

MARCOS FLÁVIO DE CAMPOS

**MICROESTRUTURA, TEXTURA E PROPRIEDADES
MAGNÉTICAS EM AÇOS ELÉTRICOS**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de doutor em engenharia

Área de concentração:
Engenharia Metalúrgica e de Materiais

Orientador:
Fernando José Gomes Landgraf

**SÃO PAULO
2000**

MARCOS FLÁVIO DE CAMPOS

**MICROESTRUTURA, TEXTURA E PROPRIEDADES
MAGNÉTICAS EM AÇOS ELÉTRICOS**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de doutor em engenharia

**SÃO PAULO
2000**

AGRADECIMENTOS

Ao professor André Paulo Tschiptschin, orientador durante o início, e no decorrer da maior parte deste trabalho.

A todo o grupo diretamente envolvido na pesquisa com aços elétricos:

Ao Vicente Izabel dos Santos, à Maria Aparecida Filipini, ao Rubens Takanohashi, ao Fábio Chagas, aos professores Ivan Gilberto Sandoval Falleiros, Julio Carlos Teixeira, Marília Emura, Fernando Landgraf e Carlos Shiniti Muranaka.

À Gabriela Campos Fronzaglia e ao professor Henrique Kahn, do Laboratório de Caracterização Tecnológica do Depto. de Engenharia de Minas da EPUSP. Ao Fausto Rizzo, da Analytical Service - assistência técnica. Ao Vicente Mazzeu da Philips Analytical.

Ao professor Nelson Batista de Lima e à Marilene Morelli Serna, do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. Ao professor Luiz Paulo Mendonça Brandão, do Instituto Militar de Engenharia.

Ao pessoal da Saturnino.

À Companhia Siderúrgica Nacional. Ao Verner Wolgien e à Nilza S. B. Zwirman.

Ao Akira Mizoguchi.

Às bibliotecárias do nosso departamento, Clélia e Cláudia.

À FAPESP, processos nº 97/04877-0 e nº 95/3988-7.

À CAPES, pela bolsa de doutorado.

Ao apoio de toda a minha família.

ERRATA

Substituir, nas seguintes páginas, nos parágrafos (par.) e outros locais indicados:

- xiv: " B_{\max} " por " B_{\max}, B_m "
xv: "P" por " P_d "
12 (3º par.) "baixa resistividade" por "alta resistividade"
35 (1º par.) "ADLER; HAMMAN" por "ADLER; PFEIFFER"
37 (1º par.) "perpendicular" por "paralelo"
(1º par.) "direção do eixo fácil" por "direção perpendicular ao eixo fácil"
40 (1º par.) "altos grãos de deformação" por "altos graus de deformação"
56 (3º par.) "efeito de pele" por "efeito pelicular"
121 (1º par.) "PAOLINELLI (1997)" por "PAOLINELLI (1998)"
127 (1º par.) "(HONDA et al. (1998))" por "(HONDA et al., 1998)"
138 (3º par.) "neste trabalho forma" por "neste trabalho foram"
142 (3º par.) "maior comprimento de onda, como o Cr" por "menor comprimento de onda, como o Mo"
(3º par.) "Por outro lado," por "Além disso,"
145 (2º par.) "difratômetro está considerando como direção de laminação)" por "difratômetro) está considerando como direção de laminação"
173 (1º par.) "(116) [$2\bar{3}0$]" por " \approx (116) [$2\bar{3}0$]"
(2º par.) "A-V 4%RF" por "A-V 17%RF"
177 (1º par.) "considerável: fibra" por "considerável fibra"
194 (4º par.) "<110>//RD" por "<110>//DL"
195 (1º par.) "<111>//ND" por "<111>//DN"
(4º par.) "amostra D2LF" por "amostra D1LF"
197 (4º par.) "(100) {001}" por "(100) [001]"
204 (4º par.) "RD//<110>" por "<110>//DL"
207 (1º par.) "tendência de redução das bandas" por "tendência de aumento das bandas"
(3º par.) "ver figuras 4.2.4 a 4.4.4" por "ver figuras 4.4.2 a 4.4.4"
246 (último par.) "(BUNGE, 1982)" por "(BUNGE (1982), ver também SZPUNAR; OJANEN (1975))"
248 (1º par.) "funções de Legendre normalizadas associadas" por "funções associadas de Legendre normalizadas"
(2º par.) "pelo uma ordem de grandeza" por "pelo menos uma ordem de grandeza"
(5º par.) "que é função da energia" por "que é função da derivada da energia"
264 (3º par.) "dependência de angular" por "dependência angular"
279 (2º par.) "sistematicamente perdas menores" por "sistematicamente perdas maiores"
280 (legenda da tabela 5.5.2) "Perdas totais para várias frequências, indução 1,5T" por "Perdas totais por ciclo (J/m^3), para várias frequências, indução 1,5T. DT"
(tabela 5.5.2) "Pt 30 Hz, Pt 60 Hz, Pt 100 Hz" por "Pt 100 Hz, Pt 60 Hz, Pt 30 Hz"
282 (5º par.) "existe uma dependência da espessura" por "existe um efeito da espessura"
284 (equação 5.5.4) " B^{p-q} " por " $(B_{\max})^{p-q}$ "
287 (tabela 5.5.3) "ver comentário à figura 2.1.19" por "ver comentário à figura 2.1.18"
288 (tabela 5.5.4) "Número de riscos transversais ("scratches")" por "Número de riscos transversais ("scratches") em aços GO"
289 (3º par.) "originado regiões" por "originando regiões"

SUMÁRIO

SUMÁRIO DETALHADO	i
LISTA DE FIGURAS	iv
LISTA DE TABELAS.....	xi
LISTA DE ABREVIATURAS	xiii
LISTA DE SÍMBOLOS.....	xiv
RESUMO	xvii
“ABSTRACT”	xviii
1 INTRODUÇÃO	1
2 REVISÃO	18
3 MATERIAIS E MÉTODOS	130
4 RESULTADOS	169
5 DISCUSSÃO	202
6 CONCLUSÕES	289
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	292

Apêndice A – A equação das perdas parasíticas

Apêndice B – Comentário ao “Modelo Estatístico de Perdas”

Apêndice C – Sistemas de Unidades

Apêndice D – Definição de grau de redução

Apêndice E – Dissipação de energia por efeitos de “pinning”

Apêndice F – Circuito magnético (caso do indutor)

SUMÁRIO DETALHADO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Aplicações e perspectivas	2
1.2 Existe o aço “ideal”?	4
1.3 Introdução à microestrutura dos aços e estrutura de domínios	5
1.4 Materiais magneticamente moles	8
1.5 Aços elétricos GNO (grão não-orientado)	12
1.6 A textura ideal para os aços elétricos GNO	13
1.7 Objetivos.	15
2 REVISÃO	18
2.1 A influência da microestrutura e de outras variáveis nas propriedades magnéticas dos aços	18
2.1.1 Curva de Histerese de materiais magneticamente moles	21
2.1.2 Propriedades intrínsecas	26
2.1.3 Domínios e paredes de domínios	30
2.1.4 Coercividade e Tamanho de grão	33
2.1.5 Coercividade e Inclusões	34
2.1.6 Coercividade e constante de anisotropia magnetocristalina K_1	35
2.1.7 Coercividade e Textura	37
2.1.8 Coercividade e Grau de encruamento	37
2.1.9 Coercividade e Tensões Residuais	40
2.1.10 Permeabilidade e Indução	42
2.1.11 Comparação entre permeabilidade em baixas e altas induções	44
2.1.12 Lei de aproximação da saturação	45
2.1.13 Perdas no ferro	46
2.1.14 A equação das perdas parasíticas.	49
2.1.15 Consequências da existência de domínios.	51
2.1.16 Avaliação do efeito de diversas variáveis por meio da separação de perdas	53
2.1.17 Perdas no cobre.	62
2.1.18 Perdas rotacionais.	63
2.1.19 O Envelhecimento Magnético	63
2.1.20 Por que inclusões causam o ancoramento de paredes de domínios?	69
2.1.21 Envelhecimento magnético e diagramas de fase	72
2.2 Métodos de Avaliação de Textura	74
2.2.1 Principais métodos de avaliação de textura	74
2.2.2 Difratoograma	76
2.2.3 Figura de polo de Schulz	76
2.2.4 Figura de polo inversa	77
2.2.5 ODF - Função distribuição de orientações.	78
2.2.6 Vetores de Rodrigues	84
2.3 Processamento e Textura	86
2.3.1 Alguns aspectos gerais	88
2.3.2 Texturas de deformação	92
2.3.3 Texturas de recozimento	97

2.3.4	Texturas de transformação	110
2.3.5	Análise comparativa entre textura de aço baixo carbono para estampagem e textura de aços elétricos GNO	114
2.3.6	Aços elétricos semi-processados e totalmente processados.	116
2.3.7	Algumas estratégias de otimização de textura em aços elétricos totalmente processados	120
2.3.8	Métodos alternativos.	123
2.3.9	Algumas outras tendências em desenvolvimento de aços elétricos	126
3	MATERIAIS E MÉTODOS	130
3.1	Amostras	130
3.1.1	Ligas A e B	130
3.1.2	Amostras para o estudo da anisotropia de propriedades magnéticas	132
3.1.3	Amostras para avaliar o efeito de graus sucessivos de redução	133
3.1.4	Amostras para estudar o efeito do recozimento final	134
3.1.5	Amostras para microscopia eletrônica de transmissão	135
3.1.6	Amostras para estudar o efeito do recozimento da bobina a quente	135
3.2	Microscopia	137
3.2.1	Microscopia óptica	137
3.2.2	Medidas de tamanho de grão	138
3.2.3	Obtenção de “etch-pits”	138
3.2.4	Microscopia eletrônica de varredura	140
3.2.5	Microscopia eletrônica de transmissão	140
3.3	Métodos envolvendo difração de raios-x	141
3.3.1	Obtenção de figuras de polo	144
3.3.2	O problema da desfocalização do feixe	147
3.3.3	Cálculo de ODFs	150
3.3.4	O popLA	155
3.4	Medidas magnéticas	163
4	RESULTADOS	169
4.1	Evolução da textura durante o processamento de um aço elétrico (liga A)	170
4.2	Evolução da textura durante o processamento de um aço elétrico (liga B)	173
4.3	Efeito de leves graus de redução sobre textura e propriedades magnéticas	176
4.4	Efeito do recozimento final sobre a textura e propriedades magnéticas	180
4.5	Microscopia eletrônica de transmissão	184
4.6	Efeito de sucessivos graus de redução	187
4.7	Efeito do recozimento da bobina a quente sobre a textura	189
5	DISCUSSÃO	202
5.1	Textura	203
5.1.1	Textura em aços elétricos.	204
5.1.2	Recozimento da bobina a quente.	211

5.1.3	Perspectivas para otimização de textura	213
5.2	Textura e variação de propriedades magnéticas em função do ângulo em relação à direção de laminação, no caso de um aço elétrico GNO	219
5.3	Modelos para estimar indução magnética	226
5.3.1	Estimativa através da teoria de magnetização de monocristais	227
5.3.2	Teoria de magnetização de monocristais	228
5.3.3	Condições do programa para o cálculo de B_{25} e B_{50}	233
5.3.4	Variação da indução, em função do campo aplicado, para uma série de planos	234
5.3.5	Cálculo da Indução Média	237
5.3.6	Comparação entre os resultados obtidos pelo modelo e medidas magnéticas	238
5.3.7	Comparação do modelo com dados provenientes de aço GO	242
5.3.8	Variação de propriedades através dos coeficientes da ODF	245
5.3.9	Relação entre a energia magnetocristalina e os coeficientes da ODF	246
5.3.10	Comparação com resultados experimentais de medidas magnéticas	249
5.3.11	Estimativa de propriedades através dos coeficientes da ODF	252
5.4	Formulação de efeitos de “pinning” sobre a coercividade	254
5.4.1	A dependência angular da coercividade	254
5.4.2	Origem de histerese por efeito de “pinning”	256
5.4.3	Modelo para a área da curva de histerese	258
5.4.4	O efeito do tamanho de grão	260
5.4.5	Expressão genérica para a área da curva de histerese	265
5.5	É possível compreender melhor as perdas?	270
5.5.1	Efeito da orientação cristalográfica sobre as perdas	271
5.5.2	Comentários sobre o efeito do encruamento e de inclusões sobre as perdas	275
5.5.3	Efeito do tamanho de grão sobre as perdas	278
5.5.4	Modelo para prever o tamanho de grão ótimo para reduzir perdas	281
5.5.5	Teste de aplicação do modelo	284
5.5.6	Sumário - efeito de diversas variáveis sobre as perdas	287
6	CONCLUSÕES	289
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	292

Apêndice A – A equação das perdas parasíticas

Apêndice B - Comentário ao “Modelo Estatístico de Perdas”

Apêndice C - Sistemas de Unidades

Apêndice D – Definição de grau de redução

Apêndice E – Dissipação de energia por efeitos de “pinning”

Apêndice F – Circuito magnético (caso do indutor)

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.6.1. Curvas de magnetização para monocristais de ferro (MCCURRIE, 1994)	14
Figura 2.1.1. Curva de histerese para um material ferromagnético mole (BOLL, 1992))	21
Figura 2.1.2. Variação de algumas propriedades intrínsecas do Fe com o teor de Si (LITTMANN, 1971)	27
Figura 2.1.3. Efeito de diversos elementos na resistividade do ferro (BOZORTH, 1951). Efeito do P: conforme (STEPHENSON; AMANN, 1981)	29
Figura 2.1.4abcd. Redução da energia magnetostática (devida ao escape do fluxo) através da formação de estrutura de domínios (MCCURRIE, 1994)	30
Figura 2.1.5. Estrutura magnética de uma parede de domínio de 180° (MCCURRIE, 1994)	31
Figura 2.1.6. Variação do campo coercivo (Hc) com o inverso do tamanho de grão (1/TG). Fe de alta pureza. TG entre 0,02 e 0,42 mm. (DEGAUQUE et al., 1982)	34
Figura 2.1.7. Efeito da adição de diversos elementos de liga sobre o K ₁ do Fe-α (HALL, 1960)	36
Figura 2.1.8. Hc em função da deformação plástica ε _p (HUG et al., 1994). Aço GNO 3% Si)	38
Figura 2.1.9. Dureza Vickers (HV), Hc e permeabilidade máxima em função do grau de redução, para um aço 0,015%C (CHIRENTI, 1994)	38
Figura 2.1.10. Mudanças na estrutura de domínios durante o processo de magnetização (baseado em LITTMANN, 1971)	42
Figura 2.1.11. Curva de magnetização inicial de aços elétricos, mostrando três índices de mérito utilizados para avaliar propriedades magnéticas μ ₁₅ , B ₂₅ e B ₅₀ (esquemático)	43
Figura 2.1.12abc. Correntes parasíticas (ou de Foucault) no núcleo de um transformador. A figura também ilustra o efeito da espessura da chapa (SEARS (1953) apud CULLITY (1972))	48
Figura 2.1.13. Amplitude calculada do fluxo em chapas de aço elétrico de várias espessuras diferentes, como fração do valor na superfície, devida ao “skin effect” ou efeito pelicular. (BRAILSFORD (1960) apud CULLITY (1972))	48
Figura 2.1.14. Microcorrentes parasíticas associadas a uma parede de domínio que está movendo-se (CULLITY, 1972)	51
Figura 2.1.15. Variação de correntes parasíticas microscópicas e macroscópicas em relação a uma coordenada de espaço “x” (CHIKAZUMI, 1964)	53
Figura 2.1.16. Gráfico de perdas por ciclo (W=P/f), mostrando W _h , W _p e W _a . Aço baixo carbono (0%Si) (ρ =12,3 μΩ cm) (e=0,64 mm). B=1,5 T.	54
Figura 2.1.17. Separação de perdas para Aço 2% Si. (d=7,7 g/cm ³) (ρ =41,6 μΩ cm) (e=0,48 mm). B=1,5T.	54
Figura 2.1.18. Relação entre espessura da chapa e parcelas de perdas histerética e parasítica+anômala no caso de um aço GO para induções de 1.5 T e 1.7 T e frequência 50Hz (MORITO et al., 1998)	56
Figura 2.1.19ab. Efeito do grau de orientação sobre perdas e indução magnética, para dois aços, um GNO e outro GO. (KAWANO et al., 1998)	57
Figura 2.1.20. Competição entre Pt, Ph e Pp+Pa (MATSUMURA; FUKUDA, 1984)	60
Figura 2.1.21. Perdas no ferro a 1,5 T 50 Hz em função do tamanho de grão, para alguns teores de Si. (SHIMANAKA et al., 1982)	60

Figura 2.1.22. Perdas no ferro em função da tensão, nas direções longitudinal e transversal em relação à de laminação ($f=50\text{Hz}$, $B=1,5\text{ T}$). a) aço GNO “A400-50”, com 0,5 mm de espessura. b) aço GNO “A300-35”, com 0,35 mm de espessura (ALI et al., 1996)	61
Figura 2.1.23. Quantidade de carbono precipitada (medida pelo “atrito interno”) e aumento do H_c como função do tempo e temperatura de envelhecimento em uma liga Fe-0,019%C. (NACKEN; HELLER (1960) apud DIJKSTRA, (1969))	66
Figura 2.1.24. Aumento de dureza em um aço com 0,06% C envelhecido a várias temperaturas depois de resfriamento rápido após tratamento a 720°C (DAVENPORT; BAIN (1935) apud SHEWMON (1969))	67
Figura 2.1.25. Envelhecimento magnético em uma liga Fe-0,019% C (e ligas Fe-0,45%Mn-C) (LESLIE; STEVENS, 1964)	67
Figura 2.1.26abc. Possíveis diferentes configurações em torno de uma inclusão (CHIKAZUMI, 1964)	70
Figura 2.1.27. Ilustração do efeito de “pinning” -ancoramento de paredes de domínio- por inclusões, por minimização (local) de energia	70
Figura 2.1.28. (a) Coercividade H_c de vários aços como função da fração volumétrica total de inclusões, comparada à teoria de Neel (NEEL, 1949). (b) Aumento de coercividade no ferro causado por precipitados de solutos intersticiais e substitucionais (DIJKSTRA, 1969). (gráficos redesenhados por JILES (1991))	71
Figura 2.1.29. Porcentagem de aumento das perdas no núcleo (ou no ferro) após diversos tratamentos de envelhecimento. Aço 0,009%C. (MICHAL; SLANE, 1986) .	72
Figura 2.1.30. Diagrama esquemático Fe-C, mostrando o carboneto metaestável ϵ (HEHEMAN et al., 1971)	72
Figura 2.1.31. Envelhecimento magnético por precipitação de nitreto de um aço alto-oxigênio após descarbonetação (teor de C < 10 ppm) (SWISHER et al. (1969) apud CHIN; WERNICK (1980))	73
Figura 2.2.1. Figura de polo (plano 002) de um aço onde observou-se textura $\{111\} \langle uvw \rangle$	77
Figura 2.2.2. Figura de polo inversa. Orientações em um triângulo estereográfico (TAKECHI et al., 1968)	78
Figura 2.2.3. Representações de planos e direções paralelos à direção de laminação para materiais cúbicos, definidos pelos ângulos de Euler, para seções ϕ constante (usando notação de Roe)	81
Figura 2.2.4abcd. Comparação entre ODFs desenhadas segundo as notações de Bunge e de Roe (RAY et al., 1994)	82
Figura 2.2.5a. e 2.2.5b. Localização dos diferentes componentes de textura para os cortes $\phi_2 = 45^\circ$ (a) e $\phi_2 = 0^\circ$ (b), na notação de BUNGE (1965)	83
Figura 2.2.6. Algumas orientações cristalográficas relevantes de aços ferríticos (laminados e recozidos), no espaço de Euler, na notação de Bunge (RAABE, 1995) .	83
Figura 2.2.7. Representação da ODF de um material real, utilizando: a) célula de Euler; b) célula cúbico-ortorrômbica de Rodrigues (PLUTKA (1991) apud NEUMANN (1991))	85
Figura 2.2.8. Localização das direções DL, DT e DN em uma célula cúbico-ortorrômbica de Rodrigues (NEUMANN, 1991)	85
Figura 2.3.1. Diagrama Fe-Si. a) Região rica em Fe do diagrama Fe-Si. b) o efeito da adição de 0,07% C nessa região do diagrama (CRANGLE (1954) apud MCCURRIE (1994))	87

Figura 2.3.2. Diagrama esquemático ilustrando os estágios do processo de laminação controlada e as mudanças na microestrutura em cada estágio (RAY; JONAS (1990) baseado em TANAKA (1981))	89
Figura 2.3.3. Diagrama esquemático mostrando o efeito de diversas variáveis de processamento na textura de aços baixo carbono, segundo RAY; JONAS (1990)	90
Figura 2.3.4. Seções $\phi_2=45^\circ$ da ODF de um aço laminado a frio com 70% de redução. a) Textura observada experimentalmente. b) resultado de uma simulação FC. c) resultado do modelo RC generalizado (VAN HOUTTE; RABET, 1997)	97
Figura 2.3.5. Representação esquemática de taxa de nucleação vs. tempo de recozimento para grãos recristalizados de diferentes orientações de baixo índice (HUTCHINSON, 1984)	101
Figura 2.3.6. Mapas de coeficiente M de Taylor para materiais CCC (calculados segundo o modelo FC). a) seção $\phi_2=45^\circ$. b) seção $\phi_1=0$. Notação de Bunge (RAY et al., 1994)	105
Figura 2.3.7. Variação da intensidade de alguns componentes de textura durante recozimento em caixa de aço baixo carbono previamente laminado. (MICHALAK; HU (1978) apud HUTCHINSON, (1984)). (gráfico redesenhado por HUMPHREYS; HATHERLY (1996))	106
Figura 2.3.8. Seções $\phi = 45^\circ$ de ODFs para aço com 70 e 85% de redução, nas condições laminado (esquerda) e recristalizado (direita). As ODFs foram corrigidas para eliminar componentes fantasma. Notação de Bunge (URABE; JONAS, 1994) .	110
Figura 2.3.9. a) e b) Localização das relações de orientação (Bain, K-S e N-W) em figuras de polo (002). c) posições relativas das três relações de orientação (Bain, K-S e N-W no espaço de Euler). (RAY; JONAS, 1990)	113
Figura 2.3.10. Efeito do grau de redução no tamanho de grão de aços acalmados, incluindo efeito de recozimento a 600°C e 760°C. (LANDGRAF; FERREIRA, 1996)	117
Figura 2.3.11. Anisotropia em chapas de aços totalmente processados (HONDA et al., 1998)	122
Figura 2.3.12. Efeito do teor de carbono na indução para H=80 A/m (TOMITA et al., 1989)	128
Figura 3.3.1. Fração G_x da intensidade medida em função da profundidade da camada superficial (x_p). Radiação $CoK\alpha$. Amostra Fe puro. Planos (110), (200) e (211)	141
Figura 3.3.2. Figura de polo (002) para um aço com textura Goss (110) [001]	145
Figura 3.3.3. Curvas de desfocalização para os planos (110) (200) (211) medidas em um padrão de ferro sinterizado. Radiação $Co K\alpha$	147
Figura 3.3.4. Mudanças no formato e localização da região irradiada na amostra em decorrência da desfocalização, em função do ângulo de inclinação ψ e do ângulo de difração 2θ . (WENK, 1998)	148
Figura 3.3.5. Duas maneira de representar uma orientação g (a) Através de índices de Miller (hkl) [uvw]. (b) Através de ângulos de Euler $\{ \phi_1 \phi \phi_2 \}$ (BUNGE, 1991) .	151
Figura 3.3.6. Algoritmo do método WIMV (baseado em KALLEND, 1998)	159
Figura 3.3.7. Localização de θ e ψ como referência para as tabelas 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3.	160
Figura 3.3.8. Seções de ODF calculada com o método harmônico para $\phi=$ constante. Amostra 3476. Notação de Roe (usar a figura 2.2.3 como referência) . . .	162
Figura 3.4.1. Esquema representando as dimensões do quadro de Epstein. Também está representado o comprimento médio do circuito magnético, l_m	163

Figura 4.6.3. Amostra C-44%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	188
Figura 4.7.1. Amostra D 1 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	190
Figura 4.7.2. Amostra D 3 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	190
Figura 4.7.3. Amostra D 4 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	190
Figura 4.7.4. Amostra D 2 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	191
Figura 4.7.5. Amostra D 3 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	191
Figura 4.7.6. Amostra D 4 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	191
Figura 4.7.7. Amostra D 5 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	192
Figura 4.7.8. Amostra D 6 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	192
Figura 4.7.9. Amostra D 7 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	192
Figura 4.7.10. Amostra D 5 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	193
Figura 4.7.11. Amostra D 6 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	193
Figura 4.7.12. Amostra D 7 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	193
Figura 4.7.13. Núcleos de recristalização em amostra com TG BQ = 500 μm , tratamento térmico 580° C 5min (recristalização interrompida). Seção paralela à superfície	198
Figura 4.7.14. Amostra D 7 LF. Grãos deformados com orientação indicada através de “etch-pits”. MEV, elétrons secundários. Seção paralela à superfície	198
Figura 4.7.15. Amostra D 7 R. Aglomerados de grãos grandes e de grãos pequenos. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	199
Figura 4.7.16. Amostra D 7 R. Figuras de corrosão “etch-pits” revelam que os grãos pequenos tendem a assumir orientação Goss (110) [001]. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	199
Figura 4.7.17. Amostra D 7 R. Grãos grandes apresentando orientação {100}, evidenciada através de “etch-pits”. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície .	199
Figura 4.7.18. Amostra D6R. Notar a existência de aglomerados de grãos maiores e de grãos menores. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	201
Figura 4.7.19. Amostra D5R. Visão geral da microestrutura. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	201
Figura 5.1.1. Nucleação em carbonetos, em contornos de grão e em bandas de transição, em um aço baixo carbono. MEV, elétrons secundários. Seção paralela à superfície	206
Figura 5.1.2. Amostra D 5 LF. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	208
Figura 5.1.3. Amostra D 6 LF. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	208
Figura 5.1.4. Amostra D 7 LF. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície	208
Figura 5.2.1. Amostra 3476. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	219
Figura 5.2.2. Amostra 3485. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	219
Figura 5.2.3. Amostra 3488. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	219
Figura 5.2.4. Coercividade em função do ângulo em relação à direção de laminação. Aço GNO.	221
Figura 5.2.5. Perdas totais, histeréticas, parasíticas e anômalas em função do ângulo em relação à direção de laminação para uma aço GNO. B=1,5T, f=60Hz. Medidas em quadro de Epstein.	222
Figura 5.2.6. Curva de magnetização inicial medida em anel (recozido após o estampo) do aço GNO descrito na seção 3.1.2	223
Figura 5.3.1. Efeito da constante de anisotropia magnetocristalina de 2ª ordem, K_2 , na curva de magnetização inicial do Fe, segundo o modelo teórico expresso pelas equações 5.3.3 e 5.3.4 (BRAILSFORD, 1966)	230

Figura 5.3.2. Curva de magnetização calculada para um monocristal com formato de agulha longa, com orientação $\alpha_1=0,866$, $\alpha_2=0,438$ e $\alpha_3 = 0,241$ (LAWTON; STEWART, 1948)	231
Figura 5.3.3. B_{25} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2. Aço 0%Si	235
Figura 5.3.4. B_{25} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2. Aço 2%Si	235
Figura 5.3.5. B_{50} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2. Aço 0%Si	236
Figura 5.3.6. B_{25} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2. Aço 2%Si	236
Figura 5.3.7. B_{25} e B_{50} em função do ângulo para o componente Goss (110) [001]. Cálculos realizados para um aço 3%Si	243
Figura 5.3.8. A anisotropia de uma “propriedade de quarta ordem” – por exemplo, o módulo de Young - em relação ao plano da chapa pode ser dividida em três parcelas: uma constante e as outras do tipo (2 vezes) e (vezes) (BUNGE, 1991) . . .	245
Figura 5.3.9. Resultados experimentais de B_{25} e B_{50} (pontos) comparados aos valores provenientes da equação (5.3.31) e (5.3.30) (linhas cheias)	250
Figura 5.3.10. Resultados experimentais de perdas a 1,5 T / 60Hz (pontos) comparados aos valores provenientes da equação (5.3.32) (linha cheia)	250
Figura 5.3.11. Resultados experimentais de μ_{15} (pontos) comparados aos valores provenientes da equação (5.3.33) (linha cheia)	251
Figura 5.3.12. B_{50} estimado com a equação 5.3.29. (com medidas magnéticas a 0° e a 90° da direção de laminação) e coeficientes da ODF	252
Figura 5.4.1. Localização de uma parede de domínio em dois instantes diferentes, tendo movido-se uma distância x após ter sido aplicado um campo H	255
Figura 5.4.2. Variação da energia $E(x)$ associada à parede de domínio durante sua movimentação. A região hachurada (delimitada pela linha tracejada e pela curva $dE(x)/dx$) corresponde a uma área que será aqui denominada Sh	256
Figura 5.4.3. Mudança da estrutura de domínios em torno de paredes de domínio que se movimentam, quando estas encontram um contorno de grão (esquemático). Três instantes diferentes são indicados: (1) antes de atingir o contorno de grão; (2) domínio atingindo o contorno; (3) núcleo formado no grão vizinho. O grão à direita está inicialmente (instantes 1 e 2) na condição monodomínio. As setas indicam a direção de polarização	263
Figura 5.5.1. Disposição de domínios e efeito de ranhuras sobre a distância entre paredes de domínios em aço GO (adaptado de SATO et al, (1998))	272
Figura 5.5.2. Laços de histerese na condição quase-estática (até $B=1,5T$) para um aço GO, medido à 0° , 45° e 90° em relação à direção de laminação	273
Figura 5.5.3. Detalhe da figura 5.5.2. (região entre -400 e $+400$ A/m)	273
Figura 5.5.4. Efeito do alongamento sobre as diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p de um aço GNO. Seção transversal	275
Figura 5.5.5. Efeito do envelhecimento sobre as diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p (a parcela P_p é denominada P_{cl} nessa figura, abreviação de perdas parasíticas clássicas) (EMURA et al., 1998)	276
Figura 5.5.6. Curvas de magnetização inicial (na condição L+T, misturadas) para as amostras A-V RF	278
Figura 5.5.7. Efeito do tamanho de grão nas diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p para as amostras A-V RF, nas direções transversal (T) e longitudinal (L) . . .	279

Figura 5.5.8. Mudança do tamanho de grão ótimo para reduzir perdas devido ao efeito da frequência. Amostras A-V RF. Perdas por ciclo (P/f) na direção transversal	280
Figura 5.5.9. Resultado da aplicação do modelo descrito na seção 5.5.4. Efeito do tamanho de grão nas diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p para o aço A-V RF. Seção transversal	285

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.4.1. Alguns dos principais materiais magnéticos moles e suas aplicações . . .	11
Tabela 2.1.1. Relação entre condição do material e densidade média de discordâncias (esquemático)	39
Tabela 2.1.2. Variáveis que afetam a permeabilidade relativa μ_r	45
Tabela 2.1.3. Algumas diferenças entre Pp, Ph e Pa	55
Tabela 2.1.4. Variação das perdas totais após recozimento para vários aços (LANDGRAF; SCOZ, 1994)	59
Tabela 2.1.5. Maneiras de minimizar cada um dos três componentes de perdas, conforme (WERNER; JAFFEE, 1992)	62
Tabela 2.3.1. Valores médios de M para um material CCC sem textura, para vários modos de escorregamento (GIL SEVILLANO et al., 1980)	104
Tabela 2.3.2. Relações de coincidência de reticulado $\langle 110 \rangle$, e suas faixas de espalhamento (JONAS; KESTENS, 1996)	109
Tabela 2.3.3. Relações de orientação entre austenita (γ) e ferrita (α) (RAY; JONAS, 1990)	111
Tabela 3.1.1. Composição química e resistividade das ligas A e B	130
Tabela 3.1.2. Código referente às denominações recebidas por diferentes amostras das ligas A e B	132
Tabela 3.1.3. Composição química da liga C	133
Tabela 3.1.4. Composição química das amostras S/R e SP	134
Tabela 3.1.5. Nomenclatura das amostras para microscopia eletrônica de transmissão	135
Tabela 3.1.6. Composição química da liga D	136
Tabela 3.1.7. Denominação das amostras utilizadas para estudar o efeito do recozimento da bobina a quente sobre textura	137
Tabela 3.3.1. Seção $\phi=45^\circ$ de uma ODF calculada com oWIMV, a partir das figuras de polo recalculadas com método harmônico. Amostra 3476. Notação: ver figura 3.3.7	160
Tabela 3.3.2. Seção $\phi=45^\circ$ de uma ODF calculada com oWIMV, diretamente a partir das figuras de polo experimentais (porém incompletas). Amostra 3476. Notação: ver figura 3.3.7	160
Tabela 3.3.3. Seção $\phi=45^\circ$ de uma ODF calculada com o método harmônico, algoritmo de Roe. Amostra 3476. Notação: ver figura 3.3.7.	161
Tabela 4.4.1. Valores de Indução B_{25} e B_{50} , permeabilidade μ_{15} e tamanho de grão para diversas amostras da série SP	183
Tabela 5.3.1. Valores de polarização de saturação (J_s) e constante de anisotropia magnetocristalina de 1ª ordem K_1 em função do teor de Si	228
Tabela 5.3.2. Planos do Fe- α para os quais foram efetuados cálculos	233
Tabela 5.3.3. B_{50} médio e B_{25} médio (em T) calculados para vários planos	238
Tabela 5.3.4. Induções B_{50} e B_{25} , nas direções longitudinal (L) e transversal (T) medidas para diversos aços elétricos comerciais	239
Tabela 5.3.5. Fração volumétrica relativa dos planos para os aços da tabela 5.3.4 . . .	239
Tabela 5.3.6. Valores de B_{50} médio e B_{25} médio calculados a partir do método do difratograma, usando os valores da tabela 5.3.3	240
Tabela 5.3.7. Valores de B_{25} e B_{50} em função do ângulo em relação à direção de laminação par um aço GO, segundo medidas experimentais, e o resultado calculado com o modelo	243

Tabela 5.3.8. Relação A_1/A_2 estimada através dos coeficientes da ODF comparada com o valor de medidas magnéticas	245
Tabela 5.5.1. Aço GO Propriedades magnéticas em função do ângulo $f=60\text{Hz}$, $B=1,5\text{T}$	274
Tabela 5.5.2. Perdas totais para várias frequências, indução 1,5 T	280
Tabela 5.5.3. Efeito de diversas variáveis sobre os três componentes de perdas P_p , P_h e P_a	287
Tabela 5.5.4. Efeito qualitativo de diversas variáveis sobre os três componentes de perdas P_p , P_h e P_a	288

LISTA DE ABREVIATURAS

CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
FAPESP	Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo
USP	Universidade de São Paulo
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas
GNO	aço elétrico grão não-orientado
GO	aço elétrico grão-orientado
DL	direção de laminação (em inglês: RD “rolling direction”)
DT	direção transversal à de laminação (em inglês TD “transverse direction”)
DN	direção normal à superfície da chapa (em inglês ND, ou “normal direction”)
CCC	estrutura cúbica de corpo centrado
CFC	estrutura cúbica de face centrada
BQ	bobina a quente
ODF	(“orientation distribution function”) ou função distribuição de orientações
popLA	(“preferred orientation package” – Los Alamos)
WIMV	(Williams-Imhof-Matthies-Vinel)
MET	microscópio eletrônico de transmissão
MEV	microscópio eletrônico de varredura
MFA	microscópio de força atômica
AED	análise por energia dispersiva
EBSP	(“electron back scattering diffraction patterns”) padrões de difração de elétrons retroespalhados
TTT	curva Tempo - Temperatura - Transformação
EDE	Energia de Defeito de Empilhamento
FC	“full constraint model” (modelo da restrição total)
RC	“relaxed constraint model” (modelo com relaxamento de restrição)
IF	(“interstitial-free”) aços livres de intersticiais
K-S	relação de orientação de Kurdjumov-Sachs
N-S	relação de orientação Nishiyama-Wasserman
ICDD	(“International Centre for Diffraction Data”)
QE	quase-estático
CA	corrente alternada

LISTA DE SÍMBOLOS

α	Fe de estrutura CCC, ou ferrita
γ	Fe de estrutura CFC, ou austenita
A_{r3}	temperatura em que ocorre a transformação $\gamma \rightarrow \alpha$.
hkl	índices de Miller
(hkl)	plano hkl
$\{hkl\}$	família de planos hkl
$[uvw]$	direção uvw
$\langle uvw \rangle$	família de direções uvw
H	campo magnético (A/m)
J	polarização magnética (T)
B	indução magnética (T)
B_{max}	indução magnética máxima (T)
μ	permeabilidade
μ_0	permeabilidade no vácuo
μ_{max}	permeabilidade máxima
μ_i	permeabilidade inicial
μ_r	permeabilidade relativa
H_c	coercividade (A/m)
H_{ci}	coercividade intrínseca (A/m)
χ_i	susceptibilidade magnética inicial
ρ	resistividade elétrica ($\mu\Omega \cdot m$)
J_s	polarização de saturação (T)
J_r	remanência (T)
K_1	constante de anisotropia magnetocristalina de 1ª ordem (J/m^3)
K_2	constante de anisotropia magnetocristalina de 2ª ordem (J/m^3)
T	temperatura ($^{\circ}C$)
T_c	temperatura de Curie ($^{\circ}C$)
μ_{15}	(permeabilidade a 1,5 T),
B_{25}	(indução B medida quando H aplicado é de 2500 A/m)
B_{50}	(B para H aplicado de 5000 A/m)
M_s	magnetização de saturação
δ_p	espessura de parede de domínio
γ_p	energia de parede de domínio (J/m^3)
$\gamma_{(hkl)}$	energia de parede de domínio referente ao plano (hkl) (J/m^3)
D	distância de equilíbrio entre paredes de domínio
E	energia (J/m^3)
E_A	energia de anisotropia (J/m^3)
E_H	energia do campo aplicado (J/m^3)
E_{ms}	energia magnetostática (J/m^3)
E_t	energia total (J/m^3)
A	energia de troca
TG	tamanho (médio) de grão
ε	deformação
HV	dureza Vickers
d	densidade (kg/m^3)

e	espessura da lâmina (mm)
f	freqüência (Hz)
δ	profundidade pelicular
P_t	perdas totais (W/kg)
P_h	Perdas histeréticas (W/kg)
P_p	Perdas parasíticas (W/kg)
P_a	Perdas anômalas (W/kg)
η	coeficiente anômalo
TG_{op}	tamanho de grão ótimo para minimizar perdas no núcleo
W	Perdas por ciclo ou P/f (J/kg)
v_p	velocidade de parede de domínio
t	tempo
l_m	comprimento efetivo do circuito magnético
Φ_M	fluxo magnético (o produto da indução pela área)
v, V	volume
U_{ab}	diferença de potencial (entre os pontos a e b)
U	tensão
L	distância
E_L	campo elétrico
j	densidade de corrente
I	corrente
S	área
R	resistência
σ_E	condutividade elétrica (ou $1/\rho$)
R_M	relutância magnética
a, b, c ..	denotam constantes (especificado no texto)
c₁, c₂, c₃ ..	denotam constantes (especificado no texto)
$\theta, \Psi, \omega, \phi, \zeta$	designam ângulos
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$	designam ângulos
K_{σ}	constante de anisotropia magnetostrictiva
λ_s	magnetostricção de saturação
σ	tensão mecânica aplicada (N/m ²)
H_a	campo magnético aplicado
P	pressão para a movimentação de parede de domínio
$\epsilon_p(\mathbf{x})$	energia associada à parede de domínio em uma posição \mathbf{x}
f_p	freqüência de ocorrência de sítios de "pinning"
SH	área total da curva de histerese
Sh_j	área de cada porção "j" da curva de histerese
ΔEh	variação de energia proporcional a cada área Sh
F_a(θ)	função trigonométrica
v	constante de Rayleigh
μm	microns (10 ⁻⁶ m)
nm	nanometros (10 ⁻⁹ m)
ppm	partes por milhão (10000 ppm = 1%)

Lista de símbolos - Textura

λ	comprimento de onda
θ	ângulo de Bragg
ψ	ângulo de inclinação
ϕ	ângulo azimutal
d_p	distância interplanar
G_x	fração da intensidade medida em função da profundidade de uma camada superficial (x_p).
μ_{abs}	coeficiente de absorção linear
$E_{(hkl)}$	Energia (de deformação) armazenada na plano (hkl)
M	coeficiente de Taylor
σ	tensão aplicada
Wv	trabalho virtual
ε	deformação verdadeira ou real
$d\alpha^s$	incremento de deformação em um determinado sistema de escorregamento s
n	número de sistemas de escorregamento
τ_c^s	tensão de cisalhamento crítica para escorregamento ou CRSS (“critical resolved shear stress”) no sistema s
Γ	cisalhamento total
ρ_d	densidade de discordâncias
θ_{sb}	ângulo de subcontorno
b	vetor de Burgers
c_d	diâmetro da célula de discordâncias
Σ	número de sítios de coincidência no reticulado
A_0, A_1, A_2	constantes que expressam anisotropia de propriedades
β	designa ângulo
g	uma orientação (hkl) [uvw] ou { $\phi_1 \phi \phi_2$ }
(ψ, θ, ϕ)	ângulos de Euler
(ϕ_1, Φ, ϕ_2)	ângulos de Euler, segundo a notação de Bunge
$C_i^{\mu\nu}$	coeficientes da ODF
$\dot{T}_i^{\mu\nu}(g)$	harmônicas esféricas generalizadas simétricas
$\dot{k}_i^n, \dot{k}_i^{*\mu}$	funções harmônicas simetrizadas.
$P_l^{mn}(\Phi)$	funções de Legendre generalizadas
$\bar{P}_l^m(\Phi)$	funções de Legendre normalizadas associadas
$F_4(\Phi, \beta)$	parâmetro de textura de quarta ordem
$F_6(\Phi, \beta)$	parâmetro de textura de sexta ordem
ω, ϖ, Φ	designam ângulos

RESUMO

Fatores que afetam propriedades magnéticas de aços elétricos são discutidos, destacando-se a maneira como a microestrutura influencia a coercividade, a permeabilidade magnética e as perdas no núcleo. A otimização da textura cristalográfica permite maximizar todas essas propriedades.

