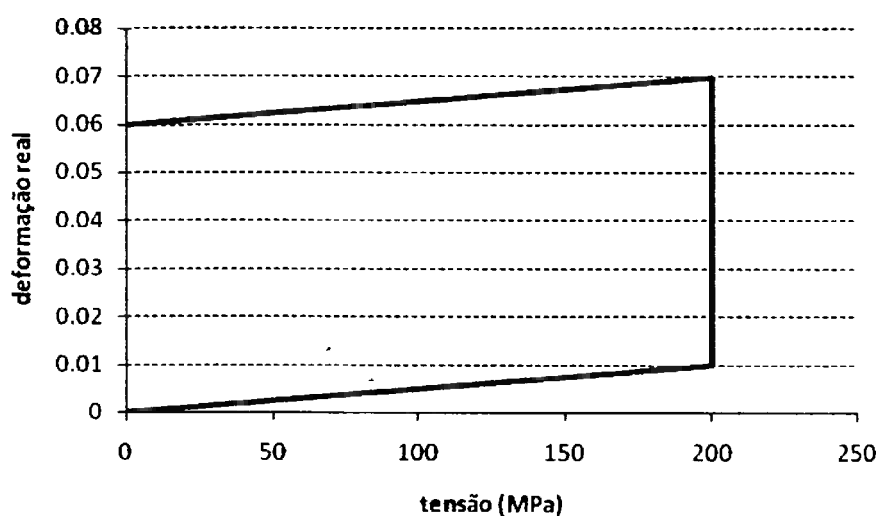


Figura 20. Curva tensão – deformação hipotética, mostrando a energia dissipada na deformação plástica.

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. A separação da perda histerética nas componentes de baixa e alta indução

3.1. Construção da proposição

A separação das perdas magnéticas em parcelas e a constatação de que a parcela histerética das perdas totais é fortemente influenciada por variáveis microestruturais como tamanho de grão, densidade de discordâncias, distribuição de inclusões, textura e tensões residuais leva naturalmente a uma questão importante: existe alguma abordagem que permita ir além do modelamento fenomenológico das relações entre variáveis microestruturais e as perdas?

Um grupo de estudos sobre histerese, articulado no IPT em 1997, contando com a colaboração de Carlos Shiniti Muranaka, recém chegado de seu doutorado em materiais magnéticos no Japão, e então no Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado do Departamento de Eng. Elétrica da Escola Politécnica, de Julio Carlos Teixeira, recém chegado de seu doutorado em Grenoble, e então no Laboratório de Eletrotécnica do IPT, de Marilia Emura, recém doutorada em materiais magnéticos pelo Instituto de Física da USP e Marcos Flávio de Campos, doutorando do Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais da EPUSP, coordenado pelo autor destas linhas, chegou à formulação de uma nova hipótese, publicada pela primeira vez em 1998¹, baseada na geometria da curva de histerese e numa crítica a uma possível confusão, comum na literatura, entre mecanismos de magnetização e mecanismos de dissipação de energia na histerese. A hipótese formulada foi a de que dissipação de energia na histerese pode ser subdividida em duas componentes, uma associada ao campo coercivo (e com isso ao desancoramento das paredes de domínio) e outra, ligada às "pontas" da curva de histerese, cujo mecanismo merecerá discussão mais aprofundada. A idéia inicial é relativamente simples: se a energia da histerese está numericamente associada à área da curva de histerese $B \times H$, essa área pode ser subdividida em partes, que devem estar associadas a mecanismos diferentes de dissipação de energia e, possivelmente são controladas por fatores microestruturais distintos. A validade dessa hipótese preende-se, portanto, à sua capacidade de facilitar o modelamento das relações

microestrutura-propriedades e, conseqüentemente, possibilitar o controle da microestrutura visando a minimização das perdas histeréticas.

Sua realização, entretanto, coloca vários problemas: quais seriam os critérios para subdividir a área de histerese, quais os mecanismos físicos associados à subdivisão, como associar mecanismos ao critério de subdivisão?

O problema principal é que a associação entre a área da histerese e a dissipação de energia é uma associação fenomenológica, que prescinde de modelos explicativos. Cada um dos vários critérios imaginados para subdividir a área em partes cria problemas de interpretação e críticas quanto à sua validade.

A relação entre a energia dissipada e os mecanismos de dissipação não é simples. A existência dos ruídos eletromagnéticos de Barkhausen indica que a curva de histerese não é monotônica, e sim composta por "rugosidades" na curva, ligadas a inúmeras variações bruscas da magnetização. Uma das causas dessas variações bruscas deve ser o movimento das paredes de domínio sendo desancoradas. A interpretação predominante na literatura baseia-se no conceito de que uma parede de domínios em movimento corresponde a uma inversão local da magnetização, que pela lei de Faraday deve resultar numa diferença de potencial elétrico que deve criar uma corrente elétrica que dissipa calor por efeito Joule. Resumindo, o movimento da parede está associado à circulação de uma corrente elétrica que circula em volta da parede em movimento. Cullity chama isso de "microcorrentes parasitas" e chega a levantar a hipótese de que as "macrocorrentes" das perdas parasitas clássicas não existem e que o único mecanismo de dissipação seria a perda Joule associada às microcorrentes

Partiu-se da hipótese de que a subdivisão da área da histerese em partes poderia resultar em áreas com diferentes sensibilidades às variáveis microestruturais. A forma mais simples de subdividir a área de histerese seria em duas áreas separadas por retas. Como a energia potencial magnética é dada por $E = \int HdB$, então a reta deveria necessariamente ser horizontal. Daí surgiu a idéia de subdividir as perdas histeréticas nas parcelas de "baixa induções" no centro da histerese, . "de altas induções", juntando as duas áreas das pontas da histerese. Mas qual é o valor de B que separa duas regiões distintas? Os manuais de materiais magnéticos tratam detalhadamente dos mecanismos de magnetização, diferenciando sempre a região de movimento irreversível das paredes de domínio e

a região de rotação de domínios e estabelecem dois pontos de separação entre esses mecanismos: na curva de magnetização, o “joelho” da curva seria o ponto de separação: abaixo dele predomina a movimentação de paredes e acima deles predomina a rotação; na curva de histerese, a indução remanente seria o ponto que separaria a rotação, predominante desde a saturação, da inversão da magnetização que ocorre por movimento de paredes de domínio.

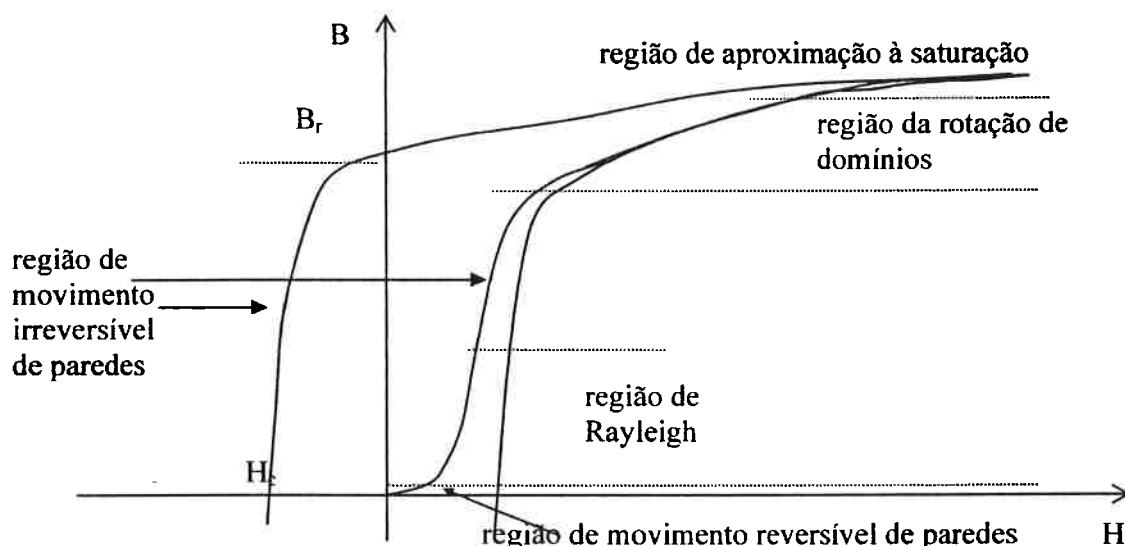


Figura 21 . Curvas de magnetização e histerese, mostrando regiões de movimento irreversível de paredes e regiões de rotação de domínios.

A indução remanente é um ponto importante da curva de histerese. A observação experimental de muitas curvas de histerese de aços elétricos mostrou que esse ponto normalmente ocorre num valor de indução significativamente mais alto que o “joelho” da curva de magnetização (tipicamente 0,3T acima). Portanto, se fosse usado esse ponto como o divisor das duas áreas, a área das “pontas” da histerese estaria sendo subestimada.

O joelho da curva de magnetização apresenta dois inconvenientes: refere-se à curva de magnetização, e não à histerese, e além disso é um ponto que exige melhor definição: seria a permeabilidade máxima $\mu_{\max} = \left(\frac{B}{\mu_0 H} \right)_{\max}$ ou a permeabilidade incremental máxima $\mu^{\text{incr}}_{\max} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{dB}{dH} \right)_{\max}$? Uma análise mais

detalhada desse problema, observando várias curvas de magnetização e histerese, mostrou uma característica geométrica interessante: a curva de magnetização inicial se junta ao laço direito da histerese, na região da permeabilidade máxima. Esse comportamento, explícito nos manuais mais importantes de materiais magnéticos como Bozorth¹⁵, Jiles¹⁷, Chen³⁶, é entretanto apresentado equivocadamente em vários livros-texto de engenharia dos materiais^{37,38,39}, que mostram a curva de magnetização seguindo entre os dois ramos da histerese, mesmo na região de altas induções (ver **Figura 22**)b. Tal comportamento só ocorre num tipo especial de curva de magnetização, a chamada curva de magnetização anisterética, como definida por Jiles¹⁷.

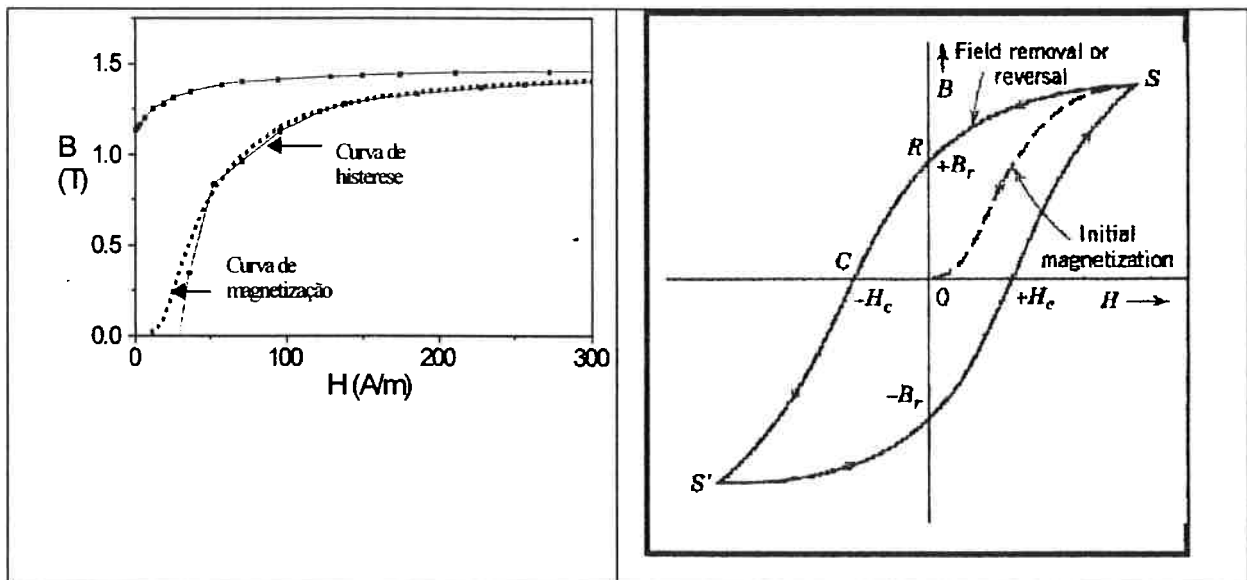


Figura 22 a) curvas de magnetização e de histerese experimentalmente obtidas;
b) representação incorreta de curvas de magnetização e de histerese de
alguns manuais³⁷.

Retomando a questão da divisão da histerese em duas regiões, a coincidência entre o ponto de permeabilidade máxima nas curvas de histerese e de magnetização sugere que o mesmo mecanismo de magnetização e dissipação de energia está controlando ambas as curvas. A proposição de que a separação entre as regiões de baixas e altas induções se dá na indução em que ocorre a “permeabilidade máxima” na curva de histerese, prescindindo da determinação

específica da curva de magnetização, foi referendada no grupo de estudos já mencionado. Um primeiro artigo desse grupo apresentou a proposição no Congresso da ABM de 1998⁴⁰ e, logo depois, no LAW3M, o Latin American Workshop of Magnetism and Magnetic Materials⁴¹, realizado em S.Paulo também em 1998. A Figura 23 mostra a linha horizontal traçada no ponto da indução da permeabilidade máxima ($B(\mu_{\text{máx}})$) que separa os dois campos.

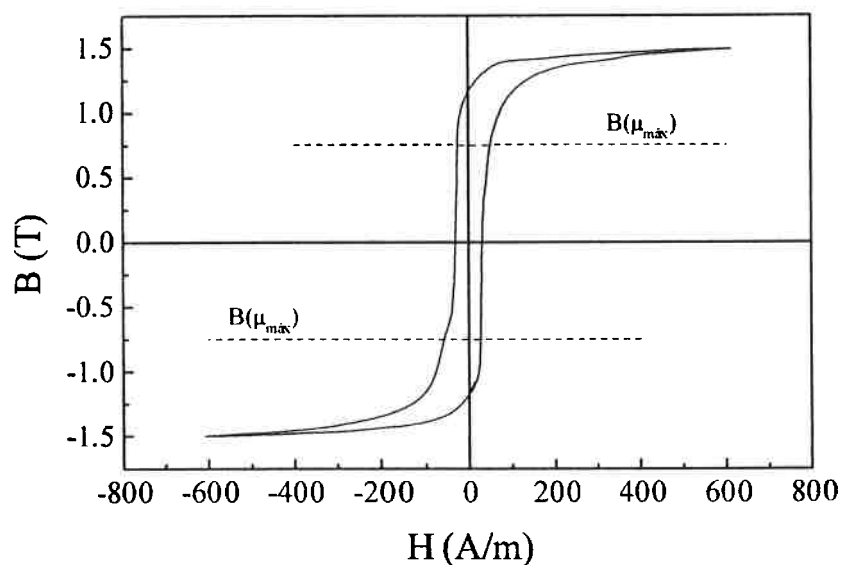


Figura 23. Separação da energia dissipada na histerese nas componentes: alta indução (acima de $B(\mu_{\text{máx}})$) e baixa indução abaixo de $B(\mu_{\text{máx}})$.

A energia dissipada associada à área entre as duas linhas da indução de permeabilidade máxima foi associada às **perdas histeréticas de baixa indução** (lembrando que as perdas de potência são proporcionais à área de histerese $P_h = W_h \cdot f / d$), e a área complementar acima e abaixo daquelas linhas corresponde às **perdas histeréticas de alta indução**.

O restante do texto referir-se-á à essa subdivisão da área da histerese tanto como **energia dissipada na região de altas induções**, medida em J/m^3 , quanto como **perdas histeréticas de alta indução**, medida em W/kg , correlacionáveis pela equação acima citada.

Chama a atenção o fato de que o valor da indução da permeabilidade máxima localize-se aparentemente abaixo do "joelho" da curva ali apresentado. Essa questão é importante, pois os valores das duas áreas da perda histerética

dependerão da posição daquela linha tracejada. O problema é que nossa opinião sobre a posição do joelho depende da escala utilizada para o campo H. Matematicamente, o que marca o joelho, ou seja, a mudança de inclinação, é o valor da indução da permeabilidade máxima.

Desde 1998 esse conceito foi aplicado a aços com diferentes composições, tamanhos de grão, orientações cristalinas, segundas fases e também em outros materiais, sempre confirmando a sensibilidade da técnica na diferenciação dos efeitos. A discussão dos mecanismos de dissipação de energia ainda não avançou o suficiente para explicar de forma clara os resultados.

3.2. Efeito da indução máxima nos aços elétricos

As perdas histeréticas crescem com a indução máxima atingida no ciclo, como mostra a Figura 19, que compara as curvas com indução máxima de 1,0T e 1,5T⁴². Nota-se ali também que o campo coercivo, H_c , também aumenta com a indução máxima no ciclo.

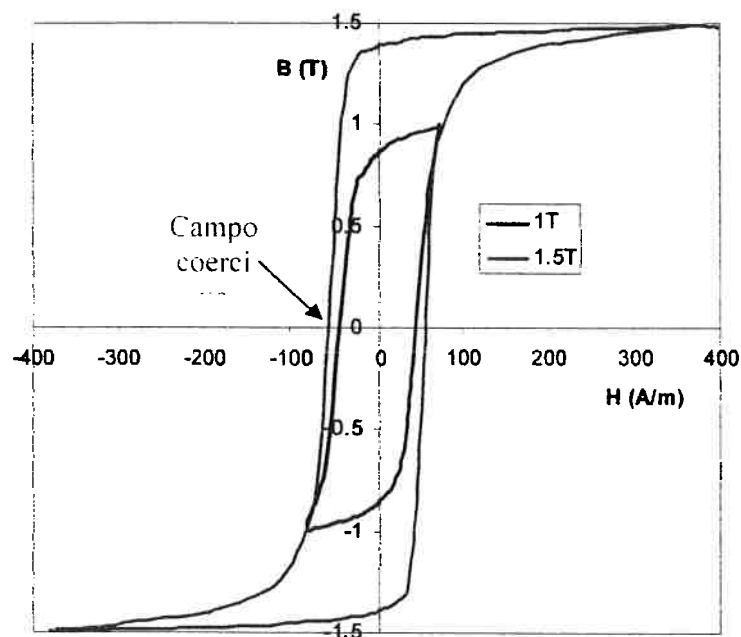


Figura 24. Superposição de duas curva de histerese magnética quase-estática, para indução máxima de 1,0T e 1,5T (aço , amostra 1606L)⁴².

Steinmetz mostrou, em 1892, que a energia dissipada por diferentes materiais cresce com a indução segundo uma lei de potência. Essa lei de crescimento que ficou conhecida como lei de Steinmetz⁴³:

$$E_h = k B^{1,6}.$$

A potência 1,6 mostrou-se válida numa grande variedade de classes de aços usados nas máquinas elétricas de então, ensejando a um debatedor do artigo (A.E. Kennely) a sugestão de que Steinmetz apresentasse a potência como 8/5 pois essa representação daria indicação, aos futuros pesquisadores, das leis de potência que deveriam ser seguidas pelos mecanismos de magnetização e dissipação de energia que viessem a ser descobertos⁴⁴.

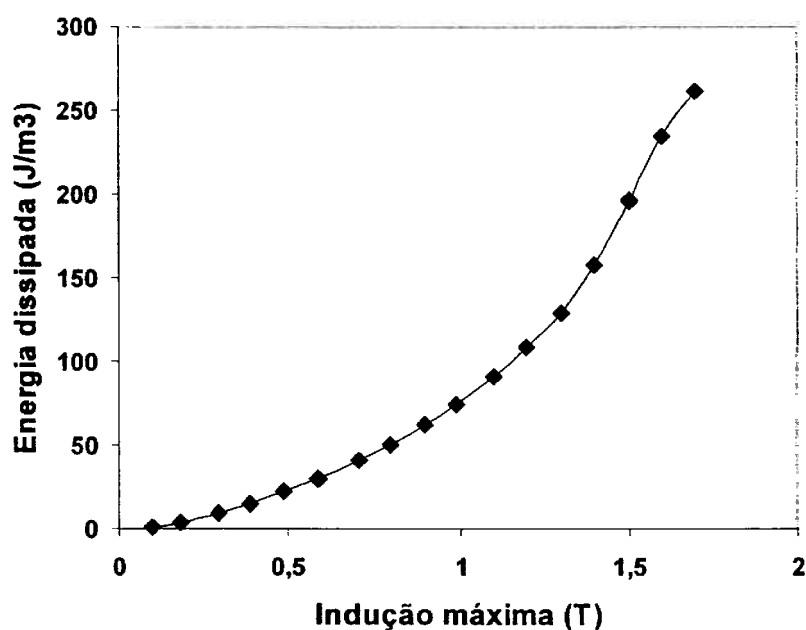


Figura 25. Efeito da indução máxima na energia dissipada por ciclo, em aço silício. (adaptada da ref.⁴⁵)

A Figura 20 mostra a evolução das perdas histeréticas por ciclo (energia dissipada) com o aumento da indução máxima, para um aço elétrico totalmente processado, com 3,2%Si⁴⁵. Mais de cem anos de evolução da técnica metalúrgica de fabricação de aços para fins eletromagnéticos podem ter alterado os valores

típicos das perdas dos materiais comerciais, mas sua dependência com indução máxima mantém-se próxima da prevista pela equação de Steinmetz, como mostra a Figura 26. A figura mostra, além disso, uma limitação da equação citada, limitação geralmente não notada pelos projetistas de máquinas elétricas: o expoente (1,75, no caso) deixa de ser válido para induções aproximadamente acima de 1,2T. Isso não era problema quando as máquinas elétricas eram projetadas para trabalhar abaixo de 1T (critério popular até 1950), mas hoje é tão comum projetar com induções mais altas que as normas de materiais especificam perdas a 1,5T. A figura foi adaptada de artigo que também discute a anisotropia das propriedades magnéticas⁴⁵. O artigo mostra que ainda que o valor das perdas varie com o ângulo de aplicação do campo magnético, o expoente de Steinmetz mantém-se constante, pelo menos até próximo de 1,2T.

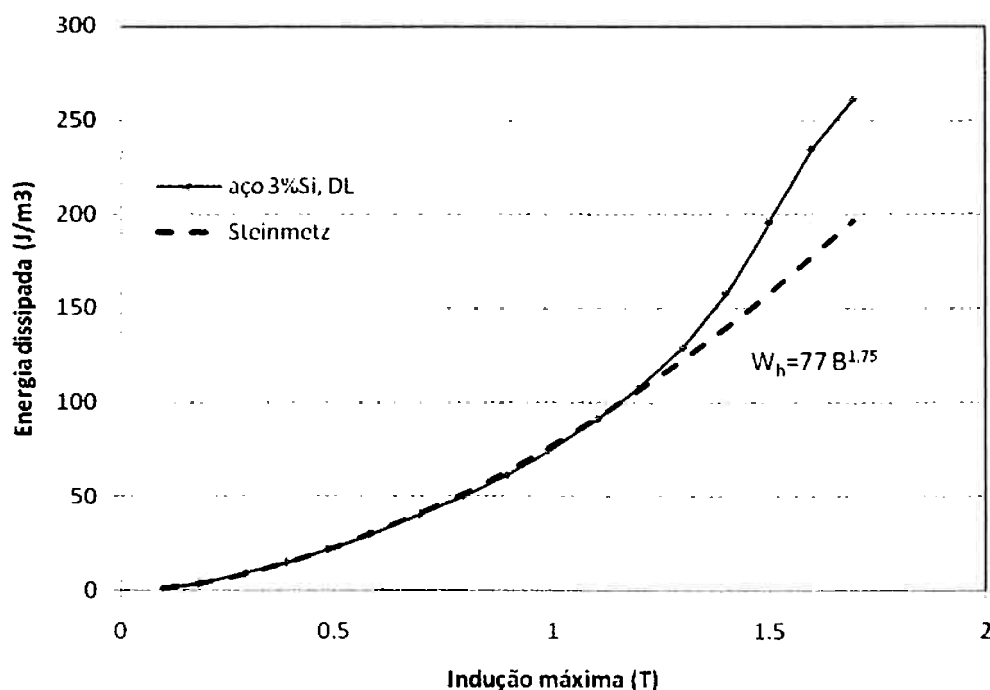


Figura 26. Efeito da indução máxima na dissipação de energia, mostrando que a lei de Steinmetz vale até aproximadamente 1,2T, no caso dos aços⁴⁵

Mais de cem anos se passaram, e a previsão de Kennelly não se realizou: não há um modelo teórico que explique a dependência da área de histerese com a indução máxima elevada à potência 1,6.

Por outro lado, a Figura 24 mostra que há uma notável diferença de forma entre a curva de histerese a 1T e a 1,5T: somente acima de 1T estabelece-se a forma sigmoidal, que é a forma tradicional da curva de histerese. Essa mudança de forma, possivelmente associada ao limite de validade da equação de Steinmetz, está associada a uma mudança nos mecanismos de magnetização que ocorre a aproximadamente 1T, no caso do ferro.

O objeto deste estudo, a aplicação da técnica de subdivisão das perdas histeréticas, mostra que a parcela de altas induções, ou seja, a parcela de área acima da indução de permeabilidade máxima, é praticamente zero até induções máximas de 0,7T, pois até esse ponto a permeabilidade é crescente. Só existe uma parcela de Perdas de Altas Induções acima de $B_{\mu\max}$, como mostra a Figura 22. Essa parcela cresce significativamente entre 0,7 e 1,5T. É interessante notar que a parcela de Baixas Induções praticamente para de crescer a partir de 1,4T. Isso também indica que essas duas parcelas são variáveis independentes.

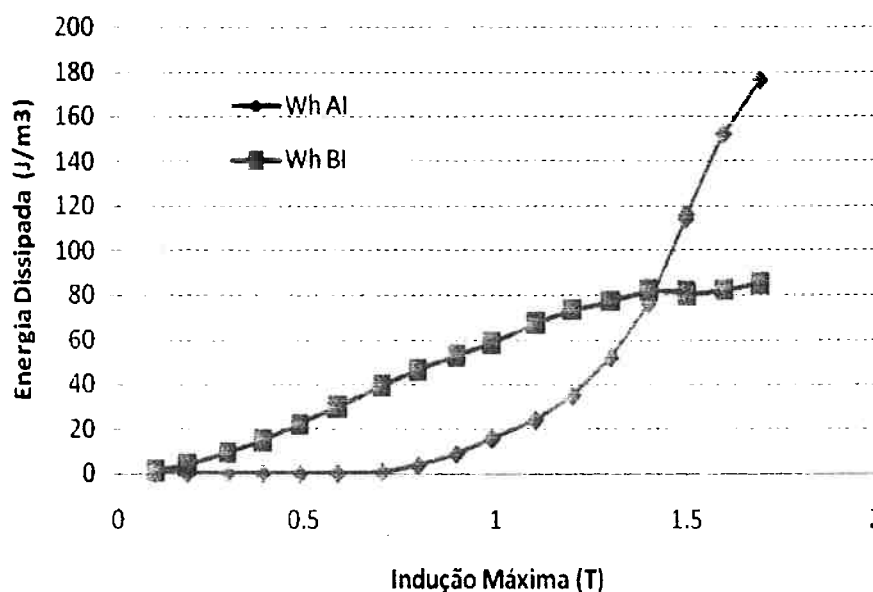


Figura 27. Efeito da indução máxima nas parcelas de Energia dissipada em Altas e Baixas Induções⁴⁵.

A interrupção do crescimento da parcela de baixas induções, a partir de 1,3T, encontra correspondência no comportamento do campo coercivo, como se vê na Figura 23. Dado que a indução de permeabilidade máxima também pára de

crescer, por volta de 1,3T, como mostra a Figura 24, fica claro que, acima de 1,3T, todo o crescimento das perdas histeréticas se concentra no crescimento da componente de altas induções.

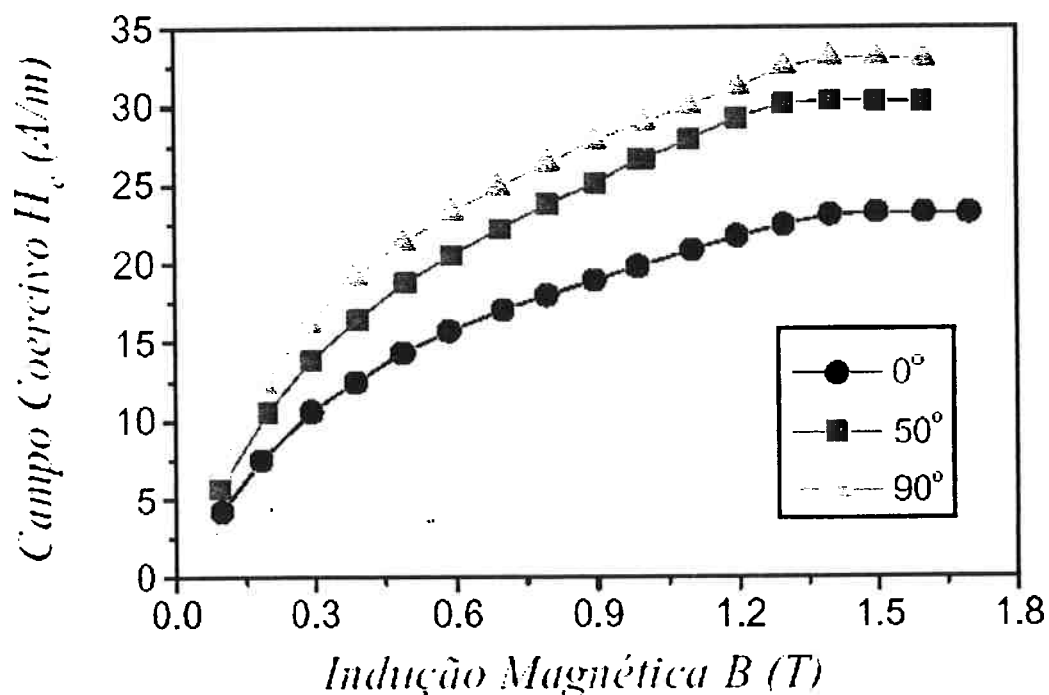


Figura 28. Efeito da indução máxima no valor do campo coercivo de aço 3%Si, para três ângulos de aplicação de campo magnético em relação à direção de laminação. ⁴⁵

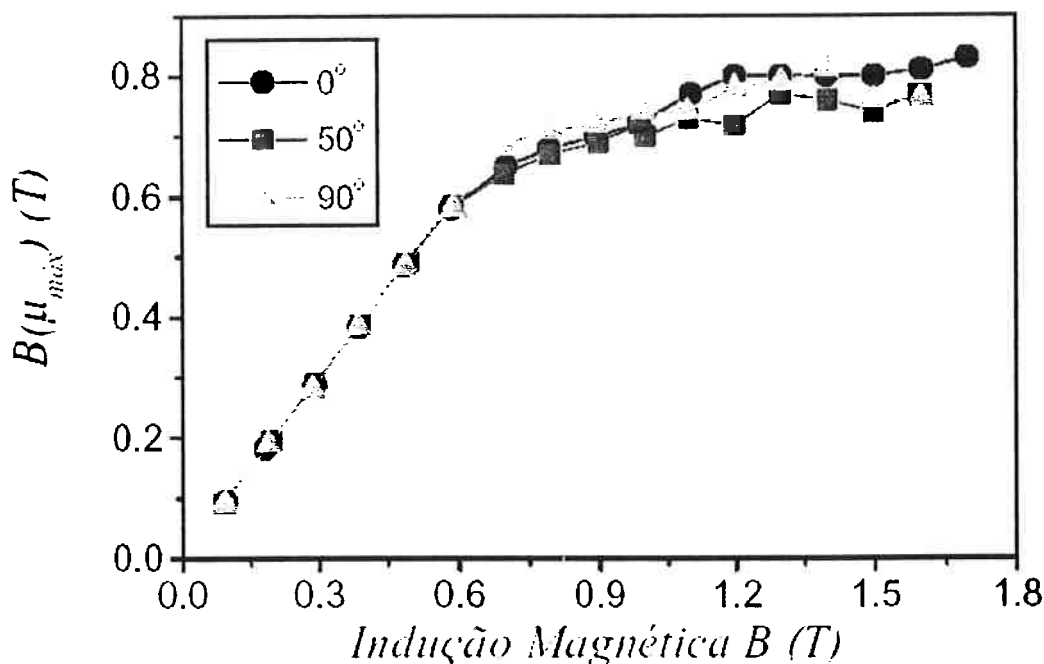


Figura 29. Efeito da indução máxima no valor da indução de permeabilidade máxima de aço 3%Si, para três ângulos de aplicação de campo magnético em relação à direção de laminação.⁴⁵

A diferença de comportamento entre as componentes de baixa e de alta indução indica que os mecanismos de dissipação de energia sejam diferentes. A geometria da componente de baixa indução se assemelha a um paralelogramo cuja altura é definida pela indução de permeabilidade máxima e cuja largura é definida pelo campo coercivo. Essa região, abaixo da permeabilidade máxima e incluindo a região do campo coercivo, é dominada pelo movimento das paredes de domínio de 180°, como indicam muitos autores^{6,14,15}. Esta componente relaciona-se diretamente com o campo coercivo. Os modelos mecanísticos de interação parede de domínio x microestrutura, que em geral abordam o campo necessário para vencer o defeito, são adequados para descrever essa parcela das perdas.

Falta, entretanto a identificação de um mecanismo predominante para a dissipação de energia em altas induções. A literatura praticamente não discute essa questão. Assume-se que seja rotação irreversível de domínios. Bertotti comenta apenas que deve ser nucleação e aniquilação de domínios. Este trabalho partiu da hipótese de que é necessário levantar mais dados sobre o comportamento dessa região, dos efeitos das variáveis microestruturais nas perdas de altas induções, para poder construir algum modelo.