Diversas amostras de aços foram estudadas. A textura cristalográfica foi avaliada através da função distribuição de orientações, a partir de figuras de polo obtidas por difração de raios-x. Medidas magnéticas foram realizadas em quadro de Epstein.

A evolução da textura cristalográfica durante as diferentes etapas no processamento de aços elétricos foi descrita. Variáveis que afetam as texturas de laminação e de recristalização em aços são discutidas.

Modelos para estimar indução magnética a partir de textura em aços elétricos são apresentados.

É proposto um modelo genérico para a área da curva de histerese e para a coercividade em materiais magneticamente moles.

O efeito de diversas variáveis que afetam as perdas no núcleo foi analisado através da metodologia de separação de perdas.

Um modelo para estimar o tamanho de grão ótimo para minimizar as perdas no núcleo foi elaborado. O modelo prevê que o tamanho de grão ótimo aumenta quando a frequência diminui, a resistividade aumenta, ou a espessura diminui.

ABSTRACT

Factors affecting magnetic properties of electrical steels are discussed. The influence of the microstructure on the coercivity, magnetic permeability and the iron losses is emphasized. The optimization of the crystallographic texture is a method to maximize all those properties.

Several different steel samples were studied. The texture was determined by means of orientation distribution functions calculated from x-ray diffraction pole figures. Magnetic measurements were obtained using Epstein frame.

The texture evolution during the different steps of electrical steels processing was described. The variables affecting lamination and recrystallization textures are discussed.

Mathematical models to estimate magnetic induction from texture in electrical steels are presented.

It is proposed a generic model for the area of hysteresis curve and for the coercivity of soft magnetic materials.

The effect of several variables upon the iron losses was analyzed using loss separation methodology.

A model to estimate the optimum grain to minimize the iron losses was developed. The model predicts that the optimum grain size increases when the frequency decreases, resistivity increases, or the sheet thickness decreases.

Figura 3.4.2. Região das juntas no quadro de Epstein, mostrando o modo como as lâminas são posicionadas (esquemático)	166
Figura 3.4.3. Detalhe do quadro de Epstein, destacando: (a) região central, onde há fluxo uniforme; (b) região das juntas, onde há descontinuidade do fluxo magnético .	166
Figura 3.4.4. Esquema do aparato experimental para a medida de perdas em corrente alternada, para frequências na faixa de 15 a 100Hz	168
Figura 3.4.5. Esquema do aparato experimental para a medida de perdas na condição quase-estática ($f < 0,1\text{Hz}$)	168
Figura 4.1.1. Amostra A-BQ. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	170
Figura 4.1.2. Amostra A-BF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	170
Figura 4.1.3. Amostra A-N. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	170
Figura 4.1.4. Amostra A-V. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	171
Figura 4.1.5. Amostra A-V 4%RF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	171
Figura 4.1.6. Amostra A-V 17%RF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	171
Figura 4.2.1. Amostra B-BQ. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	173
Figura 4.2.2. Amostra B-BF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	174
Figura 4.2.3. Amostra B-N. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	174
Figura 4.2.4. Amostra B-V. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	174
Figura 4.3.1. Amostra A-N 0%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . .	176
Figura 4.3.2. Amostra A-N 4%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . .	176
Figura 4.3.3. Amostra A-N 7%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . .	176
Figura 4.3.4. Amostra A-N 12%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge .	177
Figura 4.3.5. Amostra A-N 19%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge .	177
Figura 4.3.6. Perdas em função do grau de redução para as amostras da série A-N 0%, 4%, 7%, 12% e 19%. Seção longitudinal	178
Figura 4.3.7. Perdas em função do grau de redução para as amostras da série A-N 0%, 4%, 7%, 12% e 19%. Seção transversal	178
Figura 4.3.8. Evolução da indução B_{50} , em função do grau de redução, para as amostras da série A-N 0%, 4%, 7%, 12% e 19%. Seções longitudinal e transversal . .	179
Figura 4.3.9. Evolução da permeabilidade μ_{15} , em função do grau de redução, para as amostras da série A-N 0%, 4%, 7%, 12% e 19%. Seções longitudinal e transversal	180
Figura 4.4.1. Amostra S/R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	181
Figura 4.4.2. Amostra SP B. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	181
Figura 4.4.3. Amostra SP C. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	181
Figura 4.4.4. Amostra SP E. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge	182
Figura 4.5.1. Amostra MT1. Aglomerado de discordâncias e contorno de grão. MET	185
Figura 4.5.2. Amostra MT4. Aglomerado de discordâncias e contorno de grão. MET	185
Figura 4.5.3. Amostra MT7. (a) Aglomerado de discordâncias e contorno de grão. (b) Outra região da microestrutura. MET	186
Figura 4.5.4. Amostra MT6. (a) e (b) estrutura de discordâncias alinhadas sugerindo ocorrência de poligonização durante a recuperação. MET	186
Figura 4.5.5. Amostra MT9. Estrutura de discordâncias alinhadas sugerindo ocorrência de poligonização durante a recuperação. MET	187
Figura 4.6.1. Amostra C-21%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	188
Figura 4.6.2. Amostra C-32%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge . . .	188

1 INTRODUÇÃO

Aços elétricos apresentam enorme relevância para o mundo moderno, a sociedade altamente industrializada em que vivemos. Estes materiais são empregados em um vasto número de aplicações. Estão presentes na maioria das máquinas e aparelhos que funcionam a partir de energia elétrica, devido às suas aplicações em motores e transformadores elétricos. Desta maneira, encontram-se por exemplo em quase todos os eletrodomésticos que constam em qualquer residência.

Enormes quantidades de aços para fins elétricos são produzidas anualmente, em todo o mundo. É considerado um material relativamente barato: o preço do material por unidade de massa não é muito alto. Entretanto, o grande volume produzido gera um mercado de alto valor, acirradamente disputado (estima-se que em termos globais esse mercado atualmente movimenta mais de 5,3 bilhões de dólares por ano (SCHNEIDER, 1998) e no Brasil pelo menos 200 milhões de dólares ao ano). Deve-se ressaltar a destacada participação do nosso país nessa área. Tanto como produtor de aços elétricos, como de motores e equipamentos que utilizam esses aços, o Brasil detém consideráveis fatias de mercado (estima-se entre 5 a 15%), a nível mundial.

Considera-se que os aços elétricos estão entre os mais nobres produtos manufaturados por siderúrgicas, e também uma indicação de que a usina fabricante possui elevado "know-how". Ainda, estima-se que a lucratividade proporcionada pelos aços elétricos esteja entre as mais elevadas entre os produtos oferecidos por siderúrgicas.

Há diversas questões em aberto com relação a estes materiais. Por exemplo, muitas são as variáveis que afetam as propriedades magnéticas dos aços, e o efeito da microestrutura nessas propriedades não está totalmente clarificado. Também deve ser notado que o processo comercial de produção de aços grão não orientado (GNO) leva a uma textura cristalográfica que está aquém da considerada ideal para esses materiais.

Neste estudo, há forte interesse tanto do ponto de vista tecnológico como acadêmico. Novos meios de otimizar propriedades podem ser encontrados quando questões pouco esclarecidas relativas à microestrutura e/ou processamento dos aços são discutidas. Dentro desse contexto, as propostas de: i) procurar compreender melhor a relação entre a microestrutura e propriedades magnéticas, e ii) como obter a melhor microestrutura para propriedades magnéticas (incluindo-se a otimização da textura cristalográfica) são as principais motivações.

1.1 Aplicações e perspectivas

Tradicionalmente, o Brasil é um importante produtor de aços, contando com grandes siderúrgicas e aciarias, como CSN, Usiminas e Acesita, para mencionar algumas. Todas essas empresas produzem variedades de aços elétricos (a Cosipa planeja para breve sua entrada nesse mercado). Por outro lado, o Brasil também é um importante produtor de motores elétricos, dentre estes sendo possível citar Embraco, Tecumseh, Weg e Arno.

O motor em uso corrente, na maioria das aplicações industriais e residenciais, é o motor a indução (embora exista atualmente alguma tendência em substituir o motor de indução pelo de relutância chaveada). Também os motores “brushless DC” (ou motores a ímã permanente corrente contínua, sem escova) vêm ganhando espaço no mercado recentemente. Todavia, no decorrer do texto, quando for mencionado motor, subentende-se que refere-se ao motor de indução.

Motores que operam permanentemente requerem materiais energeticamente mais eficientes (um exemplo seria compressor de geladeira). Há algumas aplicações onde postula-se que o aparelho seja utilizado em períodos mais curtos (líqüidificador ou bateadeira de bolo) e, nesse caso, materiais de menor custo costumam ser utilizados.

Em qualquer caso, o ideal seria a utilização de aços com melhores propriedades. Sempre que um motor é acionado, isso resulta em perdas. A economia no produto manufaturado tende a ser perdida durante a utilização do aparelho, devido ao maior consumo de energia.

É de interesse tanto das usinas produtoras, como dos usuários, dispor de aços com melhor desempenho. Os fabricantes de motores poderiam economizar material e/ou produzir motores com maior eficiência energética (um assunto que vem cada vez mais se mostrando importante no Brasil), enquanto que siderúrgicas dispendo de um material com melhores propriedades poderão enfrentar a acirrada concorrência pelo mercado (tanto interno como externo) com maiores chances de sucesso.

1.2 Existe o aço “ideal”?

Um dos principais problemas dos fabricantes de motores elétricos é reduzir o consumo de energia elétrica, ou seja, as “perdas”. Essas perdas subdividem-se em “perdas no ferro” (dissipação de calor por efeito Joule no interior do aço, devido às correntes parasíticas), e as “perdas no cobre” (nos condutores elétricos, ou enrolamentos, ocorre dissipação de calor também por efeito Joule - $P=R I^2$ -, onde R é a resistência e I é a corrente). Esse problema pode ser enfrentado basicamente de duas maneiras: i) otimizando o projeto do motor; ii) aperfeiçoando o material empregado.

Pretende-se aqui enfrentar essa questão através do ponto de vista de otimização do material. Entretanto, deve ficar claro que, nem sempre, o material que apresenta melhor desempenho em um determinado tipo de motor será o material adequado a qualquer outro projeto ou tipo de motor.

A escolha do melhor aço para um determinado motor não é uma escolha simples. Essa decisão depende muito das características de projeto de cada motor. Em alguns casos, μ_{15} (permeabilidade para $B=1,5$ T) é o parâmetro de maior destaque, em outros, a indução magnética. Também há situações em que as perdas no núcleo são de especial importância. Muitas vezes, todas essas variáveis são relevantes. É muito difícil avaliar isoladamente o efeito de cada uma dessas variáveis, e a melhor maneira de escolher o aço ideal é através de testes em uma bancada de motores.

Nem sempre é clara qual é a melhor escolha e isso se reflete em outras variáveis também, como o teor de Si nos aços. Não existe um teor de Si ideal em aços para motores elétricos. O teor de Si ótimo também é função do projeto. A adição de Si sempre diminui as perdas no núcleo (também conhecidas por perdas no ferro), mas também sempre reduz a indução magnética. Todavia, algumas correlações são conhecidas. Por exemplo, no caso do motor de indução, quanto maior o tamanho do motor maior tende a ser o teor de Si ideal nos aços elétricos (HONDA et al., 1990).

Entretanto, não importa o tipo de motor, ou o teor de Si do aço, a textura do aço deve sempre ser a melhor possível - otimizando a textura cristalográfica estamos aperfeiçoando as principais variáveis relativas ao material - permeabilidade, indução máxima e perdas no ferro. Portanto, a preocupação com textura é um tema sempre recorrente nos trabalhos mais recentes sobre aços elétricos.

1.3 Introdução à microestrutura dos aços e estrutura de domínios

Aço é o nome genérico aplicado à ligas Fe-C, com teor de C até 1,2%. No caso de aços elétricos, o ideal é que o C seja reduzido a um nível mínimo, para prevenir o envelhecimento magnético. Assim, o C presente em aços elétricos deve ser apenas residual. Portanto, a designação aço não é a mais apropriada, e seria mais correto chamá-los de ligas Fe-Si, levando em conta que Si é normalmente adicionado (normalmente, até 3%), visando principalmente aumentar a resistividade elétrica. Entretanto, aços elétricos são sempre produzidos em aciarias e esse é o termo usual,

inclusive internacionalmente. No processamento, visa-se reduzir ao mínimo elementos que formam inclusões, como C, O, S e N. Além do Si, Al está também normalmente presente.

Observando-se a microestrutura das chapas de aços, nota-se que esta é subdividida em diversos cristais, ou grãos (o termo cristalito também costuma ser utilizado). Cada um destes grãos ou cristais apresenta uma orientação cristalina diferente. A região de interface entre estes cristais é chamada contorno de grão. A espessura dessa região corresponde a algumas distâncias interatômicas (alguns angstroms), enquanto que os grãos são geralmente da ordem de 10-500 μm , no caso dos aços elétricos GNO.

Nos materiais ferromagnéticos (caso do Fe- α), os domínios magnéticos sempre estão presentes. Um domínio magnético é uma região onde a magnetização espontânea (dos átomos) está alinhada em uma mesma direção. O tamanho dos domínios é função de diversas variáveis, situando-se entre uma ampla faixa, ocupando desde nanômetros até um grão inteiro. A estrutura de domínios é função das histórias térmica, magnética e mecânica do material.

A fronteira entre os domínios vizinhos recebe o nome de paredes de domínios (ou muros de Bloch). As paredes de domínios são regiões onde a magnetização muda gradualmente, variando entre a orientação dos domínios adjacentes. Paredes de domínios formam-se para possibilitar a redução da energia magnetostática (portanto para reduzir a energia livre). Entretanto, as paredes de domínio são regiões de energia maior do que, por exemplo, no restante do cristal. Domínios e paredes de domínios

serão discutidos mais detalhadamente adiante, na seção 2.1.3. As paredes de domínios apresentam espessura que pode variar desde nanômetros até décimos de microns, dependendo do material (ou seja, da fase ferromagnética).

Suponhamos um monocristal que encontra-se “desmagnetizado” (onde a soma vetorial dos vetores de magnetização espontânea é zero). Se um campo magnético externo é aplicado, os domínios com orientação similar ao do campo aplicado tendem a expandir-se, aumentando de tamanho (e a soma vetorial deixa de ser zero, o cristal fica magnetizado). Uma outra maneira de descrever esse processo é dizer que as paredes de domínio no interior desse cristal moveram-se.

Paredes de domínios não devem ser confundidas com defeitos cristalinos. Entretanto, as paredes de domínios pode interagir com os defeitos cristalinos. O movimento de uma parede de domínio é alterado ou influenciado por essas imperfeições.

A maioria dos materiais magnéticos de aplicação tecnológica encontram-se na condição policristalina. O fato de a amostra ferromagnética estar subdividida em diversos cristais acarreta em importantes consequências no processo de magnetização e movimentação de domínios. Domínios não atravessam grãos. Um contorno de grão é um obstáculo intransponível, devido à diferença de orientação cristalina. Entretanto, por meio de interações magnetostáticas, um domínio próximo ao contorno de grão pode provocar a nucleação de outro domínio com orientação similar em um grão vizinho.

Inclusões são indesejáveis pois promovem ancoramento de paredes de domínio, acarretando em redução da permeabilidade e aumento de perdas. Carbono é indesejável, pois forma inclusões, por exemplo, de Fe_3C .

Discordâncias são defeitos lineares no interior de cristais. O número desses defeitos costuma aumentar, se o material é submetido à deformação plástica. Ou seja, o deslizamento de planos cristalinos pode gerar aumento da quantidade desses defeitos lineares - um aumento da densidade de discordâncias. As discordâncias causam tensões no reticulado, o que dificulta a movimentação de domínios.

1.4 Materiais magneticamente moles

Os aços elétricos situam-se entre os materiais mais utilizados dos classificados como “magneticamente moles”. Os nomes magneticamente duro (“hard”) e magneticamente mole (“soft”) provém da comparação de propriedades magnéticas com propriedades mecânicas. Ainda no século passado, notou-se que os mecanismos que endureciam os aços, também aumentavam a coercividade. Mera coincidência? Nem tanto.

Os mesmos defeitos cristalinos que obstruem a movimentação de discordâncias e endurecem o aço, também dificultam a movimentação de paredes de domínio. Entre os principais mecanismos de endurecimento em aços, podem ser mencionados: transformação martensítica (que ocasiona grande quantidade de interfaces, alta densidade de discordâncias, carbono em solução sólida), carbonetos, encruamento.

Portanto, idealmente, um aço magneticamente mole não deverá apresentar essas imperfeições.

A classificação mole e duro, em analogia a propriedades mecânicas, aplica-se muito bem aos aços em geral. Porém, no século XX, foram desenvolvidos novos materiais que fogem a essa analogia. Entretanto, os termos magneticamente mole e duro permanecem.

A curva de histerese e principais índices de mérito de aços elétricos são apresentados adiante, na seção 2.1. Curvas de histerese e demais características de materiais magneticamente duros, foram anteriormente discutidas (CAMPOS, 1995).

Algumas características tornam o ferro-alfa (e os aços silício) materiais praticamente imbatíveis: são materiais com alta magnetização de saturação (2,17 T para o Fe- α) e reduzido custo. Entretanto, alguns materiais desenvolvidos nas últimas décadas começam a concorrer com os aços pelo menos em alguns segmentos de mercado.

Ligas amorfas foram desenvolvidas na década de 70, e levaram um longo tempo para se firmarem como material comercial. Os materiais amorfos concorrem com os aços GO (grão-orientado), na área de transformadores. Atualmente, os materiais amorfos vêm se mostrando superiores aos aços GO pelo menos em alguns tipos de aplicações. Por exemplo, ligas amorfas propiciam economia de energia elétrica no caso de transformadores de distribuição (de pequeno porte), que operam grande parte do tempo em vazio.

Os materiais magneticamente moles nanocristalinos (tamanho de grão na faixa 5-50nm) despertaram grande interesse, a partir do final da década de 80. Algumas particularidades que esses materiais apresentam, como baixa coercividade, baixa magnetostricção de saturação e baixas perdas em alta frequência podem propiciar com que ocupem espaço no mercado, talvez em transformadores de alta frequência ou cabeças de gravação (BOLL, 1992), (MCCURRIE,1994). Existem vários problemas que dificultam a viabilidade comercial dos nanocristalinos. Por exemplo, pequenas variações no tamanho do cristal afetam significativamente as propriedades (MCCURRIE, 1994).

Ao comparar-se materiais amorfos e nanocristalinos baseados na liga Fe-Si-B nota-se que, apesar da composição química semelhante (ver Tabela 1.4.1), é possível obter níveis menores de perdas e de coercividade nos nanocristalinos. Entretanto, a magnetização de saturação é mais baixa nestes últimos.

Um desenvolvimento recente são os pós de ferro recobertos com polímeros (JANSSON; PERSSON, 1998). As partículas de ferro são produzidas por metalurgia do pó (atomização) e, posteriormente, recebem uma camada de polímero isolante na superfície. O objetivo é confinar as correntes parasíticas. Esse material tem sido sugerido como substituto aos aços elétricos no caso de motores (particularmente projetos com geometria complexa). Porém, as propriedades magnéticas desse material (ver Tabela 1.4.1) encontram-se em um nível muito abaixo ao de outros materiais magneticamente moles. Se esse material se tornar viável comercialmente deverá ser em nichos de mercado. Presume-se que no caso de motores que operam em altas frequências (>400 Hz) talvez esse material possa vir a ser utilizado.

Tabela 1.4.1. Alguns dos principais materiais magnéticos moles e suas aplicações

Material	H _c	B _s	μ _i	μ _{max}	B _r	ρ	Aplicações Típicas
	(A/m)	(T)			(T)	(μΩm)	
CONDIÇÃO IDEAL	0	Alto	Alto	Alto	0	Alto	Núcleos de transformadores, indutores, máquinas elétricas, núcleos eletromagnéticos, relês, cabeças para gravação magnética, e outros
Fe-Armco	100	2,16	300	10 ⁴	0,5-1	0,10	Núcleos eletromagnéticos e relês
Aço GNO ~2%Si	50	2,08	2x10 ³	2x10 ⁴	~0,5	0,3	Motores, máquinas elétricas
Aço GO 3%Si	10	2,03	10 ⁴	5x10 ⁴		0,45	Núcleo de transformador
Metal amorfo Fe ₇₈ B ₉ Si ₁₃	3	1,55	10 ⁴	5x10 ⁴	<0,5	1,37	Núcleo de transformador de baixa perda
Nanocristalino Fe _{73,5} Cu ₁ Nb ₃ Si _{13,5} B ₉	1	1,25	10 ⁵	10 ⁵	<0,3	1,35	Em desenvolvimento
Supermalloy 77Ni-18Fe-5Mo	0,5	~0,8	3x10 ⁵	10 ⁶	<0,5	0,55-0,6	Aplicações que requerem alta permeabilidade e baixa perda. Transformadores especiais, amplificadores magnéticos
Mumetal 77Ni-16,5Fe-5Cu-1,5Cr	4	0,65	2x10 ⁴	10 ⁵	~0,3	0,6	Blindagem magnética, transformadores de audio, cabeças de gravação
Ferrite Mn-Zn	4	~0,4	2x10 ³		<0,1	10 ³	Aplicações em alta frequência e baixa perda. Transformadores de alta frequência, indutores, cabeças de gravação
Pó de ferro recoberto com polímeros	380	1,95	100	400			Em desenvolvimento

Tabela baseada em dados provenientes de BOLL (1992), CHEN (1986), MCCURRIE (1994), ZHOU; LI (1999), JANSSON; PERSSON (1998), BRAILSFORD (1966).

A Tabela 1.4.1 permite uma comparação entre vários materiais magneticamente moles disponíveis comercialmente. Deve ser enfatizado que essa tabela é essencialmente ilustrativa, e que os índices de mérito podem variar conforme o processamento, quantidade de impurezas e outros fatores.

Vale a pena ressaltar que as propriedades coercividade (H_c), permeabilidade inicial (μ_i) e máxima (μ_{max}) e remanência (Br), apresentadas na Tabela 1.4.1, são extrínsecas. Portanto, podem apresentar considerável variação entre materiais de similar composição química, mas produzidos de maneiras diferentes. Dentre aquelas propriedades, a remanência é uma das mais sensíveis ao processamento e os valores apresentados para Br são essencialmente ilustrativos.

Através da Tabela 1.4.1, é possível ter uma noção geral das propriedades requeridas em materiais magneticamente moles. Basicamente, estes materiais devem possuir alta magnetização de saturação B_s e baixa coercividade H_c . Aplicações em alta frequência requerem baixa resistividade ρ . Materiais utilizados para gravação magnética devem apresentar muito baixa remanência Br .

1.5 Aços elétricos GNO (grão não-orientado)

Há duas grandes classes de aços elétricos: GO e GNO. Os aços GO (grão orientado) são aplicados em transformadores, enquanto que os aços GNO (grão não orientado) são usados em motores elétricos comerciais. Neste estudo, vamos nos ater aos aços GNO, porém lembrando que, basicamente, a mais notável diferença entre ambos é a textura

cristalográfica: os aços GO são fabricados de modo a induzir uma forte textura (110) [001], chamada textura Goss.

Os aços GNO subdividem-se em duas principais categorias, totalmente processado e semi-processado. O aço GNO totalmente processado, como o nome indica, é um aço que poderia ser usado diretamente pelo fabricante de motores. Por outro lado, o aço GNO semi-processado requer antes de ser utilizado um recozimento final em atmosfera descarbonetante, em temperatura em torno de 760° C.

Enquanto que é possível dizer que o processamento de aços GO foi muito estudado, o mesmo não ocorre em relação aos aços GNO (incluindo aí as duas principais famílias). Assim, os aços GNO oferecem mais possibilidades de desenvolvimento, devido à sua maior variedade. A diversidade de tipos de motores talvez seja o principal fator a propiciar uma ampla gama de aços GNO. Portanto, ainda hoje vêm surgindo novos materiais, e patentes relativas a aços GNO. Muitas destas são discutidas mais adiante, na seção 2.3.

1.6 A textura ideal para os aços elétricos GNO

O eixo de fácil magnetização nos cristais de Fe- α é o $\langle 001 \rangle$. Consequentemente, a pior direção para a magnetização é a $\langle 111 \rangle$. A figura 1.6.1 mostra curvas de magnetização para as direções $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ e $\langle 111 \rangle$. Nos motores elétricos, o campo é aplicado paralelamente à chapa. Portanto, resulta que a condição ideal é grãos com direção $\langle 100 \rangle$

paralela à superfície da chapa. Os únicos planos que contém duas direções $\langle 100 \rangle$ são os da família $\{100\}$.

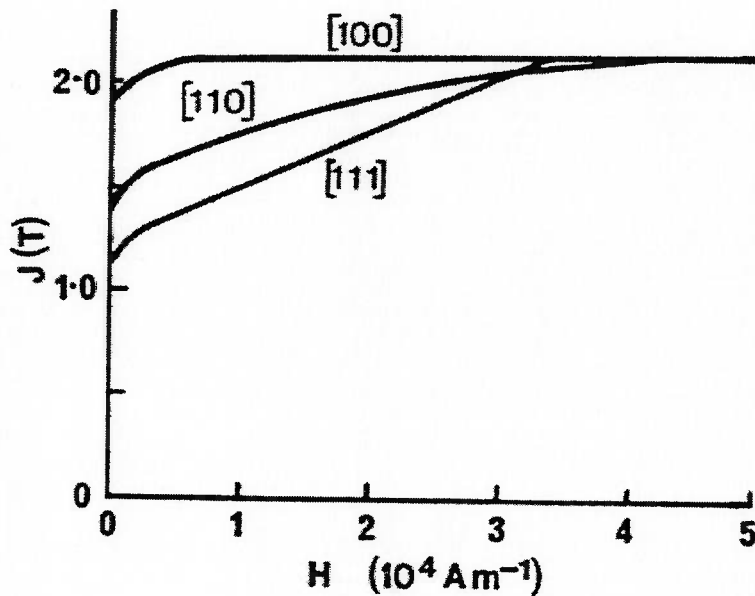


Figura 1.6.1. Curvas de magnetização para monocristais de ferro (MCCURRIE, 1994).

A melhor condição para um aço elétrico seria uma chapa isotrópica, ou seja, uma placa em que à medida que o rotor de um motor gire, a permeabilidade não varie em função da direção do campo aplicado. Portanto, a textura ideal em aços para motores elétricos deverá ter grãos $\{100\}$ paralelos à superfície da chapa, mas com as direções $\langle 100 \rangle$ dos grãos dispostas aleatoriamente. É possível descrever essa textura ideal como sendo a textura fibra $\{100\} \langle 0vw \rangle$. Outra maneira de representar essa textura é a fibra $\langle 100 \rangle // DN$, ou seja, direções $\langle 100 \rangle$ perpendiculares (normais) ao plano que contém a superfície da chapa. Por outro lado, a presença de planos como $\{111\}$ (que não apresenta direções $\langle 100 \rangle$) ou $\{211\}$ (que apresenta a pior direção, $\langle 111 \rangle$) é indesejável nos aços elétricos.

Nos últimos tempos, vem se revelando um assunto de grande interesse a otimização de textura em diversos tipos de aços. Por exemplo, nos aços elétricos GO (grão-orientado), aplicados em núcleos de transformadores, textura é um fator crucial. Textura também desempenha papel fundamental nos aços elétricos GNO (grão não orientado), utilizados em motores elétricos. Vale a pena notar que para aços fabricados especialmente para fins de estampagem, como os aços IF (“interstitial free” - livres de intersticiais), textura adequada também é primordial (neste caso, visa-se textura $\{111\} \langle uvw \rangle$). Os métodos de avaliação de textura e muitos dos dados apresentados a seguir também devem ser úteis para a compreensão do processamento de aços para conformação.

1.7 Objetivos

Merece destaque a multidisciplinaridade da área de materiais magnéticos, englobando engenharia metalúrgica e de materiais, engenharia de eletricidade e física. Melhor definindo: a designação “Materiais Magnéticos” abrange metalurgia física, transformações de fase, cristalografia, ferromagnetismo e eletromagnetismo. Frequentemente, os problemas propostos nesta área exigem compreensão de todas estas especializações.

Por exemplo, para otimizar um aço que é utilizado em um determinado motor, é necessário compreender de que maneira deve ser alterado o material de forma a que o motor em questão possa ser aperfeiçoado (por exemplo, para aumentar o rendimento energético). Desta forma, é necessário ter noções de motores elétricos para saber qual a

melhor direção a seguir, quando o tema é otimizar propriedades magnéticas de aços elétricos.

Um segundo exemplo: Para melhorar a textura de um determinado aço, é necessário aperfeiçoar o processo de formação de textura. Ou seja, é necessário compreender como a textura evolui durante o processamento. Para tanto, deve-se conhecer teorias de deformação plástica (este pode ser descrito também como um tema de engenharia mecânica), recristalização e ainda transformações de fase.

O número de variáveis que afetam as propriedades magnéticas dos aços elétricos é muito amplo. Nesse contexto, textura é apenas uma, dentre uma série de variáveis importantes. Portanto, um estudo focado apenas em textura não cobriria todos os aspectos principais. É necessário conhecer o peso relativo de textura frente a outras variáveis, e saber o grau de relevância das demais variáveis que afetam propriedades magnéticas.

Entre os principais objetivos propostos neste estudo, estão a elaboração de modelos para correlacionar microestrutura com propriedades magnéticas e a compreensão de aspectos do processamento que permitam otimizar a textura de aços comerciais. Os temas abordados na revisão (capítulo 2) foram escolhidos de forma a servirem de suporte a essas metas.

Entre os modelos a serem desenvolvidos, incluem-se:

Aplicação da teoria de magnetização de monocristais para prever indução magnética a partir da textura cristalográfica.

Utilização de dados da função distribuição de orientações (textura) para prever indução magnética.

Modelo para prever efeito de diversas variáveis na coercividade.

Modelo para prever efeito da microestrutura nas perdas no ferro. A destacar, modelo para prever o efeito do tamanho de grão nas perdas no núcleo.

2 REVISÃO

A Revisão será constituída por duas partes principais:

Microestrutura e propriedades magnéticas

2.1 Microestrutura e Propriedades Magnéticas

Textura

2.2 Métodos de avaliação de textura

2.3 Processamento e textura

2.1 A influência da microestrutura e de outras variáveis nas propriedades magnéticas dos aços

Descrever os fatores que influenciam as propriedades magnéticas dos aços é uma tarefa de considerável complexidade. Muitas são as variáveis, e é necessário abordá-las independentemente, para depois ponderar sobre o efeito isolado de cada uma. Nem sempre é fácil isolar o efeito de determinadas variáveis.

No momento de planejar experimentos para analisar o efeito de uma variável, também é possível afetar outras e, assim, muitas vezes a confiabilidade do resultado experimental acaba sendo influenciada.

Além disso, nem sempre resultados experimentais são representativos. Um exemplo é o da relação entre perdas e teor de oxigênio (ou enxofre). Inclusões provocam ancoramento de paredes de domínios. Aumentando-se a quantidade de inclusões, as perdas devem aumentar. Entretanto, medir o tamanho e fração volumétrica de óxidos é complicado e trabalhoso, enquanto que, por exemplo, comparar perdas com teor de oxigênio (O) é muito mais simples. Assim, é relativamente fácil encontrar na literatura curvas do tipo “Perdas versus teor de O”. Entretanto, estas curvas não são quantitativamente representativas, embora o aumento do teor de oxigênio deva aumentar a quantidade de inclusões.

Uma maneira de facilitar a descrição do efeito das muitas variáveis é estudando os casos mais simples. Por exemplo, começando por descrever o efeito de elementos químicos em propriedades intrínsecas, como por exemplo a resistividade, uma das características de vital importância para as perdas (seção 2.1.2).

As medidas de perdas que podem ser consideradas mais relevantes referem-se às condições de serviço (frequência, indução, normalmente 60Hz e 1,5T, no Brasil). No entanto, a técnica de separação de perdas mostra que a compreensão dos mecanismos que ocorrem na condição quase-estática (frequência $\sim 0,1$ Hz ou menor) ajuda a compreender o fenômeno global, que ocorre para frequências mais elevadas. Assim, as seções 2.1.4 a 2.1.9, que analisam o efeito de diversas variáveis na coercividade (que corresponde à condição quase-estática), possibilitam uma espécie de introdução à questão das perdas no ferro, discutidas mais adiante, nas seções 2.1.13 a 2.1.16.

Há mais uma razão para iniciar este capítulo abordando a coercividade: existe uma correlação entre permeabilidade e coercividade (especialmente entre permeabilidade em baixos campos). Assim, as seções 2.1.4 a 2.1.9 precedem as seções 2.1.10 e 2.1.11, que tratam de permeabilidade.

As seções posteriores deste capítulo (2.1.19 a 2.1.21) tratam mais especificamente do envelhecimento magnético. O envelhecimento magnético é um característico exemplo da multidisciplinaridade desta área, abrangendo metalurgia (diagramas de fase, transformações de fase, análise microestrutural), além de física do estado sólido (ferromagnetismo).

Assim, a estrutura geral deste capítulo segue os blocos apresentados abaixo:

2.1.1 Curva de Histerese de materiais magneticamente moles

2.1.2 Propriedades intrínsecas

2.1.3 Domínios e paredes de domínios

2.1.4 a 2.1.9 Coercividade e Tamanho de grão / Coercividade e Inclusões / Coercividade e constante de anisotropia magnetocristalina K_1 / Coercividade e Textura / Coercividade e Grau de encruamento / Coercividade e Tensões Residuais

2.1.10 a 2.1.12 Permeabilidade e indução / Comparação entre permeabilidade em baixas e altas induções / Lei de aproximação da saturação

2.1.13 a 2.1.18 Perdas no ferro / A equação das perdas parasíticas / Consequências da existência de domínios / Avaliação do efeito de diversas variáveis por meio da separação de perdas / Perdas no cobre / Perdas rotacionais

2.1.19 a 2.1.21 O Envelhecimento Magnético / Por que inclusões causam o ancoramento de paredes de domínios? / Envelhecimento Magnético e Diagramas de Fase

2.1.1 Curva de Histerese de materiais magneticamente moles

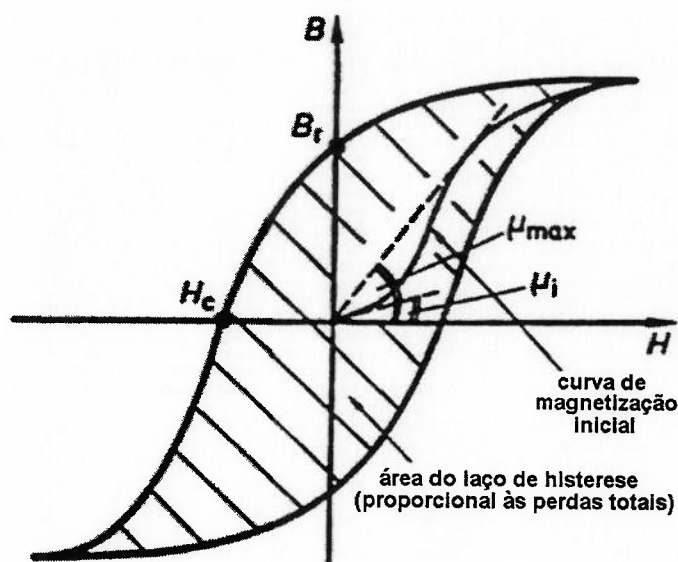


Figura 2.1.1. Curva de histerese para um material ferromagnético mole. (BOLL, 1992).

A equação que descreve a curva de histerese (figura 2.1.1) é a seguinte:

$$B = J + \mu_0 H \quad (2.1.1)$$

onde H é o campo magnético aplicado no material. H é dado em A/m.

J (T, Tesla) o campo gerado pelo material, ou sua polarização magnética

B (T, Tesla) é a resultante, a soma de $\mu_0 H$ e J ,

μ_0 é a permeabilidade magnética absoluta no vácuo, igual a $4\pi/10^7$ (T m / A).

A permeabilidade magnética relativa μ_r é definida como sendo $\mu_r = B / (\mu_0 H)$. Essa relação pode ser traduzida da seguinte maneira: para a permeabilidade μ_r ser elevada, um pequeno campo H deve permitir atingir alta indução B . A permeabilidade magnética relativa μ_r é adimensional, sendo às vezes expressa da seguinte maneira $\mu_r = \mu / \mu_0$, onde μ é a permeabilidade.

Na figura 2.1.1 são ilustradas:

μ_{\max} (permeabilidade máxima)

μ_i (permeabilidade inicial)

Ambas, μ_{\max} e μ_i , são permeabilidades relativas, e são parâmetros usualmente utilizados para avaliação de materiais magneticamente moles. É interessante lembrar que $\mu_{1,5}$ (permeabilidade a 1,5 T) é muito utilizada para comparar aços elétricos (é usada nas normas internacionais).

Uma das melhores maneiras de descrever uma curva de histerese é associando-a ao processo de movimentação de paredes de domínios. Vamos supor um material desmagnetizado (soma dos vetores magnetização espontânea do material é zero, ou $J=0$). Não há campo H aplicado ($H=0$), Nessa situação, $B=0$. Esse ponto é exatamente a origem do gráfico da figura 2.1.1.

Aplicando-se um campo $H(+)$, ocorrerá movimentação de paredes de domínios, e conseqüente aumento da quantidade de momentos magnéticos orientados na direção do campo aplicado (ou seja, aumentando o volume de domínios alinhados nessa direção). Ao elevar-se ainda mais o campo H, os grãos (ou pelo menos sua maioria) acabarão atingindo a condição de monodomínio, o que representa o final da região de movimentação de paredes de domínios. Ampliando-se ainda mais o campo H, ocorrerá rotação de magnetização de domínios nos grãos cuja orientação cristalográfica não está

perfeitamente alinhada com o campo magnético. Aqui finalmente será atingida a saturação. Neste instante, se H cessar (fazendo-se $H=0$), $B=J_r$, sendo que esse é o ponto conhecido como remanência (apenas rotação ocorre após a remoção do campo H).

Vamos continuar o processo, aplicando agora um campo $H(-)$. Domínios magnéticos reversos serão nucleados (em sentido contrário aos existentes), e a magnetização irá reduzindo-se. Chegará um momento em que $B=0$. Esse é um ponto de controle muito importante: este ponto corresponde ao H_c . Aumentando-se o campo $H(-)$, será atingido o 3º quadrante, ampliando-o ainda mais será atingida a saturação no 3º quadrante. Se o campo $H(-)$ for reduzido a zero, e for aplicado um campo positivo, suficientemente elevado, será novamente atingida a saturação no 1º quadrante. E assim, sucessivamente, o ciclo (histerese) se repete.

Os dois primeiros quadrantes são os locais onde são determinados os principais índices de mérito do material. Se $H_{max}(+)$ e $H_{max}(-)$ forem idênticos (em módulo), o 3º e 4º quadrantes apresentam-se simétricos aos dois primeiros (H_{max} é o máximo campo H aplicado, em módulo).

Na curva de magnetização inicial, há um ponto que separa a região de movimentação de paredes de domínios em dois trechos, movimentação reversível e irreversível de paredes. O ponto que separa as duas regiões pode ser encontrado da seguinte maneira: aplica-se um campo $H'(+)H'(+)B=0$ (ou remanência zero), continuamos na região de movimentação reversível. Agora, aplicaremos um campo $H''(+)$ um pouco maior do que o anterior. Caso, após

este campo seja retirado, $B > 0$, estaremos na região de movimentação irreversível (ver adiante, a figura 2.1.10).

Um dos parâmetros mais importantes na curva de histerese descrita acima é a coercividade. A coercividade H_c é definida como sendo o campo H necessário para levar a indução B a zero. Típico de materiais magneticamente moles são curvas de histerese onde baixos campos H são suficientes para levar o material à condição de saturação. E, da mesma maneira, pequenos campos $H(-)$ são suficientes para reverter a magnetização, chegando à saturação no 3º quadrante.

Para comparar coercividade de diferentes materiais, é preferível tomar-se como referência a medida de coercividade no modo quase-estático (medida em baixas frequências, $f < 0.1$ Hz já é suficiente para atingir essa condição). Alguns autores usam o valor de H_c para definir se um material é magneticamente mole ou duro. Por exemplo, JILES (1991) classifica como materiais magneticamente moles aqueles com $H_c < 1000$ A/m. DIETRICH (1990) aponta como materiais magneticamente moles aqueles com coercividade da ordem de até 400A/m (50e), sendo que em alguns materiais moles pode-se atingir H_c de até 0,16A/m (0,002Oe). Materiais situados na faixa intermediária entre mole e duro também encontram algumas aplicações. Esse é o caso, por exemplo, dos materiais semi-duros utilizados em motores de histerese.

Em materiais magneticamente moles, muitas vezes o campo (auto) desmagnetizante é suficiente para reversão da magnetização (o campo desmagnetizante é função da

geometria). Portanto, seria mais apropriado incluir a geometria na definição de material magneticamente mole. Por exemplo, seria possível definir como material mole aquele que se desmagnetizaria com um determinado campo pré-estabelecido como referência (possivelmente na ordem de 10^2 - 10^3 A/m), considerando a direção do campo aplicado e a orientação cristalográfica da amostra, além de uma pré-definida geometria.

O valor da coercividade (no modo quase-estático) é extremamente importante, tanto para saber o comportamento de um material quanto às perdas como quanto à permeabilidade. Como visto na figura 2.1.1, se H_c aumenta, a área da curva de histerese aumenta, e as perdas aumentam. Também existe uma relação entre a permeabilidade inicial μ_i e a coercividade:

$$B = J + \mu_0 H,$$

$$\mu_r = B / \mu_0 H \quad (2.1.2)$$

No limite para $H \rightarrow 0$, μ_r é chamada de permeabilidade inicial μ_i . Por estar diretamente ligada ao fenômeno de movimentação de domínios, a quantidade μ_i é normalmente inversamente proporcional ao H_c , ou seja, $\mu_i \sim \text{cte} / H_c$ (onde cte é uma constante). Uma demonstração de que a contribuição de rotação de domínios nessa região é pequena, em relação aos efeitos de movimentação de paredes (“pinning”), pode ser encontrada em CHIKAZUMI (1964).

Uma observação: Há duas definições para coercividade: coercividade intrínseca (H_{ci}) e coercividade indutiva (H_c). H_{ci} é o campo necessário para levar a magnetização (ou polarização J) a zero. H_c é o campo necessário para levar a indução B a zero. Sempre vale a regra $H_{ci} \geq H_c$. Em materiais magneticamente duros, H_{ci} pode ser várias vezes

maior que H_c (por exemplo, esse é o caso dos ímãs de SmCo_5). Nos materiais magneticamente moles, $H_c \approx H_{ci}$. Assim, neste caso, é suficiente considerar um deles apenas, e a literatura da área utiliza o H_c (embora, do ponto de vista do material, o H_{ci} seria mais apropriado).

A coercividade, é afetada por muitos fatores: tamanho de grão, K_1 constante de anisotropia magnetocristalina, inclusões, textura, grau de encruamento, tensões residuais, ítem a serem discutidos nas seções 2.1.4 a 2.1.9.

É importante acrescentar algumas observações: As perdas magnéticas, um dos principais objetos de estudo neste trabalho, são diretamente proporcionais à área da curva de histerese, a qual varia em função da frequência. Aumentando-se a frequência, a área da curva de histerese aumenta. Portanto, para cada frequência há uma diferente coercividade. Entretanto, no decorrer do texto, quando for mencionada coercividade, fica implícito que refere-se à coercividade no modo quase-estático.

2.1.2 Propriedades intrínsecas

Antes de prosseguir é importante diferenciar propriedades que independem da microestrutura (ditas intrínsecas da fase), e as que dependem da microestrutura (ditas não-intrínsecas). As propriedades intrínsecas independem da microestrutura mas, entretanto, são função da composição química da fase. Deve ser enfatizado que as propriedades intrínsecas são também função da temperatura.

Entre as propriedades intrínsecas que merecem maior destaque podem ser listadas:

- ρ resistividade elétrica
- J_s Polarização de saturação
- K_1 constante de anisotropia magnetocristalina de 1ª ordem
- T_c temperatura de Curie

A grande maioria das propriedades que são importantes no caso dos aços elétricos (e da engenharia de materiais em geral) dependem fortemente da microestrutura. Entre as propriedades que dependem da microestrutura incluem-se (no caso dos aços elétricos):

- perdas no ferro
- H_c coercividade
- μ permeabilidade
- J_r remanência

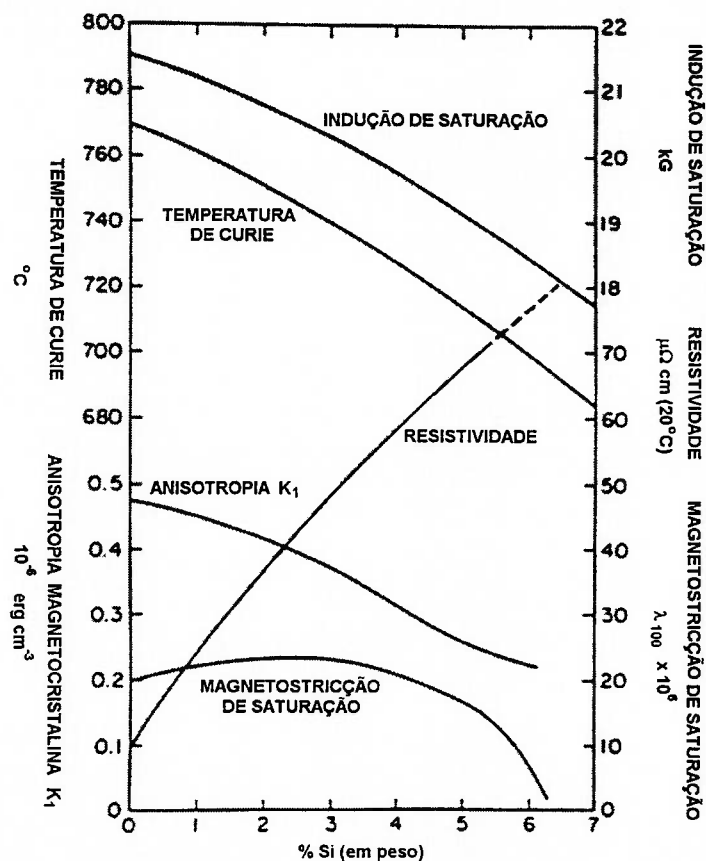


Figura 2.1.2. Variação de algumas propriedades intrínsecas do Fe com o teor de Si (LITTMANN, 1971).

O elemento de liga tradicionalmente principal nos aços elétricos é o Si. A figura 2.1.2 mostra o efeito do Si em diversas propriedades intrínsecas do Fe-alfa (Fe CCC). Algumas equações podem ser utilizadas (como aproximação) para descrever o efeito de Si e Al em propriedades como resistividade, magnetização de saturação e constante de anisotropia magnetocristalina, (MATSUMURA; FUKUDA, 1984):

$$\rho (\mu\Omega \text{ m}) = 0,12 + 0,11 (\%Si) \quad (2.1.3)$$

$$B_s (\text{T}) = 2,16 - 0,048 (\%Si) \quad (2.1.4)$$

$$K_1 (10^4 \text{ J/m}^3) = 4,8 - 0,4 (\%Si) \quad (2.1.5)$$

(nas expressões 2.1.3 a 2.1.5, %Si = % em peso de Si)

Ao lado do Si, o Al costuma também ser adicionado como elemento de liga nos aços elétricos. O Al tem efeito similar ao do Si nestas propriedades (ou seja, é possível usar, como aproximação, %Si+%Al no lugar de %Si, nas equações acima). Também existe uma equação computando os efeitos de Si e Al na densidade.

$$\text{Densidade } d (\text{g/cm}^3) = 7,865 - 0,065 [\%Si + 1,7 (\%Al)] \quad (2.1.6)$$

(NORMA ASTM A34)

A figura 2.1.3 mostra o efeito de diversos elementos na resistividade. O elemento que mais aumenta a resistividade é o fósforo. Porém, o fósforo não pode ser adicionado acima de 0,2%, pois fragiliza o aço.

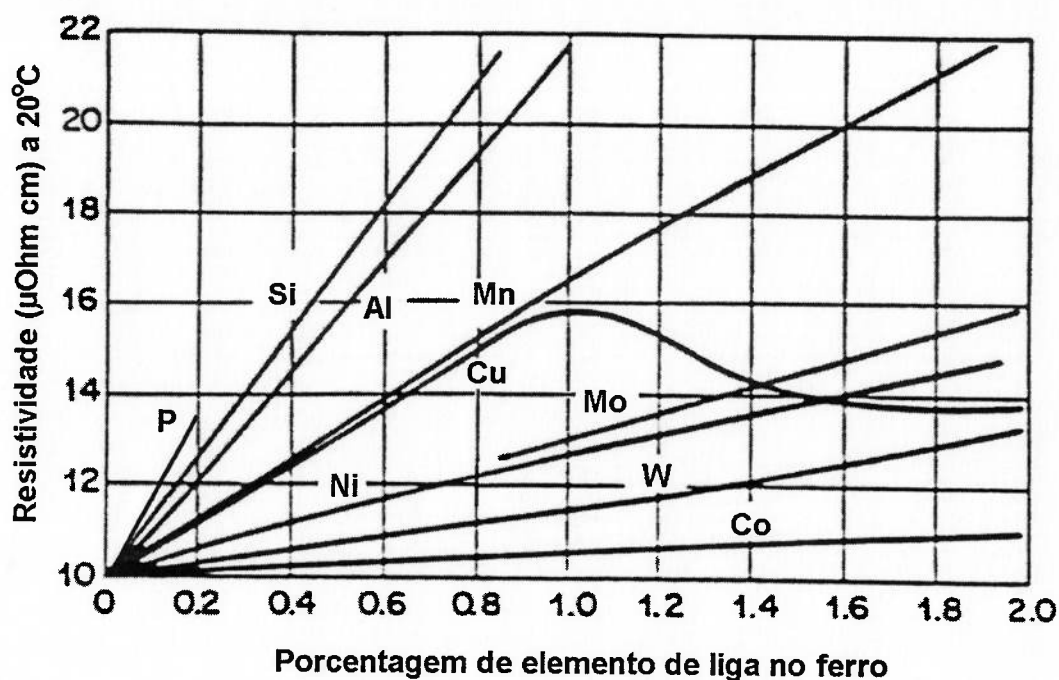


Figura 2.1.3. Efeito de diversos elementos na resistividade do ferro (BOZORTH, 1951). Efeito do P: conforme (STEPHENSON; AMANN, 1981).

Há uma equação empírica (STEPHENSON; AMANN, 1981) que considera o efeito de P, Mn e O na resistividade: ρ ($\mu\Omega$ cm) = 10,7 + 3,4 (%Mn) + 16 (%P) - 13 (%O). Segundo outros autores: ρ ($\mu\Omega$ cm) = 10,7 + 5 (%Mn) + 10 (%P). A principal crítica é que essas equações foram obtidas, através de regressão linear de uma série de corridas, em uma determinada usina. Assim, não necessariamente representam uma relação reprodutível em outros locais, embora possam ter algum caráter qualitativo. Notar que na expressão de STEPHENSON; AMANN (1981) o coeficiente do O é negativo. Possivelmente, o oxigênio está se combinando com outros elementos, como o Al e, ao retirar elementos como o Al de solução sólida, a resistividade diminuiria.

2.1.3 Domínios e paredes de domínios

Domínios surgem no interior do cristal de modo a diminuir a energia magnetostática.

Esse processo é ilustrado através da figura 2.1.4.

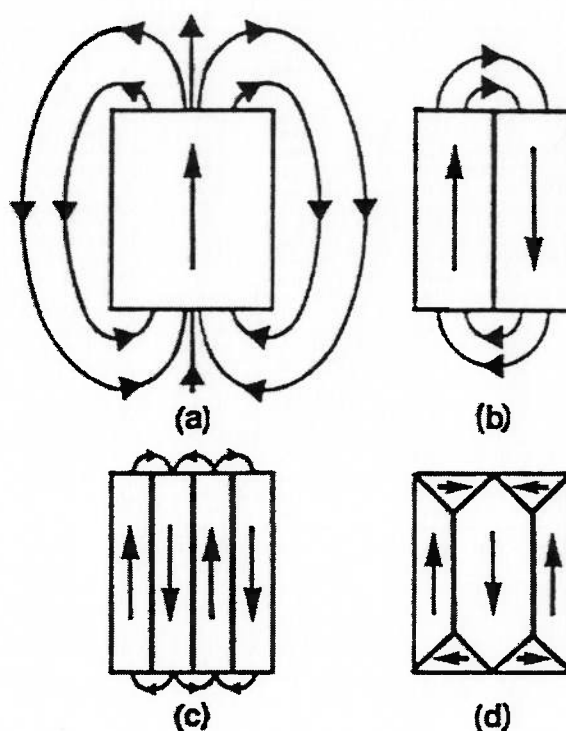


Figura 2.1.4.abcd. Redução da energia magnetostática (devida ao escape do fluxo) através da formação de estrutura de domínios (MCCURRIE, 1994).

A formação de uma parede de domínio do meio de um grão monodomínio permite reduzir a energia magnetostática pela metade (esta mudança é ilustrada pelas figuras 2.1.4a e figura 2.1.4b). Aumentando a quantidade de paredes é possível reduzir ainda mais a energia magnetostática (figura 2.1.4c). Entretanto, esse processo não continua indefinidamente: há uma distância média de equilíbrio entre as paredes de domínio, a qual é função do tamanho de grão (ver equação 2.1.9). A energia magnetostática pode ser reduzida ainda mais, através da formação de paredes de domínio de 90° (figura 2.1.4d).

No Fe (cristal CCC com $K_1 > 0$), a parede de domínio pode ser 90° ou 180° . A parede de domínio é de 180° se estiver situada entre eixos do tipo $[001]$ e $[00\bar{1}]$. Caso os eixos sejam do tipo $[001]$ e $[010]$, a parede é de 90° . A espessura de parede de domínio e a energia de parede de domínio são função do tipo da interface. Uma parede de domínios de 180° poderia estar situada, por exemplo, no plano (001) ou (011) . A energia de parede é diferente em cada caso. Por exemplo, no caso do Fe- α , $\gamma_{(110)180^\circ}$ é 1,4 vezes $\gamma_{(100)180^\circ}$, segundo CHIKAZUMI (1964).

Assim, embora os valores variem conforme a orientação, a diferença não é muito elevada. A título de ilustração, a espessura de parede de domínio (δ_p) do Fe- α está em torno de 40nm, e a energia de parede de domínio γ_p é aproximadamente $3 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ (JILES, 1991). Métodos para o cálculo da energia de parede de domínio, levando em conta a orientação cristalográfica da parede, podem ser encontrados em CHIKAZUMI (1964), ou STEWART (1954).

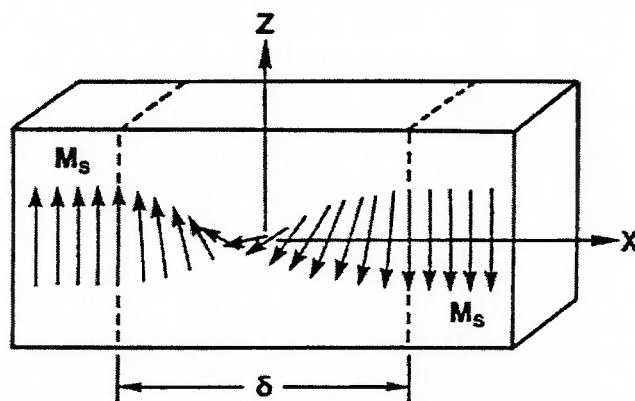


Figura 2.1.5. Estrutura magnética de uma parede de domínio de 180° (MCCURRIE, 1994).

A figura 2.1.5 mostra como a orientação dos spins muda gradualmente, no interior de uma parede. Nessa condição, os momentos são “forçados” a permanecer em uma orientação que não é espontânea, o que aumenta a energia. Portanto, a energia nos átomos que estão dentro da parede é maior do que no resto do cristal. Esse é um dado muito importante para ajudar a explicar, por exemplo, efeitos de “pinning”.

A equação geral para a energia de parede de domínio (no caso em que o valor da constante de anisotropia magnetocristalina de segunda ordem K_2 pode ser considerado desprezível) é:

$$\gamma_p = cte \sqrt{AK_1} \quad (2.1.7)$$

onde cte é uma constante adimensional e A é a constante (ou energia) de troca. O valor de cte varia, dependendo do tipo de parede e da orientação cristalográfica. Se a parede é de 180° , e o plano (100), cte é 2 (CHIKAZUMI, 1964).

É possível estimar a distância média de equilíbrio entre paredes de domínios. Seguindo KITTEL (1949) e SHILLING; HOUZE Jr (1974), a soma das energias magnetostática (E_{ms}) e de paredes de domínio por unidade de volume, é expressa por (esta expressão é deduzida tendo como base o modelo apresentado na figura 2.1.4c, no qual o grão tem formato cúbico, com aresta de comprimento TG):

$$E_t = \frac{\beta_d \cdot D \cdot M_s^2}{TG} + \frac{\gamma_p}{D} \quad (2.1.8)$$

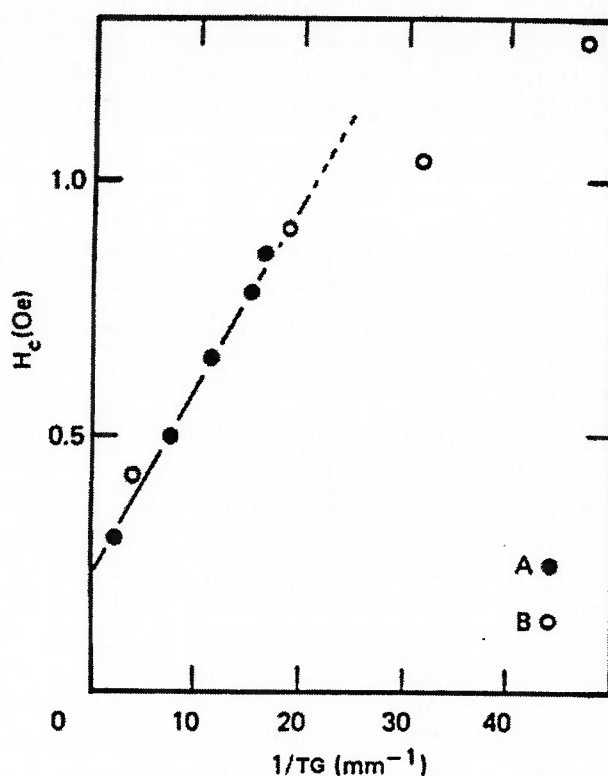
onde β_d é uma constante adimensional, cujo valor varia conforme a configuração das paredes de domínio (KITTEL, 1949). D é a distância de equilíbrio entre as paredes. Minimizando E_t em relação a D (ou seja, fazendo $dE_t/dD = 0$) obtém-se:

$$D = \sqrt{\frac{\gamma_p \cdot TG}{\beta_d \cdot M_s^2}} \quad (2.1.9)$$

Uma das mais importantes conclusões provenientes da equação (2.1.9) é que a distância média de equilíbrio entre paredes de domínio aumenta proporcionalmente com $TG^{1/2}$.

2.1.4 Coercividade e Tamanho de grão

H_c sempre diminui com o aumento de tamanho de grão. A lei de dependência é controversa: várias relações diferentes têm sido sugeridas (às vezes relações diferentes são obtidas usando os mesmos resultados experimentais). Experimentalmente, são observadas relações do tipo: H_c proporcional a $1/TG$, como na figura 2.1.6 (DEGAUQUE et al., 1982) ou H_c proporcional a $1/TG^{1/2}$ (BERTOTTI et al., 1985). Aparentemente, também a relação de proporcionalidade é função do tamanho de grão. Para tamanho de grão suficientemente grande ($> 50 \mu\text{m}$ no caso de aços), a dependência do tipo $1/TG$ é observada, provavelmente porque o efeito predominante é “pinning” em contornos de grão.



Legenda: A (tratado a T 500-800°C t < 10h)
B (tratado a T 440-550°C t < 60h)

Figura 2.1.6. Variação do campo coercivo (H_c) com o inverso do tamanho de grão ($1/TG$). Fe de alta pureza. TG entre 0,02 e 0,42 mm. (DEGAUQUE et al., 1982)

2.1.5 Coercividade e Inclusões

Inclusões dificultam a movimentação de domínios atuando como locais de ancoramento de paredes de domínio. Inclusões são sempre consideradas indesejáveis. O efeito das inclusões sobre a coercividade é consideravelmente complexo, pois uma série de variáveis afeta H_c :

- i) fração volumétrica das inclusões
- ii) número de inclusões
- iii) tamanho e distribuição de tamanho das inclusões
- iv) formato das inclusões
- v) se a inclusão é ferromagnética (por exemplo Fe_3C é ferromagnético)
 - No caso de inclusões não-ferromagnéticas, temos:
 - H_c Independe da composição química da inclusão
 - Poros comportam-se da mesma maneira que inclusões

O efeito das inclusões sobre a coercividade é muito difícil de ser quantificado. A literatura não fornece informações precisas a respeito do efeito dessas variáveis (é muito difícil analisar separadamente o efeito de cada uma). É comum aparecerem na literatura medidas indiretas, como: $H_c \times$ (teor O, N ou C) ou $H_c \times$ tempo de envelhecimento. Uma das poucas medidas diretas existentes é a de ADLER; HAMMAN (1974), para o efeito de inclusões no H_c de uma liga Fe-Ni.

Sobre o tamanho médio de inclusões que mais prejudica H_c , temos controvérsia na literatura: segundo DIJKSTRA; WERT (1950) o pior tamanho está em torno de 0,1-0,2 μm). Conforme JILES (1988), o pior tamanho seria em torno de 1,5 μm . MOSES (1990) indica que o pior tamanho está na faixa de 0,1 μm a 1,0 μm . De modo geral, os artigos mais recentes indicam tamanho médio de inclusões na faixa de em torno de 1 μm , como o mais prejudicial. Entretanto, persiste a dúvida sobre qual seria o tamanho de inclusões mais efetivo para “pinning”.

O efeito das inclusões no H_c será retomado mais adiante, na seção 2.1.20, que discute as razões para inclusões causarem o ancoramento de paredes de domínios.

2.1.6 Coercividade e constante de anisotropia magnetocristalina K_1

A constante de anisotropia magnetocristalina K_1 afeta H_c basicamente em duas maneiras:

- a) em processos envolvendo rotação de domínios (nesse caso, H_c é proporcional a K_1)
- b) em processos envolvendo movimentação de paredes de domínios, onde há efeito de “pinning”.

Quando há ancoramento de paredes de domínio, ou “pinning”, muitas vezes chega-se a uma expressão onde H_c é proporcional à energia de parede de domínio γ_p . Por sua vez, a energia de parede γ_p é proporcional a $K_1^{1/2}$.

Assim, de modo geral, se K_1 aumenta, espera-se que a coercividade aumente. A constante de anisotropia K_1 é propriedade intrínseca da fase. Assim, por exemplo, se o teor de Si (ou Al) cai, K_1 diminui também (ver figuras 2.1.2. e 2.1.7.), e deverá reduzir H_c . Portanto, composição química (por si só) afeta H_c !

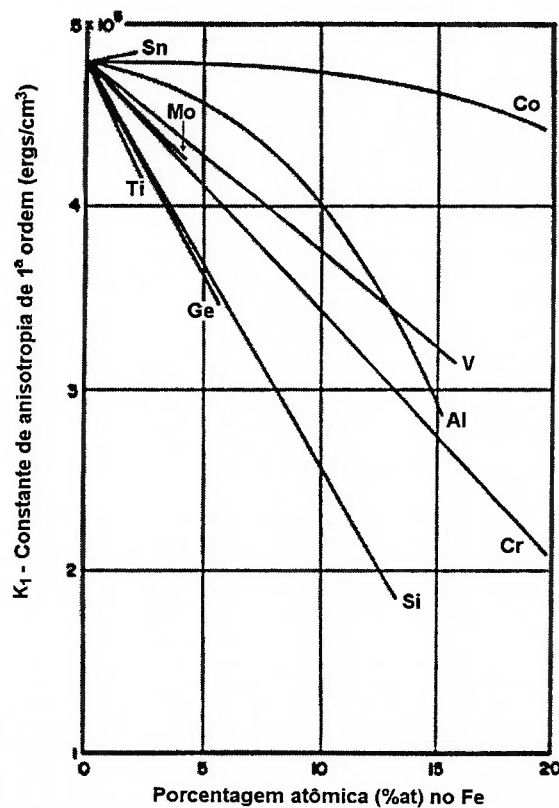


Figura 2.1.7. Efeito da adição de diversos elementos de liga sobre o K_1 do Fe- α (HALL, 1960).

2.1.7 Coercividade e Textura

Textura também afeta (bastante) a coercividade. É mais fácil movimentar uma parede de domínio, se o eixo de fácil magnetização é perpendicular à parede. Ou seja, menos energia tende a ser necessária para movimentar uma parede de domínio na direção do eixo fácil. Portanto, no caso do Fe- α (estrutura CCC), o H_c é menor na direção $\langle 100 \rangle$ (eixo de fácil magnetização) e é maior na direção $\langle 111 \rangle$ (eixo de difícil magnetização). A figura 1.6.1 mostra a anisotropia de propriedades em um cristal de Fe- α .

Os aços GO (grão-orientado) são um forte exemplo de utilização do princípio de diminuição de H_c (e também das perdas) através da textura. No processamento de aços GO, visa-se obter uma textura Goss (110) [001] paralela à direção de laminação, ou seja, grãos com a direção de magnetização no sentido em que será aplicado o campo. No caso dos aços GNO, visa-se grãos {100} paralelos à superfície da chapa (pois contém direções $\langle 100 \rangle$), por outro lado, grãos {111} ou {211} (que contém direções $\langle 111 \rangle$) são indesejáveis.

2.1.8 Coercividade e Grau de encruamento

Discordâncias dificultam a movimentação dos domínios magnéticos, de maneira similar às inclusões. Esse resultado costuma explicado da seguinte maneira: o campo de tensões ao redor de discordâncias atua como obstáculo para a movimentação de domínios.

O grau de encruamento, ou a densidade de discordâncias, são difíceis de serem medidos experimentalmente. Desta maneira, é comum relacionar o grau de encruamento ao grau

de deformação ε . Por exemplo, a figura (2.1.8) associa H_c a grau de deformação. Outra possibilidade é supor que a densidade de discordâncias está relacionada à dureza, e medir a dureza em função do H_c , como na figura (2.1.9).

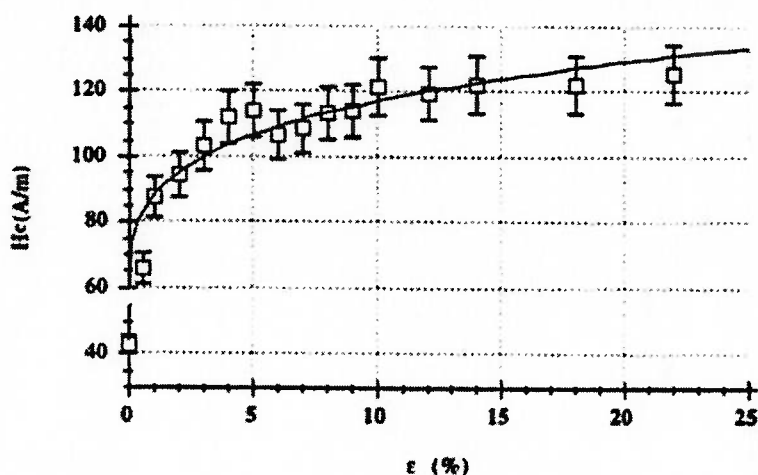


Figura 2.1.8. H_c em função da deformação plástica ε (HUG et al., 1994). Aço GNO 3% Si.

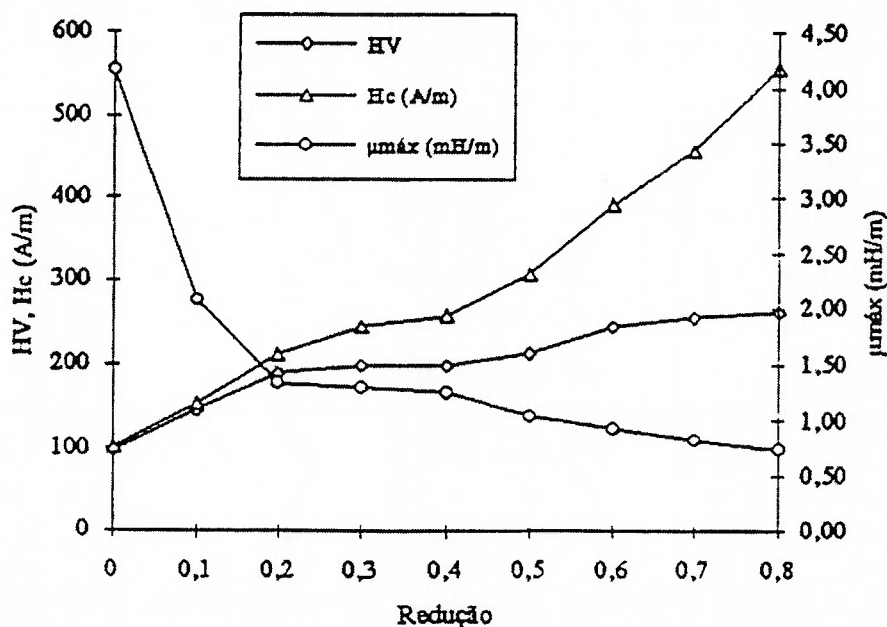


Figura 2.1.9. Dureza Vickers (HV), H_c e permeabilidade máxima em função do grau de redução, para um aço 0,015%C (CHIRENTI, 1994).

Tabela 2.1.1. Relação entre condição do material e densidade média de discordâncias (esquemático)

Condição	Densidade de discordâncias (cm/cm ³)
encruado	$\sim 10^9 - 10^{10}$
recuperado	$\sim 10^8$
recristalizado	$\sim 10^6$

A densidade média de discordâncias depende da condição em que se encontra o material, como pode ser observado na tabela 2.1.1. Apenas após sofrer recristalização, o material atinge o menor nível de densidade de discordâncias.

O efeito do grau de encruamento na coercividade é complicado para descrever. Normalmente, as discordâncias não estão distribuídas aleatoriamente no interior do cristal. Elas tendem a formar células de discordâncias. Além do efeito do campo de tensões, poderá existir um efeito de “pinning” nas paredes de células. Dificilmente pode-se atribuir efeitos de “pinning” a um único defeito linear, como por exemplo uma discordância isolada. Entretanto, um largo defeito bidimensional como muros de células de discordâncias, pode provocar ancoramento de paredes de domínios. A maneira como as discordâncias estão distribuídas (se espalhadas ao longo do grão, ou formando células), deve portanto influir.

Vale a pena notar que o material encruado apresenta alteração na estrutura de domínios (a distância entre paredes de domínio tende a diminuir). Neste caso, vários efeitos sobrepõe-se: estrutura de domínios altera-se, há os efeitos do campo de tensões, mais os já mencionados possíveis efeitos de “pinning”.

De fato, esse problema confunde-se com o efeito do encruamento na densidade de discordâncias. Neste caso, claramente, o tamanho de grão do material tem efeito (como

mostra a relação de Hall-Petch). Outra questão: para altos grãos de deformação, a geometria do grão altera-se (o grão alonga-se na direção de laminação), e isso deve influenciar também, pois há uma relação entre tamanho de grão e coercividade, como visto na seção 2.1.4. Durante a deformação plástica pode ocorrer rotação dos grãos. Portanto, deformação plástica afeta a textura, e textura afeta coercividade, como visto na seção anterior.

Assim, quando discute-se a relação entre coercividade e grau de redução há uma superposição enorme de efeitos de diferentes variáveis, e o resultado é que a questão mais crucial, a da relação entre coercividade e densidade de discordâncias, não fica esclarecida. Experimentos com monocristais devem permitir reduzir o número de variáveis indesejáveis. Entretanto, há muito ainda a ser elucidado sobre este tema.

2.1.9 Coercividade e Tensões Residuais

O processamento sofrido pelos aços (laminação) induz a ocorrência de tensões residuais. A existência de tensões residuais significa que há deformação elástica no interior do material. Tensões afetam as propriedades magnéticas através do efeito magnetostrictivo (que pode ser direto ou inverso). Por meio da da magnetostricção é possível alterar H_c e J_r do material.

O efeito da tensão é explicado da seguinte maneira: ela altera a remanência e as constantes de anisotropia do material (apenas a nível local). Desta forma, a tensão aplicada provoca uma anisotropia $K_u = K_\sigma = 3/2 \lambda_s \sigma$, onde λ_s é a magnetostricção de

saturação e σ é a tensão mecânica aplicada. A magnetostricção λ é definida como $\Delta l/l$, onde l é o comprimento da amostra e Δl é a variação do comprimento induzida pela magnetização (CULLITY, 1972).

No Fe (puro) policristalino, a magnetostricção é positiva em baixos campos, e negativa em campos mais elevados (a transição ocorre em $H \cong 200\text{Oe}$ ou 16000 A/m , aproximadamente) (CULLITY, 1972). Portanto, no caso do Fe, em baixos campos a tensão positiva (+) (isto é, de tração) eleva a curva B,H. Em altos campos, rebaixa a curva B,H. Para exemplo de curva B,H ver figura 2.1.10.

É possível tirar proveito da magnetostricção para otimizar propriedades magnéticas dos aços. Entretanto, é necessário primeiro responder à questão: qual tensão é a favorável em cada caso (tração ou compressão)? Depende da direção do cristal em que é aplicada a tensão, e também do sinal (+) ou (-) da magnetostricção.

A otimização de propriedades através de tensões residuais é adotada nos aços GO, onde um “coating” ou recobrimento (com coeficiente de dilatação menor que o do aço) é aplicado na superfície das lâminas para induzir tensões de tração na direção fácil (MOSES, 1990), (MCCURRIE, 1994). Nos aços GO é possível aplicar este princípio, pois nestes há uma orientação preferencial (textura) do tipo $\langle 100 \rangle // DL$ e também porque há uma variação do módulo de elasticidade, devido à essa anisotropia. No caso dos aços GNO não há textura com direção preferencial, e o recomendável é aliviar as tensões residuais existentes.

Tensões residuais provavelmente estão sempre presentes nos aços GNO. Isso pode ser demonstrado, por exemplo, através do fenômeno da “ovalização”. Quando é realizado um estampo em uma chapa, um estampo com formato de circunferência torna-se “oval” (ainda que levemente). A ovalização pode ser explicada devido ao efeito de eventuais tensões residuais existentes antes do estampo.

2.1.10 Permeabilidade e Indução

A figura 2.1.10 mostra a diferença entre duas regiões da curva de magnetização inicial:

à esquerda do joelho (em inglês, “knee”)
à direita do joelho

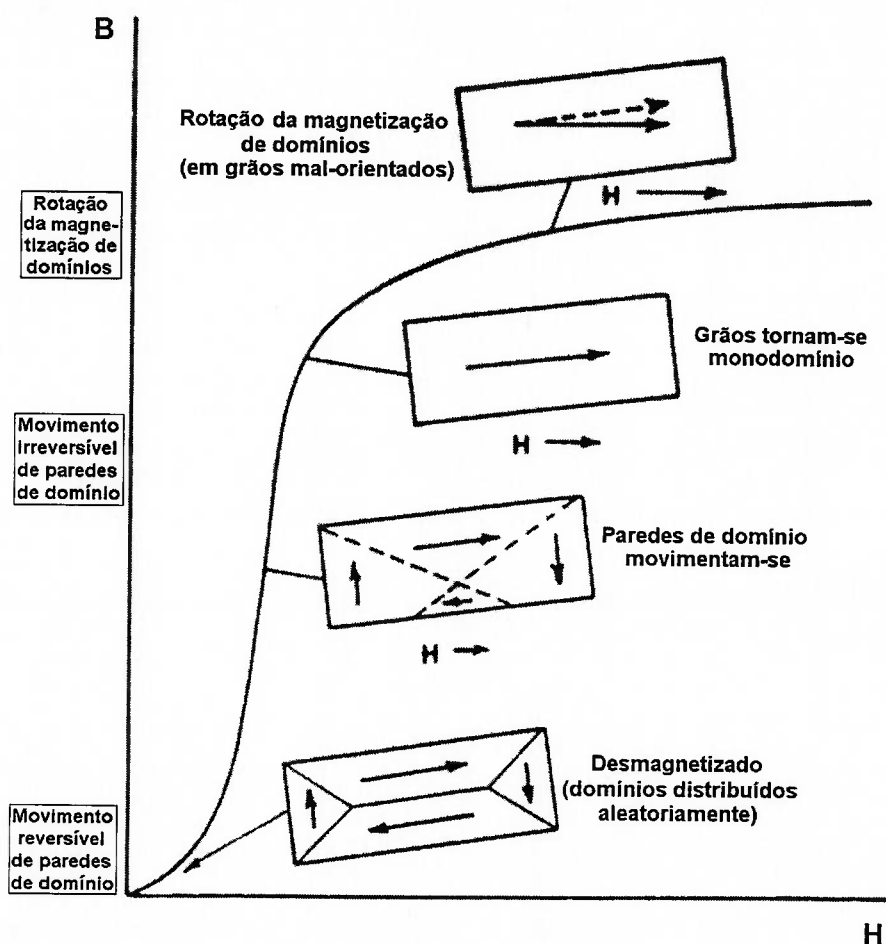


Figura 2.1.10. Mudanças na estrutura de domínios durante o processo de magnetização (baseado em LITTMANN, 1971).

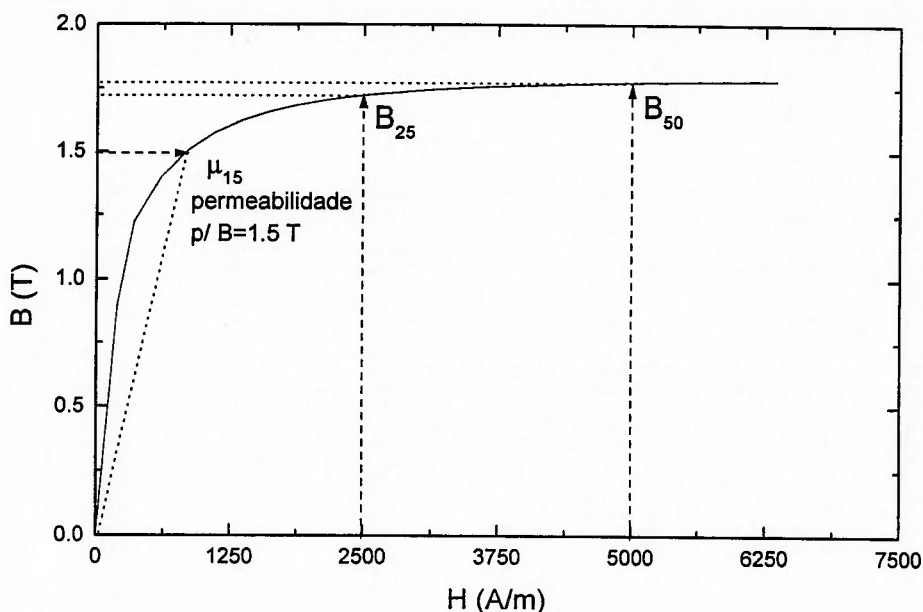


Figura 2.1.11. Curva de magnetização inicial de aços elétricos, mostrando três índices de mérito utilizados para avaliar propriedades magnéticas μ_{15} , B_{25} e B_{50} (esquemático).

μ_{15} (permeabilidade relativa a 1,5 T),

B_{25} (campo B medido quando H aplicado é de 2500 A/m)

B_{50} (B para H aplicado de 5000 A/m)

Tanto o μ_{15} como o B_{25} e B_{50} são medidos em uma região da curva de histerese onde a magnetização muda basicamente por rotação (à direita do “joelho”, na curva de histerese). A permeabilidade μ_{15} é muito sensível à movimentação de paredes de domínio (a qual depende de outros fatores microestruturais, além de textura), enquanto que o B_{50} , medido mais distante do joelho (figura 2.1.11), é função mais direta da textura. Portanto, o B_{50} está mais diretamente relacionado com textura do que a permeabilidade μ_{15} ou o B_{25} .

Permeabilidade em baixos campos (e também perdas) é influenciada por muitos fatores, além da textura cristalográfica: Tamanho de grão, grau de encruamento, tensões residuais, fração volumétrica de inclusões e distribuição de tamanho de inclusões.

Elementos de liga, como o Si, podem afetar K_1 (constante de anisotropia magnetocristalina), o que também afeta a permeabilidade.

2.1.11 Comparação entre permeabilidade em baixas e altas induções

A permeabilidade em baixas induções corresponde às regiões à esquerda do joelho. Nesta região, a predominância é a movimentação de domínios. Portanto, por exemplo, efeitos de “pinning” que afetem a coercividade H_c devem também ter influência na permeabilidade. Como visto anteriormente, $\mu_r = B / \mu_0 H$ e, portanto, a permeabilidade inicial μ_i é inversamente proporcional a H_c . Para observar o efeito de variáveis que afetam H_c , ver seções 2.1.4 a 2.1.9.

A permeabilidade em altas induções corresponde às regiões à direita do joelho. Nesta região, a predominância é a rotação de domínios. Textura assume grande importância. A textura ideal em aços elétricos GNO é a do tipo $\{100\} \langle 0vw \rangle$. Entretanto, muitas vezes, a textura está distante do ideal em materiais comerciais, resultando em permeabilidade baixa nesta região.

Elementos de liga, como Si e Al, também afetam permeabilidade. O efeito é razoavelmente complexo para descrever. Considerando o caso do Si como exemplo: por um lado, se %Si aumenta, K_1 diminui (o que é bom para a permeabilidade); por outro lado, se %Si aumenta, J_s cai (o que é ruim para a permeabilidade em altas induções).

Esses efeitos superpostos traduzem-se da seguinte maneira: permeabilidade inicial aumenta com o teor de Si. Permeabilidade em altos campos diminui com o teor de Si. Assim, qual seria o teor de Si ótimo para maximizar permeabilidade? Depende da indução de trabalho (ou seja, depende do tipo de aplicação do aço).

Na tabela 2.1.2 é apresentada uma tentativa de sistematizar os efeitos de variáveis sobre a permeabilidade. Vale a pena ressaltar que permeabilidade é ainda mais complexa para descrever do que coercividade.