A primeira conclusão que a aplicação da técnica de subdivisão da perda histerética nos oferece é que modelamentos mecanísticos baseados no campo necessário para vencer defeitos microestruturais só são adequados para a parcela de baixas induções, pois o campo coercivo deixa de crescer com a indução máxima acima de $1,2T$, mas a energia dissipada continua crescendo.

3.3. O caso da liga ferro-6,5%silício

O exame do efeito do teor de silício nas propriedades magnéticas intrínsecas, Figura 11, mostra que uma liga ferro 6,5%silício tem magnetostricção de saturação próxima a zero. Apesar da sua saturação magnética ter caído para 1,8T, as vantagens advindas da sua alta resistividade elétrica ($80\mu\Omega\text{cm}$) e sua anisotropia magnetocristalina relativamente baixa (20 kJ/m^3) viabilizaram o desenvolvimento de seu difícil processamento pela empresa japonesa JFE⁴⁶, em espessuras muito finas (0,1 mm).

As perdas magnéticas de uma amostra desse material foram analisadas⁷⁸, resultando em valor bastante baixo, da ordem de 1,4W/kg a 1,5T, devido às baixíssimas perdas parasitas. O comportamento das parcelas de altas e de baixas induções pode ser analisado na Figura 30 numa ampla faixa de induções máximas, comparada com as do aço 3%Si acima investigado. Pode-se perceber que, somadas as duas parcelas, a perda histerética dos dois materiais é semelhante, até 1T, tornando-se crescentemente maior para o aço 3%silício conforme a indução máxima aumenta. As perdas de baixas induções dos dois materiais seguem relativamente parecidas até induções de 1,5T, enquanto que as perdas de altas induções tornam-se predominantes para o aço 3%Si, permanecendo baixas para o aço 6,5%Si⁴⁷.

A semelhança entre os valores da parcela de baixas induções dos dois materiais confirma que a redução de 50% no valor da constante de anisotropia magnetocristalina não alterou significativamente a restrição à movimentação de domínios nas proximidades do campo coercivo.

A diferença de comportamento em altas induções pode ser creditado à menor anisotropia magnetocristalina e/ou à magnetostricção quase nula. Foram feitas medidas de emissão magnetoacústica nesse material, com resultando praticamente nulo.⁴⁸

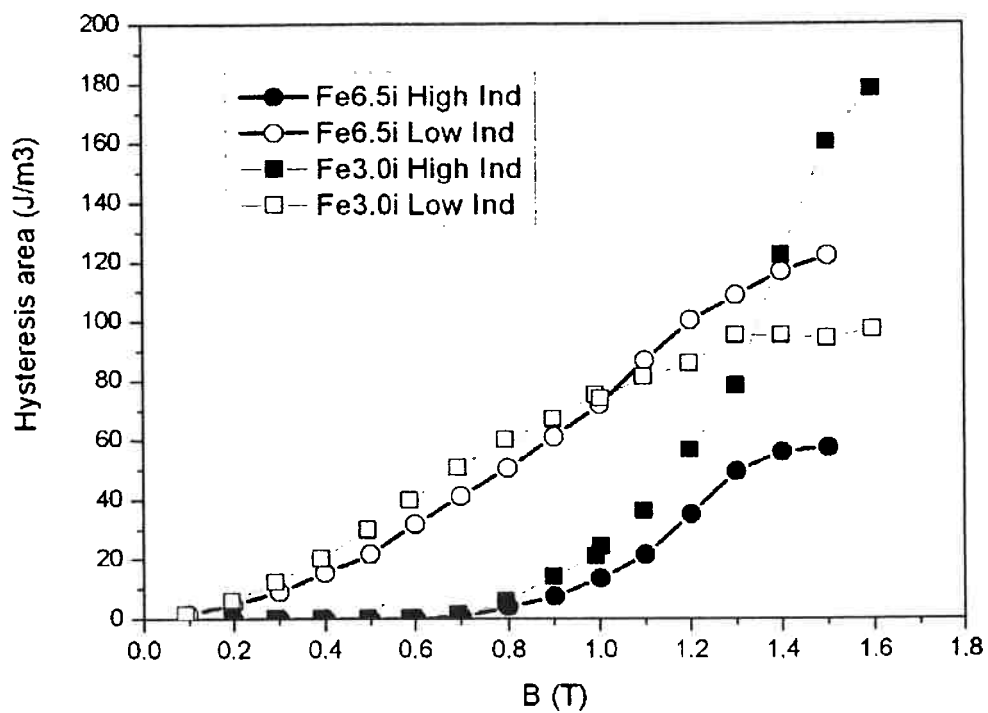


Figura 30. Efeito da indução máxima nas parcelas de altas e baixas induções de aço contendo 3 e 6,5%Si. ⁴⁷

3.4. Efeito da indução máxima em ferritas de manganês zinco

Abordagem semelhante foi aplicada à ferritas de manganês-zinco⁴⁹, material usado em aplicações onde a alta frequência de excitação é importante, devido à alta resistividade elétrica dessas cerâmicas. As propriedades magnéticas das ferritas de manganês zinco foram objeto de dissertação de mestrado por nós orientada⁵⁰ e tese de doutorado em andamento. Sua saturação ocorre em induções da ordem de 0,45T, sua temperatura de Curie é baixa, 230° C, sua constante de anisotropia magnetocristalina K_1 também é baixa, da ordem de 500J/m³ à temperatura ambiente, tendendo a zero a aproximadamente 80° C. A composição química dessas ferritas é ajustada para minimizar também as constantes de magnetostricção. O material examinado tem tamanho de grão pequeno, da ordem de 10µm, e porosidade da ordem de 10% do volume.

É interessante notar que a energia dissipada a 0,4T é praticamente igual (sendo 20J/m³), no aço elétrico acima investigado e nessa ferrita, apesar das diferenças de propriedades intrínsecas. O exame do efeito da indução máxima na área de histerese quase estática (Figura 31) mostrou que o expoente de Steinmetz é da ordem de 2,25, bem maior que o expoente de 1,7 dos aços. Além disso, mostrou também que em altas induções (próximas à saturação) a energia dissipada por ciclo deixa de crescer segundo a previsão de Steinmetz. No caso das ferritas não ocorreu uma região onde a energia dissipada cresceu significativamente acima da previsão de Steinmetz, como foi mostrado que ocorre para os aços, apesar de que o campo coercivo tem comportamento análogo, ou seja, deixa de crescer em altas induções, como mostra a Figura 32.

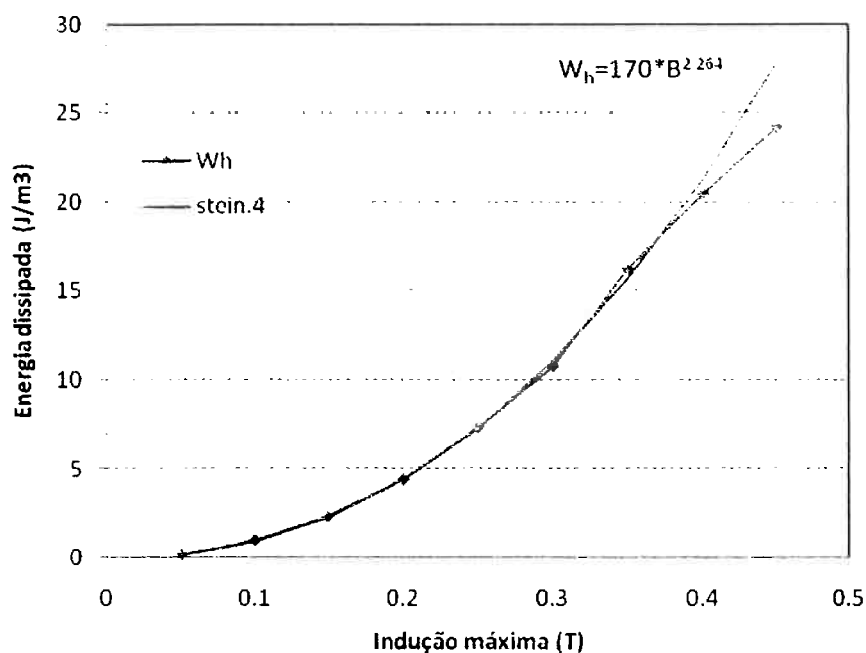


Figura 31. Efeito da indução máxima na energia dissipada por ciclo de ferrita de manganês zinco.⁴⁹

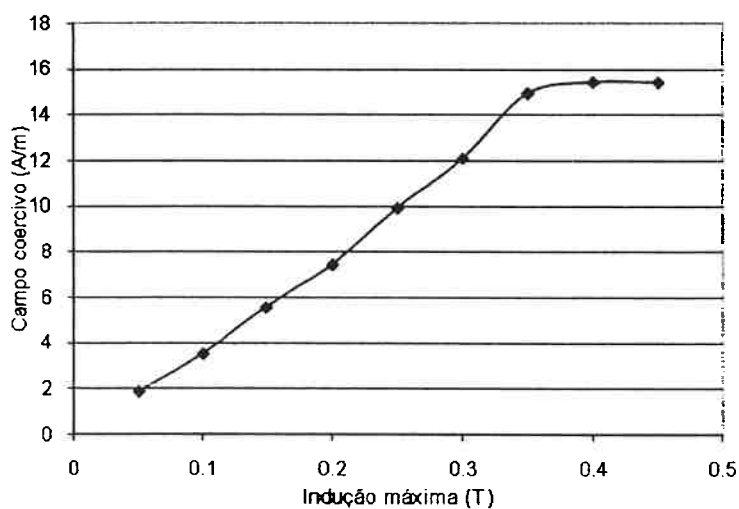


Figura 32. Efeito da indução máxima no campo coercivo de ferrita de manganês zinco.⁴⁹

A subdivisão da área da histerese seguiu comportamento bem similar ao dos aços, mudando apenas a escala de induções onde os comportamentos mudam. A parcela de altas induções é praticamente nula até 0,25T (que corresponde à 55% do valor da saturação), enquanto que no aço elétrico essa parcela é nula até 0,8T (correspondendo a 40% do valor da saturação). Essa diferença provavelmente está

associada à diferença de anisotropia cristalina: a permeabilidade máxima marca o ponto em que o ganho de polarização magnética por movimento de parede de domínios passa a ser muito pequeno, e o aumento da polarização magnética passa a depender principalmente da rotação de domínios. Quanto maior a constante de anisotropia, menor o ganho de polarização por rotação.

Além disso, nota-se na Figura 33 que o valor da energia dissipada em altas induções nunca chega a ser maior que o valor de baixas induções.

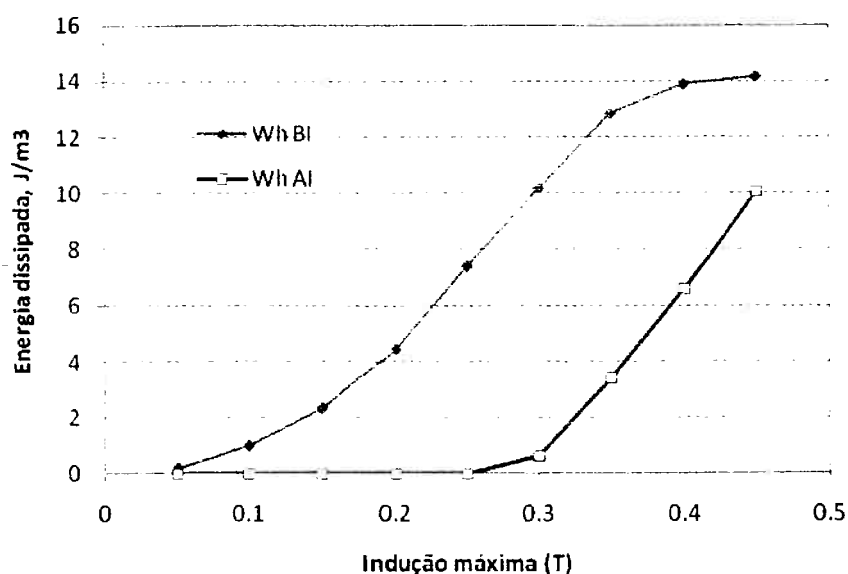


Figura 33. Efeito da indução máxima nas parcelas de altas e baixas induções da área da histerese em ferritas de MnZn.⁴⁹

3.5. 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.

A aplicação da técnica de subdivisão das perdas histeréticas mostrou que somente a energia dissipada em baixas induções tem uma relação clara com o tamanho de grão.

3.5.1. O trabalho clássico de Yensen

Quase simultaneamente, Dahl, Pawlek e Pfafenberger⁵¹ e T.D. Yensen⁵² 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 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 Westinghouse⁵², 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 1990⁵³. 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.

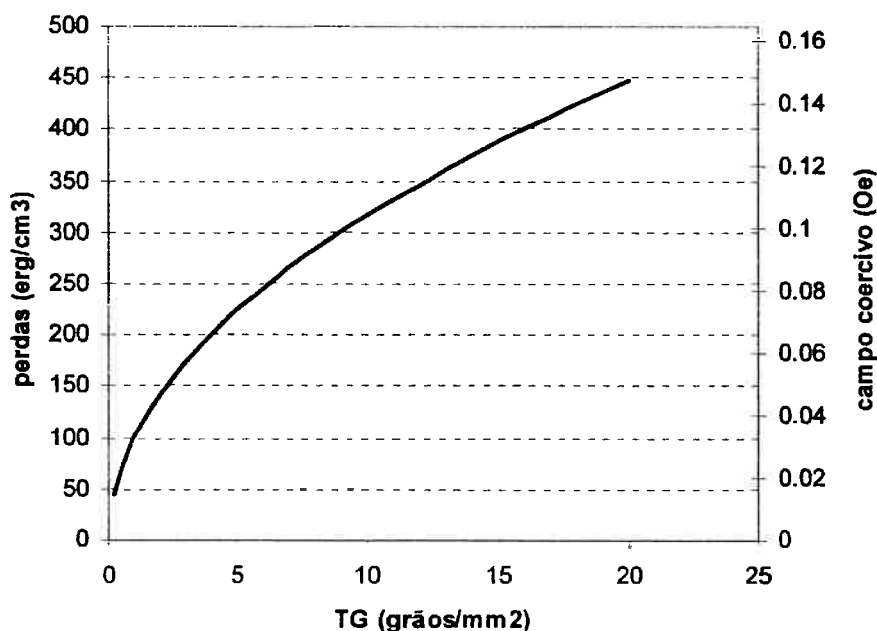


Figura 34.. Efeito do tamanho de grão nas perdas por ciclo (área de histerese) e no campo coercivo, medidos a partir de indução máximo de 1,0T, nas unidades cgs usadas por Yensen⁵².

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/mm², 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.

$$W_h = 10\sqrt{N} = \frac{8,8}{d} \quad \text{(Equação 7)}$$

$$H_c = 2,63\sqrt{N} = \frac{2,32}{d} \quad \text{(Equação 8)}$$

para W_h em J/m³ H_c em A/m, e d em mm.

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/m³ e campo coercivo de 15A/m, quando as equações prevêm respectivamente 59 J/m³ e 15,5 A/m.

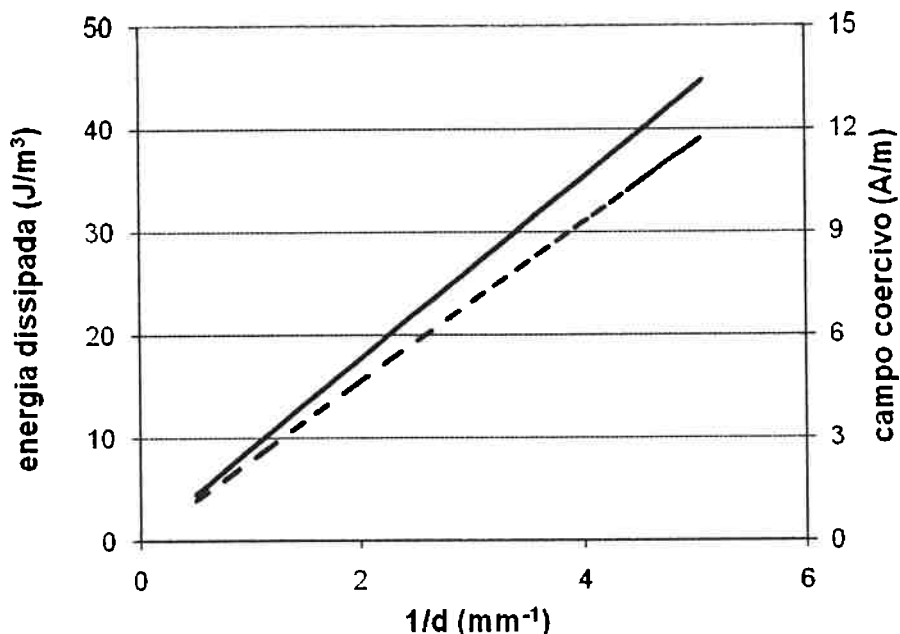


Figura 35. Efeito do inverso do tamanho de grão na energia dissipada e no campo coercivo, nas unidades MKS, a partir dos dados de Yensen ⁵².

3.5.2. Relações entre campo coercivo e perdas histeréticas

Os resultados de Yensen denotam uma relação linear entre campo coercivo e perdas histeréticas, onde

$$W_h = \frac{10}{2.63} H_c = 3,8H_c$$

Se, por simplificação, fosse suposto que a área de histerese fosse retangular, com reversão da magnetização verticalmente em H_c chega-se a equação 9. Bertotti e colaboradores²² usaram-na para a estimativa de H_c

$$W_h = 4 \cdot B_{\max} \cdot H_c \quad (\text{equação 9})$$

Aplicando essa simplificação às condições usadas por Yensen, chega-se a uma relação entre W_h e H_c bem semelhante àquela estabelecida experimentalmente.

$$W_h = 4 \cdot 1 \cdot H_c = 4 \cdot H_c$$

Essa aproximação tem algumas limitações. A razão $W_h/(B_{\max} \cdot H_c)$ não é constante, como mostra a figura abaixo, apenas passa próximo de 3,8 em 1T.

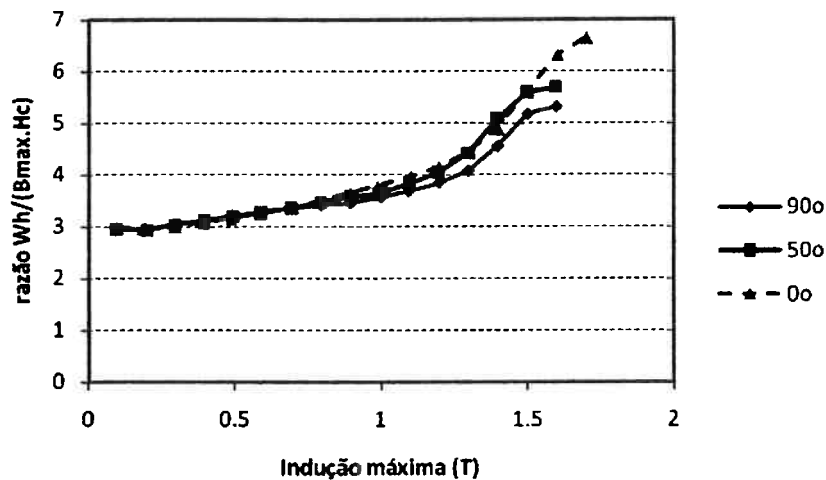


Figura 36. Variação da razão $W_h/(B_{\max} \cdot H_c)$ em função de B_{\max} para um aço com 3%Si ensaiado em 3 ângulos diferentes em relação à direção de laminação.

A Figura mostra que a energia dissipada na histerese é mais sensível que o campo coercivo ao aumento da indução máxima, até porque campo coercivo deixa de aumentar, acima de 1,2T, como mostrou a Figura 23.

O trabalho de Yensen é apenas descritivo, não discute mecanismos nem correlações outras. Só em 1952 surgiria uma proposta de explicação para esse efeito, mas essa proposta ficaria pouco conhecida até a década de 1970.

3.5.3. A difícil inserção do efeito do tamanho de grão na literatura do magnetismo.

O livro de Richard Bozorth , *Ferromagnetism*, editado em 1951, até hoje é usado e citado, pelo enorme volume de dados fundamentais nele reunidos. Bozorth foi pesquisador do Bell Telephone Laboratories, em Murray Hill, New Jersey, EUA, e tem, dentre outros feitos intelectuais, o mérito de ter sido quem identificou a textura (110)[001] das chapas de aço silício desenvolvidas e patenteadas por Norman Goss.

No capítulo "Ligas ferro-silício" , um pequeno item de 17 linhas resume suas opiniões sobre o efeito do tamanho de grão: "*O efeito do tamanho de grão de ferro-silício sobre as propriedades magnéticas, especialmente na histerese e nas perdas parasitas tem sido, e ainda é, um tema controverso. Há poucas dúvidas de que variações nos tratamentos que causam aumento do tamanho de grão também causam redução nas perdas. Supõe-se, entretanto, que o tamanho de grão seja afetado pela quantidade de impurezas, que elas mesmas têm um efeito direto nas propriedades magnéticas. Os experimentos de Von Auwers também mostraram que materiais com o mesmo tamanho de grão podem ter propriedades muito diversas, dependendo da quantidade de impurezas absorvidas durante o recozimento....Não se estabeleceu, entretanto, qualquer efeito apreciável do tamanho de grão per se.*"

Em outros trechos, Bozorth cita vários artigos de Yensen, inclusive o artigo de 1939, mas não menciona a figura do efeito do tamanho de grão. É interessante notar que o artigo de Kittel, de 1949 (colega de Bozorth, na época) focaliza o problema do campo coercivo, afirmando que o problema da histerese é mais complexo e que, quando o problema do campo coercivo for entendido, o das perdas histeréticas estará no caminho de sê-lo. Kittel, entretanto, não menciona o efeito do tamanho de grão, apesar de dar destaque para os modelos de Kersten para inclusões e para o efeito da deformação⁵.

O artigo de A. Mager sobre o efeito do tamanho de grão no campo coercivo foi publicado em 1951, numa revista da Alemanha Oriental. Mesmo sendo um artigo muito sucinto, a importante revisão de John B. Goodenough (193 citações na base WOS) sobre campo coercivo e a criação de domínios, em 1954⁵⁴, lhe dá destaque. Apesar disso, o tema do efeito do tamanho de grão não recebe ampla aceitação. O livro de Chikazumi, que é de 1966, igualmente ignora a

discussão do efeito do tamanho de grão na coercividade⁶. Outro livro muito citado, de B.D. Cullity, de 1972, tem estrutura bem semelhante aos demais: discute o modelamento do efeito das inclusões e das tensões residuais, mas nada comenta sobre o efeito do tamanho de grão¹⁴.

No início da década de 1970, vários artigos de pesquisadores da Vacuumschmelze, empresa alemã fabricante de materiais especiais, mencionam o efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ligas Fe-Ni e citam o artigo de Mager (por exemplo Adler e Pfeifer⁵⁸). Entretanto, o livro de C.-W. Chen (1977)⁵⁵ continua a não dar destaque ao tema, ainda que mostre uma particularidade interessante: o efeito do tamanho de grão não é mencionado no capítulo intitulado "Metallurgical factors", com 130 páginas, apesar de ser muito detalhado quanto aos efeitos da deformação plástica e à descrição do processo de fabricação de aços do tipo Grão-orientado. Só no capítulo "Applications of soft magnetic materials" mencionará a importância da remoção das impurezas do ferro no recozimento sob hidrogênio e, como efeito colateral, promover o crescimento de grão. Afirma, em uma frase, que "os grãos devem ser tão grandes quanto possível, pois as propriedades magnéticas sensíveis à estrutura são melhoradas com menos contornos de grão" (pag 374). E mostra a figura de Yensen.

Mais artigos citam Mager, inclusive o artigo de Degauque e outros⁶⁸, de 1982, que tem grande repercussão (37 citações em julho de 2007). O livro texto de David Jiles¹⁷, de 1991, num item sobre interações entre defeitos e paredes em metais, vai mencionar a relação do campo coercivo com o inverso do tamanho de grão, usando como referência o trabalho de Degauque. Por outro lado, o livro de O'Handley (professor do MIT), do ano 2000⁵⁶, abandona a tradicional discussão das inclusões de Neel e as tensões de Kersten para introduzir uma abordagem "micromagnética", por que "*considera as condições de contorno na magnetização nas interfaces matriz-defeito, e leva a energia de troca em consideração.*" Entretanto, nada menciona quanto ao efeito do tamanho de grão.

É curioso notar que, ao lado disso, sucessivas edições do Metals Handbook (1960, 1980, 1991) reproduziriam a figura de Yensen (Figura 25, acima).

Resumindo, apesar de tecnologicamente importante, os autores das sínteses dos livros-texto tem tido dificuldade em apresentar o efeito do tamanho de grão no campo coercivo e na energia dissipada. A razão, aqui proposta, deve ser a falta de informações sobre o modelo mecanístico proposto por Mager, apesar da

importante inserção do efeito da energia da parede de domínio na correlação tamanho de grão x campo coercivo e, por consequência, com a energia dissipada na histerese.

3.5.4. Precedentes do trabalho de A. Mager

Em 1952, Albrecht Mager publicou um artigo propondo uma explicação para a influência do tamanho de grão sobre o campo coercivo⁵⁷. Esse artigo tem 37 citações na WOS, em julho de 2007. O artigo, de uma página, busca apresentar um cálculo teórico do coeficiente angular da relação entre o campo coercivo e o inverso do tamanho de grão, mostrando que o coeficiente está relacionado com a energia da parede de domínio.

Naquele momento, A. Mager trabalhava no Phys. Institut de Jena, sob a orientação de Martin Kersten. Antes da 2ª Guerra Mundial, dois grandes nomes do ferromagnetismo alemão eram Richard Becker (1887-1955), e Martin Kersten (1906-1999). Martin Kersten estudou em Berlin sob a orientação de Becker e, de 1930 até 1945, trabalhou no Zentrallaboratorium da Siemens & Halske em Berlin, onde foi o líder do setor de pesquisa em materiais magnéticos. Entre 1946 e 1951 ele trabalhou na Universidade de Jena, na Alemanha Oriental. Nessa época ele orientou A. Mager exatamente no tema do efeito do tamanho de grão. Passando para o Ocidente, de 1951 a 1961 ele trabalhou na Vakuumschmelze, em Frankfurt, para onde levou seu antigo assistente em Jena, A. Mager. O artigo de Mager voltou à tona como referência de um artigo de Adler e Pfeiffer, pesquisadores da Vakuumschmelze, mostraram a validade da relação entre campo coercivo e o inverso do tamanho de grão tendo a energia da parede de domínios como fator preponderante da constante de correlação para uma liga ferro-níquel, em 1974⁵⁸.

R. Becker trabalhou de 1921 a 1936 no Physikalischen Institut, da Technischen Hochschule Berlin (TH Berlin), de onde saiu para Göttingen, substituindo Max Born. Ali produziu seus principais artigos sobre magnetismo, incluindo seu livro com Werner Döring, *Ferromagnetismus*, de 1939. Döring

publicou, em 1938, um artigo sobre o crescimento de núcleos de inversão da magnetização⁵⁹ que foi a base do trabalho de Mager. Dada a dificuldade de acessar esse artigo, fizemos uma tradução dele e apresentamos em anexo (anexo I) uma edição bilíngüe. Da mesma forma, apresentamos em anexo a tradução do artigo de Mager (anexo II). Como o artigo de Mager é muito sintético, escrevemos uma carta (inicialmente endereçada a E. Adler, que a retransmitiu a A. Mager, já aposentado) solicitando informações. Sua resposta é também apresentada em anexo (anexo III).

3.5.5. O trabalho de Mager

O artigo de Mager busca ajustar numericamente o resultado experimental de Yensen, acima citado, com uma previsão teórica derivada do trabalho de W. Döring⁵⁹. 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.

Mager fez essa ligação usando uma equação deduzida por W. Döring para campo crítico para crescer um domínio de inversão da magnetização (ou seja, um campo correspondente ao campo coercivo). A equação de Döring resulta em que o campo é inversamente proporcional à dimensão linear de um fator geométrico do sistema em exame:

$$H_s = \frac{3\pi\gamma}{4J_s d}$$

J_s é a polarização de saturação, γ é a energia da parede de domínio e d é o fator geométrico linear.

Mager não detalha um modelo, em seu artigo. Propõe simplesmente que os grãos são portadores de núcleos de inversão da magnetização e que vale a equação de Döring "*mesmo nas complexas estruturas de domínio induzidas pela energia magnetostática nos contornos de grão*". A estimativa teórica, aumentada por um fator 3/2 creditado à textura aleatória, resulta em valor apenas 20% menor que o experimental de Yensen. Muito bem sucedido, portanto.

O problema é a falta de detalhamento do modelo. Buscamos no artigo de Döring, de 1938, algum esclarecimento adicional. Aquele trabalho propôs modelar o crescimento de núcleos de inversão da magnetização em corpos de prova com estruturas de domínio muito particulares, onde a deformação plástica de fios de ligas Ferro-níquel resultava em núcleos de tamanho macroscópico, detectáveis com o

movimento milimétrico de bobinas sonda. Trata-se da reprodução dos experimentos de Sixtus e Tonks, de 1931⁸. Esses experimentos provocaram grande interesse ao demonstrar a existência dos domínios magnéticos propostos teoricamente por Pierre Weiss e por identificar a existência de um campo crítico para iniciar o crescimento desses domínios. O trabalho de Döring, traduzido no Anexo I, modelou o campo crítico para nucleação com base na teoria da nucleação homogênea, que ele havia abordado com R. Becker em 1935. O cotejamento dos resultados experimentais com o modelamento permitiu calcular valores para essa energia de superfície (a energia das paredes de domínio), muito próximos aos estimados teoricamente por Felix Bloch em 1932. O equacionamento do problema levou em conta a energia magnetostática do campo desmagnetizante dos núcleos, que exige que núcleos só existam se o campo desmagnetizante for pequeno, ou seja, a sua relação comprimento/largura deve ser grande. Nesse caso, o volume do núcleo, aproximadamente um cilindro, é proporcional ao quadrado da largura, enquanto a área lateral é linearmente proporcional. Isso resulta em que o campo crítico para o crescimento longitudinal é inversamente proporcional à largura do núcleo, como infere-se de uma das equações 6 de Döring. Quando o núcleo tem largura pequena, o aumento da área consome mais energia do que a correspondente redução da energia magnetostática do campo externo devida ao aumento do volume do núcleo. Na equação usada por Mager, citada abaixo, portanto, a variável d , oriunda da equação de Döring, refere-se à largura (*dicke*) do núcleo de reversão da magnetização.

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

Essa equação resulta num coeficiente angular, segundo Mager, de $3,1 \cdot 10^{-3}$ (Oe.cm), correspondendo a 2,5 ((A/m)(mm)). Esse número é bem semelhante ao valor experimental de Yensen, de 2,32 ((A/m)(mm)), conforme equação 8 acima. O artigo de Mager, muito curto, não permitia entender a associação entre a largura do núcleo e o tamanho de grão. Sua resposta a essa pergunta, de 1988 (anexo III), esclarece melhor o argumento:

Ele afirma num material policristalino normal (sem as condições particulares do material dos experimentos de Sixtus e Tonks e de Döring), não existem domínios tão grandes no interior de um único grão. Para existirem núcleos de reversão da magnetização com baixa energia magnetostática de campo desmagnetizante,

esses núcleos devem estender-se em longas cadeias que atravessam muitos grãos, como mostra a figura abaixo. Naturalmente as direções de magnetização dentro de cada grão devem seguir as suas direções de magnetização espontâneas e o circuito tridimensional deve minimizar os campos desmagnetizantes associados aos contornos de grão.

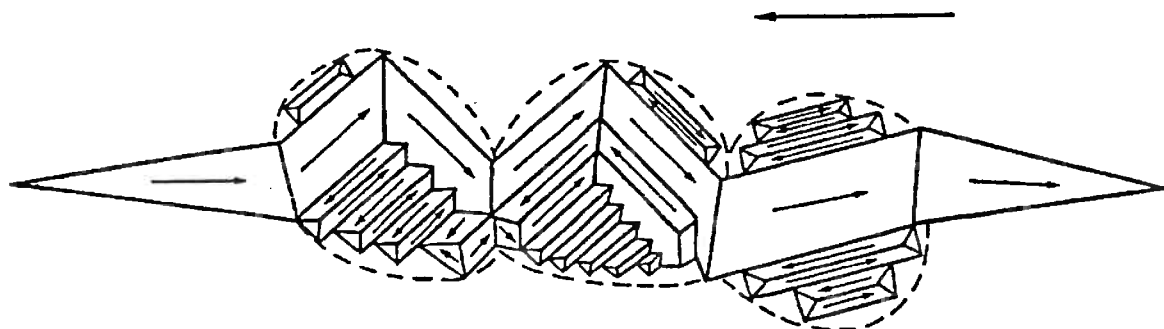


Figura 37 Esboço de núcleo de inversão da magnetização atravessando vários grãos⁶⁰

Ainda segundo a carta de Mager, a reversão da magnetização ocorre quando esses núcleos de inversão da magnetização crescem. Aí vale o modelo de Döring: o campo necessário para o crescimento desses domínios está associado à sua largura. A largura máxima que esses núcleos têm é o diâmetro do grão. 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"*.

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.

3.5.6. Comentários ao trabalho de Mager

Já em 1954 o artigo de Mager era citado em uma importante revisão sobre a nucleação de domínios, escrito por John B. Goodenough, do MIT⁵⁴. Nesse artigo, o autor afirma que *“Mager postulou que, na reversão da magnetização, um domínio elipsoidal é criado em cada contorno de grão. Mager usou a formulação de Döring para o crescimento de domínios reversos, que considera o campo de partida médio para o crescimento alongado do domínio. Para isso, Mager levou em consideração a contribuição da tensão superficial das paredes de 180°*. Note-se que o mecanismo indicado nesse texto não corresponde ao que, na carta, foi descrito por Mager.