Tabela 2.1.2. Variáveis que afetam a permeabilidade relativa μ_r

“tipo” de μ_r	mecanismo dominante	correlação
μ inicial ($H \approx 0$)	movimentação de paredes de domínios	H_c
μ em altos campos ($H \uparrow \uparrow$)	rotação da magnetização de domínios	Textura ($K_1 J_s$)
μ “intermediário” H nem muito alto, nem muito baixo		todos acima

2.1.12 Lei de aproximação da saturação

Diversas vezes, é necessário conhecer o comportamento de materiais magneticamente moles em altos campos. Nem sempre estas medidas estão disponíveis, mas é possível estimar a provável curva de magnetização. Experimentalmente (JILES, 1991), (STEWART, 1954), observa-se a seguinte lei (consiste de uma série; muitas vezes não é necessário considerar os termos além de a/H e b/H^2):

$$J = J_s \cdot \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \dots \right) + kH \quad (2.1.10)$$

onde a , b e k são constantes. O termo kH é apenas significativo em campos muito elevados. (tipicamente, H tem de ser da ordem de 10^7 ou 10^8 A/m antes que este termo venha a ser significativo (JILES, 1991). Uma lei similar (Fröhlich-Kennelly) é usada como base do modelo de Jiles-Atherton para descrever curvas de histerese (JILES, 1991). A lei de Fröhlich-Kennelly é expressa por (também consiste em uma série).

$$J = J_s \cdot \left[1 - a \cdot J_s / H + (a \cdot J_s / H)^2 + \dots \right] \quad (2.1.11)$$

A expressão (2.1.11) é utilizada para descrever o comportamento da curva de magnetização na região de movimentação reversível (às vezes chamada anhisterética). O modelo de Jiles-Atherton supõe que a inclinação da curva anhisterética próxima a origem (H próximo a zero) é praticamente igual à inclinação da curva de histerese no ponto coercivo (JILES, 1991). Esse modelo considera que as maiores contribuições para a curva de histerese são provenientes de “pinning”, o que significa que sua aplicabilidade situa-se em materiais magneticamente moles.

2.1.13 Perdas no ferro

Há dois tipos principais de perdas a serem consideradas: perdas no ferro ou no núcleo (dissipação de calor por efeito Joule no interior do aço, devido às correntes parasíticas) e perdas no cobre (nos condutores elétricos, ou enrolamentos, ocorre dissipação de calor também por efeito Joule - $P = R I^2$ -, onde R é a resistência e I é a corrente).

Para equipamentos (como por exemplo motores) em que o fluxo muda ao longo do plano da chapa, as perdas rotacionais tornam-se relevantes. Estas serão discutidas brevemente na seção 2.1.18.

O método usual de avaliar perdas no ferro é por meio da separação de perdas. As perdas no ferro totais P_t (equação 2.1.12) subdividem-se em:

Perdas histeréticas P_h
Perdas parasíticas P_p
Perdas anômalas P_a

$$P_t = P_h + P_p + P_a \quad (2.1.12)$$

As perdas histeréticas são geralmente medidas pela área da curva de histerese quase-estática (frequência $< 0,1\text{Hz}$) (CHIN; WERNICK, 1980). O restante corresponde à soma de componentes de perdas parasíticas e perdas anômalas.

As perdas ocorrem devido à mudança de fluxo $\frac{dB}{dt}$. Esse fluxo, além de induzir corrente no condutor, induz corrente também no núcleo. Essas correntes geram perda (por efeito Joule) proporcional a $R I^2$ no interior do núcleo. B é a indução, t o tempo, R a resistência, I a corrente. A figura 2.1.12 ilustra o comportamento das correntes parasíticas que surgem por causa da alteração de fluxo $\frac{dB}{dt}$.

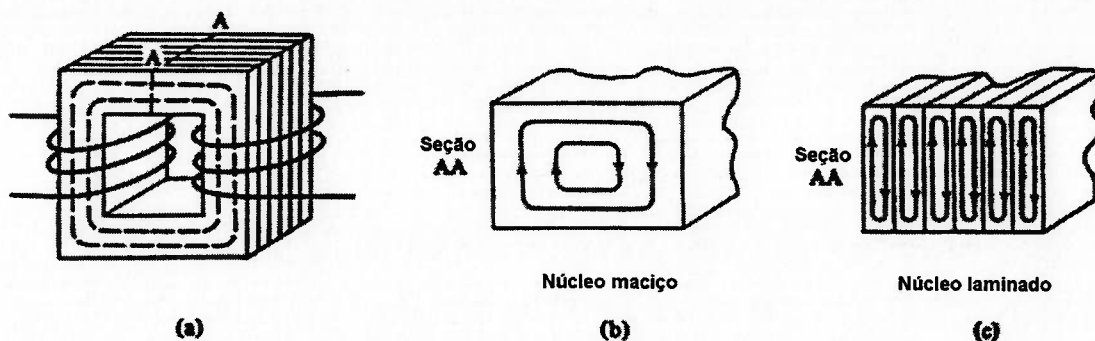
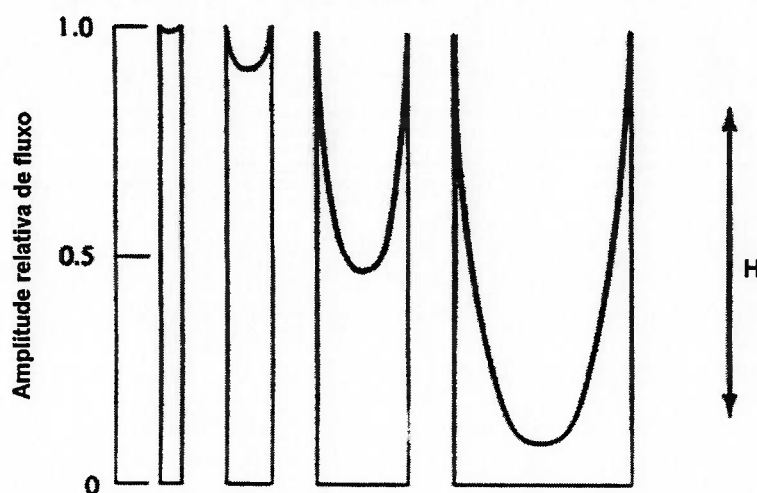


Figura 2.1.12. Correntes parasíticas (ou de Foucault) no núcleo de um transformador. A figura também ilustra o efeito da espessura da chapa (SEARS (1953) apud CULLITY (1972)). A figura 2.1.12b corresponde à situação de núcleo maciço. A figura 2.1.12c corresponde ao caso de núcleo composto por diversas lâminas isoladas eletricamente entre si. Observa-se que o percurso realizado pelas correntes parasíticas é menor na situação apresentada na figura 2.1.12c.



Frequência = 50 Hz, $\mu_r = 2500$, $\rho = 12,3 \mu\Omega \text{ cm}$

As espessuras são, da esquerda para a direita: 0,405 mm, 0,81 mm, 1,625 mm, 3,25 mm.

Figura 2.1.13. Amplitude calculada do fluxo em chapas de aço elétrico de várias espessuras diferentes, como fração do valor na superfície. Essa redução de fluxo é devida ao “skin effect” ou efeito pelicular (BRAILSFORD (1960) apud CULLITY (1972)).

Um outro efeito, também relacionado à espessura da chapa, é de grande importância. Trata-se do efeito pelicular. Às vezes também é chamado de efeito de blindagem (em inglês, “eddy current shielding”) do interior da chapa. As correntes parasíticas tendem a concentrar-se na região superficial.

Devido ao efeito pelicular, o centro de uma chapa de uma chapa de larga espessura (figura 2.1.13) contribui em quase nada para amplificar o fluxo (por exemplo, na lâmina com 1,625 mm de espessura, a 50Hz a indução é praticamente a metade no centro). O valor do campo aplicado H, e conseqüentemente de B, pode ser muito menor no interior da chapa do que na superfície. A figura 2.1.13 mostra que esse efeito diminui, à medida que a espessura da chapa diminui. No caso típico das lâminas de aços elétricos comerciais, que apresentam espessura menor que 0.5 mm, considera-se praticamente desprezível esse efeito.

A equação utilizada para os cálculos na figura 2.1.13 pode ser encontrada em várias referências, entre as quais BOZORTH (1951) e CULLITY (1972).

A quantidade δ , chamada profundidade de penetração (“skin depth”) (BOZORTH, 1951), permite determinar se ocorre o efeito pelicular. Se $e/\delta < 1$ (CULLITY, 1972) pode ser considerado que a densidade de fluxo através da amostra é praticamente uniforme, não ocorrendo o efeito pelicular mencionado na figura 2.1.13.

$$\delta \text{ (m)} = (\rho / \mu \pi f)^{1/2} \quad (2.1.13)$$

onde:

- f, freqüência de ensaio, em Hz
- ρ , resistividade elétrica, em $\Omega.m$
- μ ($= \mu_r \mu_o$), permeabilidade magnética

2.1.14 A equação das perdas parasíticas

Há uma equação para calcular as perdas parasíticas (equação 2.1.14). A dedução dessa expressão é apresentada no Apêndice A.

$$P_p = \pi^2 \cdot (B_m \cdot e \cdot f)^2 / 6 \cdot \rho \cdot d \quad (2.1.14)$$

onde P_p , perdas parasíticas, será dado em W/kg quando:

B_m , indução máxima do ensaio, em T

e , espessura da lâmina, em mm

f , frequência de ensaio, em Hz

ρ , resistividade elétrica, em $\mu\Omega \cdot m$ ($= 10^{-2} \mu\Omega \cdot cm$)

d , densidade, em kg/m^3 ($= 10^3 g/cm^3$)

A equação (2.1.14) pressupõe:
 completa penetração de fluxo (sem “skin effect”) $e/\delta < 1$,
 indução B uniforme no interior da amostra,
 permeabilidade constante e indução senoidal no secundário

A aplicabilidade da equação 2.1.14 restringe-se a frequências não muito elevadas (<500 Hz). Deve-se ressaltar o efeito da espessura. Aumentando a espessura, aumenta o percurso das correntes parasíticas, o que acarreta em aumento das perdas (ver figura 2.1.12 e também Apêndice A).

Deduzida a partir das leis de Maxwell, a equação (2.1.14) data do século XIX, sendo difícil identificar a fonte original (GRAHAM Jr, 1982). Naquela época a existência de domínios e de paredes de domínios não havia ainda sequer sido sugerida.

Na dedução de equação (2.1.14) apresentada no Apêndice A ignorou-se completamente a existência de domínios e paredes de domínios. Entretanto, verifica-se na prática, que $P_t > P_h + P_p$. Isso deu origem a um terceiro termo, chamado perdas anômalas.

2.1.15 Consequências da existência de domínios

As perdas anômalas P_a são obtidas pela diferença entre a medida experimental e as parcelas parasítica (equação 2.1.14) e histerética (encontrada por meio de medidas na condição quase-estática), ou seja:

$$P_a = P_t - P_h - P_p \quad (2.1.15)$$

onde P_t são as perdas no ferro totais medidas.

As perdas anômalas são devidas às microcorrentes parasíticas que circulam em torno das paredes de domínio quando estes se movimentam (ver figura 2.1.14).

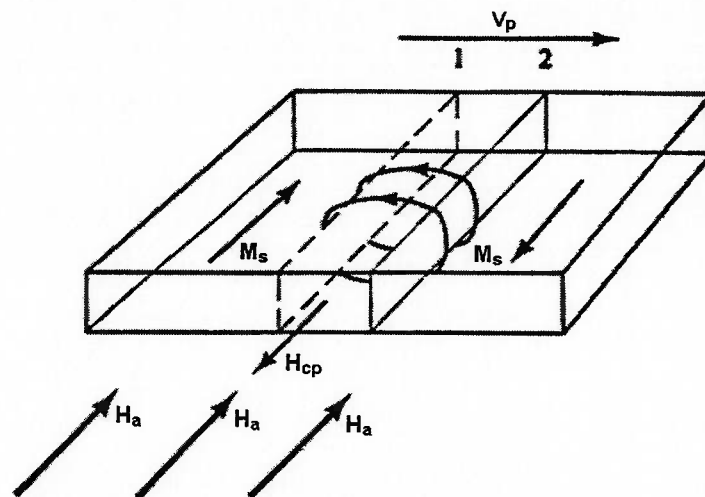


Figura 2.1.14. Microcorrentes parasíticas associadas a uma parede de domínio que está movendo-se. (CULLITY, 1972).

Legenda:

1 instante inicial da parede de domínio

2 após a parede ter se movido a uma velocidade v_p

v_p é a velocidade de parede de domínio

O movimento da parede gera um campo H_{cp} oposto ao campo aplicado H_a
($H_{cp} = H$ de corrente parasítica)

Para uma parede de domínio de 180° movendo-se a uma velocidade v_p , seria aproximadamente válida uma equação com o seguinte formato (CHIKAZUMI, 1964):

$$\Delta j = \frac{2J_s}{\rho} v_p \quad (2.1.16)$$

Segundo a expressão (2.1.16), a variação de corrente é diretamente proporcional à velocidade da parede de domínio. Isso implica que, se a velocidade da parede aumenta, as perdas (anômalas) aumentam.

Qualitativamente, é possível raciocinar da seguinte maneira (através da equação 2.1.16): se a resistividade ρ aumenta, as perdas anômalas devem diminuir. Também, se a frequência aumenta, as perdas anômalas devem sofrer acréscimo (pois a velocidade da parede aumenta).

Em relação à natureza das correntes no interior do material, há duas linhas principais de pensamento: Uma destas é a de PRY; BEAN (1958) a qual é seguida por BECKER (1963) e CULLITY (1972), e que afirma que existiriam apenas microcorrentes, em torno de paredes de domínio (neste caso as macrocorrentes seriam a resultante de diversas microcorrentes).

A outra linha, seguida por CHIKAZUMI (1964) e CHEN (1986) subdivide as correntes que circulam no interior do material em dois tipos principais, macro e microcorrentes. CHIKAZUMI (1964) também apresenta uma figura (2.1.15) ilustrando a diferença entre estas.

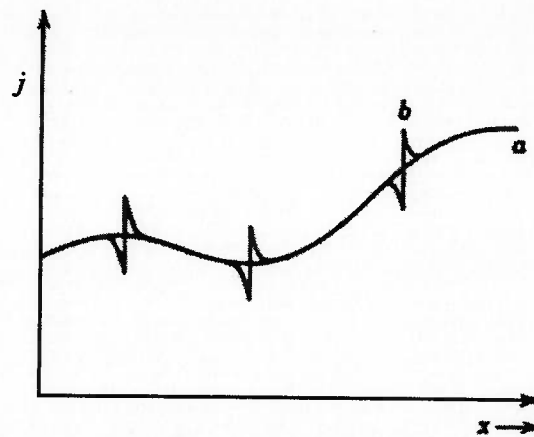


Figura 2.1.15. Variação de correntes parasíticas microscópicas e macroscópicas em relação a uma coordenada de espaço "x" (CHIKAZUMI, 1964). A curva a refere-se às correntes macroscópicas (j_a), enquanto que a diferença entre as curvas a e b correspondem às correntes microscópicas (j_i). Segundo esta definição, j_i surge devido à movimentação de paredes de domínio.

$$P = \rho \int (j_a + j_i)^2 dv \quad (2.1.17)$$

onde j_i corresponderia às microcorrentes parasíticas que circulam em torno das paredes de domínio e j_a corresponderia às macrocorrentes parasíticas. ρ é a resistividade; v é o volume. A equação acima pode ser desenvolvida (2.1.18):

$$P = \rho \int j_a^2 dv + \rho \int j_i^2 dv + 2\rho \int (j_a j_i) dv \quad (2.1.18)$$

Cabe notar que alguns autores (p. ex. CHEN, 1986) têm visto na abordagem de CHIKAZUMI (1964) uma justificativa para o procedimento de separação de perdas (existiriam no interior do material correntes de diferentes origens, as quais, somadas, resultam nas perdas totais).

2.1.16 Avaliação do efeito de diversas variáveis por meio da separação de perdas

O efeito de diversas variáveis sobre as perdas pode ser avaliado através da separação de perdas. Algumas destas independem da microestrutura: espessura, resistividade, indução e frequência. Outras variáveis são função da microestrutura, por exemplo: recozimento,

tamanho de grão. A separação de perdas permite compreender e analisar independentemente o efeito de cada uma destas variáveis.

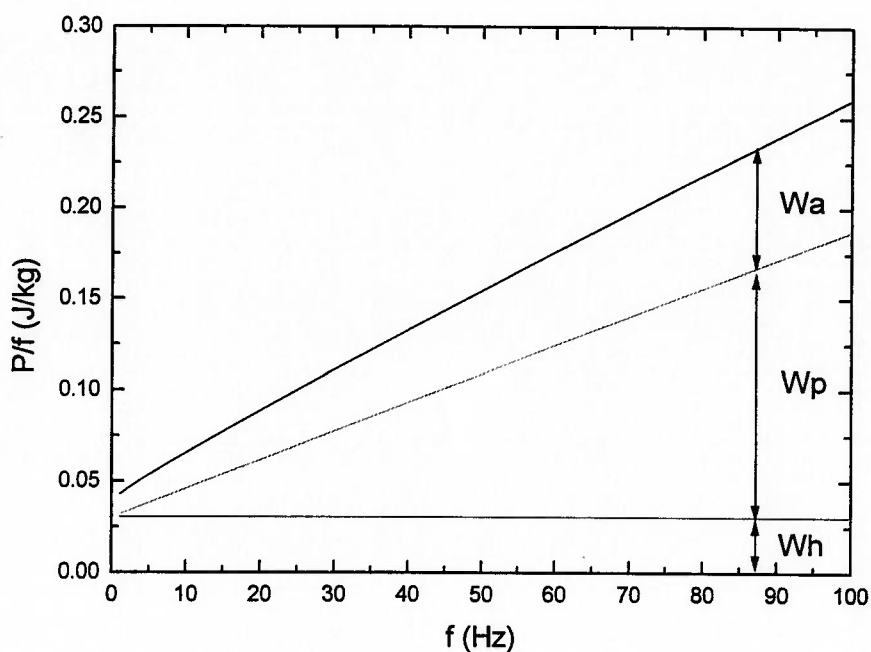


Figura 2.1.16. Gráfico de perdas por ciclo ($W=P/f$), mostrando W_h , W_p e W_a . Aço baixo carbono (0%Si) ($\rho = 12,3 \mu\Omega \text{ cm}$) ($e=0,64 \text{ mm}$). $B=1,5 \text{ T}$.

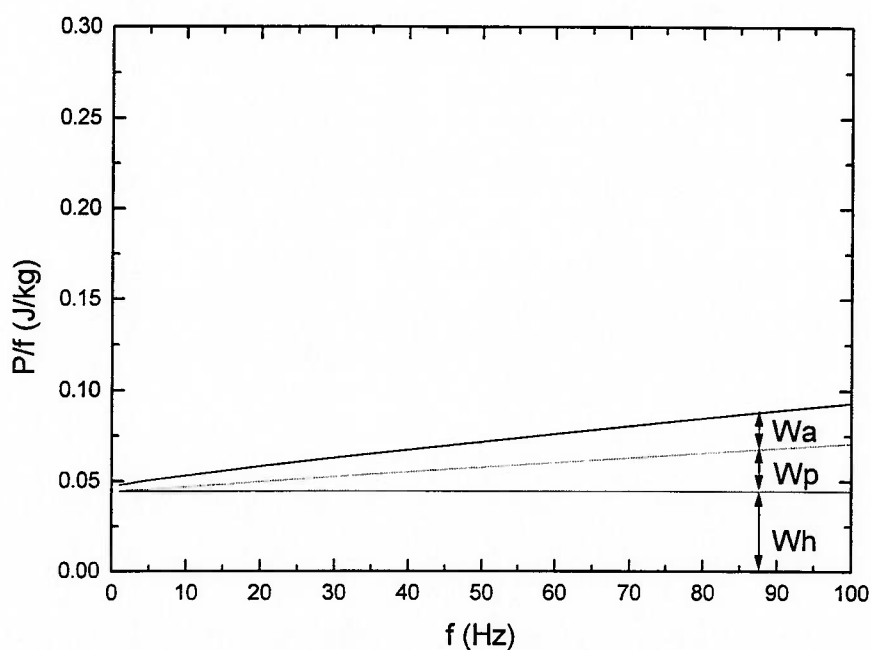


Figura 2.1.17. Separação de perdas para Aço 2% Si. ($d=7,7 \text{ g/cm}^3$) ($\rho = 41,6 \mu\Omega \text{ cm}$) ($e=0,48 \text{ mm}$). $B=1,5 \text{ T}$.

É comum representar a separação de perdas por meio de gráficos que mostram P/f (ou perda por ciclo), como nas figuras 2.1.16 e 2.1.17. Ao comparar a figura 2.1.16 com a figura 2.1.17, notar que a parcela parasítica no aço sem Si é bem maior do que no aço com 2% Si. Essa observação confirma a validade geral da equação (2.1.14), isto é, perdas são fortemente afetadas pela resistividade.

Deve-se ressaltar que Ph é diretamente proporcional a H_c . As variáveis que afetam H_c (ver seções 2.1.3 a 2.1.8) devem afetar Ph da mesma maneira. A tabela 2.1.3 sumariza algumas diferenças importantes entre as três parcelas P_p , Ph e Pa .

Tabela 2.1.3. Algumas diferenças entre P_p , Ph e Pa

	Perdas parasíticas	Perdas histeréticas	Perdas anômalas
Microestrutura variação com frequência	independe f^2	depende f	depende $f^{3/2}$

Nos anos 60 acreditava-se, seguindo provavelmente modelos teóricos como o de PRY; BEAN (1958), que as anômalas variavam segundo f^2 . Trabalhos das décadas de 70 e 80 (SAKAKI, 1980), (BERTOTTI, 1988), (FIORILLO, NOVIKOV, 1990) demonstraram experimentalmente que as perdas anômalas seguem uma relação do tipo $f^{3/2}$ para uma larga faixa de frequências e diversos tipos de materiais.

Agora, utilizando-se a separação de perdas como ferramenta, é possível sumarizar os efeitos, muitas vezes complexos, de diversas variáveis nas perdas totais. Serão

escolhidos, para análise a seguir, os casos de espessura, grau de orientação, recozimento, tamanho de grão e tensão aplicada.

Espessura

Há duas grandes razões para reduzir espessura:

- i) Prevenir efeito de pele (ver equação 2.1.13 e figura 2.1.13)
- ii) Equação de perdas parasíticas (2.1.14) mostra que P_p é proporcional ao quadrado da espessura.

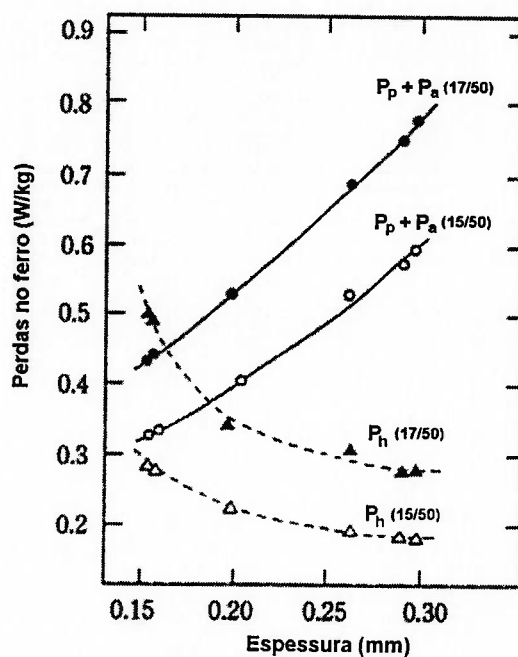


Figura 2.1.18. Relação entre espessura da chapa e parcelas de perdas histerética e parasítica+anômala no caso de um aço GO para induções de 1.5 T e 1.7 T e frequência 50Hz (MORITO et al., 1998).

Normalmente supõe-se que a espessura não afeta a parcela histerética. Isso é válido para $e > 0,25$ mm (LITTMANN, 1967) no caso de aços. Para espessura muito fina o componente histerético aumenta. Isso é devido, provavelmente, a efeito de “pinning” de paredes de domínios na superfície. Na figura 2.1.18 nota-se que, reduzindo-se a espessura, as perdas totais (soma das curvas P_h e P_p+P_a apresentadas na figura)

inicialmente tendem a cair, até ser atingido um momento em que a diminuição de espessura pode não ser mais efetiva.

Grau de Orientação

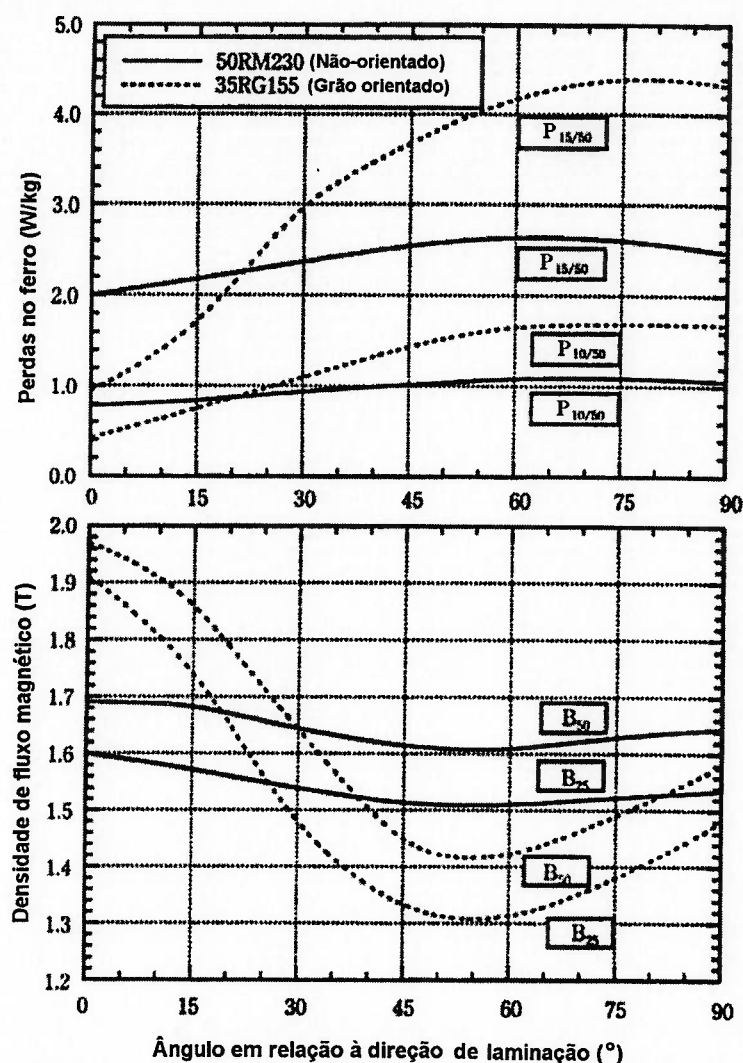


Figura 2.1.19. Efeito do grau de orientação sobre perdas e indução magnética, para dois aços, um GNO e outro GO. Figura 2.1.19a Perdas totais (a 50Hz, e induções de 1,0T e 1,5T) como função do ângulo em relação à direção de laminação. Figura 2.1.19b Indução magnética como função do ângulo em relação à direção de laminação (KAWANO et al., 1998).

Quanto melhor o grau de orientação, menores as perdas totais. O efeito do grau de orientação está situado nas parcelas histerética e anômala, já que a parcela parasítica independe da microestrutura. KAWANO et al. (1998) apresentaram dados sobre o efeito do grau de orientação, sobre as perdas e indução magnética (figura 2.1.19a e 2.1.19b).

Entretanto, estes autores não aplicaram separação de perdas, o que permitiria compreender melhor o efeito do grau de orientação (e da textura) sobre as perdas totais. Esta questão deverá ser abordada novamente no capítulo 5.

Nota-se nas figuras 2.1.19a e 2.1.19b, que o material GNO apresenta uma anisotropia de propriedades magnéticas bem menor do que o GO. Também pode ser observado que, para o caso de ambos os materiais GO e GNO apresentados por KAWANO et al. (1988), as melhores propriedades (perdas e indução) foram encontradas na direção de laminação.

Recozimento

O aço elétrico semi-processado sai de fábrica após receber um “skin-pass” (redução de 6-8%). Esse grau de deformação permitirá que, após o recozimento, atinja-se um tamanho de grão favorável para minimizar as perdas. Também o processo de estampagem introduz deformação. Como foi visto na seção 2.1.8, aumentando-se o grau de encruamento, aumenta o H_c do material. Uma das principais motivações do recozimento é a recristalização do material, o que reduzirá a densidade de discordâncias

No recozimento há como objetivos:

- i) descarbonetação
- ii) crescimento de grão
- iii) eliminação de discordâncias
- iv) eliminação de tensões residuais
- v) “azulamento” (formação de camada de óxido, que atua como isolante)

O recozimento também afeta textura (recristalização). Ou seja, o recozimento altera toda a microestrutura e deverá influenciar as parcelas histerética e anômala das perdas.

A Tabela 2.1.4 mostra que o recozimento tem enorme efeito sobre as perdas totais. Uma das razões pode ser a mudança de textura após recozimento. Outro motivo para diminuição das perdas foi o aumento do tamanho de grão após a recristalização (de ~12 para ~150 μm).

Tabela 2.1.4. Variação das perdas totais após recozimento para vários aços (LANDGRAF; SCOZ, 1994)

Aço	perdas totais antes do recozimento (W/kg)	perdas totais após o recozimento (W/kg)
1006 efervescente	9,4	4,4
45500	7,3	3,4
Ilva	7,0	3,8
360-I	8,6	2,8

espessura das chapas 0,5-0,6 mm. B=1,0 T. f=60 Hz.

Tamanho de grão

O efeito do tamanho de grão é complicado para descrever. Por um lado, é conhecido experimentalmente que P_a aumenta com aumento de tamanho de grão (SHIOZAKI; KUROSAKI, 1989). Por outro lado, H_c é proporcional a $1/TG$ (ver seção 2.1.4). Assim, P_h é função de $1/TG$ (diminui com o aumento do tamanho de grão).

A consequência é a existência de um tamanho de grão ótimo para minimizar as perdas no ferro. SHIOZAKI; KUROSAKI (1989) situam esse tamanho de grão ótimo em torno de 150 μm . O efeito do tamanho de grão sobre as perdas é um dos mais fortes argumentos para justificar que o procedimento de separação de perdas apresenta um real fundamento físico, já que duas tendências diferentes são claramente observadas. A figura 2.1.20 apresenta um exemplo da tendência seguida pelas parcelas P_h e P_a em função do tamanho de grão.

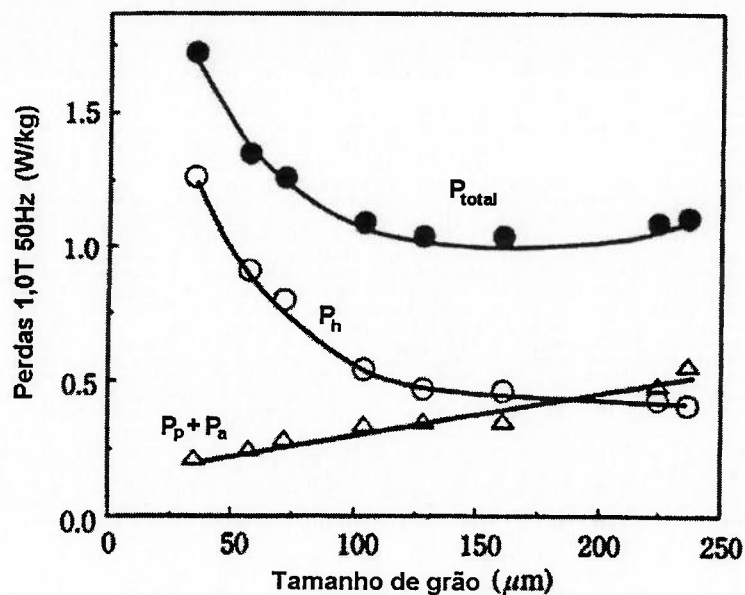


Figura 2.1.20. Competição entre P_t , P_h e $P_p + P_a$ (MATSUMURA; FUKUDA, 1984)

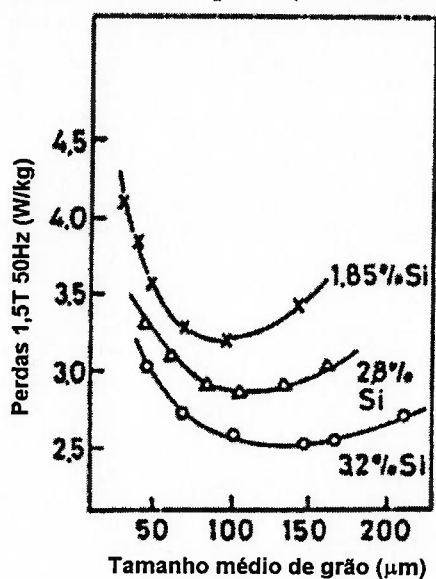


Figura 2.1.21. Perdas no ferro a 1,5 T 50 Hz em função do tamanho de grão, para alguns teores de Si. Aumentando o teor de Si, aumenta o tamanho de grão ótimo para perdas no ferro (SHIMANAKA et al., 1982).

Composição química (teor de Si) também afeta o tamanho de grão ótimo, pois, se %Si aumenta, K_1 diminui e espera-se que P_h também diminua. Também admite-se que as perdas anômalas diminuem quando aumenta a resistividade. Assim, se a %Si aumenta, espera-se que P_a diminua. O efeito do teor de Si sobre o tamanho de grão ótimo pode

ser observado na figura 2.1.21 Aumentando-se o teor de Si, aumenta o tamanho de grão ótimo.

Tensão aplicada

Tensão aplicada também afeta as perdas. Um dos poucos dados existentes na literatura é o de ALI et al. (1996). Conforme o apresentado na figura 2.1.22, tensões de tração reduzem as perdas, enquanto tensões de compressão aumentam bastante as perdas (sendo que esse mesmo comportamento é observado tanto na direção de laminação, como na direção transversal à de laminação). Segundo ALI et al. (1996), ambas as parcelas histerética e anômala aumentam, no caso de tensões de compressão.

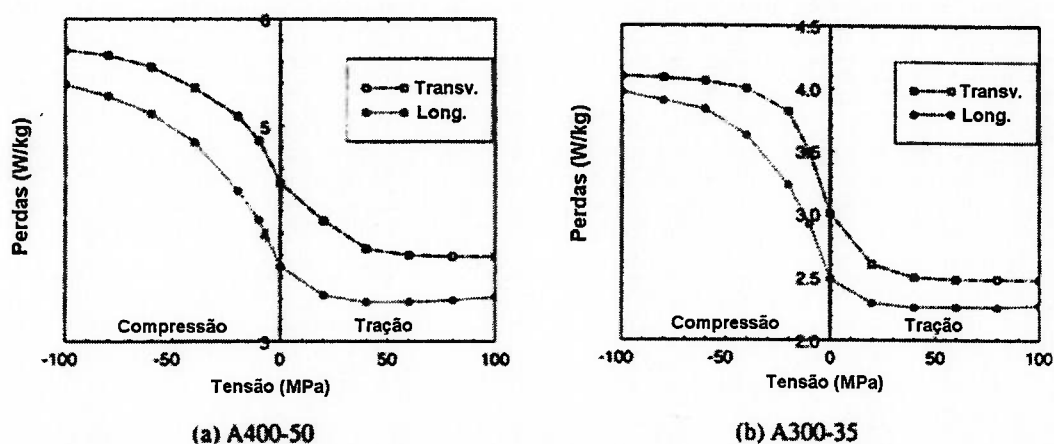


Figura 2.1.22. Perdas no ferro em função da tensão, nas direções longitudinal e transversal em relação à de laminação ($f=50\text{Hz}$, $B=1,5\text{ T}$). a) aço GNO “A400-50”, com 0,5 mm de espessura. b) aço GNO “A300-35”, com 0,35 mm de espessura (ALI et al., 1996).

Sumário

A tabela 2.1.5, extraída de uma revisão recente (WERNER; JAFFEE, 1992) talvez sintetize o conhecimento atual a respeito das várias componentes de perdas.

WERNER; JAFFEE (1992) aparentemente elaboraram a tabela 2.1.5 com o intuito de apresentar sugestões para minimizar perdas. Mais ainda, a tabela 2.1.5 ilustra que ainda há questões em aberto no tocante ao efeito de diversas variáveis sobre as perdas. A ressaltar, está o fato de o efeito da textura e impurezas sobre a parcela anômala ser considerado como “desconhecido”, segundo a tabela 2.1.5. Isso significa que mais estudos são necessários para esclarecer o efeito dessas variáveis e serve de motivação para algumas investigações que foram planejadas para serem executadas no decorrer do presente trabalho.

Tabela 2.1.5. Maneiras de minimizar cada um dos três componentes de perdas, conforme (WERNER; JAFFEE, 1992).

fator	Perdas parasíticas	Perdas histeréticas	Perdas anômalas
Elemento de liga (Si)	alto	alto	alto
Espessura	pequena	sem efeito*	pequena
tamanho de grão	sem efeito	grande	pequeno
impurezas	sem efeito	baixo teor	desconhecido
textura	sem efeito	cubo	desconhecido

*) essa informação está incorreta: para espessura suficientemente pequena, as perdas histeréticas aumentam (ver comentário à figura 2.1.18).

2.1.17 Perdas no cobre

O seguinte exemplo ilustra a importância das perdas no cobre em motores elétricos:

HONDA et al. (1990) avaliaram as perdas em vazio (no cobre e no ferro) em um conjunto de seis motores de indução, observando que 27 a 34% das perdas em vazio eram perdas no ferro, enquanto que o restante, 66-73%, correspondia a perdas no cobre.

HONDA et al. (1990) correlacionam, no caso estudado, as perdas no cobre ao μ_{15} .

Entre as maneiras de reduzir as perdas no cobre (em motores de indução), estão:

- i) reduzir o entreferro ou “gap”
- ii) aumentar a permeabilidade do material

As perdas são expressas por $P=R I^2$. No caso de entreferro muito pequeno (ver Apêndice F), a corrente (ou densidade de corrente) é inversamente proporcional à permeabilidade do material. Portanto, as perdas no cobre são fortemente influenciadas pela permeabilidade no caso de motor de indução com “gap” muito pequeno ($P \propto 1/\mu_r^2$).

2.1.18 Perdas rotacionais

Quando um motor está em movimento, um outro tipo de perdas assume grande importância, além das perdas no cobre e das perdas no ferro. Este outro tipo de perdas são as perdas rotacionais, muito relevantes no caso de motores.

Os tipos de perdas a serem consideradas em aços GO e GNO são:

aços GO perdas no ferro / perdas no cobre
 aços GNO perdas no ferro / perdas no cobre / perdas rotacionais
 (perdas rotacionais também ocorrem em transformadores, mas em uma ordem muito inferior à que ocorre em motores)

Estudar as perdas rotacionais em aços GNO (e procurar reduzi-las) é uma das tendências em pesquisa atualmente. Quanto mais anisotrópico o material, maiores tendem a ser as perdas rotacionais (MOSES, 1992). Em motores, esse tipo de perda pode ser da ordem de mais de 50% do montante das perdas no núcleo (ou perdas no ferro) (MOSES, 1992), (MCCURRIE, 1994). As perdas rotacionais ocorrem atrás dos dentes dos estatores.

2.1.19 O Envelhecimento Magnético

Um aço é utilizado durante um certo período, meses ou anos (por exemplo, em transformadores ou motores). Após esse período, ao serem realizadas novas medidas de perdas, constata-se que estas aumentaram. O que será que aconteceu?

A análise microestrutural revela que apareceram precipitados - carbonetos - (no caso de aços efervescentes podem também aparecer nitretos), com diâmetro médio na ordem de 0,1 a 2,0 μm .

A esse fenômeno é dado o nome de Envelhecimento Magnético.

A formação e crescimento de precipitados ocorre porque permite reduzir a energia livre do sistema, no sentido de atingir a condição de equilíbrio termodinâmico.

Basicamente, dois eventos ocorrem:

- i) Precipitação de elementos em solução sólida (segundo o diagrama de equilíbrio)
- ii) Crescimento desses precipitados

Em temperaturas mais altas, a solubilidade de carbono no Fe-alfa tende a ser maior (o máximo situa-se em 723°C). Se o aço é resfriado rapidamente (por exemplo, após o recozimento), o carbono tende a continuar em solução sólida. Mas esta não é a condição de equilíbrio termodinâmico. Para se atingir a condição de equilíbrio, o carbono tende a formar carbonetos. O mesmo vale para o nitrogênio (tende a formar nitretos). Para avaliar estes eventos é necessário observar os respectivos diagramas de fase. No decorrer do tempo, estes carbonetos tendem a aumentar de tamanho. Em temperaturas mais altas, este processo é mais rápido.

O potencial termodinâmico para o crescimento dos precipitados é a redução de energia livre de superfície. Esse é um processo canibalístico: os maiores crescem às custas dos menores. Há vários nomes para descrever esse evento:

Crescimento competitivo
Solução-Reprecipitação
“Ostwald ripening” (ou maturação de Ostwald)
“Coarsening” (ou coalescimento)

No envelhecimento, o que provoca o aumento de perdas é o aumento de H_c , devido ao aparecimento de inclusões de tamanho (ou distribuição de tamanho) que provoca forte ancoramento de paredes de domínio. As considerações sobre efeito de inclusões no H_c (vistas na seção 2.1.5) são todas válidas aqui. Mas nesta e nas próximas seções (2.1.20 e 2.1.21) este tema será abordado em maior profundidade.

Há uma “competição” entre nucleação e crescimento de precipitados (a temperatura influi decisivamente nessa “competição”).

Em temperaturas mais baixas:

O número de precipitados é maior
O tempo para ocorrer crescimento de precipitados é maior

Em temperaturas mais altas:

O número de precipitados é menor
O tempo para ocorrer crescimento de precipitados é menor

Um exemplo da consequência do envelhecimento magnético sobre a coercividade é apresentado na figura 2.1.23. Em temperaturas mais baixas, leva-se mais tempo para ocorrer aumento de coercividade (é necessário mais tempo para os precipitados atingirem o tamanho crítico), enquanto que o pico de coercividade é maior (em temperaturas mais baixas formam-se mais núcleos, portanto surge um maior número de precipitados com o tamanho crítico).