Durante a redação de dissertação de mestrado sobre a relação tamanho de grão-campo coercivo em ligas ferro-níquel⁴, uma referência deu origem à presente investigação sobre o modelo de Mager, um artigo de Adler e Pfeiffer⁵⁸, precisamente sobre esse tema. Esses autores não discutem mecanismo, mas enfatizam a relação entre campo coercivo e o inverso do tamanho de grão, mediado pela energia da parede de domínio e a excelente estimativa numérica da equação de Mager.

S.I. Tiito não menciona Mager nem mede campo coercivo mas, ao discutir o efeito do tamanho de grão em parâmetros do ruído de Barkhausen⁶¹, faz considerações semelhantes àquelas descritas por Mager em sua carta: propõe a existência de domínios correlacionados cujo desenho é semelhante ao de Mager e afirma que o crescimento lateral é limitado pelos contornos de grão.

O artigo de Degauque et al.⁶⁸ cita Mager e tornou-se uma das mais citadas referências sobre a relação entre campo coercivo e o inverso do tamanho de grão em aços, tendo 37 citações na base de dados WOS, em julho de 2007. Encontra relação linear entre campo coercivo e o inverso do tamanho de grão, mas indica mudança de comportamento quando tamanho de grão é menor que 50 μ m. Para grãos maiores que 50 μ m, encontrou um coeficiente angular experimental de 3 (A/m)(mm)), que é semelhante ao valor de 2,5 ((A/m)(mm)) calculado por Mager. Afirma que a discussão de Mager e de Goodenough discute a variação do campo coercivo em termos de nucleação e propagação de paredes. Afirma que “o

fenômeno é governado pela energia magnetostática relacionada às diferenças de orientação dos grãos” e atribui a Goodenough a explicação do fracasso da citada relação para tamanhos de grão menores que 50 μm . Afirma também que, dada a incerteza dos dados, uma lei do tipo $1/d$ não é a única a corresponder aos dados experimentais: uma lei do tipo $1/\sqrt{d}$ também daria boa correlação.

A Figura 30 mostra os dados experimentais de Adler e Pfeiffer⁵⁸, de Degauque e outros⁶⁸ e de Battistini e outros para aço inoxidável⁶², indicando a validade da correlação linear com $1/d$.

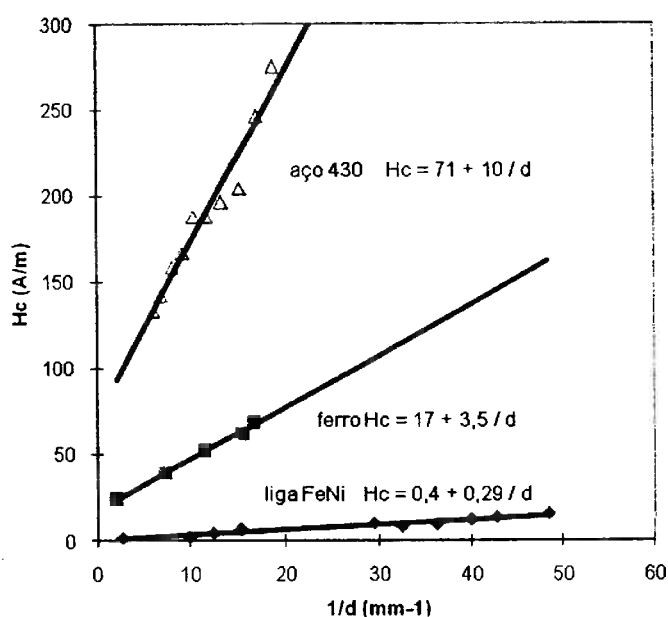


Figura 38. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de diferentes materiais, para liga Fe-Ni⁵⁸, aço inox 430⁶² e ferro⁶⁸

Outro pesquisador da Vacuumschmelze trouxe mais dados em apoio ao modelo de Mager: W. Fernengel investigou, em 1987, o efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ímãs de NdFeB em estado não magnetizado, ou seja, contendo paredes de domínio⁶³. O campo coercivo de um ímã corretamente magnetizado (ou seja, submetido a campo magnético que garanta sua saturação magnética) depende da nucleação de domínios de magnetização reversa, pois após saturação não deve existir nenhum núcleo. O campo coercivo de ímãs não saturados tem paredes de domínios, tem núcleos da magnetização reversa. Fernengel mostrou que a equação de Mager descrevia bem o efeito do tamanho de

grão (na faixa entre 5 e 15 μ m) no campo coercivo de ímãs não pré-magnetizados até saturação.

A Tabela 3 junta os dados desses três materiais, ferro, liga ferro-níquel e ímã de NdFeB para mostrar que o coeficiente angular calculado a partir da equação de Mager, apesar das ordens de grandeza de diferença entre os valores de energia da parede de domínio, produz resultados muito próximos dos resultados experimentalmente obtidos. A propriedade predominante no valor da energia de parede de domínios é a constante de anisotropia magnetocristalina.

Tabela 3. Cálculo teórico e resultado experimental do coeficiente angular A da relação $H_c=A/d$.

Material	Constante K_1	Energia da parede de domínio	Polarização de saturação	Ref.	Coeficiente angular calc.	Coeficiente angular exper.
unidade	kJ/m^3	mJ/m^2	T		$[(\text{A/m})(\text{mm})]$	$[(\text{A/m})(\text{mm})]$
Ferro	48	1,5	2,15	57	2,5	3,4
Liga FeNi	1	0,17	1,54	58	0,39	0,29
NdFeB	5.000	33	1,6	63	73	64

Esses resultados mostram que, independentemente do mecanismo proposto por Mager, sua equação descreve bastante bem o efeito da energia da parede de domínios no campo coercivo de materiais magnéticos. Resta aberto o problema da correlação entre campo coercivo e perdas, que a discussão acima deixou em aberto.

3.5.7. Outras interpretações do efeito do tamanho de grão

Goodenough⁵⁴ partiu do conceito de contornos de grão separam regiões de orientação cristalográfica diferentes onde, se o campo magnético aplicado é

relativamente pequeno, as diferentes direções de magnetização espontâneas dos domínios que são vizinhos através do contorno de grão criam um campo desmagnetizante. Para reduzi-lo, nucleiam-se domínios contrários, como mostra a Figura 39. Esse autor calculou o campo necessário para nuclear esse domínio contrário, supondo que o campo externo aplicado fosse mínimo e, portanto, as polarizações J_1 e J_2 estivessem nas direções fáceis. Ele assumiu que esse campo crítico estaria associado ao campo coercivo.

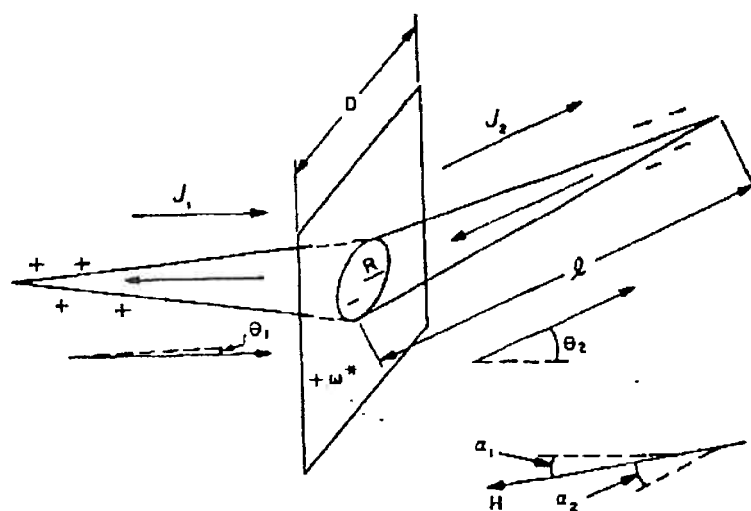


Figura 39. Nucleação esquemática de domínios reversos em um contorno de grão.⁵⁴

Uma proposição muito diferente foi feita por Globus⁶⁴, num artigo atualmente com 32 citações no WOS. Globus e Guyot propuseram⁶⁵, em 1972, que a parede de domínio é ancorada nos contornos de grão e que, sob a ação de campos aplicados de pequena intensidade, sofre um arqueamento sem livrar-se do ancoramento. Ultrapassado um campo crítico, a parede move-se, como mostra a figura abaixo. Por estar investigando ferritas, onde a permeabilidade inicial é um parâmetro muito importante, seu modelo foca-se mais na região de movimento reversível da parede de domínio. Sem dar mais detalhes, Globus afirma que o "*decréscimo da superfície de parede de domínio (quando o campo crítico é ultrapassado) é seguido pela criação de paredes de domínio nos grãos vizinhos, para manter o circuito fechado*".

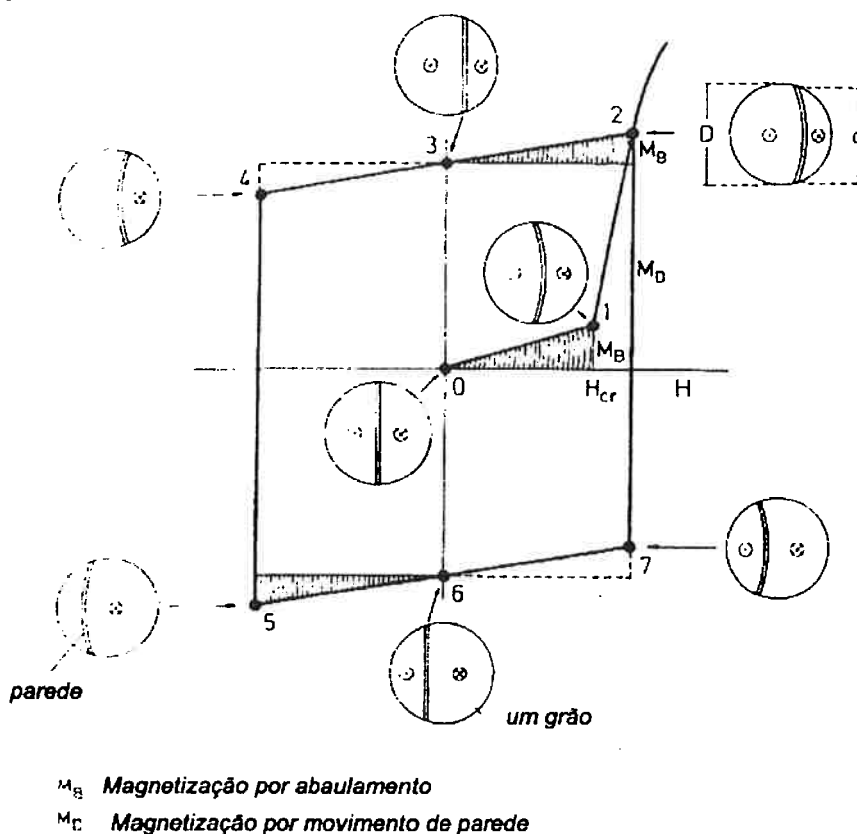


Figura 40. Mecanismo proposto por Globus e Guyot para a interação entre parede de domínio e contornos de grão. Figura mostra uma curva de histerese losangular e a posição ocupada pela parede em diversos pontos da histerese⁶⁴.

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 citações⁶⁶ 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-Wohlfarth. 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.

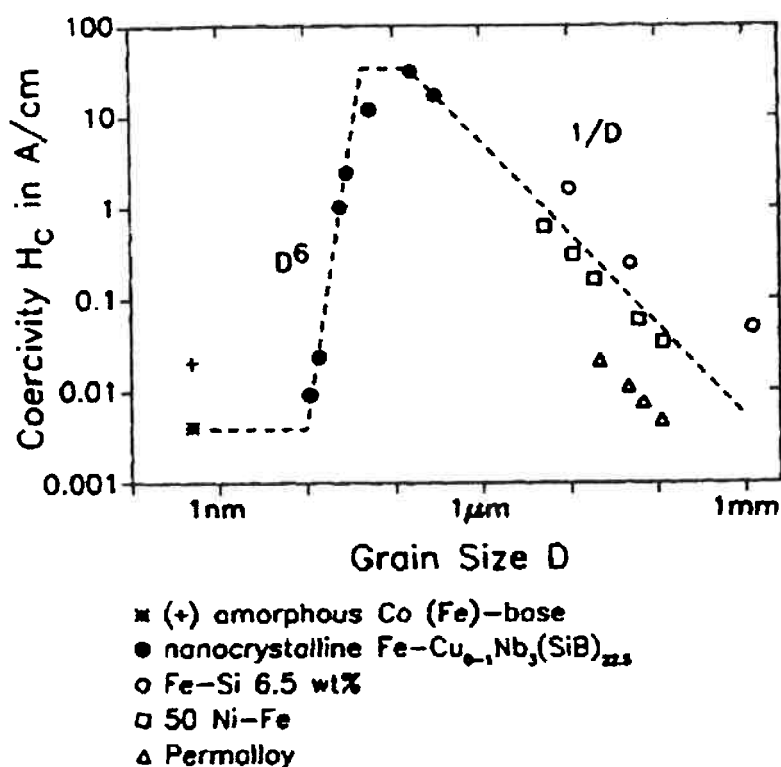


Figura 41. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de diferentes materiais⁶⁶.

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. Abordagens empíricas mostraram que o aumento do tamanho de grão diminui a componente histerética

das perdas, com leis empíricas do tipo $1/d$ e $1/\sqrt{d}$, mas com pouquíssima discussão sobre modelos. O item 3.5.2 mostrou que a relação entre H_c e perdas é mais complexa do que o trabalho de Yensen permitia supor. A aplicação da técnica de subdivisão das perdas histeréticas permitiu uma nova visão do problema.

3.5.8. O efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ligas ferro-47,5% níquel

O efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ligas ferro-47,5%níquel foi abordado na dissertação de mestrado⁴, resultando em uma correlação com coeficiente angular muito semelhante ao de Adler e Pfeiffer⁵⁸ (0,31 na dissertação, 0,29 para Adler), ainda que o valor da parcela independente do tamanho de grão fosse muito diferente (3,6 na dissertação, 0,8 para Adler). A reprodutibilidade do coeficiente angular do tamanho de grão indicou que o efeito das outras variáveis de processo, como teor de impurezas, concentra-se na parcela independente do tamanho de grão, e que a correlação campo coercivo - tamanho de grão tem a robustez necessária para ser usada num modelamento.

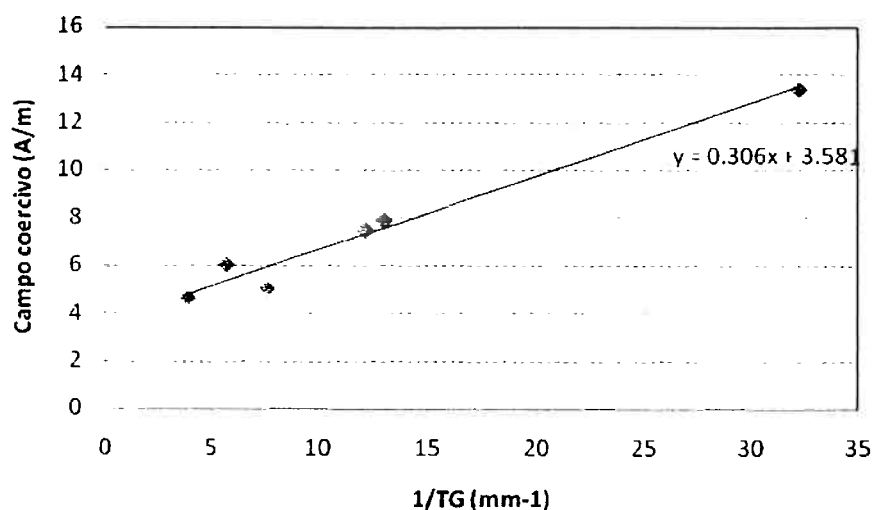


Figura 42. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo de ligas Fe -47,5%Si (adaptado de Landgraf⁴)

No momento da redação da dissertação, o mecanismo proposto por Mager, pois sua carta ainda não estava disponível⁶⁰, nem tampouco a tradução do artigo de Döring⁵⁹.

3.5.9. O efeito do tamanho de grão nas parcelas de baixa e alta indução

O primeiro trabalho que registrou a utilização da subdivisão das perdas histeréticas o fez analisando o efeito do tamanho de grão, apresentado no Congresso Brasileiro de Ciência e Engenharia de Materiais, CBECIMAT, realizado em Curitiba em 1998¹ seguido por apresentação dos mesmos resultados no IV Latin American Workshop on Magnetism and Magnetic Materials, cujos anais foram publicados no ano seguinte⁴¹. Amostras com diferentes tamanhos de grão foram produzidas a partir de um aço baixo carbono com 0,5%Si elaborado em forno a vácuo e solidificado em um lingote de 50x350x300mm, laminado a quente até espessura de 2,5mm, com largura de 350mm. A placa foi laminada a frio até 0,55mm, recozida para obter tamanho de grão de 13 μ m. Segmentos independentes foram submetidos a nova laminação a frio, com graus de deformação diferentes. Amostras Epstein de 30x300mm foram cortadas na direção de laminação e na direção transversal e todas as amostras foram recozidas em um recozimento industrial típico, a 760°C por 2h. Devido às diferenças de grau de deformação, seis amostras com diferentes tamanhos de grão e texturas cristalográficas foram obtidas. Medidas de perdas a 60Hz foram realizadas separadamente nas direções de laminação e transversal, com instrumento construído no IPT, capaz de medir perdas em frequência entre 100 e 0,005Hz, sob indução senoidal. As perdas magnéticas totais foram medidas pelo método do wattímetro; as perdas parasíticas foram calculadas usando a resistividade elétrica determinada em cada amostra [média de 19 μ Ω cm). Perdas histeréticas a 1,5T foram determinadas pelo método quase-estático, integrando a área de histerese determinada a 0,005Hz. As perdas anômalas foram determinadas a partir das perdas totais, parasíticas e histeréticas. Valores de B50 foram determinados a 60Hz.

A Figura 43 mostra resultados medidos em duas direções (laminação e transversal) de cada amostra de diferente tamanho de grão. Essa série de amostras seguiu o comportamento típico do efeito do tamanho de grão nas perdas totais^{67,68,69}: as perdas passam por um mínimo, para tamanho de grão em torno de 150 μ m, pois apesar da parcela histerética diminuir com o aumento do tamanho de grão, a parcela de excesso cresce. É importante notar que os valores encontrados

para as perdas histeréticas dessa série de aços, da ordem de 2,5W/kg a 150 μ m, são relativamente grandes.

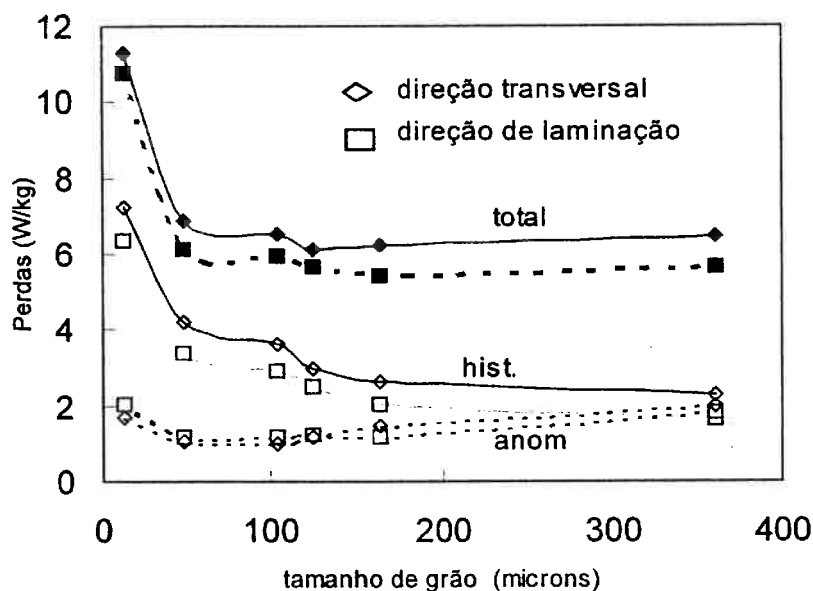


Figura 43 . Efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas totais e suas parcelas histeréticas e anômala, para aço com 0,5%Si. Medidas feitas na direção de laminação (\square) e transversal (\diamond).¹

A separação das perdas histeréticas a 1,5T, 60Hz, em suas parcelas de baixa e alta indução, representada na Figura 44, mostra que quando o tamanho de grão é pequeno, as perdas de Baixa Indução predominam, enquanto para tamanhos de grão grandes, as perdas de Alta Indução predominam. Nota-se também que a anisotropia das perdas (diferença entre perdas na direção de laminação e na transversal) é significativa nas Perdas Histeréticas de Alta Indução, e quase nula nas Perdas Histeréticas de Baixa Indução. Esse tema será retomado mais a frente.

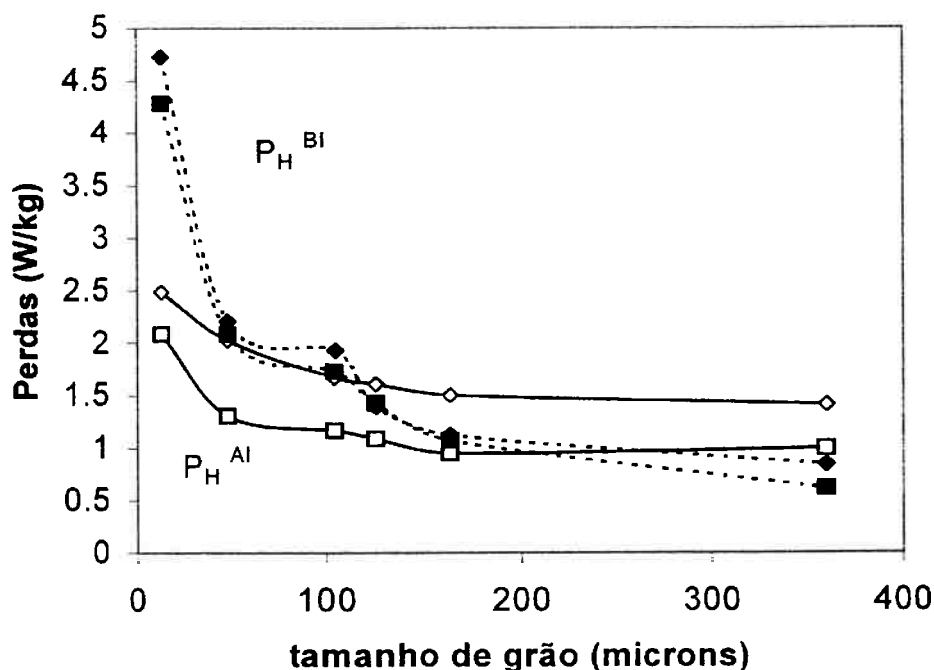


Figura 44. Efeito do tamanho de grão e da textura nas perdas histeréticas de Altas (P_H^{AI}) e Baixas Induções (P_H^{BI}) nas direções de laminação (+) e dir. transversal (\diamond).¹

Reestruturando os dados de perda histerética da Figura 44 para energia dissipada por ciclo, e apresentando-os no formato da

Figura 35, foi montada a Figura 45, com a energia dissipada em função do inverso do tamanho de grão, e juntando a isso os dados de campo coercivo. Nota-se que a energia dissipada na histerese, a parcela de baixas induções e o campo coercivo tem comportamento bem semelhante, diferentemente da parcela de altas induções. Uma das características comuns é que a correlação energia dissipada versus inverso do tamanho de grão não pôde ser linearizada em toda a faixa de variação do tamanho de grão: parece haver uma região linear para tamanho de grão maior que 100 μ m. Um comportamento semelhante foi reportado por Degauque e colaboradores⁶⁸, como se vê na Figura 47. Por outro lado, nessa faixa de tamanhos de grão, a energia dissipada em altas induções foi praticamente constante.

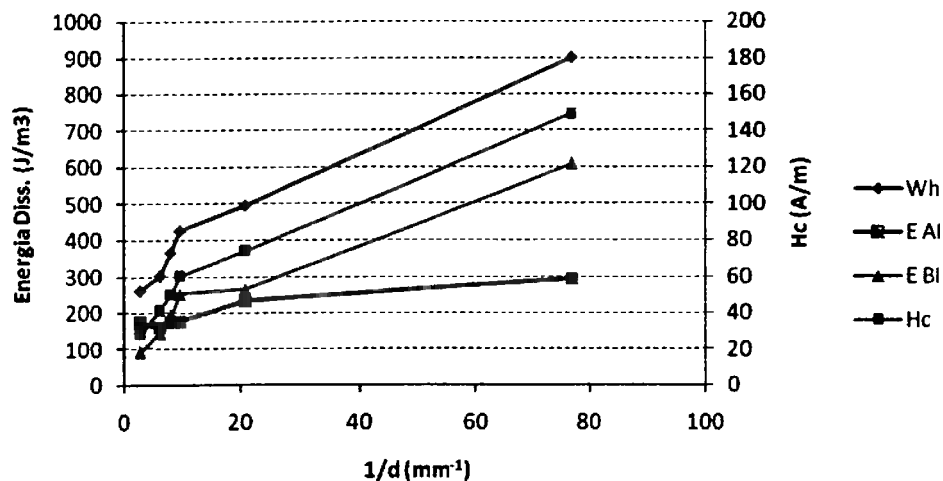


Figura 45. Efeito do inverso do tamanho de grão na energia dissipada por ciclo (W_h , E_{AI} , E_{BI}) e no campo coercivo (H_c), para indução máxima de 1,5T.

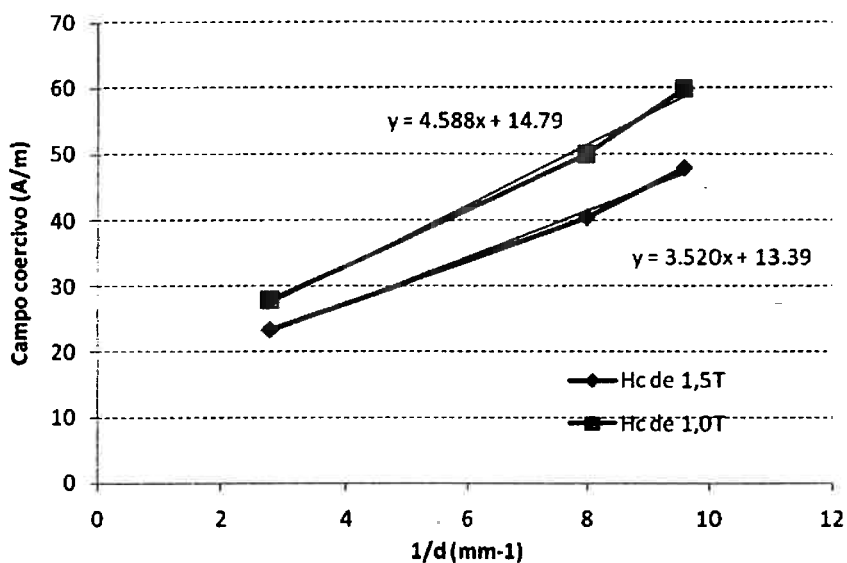


Figura 46. Efeito do tamanho de grão no campo coercivo a 1 e 1,5T.

A Figura 46 mostra a relação entre tamanho de grão e campo coercivo obtido a partir de 1,0 e 1,5T. Foram excluídos os dados de tamanho de grão 50 e 13 μm , pois fugiram muito do ajuste linear dos dados entre 320 e 100 μm . Nota-se que o coeficiente angular dos dados obtidos a 1,0T é de 3,5 [(A/m)(mm)], semelhante ao

encontrado por Yensen (medido a 1,0T) e por Degauque et al, (indução máxima não mencionada) acima citado. Portanto, constata-se para o ferro a mesma robustez observada na relação campo coercivo – tamanho de grão nas ligas Ferro-47,5%níquel, indicando que o valor pode ser usado na construção de um modelamento. Entretanto, a Figura 46 também mostra que o coeficiente angular é sensível à indução máxima usada para determinar o campo coercivo: o coeficiente angular a 1,5T é maior, 4,6 [(A/m)(mm)].

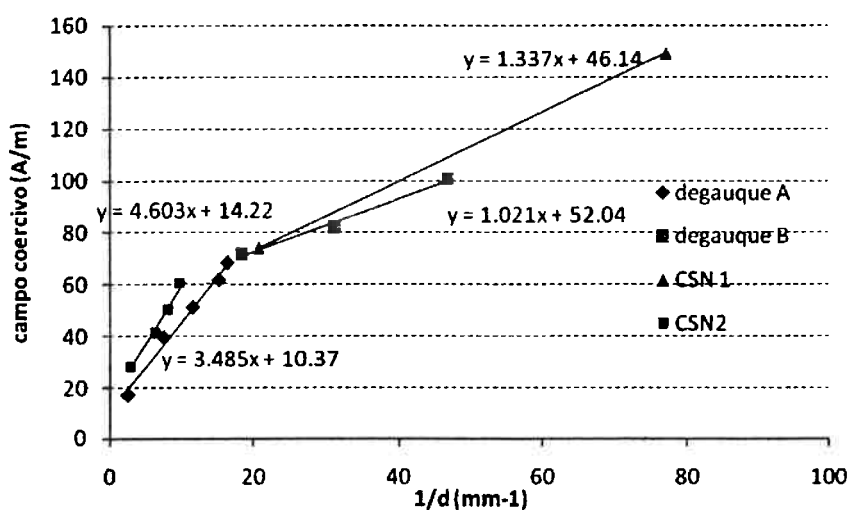


Figura 47. Comparação dos dados de Degauque e de Landgraf para o efeito do tamanho de grão no campo coercivo.

3.6. Efeito da textura nas parcelas de baixa e alta indução

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-orientado⁷⁰, com perdas magnéticas muito

desenvolvimento dos aços de grão-orientado⁷⁰, com perdas magnéticas muito baixas, como indicado na Figura 17, 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 cristalinas 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-orientado⁷¹ 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^{72,73,74}. Para investigar o efeito da textura nas parcelas de baixa e alta indução das perdas histeréticas, foi examinado o comportamento de um aço de 2%Si, fabricado pela Acesita. A figura 38⁷⁵ 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.

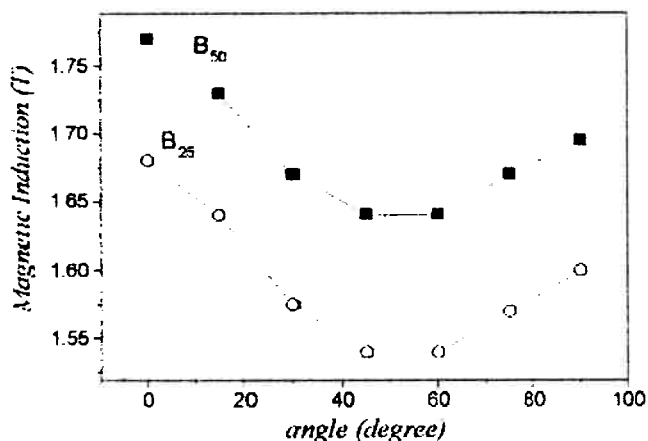


Fig. 1. B_{25} and B_{50} , as a function of the angle to the rolling direction.

Figura 48. Variação da indução B_{25} e B_{50} em função do ângulo em relação à direção de laminação⁷⁵

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 49, 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° , 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°).

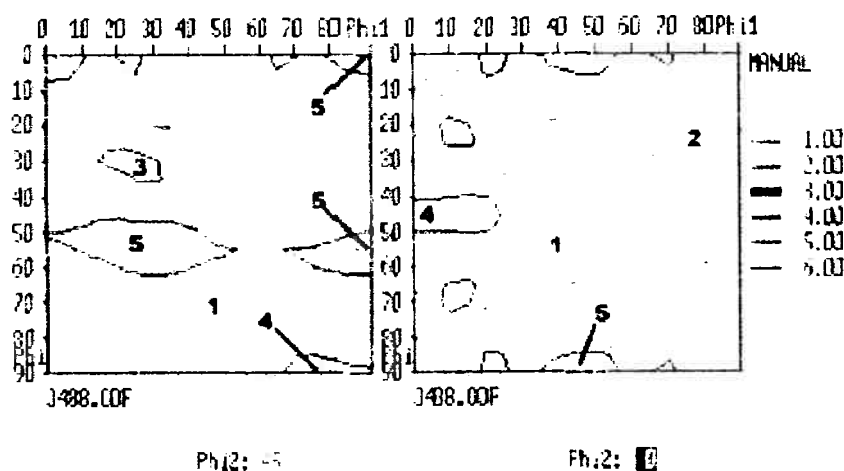


Figura 49. Valores na Função de Distribuição de Orientações de Bunge nos cortes do Espaço de Euler para $\phi_2=45^\circ$ e $\phi_2=0^\circ$.⁷⁵

Em outra série de trabalhos^{76,77}, inspirados por artigo de Cunha e Luna⁷⁸, 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

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

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 se pretende abordar o comportamento angular das perdas, deve-se levar em conta, de partida, que a prática mais comum é medir-se perdas a 1,0 ou 1,5T, mais freqüentemente neste último valor. É comum considerar-se que, a 1,5T, tamanho de grão e inclusões ainda afetam o valor da permeabilidade, a textura ainda não é dominante como é a 5.000A/m, quando a indução já atinge acima de 1,7T. Portanto, a hipótese acima descrita para o cálculo teórico do valor de J_{50} não é perfeitamente válida nem para permeabilidade a 1,5T nem tampouco para as perdas, onde o valor não é resultado de um equilíbrio magnetostático, como é o caso da permeabilidade, mas sim da dinâmica de vários processos quando a indução é variada de $-B_{max}$ a $+B_{max}$ e simetricamente de volta a $-B_{max}$.

Quando o comportamento é examinado experimentalmente, nota-se, como na Figura 50, 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 48, o campo necessário para atingir $B=1,5T$ é maior a 45° do que a 90° . 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° , como mostra a Figura 51.

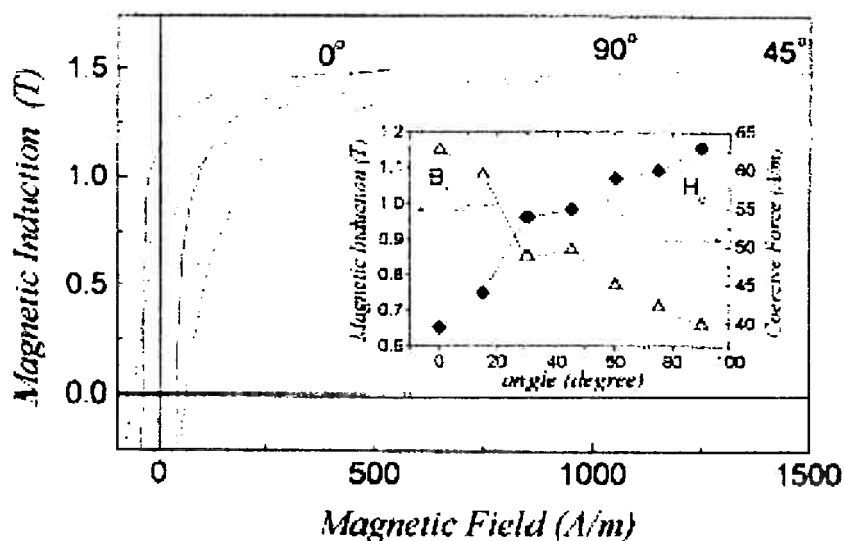


Figura 50. Efeito do ângulo do campo magnético em relação à direção de laminação no comportamento da curva de histerese quase estática. O detalhe mostra o efeito do ângulo na remanência B_r e no campo coercivo H_c .⁷⁵

A Figura 51.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 51.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 50, mostrando variação do campo coercivo H_c com a variação angular da componente de baixas induções da Figura 51.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.

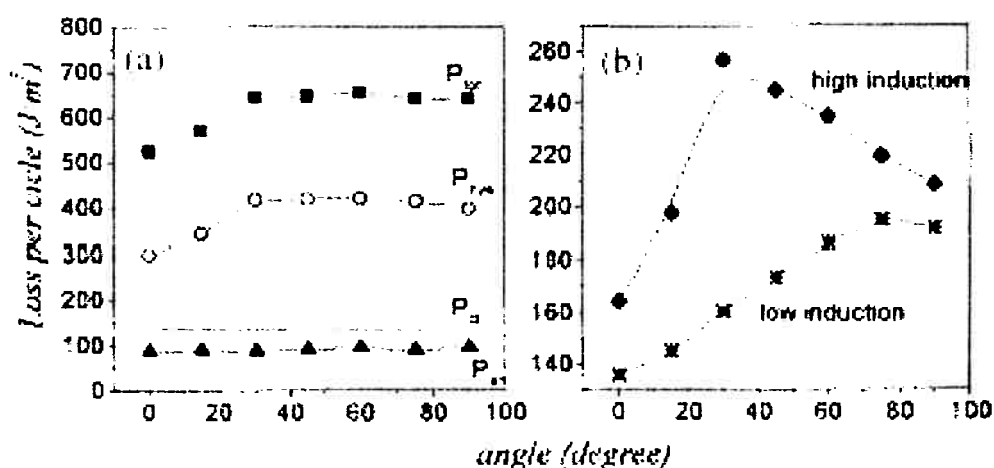


Figura 51. a. Efeito do ângulo de magnetização nas perdas totais e suas parcelas histerética, parasita clássica (cl) e de excesso.

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

Uma segunda série de experimentos foi realizada para confirmar essas constatações e avançar na interpretação dos resultados. No congresso da ABM do ano de 2000, M.A. da Cunha apresentou uma segunda versão de sua interpretação do modelamento do efeito da textura nas perdas magnéticas⁷⁹, separando o bem conhecido efeito da textura cristalográfica da chapa de aço de um efeito até ali não mencionado, a anisotropia das distâncias entre inclusões. Essa interpretação resultava num crescimento contínuo com o ângulo, na parcela de perdas associadas a distância entre inclusões. Em comparação, os resultados da técnica de subdivisão das perdas histeréticas da Figura 51, que já haviam sido apresentados anteriormente, haviam mostrado que, enquanto o componente histerético de altas induções apresenta boa correlação com o que se esperaria do efeito da textura, o componente histerético de baixas induções cresce continuamente com o ângulo. Na sessão de painéis do Congresso, a discussão da similaridade qualitativa dos comportamentos observados levou a formulação de uma proposta de trabalho conjunto. É interessante notar que são duas abordagens muito diferentes, ambas originais dentro da literatura internacional.

O método de Cunha se baseia nas seguintes hipóteses:

O comportamento angular das perdas totais é função de dois fatores, um diretamente associado à Energia de Anisotropia Magnetocristalina (E_A), seguindo

sugestão de Hutchinson e Swift⁸⁰ e outro ligado à variação da distância entre as inclusões.

A energia de anisotropia E_A depende da textura do material e do ângulo de aplicação do campo, conforme item 2.4. A textura do material é descrita com base em medidas de difração de elétrons retroespalhados (EBSD).

A energia de anisotropia média acumulada pela aplicação de campo magnético numa certa direção é calculada como a média dos valores da energia de anisotropia calculada para cada uma das orientações identificadas pelo EBSD. Neste caso, diferentemente do utilizado no cálculo de J_{50} acima citado, a energia de anisotropia média supõe que o material atingiu a saturação naquela direção.

A variação da distância entre as inclusões se baseia na idéia de que a laminação aumentou o espaçamento das inclusões na direção de laminação, numa proporção $a=d_0/d_{90}$.

Esse maior espaçamento foi medido numa outra amostra⁷⁹ e seu valor assumido nesta: as inclusões são 1,2 vezes mais distantes na direção longitudinal do que na transversal. A equação que descreve a variação da distância entre inclusões em função do ângulo é:

$$d_{\theta} = d_{90} f_{\theta} = d_{90} \frac{a}{\sqrt{\cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta}} \quad \text{equação 9}$$

Assume-se que as perdas variam com o inverso da distância entre as inclusões, seguindo o mesmo efeito das inclusões no campo coercivo, conforme Kersten²⁵.

A equação geral fica sendo:

$$P_{\text{total}} = A + B/f_{\theta} + C E_{A\theta} \quad \text{equação 10}$$

Os valores de A, B e C foram obtidos por regressão linear, a partir dos dados de perdas magnéticas totais determinados para cada direção de corte de amostra (P_{θ}), associado ao fator f_{θ} e a energia de anisotropia $E_{A\theta}$.

Utilizou-se amostra de uma das melhores classes de aço silicioso fabricadas pela Acesita, a classe E110. O teor de silício desse material é de 3,25%, e a

espessura é de 0,5mm. Foram cortadas por guilhotina lâminas tipo Epstein em vários ângulos em relação à direção de laminação, de 0 a 90° em passos de 10°. Após corte o material passou por um alívio de tensões. Foram medidos os valores das perdas e permeabilidade magnética a 1,5T e da indução a 5000A/m. A Figura 52 mostra o comportamento das perdas totais e suas parcelas.

O modelo de Cunha resultou em valores para as 3 parcelas de Perdas Totais, para cada um dos ângulos medidos, conforme mostra a Tabela 4. Com base nos dados dessa tabela, calculou-se a parte anisotrópica das perdas totais, do componente $B/f\theta$ ($P_f \theta$) e do componente $C EA\theta$ (PEA), tomando por base o valor das perdas a 0°.

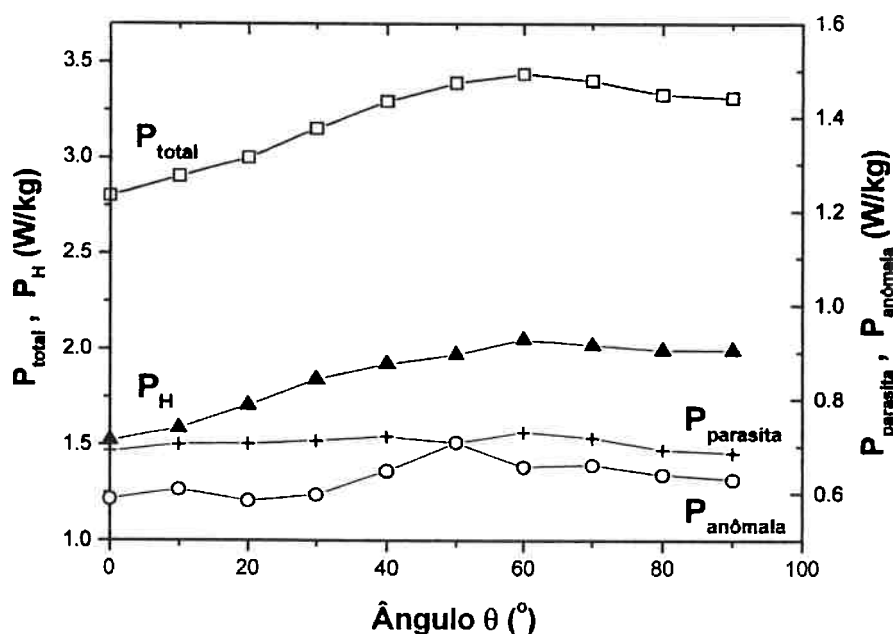


Figura 52. Perdas totais e suas parcelas histerética, parasita e anômala em função do ângulo em relação à direção de laminação.

Tabela 4.. Valores de energia de anisotropia, perdas totais a 1,5T e 60Hz, valores de $1/f_{\theta}$, e os valores calculados por regressão linear das três parcelas da

$$d_{\theta} = d_{90} f_{\theta} = d_{90} \frac{a}{\sqrt{\cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta}}$$

equação 9.

Ângulo (°)	E_A (10^4 J/m ³)	P_{total} (W/kg)	$1/f_{\theta}$	A (W/kg)	B / f_{θ} (W/kg)	C $E_{A\theta}$ (W/kg)
0	0,6002	2,800	0,833	0,143	1,101	1,576
10	0,6161	2,903	0,839	0,143	1,108	1,618
20	0,6573	2,999	0,855	0,143	1,129	1,726
30	0,7079	3,150	0,878	0,143	1,160	1,859
40	0,7490	3,292	0,906	0,143	1,197	1,967
50	0,7674	3,389	0,935	0,143	1,235	2,015
60	0,7610	3,436	0,961	0,143	1,270	1,999
70	0,7388	3,398	0,982	0,143	1,297	1,940
80	0,7160	3,327	0,995	0,143	1,315	1,880
90	0,7066	3,309	1,000	0,143	1,321	1,856

Existe uma vantagem adicional em utilizar o cálculo da energia de anisotropia média: a possibilidade de transformar um dado complexo, a descrição da textura, num valor único, que permita correlações simples com outras variáveis.

Com base nos dados da técnica de subdivisão de perdas histeréticas calculou-se a parte anisotrópica das parcelas de alta e de baixa indução das perdas histeréticas, também tomando por base as perdas a 0°. A Figura 53 compara a anisotropia dos componentes do modelo de Cunha com a anisotropia das parcelas da subdivisão das perdas histeréticas, resultando numa correlação excelente entre a componente Pf_{θ} , ou seja, a anisotropia devida à variação da distância entre as inclusões, e o componente de perdas histeréticas de baixas induções, ligado ao campo coercivo, P_{HBI} . Isso indica que a anisotropia dessas perdas e do campo coercivo provavelmente não tem relação com a textura do material, mas sim com a variação da distância entre as inclusões.

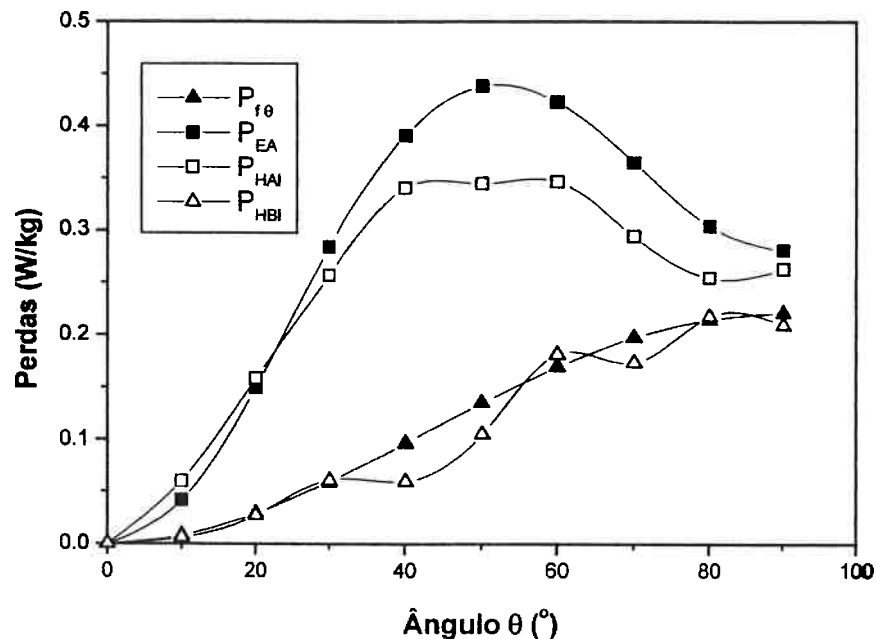
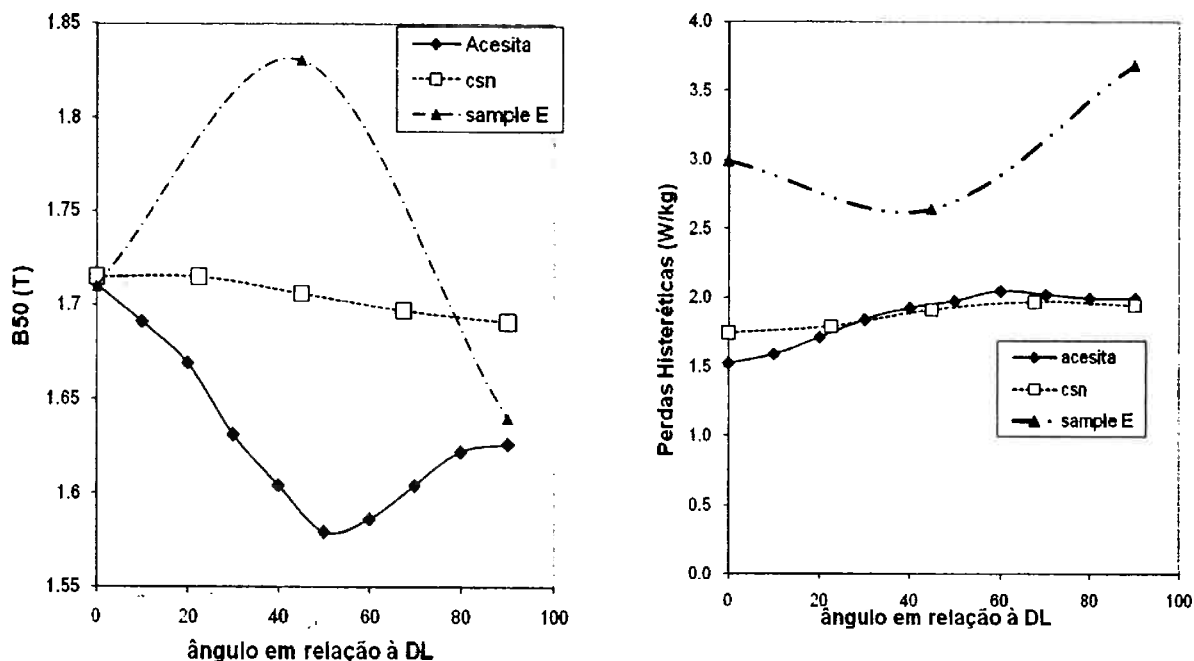


Figura 53. Comportamento angular da parte anisotrópica dos componentes $P_{f\theta}$ e P_{EA} da perda magnética total comparados aos componentes P_{HBI} e P_{HAI} da perda histerética.

A anisotropia das perdas de altas induções, por outro lado, teve boa correlação com a parcela dos valores médios da Energia de anisotropia magnetocristalina. Esse resultado sugere que o efeito da textura predomina na parcela de perdas de altas induções. A existência de um pico mais pronunciado na anisotropia da parcela de anisotropia, em relação a anisotropia da parcela de altas induções, deve ser creditada ao fato de que existe uma pequena, mas não desprezível, anisotropia das perdas de excesso.

Uma terceira série de comparações foi realizada⁸¹, incluindo um aço importado com textura muito incomum, denominado Sample E nas figuras abaixo. A Figura 54.a compara a variação de B_{50} para três aços diferentes, o aço 3% silício acima comentado, com forte textura Goss e, portanto, com mínimo de B_{50} a 50° , um aço fabricado pela CSN, com pouca anisotropia, relacionado à textura fraca, e a amostra importada, Sample E, que apresentou máximo de B_{50} a 45° , compatível com forte componente (100)[011] exibida em sua textura. A Figura 54.b as perdas

histeréticas desse material com textura diferente tem um mínimo de perdas a 45°, compatível com o máximo de B_{50} . O aço CSN, por outro lado, mostrou anisotropia mínima nas perdas.



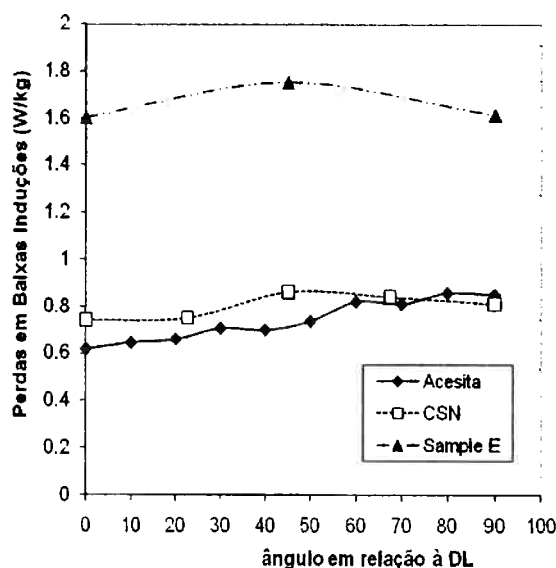
a. Variação da indução B_{50}

b. Variação das perdas histeréticas

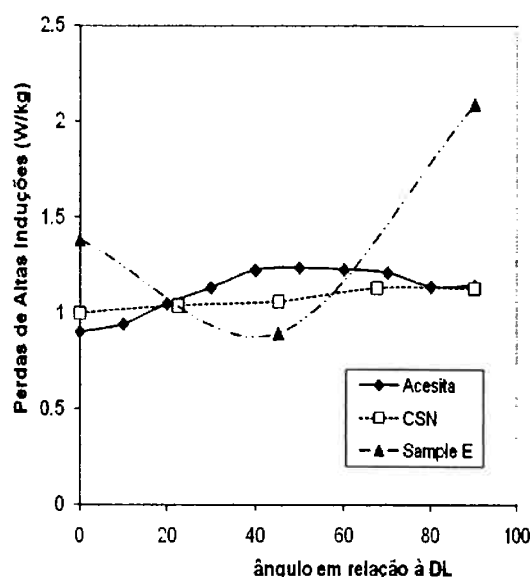
Figura 54. Efeito do ângulo de magnetização na Indução B_{50} e nas perdas histeréticas de 3 aços com diferentes texturas.⁸¹

A aplicação da técnica de subdivisão das perdas histeréticas permitiu confirmar, em aços com texturas bem distintas daquelas anteriormente investigadas, que há boa correlação entre a componente de altas induções e a textura, ou seja, o mínimo das perdas histeréticas a 45°, na amostra E, está concentrado na componente de altas induções. A componente de baixas induções, por outro lado, não tem nenhuma correlação com a textura, e mostrou, pelo menos no aço CSN, o mesmo comportamento crescente com o ângulo, visto no aço da Acesita. Isso sugere que a anisotropia da componente de baixas induções não se deve à textura,

e pode, possivelmente, dever-se à variação da distância entre as inclusões em função do ângulo, sugerida por Cunha.



a. Variação das perdas histeréticas de baixas induções para 3 aços com texturas diferentes.



b. Variação das perdas histeréticas de altas induções para 3 aços com texturas diferentes.

Figura 55. Efeito do ângulo de magnetização nas componentes de Altas e de baixas induções das perdas histeréticas em 3 aços com diferentes texturas⁸¹.

Para introduzir uma quantificação do efeito da textura, partindo-se de medidas de textura dessas 3 amostras por difração de raios X, utilizando um procedimento de discretização da textura, foi calculado o valor da anisotropia magnetocristalina média, para cada direção de aplicação do campo, mostrado na Figura 56. 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 J/m^3 no aço da Acesita e 46.900 no aço CSN). Já o aço da Ekostahl, a 45° , tem energia média semelhante aos melhores valores do aço da Acesita, apesar do alto valor de sua constante K_1 (47.500 J/m^3), devido a sua forte textura $(100)\langle 011 \rangle$.

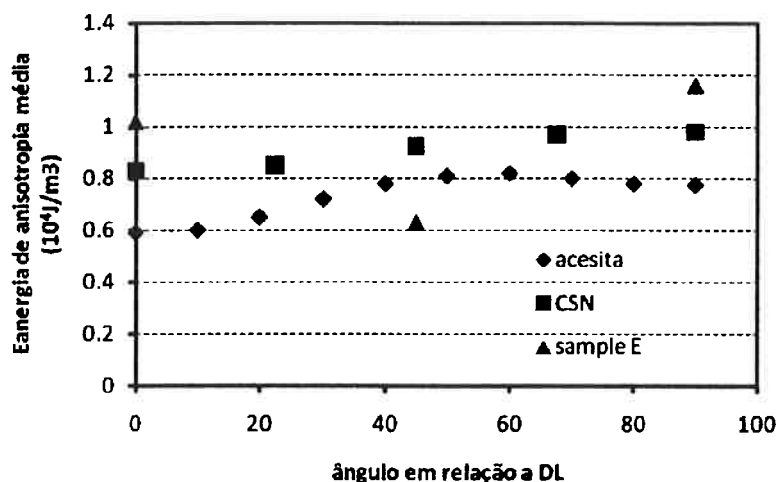


Figura 56. Energia de anisotropia média para cada ângulo de magnetização de 3 amostras de aços.

Quando se analisa a energia dissipada em baixas induções, nesses três materiais, nota-se que os três valores do aço da Ekostahl são maiores que os demais, independentemente dos valores de energia de anisotropia média. Dado o tamanho de grão muito menor desse aço que o dos outros dois, é de esperar-se que a energia dissipada em baixas induções fosse menor.

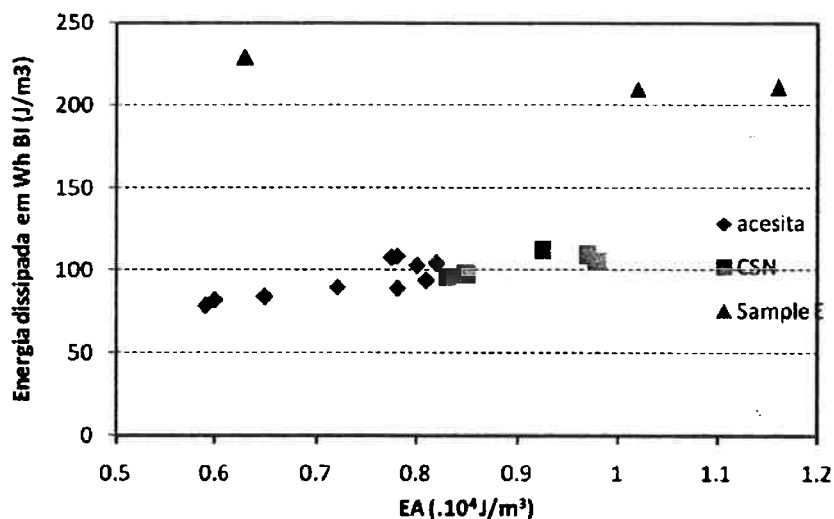


Figura 57. Efeito do valor da energia de anisotropia na energia dissipada no componente de baixas induções, para 3 aços com texturas diferentes.

Já as componentes de altas induções, apresentadas na Figura 58, mostram significativa adesão à energia de anisotropia média: no aço da Acesita é nítido que quanto menor a energia de anisotropia, menor a energia dissipada em altas induções. Para o aço da ekostahl, nota-se que o valor da energia dissipada na sua direção de menor anisotropia média é semelhante aos valores do aço da Acesita de semelhante anisotropia média.

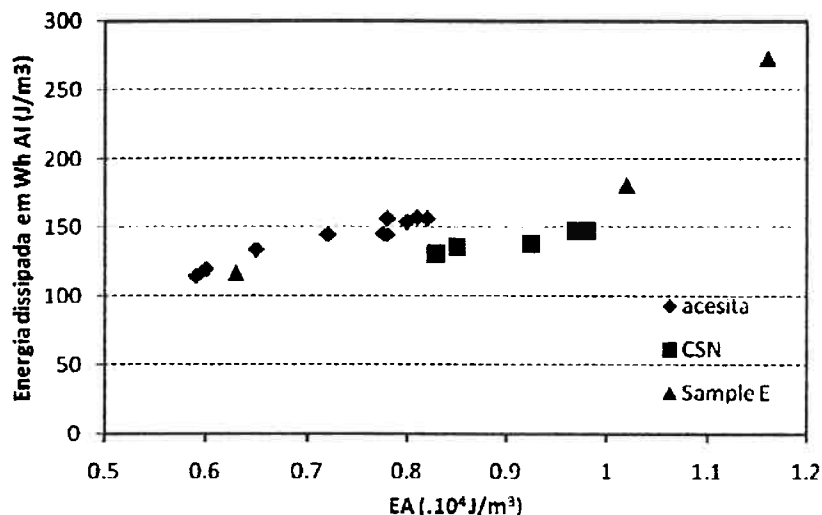


Figura 58. Efeito do valor da energia de anisotropia na energia dissipada no componente de altas induções, para 3 aços com texturas diferentes.

Em resumo, a técnica de subdivisão das perdas histeréticas permitiu identificar, quantitativamente, que a parcela de baixas induções não é afetada pela textura, enquanto que a parcela de altas induções o é. Além disso, foi possível demonstrar que a parcela de altas induções tem boa correlação com a energia de anisotropia magnetocristalina média, calculada com base nos dados de textura. Por fim, existe uma anisotropia na componente de baixas induções, mas que não é associada à textura.

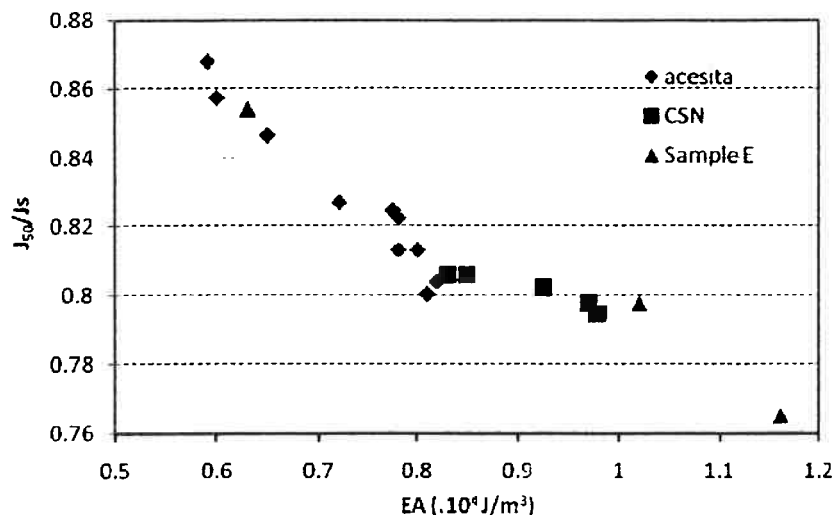


Figura 59. Relação entre a razão J_{50}/J_s e a energia de anisotropia média.

É importante notar que a relação entre a anisotropia média e a razão J_{50}/J_s , mostrada na Figura 59, 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, enquanto que a parcela da energia dissipada em altas induções necessariamente está associada a mecanismos irreversíveis.

Quais mecanismos podem explicar a dissipação de energia em altas induções? As medições do ruído de Barkhausen e a emissão magnetoacústica em função da indução, ao longo de meio ciclo de histerese, podem dar informações sobre o tipo de atividade existente. Medidas foram feitas na Universidade Federal de Santa Maria^{82,83}, nas amostras de aço 3%Silício acima já mencionadas. A Figura 60 mostra que os picos de atividade ocorreram a aproximadamente -1,5T (num meio ciclo iniciado em -2T), uma queda de atividade até perto de 0T, nada de especial na região do campo coercivo e atividades crescentes até um pico a 1,5T, seguido de rápido decréscimo. Esse comportamento é compatível com o maior valor da parcela de altas induções

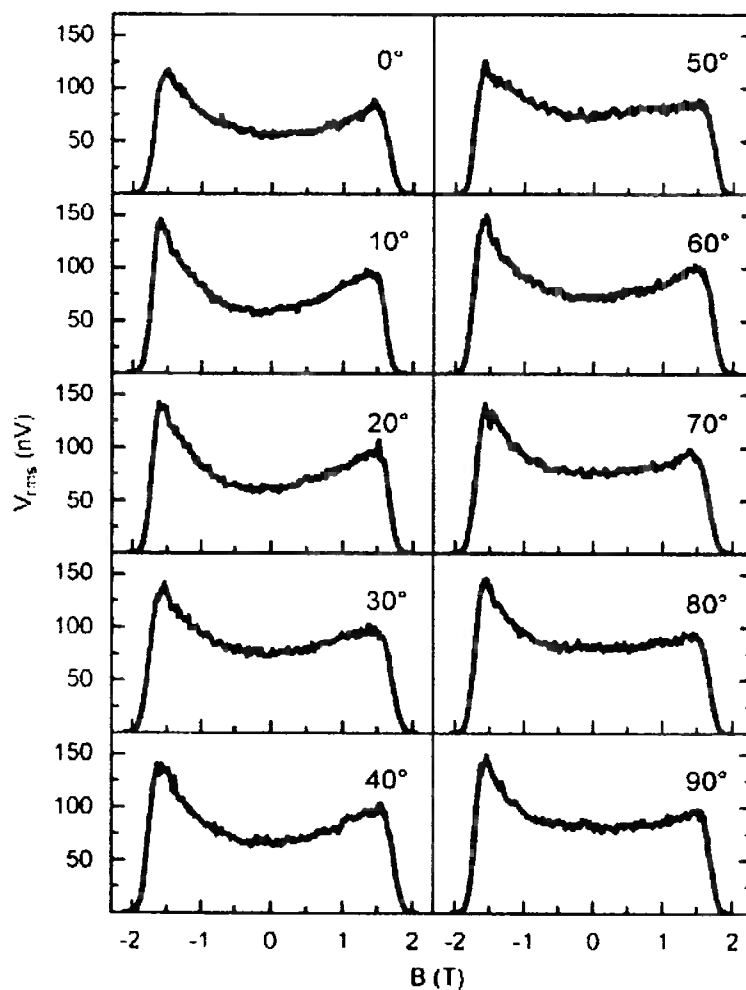


Figura 60. Tensão média produzida pelos eventos de Barkhausen ao longo de meio ciclo de histerese, para amostras ensaiadas em diferentes direções em relação à direção de laminação.⁸³

O mecanismo de dissipação de energia deve ser a nucleação e aniquilação de domínios. A literatura é pobre na sua discussão e na proposição de mecanismos de correlação microestrutura-propriedade magnética.

A nucleação de domínios deve ocorrer em altas induções. A Figura 60 sugere que ocorra em torno de 1,5T, nesses materiais, mas os dados não permitiram melhores inferências quanto à anisotropia.

Os filmes de observação de domínios da Encyclopaedia Cinematographica¹¹ mostram a nucleação de domínios de fechamento, numa estrutura previamente de monodomínios. Quando o campo aplicado é suficientemente alto, é razoável supor

que cada grão tenha um só domínio, mesmo que ainda não tenha atingido a saturação: os domínios ainda estão próximos da direção espontânea, tendo sofrido a rotação proporcional ao campo aplicado, à textura cristalina e à constante de anisotropia. O sucesso do modelo de cálculo da polarização J_{50} , mostrado na Figura 59. Relação entre a razão J_{50}/J_s e a energia de anisotropia média., é indicação disso. Conforme diminui o campo aplicado, o equilíbrio entre a energia magnetostática do campo externo e a magnetocristalina leva à rotação da direção de magnetização de volta à direção fácil. Essa rotação faz aumentar a componente de energia magnetostática do campo desmagnetizante, no contorno de grão. Conforme descrito no item 2.5, existe um campo desmagnetizante associado à diferença das projeções da direção de magnetização em relação à normal à superfície do contorno de grão. Para reduzir a intensidade dessa energia, a solução é nuclear um domínio reverso. Como demonstrou Döring⁵⁹, no anexo 3, quando o núcleo é pequeno, a energia de superfície das paredes de domínio a ele associadas é uma barreira muito grande. Assim, quando nucleados, os domínios de fechamento já terão dimensões relativamente grandes, ou seja, produzem saltos de Barkhausen de grandes dimensões.