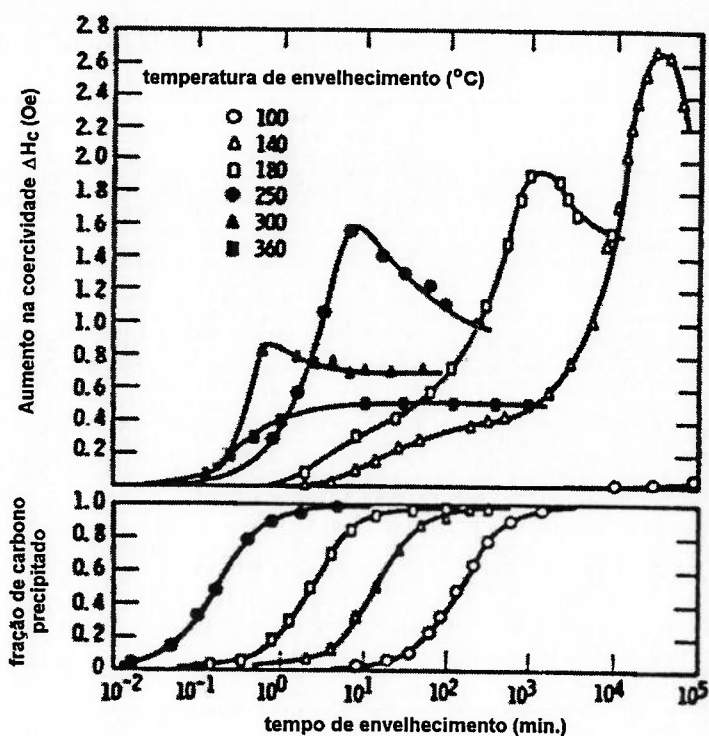


Figura 2.1.23. Quantidade de carbono precipitada (medida pelo “atrito interno”) e aumento do H_c como função do tempo e temperatura de envelhecimento em uma liga Fe-0,019%C. (NACKEN; HELLER (1960) apud DIJKSTRA, (1969)).

Há uma forte analogia entre o envelhecimento magnético e o fenômeno conhecido como endurecimento por precipitação. O endurecimento ocorre porque os precipitados atingem o tamanho crítico que dificulta movimentação de discordâncias, ocasionando assim endurecimento.

Comparando-se a figura 2.1.24 com a figura 2.1.25 nota-se que o tempo necessário (ou temperatura necessária) para ocorrer envelhecimento magnético é bem maior do que o tempo requerido para haver endurecimento por precipitação.

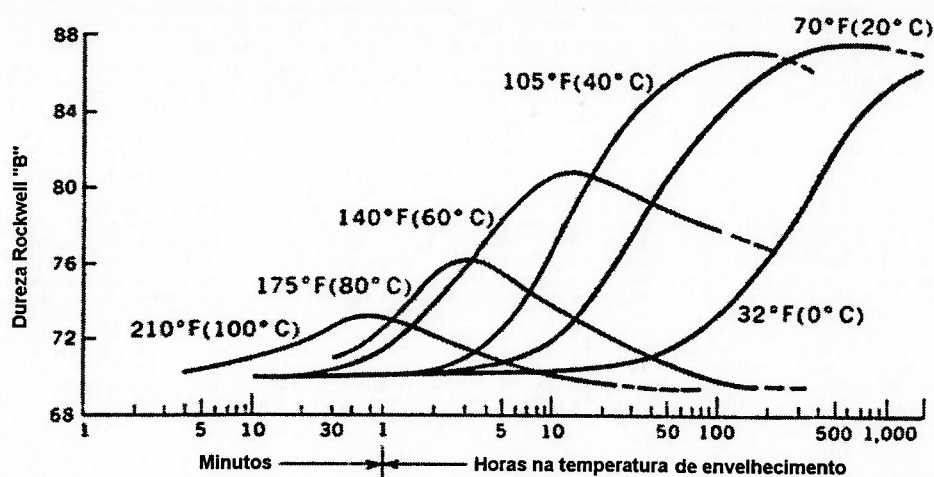


Figura 2.1.24. Aumento de dureza em um aço com 0,06% C envelhecido a várias temperaturas depois de resfriamento rápido após tratamento a 720° C (DAVENPORT; BAIN (1935) apud SHEWMON (1969)).

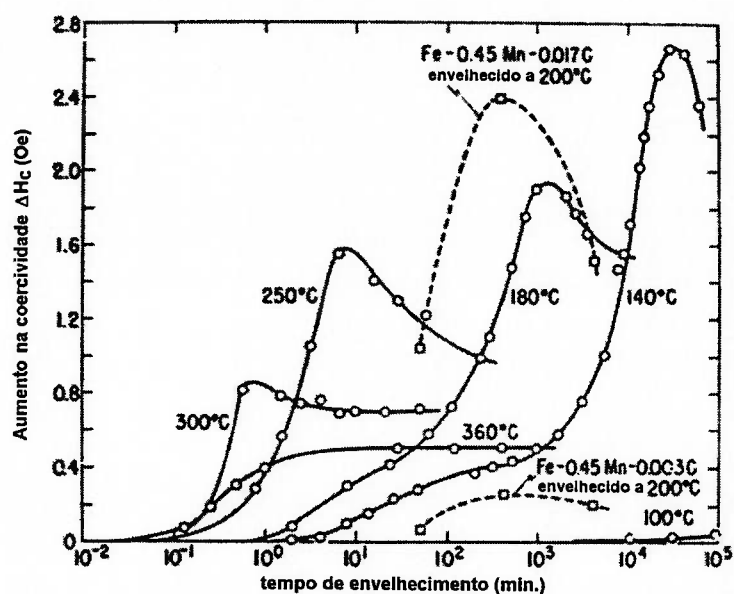


Figura 2.1.25. Envelhecimento magnético em uma liga Fe-0,019% C (e ligas Fe-0,45%Mn-C) (LESLIE; STEVENS, 1964).

A figura 2.1.24 mostra que há aumento de dureza (devido à precipitação), inclusive à temperatura ambiente (assim, também o envelhecimento magnético pode ocorrer à essa temperatura). O endurecimento ocorre em escala de tempo menor que o aumento de H_c . Portanto, o tamanho de precipitado mais efetivo para originar endurecimento por

precipitação é menor do que o tamanho mais efetivo para provocar ancoramento de paredes de domínios.

Elementos de liga devem afetar a cinética de precipitação. Por exemplo, o Si diminui a atividade do carbono no Fe. Assim, adições de Si devem deslocar as curvas Hc em função do tempo (ver figura 2.1.25) para a direita (retardando a cinética do processo).

Os resultados apresentados na literatura sobre o efeito de envelhecimento costumam ser indiretos (por exemplo, do tipo Hc versus tempo de envelhecimento, ver figuras 2.1.23 e 2.1.25), deixando-se de apresentar o correspondente tamanho médio de precipitado. Como discutido anteriormente, na seção 2.1.5, há controvérsia sobre o tamanho de precipitado mais efetivo para originar “pinning”.

A medida de tamanho e distribuição de tamanho dos precipitados é uma questão para a metalografia quantitativa. A dimensão dos precipitados em questão (0,1 a 2 μm), torna a medida de tamanho (e distribuição) um problema não facilmente solúvel. No mínimo, realizar essa medida é extremamente trabalhoso.

Há uma série de inconvenientes que tornam difícil realizar medidas estatisticamente confiáveis envolvendo precipitados dessa magnitude (0,1 a 2 μm). Em microscópios óticos o limite é $\sim 0,5 \mu\text{m}$ (não abrange toda a faixa necessária). Em microscópios eletrônicos de transmissão (MET), a região observada é muito pequena (baixa amostragem), e seria necessário grande quantidade de amostras (a preparação de amostras para MET é bastante trabalhosa). Em microscópios eletrônicos de varredura o volume da “gota” analisada é $\geq 1-2 \mu\text{m}$, e os precipitados geralmente são muito

pequenos para poder ser realizada análise química AED (análise por energia dispersiva). Recentemente, o microscópio de força atômica (MFA) tem surgido como alternativa para realização desse tipo de medida, mas não necessários mais resultados que indiquem a viabilidade dessa técnica.

2.1.20 Por que inclusões causam o ancoramento de paredes de domínios?

Há basicamente duas maneiras de explicar o ancoramento de paredes de domínios em inclusões:

1ª Hipótese:

A região de parede de domínio é uma região de muito alta energia; se houver um “buraco” nessa parede, a energia é reduzida (DIJKSTRA; WERT, 1950). Segundo esse argumento, o aumento de coercividade causado por “pinning” em inclusões será diretamente proporcional à energia de parede de domínio, por exemplo $H_c = cte \gamma_p$, onde γ_p é a energia de parede de domínio, e cte uma constante.

2ª Hipótese:

Supõe-se que existam polos livres associados a defeitos como poros. Esses polos geram uma energia magnetostática, ocorrendo formação de domínios “spikes” em torno das inclusões (isso é observado experimentalmente). A formação de domínios “spikes” (ou domínios agulhas, ver figura 2.1.26b) permite reduzir bastante a energia magnetostática, a nível local. Essa hipótese foi proposta por Louis Neel (JILES, 1991). A 2ª hipótese prevê um efeito mais forte de ancoramento de paredes de domínios (e o tamanho médio de precipitado que mais aumenta H_c também é maior).

Aparentemente, os dois fenômenos (1ª e 2ª hipóteses) coexistem, mas o efeito previsto pela 2ª hipótese seria várias vezes maior e, portanto, dominante. Mais comprovação experimental poderia ajudar a esclarecer definitivamente essa questão, inclusive em relação à ordem de magnitude desses efeitos.

A figura 2.1.27 permite ilustrar o efeito de “pinning” causado pelas inclusões. Quando uma parede de domínio se movimenta, ela eventualmente atinge locais onde há inclusões, que possibilitam minimizar sua energia (figura 2.1.27). A parede de domínio tende a estabilizar-se nessas regiões. Cada vez que é necessário mover uma parede de

domínio “ancorada”, é necessário fornecer mais energia, o que acarreta em aumento do H_c .

Alguns exemplos de possíveis diferentes configurações de domínios em torno de uma inclusão são apresentados na figura 2.1.26. Quando uma parede de domínio fica ancorada em uma inclusão (figura 2.1.26c), permite reduzir localmente a energia magnetostática (a energia magnetostática cai pela metade, quando passa-se da situação da figura 2.1.26a até a situação da figura 2.1.26c).

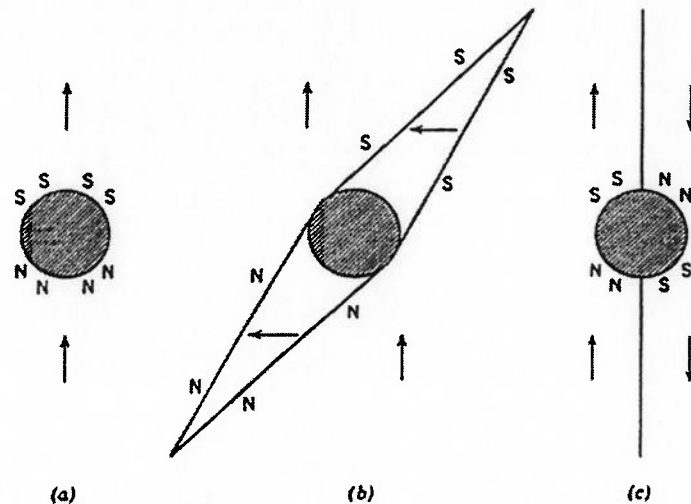


Figura 2.1.26. Possíveis diferentes configurações em torno de uma inclusão (CHIKAZUMI, 1964). (a) distribuição de polos livres em torno de uma inclusão isolada. (b) domínios “spikes” associados à inclusão (c) parede de domínio “estacionada” em uma inclusão.

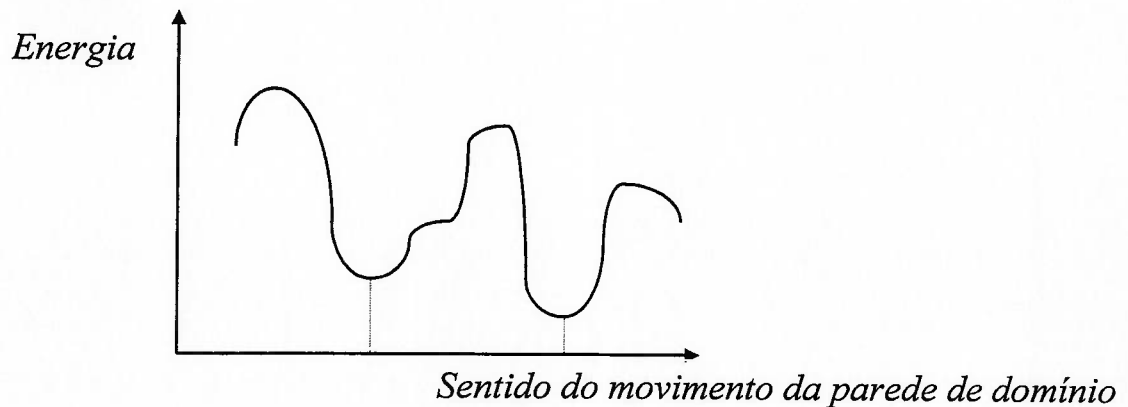


Figura 2.1.27. Ilustração do efeito de “pinning” -ancoramento de paredes de domínio- por inclusões, por minimização (local) de energia.

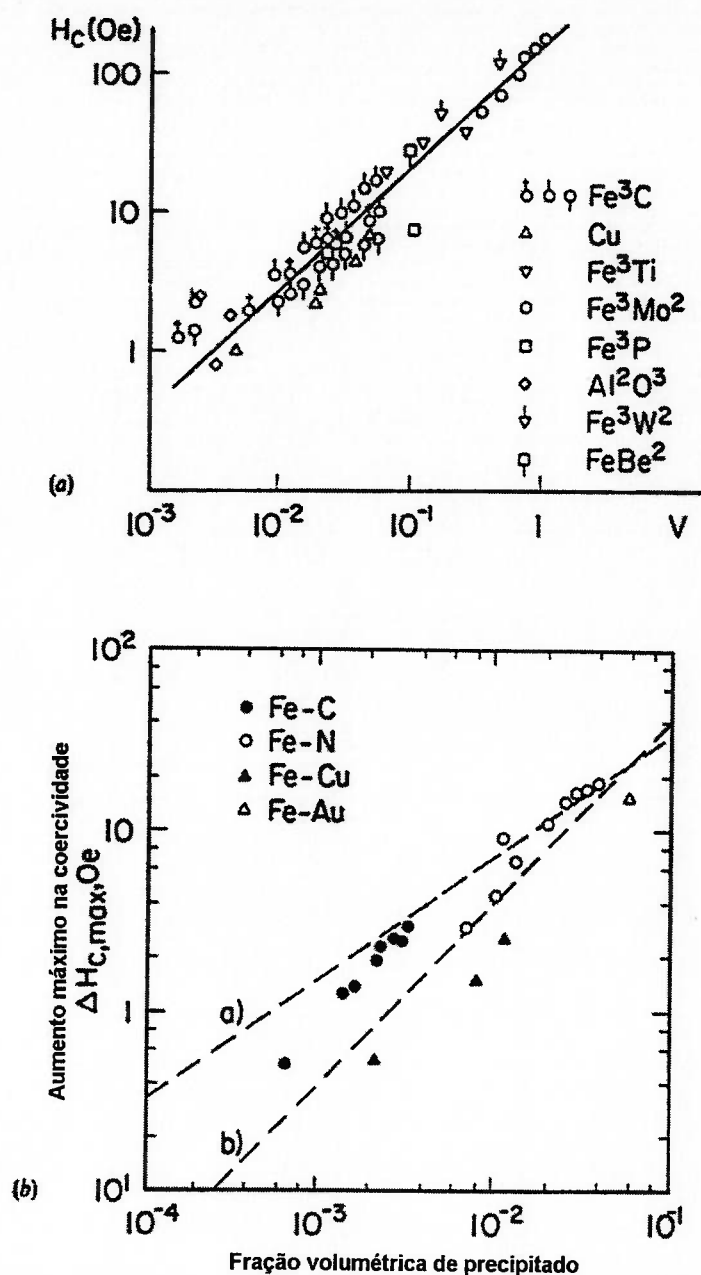


Figura 2.1.28. (a) Coercividade H_c de vários aços como função da fração volumétrica total de inclusões, comparada à teoria de Neel (NEEL, 1949). (b) Aumento de coercividade no ferro causado por precipitados de solutos intersticiais e substitucionais (DIJKSTRA, 1969). (gráficos redesenhados por JILES (1991)).

Na figura 2.1.28a são apresentados resultados experimentais de Kersten contrapostos à teoria de Neel. Na figura 2.1.28b, a reta a corresponde à teoria de Neel, a qual prevê H_c diretamente proporcional à fração volumétrica de precipitados f_v , e a reta b a uma outra teoria, formulada por Kersten, que prevê H_c proporcional a $f_v^{2/3}$ (DIJKSTRA, 1969).

2.1.21 Envelhecimento magnético e diagramas de fase

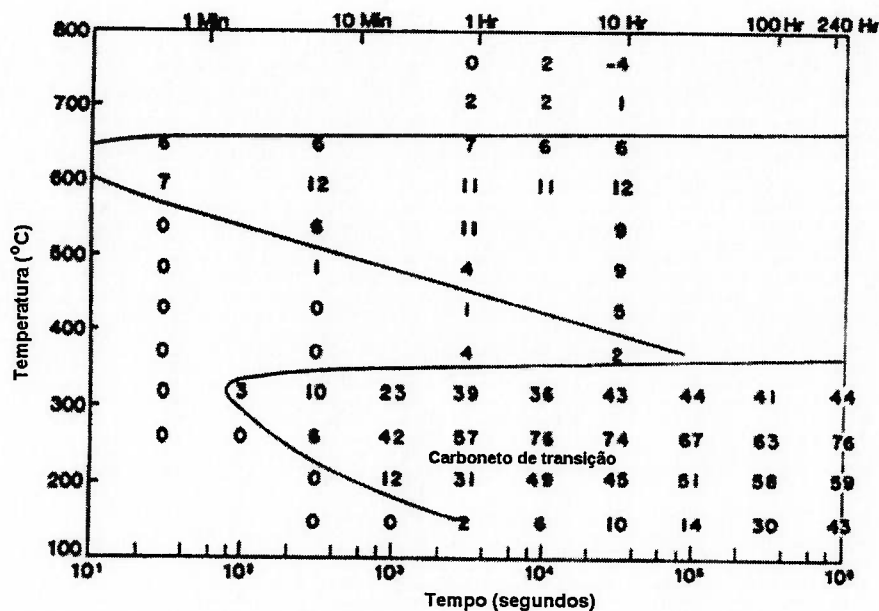


Figura 2.1.29. Porcentagem de aumento das perdas no núcleo (ou no ferro) após diversos tratamentos de envelhecimento. Aço 0,009%C. (MICHAL; SLANE, 1986).

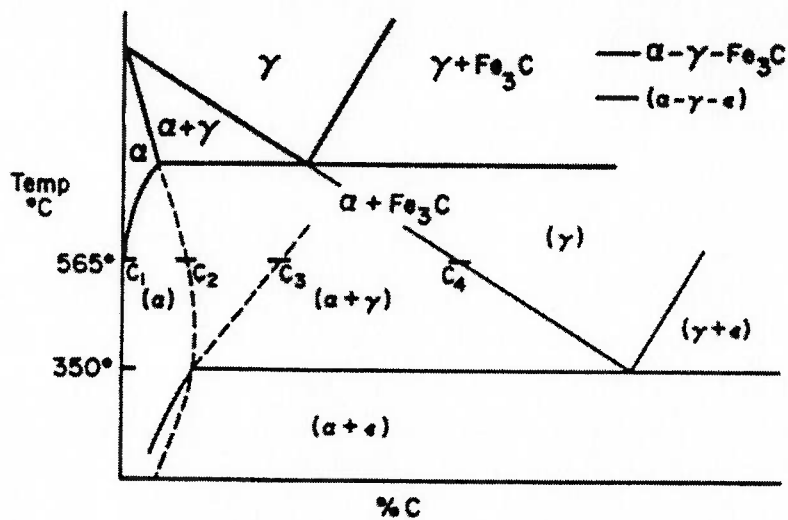


Figura 2.1.30. Diagrama esquemático Fe-C, mostrando o carboneto metaestável ϵ (HEHEMAN et al., 1971).

Diagramas de fase são essenciais para avaliar os efeitos do envelhecimento magnético. A figura 2.1.29 é uma curva TTT (tempo-temperatura-transformação) que mostra que os carbonetos de transição são muito mais efetivos no sentido de aumentar perdas. A

figura 2.1.30 apresenta um diagrama de fases Fe-C metaestável, no qual observa-se que apenas abaixo de 350°C ocorre formação do carboneto metaestável ϵ (o carboneto intermediário ϵ , com o decorrer do tempo, deve transformar-se em cementita Fe_3C). O teor de carbono deve estar abaixo de 30 ppm para prevenir o envelhecimento magnético (WERNER; JAFFE, 1992).

Nos aços acalmados, espera-se que o nitrogênio esteja na forma de AlN , portanto prevenindo o envelhecimento. Em aços efervescentes, o nitrogênio desempenha um papel similar ao do carbono em relação ao envelhecimento. A figura 2.1.31 mostra que o N deve estar abaixo de 30 ppm para evitar problemas de envelhecimento. Caso o aço seja do tipo acalmado, o teor de Al (tipicamente 0,04-0,3%) é suficiente para manter o N que poderia originar envelhecimento magnético na forma de AlN .

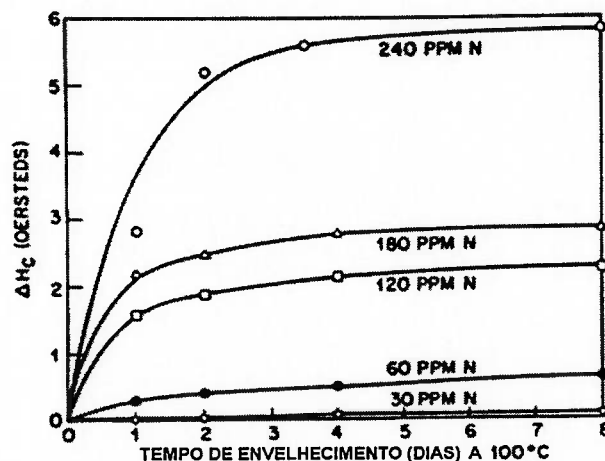


Figura 2.1.31. Envelhecimento magnético por precipitação de nitreto de um aço alto-oxigênio após descarbonetação (teor de C < 10 ppm) (SWISHER et al. (1969) apud CHIN; WERNICK (1980)).

2.2 Métodos de Avaliação de Textura

2.2.1 Principais métodos de avaliação de textura

Existem diversos métodos de avaliação de textura, muitos deles baseados em difração de raios-x. Entre os principais métodos de representação de textura (considerando dados obtidos por difração de raios-x), estão: difratograma, figura de polo de Schulz, figura de polo inversa, função distribuição de orientações (ODF) e vetores de Rodrigues.

Embora os métodos que utilizam difração de raios-x estejam entre os mais populares, e sejam particularmente úteis em alguns casos, por exemplo quando necessita-se de amostragem de uma grande quantidade de grãos (ou seja, uma larga área da superfície da amostra), outros métodos também estão disponíveis.

Os três tipos de radiações normalmente utilizados para medir textura por meio de difração são: elétrons, raios-x e neutrons. Suas profundidades de penetração são, respectivamente: 1 nm, 0,1 mm e 1 cm (valores conforme BUNGE, 1991). Essa característica é um dos principais determinantes para decidir qual dentre estas possibilidades é a mais recomendada em cada situação.

Difração de neutrons é normalmente menos acessível, e também é um método mais dispendioso. O feixe de neutrons tem maior penetração que o feixe de raios-x e, portanto, difração de neutrons é particularmente adequada para material de grande tamanho de grão (HATHERLY; HUTCHINSON, 1979).

Os métodos que envolvem difração de elétrons são normalmente utilizados para caracterizar regiões relativamente pequenas da microestrutura. Esses métodos estão disponíveis em alguns modelos de microscópios eletrônicos (de varredura ou de transmissão), que tenham acessórios para essa determinação. Uma relação destas técnicas é apresentada por SCHWARZER (1991), o qual também discute possíveis aplicações e apresenta uma comparação entre os diferentes métodos. As técnicas baseadas em microscópio eletrônico de varredura também permitem a observação de uma vasta região da amostra. Um exemplo são os microscópios eletrônicos de varredura com EBSP (“electron back scattered diffraction patterns”) (ENGLER; GOTTSTEIN, 1992).

Dados obtidos por difração de neutrons ou de elétrons também costumam ser representados pelos mesmos métodos utilizados para difração de raios-x (ver p. ex. BUNGE, 1991). É possível reunir medidas de orientações individuais (de cada grão) para construir ODFs, que representem a condição de textura de uma específica região da amostra (BUNGE, 1991), (SCHWARZER, 1991).

Outro método de análise de textura em regiões localizadas é através de “etch-pits” (ou figuras de corrosão). A orientação cristalina dos grãos é obtida através de um ataque preferencial que revela planos de baixo índice, como (100) e (110) (HORN; LOTTER, 1985a), (HORN; LOTTER, 1985b). Microscópio eletrônico de varredura permite uma determinação mais acurada das orientações, por facilitar observação de relevo.

2.2.2 Difratoograma

A partir de um simples difratograma é possível obter informações sobre textura. Considerando as intensidades dos picos medidas em um espectro, e suas intensidades segundo o cartão ICDD do Fe- α , é possível obter uma estimativa da intensidade relativa dos planos {200}, {110}, {222}, {211} e {310}. A principal desvantagem é que não há informações sobre outros planos que também podem ser importantes. Este método foi usado por LYUDKOVSKY; RASTOGI (1984) e YASHIKI; KANEKO (1992). Não fornece informações sobre componentes de textura (apenas a intensidade relativa de alguns planos). Os dados costumam ser exibidos na forma de uma tabela ou gráfico de barras, por exemplo.

2.2.3 Figura de polo de Schulz

A obtenção de figuras de polo de Schulz (ou, simplesmente, figuras de polo) exige o uso de um goniômetro de textura. As figuras de polo são obtidas em torno de uma específica reflexão (plano). Assim, por exemplo, uma figura de polo (200) apresenta informações sobre a distribuição espacial dos planos {200}. A intensidade relativa dos polos é apresentada de forma similar a “curvas de nível”. Uma área que compreenda 5.000 grãos é recomendável para uma amostragem estatística. SCHWARZER (1991) menciona que uma amostragem de 100 grãos já seria suficiente para revelar os principais componentes de texturas moderadas, sendo esse número pelo menos uma ordem de grandeza maior no caso de texturas fracas. Figuras de polo são discutidas em

maiores detalhes por CULLITY (1978). Um exemplo de figura de polo é apresentado na figura 2.2.1.

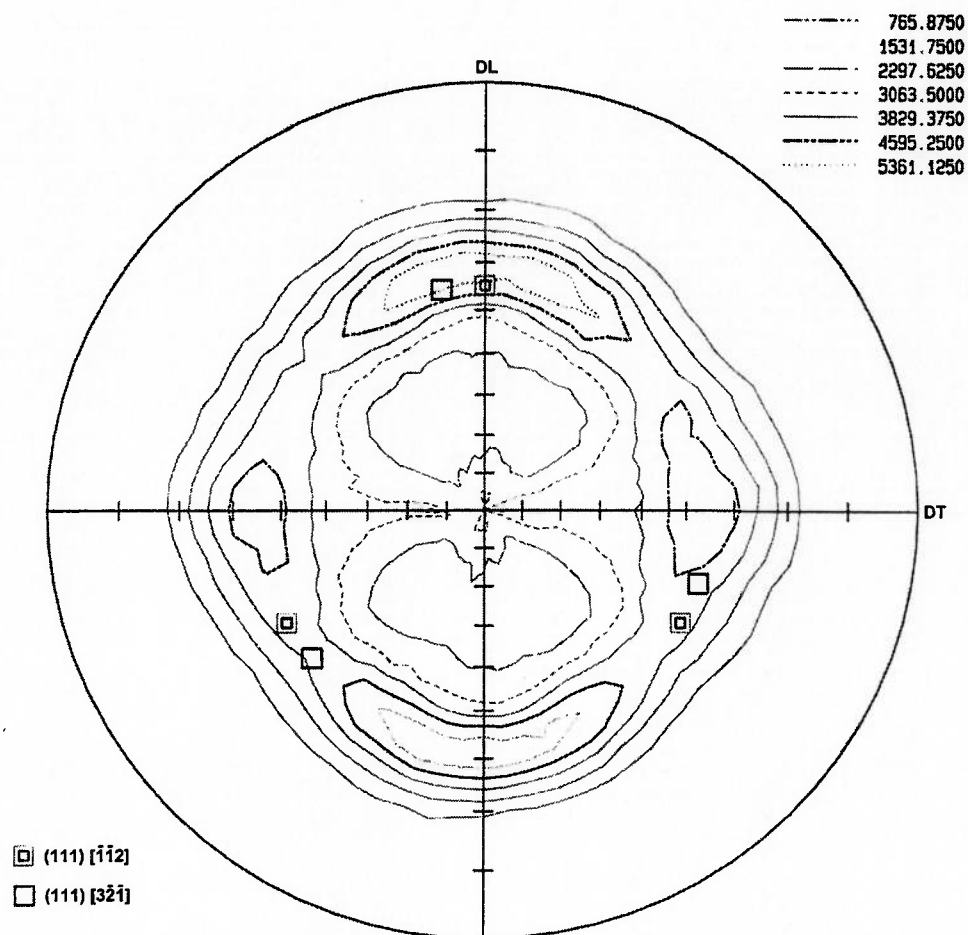


Figura 2.2.1. Figura de polo (plano 002) de um aço onde observou-se textura $\{111\}$ $\langle uvw \rangle$.

2.2.4 Figura de polo inversa

Figuras de polo inversas podem ser calculadas a partir de dados experimentais obtidos com figuras de polo (CULLITY, 1978). Aproximações podem ser obtidas com dados de difratogramas. A figura 2.2.2 ilustra as localizações dos polos de diferentes planos em uma figura de polo inversa. As intensidades dos polos são representadas, também, por “curvas de nível”. Estes diagramas não fornecem informações sobre componentes de textura.

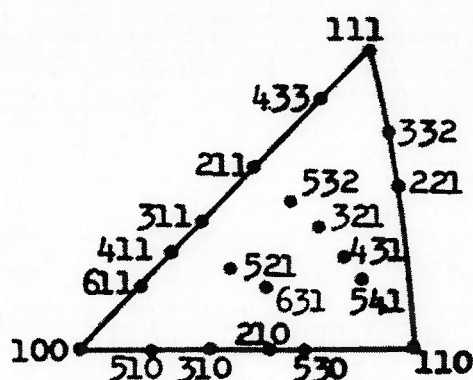


Figura 2.2.2. Figura de polo inversa. Orientações em um triângulo estereográfico (TAKECHI et al., 1968).

É comum na literatura usar-se o método do difratograma, e chamá-lo de método da figura de polo inversa. Entretanto, isso é uma aproximação, pois o método do difratograma fornece poucos pontos para se construir um gráfico como o da figura 2.2.2 (apenas 5 pontos, supondo que estejam sendo usados os planos $\{200\}$, $\{110\}$, $\{222\}$, $\{211\}$ e $\{310\}$ que são os picos presentes em uma espectro obtido com radiação $\text{Cu-K}\alpha$, com ângulo 2θ variando entre 20 e 140°). A construção de uma figura de polo inversa real requer dados bastantes detalhados (por exemplo, são necessárias várias figuras de polo para a realização dos cálculos). KALLEND (1998) descreve como calcular uma figura de polo inversa a partir de figuras de polo de Schulz medidas.

2.2.5 ODF - Função distribuição de orientações

Dentre os métodos até aqui relacionados, a ODF (“orientation distribution function” ou função distribuição de orientações) é o único que permite analisar precisamente a condição de textura do material (tanto qualitativamente como quantitativamente). Para poder descrever plenamente texturas cristalográficas é necessária uma representação tridimensional, o que é proporcionado pelas ODFs. O cálculo de uma ODF requer várias

figuras de polo de Schulz. Para construir uma ODF de um material CCC (cúbico de corpo centrado) são necessárias pelo menos três diferentes figuras de polo (referentes a três planos diferentes).

Demonstra-se matematicamente que não é possível representar a condição de textura de um material em apenas duas dimensões (este seria o caso das figuras de polo). É necessária uma representação em 3 dimensões, e isso foi ressaltado na década de 60, quando foi desenvolvida a ODF. Portanto, a ODF é representada através de um cubo no qual as linhas de iso-intensidades representam diferentes componentes de textura. No caso da notação de BUNGE (1965), esse cubo é descrito através dos ângulos Φ , φ_1 e φ_2 . Cada um desses ângulos varia entre 0 e 90°. Fixando-se um dos ângulos (por exemplo, fazendo $\varphi_2 = \text{constante}$) obtém-se um corte bidimensional. A nomenclatura (Φ , φ_1 e φ_2) foi escolha arbitrária de Bunge. ROE (1965) preferiu usar os ângulos ψ , θ e ϕ (ângulos da notação de Euler). Maiores detalhes podem ser encontrados no livro de BUNGE (1982).

Assim, há duas notações para representação de ODF, a de ROE (1965) e a de BUNGE (1965), sendo que a notação de Roe costuma ser mais utilizada nos Estados Unidos e Japão, enquanto que a de Bunge é mais difundida na Europa. Atualmente, nota-se uma tendência de maior utilização da notação de Bunge. A ODF é definida como $\omega(\psi, \theta, \phi)$ na notação de Roe, e $f(g)$ na notação de Bunge. Nos dois casos é uma função definida em relação a três eixos ortogonais. Relembrando, os ângulos em torno desses eixos segundo a notação de Roe são (ψ, θ, ϕ) e segundo a notação de Bunge são $(\varphi_1, \Phi, \varphi_2)$ (BUNGE, 1991).

A figura 2.2.3 mostra a posição de diferentes componentes de textura, segundo a notação de Roe. A figura 2.2.4 apresenta uma comparação entre as notações de Roe e de Bunge, para os cortes $\Phi=45^\circ$ e $\varphi_2=45^\circ$, respectivamente. A figura 2.2.5 mostra as localizações de componentes de textura em ODFs, para os cortes $\varphi_2=0^\circ$ e $\varphi_2=45^\circ$, segundo a notação de Bunge. A figura 2.2.6 apresenta uma ODF segundo a notação de Bunge, no formato tridimensional (de cubo), destacando algumas orientações cristalográficas mais importantes.

É importante acrescentar que entre as principais diferenças entre os métodos propostos por Roe e Bunge não inclui-se apenas a convenção de plotagem dos gráficos. Os algoritmos são diferentes. KALLEND (1998) comenta detalhadamente as diferenças entre os dois métodos de cálculo. Assim, em teoria, uma ODF desenhada segundo a notação de Bunge, também foi calculada segundo o algoritmo usado por BUNGE (1965). Portanto, não se recomenda a “conversão” de uma figura desenhada segundo uma das convenções para outra, pois está implícito o método de cálculo.

Também deve-se ressaltar que, uma vez tendo sido computada a ODF, é possível calcular tanto figuras de polo inversa como figuras de polo (inclusive, de planos que não apresentam difração, para os quais não é possível medir figuras de polo). Portanto, a ODF não é apenas um outro método de representar textura; a ODF é uma função matemática que permite obter grande quantidade de informações, que talvez fossem inacessíveis utilizando outros métodos mais convencionais. Ao calcular-se uma ODF, é construída uma tabela, dos coeficientes da ODF. Uma vez dispondo desses dados, é

possível expressar a textura de um material de diferentes maneiras (ou métodos gráficos de representação).

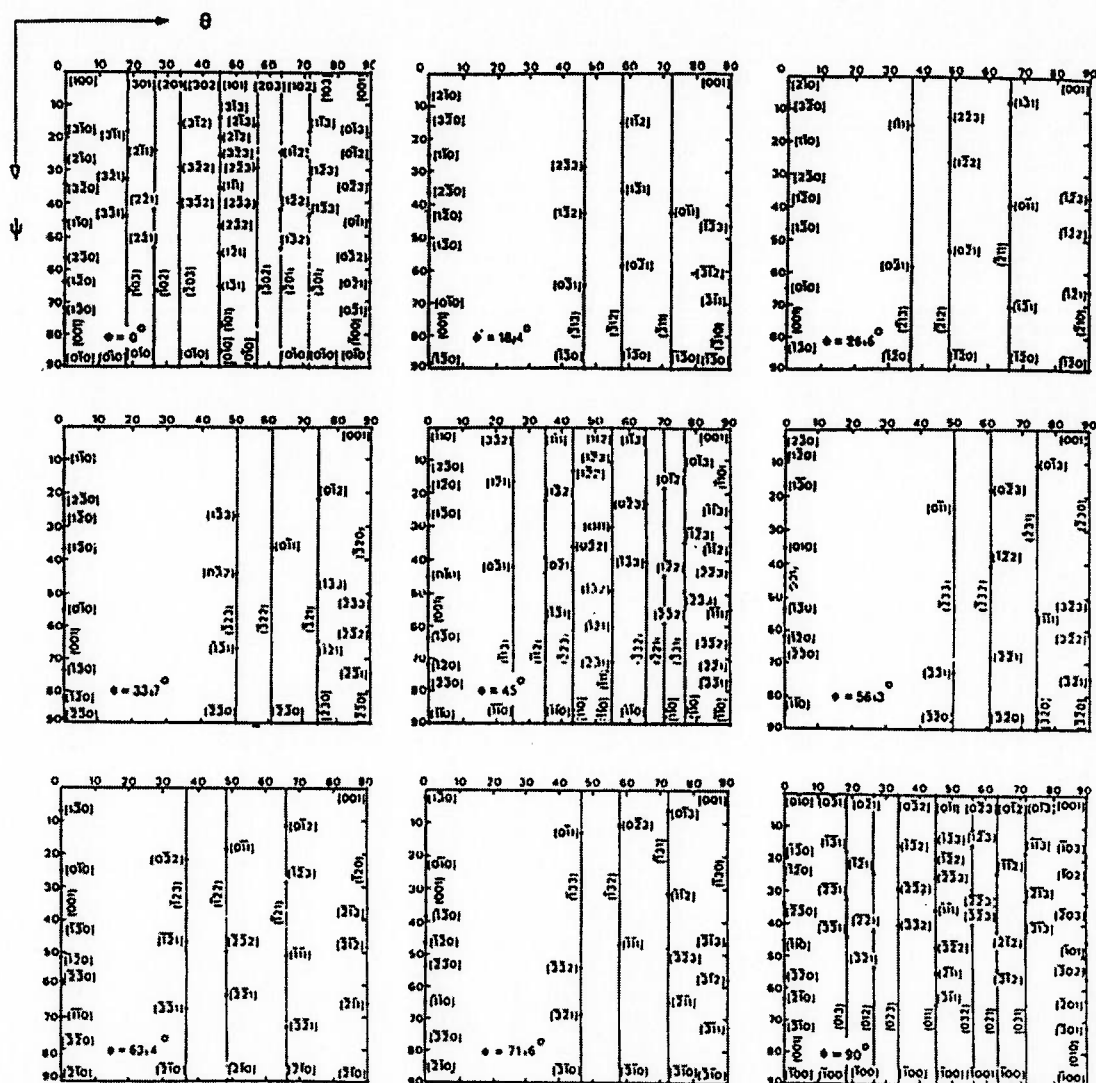


Figura 2.2.3. Representações de planos e direções paralelos à direção de laminação para materiais cúbicos, definidos pelos ângulos de Euler, para seções ϕ constante (usando notação de Roe).

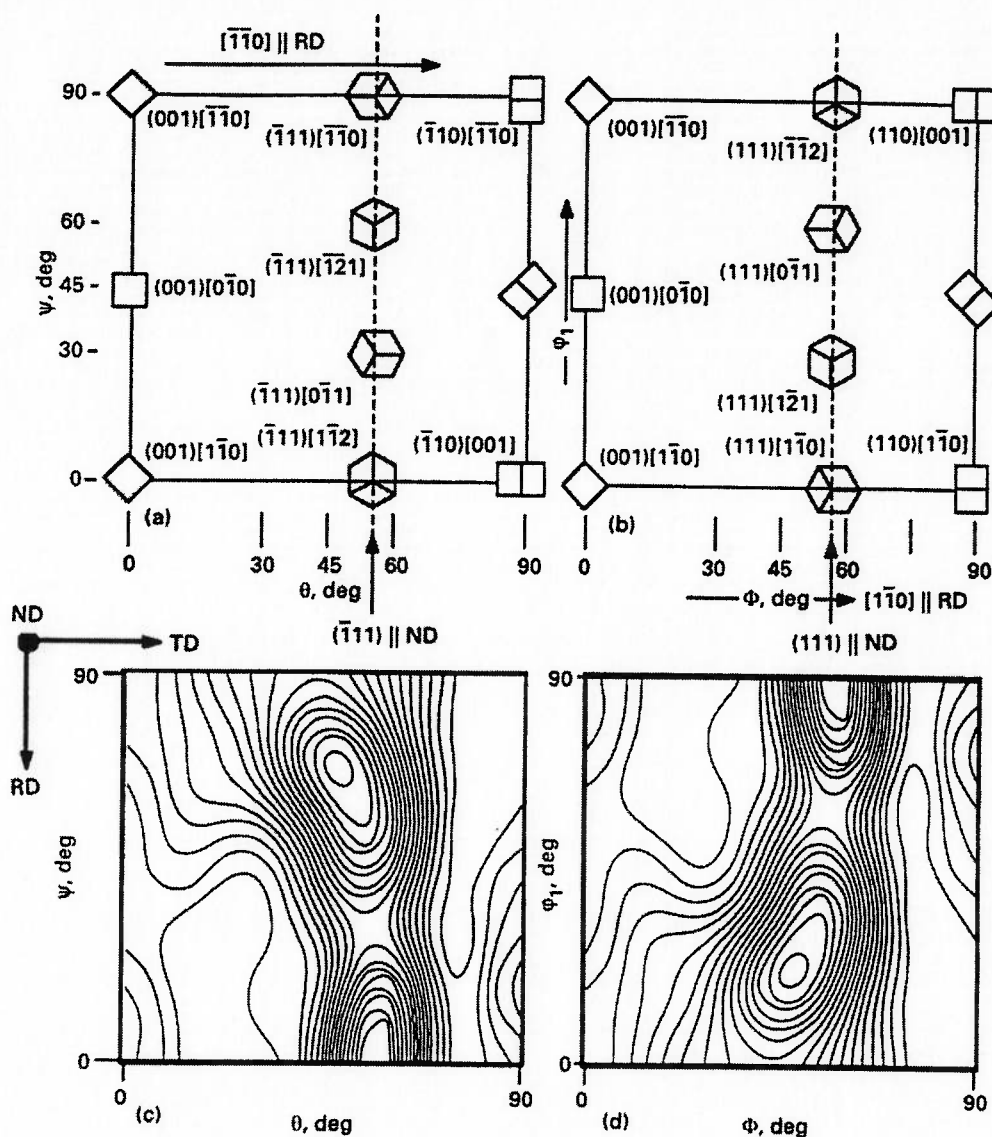


Figura 2.2.4. Comparação entre ODFs desenhadas segundo as notações de Bunge e de Roe (RAY et al., 1994). Figura 2.2.4a Alguns componentes de textura, no corte $\Phi=45^\circ$ (notação de Roe). Figura 2.2.4b Componentes de textura, no corte $\phi_2=45^\circ$ (notação de Bunge). 2.2.4c Uma ODF representada segundo a notação de Roe (corte $\Phi=45^\circ$). Figura 2.2.4d A mesma ODF da figura 2.2.4c, desenhada seguindo a notação de Bunge (corte $\phi_2=45^\circ$).