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 19.

A efeito da textura na anisotropia da dissipação de energia em altas induções pode ser qualitativamente entendida supondo-se que quanto “pior 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.

Esse modelo tem uma conseqüência que remete à fronteira do conhecimento da microestrutura hoje: a descrição da posição do contorno de grão entre todas as junções de dois cristais no interior de um material. Existe uma atividade científica importante, hoje, na descrição da orientação do plano do contorno em relação aos dois grãos vizinhos. Entretanto, para descrever a nucleação de domínios reversos é necessário descrever a posição dos contornos de grão em relação ao sistema de referência da amostra. A descrição da textura, tornada mais quantitativa com a descrição de Bunge, permitiu a boa descrição do comportamento da polarização J_{50} ,

mas não é suficiente para descrever com precisão a energia dissipada em altas induções, que deve exigir mais parâmetros. Aparentemente não há, hoje, ferramentas para descrever essa característica microestrutural.

Nessa circunstância é possível utilizar, como primeira aproximação para um modelamento, a energia de anisotropia magnetocristalina média.

Esse mecanismo acima descrito também permite entender a baixa sensibilidade da energia dissipada em altas induções ao tamanho de grão: a nucleação de domínios reversos se deve mais à diferença de orientação entre grãos vizinhos do que ao tamanho.

Outra característica que poderá ser usada nesse modelamento é que, considerando o comentário de Mager em sua carta, anexo III, o crescimento lateral desses domínios reversos será limitado pelo tamanho de grão, pois seu crescimento na direção de seu comprimento pode facilmente ultrapassar outros contornos de grão, mas seu crescimento lateral dificilmente ultrapassará a barreira dos contornos.

Segundo esse mecanismo, a aniquilação de domínios tem tudo para ser uma situação simétrica à da nucleação.

3.7. 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. Não é objetivo deste trabalho discutir os modelos, mas sim investigar os resultados da aplicação da técnica de subdivisão das perdas.

Um aço elétrico com 2% de silício, inicialmente no estado recozido, com tamanho de grão de 62 μ m, foi submetido a diversos graus de deformação por laminação, entre 0,5 e 8% de alongamento.⁸⁴ A Figura 61 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^{85, 86}, sem que isso fosse destacado.

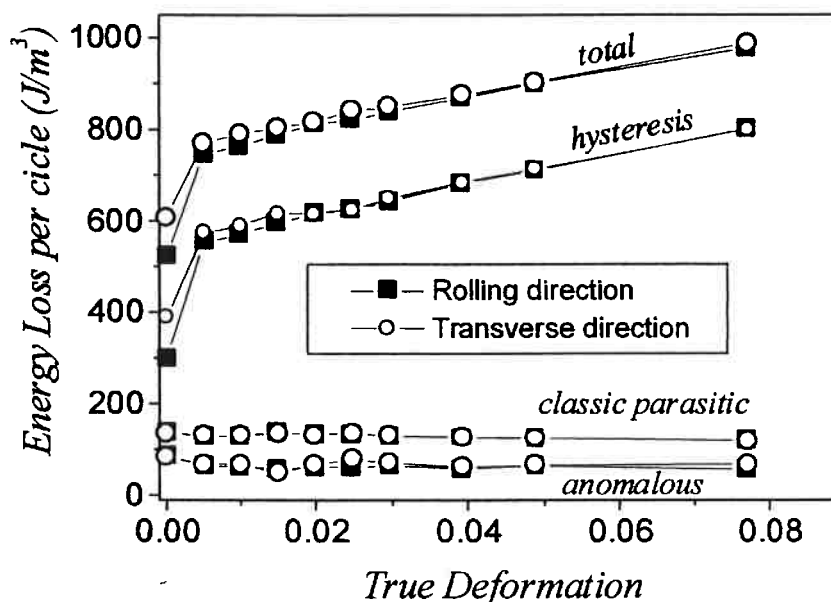


Figura 61. Efeito da deformação na energia dissipada por ciclo relativa às perdas totais e suas parcelas histerética, anômala e parasita clássica.⁸⁴

A subdivisão das perdas histeréticas mostrou (Figura 62) que ambas as componentes aumentam com a deformação, mas o aumento das perdas se dá predominantemente na componente de altas induções. Esse comportamento está associado à mudança de forma da histerese induzida pela deformação. A Figura 63 mostra que 0,5% de deformação provoca um “cisalhamento” da curva de histerese, reduzindo o valor da remanência e da indução de permeabilidade máxima, o que resulta, conforme a metodologia de cálculo da componente de altas induções, no seu significativo aumento, pois refere-se à área da histerese acima da indução de permeabilidade máxima.

Não está claro, no momento da redação desta tese, se é possível abordar o grande aumento da parcela de altas induções utilizando o mecanismo proposto no item anterior.

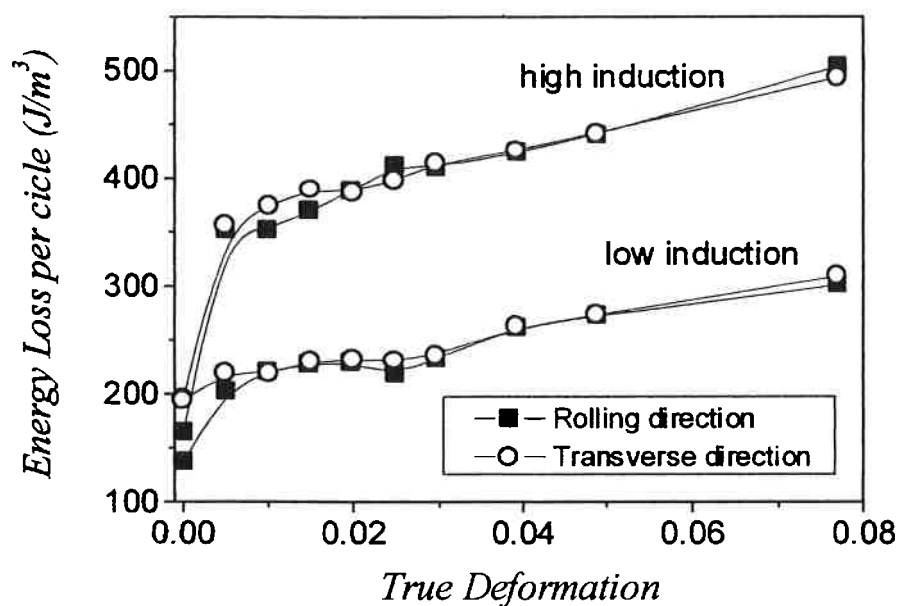


Figura 62. Efeito do grau de deformação nas componentes de baixas e altas induções da perda histerética.⁸⁴

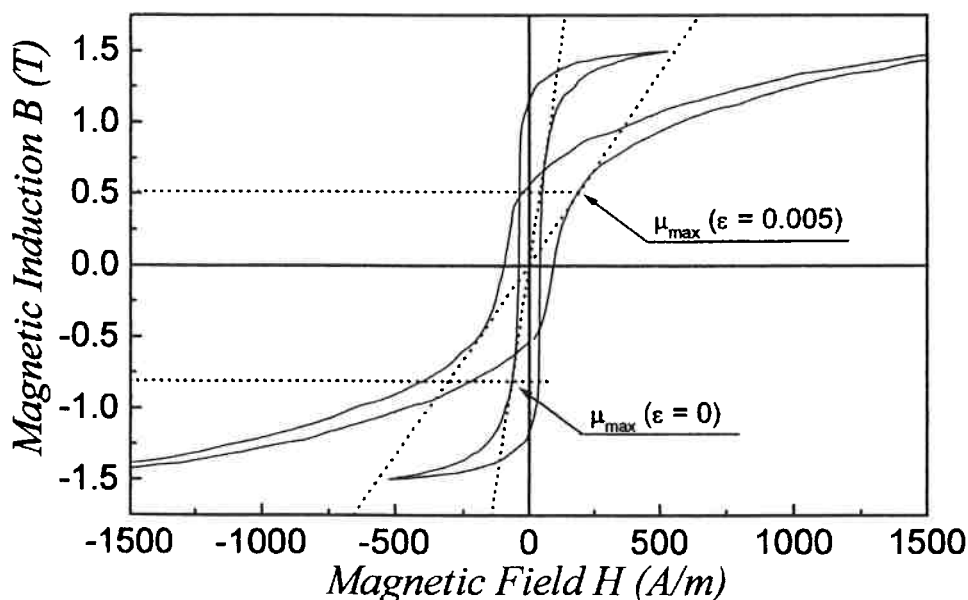


Figura 63. Efeito da deformação na forma da histerese⁸⁴

Um tratamento térmico dessas amostras a 700° C só levou à recristalização aquela com 8% de deformação prévia. As demais devem ter apenas passado por uma recuperação estrutural, com redução da densidade de discordâncias. A Figura 64 mostra que as componentes de altas e baixas induções reduzem bastante seus valores, mas não voltam para seu valor inicial, antes da deformação⁸⁷.

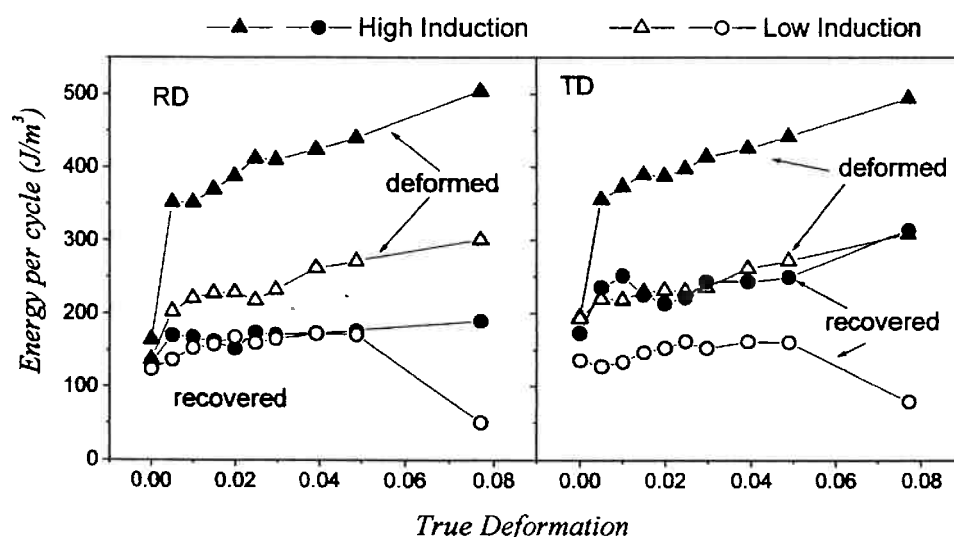


Figura 64. Efeito de tratamento de recuperação nas parcelas de perdas de altas e baixas induções de amostras previamente deformadas⁸⁷.

Um outro fenômeno, que não foi nítido nesses experimentos, mas é sistematicamente observado nos aços semi-processados, é que a permeabilidade magnética e a energia dissipada na histerese é maior na direção transversal do que na direção de laminação, apesar da textura favorecer o contrário. É possível que a deformação imposta aos aços semi-processados, de aproximadamente 5%, introduza tensões residuais de compressão na direção de laminação? Ainda não foi possível caracterizar de forma confiável a presença desse tipo de tensão residual por difração de raios-X, apesar de muitas tentativas.

Essas amostras foram enviadas para o professor B. Augustiniak, que mediu atividade de Barkhausen e de emissão magnetoacústica. Os primeiros resultados, ainda não publicados, mostram que a deformação plástica provoca um aumento da tensão máxima dos ruídos de Barkhausen e, ao contrário, uma redução da tensão máxima na emissão magnetoacústica (MAE), mas em ambos os casos um aumento da área total $\int U dH$. O desafio a interpretar, nesses resultados, é a redução da intensidade do máximo dos picos de MAE, que se costuma associar a movimentação de paredes de 90° . A redução do movimento de paredes de 90° e o associado aumento do movimento das paredes de 180° pode indicar que o número de paredes de 90° diminuiu. Isso pode acontecer se a deformação plástica induzir uma anisotropia magnetoelástica uniaxial, através de tensões residuais. O cisalhamento da curva de magnetização é compatível com a presença de tensões de compressão na direção de laminação.

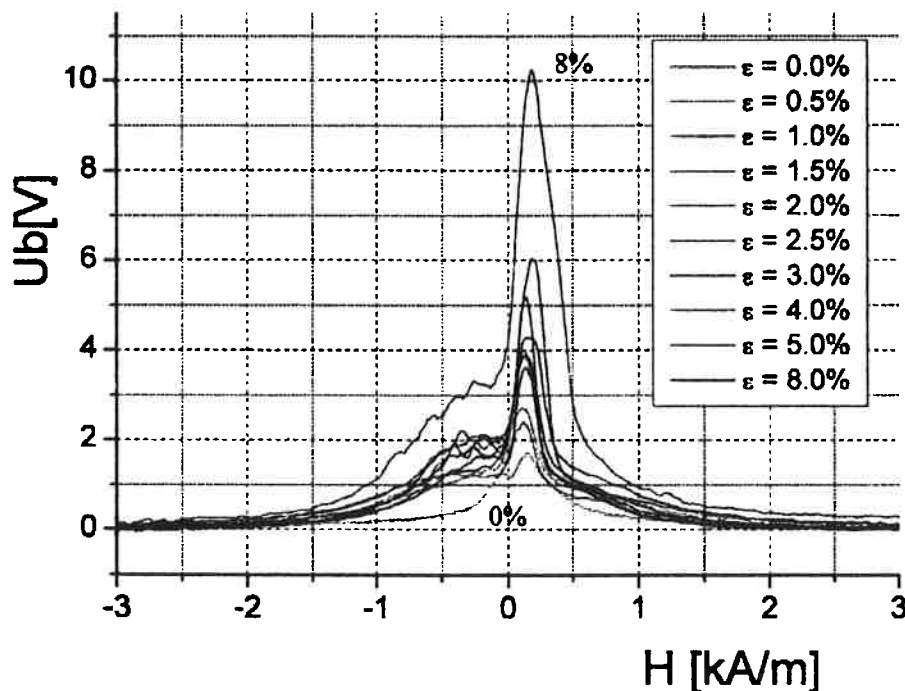


Figura 65. Efeito da deformação plástica de aço silício em um dos sinais de ruído de Barkhausen.⁸⁸

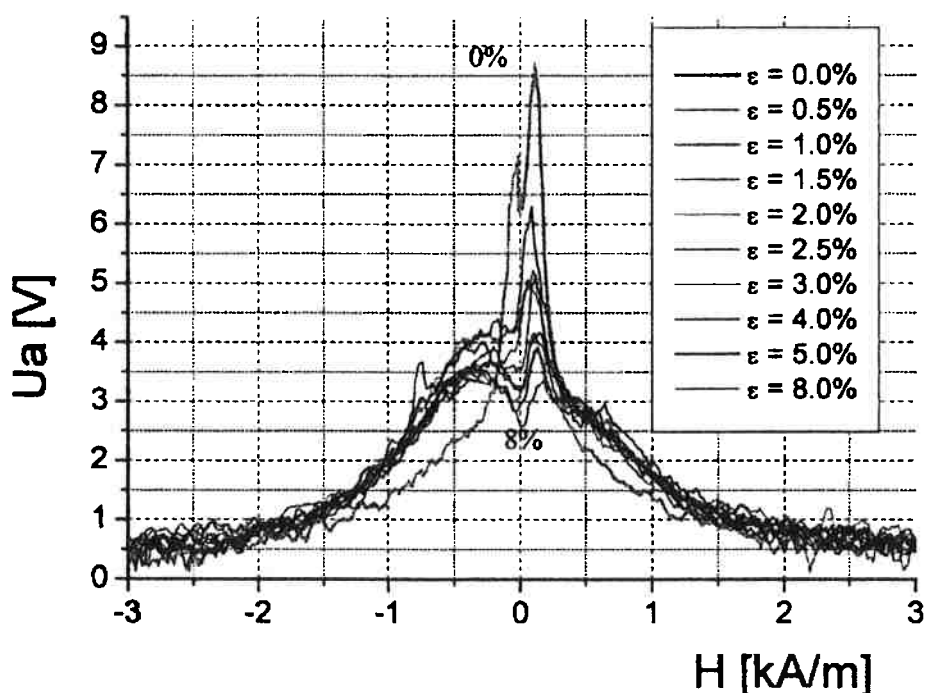


Figura 66. Efeito da deformação plástica de aço silício em um dos sinais de emissão magnetoacústica (U_a).⁸⁸

3.8. Comentários finais sobre a energia dissipada na histerese.

A anisotropia magnetocristalina tem efeito marcante na permeabilidade magnética, mas não tão pronunciado na energia dissipada na histerese. É possível discutir essa questão por meio da comparação da área de histerese de três amostras hipotéticas, a partir de indução máxima constante, todas com o mesmo campo coercivo (no desenho ligeiramente diferentes para facilitar a interpretação) e mesma indução de permeabilidade máxima, tendo, portanto, a mesma parcela de energia dissipada em baixas induções ($4 \times 20 \text{ A/m} \times 0.25 \text{ T} = 20 \text{ J/m}^3$). A diferença entre os materiais A e B está na anisotropia magnetocristalina: o material B, com constante maior, exige campo H mais alto para atingir a indução máxima. Apesar disso, o valor da energia dissipada em altas induções é igual, nesses dois casos, já que a base dos triângulos é igual, e a altura dos dois também. Portanto, a simples

diminuição da anisotropia magnetocristalina não é suficiente para reduzir a energia dissipada em altas induções.

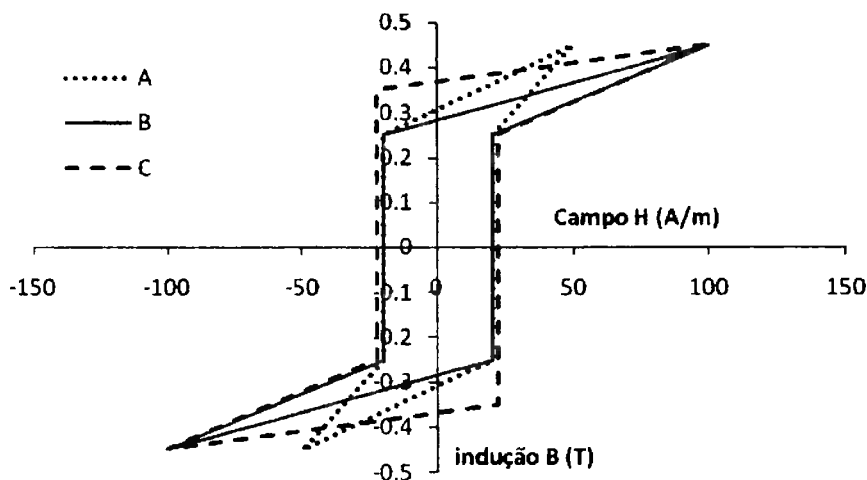


Figura 67. Curvas de histerese hipotéticas.

O caso C merece discussão: as amostras B e C tem mesmo campo coercivo e mesma permeabilidade na indução máxima, tem mesma parcela de energia dissipada em baixas induções, mas a área de histerese total da amostra C é maior. A diferença entre os materiais B e C reside na maior dificuldade de nucleação de domínios no primeiro e terceiro quadrantes, quando o material vem da indução máxima. Ao atingir o campo coercivo, a inversão da indução é maior. Considerando-se a analogia mecânica da figura , a energia dissipada é maior pois, apesar de ocorrer no mesmo campo coercivo do material B, a inversão da magnetização sob aquele campo foi maior. A pergunta é: essa condição ocorre na prática?

É interessante reconhecer que o valor a energia dissipada na componente histerética de baixas induções é compatível com a hipótese de que em cada ciclo consome-se energia para formar algumas paredes de domínio por grão, atravessando-o diametramente. Supondo que, ao longo da histerese, seja necessário nuclear e crescer pelo menos um domínio de reversão da magnetização em cada grão, conclui-se que pelo menos duas paredes de domínio devem crescer até cruzar todo diâmetro do grão, em cada um dos dois ramos da curva de

consome-se energia para formar algumas paredes de domínio por grão, atravessando-o diametramente. Supondo que, ao longo da histerese, seja necessário nuclear e crescer pelo menos um domínio de reversão da magnetização em cada grão, conclui-se que pelo menos duas paredes de domínio devem crescer até cruzar todo diâmetro do grão, em cada um dos dois ramos da curva de histerese. Simplificando para grãos cúbicos de lado d , cada parede que cruza o grão terá área igual a d^2 , e o número total de grãos por unidade de volume é $1/d^3$.

$$W_h = (4 \text{ paredes por ciclo} * d^2 * \gamma_{\text{parede}}) / d^3 = 4 \gamma_{\text{parede}} / d$$

Essa equação tem a mesma forma daquela derivada do modelo de Mager.

Esse raciocínio, entretanto, carrega um problema comum em muitos modelos de dissipação de energia: num ciclo de histerese, essas paredes são criadas e aniquiladas. Se a criação da parede consome energia, será que sua aniquilação libera essa mesma quantidade de energia, e com isso, em cada ciclo, o balanço de energia seria zero? O artigo de Guyot e Cagan³² menciona esse problema ao dizer que até os anos 1970 acreditava-se que a nucleação e a aniquilação de paredes resultassem em dissipação nula. Afirmou a seguir, sem outras explicações, que hoje aceita-se que nucleação e aniquilação sejam dissipativas.

A existência de ruídos de Barkhausen em altas induções é indicativa de que a nucleação e a aniquilação sejam dissipativas, mas não necessariamente dissipa energia proporcionalmente à energia das paredes: a nucleação de domínios ocorre para reduzir a energia do sistema, mas a redução de energia é relativa à diferença entre a energia do sistema no estado 1, com alta energia magnetostática do campo desmagnetizante no contorno de grão e a energia no estado 2, com paredes mas com menor energia magnetostática.

4. Conclusões

As principais conclusões desta tese são:

1. A equação de Steinmetz, que descreve o aumento da área de histerese com a indução máxima, só é válida até aproximadamente 1,2T, nos aços. Entre 1,2 e 1,5T a área de histerese cresce mais do que o previsto, apesar do campo coercivo não aumentar mais. Acima de 1,5T, a taxa de crescimento decresce. As evidências mostram que ela só é válida na região em que o efeito da indução máxima no campo coercivo é dominante. Na região de validade da lei de Steinmetz, pode-se dizer que a questão a ser modelada é a lei $H_c = aB^{0,6}$, no caso dos aços.
2. Propõe-se, como hipótese a ser investigada, que quando a indução máxima se aproxima da saturação, a área de histerese não cresça mais.
3. A aplicação da técnica de subdivisão da área de histerese no efeito da indução máxima mostrou que a parcela de baixas induções é dominada pelo efeito do campo coercivo.
4. No caso dos aços elétricos a parcela de altas induções passa a ser maior que a de baixas induções em $B=1,3T$. No caso de ferritas de MnZn e de liga Fe-6,5%Si, ambos materiais com constante de magnetostricção quase nula, a energia dissipada em altas induções é sempre menor que a dissipada em baixas induções.
5. Foi detalhado o modelo de Mager para o efeito do tamanho de grão no campo coercivo, que considera que os núcleos de magnetização reversa tenham largura limitada pela dimensão do tamanho de grão.
6. Avaliando o efeito do tamanho de grão nas duas componentes, pode-se dizer que a energia dissipada em baixas induções cresce com o inverso do tamanho de grão, de forma similar ao efeito no campo coercivo, mas o mesmo não se pode dizer da energia dissipada em altas induções.
7. O coeficiente angular da relação entre tamanho de grão e campo coercivo é reprodutível, dependendo principalmente da composição química, que

influencia o valor da energia da parede de domínio. A energia dissipada em baixas induções diminui com a diminuição da energia das paredes.

8. A anisotropia da energia dissipada em baixas induções não tem correlação com a textura cristalina do material, ao contrário da anisotropia da energia dissipada em altas induções.
9. O efeito da textura na anisotropia da polarização J_{50} e, em menor grau, da energia dissipada em altas induções, tem correlação com o valor médio da energia de anisotropia magnetocristalina, calculada com base na textura e no valor da constante de anisotropia magnetocristalina.
10. O mecanismo proposto para a dissipação de energia em altas induções é o da nucleação de domínios reversos (e a simétrica aniquilação) devida ao surgimento de campos desmagnetizantes nos contornos de grão. Seu modelamento exigirá o desenvolvimento da descrição da posição do plano do contorno de grão em relação ao sistema referencial do corpo de prova.
11. Deformação plástica de apenas 0,5% já provoca aumento de quase 100% na energia dissipada na histerese, mais fortemente na parcela de altas induções.

Literatura

- 1 LANDGRAF, F. J. G. ; EMURA, M. ; TEIXEIRA, J. C. ; CAMPOS, M.F. ; MURANAKA, C. Shiniti . Efeito do tamanho de grão em diferentes componentes das perdas magnéticas de aços elétricos. In: **Anais do 13. CBECIMAT Congresso Brasileiro de Ciência e Engenharia de Materiais**. Curitiba : UFPR, p. 766-773. 1998.
- 2 MORITO, M.; KOMATSUBARA, M.; SHIMIZU, Y. **Kawasaki Steel Tech. Report** v.39, p.3,1998.
- 3 LANDGRAF, F.J.G Transformações de fase no sistema neodímio-ferro-boro. 1992. 243p. **Tese (Doutorado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1992.**
- 4 LANDGRAF, F.J.G. , Efeito do recozimento sob atmosfera de hidrogênio no campo coercivo e na permeabilidade magnética máxima de liga ferro-47,5% níquel. 1987. 162p. **Dissertação (Mestrado)- Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1988.**
- 5 KITTEL, C. Physical theory of ferromagnetic domains. **Review of Modern Physics**, v.21, p. 541-583, 1949.
- 6 CHIKAZUMI, S. **Physics Of Magnetism**. J. Wiley, 1964.
- 7 <http://theor.jinr.ru/~kuzemsky/pwbio.html>, conforme disponível em 5/7/2007.
- 8 SIXTUS, K. E TONKS, L. **Phys. Rev.** V.37 p. 930, 1931.
- 9 WILLIAMS, H.J., BOZORTH, R.M. E SHOCKLEY, W. **Phys. Rev.** v.75, p.155, 1949.
- 10 HONDA, K. ; KAYA, S. **Sci. Rep. Tohoku Univ.** 1926 v.15, p. 721, citado em Chikazumi, op.cit.
- 11 WOLF, G. In. **Encyclopaedia Cinematographica**, Gottingen (1971)
- 12 BLOCH, F. **Z. Phys.** 74 (1932) 329, citado em Chikazumi, op.cit.
- 13 LANDAU, L., LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, **Physik. Zeits. Sowjetunion** v.8, p.153-169,1935, citado em Goodenough, ref.54.
- 14 CULLITY, B.D. **Introduction to Magnetic Materials**, Addison Wesley, 1972.
- 15 BOZORTH, R. M. **Ferromagnetism** Van Nostrand, 1951
- 16 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
- 17 JILES, D. **Introduction To Magnetism And Magnetic Materials**. Chapman&Hall, 1991.
- 18 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
- 19 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
- 20 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 Magnetical Materials** v. 184, pp. 193-208, 1998.
- 21 LITTMAN, M.F. Iron And Silicon-Iron Alloys **IEEE Trans Mag** V.7, P.48-60, 1971
- 22 BERTOTTI, G. **Hysteresis in Magnetism**, Academic Press, 1998.

- 23 NÉEL, L. **J. Phys. Radium** v.5, p.241 , 1944. Apud Chikazumi, op.cit.
- 24 KERSTEN, M. **Probleme der technischen Magnetisierungskurve**. Springer Verlag, 1938. Apud KITTEL, op.cit.
- 25 KERSTEN, M. Über die Bedeutung der Versetzungsdichte für die Theorie der Koerzitivkraft rekristallisierter Werkstoffe. **Zeit. für ang. Phys.** . v. 8, p.496-502, 1956.
- 26 JILES, D. Comunicação pessoal, 2005.
- 27 EWING, J.A. . Magnetic Induction in Iron and Other Metals, **The Electrician**, Londres (1892), apud Chikazumi, op.cit.
- 28 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.
- 29 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)
- 30 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
- 31 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.
- 32 GUYOT, M. E CAGAN, V. The magnetoacoustic emission. **J. Appl. Phys.** v. 73, p.5348-5353 (1993).
- 33 LORD, A.E., USATSCHEW, R. , ROBINSON, M. **Lett. Appl. Eng. Sci.** V.2 p.1 (1974)
- 34 FIORILLO, F. Comunicação pessoal, 2004.
- 35 GUYOT, M. E GLOBUS, A. **Phys. Sta. Sol. V. B59**, p. 447 (1973).
- 36 CHEN, C.W. **Magnetism and Metallurgy of Soft Magnetic Materials**. Ed. North Holand. 1977.
- 37 CALLISTER, W.D. **Ciência e Engenharia de Materiais: Uma introdução**. LTC. 5ª. Edição. 2002.
- 38 OHRING, M. **Engineering Materials Science**. Academic Press.
- 39 PADILHA, A.F. **Materiais de Engenharia: microestrutura e propriedades**. Ed. Hemus. 2000., citando Guy.
- 40 LANDGRAF, F. J. G. ; EMURA, M. ; TEIXEIRA, J. C. ; CAMPOS, M. F. ; CUNHA, M. A. Separação das componentes de perdas magnéticas em aços totalmente processados. . In: **53 CONGRESSO ANUAL DA ABM**, 1998, BELO HORIZONTE. ANAIS DO 53 CONGRESSO ANUAL DA ABM. S. PAULO : ABM, 1998. v. cd-rom. p. 1542-1551.
- 41 LANDGRAF, F. J. G. ; TEIXEIRA, J. C. ; EMURA, M. ; CAMPOS, M.F. ; MURANAKA, C. Shiniti . Separating components of the hysteresis loss of non-oriented electrical steels. **Materials Science Forum**, EUA, v. 302-303, p. 440-445, 1999.
- 42 LANDGRAF, FJG **Relatório de projeto Fapesp-CSN, IPT**, 1996.
- 43 STEINMETZ, C.P. On the law of hysteresis, **Trans. AIEE** 9, 1892, 3-64.
- 44 A.E. Kennelly , discussão do artigo de Steinmetz, acima citado, pág. 52.
- 45 EMURA, M. ; LANDGRAF, F. J. G. . Efeito da indução máxima nas perdas magnéticas de aço 3%Si. In: Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais, 2002, S.P. . **Anais do Congresso Anual da Associação Brasileira de Metalurgia e Materiais**. S.P. : ABM, 2002. v. CDROM. p. 932-945
- 46 HAJI, H., OKADA K, HIRATANI T, et al. Magnetic properties and workability of 6.5% Si steel sheet **Journal of Magn. Magn. Mat** V. 160 p. 109-114 , 1996.

- 47 LEICHT, J., CASTRO N.A., SILVA E.C., LANDGRAF F.J.G, MOSES, A.J., FUKUHARA, T. Magnetic properties of 6.5% silicon content non-oriented electrical steel under sine and PWM excitation. Trabalho submetido para publicação no **Journal of Magn. Magn. Mat.**, 2007.
- 48 AUGUSTYNIAK, B., PIETROWSKI, L., CHMIELEWSKI, L., SABLİK, M.J., LANDGRAF, F.J.G., JILES, D.C. E MOSES, A.J. Lack of MAE in Iron with 6.5% silicon. Trabalho a ser apresentado no **Soft Magnetic Materials Conference**, 2007.
- 49 F. J. G. LANDGRAF, F.J.G., LÁZARO-CÓLAN,V., LEICHT, J., JANASI, S.R. E LOPES, M.F. Hysteresis loss separation of MnZn ferrite in high and low induction. Resumo submetido para **52. Magnetism and Magnetic Materials Conference**, 2007.
- 50 GAMA, A. M. Efeito das proporções de Mn/Zn e Fe/Mn na temperatura de Curie de ferrites do tipo $(\text{Mn}+\text{Zn})_{1-x}\text{Fe}_{2+x}\text{O}_{4+\delta}$. Dissertação (Mestrado). Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
- 51 DAHL, O., PAWLEK, F. E PFAFFENBERGER, J. Die magnetischen eigenschaften elektrolytisch erzeugter Eisenbleche. **Archiv Fur Eisenhütewesen**, v. 9, p.103-112, 1935
- 52 YENSEN, T. D. Magnetically Soft Materials **Transactions ASM**, P. 797-820 1939
- 53 ASM Metals Handbook, 6ª, 7ª, e 8ª edições, volume sobre Special Applications.
- 54 GOODENOUGH JB A theory of domain creation and coercive force in polycrystalline ferromagnets.. **Phys. Rev.** v.95 (4): 917-932 1954
- 55 C.-W. Chen Magnetism and Metallurgy of soft magnetic materials. North Holland, 1977.
- 56 O'Handley, R.C. **Modern Magnetic Materials: Principles and Applications**, J. Wiley, 2000.
- 57 MAGER, A . About The Influence Of Grain Size On The Coercivity. **Ann. Phys.** Leipzig, P. 11-15 1952
- 58 ADLER,E e PFEIFFER, H., **IEEE Trans. Magnetism** 10 (1974) 172.
- 59 DÖRING, W. Über das Anwachsen der Ummagnetisierungskeime bei grossen Barkhausen Sprüngen. **Zeitschrift für Phys.**, 108, 1938, 137-152
- 60 MAGER, A. comunicação pessoal. **Carta**. Anexo III deste trabalho.
- 61 TIITO, S.I. On the mechanism of magnetization transitions in steel. **IEEE Trans Mag.** 14, 527-529 (1978)
- 62 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 .
- 63 FERNENGEL, W. The coercivity of the virgin magnetization curve of sintered NdFeB permanent magnets. **Proceedings of the 5th International Symposium on Magnetic Anisotropy and Coercivity in RE –TM alloys**. Bad Soden, 1987.
- 64 GLOBUS, A. Some physical considerations about the domain wall size theory of magnetization mechanisms. **J. de Physique** v.38, p. 1-15 Suppl. S, 1977
- 65 GLOBUS, A. e GUYOT, M. **Phys. Stat. Sol.** V.52b, 427 (1972).
- 66 HERZER, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets. **IEEE Trans MAG** 26, p.1397-1400 (1990).
- 67 STEPHENSON, ET, AMANN, MR Effets Of Composition, Grain Size And Texture On The AC Core Loss Of Magnetic Lamination Steel . In: **Energy Efficient Electrical Steels**, TMS-AIME 1981, P.43-60.

- 68 DEGAUQUE, J.; ASTIE, B; PORTESEIL, J. L.; VERGNE, R. Influence Of The Grain Size On The Magnetic And Magnetomechanical Properties Of High-Purity Iron **Journal Of Magnetism And Magnetic Materials**, V. 26, P.261-263 1982
- 69 BERTOTTI, G.; SCHINO, G. D.; MILONE, A. F.; FIORILLO F. On The Effect Of Grain Size On Magnetic Losses Of 3% Non-Oriented Sife. **Journal De Physique**, V.9, P. 385-388 1985
- 70 GOSS, N. Patente Americana , "Electrical sheet and method for its manufacture and test" **U.S. Patent** 1.965.559 (1934).
- 71 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.
- 72 SHIOZAKI, M. KUROSAKI, Y. **Texture Microstruct.** 11 (1989) 159.
- 73 G. Bertotti, G. Ban, G. Abbruzzese, **J. Appl. Phys.** 73 (1993) 6612.
- 74 A. Honda, I. Ohyama, Y. Mine, **J. Mater. Eng.** 12 (1990) 41.
- 75 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.
- 76 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
- 77 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.
- 78 CUNHA, MA, LUNA, PC. **Acta Microsc.** 8 (Suppl.A) (1999) 289.
- 79 CUNHA, M.A. e LUNA, P.C. Textura e anisotropia do aço silício **Anais do 55 Congresso da ABM**, p. 1506-1510, S.Paulo, ABM, 2000.
- 80 HUTCHINSON, W.B. E SWIFT, J.G. Anisotropy in some soft magnetic materials, **Texture** v.1, p.117-123, conforme Citado em BUNGE, H.-J. **Texture Analysis in Materials Science**, ed. Butterworths, 1982.
- 81 CUNHA, M. A. ; ZWIRMAN, Nilza ; WOLGIEN, V. W. ; GERMANO, R. S. ; LANDGRAF, F. J. G. ; YONAMINE, T. ; TAKANOHASHI, R. ; LIMA, N. B. . The angular dependence of magnetic properties of electrical steels. In: **21st Annual Conference on Properties and Applications of Magnetic Materials**, 2002, Chicago. Proc. 21st Annual Conference on Properties and Applications of Magnetic Materials. Chicago, EUA : Illinois Institute of Technology, v. 1. p. P9-1-P9-8, 2002.
- 82 BOHN, F.; GUNDEL, A ; SEVERINO, A. M. ; LANDGRAF, F. J. G. ; SOMMER, R. . Propriedades Magnéticas de Aços elétricos de Grão Não-Orientado. In: XVI Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais, 2004, Porto Alegre. **Anais XVI Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais, 2004.** p. 1-13.
- 83 BOHN, F.; GÜNDEL, A.; LANDGRAF, F.J.G., SEVERINO, A.M.; SOMMER, R.L. Magnetostriction, Barkhausen noise and magnetization processes in E110 grade non-oriented electrical steels. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials** v. 317 p. 20-28 2007.

-
- 84 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.
- 85 HOU, C.K. **IEEE Trans Magnetics** 30 (1994) 212
- 86 HUBERT, A., HIRSINGER, L. e HUG, E. **J. Mag. Mag. Matter** v.196-197 p.322. 1999.
- 87 LANDGRAF, F. J. G. ; EMURA, M. . Losses and permeability improvement by stress relieving of fully processed electrical steels with small deformations. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Holanda, v. 242, p. 152-156, 2002.
- 88 AUGOSTYNIAK, B. comunicação pessoal.

ANEXO I

Tradução do artigo
DÖRING, W.

Über das Anwachsen der Ummagnetisierungskeime bei grossen Barkhausen
Sprüngen.

Zeitschrift für Phys., 108, 1938, 137-152

chamar de núcleos de magnetização tais regiões de magnetização positiva dentro do meio negativamente magnetizado. A energia de superfície contida na parede opõe uma barreira energética à formação do núcleo, correspondendo exatamente às dificuldades de nucleação de uma nova fase. Afim de que elas se formem espontaneamente por meio de qualquer flutuação, é necessário ultrapassar o "campo de partida" H_s ("Startfeldstärke").

Sixtus⁽³⁾ apresentou interessantes experimentos sobre a origem e crescimento de tais núcleos de magnetização, cujo resultados são dados resumidamente a seguir. As indicações por ele dadas não satisfazem totalmente os resultados. Por isso nós devemos fazer aqui um exame teórico sobre o comportamento destes núcleos de desmagnetização. Destas considerações resultam, com base das medidas de Sixtus, uma determinação da energia de parede γ e ente regiões de magnetização oposta. Pela primeira vez é possível comprovar experimentalmente a estimativa teórica feita por Bloch⁽⁴⁾ para essa grandeza.

I. As experiências de Sixtus

Nós vamos aqui nos ocupar principalmente com 2 experiências de Sixtus..

Experiência 1: O fio de prova de Ni 85%Fe encontra-se sob um campo aplicado H pouco maior que H_0 . Num certo lugar está colocada uma bobina adicional de cerca de 1 cm de comprimento. Dentro da bobina adicional reina H' , maior que H . Sendo H' maior que H_s , então começa a desmagnetizar o fio, contanto que estivesse a magnetização anterior em saturação negativa. Ultrapassando H' o valor H_s necessário para o início somente por curto tempo então, origina-se no fio uma região de magnetização positiva, mas ainda não é suficiente para ultrapassar a dissipação? da *Onda de reversão da magnetização*. Sixtus determinou os valores de campo destes núcleos da magnetização abortados (*steckengebliebenen*). Por este processo verificou-se o surpreendente fato que eles eram muito maiores que o comprimento da bobina extra. Os extremos dos núcleos não se encontram de modo algum sob o campo H' . Enquanto, sem o campo adicional,

liefern. Wir wollen solche Gebiete positive Magnetisierung innerhalb der unipolar magnetisierten Umgebung Ummagnetisierungskerne nennen. Wegen der in ihrer Wand enthaltenen Oberflächenenergie stellen ihrer Bildung energetische Schwierigkeiten entgegen, die ganz den Komplikations-schwierigkeiten bei der Katalyse einer Phase entsprechen. Damit an sich spontan durch irgendeine Schwankungsstörung bilden, ist die Überwindung der „Startfeldstärke“ H_s nötig.

Sixtus³⁾ hat aber das Entstehen und das Anwachsen solcher Ummagnetisierungskerne einige interessante Versuche angestellt, deren Ergebnisse im folgenden kurz wiedergegeben werden sollen. Die von ihm gegebene Deutung wird aber den Beschreibungen nicht völlig gerecht. Deshalb soll hier das Verhalten dieser Ummagnetisierungskerne noch einmal theoretisch eingehend untersucht werden. Aus diesen Überlegungen ergibt sich schließlich auf Grund der Messungen von Sixtus eine Bestimmung der Oberflächenenergie der Wand zwischen den entgegen gesetzten magnetisierten Bezirken. Von Bloch⁴⁾ ist für diese Größe eine theoretische Abschätzung gegeben worden, die sich mehrfach erstmalig an experimentellen Ergebnissen prüfen läßt.

I. Die Versuche von Sixtus.

Es sind hauptsächlich zwei Versuche von Sixtus, die uns hier beschränken sollen.

Versuch 1. Der Probefilm aus einer Eisen-Nickellegierung mit 15% Ni, 85% Fe befindet sich in einem Hauptfeld H , das etwas größer als H_0 ist. An einer Stelle ist eine Zusatzspule von ungefähr 1 cm Länge angebracht. Innerhalb der Zusatzspule herrscht das Feld H' , das größer als H ist, ist H' größer als die Startfeldstärke H_s , so beginnt der Draht sich umzumagnetisieren, sofern die Magnetisierung vorher in der negativen Richtung stand. Überwiegend aber H' den zum Start nötigen Feldwert H_s nur für sehr kurze Zeit, so entsteht zwar in dem Draht ein Gebiet positiver Magnetisierung, aber zum Auslösen der Ummagnetisierung reicht dieses noch nicht hin. Durch Anheben des Feldes dieser steckengebliebenen Ummagnetisierungskerne konnte Sixtus ihre Abmessungen bestimmen. Dabei stellte sich die überraschende Tatsache heraus, daß sie sehr viel länger als die Zusatzspule waren. Die Enden des Kerne befanden sich gar nicht mehr im Feld H' . Während also ohne das Zusatzfeld die

³⁾ K. J. Sixtus, Phys. Rev. 46, 425, 1935. — ⁴⁾ F. Bloch, ZS. f. Phys. 74, 246, 1924.

Sobre o crescimento de núcleos de inversão da magnetização em grandes saltos de Barkhausen

W. Döring

Por meio da consideração da energia de superfície de parede entre regiões de magnetização opostas são eliminadas as dificuldades teóricas que até aqui se da inversão da magnetização nos grandes ruidos de Barkhausen. Por meio da exploração das medidas de Sixtus foi obtido, pela primeira vez, uma informação experimental sobre o valor de energia de parede, em boa correlação com a estimativa teórica de Bloch.

Segundo Preisach⁽¹⁾, nas curvas de magnetização de fios finos de materiais ferromagnéticos com magnetostrição positiva aparecem, sob tração, grandes ruidos de Barkhausen. No caso limite de grande tração aparece a desmagnetização total em um único salto, tanto que a curva de histerese torna-se retangular. Sixtus & Tonks⁽²⁾ conseguiram demonstrar pela primeira vez que, nesses fios, o processo de inversão da magnetização (desmagnetização) consiste em um deslocamento de parede. Aparece brevemente? no material duas regiões espacialmente separadas, ambas saturadas, em direções opostas. No decorrer do salto uma região cresce as custas de outra, onde se desloca a parede entre elas. A velocidade de movimentação depende do campo e obedece estritamente esta fórmula :

$$v = A.(H - H_0)$$

A constante A tem valor de 2 a 3 x 10⁴ cm/seg Oe. O campo crítico H₀ (Grenzfeldstärke) é aquele campo que deve ser ultrapassado para que a parede existente possa progredir através do material. Pequenos obstáculos se opõem ao movimento da parede. H₀ é uma medida do "atrito" ("Reibung") que a parede sofre. Também "na parte de cima" H₀, o estado de magnetização negativa, isto é, estável na direção de campos opostos, enquanto não existir regiões suficientemente grandes com magnetização positiva, que forneçam às paredes o apropriado percurso.

Über das Anwachsen der Ummagnetisierungskeime bei großen Barkhausen-Sprüngen.

Von W. Döring.

Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 16. November 1937.)

Durch Berücksichtigung der Oberflächenenergie der Wand zwischen entgegengesetzt magnetisierten Bereichen werden die theoretischen Schwierigkeiten beseitigt, die bisher dem Verständnis der Versuche von Sixtus über das Anwachsen der Ummagnetisierungskeime bei den großen Barkhausen-Sprüngen entgegenstanden. Durch Auswertung der Messungen von Sixtus wird erstmalig eine experimentelle Angabe über die Größe der Wandenergie gewonnen, die in guter Übereinstimmung mit dem von Bloch theoretisch gefundenen Wert ist.

In den Magnetisierungskurven dünner Drähte aus ferromagnetischen Materialien mit positiver Magnetostriktion treten, wie Preisach¹⁾ fand, unter Zug sehr große Barkhausen-Sprünge auf. Im Grenzfall sehr starken Zuges geht die gesamte Ummagnetisierung in einem einzigen Sprung vor sich, so daß die Hystereseschleife gegen ein Rechteck wird. Sixtus²⁾ und Tonks³⁾ gelang es, an solchen Drähten erstmalig nachzuweisen, daß der Ummagnetisierungsvorgang dabei in einer Wandverschiebung besteht. Sie treten kurzzeitig in dem Material zwei räumlich getrennte Gebiete auf, die beide bis zur Sättigung magnetisiert sind, nur in entgegengesetzter Richtung. Beim Abklingen des Sprunges wächst das eine Gebiet auf Kosten des anderen, indem sich die Wand zwischen ihnen verschiebt. Die Geschwindigkeit der Ausbreitung ist feldabhängig und gehorcht ungeändert dem Gesetz

$$v = A \cdot (H - H_0)$$

Die Konstante A hat etwa den Wert 2 bis 3 · 10⁴ cm/sek Oersted. Die Grenzfeldstärke H₀ ist diejenige Feldstärke, die überschritten werden muß, damit eine vorhandene Wand durch das Material hindurch fortgeschritten kann. Der Bewegung der Wand stehen offenbar kleine Hysteresisänderungen entgegen. H₀ ist ein Maß für die „Reibung“, die die Wand erfährt. Auch oberhalb H₀ ist der Zustand negativer Magnetisierung, d. h. in Gegenrichtung stabil, solange keine genügend großen Gebiete mit positiver Magnetisierung vorhanden sind, die die zum Durchlaufen geeigneten Wände

¹⁾ F. Preisach, Ann. d. Phys. 5, 5, 737, 1929. — ²⁾ K. J. Sixtus u. L. Tonks, Phys. Rev. 37, 390, 1931; 39, 367, 1932; 42, 419, 1932; 43, 70, 1933; 43, 954, 1933.

Novosibirsk, des Uranium-Isotopengestaltungs-Berichts in Spalten 1-13

avanco da extremidade dos núcleos de magnetização positiva na região de magnetização negativa é impedido, esse impedimento é de repente levantado quando, em uma distancia de alguns cm, um campo adicional suficientemente grande é "ligado", embora diretamente na ponta deste campo? seguramente nada mais a observar existe.

Experiência 2: Em tais núcleos de desmagnetização "congelados", cuja obtenção foi descrita na 1ª experiência continuou Sixtus a examinar um grande campo de ser H para que a desmagnetização possa começar desse núcleo. O campo extra fica desligado nestas experiências. O campo H é aumentado até que a *Onda de reversão da magnetização* começa. Este novo Campo de Partida H₁ é naturalmente menor que Hs. Sixtus procurava um significado para a grandeza Hs'. Aceitando-se que o núcleo tem a forma de um elipsóide, pode-se calcular facilmente a grandeza do campo de desmagnetização (*entmagnetisierung*), que se originam dos "polos livres" na superfície do núcleo.

Esse campo é homogêneo dentro do núcleo, quando na forma elipsóide. Baseada na medida de 4 núcleos Sixtus constatou uma confirmação próxima da lei suposta por ele, de que o núcleo começa a crescer quando a diferença do campo exterior H e da força limite do campo H₀ iguala-se ao campo desmagnetizante Hd. Este resultado seria compreensível quando um alargamento no ponto da superfície no meio do elipsóide começasse. Lá a força do campo H-Hd está atuante tanto dentro quanto fora do núcleo. Isto se encaixa com a nossa apresentação sobre o "Onda de reversão da magnetização", que a parede neste lugar começa a se movimentar, quando H-Hd = H₀. Mas permanece totalmente ininteligível porque o crescimento na ponta não começa já para campos menores. Pois lá o campo desmagnetizante do núcleo é bem mais fraco e bem no extremo até mesmo tem a mesma direção do campo externo, de maneira que o avanço para parede não impede, mas sim "auxilia". A teoria desenvolvida neste trabalho diz de fato que um determinado crescimento do comprimento é iniciado já sob o campo Hs', pelos núcleos medidos por Sixtus, no entanto sem que o núcleo comece o "Umlappwelle".

A explicação para estas dificuldades de sentido é que tem sido até agora desconsiderada a energia de superfície do núcleo. Claro que um forte aumento da superfície está ligado com o crescimento do núcleo na ponta, da maneira que a quantidade de energia de parede influencia decididamente os fenômenos. Considerando a energia de superfície e de desmagnetização, todos os acontecimentos passam a ter significado.

Vorzeichen der Spitze des positiv magnetisierten Keimes in der negativ magnetisierte Gebiet hinein genommen ist, wird diese Hemmung plötzlich aufgehoben, wenn in einer Entfernung von mehreren Zentimetern ein genügend großes Zusatzfeld eingeschaltet wird, obwohl direkt an der Spitze von diesem Feldo überhaupt nichts mehr zu merken ist.

Versuch 2. An solchen „eingefrorenen“ Entmagnetisierungskeimen, deren Hestrichung in Versuch I beschrieben wurde, unversucht man Sixtus weiter, wie hoch das Hauptfeld H sein muß, damit von diesem Keim aus die Entmagnetisierung starten kann. Das Zusatzfeld bleibt bei unsern Versuchen ausgeschaltet. Es wird H erhöht, bis die Umlappwelle startet. Dies neue Startfeld H₁ ist umlagegleich kleiner als H₀. Für die Größe von H₁ versieht Sixtus eine Deutung. Nimmt man an, daß der Keim die Form eines Ellipsoids hat, so kann man leicht die Größe des entmagnetisierenden Feldes berechnen, das von den „freien Polen“ an der Oberfläche des Keimes herrührt. Bei ellipsoidaler Form ist das Feld im Innern des Keimes homogen. Auf Grund der Annahme von vier Keimen stellte man Sixtus eine ungefähre Bestätigung des von ihm vermuteten Gesetzes fest, daß der Keim dann zu wachsen beginnt, wenn die Differenz aus dem äußeren Feld H und der Grenzfeldstärke H₀ gleich dem entmagnetisierenden Feld H_d ist. Dies Ergebnis wäre verständlich, wenn die Ausbreitung an einem Punkt der Oberfläche in der Mitte des Ellipsoids einsetzen würde. Dort ist sowohl innerhalb wie außerhalb des Keimes die wirkende Feldstärke H = H_d. Es paßt zu unsern Vorstellungen über die Umlappwelle, daß die Wand an dieser Stelle zu wachsen beginnt, wenn H = H₀ + H_d ist. Völlig unverständlich bleibt aber, warum nicht schon bei kleineren Feldern das Wachstum an der Spitze beginnt. Denn dort ist außerhalb des Keimes das entmagnetisierende Feld ja viel schwächer und ganz am Ende sogar ohne äußeren Feldes gleichgerichtet, so daß es das Vorzeichen der Wand nicht ändert, sondern unterstützt. Die in dieser Arbeit entwickelte Theorie sagt in der Tat, daß bei den von Sixtus ausgemessenen Keimen bereits außerhalb der Feldstärke H₁ ein gewisses Längenwachstum einsetzt, jedoch ohne daß der Keim die Umlappwelle startet.

Die Erklärung für diese Paradoxien liegt darin, daß bisher die Oberflächenenergie des Keimes stets vernachlässigt wurde. Offenbar ist aber an der Spitze eine starke Oberflächenvergrößerung mit dem Wachsen des Keimes verbunden, so daß dort der Energiegehalt der Wand entscheidend die Erscheinungen beeinflußt. Bei Berücksichtigung der Oberflächenenergie und der Entmagnetisierung lassen sich alle Vorgänge zwanglos deuten.

II - A teoria do crescimento de núcleos de remagnetização

Nós desejamos, neste parágrafo, examinar as condições energéticas que devem ser preenchidas para que a parede de um núcleo possa avançar com o crescimento do núcleo. Se nós aceitamos que a parede do núcleo sempre começa a andar quando estas condições de energia são preenchidas, então esta observação nos dá imediatamente os limites de estabilidade do núcleo.

Quando o volume do núcleo cresce dV em um deslocamento diferencial da parede, então o material recebe a energia $2H_0 J_s dV$ pois no volume dV a magnetização se altera de $-I_s$ a $+I_s$. Esta energia é utilizada de diferentes maneiras. Primeiramente aumento de superfície está ligado com o deslocamento da parede dF . Sendo γ a energia/cm² da parede então γdF é o trabalho necessário para isso. Mais adiante será modificada a energia de campo desmagnetizante. Queremos designar esta energia de campo W . Sua grandeza deve ser calculado mais tarde para um núcleo de um elipsóide de rotação. O excedente da energia cedida acima do consumo de energia para o aumento de superfície remonta a :

$$dA = 2 H_0 J_s dV - \gamma dF - dW \quad (1)$$

Se a parede pudesse avançar sem dissipar energia seria energeticamente possível o crescimento de núcleo assim que resultasse positivo dA , com dV positivo. Mas de fato a existência de H_0 mostra que com o deslocamento infinitamente lento da parede o valor da energia irreversivelmente dissipado é $2 H_0 I_s$ por cm³, e em maiores velocidades, é correspondentemente maior. A parede sofre um certo "atrito". Ela pode de fato andar através do material quando dA ultrapassa o valor mínimo desta energia de atrito. De outra maneira a parede permanece parada.

Naturalmente não se trata de um atrito mecânico. H_0 tem muito provavelmente sua origem em pequenas oscilações locais de γ , e a transformação da energia cedida em "calor de atrito" acontece supostamente devido à circulação de microscópicas correntes parasitas (*wirbelströme*, de "redemoinho"). Para nossos objetivos é suficiente resumir este impedimento do crescimento através do campo limite H_0 . Energeticamente o avanço da parede é possível se valer :

$$dA > 2 H_0 J_s dV \quad (dV \text{ positivo})$$

II. Die Theorie des Wachstums von Ummagnetisierungskeimen.

Wir wollen in diesem Abschnitt die energetischen Bedingungen untersuchen, die erfüllt sein müssen, damit die Wand eines Ummagnetisierungskeims unter Vergrößerung des Keimvolumens vorwärts kann. Wenn wir annehmen, daß die Wand des Keimes sich immer plötzlich zu wandern beginnt, wenn diese energetischen Bedingungen erfüllt sind, so liefern uns diese Untersuchungen sofort die Stabilitätsgrenzen der Keime.

Wenn bei einer differentiellen Vergrößerung der Wand des Volumens des Keimes um dV vergrößert wird, so wird dem Material die Energie $2 H_0 J_s dV$ zugeführt; denn in dem Volumenelement dV findet sich die Magnetisierung von $-I_s$ nach $+I_s$. Diese Energie wird in verschiedener Weise verbraucht. Zunächst wird mit der Vergrößerung der Wand ein gewisser Oberflächenvergrößerung dF verbunden sein. Ist γ die Energie pro cm² der Wand, so ist γdF die dafür benötigte Arbeit. Ferner wird sich die Feldenergie des entmagnetisierenden Feldes ändern. Diese Feldenergie wollen wir mit W bezeichnen. Ihre Größe soll später für einen Keim von der Gestalt einer Rotationsellipsoide herabgerechnet werden. Der Uberschuß der zugeführten Energie über den Energieverbrauch zur Vergrößerung der Oberfläche und des entmagnetisierenden Feldes beträgt also

$$dA = 2 H_0 J_s dV - \gamma dF - dW \quad (1)$$

Wenn nun die Wand ohne jede Energievergrößerung vorwärts könnte, würde das Keimwachstum energetisch möglich sein, sobald bei positivem dV sich dA als positiv ergibt. Tatsächlich zeigt aber das Vorhandensein der Grenzfeldstärke H_0 daß selbst bei unendlich langsamem Verschieben der Wand der Energiebeitrag $2 H_0 J_s$ pro cm³ irreversibel vergristet wird, bei höherer Geschwindigkeit entsprechend mehr. Die Wand erfährt also gewisse "Reibung". Sie kann aber tatsächlich nur dann durch das Material weiter wandern, wenn dA den Mindestbeitrag dieser Reibungsenergie übersteigt. Andernfalls bleibt die Wand stecken. Nüchtern handelt es sich hierbei nicht um Reibung im mechanischen Sinne. H_0 hat zwar wahrscheinlich seine Ursache in kleinen örtlichen Schwankungen von γ , und die Ursache der dissipativen Energie in „Wirbelstromwärme“ geschieht vermutlich auf dem Umweg über mikroskopische Wirbelströme. Für unsere Zwecke genügt aber die punktuelle Beschreibung dieser Ausbreitungs hindernisse durch das Grenzfeld H_0 . Energetisch ist aber das Vorwärts der Wand möglich, wenn gilt:

$$dA > 2 H_0 J_s dV \quad (dV \text{ positiv}) \quad (2)$$

Annahmen der Dornungstheorie (Klein) bei großen Druckstärken-Spannungen. 141

Die strenge Auswertung dieser Gleichung im Sinne einer Näherung der Wachstumsbedingungen ist weiterhin nur in dem Falle möglich, daß die Kräfte Kippschiffenheiten, die seine W nicht überschreitet ist. Inwiefern wir uns aber auf diesen Fall beschränken, wollen wir uns quantitativ über die Art dieser Ungleichheit klar machen. Die Lösungsgleichung lautet, daß alle verformierten Kerne oder Langgestreckte sind. Wie wollen in dieser Hinsicht ihre Form und Größe ganz einfach durch zwei Zahlen charakterisieren, ihre Länge l und ihre Dicke d . Es soll gelten $l \gg d$.

Die Wachsen der Kristallisationen kann auf zwei wesentlich verschiedene Weisen geschehen, entweder durch Wachstum der Länge oder durch Wachstum der Dicke. Natürlich kann auch beides zugleich stattfinden. Das aber bei diesen beiden Arten des Wachstums des Vorzeichen der Winkel an ganz verschiedenen Orten stattfindet, bei der einen nur an der Spitze, bei der anderen nur an der Basis, kann ein gleichzeitiges Wachstum von Länge und Dicke nur stattfinden, wenn sowohl für die Längenwachstum bei festgelegter Dicke als auch für die Dickenwachstum bei festgelegter Länge ein solches energetisches Ungleichgewicht erfüllt ist. Wir können also die beiden Wachstumsarten als voneinander unabhängig ansehen.

Bei einem Wachsen demselben Kern ist der Ausdruck für das Volumen die Form $V = c_1 l^2$, wobei c_1 ein von der Gestalt abhängiger Proportionalitätsfaktor ist. Ebenso kann für die Oberfläche ein Ausdruck der Form $P = c_2 l$ aufgestellt werden, wobei c_2 ein von der Gestalt abhängiger Proportionalitätsfaktor ist. Ebenso kann für die Oberfläche ein Ausdruck der Form $P = c_2 l$ aufgestellt werden, wobei c_2 ein von der Gestalt abhängiger Proportionalitätsfaktor ist. Ebenso kann für die Oberfläche ein Ausdruck der Form $P = c_2 l$ aufgestellt werden, wobei c_2 ein von der Gestalt abhängiger Proportionalitätsfaktor ist.

$$A = 2 H J_s c_1 l^2 - \gamma c_1 l d$$

Damit ein Längenwachstum möglich ist, muß gelten

$$\frac{\partial A}{\partial l} > 2 H_0 J_s \frac{\partial V}{\partial l}$$

(2a)

was bei Vermeidung von W ergibt

$$d > \frac{\gamma c_1}{2 J_s c_1 (H - H_0)}$$

Es gibt also eine gewisse kritische Dicke $d_c = \frac{\gamma c_1}{2 J_s c_1 (H - H_0)}$, die ungleich proportional $H - H_0$ ist. Längenwachstum ist möglich, wenn $d > d_c$ ist; für $d < d_c$ ist das Längenwachstum gehindert.

Ebenso kann man die Bedingung für das Dickenwachstum

$$\frac{\partial A}{\partial d} > 2 H_0 J_s \frac{\partial V}{\partial d}$$

(2b)

A estreita valorização desta igualdade no sentido de um cálculo das condições de crescimento é somente possível quando o núcleo tem forma elipsoidal, pois senão W não é calculável. Antes que nós nos delimitemos neste caso devemos deixar claro qualitativamente o conteúdo desta igualdade. O campo desmagnetizante faz com que todos os núcleos existentes sejam alongados (langgestreckt). Nós queremos caracterizar nesta vista geral a sua forma e grandeza, simplesmente através de 2 números, seu comprimento e espessura d , onde $l \gg d$.

Um crescimento das dimensões do núcleo pode acontecer de 2 maneiras diferentes: ou através do crescimento do comprimento, ou através da espessura. Naturalmente as duas podem ter lugar ao mesmo tempo. Mas como o avanço de parede destas duas maneiras ocorre em locais totalmente diferentes - uma só na ponta, outra só no lado - um crescimento simultâneo do comprimento e largura pode ocorrer tanto para o crescimento do comprimento para espessura assim como para o crescimento da espessura para o comprimento seja preenchida unicamente respeitada a igualdade (2). Nós podemos ver então os 2 modos de crescimento como independentes entre si.

Para um núcleo longo e fino a expressão do volume tem forma $V = c_1 \cdot l \cdot d^2$ onde c_1 é um fator de proporcionalidade dependente da forma. Do mesmo modo, pode ser descrito na expressão para a superfície da forma $F = c_2 \cdot l \cdot d$. Existindo núcleos finos e compridos para que W do campo de desmagnetização seja desconsiderável então a grandeza A , cuja diferencial está em (1), dada por $A = 2 H J_s c_1 l d^2 - \gamma c_1 l d$

$$\text{Para ocorrer crescimento de comprimento: } \frac{\partial A}{\partial l} > 2 H_0 J_s \frac{\partial V}{\partial l}$$

$$\text{Que, desconsiderando } W \text{ resulta: } d > \frac{\gamma c_2}{2 J_s c_1 (H - H_0)}$$

Existe então uma espessura crítica $d_c = \frac{\gamma c_2}{2 J_s c_1 (H - H_0)}$ que é inversamente

proporcional a $H - H_0$. O crescimento de comprimento é possível quando $d > d_c$. Para $d < d_c$ o crescimento é impedido.

Correspondentemente, a condição para o crescimento da espessura

$$\frac{\partial A}{\partial d} > 2 H_0 J_s \frac{\partial V}{\partial d}$$

wann durch Einsetzen des obigen Ausdrucks für l folgt

$$d > \frac{1}{2} \frac{\gamma c_2}{J_1 c_1 (H - H_0)} = \frac{1}{2} d_0$$

Die Dickenwachstum ist also umgekehrt möglich, wenn die Dicke größer als $1/2 d_0$ ist. Daß das Dickenwachstum schon ohne Einsetzen als das Längenwachstum, liegt daran, daß V nur linear mit der Länge, aber quadratisch mit der Dicke wächst.

Gehen wir nun zu kürzeren Kernen über, so macht sich das entgegenstehende Feld bemerkbar. An der Seite der Kerne ist das entgegenstehende Feld dann äußeren Feldes entgegengegerichtet. Für das Dickenwachstum wirkt es also hindern: es wirkt so, als ob das äußere Feld kleiner geworden wäre. Die Dicke, oberhalb der ein Dickenwachstum möglich ist, wird also mit abnehmendem Dimensionsverhältnis l/d steigen. Ist das Dimensionsverhältnis so klein geworden, daß das entgegenstehende Feld H_0 an der Seite gleich $H - H_0$ geworden ist, wird bei keiner Dicke ein Dickenwachstum mehr möglich sein. Für das

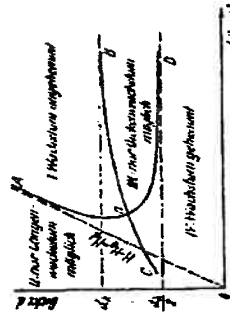


Fig. 1. Die Lage der Wachstumsgrenzen für die $(-d)$ -Kerne (schwarzstrich).

Wachstum mit zunehmender Länge nimmt ab. Das abnehmende Dimensionsverhältnis wird also die Dicke, oberhalb der ein Längenwachstum möglich ist, abnehmen. Am Grund dieser Überlegungen ist Fig. 1 gezeichnet. Sie gibt in der $l-d$ -Ebene schematisch die Lage der Grenzlinien. BOC ist die Grenze, oberhalb der das Längenwachstum möglich ist. Sie fällt vom Wert d_0 bei sehr großen l zu kleineren Werten d bei abnehmender Länge. AOD ist die Grenze, die des rechten oberhalb von ihr liegende Gebiet des Dickenwachstums begrenzt. Diese Kurve steigt vom Wert $1/2 d_0$ mit abnehmendem l an, um sich schließlich asymptotisch einem Strahl durch den Ursprung anzuschließen, der durch $H - H_0 = H_0$ gegeben ist. Die $l-d$ -Ebene zerfällt durch diese Kurven in vier Gebiete, in denen entweder beide Wachstumsarten (Gebiet I), nur Längenwachstum (Gebiet II), nur Dickenwachstum (Gebiet III) oder kein Wachstum (Gebiet IV) möglich ist.

Wir wollen nun diese Grenzkurven etwas näher betrachten für den Fall, daß der Kern die Gestalt eines Rotationsellipsoids hat. Die obigen qualitativen Ergebnisse werden sich dabei vollständig bestätigen. Es sei a die

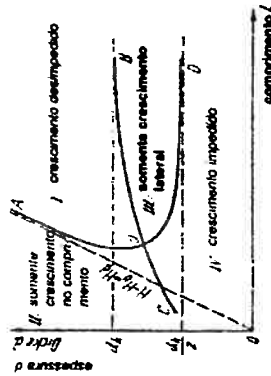
de onde por meio da consideração da expressão acima para A segue-se:

$$d > \frac{1}{2} \frac{\gamma c_2}{J_1 c_1 (H - H_0)} = \frac{1}{2} d_0$$

O crescimento da espessura é energeticamente possível quando a espessura for maior que $1/2 d_0$. Como o crescimento da espessura começa antes que o crescimento do comprimento, segue-se que o volume cresce somente linearmente com o comprimento mas quadraticamente com a espessura.