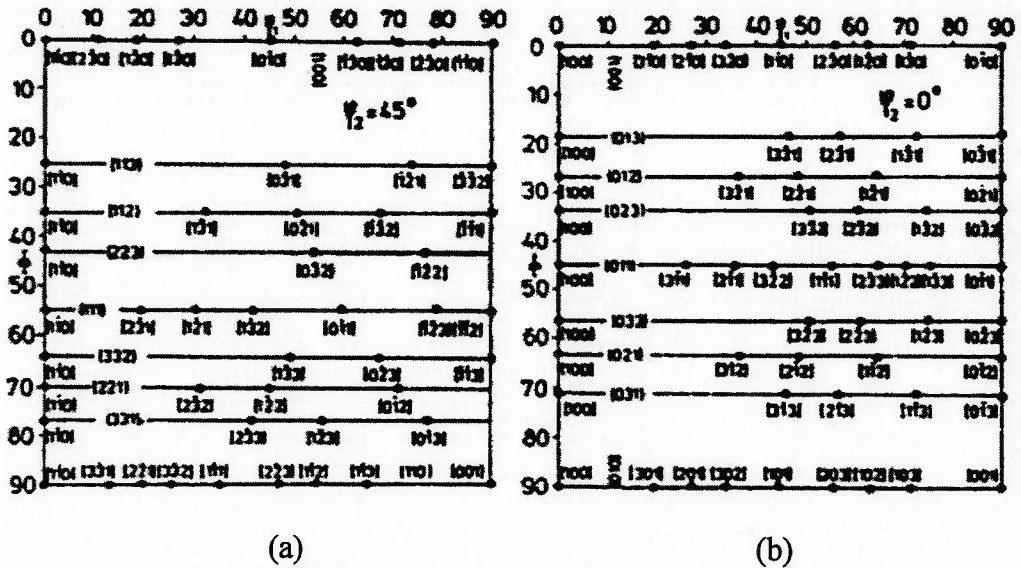


Figura 2.2.5a. e 2.2.5b. Localização dos diferentes componentes de textura para os cortes $\varphi_2 = 45^\circ$ (a) e $\varphi_2 = 0^\circ$ (b), na notação de BUNGE (1965).

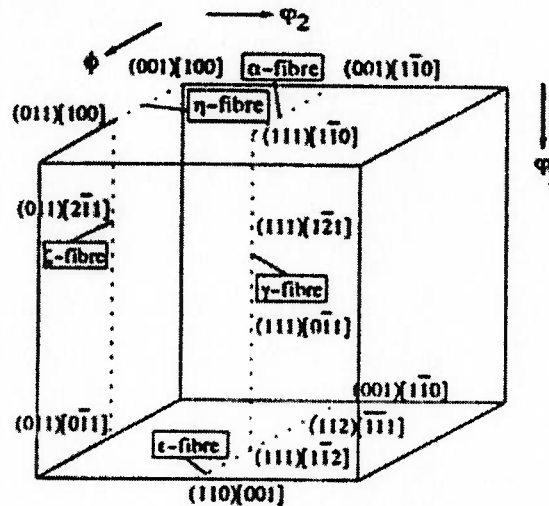


Figura 2.2.6. Algumas orientações cristalográficas relevantes de aços ferríticos (laminados e recozidos), no espaço de Euler, na notação de Bunge (RAABE, 1995).

Por convenção, em artigos sobre aços baixo carbono costuma ser apresentado apenas o corte $\varphi_2 = 45^\circ$, na notação de Bunge (ou o corte $\Phi=45^\circ$ - notação de Roe). O corte $\varphi_2 = 45^\circ$ é suficiente para uma boa visualização da textura de qualquer aço, de modo geral. Esse corte é ideal para representar e analisar a textura fibra $\{111\} \langle uvw \rangle$, que é a textura desejada no caso dos aços para conformação (como os aços IF- “interstitial-free”, por exemplo). Entretanto, nos aços para fins elétricos visa-se grãos que

contenham a direção $\langle 100 \rangle$, que é o eixo de fácil magnetização nos cristais de Fe- α (CCC). Assim, para os aços elétricos é interessante apresentar um outro corte que permita observar mais detalhadamente componentes de textura $\{0kl\}$, e neste caso o corte $\varphi_2 = 0^\circ$ é particularmente adequado (ver figura 2.2.5a e 2.2.5b).

2.2.6. Vetores de Rodrigues

A representação de textura através de um cubo que contém os ângulos de Euler (p. ex., ver figura 2.2.6) apresenta um notável inconveniente: cada orientação aparece várias vezes (três vezes) dentro desse cubo. Esse problema pode ser resolvido através da utilização dos vetores de Rodrigues.

FRANK (1987) propôs a utilização dos vetores de Rodrigues, como outra maneira de representar textura. Há ainda outras vantagens na representação através de vetores de Rodrigues (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996): maior facilidade de identificação de componentes fibra e uma associação mais direta ao sistema de coordenadas da amostra.

Uma comparação entre célula de Euler e célula com vetores de Rodrigues é apresentada por NEUMANN (1991), que utiliza a célula cúbico-ortorrômbica de Rodrigues, como pode ser observado nas figuras 2.2.7a e 2.2.7b (trata-se de uma ODF medida experimentalmente). Nessa figura, nota-se que a célula de Rodrigues permite uma visualização mais clara e concisa dos componentes de textura do que a propiciada pela célula com os ângulos de Euler. Para facilitar a compreensão da figura 2.2.7b, a figura 2.2.8 apresenta a localização das direções DL, DT e DN em uma célula de Rodrigues.

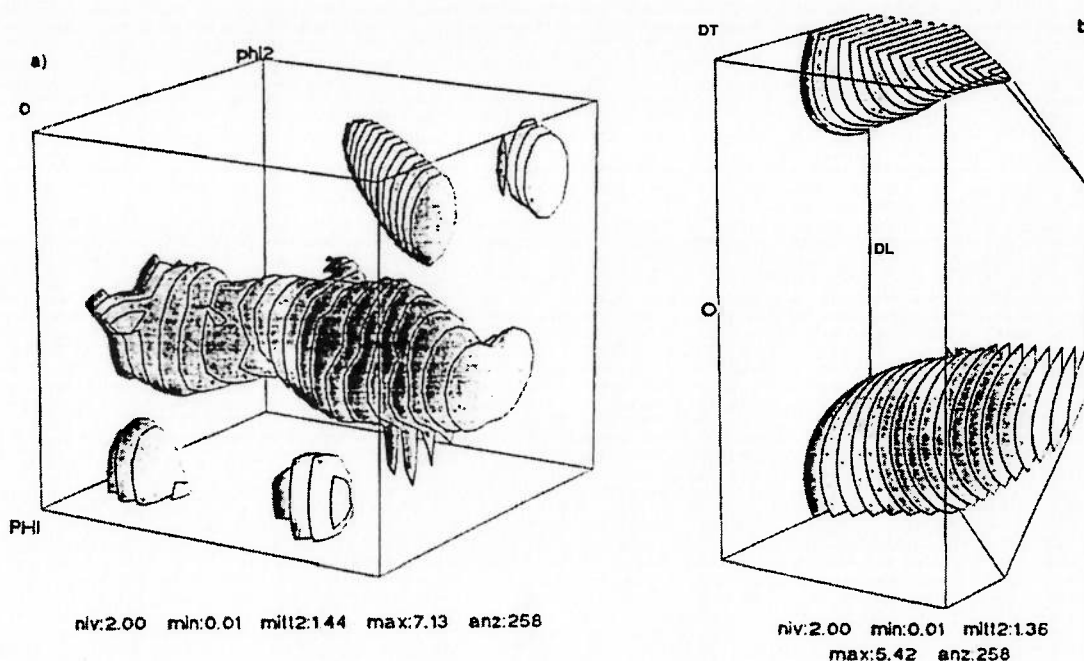


Figura 2.2.7. Representação da ODF de um material real, utilizando: a) célula de Euler; b) célula cúbico-ortorrômbica de Rodrigues (PLUTKA (1991) apud NEUMANN (1991)).

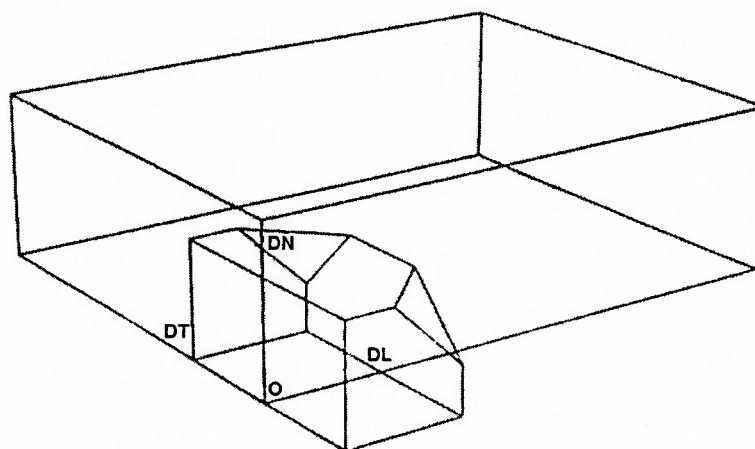


Figura 2.2.8. Localização das direções DL, DT e DN em uma célula cúbico-ortorrômbica de Rodrigues (NEUMANN, 1991)

Embora a representação através dos vetores de Rodrigues possa ser considerada mais elegante, o interesse prático por este método não é muito grande. Os ângulos de Euler (como utilizado na ODF), também permitem analisar e representar perfeitamente textura. Porém, é possível que no futuro os vetores de Rodrigues sejam utilizados mais freqüentemente.

2.3 Processamento e Textura

Há dois tipos de aços elétricos GNO: semi-processado e totalmente processado. Antes de prosseguir, é importante definir o significado de aço GNO totalmente processado e semi-processado.

A grosso modo, o processamento dos aços elétricos pode ser descrito pelas seguintes etapas:

Laminação a quente

-Deformação da austenita (acompanhada de recristalização dinâmica da austenita)*

-Transformação $\gamma \rightarrow \alpha$. *

* Em aços de baixo teor de Si e Al. Porém, aços do tipo totalmente processado tipicamente apresentam elevado teor de Si (às vezes, também Al). No caso de aços com teor de Si > 2,5%, a deformação ocorre no campo ferrítico.

-Recozimento da bobina a quente (crescimento de grão)

Laminação a frio

-Deformação plástica (deformação à frio, provocando encruamento)

-Recozimento

No caso dos aços GNO totalmente processados, o processamento termina aqui. No caso dos aços GNO semi-processados, são realizadas ainda as etapas:

-Passe de encruamento (ou “skin-pass”)

-Recozimento final (ou “stress-relief annealing”)

Esta última etapa, o recozimento final, é normalmente efetuada após o punctionamento das lâminas, pela empresa que utilizará o material.

Composição química

É importante classificar os aços conforme sua composição química (teor de Si+Al). Tanto o Si como o Al são elementos ferritizantes, resultando na diminuição do campo austenítico. Alterando o digrama de fases, o Si ou Al adicionados aos aços elétricos deverão afetar a textura.

Portanto, há dois tipos principais :

- a) aços sem transformação de fase (aços sempre ferríticos)
- b) aços com transformação de fase (aços austeníticos em altas temperaturas)

Essa condição depende do teor de Si+Al. A figura 2.3.1a mostra região rica em Fe do diagrama Fe-Si. A figura 2.3.1b mostra que pequenas quantidades de carbono deslocam bastante o campo austenítico para direita (aumentam o campo austenítico), o que deve sempre ser levado em consideração. Se não houver nenhum carbono em solução, uma liga Fe-Si com 2,3% Si é sempre ferrítica. No caso do Fe-Al, 1,0%Al é suficiente para tornar o aço sempre ferrítico (notar que o Al é mais eficaz do que o Si para reduzir o campo austenítico).

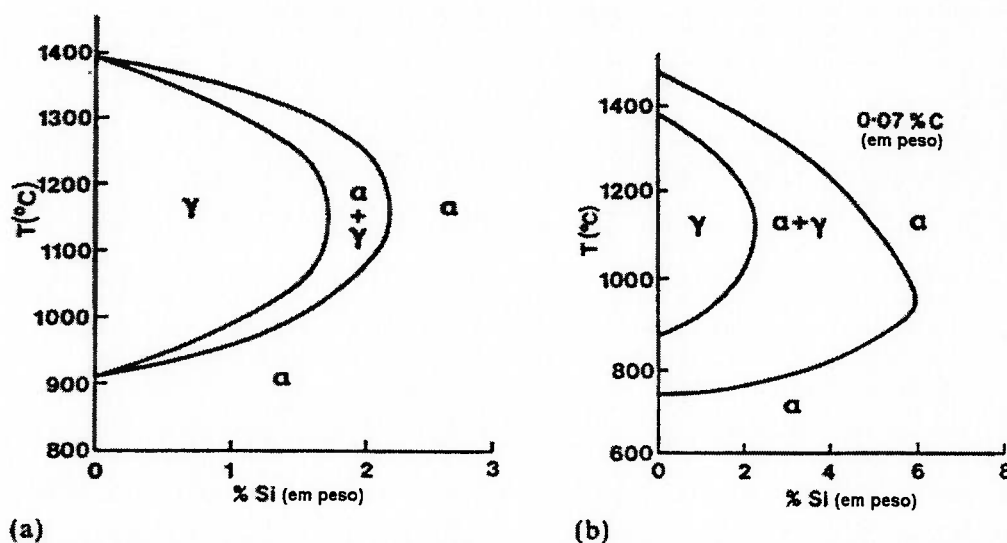


Figura 2.3.1. Diagrama Fe-Si. a) Região rica em Fe do diagrama Fe-Si. b) o efeito da adição de 0.07% C nessa região do diagrama (CRANGLE (1954) apud MCCURRIE (1994)).

Um termo muito usado é A_{r3} (terminologia de diagramas de fase), que corresponde à temperatura em que inicia-se a transformação $\gamma \rightarrow \alpha$.

Considerando que o Al é, aproximadamente, duas vezes mais efetivo que o Si como elemento ferritizante, uma relação do seguinte tipo costuma ser utilizada, para observar

se o aço passa ou não por transformação de fase: caso $\%Si + (2 \%Al) > 2,3$, o aço é sempre ferrítico. No caso de alta $\% Al$, essa relação muda: $\%Si + (2 \%Al) > 2$ é suficiente para o aço ser sempre ferrítico, quando o teor de Al é maior que 0,8%.

Tipos de textura

É conveniente classificar os principais tipos de textura, que subdividem-se em:

textura de deformação (aparecem após deformação plástica)

textura de recozimento (incluem-se aqui as texturas de recristalização, sendo que também recuperação pode afetar textura)

textura de transformação (aparecem após uma transformação de fase)

textura de solidificação

Essa classificação mostra ainda que é possível estudar isoladamente o efeito de cada etapa do processamento sobre a textura.

2.3.1 Alguns aspectos gerais

A idéia nesta seção é apresentar um aspecto geral, o qual servirá como introdução às seções posteriores (2.3.2 a 2.3.4).

A textura após o recozimento final é função de diversas variáveis, como a textura após a laminação à quente, tamanho de grão após a laminação à quente e grau de redução na laminação à frio aplicada antes do recozimento (RAY et al., 1994). A manipulação destas variáveis e da composição química oferece possibilidades de otimização dos aços elétricos.

Laminação a quente e textura

Na prática, as possíveis condições de laminação podem atravessar as seguintes regiões (ver figura 2.3.2) (RAY; JONAS, 1990):

Deformação na região de recristalização de γ .

Deformação na região de não-recristalização de γ , acima de Ar_3 ,

Deformação na região $\gamma + \alpha$

Deformação na região α

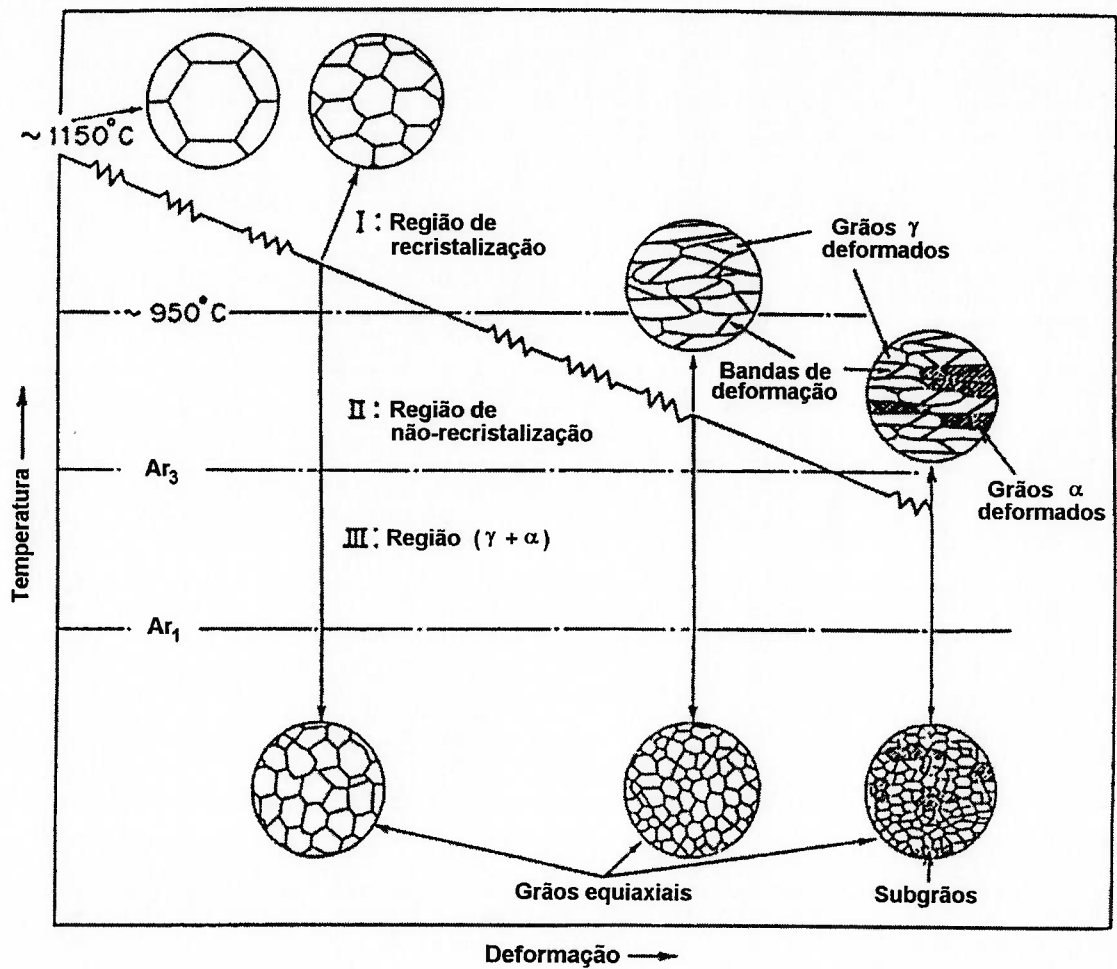


Figura 2.3.2. Diagrama esquemático ilustrando os estágios do processo de laminação controlada e as mudanças na microestrutura em cada estágio (RAY; JONAS (1990) baseado em TANAKA (1981)).

Normalmente, o material proveniente da região de recristalização de γ apresenta grande tamanho de grão (ver figura 2.3.2). O tamanho de grão tende a ser menor se a laminação a quente atravessa as regiões de não-recristalização de γ e $\gamma+\alpha$. Os eventos que ocorrem nessas regiões são discutidos em maiores detalhes por RAY; JONAS (1990) e ilustrados pela figura 2.3.3, que deve ser observada juntamente com a figura 2.3.2. Notar na figura 2.3.2 que a região de recristalização de γ pode atingir 950°C.

A presença de elementos de liga altera as regiões e as temperaturas onde ocorrem as fases γ e α . Deve-se mais uma vez ressaltar que o Si (e também o Al) costuma ser usualmente utilizado nestes materiais, afetando bastante estas regiões. Um aço com 2,5%Si é ferrítico desde a liquidus.

Voltando à questão: Como atingir a textura ideal?

Para obter a textura ideal pode ser necessário seguir uma seqüência tortuosa. Um processo bem-sucedido nesse sentido tende a ser um processo “multi-etapas”. Ou seja, um processo composto de vários estágios, onde as texturas intermediárias não são as idealmente desejadas até, no instante final, chegar-se à uma textura otimizada (como aços elétricos são utilizados na condição recozida, essa última textura formada deve ser provavelmente uma textura de recozimento).

Portanto, um primeiro passo na tentativa de estabelecer um processamento que leve a uma textura ideal é proceder uma compreensão global das possibilidades oferecidas por etapas isoladas. Assim, é necessário conhecer as texturas que se formam devido a deformação, recozimento, ou transformação de fase (a possibilidade de ocorrência desta última depende da composição química do aço).

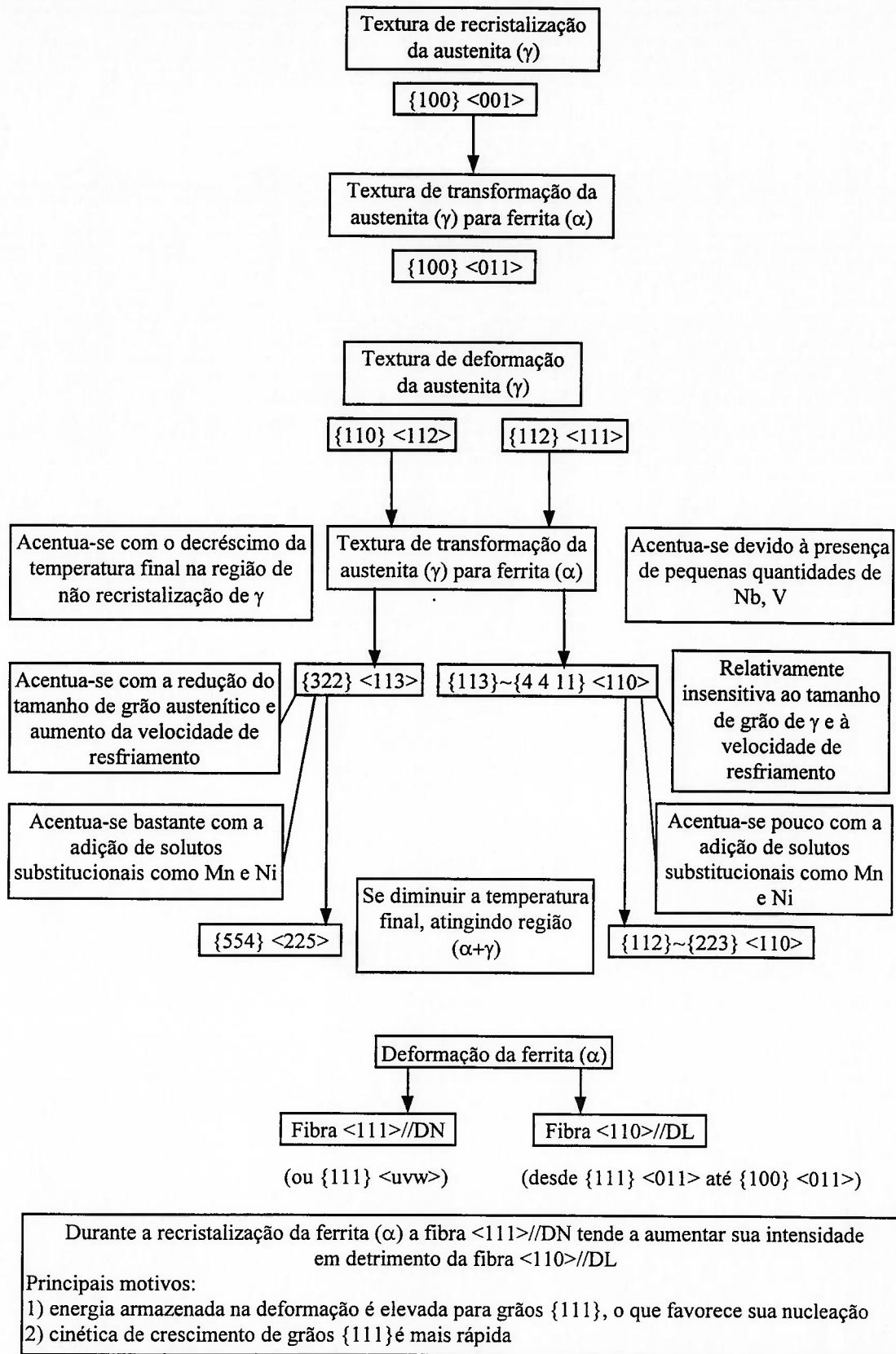


Figura 2.3.3. Diagrama esquemático mostrando o efeito de diversas variáveis de processamento na textura de aços baixo carbono, segundo RAY; JONAS (1990).

2.3.2 Texturas de deformação

Nesta seção serão discutidas as texturas de laminação em aços. Outros casos, como texturas de compressão em materiais CCC e CFC e texturas de laminação em materiais CFC, são discutidos em detalhes por KOCKS (1998), que mostra ainda a existência de algumas correspondências entre texturas de materiais CCC e CFC.

A deformação plástica provoca a rotação de grãos (ou de partes dos grãos). Assim, a laminação muda a textura original, proporcionalmente ao grau de redução. A mudança é drástica para graus de redução elevados (da ordem de mais de 80%).

O processamento típico de muitos aços envolve, normalmente, grandes reduções no qual a laminação a frio da ferrita desempenha um papel muito importante. Reduções da ordem de até 90% são aplicadas (da bobina a quente com espessura de 3mm, atingindo 0,5 mm após a laminação a frio). Neste quadro, muito da textura final deve-se à textura formada durante a deformação em baixas temperaturas.

Os principais componentes de textura resultantes da deformação de Fe-alfa baixo carbono são $\langle 111 \rangle // DN$ e $\langle 110 \rangle // DL$. Estas texturas não favorecem obter boas propriedades magnéticas. A figura 2.3.3 ilustra, de forma resumida, as principais texturas formadas durante a deformação de aços baixo carbono, incluindo o efeito de pequenas adições de alguns elementos de liga. Uma possível explicação para os efeitos de elementos de liga é alterar a EDE. Outra explicação para o efeito de alguns elementos é a simples alteração do campo austenítico.

EDE- Energia de Defeito de Empilhamento

A EDE (energia de defeito de empilhamento) desempenha um papel importante na formação de texturas de deformação. No caso de materiais CFC, a intensidade de diferentes componentes de textura após deformação plástica foi inclusive utilizada como método indireto de estimar EDE (DILLAMORE et al., 1964). Quanto mais próximas estiverem as parciais, maior será a probabilidade de ocorrer “cross-slip”, e maior tende a ser a mobilidade das discordâncias no interior do cristal. Assim, quanto maior a EDE, maior a mobilidade de uma discordância.

É possível supor que, em cristais CCC, a adição de elementos de liga altera a distância entre discordâncias parciais, com isso modificando a mobilidade das discordâncias, e afetando a textura de deformação. Portanto, a adição de elementos de liga pode influenciar textura.

No caso de um reticulado CCC quando uma discordância primária dissocia-se gera três (ou mais) parciais, sendo que a região entre elas não pode ser descrita como uma falha de empilhamento (BACON, 1993). Assim, não é possível raciocinar em termos de EDE para cristais CCC. Entretanto, pode-se alterar esse conceito para algo como “tendência a ocorrer “cross-slip”. De modo geral, supõe-se que a tendência a ocorrer “cross-slip” é alta nos cristais CCC, portanto é raro uma discordância dissociar-se, e caso dissocie-se, as parciais estarão muito próximas.

Nos aços elétricos, o teor de Si varia entre 0 a 3%, o que pode ter efeito nas texturas de deformação. Poderá existir significativa influência do Si nesse aspecto (RAY et al., 1994). Entretanto, no resultado de SUDO et al. (1981), que foi apresentado na revisão de RAY et al. (1994), é possível que esteja existindo superposição de efeitos (o Si pode estar suprimindo a região austenítica). Essa questão não está totalmente clarificada, o que poderia ser realizado com experimentos que avaliem o efeito isolado do Si na textura de deformação (em temperatura abaixo de Ar_3).

Previsão de texturas de deformação

Materiais CCC sempre deformam por escorregamento nos sistemas $\{110\} \langle 111 \rangle$, mas admite-se que outros sistemas de escorregamento (como o $\{112\} \langle 111 \rangle$) sejam ativados, principalmente em altas temperaturas e metais puros (KOCKS, 1998). No caso extremo, teremos escorregamento em qualquer plano que contenha a direção $\langle 111 \rangle$. Esse modo é conhecido como “pencil glide” (KOCKS, 1998). Os modelos para prever texturas de deformação (p. ex. DILLAMORE; KATOH, 1974) normalmente pressupõe “pencil glide”.

DILLAMORE; KATOH (1974) mostram que é possível prever, ainda que parcialmente, texturas de deformação utilizando as teorias de plasticidade em materiais policristalinos de Sachs e Taylor.

A teoria de SACHS (1928) supõe que cada cristal deforma-se independentemente de seus vizinhos. A deformação iria ocorrer no sistema de escorregamento que estiver submetido à maior tensão.

A teoria de TAYLOR (1938) assume que todos os cristais sofrem a mesma mudança de formato devido à deformação (os grãos sofrem a mesma deformação que a amostra policristalina). TAYLOR (1938) também supõe que 5 sistemas de escorregamento serão ativados em cada grão. Os cinco sistemas que irão operar serão aqueles que propiciarem a menor energia dissipada.

Mais comentários sobre as teorias de TAYLOR (1938) e SACHS (1928) podem ser encontrados em HONEYCOMBE (1984) e MEYERS; CHAWLA (1982), além de DILLAMORE; KATOH (1974). A metodologia empregada para calcular texturas de deformação a partir do modelo de Taylor é discutida em detalhes por AERNOUDT (1978).

DILLAMORE; KATOH (1974) observaram em seus experimentos em Fe com 70% de deformação que formou-se uma textura intermediária entre as previstas segundo as teorias de Sachs e de Taylor e que, dentre as duas, a textura prevista segundo a teoria de Taylor é a que mais se aproxima do resultado experimental.

O modelo de Taylor utilizado por DILLAMORE; KATOH (1974) é conhecido na literatura como “full constraint model” (modelo da restrição total) ou, resumidamente, FC. Esse modelo segue os pressupostos originais de Taylor, com 5 sistemas de escorregamento sendo ativados em cada grão. Mais recentemente, têm sido propostas modificações no modelo de Taylor, resultando nos modelos RC “relaxed constraint models” (ou com relaxamento de restrição) (VAN HOUTTE, 1984), (VAN HOUTTE,

1988). O modelo RC “lath” (ripa) considera que apenas 4 sistemas são ativados. O modelo RC “pancake” (panqueca) supõe que apenas 3 sistemas são ativados.

Na maioria dos metais laminados (onde os grãos são não-equiaxiais, planos) supõe-se que muitas vezes os 4º e 5º sistemas de escorregamento não cheguem a ser ativados, e essa seria a justificativa para os modelos RC (VAN HOUTTE, 1984).

Os três principais componentes observados em texturas de laminação de materiais CCC são previstos, com forte intensidade, em pelo menos um dos 3 modelos (FC, RC “lath” ou RC “pancake”) (VAN HOUTTE, 1984). Mais especificamente, prevêem-se no modelo FC os componentes $\{211\} \langle 011 \rangle$ e $\{11,11,8\} \langle 4,4,11 \rangle$ (DILLAMORE; KATOH, 1974) e nos modelos RC os componentes $\{111\} \langle 011 \rangle$ e $\{100\} \langle 011 \rangle$ (VAN HOUTTE, 1984).

Recentemente, VAN HOUTTE; RABET (1997) sugeriram um modelo por eles denominado RC generalizado, o qual permitiria uma melhor concordância em relação à textura observada experimentalmente, conforme apresentado na figura 2.3.4. Embora possamos admitir que os modelos para prever texturas de deformação sejam pelo menos parcialmente bem sucedidos, estes continuam longe de ser plenamente satisfatórios.

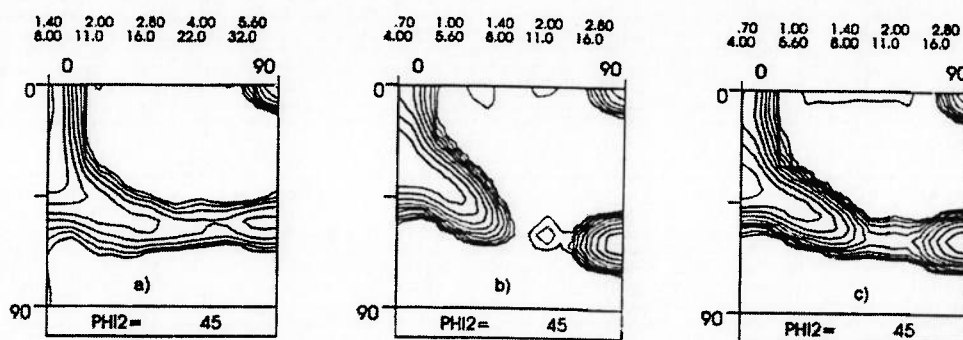


Figura 2.3.4. Seções $\phi_2=45^\circ$ da ODF de um aço laminado a frio com 70% de redução. a) Textura observada experimentalmente. b) resultado de uma simulação FC. c) resultado do modelo RC generalizado (VAN HOUTTE; RABET, 1997).

2.3.3 Texturas de recozimento

As texturas de recozimento são aquelas que surgem durante um tratamento térmico, especialmente devido à ocorrência de recristalização. Efeitos devidos à recuperação, se existirem, devem ser pequenos. Prévia deformação plástica proporciona um “driving force” para a recristalização (essa é a que normalmente chamamos recristalização primária). Outro fenômeno que pode ocorrer durante o recozimento é o crescimento anormal de grão (também chamado recristalização secundária), que também afeta a textura.

Mecanismos de recristalização

Entre as principais possibilidades para início da recristalização primária (formação de núcleo) (PADILHA; SICILIANO Jr, 1996), estão:

- i) movimentação de contorno de subgrão
- ii) SIBM (“strain induced grain boundary migration”), ou migração de contorno de grão induzida por deformação
- iii) “rotação” e coalescimento de subgrão

A importância de se estudar os mecanismos de recristalização é que, conforme o mecanismo de formação do núcleo, a orientação deste é diferente e, por consequência, a textura formada também é diferente.

i) movimentação de contorno de subgrão

Em algumas situações (quando a orientação e energia de grãos adjacentes são favoráveis), um contorno de subgrão (contorno de baixo ângulo) pode mover-se. À medida em que prossegue, este contorno vai absorvendo discordâncias, aumentando ainda mais sua diferença de orientação até que, finalmente, torna-se um contorno de alto ângulo. A formação de um contorno de alto ângulo caracteriza o início da recristalização.

Se existir um gradiente de orientações entre subgrãos (o que é muitas vezes verificado na prática), aumenta a possibilidade de ocorrência deste mecanismo (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996).

Este mecanismo é aparentemente favorecido em regiões onde há maior quantidade de discordâncias. Assim, grãos com alta quantidade de discordâncias (grãos com maior energia armazenada na deformação) parecem ser sítios mais favoráveis para a ocorrência deste mecanismo.

ii) SIBM - migração de contorno de grão induzida por deformação

Quando há dois grãos vizinhos com diferentes graus de encruamento é possível que ocorra o seguinte fenômeno: o contorno começa a mover-se, absorvendo a região a seu lado que estiver com maior densidade de discordâncias. Esse é o mecanismo

denominado como migração de contorno de grão induzida por deformação. Esse mecanismo aplica-se especialmente a baixos graus de deformação (menos de 40% de redução, segundo HUMPHREYS; HATHERLY (1996)).

Neste mecanismo, contornos de alto ângulo pré-existent movem-se. Essa é uma relevante diferença em relação aos mecanismos de movimento de contornos de subgrão e de rotação de subgrão, nos quais os contornos de alto ângulo deverão formar-se posteriormente.

A diferença na energia armazenada após a deformação favorece o mecanismo SIBM “strain induced grain boundary migration”, levando à preferencial formação de núcleos de recristalização em regiões de baixa energia armazenada. No caso de aços, favoreceria a formação de núcleos $\{100\} \langle 011 \rangle$ (RAY et al., 1994). A sequência de energia armazenada na deformação (no caso do Fe- α), calculada segundo o coeficiente M de Taylor, é apresentada adiante, na figura 2.3.6.

iii) rotação e coalescimento de subgrão

Muito se discutiu na literatura sobre a viabilidade deste mecanismo. Por exemplo, uma das primeiras evidências experimentais apresentadas para comprovar a existência da “rotação” de subgrãos (HU, 1962) trata-se provavelmente de artefato (WALTER; KOCH, 1963).

O coalescimento de subgrão pode ocorrer da seguinte maneira: contornos de baixo ângulo entre subgrãos são formados por um grupo de discordâncias. Estas discordâncias podem mover-se, diminuindo a diferença de orientação entre estes subgrãos, e indo para

a “borda” de um dos subgrãos, aumentando a desorientação nessa região, e favorecendo a formação de um contorno de alto ângulo. Acredita-se que apenas bem no início da recristalização há possibilidade de ocorrência deste mecanismo (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996).

Provavelmente, este mecanismo leva à formação de núcleos com orientação similar ao de grãos pré-existentes (portanto com orientações formadas durante a deformação).

Locais de início de recristalização

Acredita-se que um dos fatores preponderantes, em relação à orientação do núcleo, é o local em que o núcleo irá formar-se.

Segundo RAY et al. (1994), grãos $\{111\}$ nucleariam tipicamente em contornos de grão, enquanto que grãos $\{110\}\langle 001\rangle$ ou $\{100\}\langle 011\rangle$ nucleariam preferencialmente nas bandas de transição. Por isso, para os aços elétricos, objetiva-se tamanho de grão grande na bobina a quente. Uma outra possibilidade para justificar menor quantidade de componentes $\{110\}$ quando o tamanho de grão é pequeno seria a maior dificuldade de formar bandas de transição nesse caso. No caso da nucleação em precipitados, a orientação dos grãos formados tende a ser randômica (HUTCHINSON, 1984).

Nota: bandas de transição são regiões dentro do grão deformado que separam partes do grão que sofreram diferentes rotações. Dentro das bandas de transição, as células de discordâncias são menores do que no resto do grão. Ao contrário das bandas de cisalhamento, as bandas de transição não atravessam grãos.

Energia armazenada na deformação e a competição entre diferentes orientações

Uma análise cinética do processo de recozimento mostra que há tendência de nuclear mais rapidamente grãos com orientações como $\{111\}$, enquanto que as orientações $\{100\}$ desejáveis para os aços elétricos são menos favorecidas (figura 2.3.5).

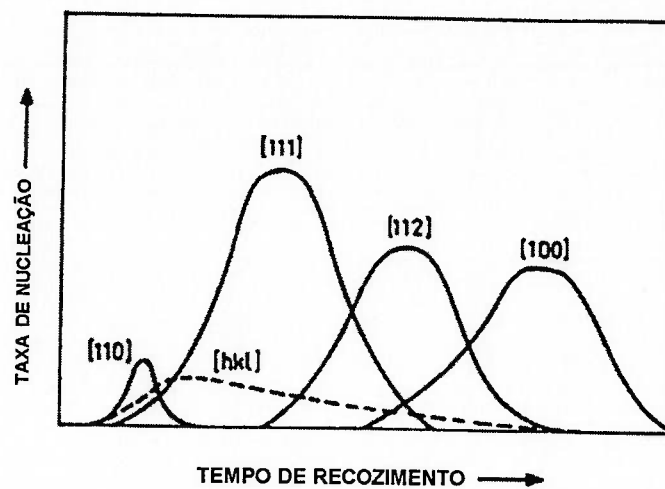


Figura 2.3.5. Representação esquemática de taxa de nucleação vs. tempo de recozimento para grãos recristalizados de diferentes orientações de baixo índice (HUTCHINSON, 1984).