Passando para núcleos mais curtos, então o campo desmagnetizante se torna perceptível. Na lateral do núcleo o campo desmagnetizante vai ao encontro do campo externo. Para o crescimento da espessura atua então impedindo-o; assim como se o campo externo tivesse se tornado menor.

A espessura, acima da qual o crescimento da espessura, é possível, crescer com a diminuição da proporção l/d . Sendo a proporção tão pequena o campo Hd na lateral tenha se tornado igual a $H-H_0$ não se torna mais possível um crescimento de espessura. Para o crescimento do comprimento, ao contrário, Hd atua favoravelmente, pois com os comprimentos maiores reduz W .



Para menores proporções de l/d aquela espessura acima da qual o crescimento de comprimento ocorre é diminuída. A figura 1 descreve essas considerações. No plano $l-d$ esquematiza a condição da curva limite. BOC é a fronteira acima da qual o crescimento de comprimento é possível. Ele cai do valor d_0 para l grandes, para valores menores quando l diminui. AOD é a fronteira que limita a região de crescimento de espessura, que fica a direita e acima dela. Esta curva sai a partir de $1/2 d_0$, com a diminuição de valores menores de l , para l a reta que passa pela origem, que é dada por $H-H_0 = Hd$. O plano $l-d$ se decompe em 4 regiões nos quais ou ambas as maneiras de crescimento são possíveis (região I), ou somente crescimento de comprimento é possível (II), ou somente crescimento espessura (III) ou nenhum crescimento é possível (região IV).

Nós queremos calcular estas curvas limites para o caso onde o núcleo tem forma de elipsóide de rotação. Os resultados qualitativos acima deixam-se confirmar totalmente.

Seja a meio comprimento e b a metade do maior diâmetro do elipsóide. O volume é então $V = 4\pi ab^2/3$ e a superfície:

$$F = 2\pi b^2 \left[1 + \frac{k^2}{\sqrt{k^2 - 1}} \arcsen \frac{1 - \sqrt{k^2 - 1}}{k} \right] \text{ com } k = a/b$$

Como para nós interessa apenas a região de $K > 200$, podemos utilizar para F a aproximação $F = \pi^2 ab$. A energia de campo W do campo desmagnetizante do núcleo positivamente magnetizado até J_s dentro da região negativamente magnetizante até J_s assumo o valor $W = 2 N J_s^2 V$, onde N é o fator desmagnetizante. Esta formula é fácil de se comprovar, quando se calcula o trabalho despendido para girar a magnetização do elipsóide contra o campo desmagnetizante, se de resto não existisse "força de direção".



(Richt Kraft).
Seja α o ângulo de magnetização contra o eixo de elipsóide numa situação espontânea para cálculo de energia intermediária (ver fig. 2) $\alpha=0$ é a situação inicial na saturação negativa. Neste caso a magnetização é homogênea.

O campo desmagnetizante é portanto nulo e $\alpha=\pi$ é a situação final. Numa situação intermediária, o campo desmagnetizante no elipsóide tem as componentes $H_x = N J_s (1 - \cos \alpha)$ na direção ordenada e $H_y = N' J_s \sin \alpha$ na vertical. N' é o fator de desmagnetização na direção cortante. A primeira parcela para H_x é o campo de magnetização circundante. O momento de rotação da magnetização por unidade de volume é

$$M = N J_s (1 - \cos \alpha) J_s \sin \alpha + N' J_s \sin \alpha J_s \cos \alpha$$

O trabalho por unidade de volume por rotação é $\frac{W}{V} = \int_{\alpha=0}^{\pi} M d\alpha = 2 N J_s^2$

Para elipsóides alongados aproxima-se $N = \frac{4\pi}{k^2} (\ln 2k - 1)$, com $k = a/b$.

$$A \text{ energia } A = \frac{8\pi}{3} H J_s a b^2 - \pi^2 \gamma a b - \frac{32\pi^2}{3} J_s^2 \frac{b^4}{a} (\ln 2 \frac{a}{b} - 1) \quad (3)$$

Atenuamento da "intermedialidade" em grandes histerese-hipóteses. 143
halles Länge und b der halbe größte Durchmesser des Ellipsoids. Das Volumen ist dann $V = \frac{4}{3} \pi a b^2$ und die Oberfläche

$$F = 2 \pi b^2 \left[1 + \frac{k^2}{\sqrt{k^2 - 1}} \arcsin \frac{1 - \sqrt{k^2 - 1}}{k} \right]; k = \frac{a}{b}$$

Da nur der Teil der Länge über dem Kreis, $b > 200$, interessiert, können wir für F den Näherungsausdruck $F = \pi^2 ab$ benutzen. Die Polarisierung W des entmagnetisierenden Feldes des positiv bis J_s magnetisierten Kernes innerhalb der negativ bis J_s magnetisierten Umgebung beträgt $W = 2 N J_s^2 V$, wobei N der Entmagnetisierungsfaktor ist. Dieser Faktor ist leicht zu beweisen, indem man die beim Heranziehen der Magnetisierung des Ellipsoids gegen das entmagnetisierende Feld zu leistende Arbeit berechnet, wenn man keine Rücksicht für die Magnetisierung verändert. Bei $\alpha = 0$ ist die Arbeit der Winkel der Magnetisierung gegen die Ellipsoidalachse in einer Zwischenlage (vgl. Fig. 2), $\alpha = 0$ ist die Arbeit der Magnetisierung gegen die Ellipsoidalachse in der negativen Sättigung.



Fig. 2. Ein Zylinder bei der Erhebung der positiven Magnetisierung zur Orientierung der Feldenergie des entmagnetisierenden Feldes.

In dieser Lage ist die Magnetisierung homogen, die entmagnetisierende magnetisierende Feld im Beispiel die Komponenten $H_x = N J_s (1 - \cos \alpha)$ in der Abseitsrichtung und $H_y = N' J_s \sin \alpha$ senkrecht dazu. N' ist der Entmagnetisierungsfaktor in der Querrichtung. Der erste Summand bei H_x ist das Feld der umgebenden Magnetisierung. Das Drehmoment auf die Magnetisierung pro Volumeneinheit ist also

$$M = N J_s (1 - \cos \alpha) J_s \sin \alpha + N' J_s \sin \alpha J_s \cos \alpha$$

Die Arbeit pro Volumeneinheit zum Heranziehen ist demnach

$$\frac{W}{V} = \int_{\alpha=0}^{\pi} M d\alpha = 2 N J_s^2$$

Bei langgestreckten Rotationsellipsoiden ist ungefähr

$$N = \frac{4\pi}{k^2} (\ln 2k - 1); k = \frac{a}{b}$$

Wir erhalten also für die Energiegröße A den Ausdruck

$$A = \frac{8\pi}{3} H J_s a b^2 - \pi^2 \gamma a b - \frac{32\pi^2}{3} J_s^2 \frac{b^4}{a} (\ln 2 \frac{a}{b} - 1) \quad (3)$$

144

W. Döring.

Wir betrachten nun genau wie in der qualitativen Hinsicht die Grenz-
kurven für das Wachstum von a und b . Aus der Kombination von beiden
stellen diese Wachstumskurven in diesem Fall wirklich die einzigen Wach-
tumskurven dar, wenn die Ellipsoidalform erhalten bleiben soll. Die Gleichung
der Grenzkurve des Gleichgewichts, in dem a wachsen kann, ist gegeben durch
 $\frac{\partial A}{\partial a} = 2H_0 J_s \frac{\partial V}{\partial a}$. Sie lautet demnach explizit

$$b = \frac{3\pi\gamma}{8(H-H_0)J_s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\pi J_s}{H-H_0} \ln 2k - 2} \cdot k = \frac{a}{b}.$$

In dieser Gleichung sind alle Größen bekannt bis auf die unbekanntes Kon-
stante γ der Grenzflächenenergie. Zur Vereinfachung setzen wir sie durch
eine andere Konstante β aus. Mit dieser Abkürzung folgt

$$b = \frac{\beta}{H-H_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\pi J_s}{H-H_0} \ln 2k - 2} \quad (4)$$

Entsprechend erhält man für die Gleichung der Grenze des Gleichgewichts, in
dem das Wachstum von b möglich ist:

$$b = \frac{\beta}{2(H-H_0)} \cdot \frac{1}{1 - \frac{8\pi J_s}{H-H_0} \ln 2k - 1,25} \quad (5)$$

Wo der von Sixtus benutzte Nickel-Falshelligkeitswert mit 18% Ni, 86% Fe
ist $J_s = 1650$. In Fig. 3 sind in der a - b -Ebene die obigen beiden Grenz-
kurven für diesen Wert von J_s und $H = H_0 = 0,5$ Oersted dargestellt.
Die unbekanntes Größe β bestimmt nur den Maßstab, nicht die Kurvenform.
Die die Kurven qualitativ mit denen von Fig. 1 völlig übereinstimmen,
ist das Zustandekommen ihrer besondern Gestalt auf Grund der quali-
tativ betrachtet klar. Die horizontale Asymptote von OB ist $b = \frac{\beta}{H-H_0}$
die von OD $b = \frac{\beta}{2(H-H_0)}$. Die Asymptote von OA ist der Ursprungsstrahl
 $a/b = k_0$, wobei k_0 folgt aus

$$8\pi J_s \cdot \frac{1}{k_0^2} (\ln 2k_0 - 1,25) = H - H_0.$$

Wie man sieht, ist das bis auf einen geringfügigen Unterschied, die Gleichung
 $H - H_0 = 2NJ_s \cdot H_0$.

Nós observamos bem a revisão qualitativa das curvas de fronteira para o
crescimento de a e b . Agora a combinação de ambas, estas maneira de
crescimento apresentam-se neste caso realmente como sendo as únicas,
quando a forma do elipsóide se mantém. A expressão da curva de fronteira da
região onde a pode crescer é dado por

$$\frac{\partial A}{\partial a} = 2H_0 J_s \frac{\partial V}{\partial a}. \text{ Ela diz explicitamente que}$$

$$b = \frac{3\pi\gamma}{8(H-H_0)J_s} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\pi J_s}{H-H_0} \ln 2k - 2} \cdot k^2$$

Nesta expressão todas as grandezas são conhecidas até a constante
desconhecida γ , a energia de superfície. Para simplificar, defini outra

$$\text{constante } \beta = \frac{3\pi\gamma}{8J_s}, \text{ com } b = \frac{\beta}{(H-H_0)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\pi J_s}{H-H_0} \ln 2k - 2} \cdot k^2$$

Correspondentemente se obtém para a expressão da fronteira da região onde o

$$\text{crescimento de } b \text{ é possível } b = \frac{\beta}{(H-H_0)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{8\pi J_s}{H-H_0} \ln 2k - 1,25} \cdot k^2$$

Na liga Ni-Fe utilizada por Sixtus, com 15%Ni, $J_s=1650$. Na fig. 3 estão
representados no plano a - b ambas as curvas de fronteira acima, para este
valor de J_s e $H = H_0 = 0,5$ Oe. A grandeza desconhecida β define somente a
escala, não a forma da curva. Como as curvas estão em concordância
qualitativa com aquela da Fig. 1, fica claro a formação de sua forma especial
por base da observação qualitativa. A assíntota horizontal de OB é

$$b = \frac{\beta}{(H-H_0)}. \text{ A assíntota de } OD, b = \frac{\beta}{2(H-H_0)}. \text{ A assíntota de } OA \text{ tem}$$

$a/b=k_0$, onde k_0 resulta de:

$$8\pi J_s \cdot \frac{1}{k_0^2} (\ln 2k_0 - 1,25) = H - H_0$$

Como se vê é até a uma diferença mínima a expressão

$$H - H_0 = 2NJ_s H_0.$$

As coordenadas a_0 e b_0 do ponto de intersecção O de ambas as curvas de fronteiras resultam das igualdades:

$$\frac{k_0^2}{\ln 2k_0 - 1,4} = \frac{20\pi I_s}{H - H_0}; \quad b_0 = \frac{5}{6} \frac{\beta}{H - H_0} \frac{\ln 2k_0 - 1,4}{\ln 2k_0 - 1,5}; \quad k_0 = a_0/b_0 \quad (6)$$

Observamos então um pouco melhor as consequências que se resulta por motivo da fig. 3 para as propriedades de crescimento do núcleo. Cada núcleo existente é apresentado através de um ponto no plano a b. Estando o ponto dado no campo I pode crescer tanto a quanto b, o ponto de estado correrá portanto para a direita e para cima no plano a b.

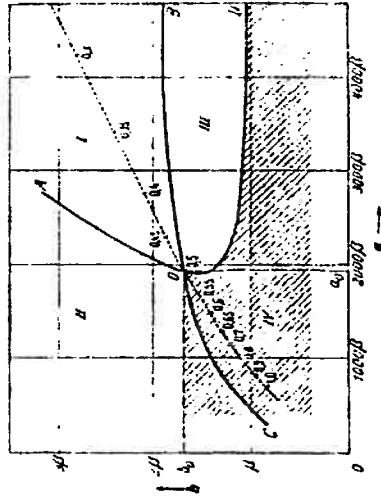


Figura 3. Região a-b com os limites de crescimento para $H-H_0 = 0,5$ Oe. caminho dos pontos O conforme varia o campo.

O núcleo pode tornar-se de grande tamanho, ou seja, a onda de reversão da magnetização pode ser iniciado através de tal núcleo. Estando o ponto dado no campo IV nem a nem b poderão crescer. Neste campo ficam os núcleos "congelados". Os núcleos que caem no campo II podem se tornar mais compridos, mas não mais grossos. Seu ponto de estado movimentar-se paralelamente à abscissa para a direita no plano ab. Sendo um núcleo $b > b_0$ ele finalmente ultrapassará a curva de fronteira OA e alcançará o campo I onde ele pode crescer ilimitadamente, e a começa. Mas, sendo $b < b_0$ não ele por crescimento alcança a curva de fronteira OC e lá fica, porque de lá para diante seu crescimento de comprimento fica impedido. Muito análogo (?) é o comportamento no campo III. Lá b pode crescer, e ao contrário não. Os pontos de estado andam paralelos ao eixo das ordenadas e caso $a >$ ao vão para dentro do campo I, causando então a onda de reversão da magnetização.

Anwendung der Umklapptheorie zum Problem der Hysteresis-Schwüngen. 145

Die Koordinaten a_0 und b_0 des Schnittpunktes O der beiden Grenzkurven folgen aus den Gleichungen:

$$\ln 2k_0 = 1,4 \dots \pi I_s; \quad b_0 = \frac{5}{6} \frac{\beta}{H - H_0} \frac{\ln 2k_0 - 1,4}{\ln 2k_0 - 1,5}; \quad k_0 = \frac{a_0}{b_0} \quad (6)$$

Betrachten wir nun etwas genauer die Möglichkeiten, die sich auf Grund von Fig. 3 für die Wachstumsrichtungen der Kerne ergeben. Jedes vorhandene Kern wird durch einen Punkt in der a-b-Ebene dargestellt. Liegt der betrachtete Punkt im Gebiet I, so kann sowohl a als auch b wachsen. Der Zustandspunkt wird also nach rechts oben in der a-b-Ebene

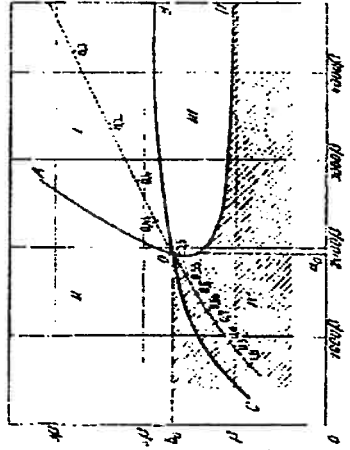


Fig. 3. Die a-b-Ebene unter den Wachstumsrichtungen für $H - H_0 = 0,5$ Oe. ist die Richtung des Feldes.

laufen. Der Kern kann beliebig groß werden, d. h. die Umklappwelle wird durch einen solchen Kern gestartet. Liegt der betrachtete Punkt im Gebiet IV, so kann weder a noch b wachsen. In diesem Gebiet liegen also die „eingefrorenen“ Kerne. Die Kerne, die in Gebiet II fallen, können zwar länger, aber nicht dicker werden. Ihr Zustandspunkt bewegt sich also parallel der Abszissenachse nach rechts in der a-b-Ebene. Ist mit einem solchen Kern $b > b_0$, so wird er schließlich die Grenzkurve OC überschreiten und in Gebiet I gelangen, wo er beliebig auswachsen kann, und die Umklappwelle startet. Ist aber $b < b_0$, so wird er beim Überqueren der Grenzkurve OC erreichen und dem Atombau folgen, weil von da ab ein weiteres Fortwachsen unmöglich ist. Ganz entsprechend ist das Verhalten in Gebiet III. Dort kann b zunehmen, a dagegen nicht. Die Zustandspunkte wandern parallel der Ordinatenachse nach oben und, falls a $>$ a_0 in das Gebiet I hinein, also die Umklappwelle hervorruft.

Os pontos dentro da pequena lente do campo III onde a \angle ao correr na curva OD. O campo total do plano a b onde um núcleo não inicia a onda de reversão da magnetização está representada na fig. 3.

As fronteiras desta região dependem ainda do campo. Mostra-se, no entanto, que a sua forma pouco muda qualitativamente pela mudança do campo. Essencialmente um aumento do campo influencia somente uma parte pequena da escala da figura. Disto, pode-se ter uma boa idéia do comportamento quando se conhece somente a posição do ponto O para diferentes campos. Deste modo está registrado na figura 3 pontilhadamente a trajetória que o ponto O descreve com a mudança do campo. Os pertinentes valores de H-Ho estão inscritos nos pontos correspondentes do caminho.

Estas observações todas levaram em conta somente as condições energéticas para o crescimento do núcleo. A possibilidade da diminuição das dimensões do núcleo não foi considerada. Também por isso segue-se facilmente as condições energéticas. Dá-se conta que é possível a diminuição do comprimento quando $\frac{\partial A}{\partial a} < -2H_0 \lambda \frac{\partial V}{\partial a}$ e diminuição de espessura quando

$$\frac{\partial A}{\partial b} < -2H_0 \lambda \frac{\partial V}{\partial b}$$

H-Ho é substituído por H+Ho. Como para Sixtus $H_0 = 0,64 Oe$ e eles ficam essencialmente na figura 3 no canto inferior esquerdo. Aceitando melhor, isto aqui não é necessário.

III-O significado da experiência da Sixtus

Nós queremos, depois desta preparação, colocar em evidência a experiência de Sixtus. Começamos com o experimento 2. Nela foi examinado, para qual força do campo que um dado núcleo inicia a Onda de reversão da magnetização. O ponto dado do núcleo fica inicialmente na região IV. Pelo aumento da força de campo deslocam-se as fronteiras dessas regiões para a esquerda e para baixo. A região do núcleo "congelada" fica diminuída. A força de partida de corpo Hs', para um núcleo é aquela força do campo na qual a fronteira da região grafada alcança o ponto dado. Neste processo há que se distinguir 2 casos:

CASO 1 - O ponto dado fica acima da trajetória do ponto O. Neste caso a curva OC alcança-o primeiramente ao se aumentar a intensidade do campo. Tendo este se deslocado ultrapassando-o então começa o crescimento do comprimento sem acréscimo de espessura até o ponto dado,

The Punkte innerhalb der kleinen Linse von Gebiet III, wo a < a_0 ist, laufen sich an der Grenzkurve (D) fort. Das gesamte Gebiet, das $a < a_0$ ist, in der ein Kern die Umklappwelle nicht startet, ist in Fig. 3 schattiert.

Die Grenzen dieser Gebiete hängen nun noch vom Feld ab. Es zeigt sich aber, daß ihre Form sich qualitativ bei Veränderung des Feldes kaum ändert. Im wesentlichen bewirkt eine Feldänderung nur eine Verkleinerung des Maßstabes der Figur. Man erhält daher schon ein gutes Bild von dem Verhalten, wenn man nur die Lage des Punktes O bei verschiedenen Feldern kennt. Aus diesem Grunde ist in Fig. 3 punktiert die Bahn eingetragen, die der Punkt O bei Feldänderungen beschreift. Die zugehörigen Werte von $H - H_0$ sind an die entsprechenden Punkte dieser Bahn eingetragen.

Diese ganzen Betrachtungen haben bisher nur die energetischen Bedingungen für das Wachstum der Kerndimensionen betrachtet. Die Möglichkeit der Abnahme der Kerndimensionen haben wir nicht in Betracht gezogen. Auch dafür folgen die energetischen Bedingungen. Man

überprüft sofort, daß Längenzunahme möglich ist, wenn $\frac{\partial A}{\partial a} < -2H_0 \lambda \frac{\partial V}{\partial a}$ ist und Dickenzunahme, wenn $\frac{\partial A}{\partial b} < -2H_0 \lambda \frac{\partial V}{\partial b}$ ist. Die zugehörigen

Grenzkurven erhält man aus den angegebenen, indem man $H/H_0 - H_0$ durch $H - H_0$ ersetzt. Da bei Sixtus $H_0 = 0,64$ Oersted ist, liegen sie in Fig. 3 im wesentlichen in der linken unteren Ecke. Daran genaugen einzugehen, ist hier nicht nötig.

III. Die Bedeutung der Versuche von Sixtus.

Wir wollen nach diesen Vorbereitungen nun die Versuche von Sixtus genauer betrachten. Wir beginnen mit Versuch 2. Dabei wird untersucht, bei welcher Feldstärke ein vorgegebener Kern die Umklappwelle startet. Der dargestellte Punkt des Kerns liegt also zunächst im Gebiet IV. Durch Steigen der Feldstärke wandert die Grenze dieses Gebietes nach links unten verschoben. Das Gebiet der "eingefrorenen" Kerne wird verkleinert. Die Startfeldstärke H_s' für ein Kern ist diejenige Feldstärke, bei der die Grenze des schattierten Gebietes den dargestellten Punkt erreicht. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden.

Fall 1. Der dargestellte Punkt liegt oberhalb der Bahn des Punktes O. In diesem Falle erreicht ihn beim Steigen der Feldstärke zunächst die Grenzkurve (D). Hat dieses sich etwas über ihn hinweggeschoben, so beginnt ein Längenzunahme des Kerns ohne Zunahme seiner Dicke, bis der dar-

Anwendung der β -Integration *angewendet bei großen Vorzeichen-Änderungen.* 147

ellende Punkt wieder auf der neuen Grenzkurve OD' liegt. Die Umklapp-
welle wartet erst, wenn die Dicke k_0 des an Punkt O gelagerten Kerne
kleiner als die Dicke b des gegebenen Kerne geworden ist. Aber schon
vorher, bei kleinerer Polstärke als H_0 , setzt ein bemerkbares Lüftung-
wachstum ein. Leichter hat Sixtus dies nicht experimentell geprüft. Die
Stabilitätskurve H_0' hängt in diesem Falle nur von der Dicke des Kerne
ab, nicht von der Länge.

Fall 2: Der betrachtete Punkt liegt unterhalb der Bahn des Punktes O .
Wenn man von dem kleiner flüchtigeren Stück von Tafel II, wo
 $\alpha < k_0$ ist, absteigt, gilt in diesem Falle einfach: Der Kern beginnt bei der
Polstärke zu wachsen, bei der die Kurve OD durch den betrachteten Punkt
geht. Der Kern wird zunächst dicker, dann aber, nachdem er Tafel III
durchquert hat, beginnt auch das Lüftungswachstum. In diesem Falle ist H_0
von α und b abhängig. Nur wenn α so groß gegen b ist, daß der betrachtete
Punkt von dem weit rechts liegenden Teil der Kurve OD erreicht wird,
ist H_0' von α nahezu unabhängig. Etwas für $b \approx 2000$ kann man OD durch
eine Asymptote ersetzen und erhält dann ungefähr $H_0' = H_0 \cdot \frac{\beta}{2} \cdot b$.

Wie man nun leicht feststellt, liegen die sämtlichen von Sixtus unter-
suchten Kerne im Gebiet oberhalb der Bahn von O . Wir wollen hier sehen,
daß dies wegen ihrer Herstellungsart so sein muß. Die Größe H_0
hängt also bei ihnen nur von ihrer Dicke ab. Daß bei den vier vollständig
angewachsenen Kerne der von Sixtus verwendeten Zuchtmaschine mit
dem Erzeugungsfaktor konstant erfüllt ist, wird ebenfalls als
Zufall bezeichnet werden. Die Stabilitätskurve H_0' für diese Kerne folgt
aus der Beziehung $b \approx k_0$. Wegen (6) erhalten wir aber die Zusammenhang
zwischen b und H_0' , indem wir k_0 aus den Gleichungen

$$\frac{b}{\beta} = \frac{5}{6} \cdot H_0' - H_0 \cdot \frac{\ln 2 k_0 - 1,4}{\ln 2 k_0 - 1,5} \quad \text{und} \quad \ln 2 k_0 - 1,4 = \frac{20\pi J_0}{H_0' \cdot B_0}$$

eliminieren. Zur Prüfung dieser Theorie ist in Fig. 1 die Fig. 7 von Sixtus
etwas abgeändert wiedergegeben. Die Punkte geben den von Sixtus
gemessenen Zusammenhang zwischen H_0' und der Dicke. Die von
Sixtus angegebenen Werte ϕ_{max} werden hier an b untereignet. Die aus-
gesagte Kurve ist der theoretische Zusammenhang, wobei zur Anpassung
 $\beta = 1,92 \cdot 10^{-3}$ (cm) gewählt wurde. Etwas bessere Übereinstimmung
hinsichtlich der Kurvenform kann man kaum erwarten. Da man unter
Wahl von β nur alle Ordinaten der theoretischen Kurve im gleichen Ver-
hältnis verändert, abhängt man nur von der Steigung der Maßpunkte selbst,

fica novamente sobre a nova curva OC. A Onda de reversão da magnetização
é somente começado quando a espessura b_0 do núcleo pertencente ao ponto
O tenha se tornado menor que a espessura b do ponto dado. Mas já antes, para
forças de campo menores do que H_0' inicia-se um crescimento de
comprimento limitado. Infelizmente Sixtus não testou isto experimentalmente

CASO 2 - O ponto dado fica abaixo da trajetória do ponto O. Abstrairdo -se
a porção lentiforme da região III onde $\alpha < k_0$, vale para este caso simplesmente:
o núcleo começa a crescer à força de corpo na qual a curva OD passa pelo
ponto dado. O núcleo fica primeiramente mais grosso, mas quando tiver
ultrapassado a região começa também o crescimento do comprimento. Neste
caso H_0' é dependente de a e b . Somente qdo a for tão grande quanto b é que
o ponto dado fora alcançado pela parte bem a direita da curva OD é que H_0' vá
ser algo dependentemente de a . Para um valor de $K > 2000$ podemos
substituir OD por sua assíntota quando $H_0' - H_0 = \frac{\beta}{2b}$.

Como se constata então facilmente o conjunto do núcleos examinados por
Sixtus na região acima da trajetória do ponto O. Veremos breve que isto deve ser
assim por por causa do seu método de preparação (Herstellung). A grandeza H_0'
depende por tanto somente da sua espessura. Deve ser assinalado como acaso que,
nos 4 núcleos totalmente medidos, a relação suposta por Sixtus para o fator de
desmagnetização é aproximadamente preenchida. O campo H_0' para estes núcleos
segue a condição de $b=b_0$. Devido a (6) recebemos a relação entre b e H_0' onde nós
eliminamos k_0 através da relação

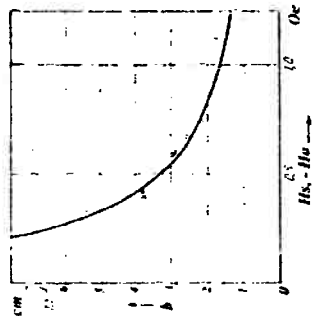
$$\frac{b}{\beta} = \frac{5}{6} \frac{1}{H_0' - H_0 \ln 2 k_0 - 1,4} \frac{k_0^2}{\ln 2 k_0 - 1,5} = \frac{20\pi J_0}{H_0' \cdot B_0}$$

Para testar esta teoria é dado na figura 4 a fig 7 de Sixtus modificada. Os
pontos dão a dependência medida por Sixtus entre H_0' e a espessura. Os
valores dados por Sixtus para ϕ_{max} foram aqui recalculados para b . A curva
extraída é a relação teórica onde para ajustamento foi escolhido $\beta=1,92 \cdot 10^{-3}$
[cm.Oe]. Uma melhor concordância referente a força de curva não deve ser
esperado. Como uma outra escolha de β mudaria somente todas as
coordenadas de curvas teórica da mesma maneira, tem-se presente que a
dispersão dos pontos de medida imediatamente que

os erros casuais de β não ultrapassam certamente 10%. Deste valor de β obtém-se um valor para a energia de parede

$$\gamma = \beta \cdot (8J_s/3\pi) = 2,7 \text{ erg/cm}^2.$$

Agora não é difícil de obter um entendimento qualitativo para o experimento I. Nela foi colocado sobre um curto pedaço de arame um grande campo suplementar. Para a região dentro dessa bobina suplementar está o ponto O cujo núcleo agregado é muito pequeno. Em todo caso, ele está situado bem abaixo dessa bobina suplementar. A resistência elétrica pode, evidentemente, ser superada pelo aparecimento de qualquer oscilação que em primeira formação é contrária ao semelhante pequeno núcleo. Enquanto



esse núcleo encontrar-se completamente dentro dessa bobina suplementar, ficará totalmente incapaz de crescer. Porém, logo que ele se tornar maior que o campo da bobina suplementar, ele se estenderá para a maior parte do campo principal H, apenas uma pequena parte central se estenderá na parte superior do campo H'. Contudo, para o campo principal menor, o impedimento da área de crescimento é tão grande, que o núcleo dentro dele não pode crescer, pois pelo deslocamento do campo suplementar acaba seu crescimento.

Fig. 4. campo de partida Hs como função da largura do núcleo b.

Pontos experimentais de Sixtus
Curva teórica com $\beta=1,92 \text{ cm.Oc}$.

Então ao mesmo tempo a parede movimentar-se essencialmente da parte central do núcleo para frente, onde se situa o campo suplementar. O impedimento do crescimento longitudinal, porém não poderá com certeza ser retido por meio do campo suplementar. Agora como isto se realiza: que o núcleo assim mesmo torna-se mais longo e cresce muito além da bobina suplementar, pode ser verificado na figura 3. Se na seqüência o núcleo engrossar, ele chega finalmente à curva limítrofe OC que pertence ao campo principal da região de impedimento IV. Então ele penetra numa região na qual crescimento longitudinal é possível dentro do campo principal. Desligando a bobina suplementar, assim o crescimento de b será novamente impedido. Então o comprimento ainda cresce tanto

abß das zeitliche Felder in β 10% gewiß nicht überschreitet. Aus diesem Wert von β folgt für die Oberflächenenergie

$$\gamma = \beta \cdot \frac{8J_s}{3\pi} \approx 2,7 \text{ Erg/cm}^2.$$

Es ist jetzt noch nicht schwer ein qualitatives Verständnis für Versuch I zu gewinnen. Jenseit wurde auf einem kurzen Drahtstück ein großer Zusatzfeld angebracht. Für das Gebiet innerhalb dieses Zusatzfeldes ist der Punkt O zugehörige Kern sehr klein. Er liegt jedenfalls noch ganz innerhalb der Zusatzspule. Durch irgendeine Schwingungserregung kann offenbar die energetische Schwächeigkeit hervorgerufen werden, die der ersten Entstehung eines solchen kleinen Kernes entgegensteht. Solange

sich dieser Kern ganz innerhalb der Zusatzspule befindet, ist er voll wachstumunfähig. Sobald er aber wesentlich länger als der Feld der Zusatzspule geworden ist, befindet er sich zum größten Teil im Hauptfeld H, nur ein kurzes Mittelstück befindet sich in dem kleineren Feld H'. Für das kleine Hauptfeld ist aber das Gebiet des geringeren Wachstums so groß, daß der Kern in ihm noch nicht wachsen kann, denn kein Ausschalten des Zusatzfeldes hier sein Wachstum auf. Man kann sich nun wohl vorstellen, daß durch das lange Zusatzfeld in der Mitte die Hemmung des Dickenwachstums

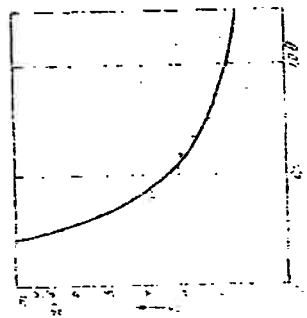


Fig. 1 die Startfeldstärke Hs als Funktion der Kernbreite b.
— Punkte von Sixtus
— Theorie mit $\beta = 1,92 \text{ cm} \cdot \text{Oesch}$.

aufgehoben wird. Denn dabei rückt die Wand ja in wesentlich größerem mittleren Teil des Kernes vorwärts, wo das Zusatzfeld vorhanden ist. Die Hemmung des Längenwachstums wird aber durch das Zusatzfeld gewiß nicht aufgehoben werden können. Wie es nun zustande kommt, daß der Kern trotzdem länger wird und weit aus der Zusatzspule herauswächst, lehrt ein Blick auf Fig. 3. Wenn der Kern infolge der Zusatzspule dicker wird, kommt er schließlich an die Grenzkurve OC des zum Hauptfeld gehörigen Hemmungsfeldes IV. Dann tritt er in ein Feld ein, in dem im Hauptfeld das Längenwachstum möglich ist. Sobald man die Zusatzspule aus, so wird das Wachstum von b wieder gehemmt. Dann wächst die Länge noch so lange,

que o ponto suplementar novamente chega sobre a curva de borda OC. O crescimento longitudinal, portanto, realiza-se em consequência do engrossamento sob o efeito da bobina suplementar do núcleo em uma região, no qual um limitado crescimento longitudinal é possível no campo principal.

Quando esta suposição está correta, de acordo com Sixtus, os pontos suplementares de todos os núcleos, cujo maior for o comprimento dos campos suplementares ultrapassam a curva OC pertencente ao campo principal. Lamentavelmente essa afirmação não pode ser provada até o momento, já que Sixtus declarou, que em qualquer campo principal por ele medido, grandes núcleos cresceram. Isto só pode ser inversamente proporcional à sua grandeza calculado da grandeza pertencente de $H - H_0$. O resultado se verifica na figura

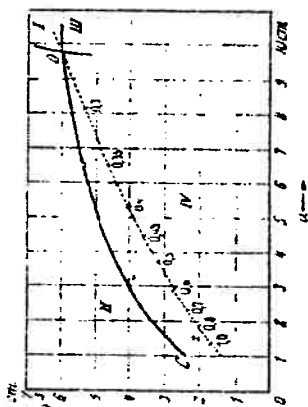


Fig. 5 O comprimento dos três maiores núcleos no plano $H - H_0$, de acordo com Sixtus.

— Trilha do ponto O durante a transformação dos campos. — Borda do crescimento longitudinal para segundo núcleo um pouco $H - H_0 = 0,27$ Orsted maior.

Porém é possível que dentro do erro de medição, que ambos $H - H_0 \sim 0,29$ Orsted, cresceram. O terceiro núcleo já está tão curto que não podem mais ser utilizadas as hipóteses até agora empregadas. Nele se encontra a maior parte do campo suplementar. De acordo com isso é óbvio agora, que todos os campos produzidos, quando eles são consideravelmente maiores que a bobina suplementar, devem estar sobre a trajetória O, como foi comprovado anteriormente. Com as medições, as hipóteses aqui desenvolvidas para o crescimento dos núcleos longos de uma bobina suplementar curta são completamente compatíveis. Por essas considerações ainda permanecem incertos de que maneira é superada a resistência elétrica, que se contrapõe ao surgimento das pequenas capacidades primárias de crescimento dos núcleos dentro da bobina suplementar.

Assim como a curva de borda OC, a curva de crescimento longitudinal também apresenta um ponto de inflexão.

Este ponto de inflexão ocorre devido ao fato de que a velocidade de crescimento longitudinal não é constante, mas varia com a distância da borda OC. Isso pode ser observado diretamente a partir da curva OC.

Quando a velocidade de crescimento longitudinal não é constante, mas varia com a distância da borda OC, isso pode ser observado diretamente a partir da curva OC. Isso pode ser observado diretamente a partir da curva OC.

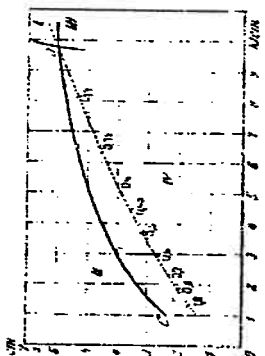


Fig. 6. O comprimento dos três maiores núcleos no plano $H - H_0$, de acordo com Sixtus.

— Trilha do ponto O durante a transformação dos campos. — Borda do crescimento longitudinal para segundo núcleo um pouco $H - H_0 = 0,27$ Orsted maior.

Porém é possível que dentro do erro de medição, que ambos $H - H_0 \sim 0,29$ Orsted, cresceram. O terceiro núcleo já está tão curto que não podem mais ser utilizadas as hipóteses até agora empregadas. Nele se encontra a maior parte do campo suplementar. De acordo com isso é óbvio agora, que todos os campos produzidos, quando eles são consideravelmente maiores que a bobina suplementar, devem estar sobre a trajetória O, como foi comprovado anteriormente. Com as medições, as hipóteses aqui desenvolvidas para o crescimento dos núcleos longos de uma bobina suplementar curta são completamente compatíveis. Por essas considerações ainda permanecem incertos de que maneira é superada a resistência elétrica, que se contrapõe ao surgimento das pequenas capacidades primárias de crescimento dos núcleos dentro da bobina suplementar.

W. DUNN

150

Para sua produção necessita pelo menos campos iniciais logrados por Sixtus $H_x=1,94$ Orsted. Em campos tão altos situa-se o ponto O em valores bem pequenos de a e b . Não é improvável, que a distância média da perturbação, cujo comportamento é condicionado por H_0 , seja maior. Então seria sensato, juntar estes campos bem pequenos $H_0 = 0$. Sob essa suposição, conserva-se para a força de campo supra citada para as coordenadas do ponto O $b_0 = 0,84 \cdot 10^{-3}$ em $a_0 = 0,46$ em. O gasto de energia para produção desses núcleos, d. h., ou seja, que a grandeza negativa para o ponto O alcança $A_x = 1/3 \pi^2 ab \cdot Y$. Utilizando os altos valores calculados para Y resulta $A_x = 3,4 \cdot 10^{-3}$ Erg. Isso é uma energia monstruosamente grande. Por conseguinte, parece impossível que esses primeiros núcleos desmagnetizados possam se formar dentro dos materiais homogêneos em virtude da oscilação térmica da magnetização. É preciso então aguardar que a relação A_x/kT seja equivalente ao logaritmo do "número de impacto" por cm^3 , em analogia ao comportamento correspondente à formação do núcleo novas fases em produtos saturados (5). Porém aqui está A_x/kT da ordem de grandeza 10^{11} . Precisamos, portanto acatar que a formação dos campos em quaisquer locais de perturbação, interiormente ou exteriormente vão sobre sua superfície, onde o trabalho de formação dos núcleos é muito menor. Isto também já foi assumido por Preisach (6). Por ele, entretanto, não foi observada a aqui discutida "homogeneidade" da formação dos núcleos devido à oscilação térmica.

Finalmente, considere ainda o valor que Bloch deu a Y comparado com a avaliação teórica. Bloch utiliza o modelo ferromagnético de Heisenberg com um spin elétrico por átomo. Ele simplesmente emprega uma grade cúbica, na qual o efeito de troca somente será considerado para o vizinho seguinte. Uma direção de magnetização da magnetização espontânea deve ser privilegiada fortemente. Então resulta, segundo Bloch:

$$\gamma = \frac{2}{a^2} \sqrt{JC}$$

Junto está a é a constante de reticulado, J a integral de troca e C o trabalho por átomo, para girar a magnetização da direção preferencial para a direção vertical correspondente. Em nosso caso, onde a tensão σ

épectral. Das zu seiner Erzeugung mindestens nötige Startfeld beruht bei Sixtus H_x 1,94 Orsted. In so hohem Maße liegt der Punkt O bei sehr kleinen Werten von a und b . Es ist nicht unwahrscheinlich, daß der mittlere Abstand der Störzentren, die der Auswirkung von H_0 bedingt, größer ist. Dann ist es vorzuziehen, bei diesen sehr kleinen Werten $H_0 = 0$ zu setzen. Unter dieser Annahme erhält man für obige Feldstärke für die Koordinaten des Punktes O $b_0 = 0,84 \cdot 10^{-3}$ cm und $a_0 = 0,46$ cm. Der Energieaufwand zur Erzeugung dieses Nucleus, d. h. des Negatives der Größe A für den Punkt O beträgt sich $A_x = 3,4 \cdot 10^{-3}$ Erg. Das ist eine ungeheuer große Energie. Es erscheint demnach unmöglich, daß diese ersten Umpolungsenergiezentren innerhalb des homogenen Materials infolge der thermischen Schwankungen der Magnetisierung gebildet werden. Dann sollte man erwarten, daß das Verhältnis A_x/kT etwa gleich dem Logarithmus der Stoffzahl pro cm^3 ist, in Anbetracht zu den entsprechenden Verhältnissen bei der Kernbildung neuer Phasen in übersättigten Flüssigkeiten. Hier ist aber A_x/kT von der Größenordnung 10^{11} . Man muß also annehmen, daß die Kernbildung an ortswahrenden Störstellen, inneren oder äußeren Oberflächen von sich geht, wo die Kernbildungsenergie sehr viel kleiner ist. Das ist auch schon von Preisach (6) angenommen worden. Von ihm ist allerdings die hier diskutierte "homogene" Kernbildung infolge thermischer Schwankungen nicht betrachtet worden.

Zum Schluß sei noch der erhaltene Wert von γ verglichen mit der theoretischen Abschätzung, die Bloch gegeben hat. Bloch benutzt das Heisenbergsche Modell des Ferromagnetismus mit einem Elektronenspin pro Atom. Er nimmt ein einfaches kubisches Gitter an, bei dem die Austauschwechselwirkung nur für nächste Nachbarn berücksichtigt wird. Eine Magnetisierungsrichtung der spontanen Magnetisierung soll energetisch am liebsten bevorzugt sein. Dann ergibt sich nach Bloch

$$\gamma = \frac{2}{a^2} \sqrt{J \cdot C}$$

Dabei ist a die Gitterkonstante, J das Austauschintegral und C die Arbeit pro Atom, um die Magnetisierung aus der Vorzugsrichtung in die dazu senkrechte Richtung zu drehen. In unserem Falle, wo der Zug der Vorzugs-

1) A. Volant u. A. Weber, ZS. f. phys. Chem. 119, 277, 1925; E. Koberow u. E. N. Starobinski, Phys. ZS. 28, 399, 1927; H. Becker u. W. Düring, Ann. d. Phys. 3, 24, 119, 1936; — J. P. Pichard, Phys. ZS. 33, 303, 1932.

define a direção preferencial, assim $c/a^3 = 3/2 \lambda \sigma$ ($\lambda =$ magnetostrição de saturação) e assim

$$\gamma = 2 \sqrt{\frac{J}{a} \cdot \frac{3}{2} \lambda \sigma}$$

O cálculo de Bloch é transferido sem dificuldades para outros tipos de reticulado. Na estrutura cúbica de corpo centrado, surge como única diferença um fator $2^{1/2}$. Substituindo ainda J pela temperatura de Curie θ com ajuda da relação de Heisenberg, que para $z = 8$ vizinhos mais próximos diz $k\theta = 2J$, assim conseguimos para a estrutura CCC

$$\gamma = \sqrt{\frac{6k\theta}{a} \lambda \sigma}$$

No material utilizado por Sixtus (15% Ni, 85% Fe), $\theta = 1000^\circ$, $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-5}$, $a = 2,83$ Angstrom. Em seus experimentos $\sigma = 65 \text{ kg/mm}^2$. Daí resulta $\lambda = 2,1 \text{ erg/cm}^2$, em contraposição ao valor experimental $\gamma = 2,7 \text{ erg/cm}^2$. Considerando a suposição inacabada que serve de base para cálculo de Bloch, deve estar surpreendentemente em boa concordância.

Resumo

- 1- Discute-se a experiência de Sixtus sobre os núcleos de desmagnetização para grandes saltos da Barkhausen sob foco especial dos pontos teóricos até agora não compreendidos.
- 2- Foram apresentados condições energéticas sob consideração da energia de superfície e de desmagnetização, sob as quais o crescimento dos núcleos é possível na forma de um elipsóide de revolução.
- 3- Foi mostrado que o comportamento teórico do núcleo corresponde ao experimental. Através da valorização qualitativa dos resultados do Sixtus foi obtido valor numérico de Ele alcançou o valor de (.....). Este valor encontra-se em boa correspondência com o resultado da estimativa teórica de Block

Agradeço ao professor R. Becker pelo grande número de discussões. Göttingen, Institut für theoretische Physik, Outubro, 1937.

Abweichende Vorzugsrichtungen bei großen Barkhausen-Sprünge. 153
 reitung schritt, ist also $c/a^3 = 3/2 \lambda \sigma$ ($\lambda =$ Sättigungsmagnetostriktion) und somit

$$\gamma = 2 \sqrt{\frac{J}{a} \cdot \frac{3}{2} \lambda \sigma}$$

Die Blochsche Rechnung ist ohne Schwierigkeit auf andere Gittertypen zu übertragen. Beim kubisch raumzentrierten Gitter ergibt sich als einziger Unterschied ein Faktor $\sqrt{2}$. Ersetzt man nun noch J durch die Curie-Temperatur θ mit Hilfe der Heisenbergschen Beziehung, die für $z = 8$ nächsten Nachbarn $k\theta = 2J$ lautet, so erhält man für das kubische raumzentrierte Gitter

$$\gamma = \sqrt{\frac{6k\theta}{a} \lambda \sigma}$$

Bei dem von Sixtus benutzten Material (15% Ni, 85% Fe) bei $\theta \approx 1000^\circ$, $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-5}$, $a = 2,83 \text{ \AA}$. In seinen Versuchen war $\sigma = 65 \text{ kg/mm}^2$. Damit ergibt sich $\lambda = 2,1 \text{ Erg/cm}^2$ gegenüber dem experimentellen Wert $\gamma = 2,7 \text{ Erg/cm}^2$. In Anbetracht der oben Annahme, die der Blochschen Rechnung zugrunde liegen, muß eine solche Übereinstimmung als höchstwahrscheinlich bezeichnet werden.

Zusammenfassung.

1. Es werden die Vorzüge von Sixtus über die Hauptausrichtungen bei großen Barkhausen-Sprüngen, besonders unter besonderer Herabsetzung der theoretisch bisher nicht verständlichen Punkte.
2. Es werden unter Berücksichtigung von Oberflächenenergie und Entmagnetisierung die energetischen Bedingungen aufgestellt, unter denen das Wachstum eines Kubus von der Form eines Rotationsellipsoids möglich ist.
3. Es wird gezeigt, daß qualitativ das theoretisch zu formale Verhalten der Kubus den Experimenten entspricht. Durch quantitative Auswertung der Ergebnisse von Sixtus wird der Zahlenwert der Wachstumsenergie gewonnen. Er beträgt $\lambda = 2,1 \text{ Erg/cm}^2$. Dieser Wert befindet sich in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Heisenbergschen Abschätzung von Bloch.

Herrn Prof. R. Becker habe ich für zahlreiche fördernde Diskussionen zu danken.

Göttingen, Institut für theoretische Physik, Oktober 1937.

Falta meia página de discussão, pág 152.

literatura

- (1) Preisach, F. Ann d. Phys. V.5, 3, p. 737, 1929.
- (2) Sixtus e Tonks, Phys. Rev. V. 37, p. 930, 1931
v. 39, p. 357, 1932
v. 42, p. 419, 1932
v. 43, p. 70, 1933
v. 43, p. 931, 1933
v. 43, p. 931, 1933.
- (3) Sixtus, K. J. Phys. Ver. 48, 295, 1931.
- (4) Bloch, F. ZS.f.Phys. 74, 295, 1931.
- (5) Volmer e Weber ZS f. Phys. Chem. V. 119, p. 277, 1926
R. Kaischew e IN Stranski Phys ZS v. 26 p. 393, 1935
R. Becker e W. Döring, Ann d Phys v.5, p. 719, 1935
- (6) Preisach, Phys ZS v. 33 p. 913, 1932.

Nachtrag bei der Korrektur: Herr Dr. Sixtus hatte die Freundlichkeit, mir inzwischen einige seiner weiteren, unveröffentlichten Beobachtungen mitzuteilen. Sie seien zum Vergleich angefügt.

1. Die Feldstärke, bei der die drei großen Kerne, die in Fig. 5 ehtreten sind, erzwungen wurden, betrug $H = 0,92 \text{ O}$, also $H = H_0 = 0,28 \text{ O}$, während auf Grund der vorstehenden Theorie 0,27 bis 0,20 O berechnet werden muß.

2. Versuche über die Stauchstärke H_c an zwei weiteren Drahten ergaben bei ihrer Auswertung nach dem beschriebenen Verfahren:

a) Ein Draht aus 17% Ni, 83% Fe mit hohen inneren Spannungen;
 $\sigma = 76 \text{ kg/mm}^2$; $H_c = 2,21 \text{ O}$;

$$\beta = 2,6 \cdot 10^{-3} [\text{cm} \cdot \text{O}]; \quad \gamma = 3,5 \text{ Erg/cm}^2.$$

Dieser Wert ist 20% höher als der oben ermittelte Wert, während auf Grund der höchsten Zugspannung nur mit um 8% höherer Wert zu erwarten ist.

b) Ein Formilhydroxid, 78,5% Ni, 21,5% Fe; $\sigma = 28 \text{ kg/mm}^2$;
 $H_c = 0,06 \text{ O}$;

$$\beta = 0,01 \cdot 10^{-3} [\text{cm} \cdot \text{O}]; \quad \gamma = 0,10 \text{ Erg/cm}^2.$$

Die Bloch'sche Formel ergibt für diesen Formilhydroxid $\gamma = 0,15 \text{ Erg/cm}^2$, also zufälligerweise einen fast genauen Übereinstimmung.

editsap a, im Dezember 1937.

ANEXO II

Tradução do artigo

MAGER, A .
About The Influence Of Grain Size On The Coercivity.
Ann. Phys. Leipzig, P. 11-15 1952

Sobre a Influência do tamanho de grão na força coercitiva

A. Mager

Resumo

Servindo-se de um modelo fortemente simplificado da estrutura de domínios, é possível determinar quantitativamente a influência do tamanho de grão sobre a força coercitiva.

T.D. Yensen e N.A. Ziegler¹, baseando-se em experimentos fundamentais, mediram a influência dos tamanho de grão (corte transversal Q) sobre a força coercitiva H . Investigações posteriores de W.E. Ruder² e também de Dahl, Pawlek e Pfaffenberger confirmaram as relações empíricas para o H_c (a contribuição do tamanho de grão):

$$H_c [Oe] = \frac{0,033}{\sqrt{Q(mm^2)}} \approx \frac{3,8 \cdot 10^{-3}}{d[cm]}$$

Pode ser obtida uma interpretação simples, considerando as partículas cristalinas como portadoras de núcleos de remagnetização. Assim, vale para o campo de partida H_s do crescimento ilimitado dos núcleos do artigo de Döring³:

$$H_s = \frac{3\pi\gamma}{4J_s d}$$

Onde γ é a energia da parede de Bloch (parede de 180°) e J_s é a magnetização de saturação. Esta relação se mantém consideravelmente válida para estruturas complicadas de paredes de Bloch, como consequência da interação de deslocamento de parede provocado pela energia magnetostática.

Tomando uma média para todas as direções no espaço, pode-se obter mais um fator de $3/2^4$.

Para valores de $\gamma_{180^\circ} = 1,5 \text{ erg/cm}^2$ e $J_s = 1700 \text{ EME}$ para ferro, temos para H_s

$$H_s [Oe] = \frac{3}{2} \cdot \frac{3\pi \cdot 1,5}{4 \cdot 1700 \cdot d[cm]} \approx \frac{3,1 \cdot 10^{-3}}{d[cm]}$$

Em relativamente boa superestimativa com os dados de Yensen e Ziegler.

Über den Einfluß der Korngröße auf die Koerzitivkraft

Von A. Mager

Inhaltsübersicht

Mit einem stark vereinfachten Modell der Bezirksstruktur läßt sich der Einfluß der Korngröße auf die Koerzitivkraft nach Größe und Gang richtig angeben.

Von T. D. Yensen und N. A. Ziegler¹⁾ wurde in gründlichen experimentellen Arbeiten u. a. auch der Einfluß der Korngröße (Querschnitt Q) auf die Koerzitivkraft (H) untersucht. Spätere Untersuchungen von W. E. Ruder²⁾ sowie von O. Dahl, F. Pawlek und J. Pfaffenberger³⁾ bestätigen die von Yensen und Ziegler empirisch aufgestellte Beziehung für H_c (Korngrößenanteil):

$$H_c [Oe] = \frac{0,033}{\sqrt{Q[mm^2]}} \approx \frac{3,8 \cdot 10^{-3}}{d[cm]}$$

Eine einfache Deutung ergibt sich, wenn man die Kristallkörner als Träger von Ummagnetisierungskeimen ansieht, deren Durchmesser durch die Abmessung dieser Körner bestimmt wird. Es gilt dann für die Startfeldstärke H_s des unbeschränkten Längenwachstums dieser Keime nach einer Beziehung von W. Döring⁴⁾

$$H_s = \frac{3\pi\gamma}{4J_s d}$$

worin γ die spezifische Wandenergie der Blochwand (180° -Wand) und J_s die Sättigungsmagnetisierung ist. Diese Beziehung wird im wesentlichen auch für kompliziertere Blochwandstrukturen erhalten bleiben infolge der Kopplung der Wandverschleppungen durch die Streufeldenergie.

Wenn man über alle Raumrichtungen mittelt, so ergibt sich noch ein Faktor von etwa $3/2^4$.

Mit den Werten $\gamma_{180^\circ} \approx 1,5 \text{ erg/cm}^2$ und $J_s = 1700 \text{ EME}$ bei Fe folgt damit für H_s

$$H_s [Oe] = \frac{3}{2} \cdot \frac{3\pi \cdot 1,5}{4 \cdot 1700 \cdot d[cm]} \approx \frac{3,1 \cdot 10^{-3}}{d[cm]}$$

in relativ guter Übereinstimmung mit der von Yensen und Ziegler aufgestellten Beziehung.

¹⁾ Nach F. Pawlek, „Magnetische Werkstoffe“ Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1952.

²⁾ W. E. Ruder, Trans. Amer. Soc. Metals 23, 1120/41 (1934).

³⁾ W. Döring, Z. Physik 103, 137 (1938).

⁴⁾ R. Becker u. W. Döring, „Ferromagnetismus“, Springer-Verlag, Berlin 1939.

⁵⁾ Nach M. Kersten, Z. Physik 124, 714-741 (1947) aus 2.74.

Uma conhecida influência da espessura da chapa na força coercitiva pode ser explicada com o mesmo efeito. As medidas de Dahl, Pawlek e Pfafenbergerⁱ mostram, particularmente para espessuras muito pequenas, uma dependência mais forte, que só pode ser explicada por um outro princípio, da coercividade mais alta da região superficial, conforme F. Feldtkeller^{vi}.

Outra indicação destes fatos refere-se aos núcleos de inversão da magnetização de Sixtus e Tonks^{vii}, que se formam na maioria no interior do fio, ainda que os sítios na superfície pudessem ser energeticamente mais favoráveis por economia de energia de parede.

Jena, Forschungsinstitut für magnetische Werkstoffe.

Ein gewisser Einfluß der Blechdicke auf die Koerzitivkraft kann mit dem gleichen Effekt erklärt werden. Die Messungen von O. Dahl, F. Pawlek und J. Pfafenbergerⁱ zeigen jedoch besonders für sehr kleine Blechdicken eine wesentlich stärkere Abhängigkeit, was nur durch ein grundsätzlich anderes Verhalten (höhere Koerzitivkraft) der Randzonen der Bleche nach F. Feldtkeller^{vi} erklärt werden kann.

Als weiterer Hinweis auf diesen Sachverhalt muß die Tatsache gedeutet werden, daß die von Sixtus und Tonks^{vii} untersuchten Ummagnetisierungskeime sich meist im Inneren des Drahtes ausbilden, obwohl die Lage an der Oberfläche energetisch günstiger wäre wegen der Einsparung von Wandenergie.

ⁱ) F. Feldtkeller, Fernmeldetechn. Z. 2, 9-14 (1949).

ⁱⁱ) K. J. Sixtus u. L. Tonks, Physic. Rev. 37, 93a (1931) u. weitere Arbeiten.

Jena, Forschungsinstitut für magnetische Werkstoffe.

(Bei der Redaktion eingegangen am 19. Juli 1952.)

ⁱ Segundo F. Pawlek, "Magnetische Werkstoffe" Springer Verlag, 1952.

ⁱⁱ WE Ruder Trans. Am. Soc. Metals v. 22, 1120-1141 (1934)

ⁱⁱⁱ W. Döring Z. Phys. 108, 137 (1938)

^{iv} R. Becker e W. Döring "Ferromagnetismus" Springer Verlag, Berlin, 1939.

^v M. Kersten, Z. Physik 124, 714-741 (1947)

^{vi} F. Feldtkeller, Fernmeldetechn. Z. 2, 9-14 (1949).

^{vii} KJ Sixtus e L Tonks Phys. Rev. 37, 93a (1931) e outros.

ANEXO III

CARTA DE A. MAGER, 1988

Dr. rer. nat. Albrecht Mager
Diplomphysiker

D-6458 Rodenbach bei Hanau
Forststrasse 3
Telefon (061 84) 5 01 81

31.8.88

Eng.^o Fernando J. Gomes Landgraf
Instituto de Pesquisas Tecnologicas
do Estado de Sao Paulo S/A - IPT
Cidade Universitaria 05508

Sao Paulo . SP
Caixa Postal 7141 (CEP 01000)

Dear Mr. Landgraf:

Dr. Eberhard Adler suggested i should answer direct to your letter to him with date of 15.8.1988. He had also the not fully correct opinion a retired man has time enough to write letters that are not so absolutely simple. Thoughtlessly I agreed and now I have the difficulties with my poor and nearly total forgotten English - such on first place I must beg your pardon for perhaps incorrect writing.

Also i name of Dr. Adler our best thanks for the sending of your interesting paper about the effect of annealing on magnetic properties of Fe-47.5%Ni alloy!

The problems with the very short notice I had given in 1952 in Ann. der Physik are not unknown to me. This notice should have about one page - so it was very difficult to compress the given model of interdependence between grain size and coercive force to the given frame. It was a partial secondary result of my thesis that I had prepared as some of the co-workers of Prof. Martin Kersten, at that time chief of the Phys. Institut in Jena. But owing to the political situation in Germany (East- and West-Germany) Kersten left Jena in the years before - I followed 1955. I had to write a completely new thesis. In such a manner the former paper was not published. I think you can understand - I was very angrily about that situation - and I would not see the paper in later times - so it rested unpublished all the time. That's the history and therefore all readers have the difficulties.

After such a long time - now I can write some pages with two figures for to illustrate the basic ideas of the model (enclosed). I hope you will find now a better understanding of that notice.

One thing I must add. For the complication of the real magnetical structures I could understand the given formula only as a rough estimation of the coercive force. The numerical factor in the formula is 3.534... - shortened this would be 3.5 - but I would give only one figure. I decided to only the factor of 3 for I thought that the statistical factor of 3/2 is perhaps a little high for materials with three ($K > 0$) or four ($K < 0$) preferred axes in

the case of small magnetostrictive energies. Therefore I wrote later-on the formula with the factor three. This is a little arbitrarily. Perhaps 3.5 ist better - I don't know. This problem I should leave to the younger men.

With kind regards also in the name of Eberhard Adler

Sincerely Yours

A. Mayer

The grain size model of the coercitivity (Mager, Ann.Phys. 6F(1952), p.15) is based on following ideas:

1. The initiation of the magnetizing reversing processes in the magnetic materials starts mostly with long needle- or wedge-shaped domains. Especially in high permeable materials domains with high demagnetizing factors cannot exist, owing to the large influence of the magnetostatic energy. A good example give the magnetizing processes in Nickel-Iron alloys with positive magnetostriction coefficients under mechanical stress (Ni-Fe wires under tension). See the papers of K.J. Sixtus and L. Tonks - Phys.Rev. 37 (1931) p.930 and K.J. Sixtus 48 (1935) p.425. Here is given a picture after measurings of Christa Greiner - Ann.Phys.6F. 11 (1953) p.89.

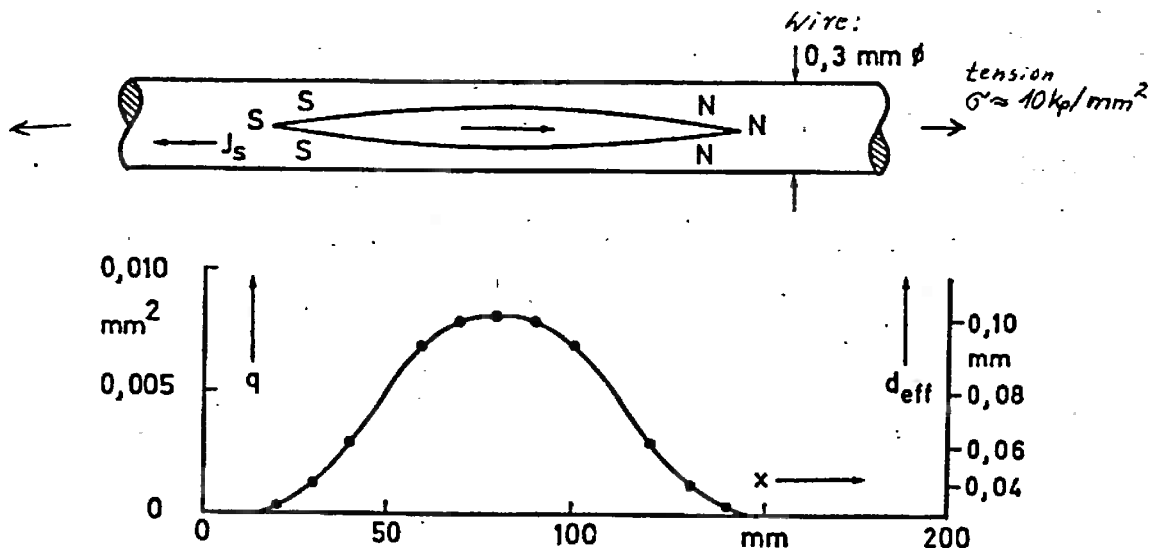


Figure 1: Long domains of reversed magnetization in alloys of 60%-Nickel-Iron under tension (after Chr. Greiner).

2. In a normal polycrystalline material (without the homogeneous stresses of the example above) and statistical oriented preferred directions in the different grains - such long shaped large domains cannot exist in the single grains. Therefore this domains go along long chains of many crystal grains and have a complex structure. They must follow the preferred axes of the special grains and avoid large magnetostatic fields in the crossing over to the next grain (perfect is the crossing if the grain boundary lies in the bisectory of the angle between of the two preferred directions in the adjacent grains).

The magnetizing process in a material with such a complicated grain structure is determined of all the statistical orientations of the grains, their shapes, sizes, and positions in the three dimensions of the material. It is very difficult to show clear models for this processes. Domain pictures on the surface can only show poor details of the magnetizing processes in the interior of a polycrystalline material. The stray-field effects on the surface conceal the magnetizing processes in the interior.

The following figure shall give a rough impression how the magnetic flux goes through a chain of grains (after a formerly unpublished paper of me - 1953, Phys.Inst.Jena. In reality this picture should be three-dimensional, with much more statistical possibilities of crossing over from grain to grain).

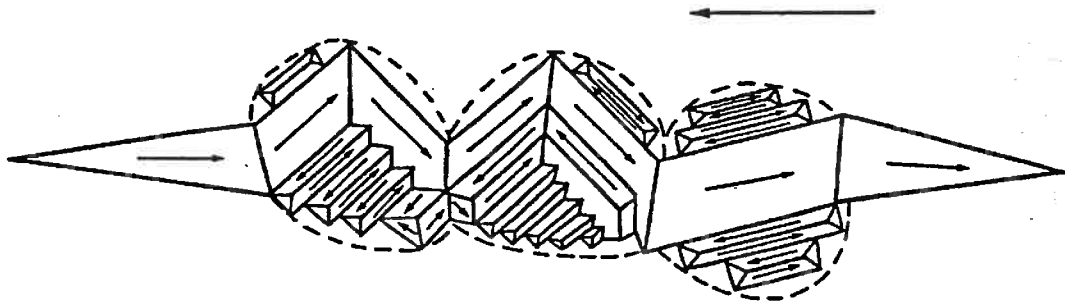


Figure 2: Example for the crossing of magnetic flux over three crystal grains in a complex domain structure.

3. The reversing of the magnetization with growing fields starts generally from the biggest domains which remain in the former magnetizing direction. Those biggest domains are connected to the mean grain size. The large domains going through long chains of grains have the maximal diameter of the grains. It ist very difficult for the domains to overcome the lateral grain boundaries for the large magnetostatic energies which are connectet with the invading in the other prefered directions of the neighbour grains. This long domains grow first in the main direction of their length. With branching in the direction of their axes and mutual help of the new gained flux tubes all the material will be magnetized in the new magnetizing direction (except for a little rest that forms the germes for a new magnetization in the former direction).

Summarized: The germes of the reversing magnetizing process have the mean diameter d_c of the crystal grains. The initiation of the magnetizing process starts with the longitudinal growth of this germes (long needle-shaped domains).

4. The conclusion is: The grain size part of the coercive force is determined by the starting-field of the unrestricted growing to the direction in length of such needle-shaped domains of reverse magnetization. The formula for the growing of such germes is given by W. Döring (Z.Physik 108 (1938) p.137 and in R. Becker and W. Döring "Ferromagnetismus", Springer, Berlin 1939).

This gives for the starting field H_s in the units of Becker-Döring:

$$H_s = \frac{3\pi}{4} \frac{\gamma}{I_s \cdot d}$$

(γ wall-energy, I_s saturation magnetization, and d the diameter of the domain).

The mean value over the different orientations of the grains can be taken in account with a factor of 3/2 (after Becker and Döring, cited above). The resulting relation for the effect of the crystal grain size to coercive force H_{cc} is then (with $d = d_c$):

$$H_{cc} = \frac{9\pi}{8} \frac{\gamma}{I_s \cdot d_c}$$

Converting to the new units, it is nice, that the formula does not change. With magnetization M_s in Tesla, wall-energy in J/m^2 , diameter of grains in m, and H_{cc} in A/m and $9\pi/8 \approx 3.5$ results:

$$H_{cc} \approx 3.5 \frac{\gamma}{M_s \cdot d_c}$$

Fim da carta