Segundo a figura 2.3.5, após a recristalização deverá surgir uma textura formada por componentes $\{111\}$, $\{hkl\}$ e um fraco componente $\{110\}$ (HUTCHINSON, 1984). O pontilhado na figura acima, correspondente à orientação aleatória $\{hkl\}$, representa possíveis grãos de orientação randômica que nucleiam a partir de partículas de segunda fase (HUTCHINSON, 1984).

A figura 2.3.5 foi apresentada originalmente por HUTCHINSON (1974), e desde então vem sendo reproduzida em diversas publicações. HUTCHINSON (1974) baseou-se na estimativa de energia armazenada para orientações $\{hkl\}$ $\langle 011 \rangle$ conforme DILLAMORE et al. (1972) e em estimativas de energia armazenada por observação do

alargamento de pico de difração de raios-x após laminação de chapas (EVERY; HATHERLY, 1974), (TAKECHI et al., 1968). Entretanto, a figura 2.3.5 não leva em conta o fato de que a energia armazenada é função tanto do plano, como da direção (portanto, não representa o caso geral). A tendência atual é considerar o fator de Taylor como estimativa para a sequência de energia armazenada na deformação.

A figura 2.3.6 apresenta o coeficiente M de Taylor calculado para todas orientações possíveis em cristais CCC. A partir dessa figura, é extraída a seguinte sequência de energia armazenada durante a deformação (RAY et al., 1994):

$$E_{\{110\}\langle 001\rangle} < E_{\{001\}\langle 110\rangle} < E_{\{112\}\langle uvw\rangle} < E_{\{111\}\langle uvw\rangle} < E_{\{110\}\langle 110\rangle}$$

O coeficiente M de Taylor

TAYLOR (1938) assume em seu modelo que no interior de um policristal todos os grãos sofrem idêntica deformação, e que apenas cinco sistemas de escorregamento operam em cada grão. Estes cinco sistemas são aqueles que permitem que ocorra deformação com o menor trabalho fornecido, conforme a expressão (2.3.1).

$$dW_v = \sum_{s=1}^n \tau_c^s |d\alpha^s| \quad (2.3.1)$$

com $dW_v = \text{mínimo}$

onde dW_v é o trabalho virtual, $d\alpha$ é o incremento de deformação em um dado sistema de escorregamento, τ_c é a tensão de cisalhamento crítica para escorregamento, n é o número de sistemas de escorregamento, s denota cada sistema de escorregamento específico.

TAYLOR (1938) também admite que é possível considerar todas as tensões críticas τ_c^s como sendo a mesma:

$$\frac{dW_v}{\tau_c} = \sum_{s=1}^n |d\alpha^s| = \text{mínimo} \quad (2.3.2)$$

Uma vez tendo sido descobertos os sistemas de escorregamento que propiciam que o trabalho virtual seja mínimo, conforme a equação (2.3.2), obtém-se o cisalhamento total Γ , que é definido como a soma dos módulos dos incrementos de deformação:

$$d\Gamma = \sum_{s=1}^n |d\alpha^s| \quad (2.3.3)$$

O algoritmo para encontrar os sistemas de escorregamento operantes, conforme requerido na equação (2.3.2), é descrito por GIL SEVILLANO et al. (1980). Finalmente, o fator de Taylor (M) é definido como:

$$M = \frac{d\Gamma}{d\varepsilon} \quad (2.3.4)$$

onde ε é a deformação (macroscópica) no policristal. O coeficiente de Taylor, M, representa o aumento no cisalhamento total por unidade macroscópica de deformação.

No caso de grandes deformações, as discordâncias estão preferencialmente localizadas nos contornos de subgrão. A densidade de discordâncias pode ser aproximadamente relacionada ao tamanho médio de célula e à diferença de orientação segundo a relação (DILLAMORE et al., 1972):

$$\rho_d = \frac{\theta_{sb}}{bc_d} \quad (2.3.5)$$

onde ρ_d é a densidade de discordâncias, θ_{sb} é o ângulo de subcontorno, b é a magnitude do vetor de Burgers das discordâncias e c_d o diâmetro da célula de discordâncias.

DILLAMORE et al. (1972) apontam que ρ_d está relacionada a $\Sigma d\alpha^s$ e, portanto, a $Md\epsilon$. Ou seja, aumentando-se o valor de M , maior tende a ser a taxa de armazenamento de discordâncias, maior tende a ser θ_{sb} , e menor tende a ser o tamanho de célula c_d .

Algumas ressalvas têm sido feitas recentemente (HUTCHINSON, 1999) ao argumento de DILLAMORE et al. (1972). Conforme HUTCHINSON (1999), θ_{sb} , e c_d não seriam diretamente determinados pelo fator de Taylor; mas também, e principalmente, pela tendência de deformação heterogênea ou pela localização do escorregamento em cada grão.

Convém ainda notar que os valores calculados para o fator M são função do modo de escorregamento assumido no modelo. A tabela 2.3.1, que mostra valores médios de M para um material sem textura, exemplifica esse efeito. Entretanto, HUTCHINSON (1999) aponta que a variação do fator M em função da orientação é similar, tanto para o caso de “pencil glide”, como para deslizamento planar no $\{110\}$, por exemplo.

Tabela 2.3.1. Valores médios de M para um material CCC sem textura, para vários modos de escorregamento (GIL SEVILLANO et al., 1980).

Modo de escorregamento	M (médio)
$\{110\}\langle 111\rangle$	3,067
misto $\{110\}\{112\}\langle 111\rangle$	2,781
misto $\{110\}\{112\}\{123\}\langle 111\rangle$	2,754
“pencil glide”	2,733

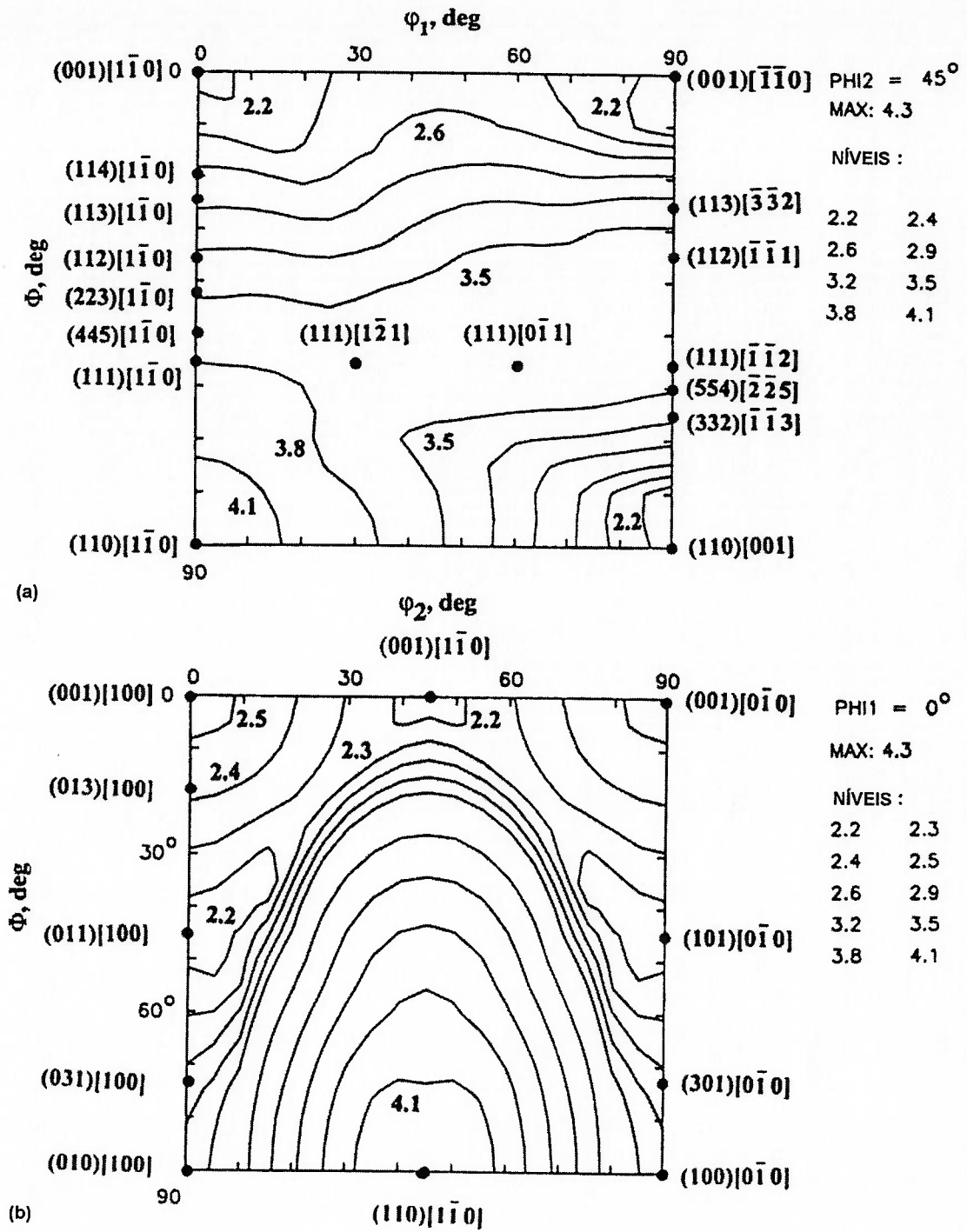


Figura 2.3.6. Mapas de coeficiente M de Taylor para materiais CCC (calculados segundo o modelo FC). a) seção $\phi_2=45^\circ$. b) seção $\phi_1=0$. Notação de Bunge (RAY et al., 1994).

Observação: Embora RAY et al. (1994) não especifiquem o modo de escorregamento, supõe-se que seja “pencil glide”, o qual prevê $M=4,33$ para a orientação $\{110\} \langle 110 \rangle$ e $M=2,12$ para a orientação $\{001\} \langle 110 \rangle$, valores em concordância com os apresentados na figura 2.3.6 (valores de M extraídos de HUTCHINSON (1999)).

Competição durante a etapa de crescimento de grãos

A figura 2.3.5 apresentada anteriormente refere-se à competição entre diferentes orientações no tocante à nucleação. A competição entre diferentes orientações durante a etapa de crescimento de grãos (na recristalização primária) favorece ainda mais o fortalecimento de componentes $\{111\}$ (HUTCHINSON, 1984), (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996).

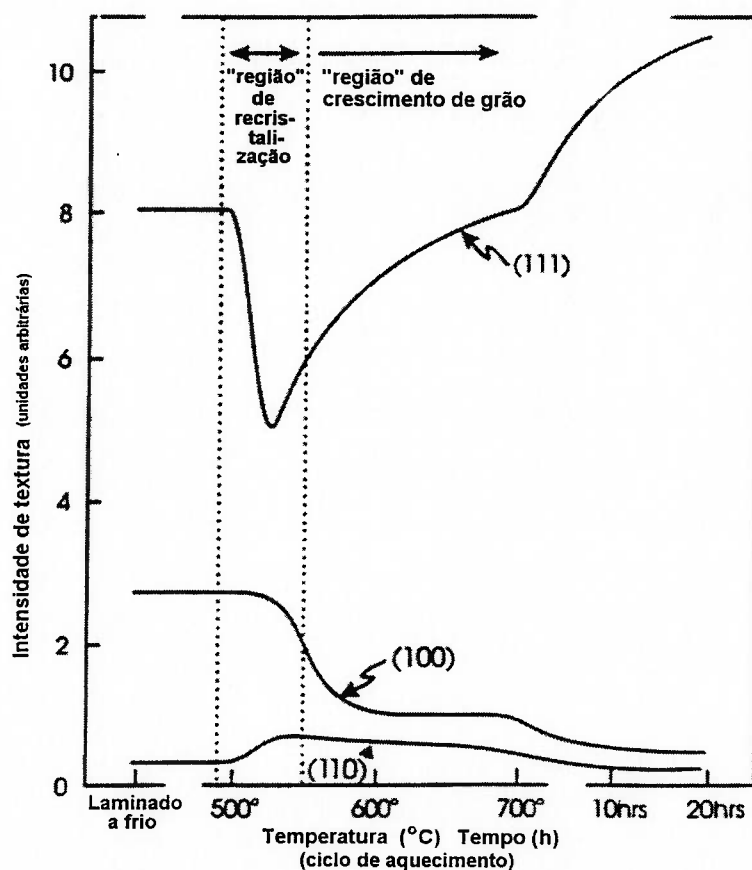


Figura 2.3.7. Variação da intensidade de alguns componentes de textura durante recozimento em caixa de aço baixo carbono previamente laminado. (MICHALAK; HU (1978) apud HUTCHINSON, (1984)). (gráfico redesenhado por HUMPHREYS; HATHERLY (1996)).

Efeito da recuperação

Recuperação durante períodos prolongados deve reduzir as diferenças entre a energia armazenada. Assim, recuperação pode alterar a sequência de nucleação apresentada na figura 2.3.5. Entretanto, deve ser lembrado que a cinética de crescimento é função da orientação cristalina dos grãos (figura 2.3.7), e continua favorecendo o crescimento de grãos com orientação $\{111\}$.

Efeito de precipitados que causam refino de grão

Em aços acalmados ao alumínio, a precipitação de AlN altera significativamente as texturas de recristalização. AlN atua como refinador de grão (e isso é teoricamente indesejável para aços elétricos). Precipitados finos de AlN favorecem texturas $\{111\}$, principalmente se a precipitação acontecer antes da recristalização (HUTCHINSON, 1994), (RAY et al., 1994). Segundo LYUDKOVSKY; SHAPIRO (1985), reduzindo a temperatura de reaquecimento ou aumentando o teor de Al, a permeabilidade máxima de aços elétricos aumenta.

Modelos para a textura de recristalização: nucleação orientada ou crescimento orientado?

O mecanismo de formação da textura de recristalização tem sido o tema de uma antiga e longa discussão na literatura (ver p. ex. TAOKA et al., 1967). As duas hipóteses formuladas para explicar esse mecanismo são conhecidas como “oriented nucleation theory” (nucleação orientada) e “oriented growth theory” (crescimento orientado).

Verifica-se experimentalmente que a distribuição de orientação dos núcleos de recristalização não é aleatória, o que serve de comprovação para a nucleação orientada (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996). Adicionalmente, crescimento orientado não deve ocorrer de maneira isolada, devendo estar sempre associado à nucleação orientada, um ponto de vista também manifestado por HUTCHINSON (1989).

Muitas das evidências a favor da hipótese do crescimento orientado foram apresentadas por um pequeno grupo de autores, no qual destaca-se K. Lücke (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996).

LÜCKE (1974) e IBE; LÜCKE (1966) procuram mostrar que para certas relações de orientação a movimentação de contornos de grão é mais rápida e isso determinaria a textura de recristalização. No caso de aços, segundo IBE; LÜCKE (1966), contornos com relações de rotação de $26,5^\circ$ em torno de direções $\langle 110 \rangle$ seriam especialmente rápidos.

URABE; JONAS (1994) aplicaram o conceito de crescimento orientado para tentar explicar a textura de recristalização em um aço que sofreu 70% e 85% de redução (Figura 2.3.8). Entretanto, ao invés de rotações de $26,5^\circ$, determinaram que rotações de 22° em torno de eixos $\langle 110 \rangle$ seriam mais adequadas para explicar o resultado obtido.

Merece ser destacado que, além de rotações de $26,5^\circ$ em torno de direções $\langle 110 \rangle$, várias outras relações de orientação poderiam apresentar altas mobilidades. A tabela 2.3.2 mostra que relações de coincidência no reticulado (CSL –“coincidence site lattice”)

$\Sigma<110>$ estão disponíveis por uma ampla faixa (se for considerado o espalhamento em torno de cada CSL), cobrindo praticamente todos os ângulos, desde 17° a 90° (JONAS; KESTENS, 1996).

Tabela 2.3.2. Relações de coincidência de reticulado $<110>$, e suas faixas de espalhamento (JONAS; KESTENS, 1996).

Σ	θ	Faixa de espalhamento
33a	20,1	17,5-22,7
19a	26,5	23,1-29,9
27	31,6	28,7-34,5
9	38,9	33,9-43,9
11	50,5	46,0-55,0
41	55,9	53,6-58,2
33c	59,0	56,4-61,4
3	70,5	61,8-79,1
17c	86,6	83,0-90,2

Na Tabela 2.3.2, a quantidade Σ representa ao número de sítios de coincidência no reticulado. O número Σ é encontrado da seguinte maneira: sobrepõe-se dois reticulados. Σ denota a relação entre sítios do reticulado e sítios onde há coincidência entre duas orientações. Portanto, quanto menor Σ maior a coincidência. Acredita-se que a mobilidade do contorno tende ser a maior para pequeno Σ . Mas isso nem sempre é verdade: por exemplo, a relação de maior coincidência - $\Sigma=3$ contorno coerente de macla – apresenta mobilidade muito baixa (HUMPHREYS; HATHERLY, 1996).

No caso de materiais CCC, apenas contornos relacionados por rotações $<110>$ vêm a ser considerados. Isto porque a expansão em volume por unidade de área é apenas $\sim 4\%$ do parâmetro de rede para rotações $<110>$ (o aumento de volume é $>10\%$ no caso de rotações $<100>$ e contornos de orientação não-relacionada) (JONAS; KESTENS, 1996).

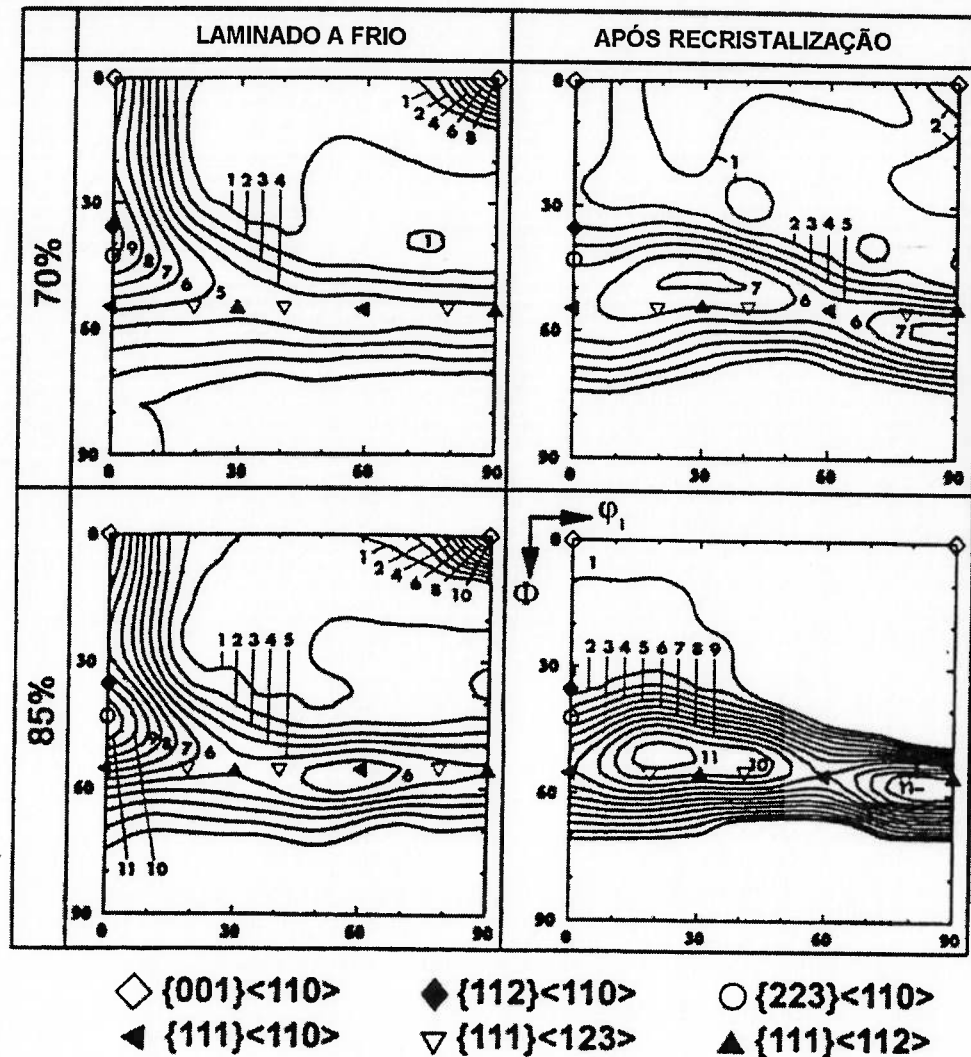


Figura 2.3.8. Seções $\phi = 45^\circ$ de ODFs para aço com 70 e 85% de redução, nas condições laminado (esquerda) e recristalizado (direita). As ODFs foram corrigidas para eliminar componentes fantasma. Notação de Bunge (URABE; JONAS, 1994).

2.3.4 Texturas de transformação

Entre a ferrita CCC e a austenita CFC existem relações de orientação cristalográfica (ver tabela 2.3.3). É possível supor que parte da textura austenítica transforme-se na sua correspondente ferrítica, embora muitos grãos ferríticos possam nuclear sem seguir essas relações. Assim, uma maneira de favorecer texturas $\{100\}$ em aços seria aproveitando o principal componente da textura de recristalização austenítica $\{100\} \langle 001 \rangle$, que se transforma em $\{100\} \langle 011 \rangle$ ferrítico (RAY; JONAS, 1990). Porém se o

teor de Si for muito elevado, o campo austenítico inexistirá e não será possível aproveitar esse detalhe.

Tabela 2.3.3. Relações de orientação entre austenita (γ) e ferrita (α) (RAY; JONAS, 1990).

Relações de orientação	Relação de correspondência no reticulado	número de alternativas	número total de variantes
Bain (B)	$\{001\}\gamma \parallel \{001\}\alpha$	3	3
	$\langle 100 \rangle\gamma \parallel \langle 110 \rangle\alpha$	1	
Kurdjumov-Sachs (K-S)	$\{111\}\gamma \parallel \{011\}\alpha$	4	24
	$\langle 011 \rangle\gamma \parallel \langle 111 \rangle\alpha$	3	
	(variantes gêmeas)	2	
Nishiyama-Wasserman (N-W)	$\{111\}\gamma \parallel \{011\}\alpha$	4	12
	$\langle 112 \rangle\gamma \parallel \langle 011 \rangle\alpha$	3	

A orientação das variantes de Bain estão a $11,06^\circ$ das de K-S; e a $9,7^\circ$ das de N-S. Entre as relações de K-S e N-W, a diferença é $5,3^\circ$ e nestas há o mesmo paralelismo entre planos (RAY; JONAS, 1990). A semelhança entre as relações de Bain, K-S e N-W pode ser visualizada através da figura 2.3.9.

A figura 2.3.9 mostra as figuras de polo (002) resultantes da transformação (todas as variantes) de fase CCC formada a partir de um cristal CFC com a orientação $\{100\} \langle 001 \rangle$, seguindo as relações de orientações de Bain, K-S e N-W.

A semelhança entre as relações de Bain, K-S e N-W torna difícil identificar qual dessas relações está sendo seguida, no caso de uma transformação $\gamma \rightarrow \alpha$, quando são utilizadas figuras de polo ou ODFs para comparações entre textura de γ original e textura de α resultante (RAY; JONAS, 1990).

Os modelos para prever texturas de transformação devem incorporar seleção de variantes, conforme for observado experimentalmente. Por exemplo, quando o componente $\{100\} \langle 001 \rangle$ (que forma-se devido à recristalização da austenita) transforma-se em ferrita, deveria produzir iguais intensidades dos componentes $\{100\} \langle 011 \rangle$, $\{110\} \langle 001 \rangle$ e $\{110\} \langle 110 \rangle$, mas o componente $\{100\} \langle 011 \rangle$ é sempre dominante experimentalmente (ROLLET; WRIGHT, 1998).

Recentemente, têm sido realizadas tentativas de aprimorar o modelamento de texturas de transformação em aços baixo carbono. Esse tema foi revisado com detalhes por RAY; JONAS (1990) e RAY et al. (1994).

Quando cristais CCC transformam-se em CFC, as texturas de transformação previstas teoricamente mostram uma concordância consideravelmente satisfatória em relação aos resultados provenientes de experimentos. As mesmas teorias são aparentemente válidas quando o inverso ocorre, cristais CFC transformando-se em CCC.

A textura de recristalização em material CFC de média ou alta energia de defeito de empilhamento (como o cobre) é $\{100\} \langle 001 \rangle$ (DAVIES et al., 1975). KALLEND et al., (1975) produziram ligas Cu-Zn (60-40). Eles compararam a textura de latão β resfriado rapidamente a partir de 860°C com a de latão α resfriado lentamente dentro do forno. KALLEND et al. (1975) encontraram que a relação de orientação seguida durante a transformação de latão β para latão α seguia a relação de Kurdjumov-Sachs. A textura cubo-na-face do latão α original $\{100\} \langle 001 \rangle$ transformou-se, para o latão β , nos componentes principais $\{001\} \langle 110 \rangle$, $\{110\} \langle 001 \rangle$ e $\{110\} \langle \bar{1}10 \rangle$.

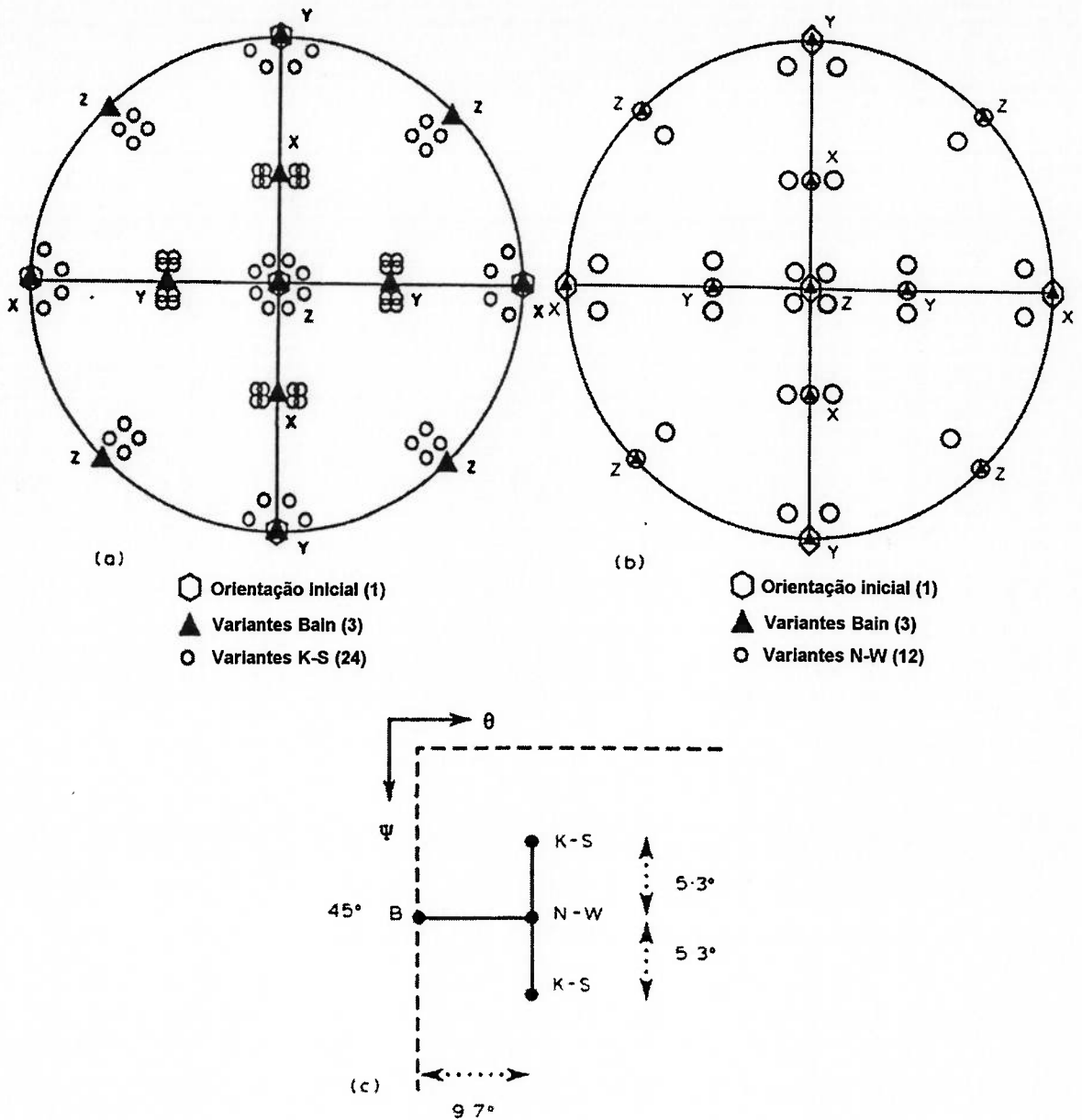


Figura 2.3.9. a) e b) Localização das relações de orientação (Bain, K-S e N-W) em figuras de polo (002). c) posições relativas das três relações de orientação (Bain, K-S e N-W no espaço de Euler). (RAY; JONAS, 1990).

As relações de orientação entre γ e α , podem ser aproveitadas como um meio de obter textura $\{100\}$ (por exemplo, KUMANO et al., 1995). Um dos problemas deste método é que transformações $\gamma \rightarrow \alpha$ ou $\alpha \rightarrow \gamma$ levam à refino de grão (pois recristalização ocorre). KUMANO et al. (1995) sugerem que a passagem por temperaturas na vizinhança de Ar_3 deve ser lenta, para prevenir o indesejável refino de grão.

No caso de aços elétricos com baixo teor de Si e Al, há evidências (KESTENS et al., 1996) de que aguda textura do tipo $\{100\} \langle 011 \rangle$ pode ser obtida na bobina a quente.

2.3.5 Análise comparativa entre textura de aços baixo carbono para estampagem e textura de aços elétricos GNO

A grande questão é: Como atingir a textura ideal para aços elétricos GNO $\{100\} \langle 0vw \rangle$? Que condições de processamento, e que composição química (elementos de liga) permitem chegar a esta textura?

A maior parte dos artigos sobre textura de aços existentes na literatura (RAY; JONAS, 1990), (HUTCHINSON, 1994), (RAY et al. 1994) têm abordado o tema dos aços para estampagem. Esses aços contêm tipicamente baixo carbono sem adição de elementos de liga.

Os trabalhos sobre aços para estampagem são muito úteis para o raciocínio sobre aços elétricos, pois discutem meios de eliminar a textura “indesejável” $\{100\}$, que é prejudicial no caso de aços para estampagem (RAY et al., 1994). Assim, lendo esses artigos e raciocinando de forma “invertida”, é possível encontrar condições que favoreçam a textura $\{100\}$, que é a objetivada nos aços elétricos.

Nos aços para estampagem geralmente é objetivado, após o bobinamento à quente, tamanho de grão pequeno ($\sim 10\mu\text{m}$). Esse reduzido tamanho de grão forneceria mais locais para nucleação de grãos $\{111\}$. Outra possibilidade é que, com grãos menores,

pode ser mais difícil formar bandas de transição (que favoreceriam grãos com orientação {110} ou {100}).

Desenvolvidos no fim da década de 60, recentemente têm sido alvo de grande interesse os aços IF (“interstitial free”), livres de intersticiais, como o próprio nome descreve (RAY et al., 1994). Nestes aços, há adição de pequena quantidade (~0,5%) de elementos formadores de carbonetos fortemente estáveis (como Ti e Nb). Como esses elementos favorecem a textura {111} (RAY et al., 1994), a presença de elementos forte formadores de carbonetos parece ser indesejável aos aços elétricos.

Merece destaque o efeito das temperaturas de deformação na laminação à quente. Conforme RAY et al. (1994), os aços baixo carbono para estampagem são usualmente laminados de modo que a laminação à quente seja completada quando o material ainda encontre-se na região austenítica. Por outro lado, trabalhos que enfocam aços elétricos enfatizam a passagem pela região ferrítica, durante a laminação à quente (WAECKERLÉ et al., 1994), (MAGER; WIETING, 1994).

No caso de aços para conformação, há uma faixa mais ou menos “estreita” de temperaturas para a laminação a quente. Essa faixa corresponde à região II (segundo a figura 2.3.2), sendo a região de não-recristalização da austenita. No caso dos aços elétricos, é possível utilizar duas estratégias distintas para favorecer formação de componentes {100} ou {110}: laminação na região I (figura 2.3.2), onde há recristalização da austenita ou laminação em baixas temperaturas, na região ferrítica.

2.3.6 Aços elétricos semi-processados e totalmente processados

Antes de prosseguir, é importante definir e discutir aços semi e totalmente processados e quais suas diferenças. Os aços semi-processados necessitam de um tratamento a $\sim 760^{\circ}\text{C}$ (“stress-relief-annealing”) que tem pelo menos quatro funções: eliminar tensões residuais, reduzir ainda mais teor de carbono, originar uma camada de óxido na superfície que atue como isolante, crescer grão.

Nos aços elétricos semi-processados, tempo e temperatura do recozimento final são importantes parâmetros do processo. A figura 2.3.10 mostra que o tempo de incubação necessário pode ser consideravelmente reduzido aumentando-se a temperatura de recozimento de 600°C para 760°C . Curvas desse tipo também podem ser usadas para estabelecer qual o grau de redução (“skin-pass”) que propicia o tamanho de grão ideal para cada aço.

A grande vantagem do totalmente processado para o usuário é que dispensaria essa última e dispendiosa etapa de tratamento térmico. Mas, sempre alguma deformação é introduzida na etapa de estampagem, o que acarreta aumento de perdas e reduz permeabilidade. Por isso, há fabricantes que realizam esse tratamento térmico final também em aços totalmente processados.

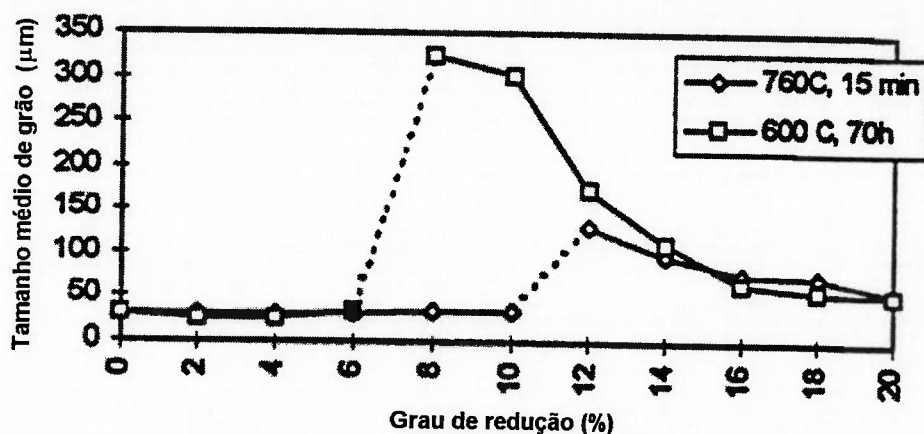


Figura 2.3.10. Efeito do grau de redução no tamanho de grão de aços acalmados, incluindo efeito de recozimento a 600°C e 760°C. (LANDGRAF; FERREIRA, 1996).

O aço totalmente processado pode chegar a ser várias vezes mais caro que um aço semi-processado. Para reduzir custos, até o aço 1006 produzido para fins de estampagem costuma ser utilizado como aço elétrico semi-processado.

O processamento dos aços totalmente processados e semi-processados é bastante diferente. Seria possível separá-los quanto à parte do processamento mais explorada para otimização de perdas. Enquanto que nos aços totalmente processados, o processo permite otimizar textura (às vezes em detrimento de atingir o tamanho de grão ótimo), nos semi-processados a alternativa é otimizar tamanho de grão, pois o “skin-pass” e subsequente recristalização mudam a textura desenvolvida no decorrer do processamento.

Algumas estratégias de otimização podem ser aplicadas tanto em aços semi-processados como em totalmente processados. Esse é o caso, por exemplo, de alguns parâmetros de processamento (como temperaturas de reaquecimento e de bobinamento), do

recozimento da bobina a quente e da substituição (parcial) de Si por Al, discutidas a seguir.

Recozimento da bobina a quente

O recozimento da bobina quente (“hot band annealing”) favorece a permeabilidade por gerar aumento da componente $\{110\}$ e diminuição das componentes $\{111\}$ e $\{211\}$ (YASHIKI; KANEKO, 1992). Esse efeito costuma ser atribuído a aumento de tamanho de grão.

O recozimento da bobina a quente pode ser realizado nos aços com ou sem transformação de fase. Porém, há uma diferença fundamental: se o aço apresentar transformação de fase, a temperatura máxima de recozimento deve estar abaixo de A_{r3} ($T \approx 850^\circ\text{C}$ têm sido usada (YASHIKI; KANEKO, 1992)). O problema é que, nessa temperatura, pode ser necessário várias horas para ocorrer crescimento de grão.

Entretanto, se o aço é sempre ferrítico, o recozimento da bobina à quente pode ser realizado a 1000°C , durante alguns minutos, e levando a crescimento de grão. Aços totalmente processados muitas vezes aproveitam essa possibilidade (por exemplo, KUBOTA; NAKAYAMA, 1992). De modo geral, espera-se que em aços sempre ferríticos o tamanho de grão após laminação a quente seja maior, devido à ausência de transformações $\gamma \rightarrow \alpha$ ou $\alpha \rightarrow \gamma$.

Também HUNEUS et al. (1992) mencionam que suprimindo as transformações $\gamma \rightarrow \alpha$ ou $\alpha \rightarrow \gamma$, por adição de elementos ferritizantes (Si e Al), propicia-se o desenvolvimento de texturas otimizadas para aços elétricos.

O recozimento da bobina a quente é sugerido tanto no caso de aços totalmente processados (WAECKERLÉ et al., 1994), como no de aços semi-processados (BARISONI, 1990), (YASHIKI; KANEKO, 1992).

Substituição de parte do Si por Al

A adição de Al em maiores quantidades vem sendo muito aplicada atualmente. Essa é uma maneira de obter um material com baixo teor de Si+Al, mas sem transformação de fase. KUBOTA; NAKAYAMA (1992) aplicaram uma redução de 85-95%, obtendo B_{50} na longitudinal de 1,83 T e B_{50} transversal de 1,81 T, para um aço com 0,1% Si e 1,0%Al. O recozimento após bobinamento a quente foi a 1050°C por 2min, seguido de um recozimento final a 900°C por 30s. Para um aço com 0,6% Si e 0,8% Al foi atingido B_{50} na longitudinal de 1,82 T e B_{50} transversal de 1,80 T.

Temperaturas de reaquecimento e de bobinamento

No caso de aços elétricos acalmados com Al, são sugeridas baixa temperatura de reaquecimento e alta temperatura de bobinamento (LYUDKOVSKY; SHAPIRO, 1985). Isso pode estar relacionado com fração volumétrica e tamanho de nitretos, ou com os diferentes estágios durante a laminação a quente (figura 2.3.2), ou ambos. Muitos nitretos bastante finos tendem a favorecer tamanho de grão pequeno no decorrer do processamento. Poucos nitretos muito grandes favorecem grande tamanho de grão durante o processamento. Mais detalhes sobre o efeito de precipitados de AlN em textura podem ser encontrados em HUTCHINSON (1994).

2.3.7 Algumas estratégias de otimização de textura em aços elétricos totalmente processados

Importância da laminação a quente

Em tempos recentes, tem sido enfatizada a importância da etapa de laminação a quente em relação à textura. No caso de um aço com transformação de fase (baixo Si), WAECKERLÉ et al. (1994) têm apontado que quanto mais a laminação à quente entra na faixa de temperaturas Fe- α , mais forte é a componente $\{100\} \langle 001 \rangle$. Posteriormente à laminação a quente, é realizado o recozimento da bobina a quente, e então uma laminação a frio de 70-80%, seguida de um recozimento a 800-850°C (com H₂). Com esse processamento, WAECKERLÉ et al. (1994) afirmam que atingem o expressivo valor de 1,93 T para o B₅₀, para um aço sem Si ou Al, que foi o material estudado.

Segundo MAGER; WIETING (1994), foi possível obter um material com textura preferencial $\{100\} \langle 001 \rangle$ apresentando B₂₅ médio de 1,75 T, com uma liga Fe-Si 1%. Esse material (com 8mm de espessura e tamanho de grão 200 μ m) foi submetido a laminações e/ou tratamentos na faixa de 700-1050°C (chegando a 3mm). Após esse processamento (e com o recozimento da bobina a quente) foi obtido um material de partida com estrutura ferrítica e tamanho de grão grande (mais de 100 μ m). Depois, o material foi submetido a uma laminação a frio de 3mm para 0,5 mm (83%) e a um recozimento final por várias horas na faixa 700-950°C (em atmosfera descarbonetante, com H₂). Tratamento térmico final incluindo a descarbonetação em atmosfera constituída principalmente por hidrogênio é uma etapa tradicional no aços GNO (MOSES, 1990).

Laminação a frio em duas etapas

Muitos dos aços elétricos GNO comerciais (PAOLINELLI, 1997), (TAKASHIMA et al., 1997), (SHIMANAKA et al., 1982) incorporam a laminação a frio em duas etapas, sendo tipicamente uma redução forte na primeira etapa (seguida de recristalização) e uma redução fraca na segunda. No experimento realizado por TAKASHIMA et al. (1997), na primeira etapa a espessura foi reduzida de 2,2 mm para 0,5 mm (77%) e na segunda etapa de 0,5 mm a 0,44 mm (12%). O grau de redução da segunda etapa permite atingir o tamanho de grão ótimo (~150 μm) para minimizar perdas.

TAKASHIMA et al. (1997) sugerem utilizar a laminação a frio em duas etapas, com interrupção da recristalização após a primeira etapa (após 60% em fração volumétrica ter recristalizado). Nesse caso, grãos com maior energia armazenada (e orientação desfavorável) teriam recristalizado, enquanto que grãos com menor energia armazenada seriam poupados (TAKASHIMA et al., 1997). A temperatura ideal para a recristalização interrompida seria 650°C (TAKASHIMA et al., 1997). A figura 2.3.6 mostra os fatores de Taylor para várias orientações. Nessa figura é possível observar que várias orientações favoráveis no caso de aços elétricos apresentam baixo fator de Taylor e, portanto, armazenariam menos energia durante a deformação.

Aparentemente, a laminação em duas etapas tem como um de seus objetivos reduzir a anisotropia. Segundo a figura 2.3.11, um aço submetido à laminação a frio em duas etapas apresenta menor anisotropia.

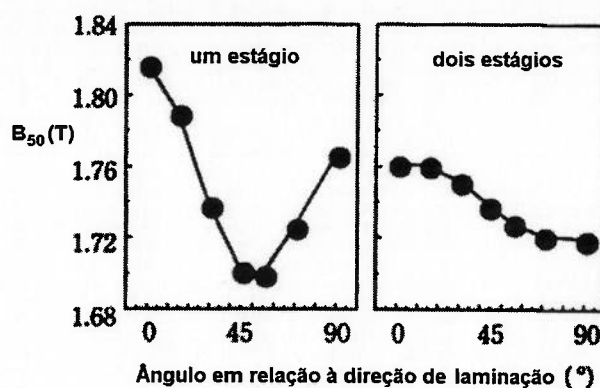


Figura 2.3.11. Anisotropia em chapas de aços totalmente processados (HONDA et al., 1998).

Adição de Sb

Já em meados da década de 70, estudava-se a adição de Sb em aços GO. A partir do início da década de 80, aparecem muito estudos sobre o efeito benéfico de Sb, ou Sn nos aços elétricos GNO (p. ex. LYUDKOVSKY; RASTOGI, 1984). A literatura enfatiza pequenas adições; JENKO et al. (1994) chegam à conclusão de que a adição de 0,05% em peso de Sb permite melhor resultado do que 0% ou 0,1% de Sb.

A maneira como o Sb (ou Sn) atua, favorecendo as propriedades magnéticas, continua sendo motivo de discussão na literatura. O efeito benéfico do Sb tinha sido atribuído, na década de 80, à segregação desse elemento em contornos de grão, o que inibiria nucleação de grãos $\{111\}$. Porém, TAKASHIMA et al. (1993) sugerem que o Sb favoreceria o aparecimento de bandas de transição ou, talvez, o Sb pode estar afetando a nucleação nas bandas de transição.

A adição de Sn, Sb ou Cu continua sendo um dos temas de patentes recentes, como BAE et al. (1993). Vale a pena ressaltar que a adição de Sb aos aços vem sendo empregada industrialmente (TAKASHIMA et al., 1993).

2.3.8 Métodos alternativos

Esta seção contém métodos que não são considerados comercialmente viáveis mas poderiam levar a materiais com excelente textura.

Nem sempre descobertas científicas, ou as patentes referentes a elas, são imediatamente aplicáveis na indústria. Por exemplo, metal amorfo como núcleo de transformadores foi patenteado na década de 70, mas demorou mais de 10 anos de pesquisa até chegar-se a um material comercial (MOSES, 1990). Durante esse período, vários problemas tiveram de ser resolvidos - talvez o principal problema fosse cristalização do material durante operação. Hoje, metal amorfo concorre com aços GO no mercado de núcleos de transformadores.

Algumas idéias e patentes são bastante antigas. Por exemplo, a patente da laminação cruzada ou “cross-rolling” (mas considerado industrialmente inviável), que visa obter textura cubo-na-face. Entretanto, este tema é sempre revisitado, sendo objeto de artigos e patentes recentes (a patente original, de Bitter, é de 1936 (CHEN, 1986)). Outro método famoso de obter textura cubo (grãos {100} na superfície da chapa) é o recozimento secundário sob vácuo (ASSMUS et al., 1957), (DETERT, 1959), o qual também não veio a ser empregado industrialmente em larga escala.

Anisotropia de energia de superfície

Desde 1960, é conhecido que recozimento sob vácuo ou atmosfera inerte favorece textura cubo-na-face (ASSMUS et al. 1957) (DETERT, 1959). Grãos {100} desenvolvem na superfície, durante uma recristalização secundária. Para obter uma

textura {100} bem desenvolvida, a lâmina deve ser muito fina. Este processo chegou a ser utilizado industrialmente, porém em escala muito pequena (CHEN, 1986). O aço “duplamente-orientado” produzido desta maneira é muito caro e foi usado apenas para algumas aplicações especiais.

Anisotropia de energia de superfície combinada à textura de recristalização da austenita

Uma proposta inovadora para desenvolver textura {100} foi recentemente formulada (TOMIDA, 1996), (TOMIDA; TANAKA, 1995). Esse processo leva a um aço anisotrópico com melhores propriedades a 45° da direção de laminação. O processamento inclui transformação $\gamma \rightarrow \alpha$, recozimento à vácuo (o vácuo favorece textura {100}), devido ao “driving force” gerado por anisotropia de energia de superfície), e subsequente descarbonetação do aço, que contém 2%Si (importante notar que esse material tinha Mn alto, 1%, para ser austenítico em altas temperaturas, além de teor de carbono 0,1%). TOMIDA; TANAKA (1995) mencionam que obtém B_{50} na direção de laminação de 1,68T e na direção 45° à de laminação, 1,93T.

Laminação cruzada ou “cross-rolling”

Aços com textura {100} $\langle 001 \rangle$ ou {100} $\langle 011 \rangle$ (cubo-na-face) também são chamados de duplamente orientados. Este aço podem, em princípio, ser empregados tanto em transformadores (em substituição aos aços GO), como em motores (em lugar dos GNO).

Um dos métodos de produzir a textura cubo-na-face é a laminação cruzada ou “cross-rolling” (por exemplo, MEKHICHE et al., 1994). USHIMAGI et al. (1988) sugerem três laminações, sendo a segunda na direção perpendicular à da primeira, e a terceira na mesma direção que a primeira, como método de produzir aços duplamente orientados

com textura otimizada. Não há notícias da viabilidade comercial de aplicação do “cross-rolling” ou variantes pela indústria até o momento.

“Strip-casting”

Além das já mencionadas texturas de deformação, recristalização e de transformação, existem ainda as texturas de solidificação. A direção preferencial de crescimento das dendritas em metais cúbicos é $\langle 100 \rangle$ (ROLLET; WRIGHT, 1998). É possível controlar a solidificação de maneira que os grãos cresçam em uma única direção. Assim, nos planos perpendiculares à direção de crescimento desses grãos colunares observam-se texturas do tipo $\{100\} \langle 0vw \rangle$.

O “strip-casting” ou lingotamento em tiras muito finas possibilitaria obter texturas do tipo $\{100\} \langle 0vw \rangle$ (p. ex. PARK et al., 1999). Embora seja um processo promissor, há muitas dificuldades a serem superadas. A qualidade superficial da chapa não é boa, e tensões residuais podem provocar ondulações ou trincas na chapa.

Em seguida ao “strip-casting”, KUMANO et al. (1993) sugerem decapagem em meio ácido, laminação com redução entre 5 a 40% e posterior recristalização. KUMANO et al. (1993) afirmam que obtém chapas com 0,2-1,2 mm de espessura com textura $\{100\} \langle 0vw \rangle$.

2.3.9 Algumas outras tendências em desenvolvimento de aços elétricos

Métodos que envolvem diretamente textura foram discutidos previamente nas seções 2.3 anteriores. Nesta seção são apresentadas tendências em desenvolvimento que não envolvem, pelo menos de maneira muito direta, textura.

Adição de Si em teores >3,5%

Devido principalmente à dificuldade de processamento (adições de Si prejudicam propriedades mecânicas) o teor de Si em aços GO e GNO geralmente esteve limitado a até 3,0-3,5% Si. Entretanto, o tema de algumas patentes recentes tem sido aumentar o teor de Si. O teor de Si pode ser aumentado a até 4,0 a 8,0% Si (KUBOTA; SUGA, 1991), (MASUDA et al., 1988). Segundo MASUDA et al. (1988), adequados graus de redução e temperaturas de laminação podem permitir produzir aços de alto (4 a 7%) teor de Si.

A grande vantagem de aumentar o teor de Si é aumentar a resistividade. É de grande interesse produzir aços GO com teor de Si >3,5%. Porém, para aços GNO, há um teor ideal de Si (ou Si+Al), que depende do projeto de cada motor (no caso do motor de indução). Devido ao elevado número de variáveis envolvidas, o melhor método de descobrir o teor ideal de Si para um motor é através de uma bancada de motores, testando-se aços de diferentes composições químicas. De modo geral, quanto maior o motor, maior tende a ser o teor ideal de Si (HONDA et al., 1990), (KREUTZFELD; SILVEIRA, 1997).

No caso de motores que operam em altas rotações, as perdas no ferro tendem a assumir uma proporção maior do que em baixas rotações (HONDA et al. (1998). Assim, motores que funcionam em altas rotações tendem a requerer aços com teor de Si maior do que motores de baixas rotações (HONDA et al. 1998).

Aumento do tamanho do nitreto de Al

NISHIMOTO et al. (1989a) têm discutido métodos de obter partículas grossas ($>0,2\mu\text{m}$) de AlN. Segundo eles, haveria duas grandes vantagens:

- a) obter AlN em tamanho que não irá prejudicar recristalização, favorecendo obter grãos de ferrita maiores (durante o processamento, tamanho de grão maior pode favorecer textura; após o recozimento final, tamanho de grão deve ser $>100\mu\text{m}$ para reduzir perdas).
- b) obter AlN em tamanho que não prejudique movimentação de domínios. Entretanto, a faixa de tamanho de partícula mencionado por NISHIMOTO et al. (1989a) como ótima ($0,5-1,0\ \mu\text{m}$) é similar à que artigos recentes, como o de JILES (1988), mencionam como a mais eficaz para impedir movimentação de domínios.

NISHIMOTO et al. (1989a) sugerem usar teor de Al elevado ($>0,2\%$ pelo menos) e um recozimento intermediário (a $800-1000^\circ\text{C}$), para obter precipitados de AlN maiores. Maiores detalhes na série de publicações por NISHIMOTO et al. (1989a,b,c,d).

Aço “ultra-limpo”

Reduzir o teor de elementos como S, N, O e C é o tema de diversas patentes (BARISONI, 1990), (TOMITA et al., 1989), (MATSUMOTO et al., 1989). O principal

objetivo é reduzir inclusões, que dificultam a movimentação de paredes de domínio e a recristalização.

AlN atua como refinador de grão durante todas as etapas do processamento. Alguns autores sugerem diminuir ambos N e Al (TOMITA et al., 1989). Ti (ou Ca, Si) seria usado no lugar do Al como desoxidante (TOMITA et al., 1989).

Redução do teor de C e intersticiais

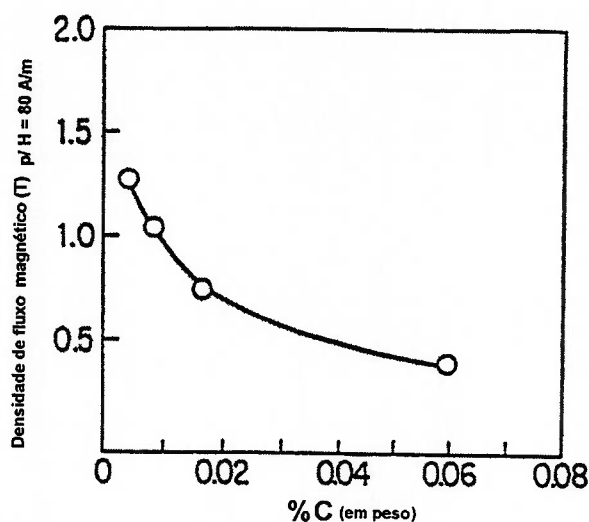


Figura 2.3.12. Efeito do teor de carbono na indução para $H=80$ A/m (TOMITA et al., 1989).

TOMITA et al. (1989), TOMITA; YAMABA (1990) enfatizam que o aço deve apresentar o menor teor de carbono possível. A figura 2.3.12 mostra o efeito deletério do teor de C na Indução para $H=80$ A/m. Segundo TOMITA; YAMABA (1990), o carbono (átomo intersticial) aumenta as tensões internas, dificultando movimentação de paredes de domínios. Os efeitos do carbono seriam mais sensíveis em campos aplicados muito baixos. Outros átomos intersticiais, como o N, também aumentariam tensões internas, se

em solução sólida. Reduzir o teor de carbono a níveis extra baixos também é a preocupação de VAN HOECKE; ZOZOL (1991).

Prevenir ou diminuir oxidação através de atmosfera não-oxidante

Alguns autores têm sugerido a utilização de um recozimento da bobina a quente com atmosfera não-oxidante ($N_2 - H_2$) como forma de reduzir a oxidação que ocorre durante a laminação à quente (NISHIMOTO et al., 1989e). Entretanto, a camada superficial fica nitretada, e NISHIMOTO et al. (1989e) sugerem um outro tratamento posterior para crescimento e precipitação de AlN.

Aumento de resistência mecânica

Algumas patentes têm mostrado preocupação com resistência mecânica de aços elétricos (TACHINO et al., 1989). Recentes projetos de motores requerem material que possa ser usado em frequências bastante altas, e também há uma tendência de produção de rotores grandes, o que torna necessário aços com melhores propriedades mecânicas, segundo TACHINO et al. (1989).

3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 Amostras

Esta seção deve servir como base de consulta para as demais, nos capítulos 4 e 5.

3.1.1 Ligas A e B

As ligas A e B permitem avaliar a evolução da textura no processamento de aço semi-processados, de diferentes teores de Si+Al. A tabela 3.1.1 apresenta a composição química dessas ligas.

Tabela 3.1.1. Composição química e resistividade das ligas A e B

Liga	%Si	%Al	%Mn	%P	%S	N (ppm)	ρ ($\mu\Omega$.cm)
A	0,54	0,04	0,31	0,045	0,006	53	20,5
B	1,25	0,22	0,3	0,01	0,005	54	32

As amostras A e B foram submetidas ao seguinte processamento:

Os lingotes foram submetidos a laminação a quente:

início da laminação 1150°C

temperatura de acabamento 900°C

e mais 5 h a 750° C

resultando em liga A: TG 18 ± 2 μ m (2,8 mm de espessura)

liga B: TG 16 ± 2 μ m (2,5 mm de espessura)

Estas amostras serão denominadas A-BQ, e B-BQ

(sendo BQ abreviação de bobina a quente)

As mesmas amostras foram, posteriormente, laminadas a frio, de espessura de ~2,7 mm até ~0,53 mm, perfazendo aproximadamente 80% de grau de redução (o grau de redução é definido como sendo: $(\text{espessura inicial} - \text{espessura final}) / \text{espessura inicial}$).

As amostras BQ laminadas a frio serão denominadas A-BF e B-BF

Essas amostras foram submetidas a dois tipos de recozimentos intermediários, um sob nitrogênio e outro sob vácuo.

Ciclo sob:

Nitrogênio:

680°C por 5h, aquecimento e resfriamento lentos

Vácuo:

720° C por 5 min, aquecimento em 40min., resfriamento a 200°C/h

Após esses ciclos, o tamanho de grão observado foi:

(N: $14-15 \pm 2 \mu\text{m}$) (V: $11-12 \pm 2 \mu\text{m}$)

As amostras, após o recozimento intermediário, serão chamadas de A e B (seguido de N ou V, conforme o tipo de recozimento).

Após o recozimento intermediário, as amostras A e B sofreram “skin-pass”, ou passe de encruamento (ou, ainda, laminação de encruamento) de diversas ordens, entre 4 e 20%. Depois, foram submetidas a um recozimento final. Assim, a denominação XX%, apresenta o grau de “skin-pass”, e RF indica que ocorreu recozimento final.

Tabela 3.1.2. Código referente às denominações recebidas por diferentes amostras das ligas A e B

código	etapa do processo
BQ	bobina a quente
BF	bobina a quente, mais ~80% de redução
N	após recozimento intermediário sob nitrogênio
V	após recozimento intermediário sob vácuo
XX%	grau de passe de encruamento
RF	recozimento final

A nomenclatura adotada para as amostras das séries A e B é expressa na tabela 3.1.2.

3.1.2 Amostras para o estudo da anisotropia de propriedades magnéticas

As amostras para avaliar o efeito da anisotropia são de dois tipos de aços: um aço GO e outro GNO (totalmente processado).

O aço GNO totalmente processado utilizado é um aço disponível comercialmente, com teor de Si em torno de 2,5%. A espessura da lâmina é 0,50 mm e a resistividade é 38,1 $\mu\Omega/\text{cm}$. O tamanho médio de grão (TG), 60 μm e a densidade, 7,7 g/cm^3 . As propriedades magnéticas foram caracterizadas para as seguintes direções (ou ângulos), descritos sempre em relação à direção de laminação: (0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° , e 90°), totalizando assim 7 pontos experimentais. As medidas foram realizadas em quadro de Epstein, usando 16 lâminas de dimensões 280mm x 30mm, totalizando assim 0,5 kg para cada direção.

As amostras de aço GO foram gentilmente cedidas pela Acesita. Agradecemos a Paulo Ricardo C. de Andrade pela colaboração.

As características dessas amostras de aço GO são: Provável teor de Si 3,2%, $e=0,3\text{mm}$, $d=7,65\text{g/cm}^3$. Resistividade $48\ \mu\Omega/\text{cm}$. Medidas magnéticas, em quadro de Epstein, foram realizadas para 0° , 45° e 90° em relação à direção de laminação.

3.1.3 Amostras para avaliar o efeito de graus sucessivos de redução

Uma bobina a quente, liga C (ver tabela 3.1.3), foi submetida ao seguinte processamento:

A lâmina, com espessura inicial $e=2,20\text{ mm}$, foi submetida a um grau de redução de 25%, gerando amostras com 1,65 mm de espessura.

Essa amostra foi submetida a um tratamento térmico a 700° C , por 1 hora, sob atmosfera de N_2 .

Posteriormente, foi submetida a outros diferentes graus de redução (resultando em espessuras de 1,30; 1,12; e 0,92 mm). Ou seja, produzindo amostras com 21%, 32% e 44% de redução. Essas amostras serão denominadas, respectivamente, liga C-21%; liga C-32% e liga C-44%.

Tabela 3.1.3. Composição química da liga C

Liga	%Si	%Al	%Mn	%P	%S	N (ppm)
C	0,3	0,25	0,38	0,1	0,007	25

A lâmina com 2,2 mm (BQ) apresentava heterogeneidade de tamanho de grão. Algumas medidas indicaram: 22 ± 1 , 40 ± 4 , 31 ± 2 , 36 ± 1 , 50 ± 2 , 30 ± 1 μm . Apesar da heterogeneidade, os valores situaram-se na faixa entre 20 e 50 μm .

Após os posteriores 25% de redução (onde atingiu-se 1,65 mm de espessura) e o recozimento, o tamanho de grão estava homogêneo, 43 ± 2 μm .

As amostras da série C permitem avaliar o efeito de médios graus de deformação sobre a textura.

3.1.4 Amostras para estudar o efeito do recozimento final

Essas amostras serão denominadas amostras SP.

As amostras foram extraídas de uma bobina de aço semi-processado CSNCORE 55900, de espessura 0,64mm. A composição química é apresentada na tabela 3.1.4.

Tabela 3.1.4. Composição química das amostras S/R e SP

%C	%Mn	%P	%S	%Si	%Al	ppm N
0,031	0,132	0,031	0,011	< 0,005	0,035	46

A resistividade é 12 $\mu\Omega\text{cm}$.

Amostras do mesmo material foram submetidas ao recozimento final em diferentes empresas (provavelmente em torno de 760° C, por aproximadamente 1 ou 2 horas em atmosfera descarbonetante). Estas constituem as amostras SP B, C, D e E.

Uma amostra que sofreu apenas tratamento de alívio de tensões (a 600° C por hora) é denominada SP AL.

A amostra S/R (sem recozimento) recebeu “skin-pass” de 4%.

Esta amostra S/R também foi submetida à microscopia eletrônica de transmissão, sendo que a amostra S/R corresponde à amostra MT número 7 (ver seção 3.1.5)

3.1.5 Amostras para microscopia eletrônica de transmissão

Estas amostras serão denominadas MT, com o número expresso na tabela 3.1.5. Todas essas amostras são de composição química semelhante, aço baixo carbono sem adição de Si.

Tabela 3.1.5. Nomenclatura das amostras para microscopia eletrônica de transmissão.

Número	Amostra	Tratamento
1	1% deformação	
4	8% deformação	
6	(no. 4)	+ 1 h 650° C
7	5% deformação	
9	(no. 7)	+ 1 h 650° C

3.1.6 Amostras para estudar o efeito do recozimento da bobina a quente

Estes experimentos constituem parte de um trabalho que vem sendo desenvolvido conjuntamente com Rubens Takanohashi, Fernando Landgraf e o professor Ivan Falleiros. O objetivo é estudar métodos de aprimorar textura envolvendo deformação,

recristalização e recuperação. O efeito do tamanho de grão da bobina a quente sobre a textura foi escolhido como ponto de início, devido à existência de muitos artigos e patentes que indicam essa alternativa.

O ponto de partida é uma bobina a quente com 3,2 mm de espessura e tamanho de grão inicial (bastante homogêneo) de $22 \pm 4 \mu\text{m}$. A composição química é apresentada na tabela 3.1.6.

Tabela 3.1.6. Composição química da liga D

Liga	%Si	%Al	%Mn	%P	%S	%N
D	1,25	0,27	0,30	<0,01	0,005	0,005

Tamanhos de grão iniciais de 22, 125 e 500 μm foram obtidos da seguinte maneira:

22 μm \Rightarrow condição de partida

125 μm \Rightarrow 10% alongamento, recozido a 800°C por 3 horas (vácuo)

500 μm \Rightarrow 7% alongamento, recozido a 800°C por 3 horas (hidrogênio)

Entre a bobina quente (3,2 mm) e a espessura final, o grau de redução aplicado é de:

Espessura final de 0,5 mm, corresponde a $\epsilon=1,5$ (deformação verdadeira).

Espessura final de 0,3 mm, corresponde a $\epsilon=2,1$ (deformação verdadeira).

(ver apêndice D para conversões entre deformação verdadeira e grau de redução)

As amostras foram posteriormente recozidas a 700° C por 5 min em banho de sal.

Tabela 3.1.7. Denominação das amostras utilizadas para estudar o efeito do recozimento da bobina a quente sobre textura

Número	Tamanho de grão da BQ (μm)	Deformação a frio ϵ	Inclui recuperação a 500° C (1 hora)
1	22	2,1	
2	125	2,1	
3	500	2,1	
4	22	1,5	
5	22	2,1	X
6	125	2,1	X
7	500	2,1	X

Observações: A recuperação intermediária a 500° C (sob vácuo) foi realizada após 100% de alongamento. Não foram realizadas medidas de textura nas amostras número 2 (Laminado) e número 1 (Recozido).

Algumas amostras (números 5, 6 e 7) sofreram uma recuperação intermediária no meio da etapa de deformação plástica, ou redução (ver tabela 3.1.7).

As amostras seguem a denominação (usando a amostra 3 como exemplo): D 3 LF (quando apenas laminado a frio) ou D 3 R (após o recozimento), ver tabela 3.1.7.

3.2 Microscopia

3.2.1 Microscopia óptica

Fotografias de microscopia óptica foram obtidas em um microscópio NEOPHOT 30, Zeiss-Jena. O ataque tipicamente utilizado para a observação das amostras de aço baixo carbono presentes neste trabalho foi Nital 1%.

3.2.2 Medidas de tamanho de grão

O tamanho médio de grão \bar{L} é obtido contando-se as interseções em uma linha teste.

Para cada linha teste, tem-se:

$$\bar{L} = \frac{Lt}{N \cdot A_{um}} \quad (3.2.1)$$

onde Lt é o comprimento da linha-teste, N é o número de interseções e A_{um} é o aumento.

Recomenda-se um total de 25 linhas teste, contendo 20 interseções, resultando em um total de 500 interseções (EXNER, 1993). As medidas presentes neste trabalho foram realizadas de maneira atender a essa recomendação.

A incerteza é expressa por (n é o número de medidas):

$$\Delta\bar{L} = 2\sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (L(i) - \bar{L})^2} \quad (3.2.2)$$

Assim, o tamanho médio de grão é expresso da seguinte maneira:

$$\bar{L} \pm \Delta\bar{L} \quad (3.2.3)$$

A incerteza nas medidas realizadas está próxima, ou inferior, a 10%.

3.2.3 Obtenção de “etch-pits”

O termo “etch-pit” tem sido traduzido para “figuras de corrosão”. Entretanto, embora a denominação figuras de corrosão venha sendo utilizada por vários autores no Brasil, o nome “etch-pit” provavelmente possibilita uma compreensão mais imediata da técnica empregada, e será mantido no decorrer do texto.

O ataque utilizado para obtenção de “etch-pits” foi baseado nos procedimentos de HORN; LOTTER (1985a,b) e SANTOS et al. (1998), e contém três estágios:

- i) imersão (por 4s) em solução 70 ml H₂O + 30 ml H₂O₂ (30%) + 5 gotas de HCl
 - ii) imersão (3s) em solução 70 ml H₂O + 30 ml HCl,
 - iii) imersão (10 a 30 s) em Nital 4% para revelar contornos de grãos
- após os ataques, as amostras foram secadas em ar quente

O desenvolvimento desses ataques, e a aplicação destes nas amostras, foi realizado pelo engenheiro Fábio C. Chagas.

Como resultado desses ataques, são revelados preferencialmente planos {100} e {110}.

Os ângulos entre os planos revelados permitem identificar a orientação de cada grão. As figuras de corrosão assim obtidas podem ser comparadas a listas de figuras de corrosão previstas teoricamente, como função da orientação. Listas de figuras de corrosão foram publicadas por HORN; LOTTER (1985a,b).

Um problema típico é o tamanho dos “etch-pits”. Permite apenas observar orientação de regiões relativamente largas. (tamanho de grão de 50 μm ou maior são mais apropriados). Não se tem controle sobre a região que será atacada.

O método apresentado aqui, e também o de HORN; LOTTER (1985a,b) parece ser específico para aços com alto teor de Si. Testes realizados com aços de baixo Si (~0,3%) não foram bem sucedidos. KERN (1984) apresenta ataques para aços carbono sem Si, mas devido à pouca disponibilidade dos reagentes utilizados, esses ataques não foram testados.

3.2.4 Microscopia eletrônica de varredura

As imagens apresentadas no decorrer deste trabalho foram obtidas em um MEV JEOL - JFM 5200. Por proporcionar relevo (imagem de elétrons secundários), o MEV é especialmente apropriado no caso da observação de “etch-pits”, para uma determinação mais acurada da orientação.

3.2.5 Microscopia eletrônica de transmissão

Folhas finas foram produzidas por polimento eletroquímico (Tenupol). As amostras foram observadas em um microscópio eletrônico de transmissão Zeiss 912 Omega, no CCDM UFSCAR.

Alguns problemas, típicos no caso de aços, tiveram de ser enfrentados para a obtenção das micrografias. Um destes é a rápida oxidação das folhas finas, o que obriga a obter as fotografias em um curto intervalo de tempo após a preparação das amostras. Além disso, amostras ferromagnéticas (como aços) desviam o feixe de elétrons, tornando mais difícil a obtenção de boas imagens.

3.3 Métodos envolvendo difração de raios-X

Nesta seção é discutida a metodologia de obtenção de figuras de polo, e como transformar essas medidas em resultados de textura. Neste trabalho, as figuras de polo são medidas por difração de raios-x (reflexão) e, como consequência, a discussão apresentada aqui refere-se a este caso.

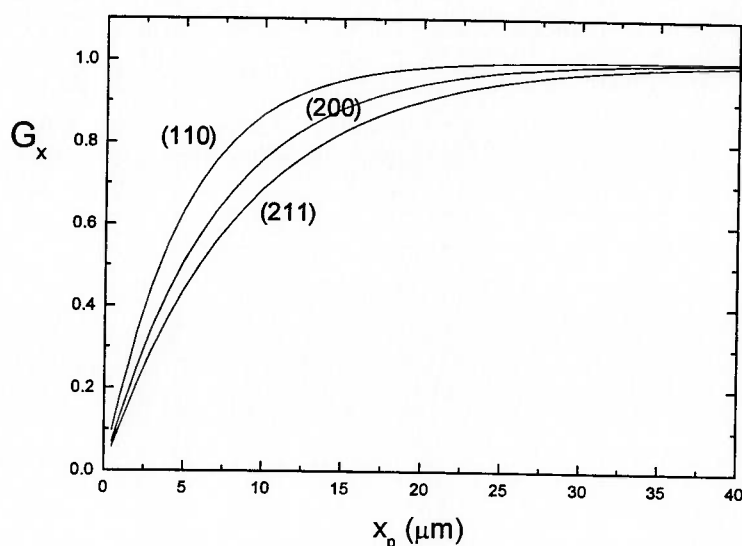


Figura 3.3.1. Fração G_x da intensidade medida em função da profundidade da camada superficial (x_p). Radiação $\text{CoK}\alpha$, Amostra Fe puro. Para os planos (110), (200) e (211) foram utilizados os seguintes valores de 2θ , respectivamente: 52,37, 77,23 e 99,705. Valor de $\mu_{\text{abs}}/d = 56,25 \text{ cm}^2/\text{g}$ extraído de CULLITY (1978). Densidade d do Fe = $7,87 \text{ g/cm}^3$.

Os resultados obtidos por todos os métodos baseados em difração de raios-x (por meio de reflexão) sempre referem-se à camada superficial da amostra. Isso é uma característica da técnica: difração de raios-x (reflexão) analisa apenas uma camada muito próxima à superfície. No exemplo apresentado na figura 3.3.1, 50% (ou até mais,

dependendo do ângulo de Bragg, θ) da intensidade medida provém dos primeiros 5 μm da superfície.

A fração G_x da intensidade do sinal medido correspondente a uma camada superficial de espessura x_p é $G_x = 1 - \exp(-2 \mu_{\text{abs}} x_p / \sin \theta)$, onde μ_{abs} é denominado coeficiente de absorção linear. μ_{abs} é função da composição química da amostra e também do comprimento de onda do feixe incidente (WENK, 1998). Valores de μ_{abs} encontram-se tabulados em CULLITY (1978). θ é o ângulo de difração, ou ângulo de Bragg.

A utilização de fontes de radiação com maior comprimento de onda, como o Cr, permite aumentar a profundidade medida, mas não muito. Por outro lado, fontes de radiação com menor comprimento de onda, como o Mo, permitem a observação de planos que não são atingidos com comprimentos de onda maiores (e essa é uma característica importante: por exemplo, no difratômetro utilizado, o limite mecânico do equipamento para a medida de figuras de polo era de $2\theta=130^\circ$).

Para o ferro, que foi o material estudado neste trabalho, fluorescência é um grande problema se for utilizado Cu como radiação. Esse detalhe praticamente exclui Cu como fonte de radiação para obtenção de figuras de polo no caso de Fe e suas ligas.

Talvez a fonte de radiação comercial mais apropriada para a obtenção de ODFs para ferro e suas ligas seja o Mo, por permitir a medida de mais figuras de polo diferentes (vide a equação $n\lambda = 2 d_p \sin \theta$, onde d_p é a distância interplanar, λ é o comprimento de onda da radiação, e n é um número inteiro). Assim, figuras de polo podem ser obtidas

para 5 planos - (110), (200), (211), (310) e (222) - no caso de Mo (para 2θ máximo de 130°).

Por razões de disponibilidade, Co foi utilizado neste trabalho. A radiação de Co permite a medida de apenas três figuras de polo (neste caso, (110), (200), (211)) devido à mencionada limitação mecânica para o 2θ .

Vale a pena acrescentar que planos paralelos devem produzir figuras de polo equivalentes (por exemplo, uma figura de polo (110) deve equivaler a uma figura de polo (220)). Por essa razão, costuma-se medir apenas uma figura de polo dentre estas, nesses casos.

Como já mencionado anteriormente, para calcular uma ODF (material cúbico) necessita-se de pelo menos três figuras de polo. É preferível, entre os planos disponíveis para essa medida, escolher os planos de maior intensidade relativa (mas também levando em conta que em planos com baixo 2θ ocorre muita desfocalização do feixe). Esses problemas de desfocalização do feixe e o problema mecânico de calibração do aparelho, serão discutidos adiante.

3.3.1 Obtenção de figuras de polo

Nesta seção, são discutidos diversos fatores que afetam medidas experimentais de figura de polo. Mais detalhes podem ser encontrados em WENK (1998). O problema mais crítico costuma ser a desfocalização do feixe. Para reduzir a desfocalização, é preciso trabalhar com fenda de emissão estreita, e fenda de recepção larga.

Quando uma figura de polo por difração de raios-x é medida pelo método de reflexão, não é possível realizar a medida para ângulos de inclinação (Ψ) muito altos ($>75^\circ$ ou 80°). Portanto, há uma região onde não há meios de fazer a medida. Para Ψ acima de 60° , já existe uma drástica queda de intensidade medida, devido ao problema de desfocalização.

Na medida de figuras de polo por difração de raios-x, pelo método de transmissão o problema é inverso: é possível realizar a medida para ângulos Ψ altos, mas não ângulos baixos ($< 30^\circ$), ver WENK (1998)). O método de transmissão requer amostras muito finas, $< 100\mu\text{m}$ (WENK, 1998), e é pouco utilizado na prática.

Para o cálculo de uma ODF, o recomendável é (usando o método de reflexão) obter várias figuras de polo diferentes, e completas em termos de ângulo azimutal. Teoricamente, devido à razões de simetria, no caso de chapas de aço ou de outros materiais cúbicos é possível medir apenas $\frac{1}{4}$ de uma figura de polo para os cálculos da ODF. Porém, medir figuras de polo completas, com ϕ variando de 0 a 360° , é uma maneira de melhorar a amostragem estatística, prevenindo erros experimentais. Preparar

diferentes fatias da mesma amostra para transmissão e para reflexão é muito trabalhoso e não costuma ser empregado na prática.

É importante conhecer qual a direção que o difratômetro (ou, mais propriamente, que o software do difratômetro está considerando como direção de laminação). Para conferir, recomenda-se uma amostra de textura conhecida. Uma amostra de aço GO apresenta textura (110) [001]. Caso este seja o único componente de textura, devem aparecer, na direção de laminação, polos para inclinação de 90° . Na direção transversal devem surgir polos para inclinação de $\sim 45^\circ$, como evidenciado na figura abaixo.

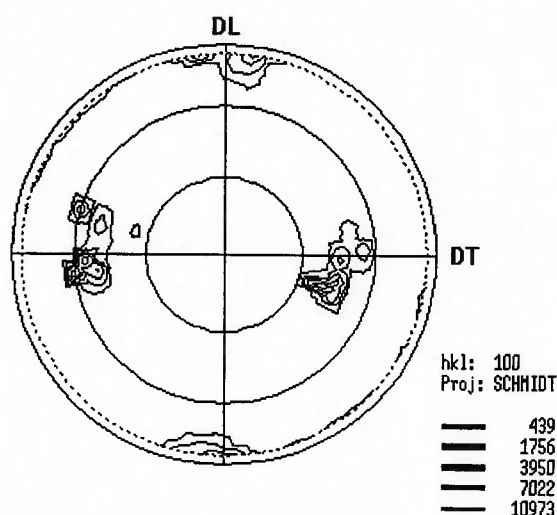


Figura 3.3.2 . Figura de polo (002) para um aço com textura Goss (110) [001].

No caso do difratômetro da Philips, o software que o acompanha (PC-Texture 3.0) permite que se mude o eixo de simetria phi. A alteração do eixo de simetria phi de 0° (“default”) para 90° , equivale a uma rotação de 90° da posição da amostra.

É necessário de corrigir as figuras de polo medidas quanto ao “background” (ou radiação de fundo) e à desfocalização.

As medidas de textura presentes neste trabalho foram obtidas em um aparelho Philips X' Pert MPD, equipado com goniômetro de textura ATC-3. Raio do goniômetro: 200mm.

As condições experimentais foram:

radiação Co K α , 32 kV, 50 mA (conforme sugerido no manual da Philips)

Oscilação da amostra: 5mm.

fenda de recepção ("receiving slit"): 3mm

fenda de emissão: 0,5 mm x 1mm, formando um retângulo.

Tempo de cada etapa ("time per step"): 1,60 s

Grade (posição da medidas de Phi, ângulo azimutal e Psi, ângulo de inclinação):

Psi: 2,5 a 82,5° (passo: 5°)

Phi: 0 a 360° (passo: 5°)

A radiação de fundo ("background") foi medida nas próprias amostras, a uma distância (2θ) de 3-5° dos picos onde foi realizada a medida.

A correção por desfocalização foi realizada usando um padrão de Fe sinterizado, ver figura 3.3.3. A relação para corrigir a intensidade é $I_{corr}(\psi) = I_{exp}(\psi) (I_{padr\tilde{a}o}(\psi=0) / I_{padr\tilde{a}o}(\psi))$, onde $I_{corr}(\psi)$ é a intensidade corrigida, para um ângulo ψ , $I_{exp}(\psi)$ a intensidade medida experimentalmente, $I_{padr\tilde{a}o}(\psi)$ é a intensidade medida no padrão randômico.

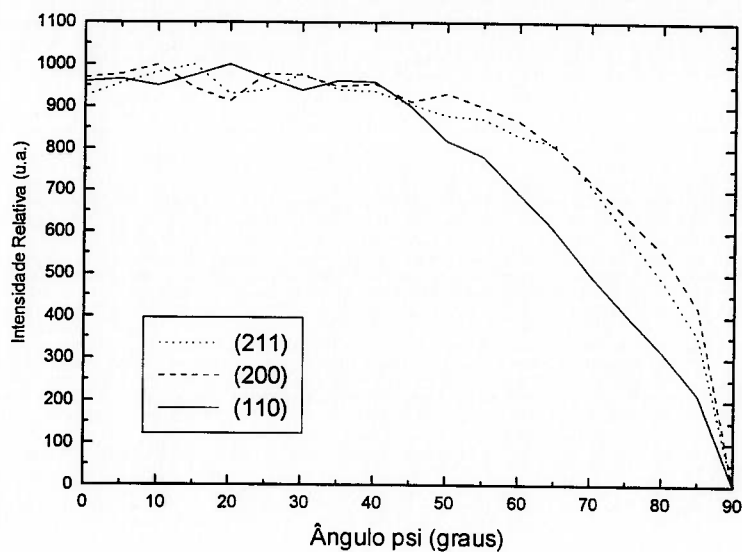


Figura 3.3.3. Curvas de desfocalização para os planos (110) (200) (211) medidas em um padrão de ferro sinterizado. Radiação $\text{Co K}\alpha$.

3.3.2 O problema da desfocalização do feixe

Diversos autores, por exemplo GALE; GRIFFITHS (1960), TENCKHOFF (1970), HUIJSER-GERITS; RIECK (1974), WENK (1998) discutem as origens da desfocalização do feixe em medidas de figura de polo. A figura 3.3.4 exemplifica a alteração da região irradiada, à medida em que o ângulo de inclinação Psi aumenta. Notar na figura 3.3.4 que, quanto menor o ângulo 2θ , maior a tendência à desfocalização. A desfocalização apresentada na figura 3.3.4 foi calculada teoricamente (ver WENK (1998)).

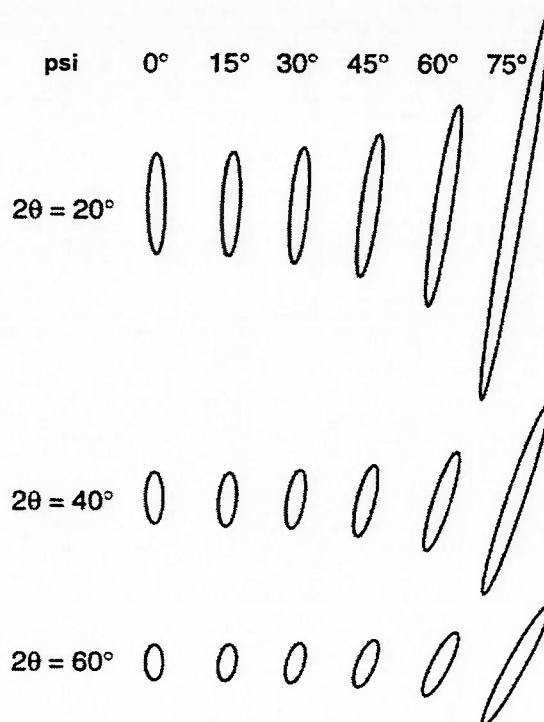


Figura 3.3.4. Mudanças no formato e localização da região irradiada na amostra em decorrência da desfocalização, em função do ângulo de inclinação ψ e do ângulo de difração 2θ . O feixe incidente é cilíndrico e tem 2mm de diâmetro. (WENK, 1998).

A substância utilizada para medir a desfocalização pode ser diferente (por exemplo, pós de Si ou tungstênio). Portanto, até mesmo padrões com outra estrutura cristalina podem ser usados. Entretanto, é importante que a correção para cada figura de polo seja feita com uma curva de desfocalização medida para um 2θ próximo. Ou seja, $2\theta_{\text{(padrão de desfocalização)}}$ deve ser próximo do 2θ (figura de polo experimental a ser corrigida).

Normalmente, a principal causa de desfocalização é o *desajuste mecânico do equipamento*.

Essa informação é essencial, e não costuma ser enfatizada nos textos da literatura que discutem desfocalização. Sempre existe algum desajuste mecânico, por menor que seja.

Assim, curvas de desfocalização calculadas teoricamente não produzem boa concordância, quando comparadas às medidas experimentalmente. A desfocalização deve ser sempre corrigida experimentalmente.

No caso de desfocalização mecânica, se o goniômetro estiver descalibrado, a posição do pico “desloca-se” (em termos de 2θ) quando o ângulo de inclinação ψ muda. Por causa de descalibração mecânica podem ocorrer curvas de desfocalização com a intensidade máxima situada em um ângulo diferente de $\psi = 0$. Isso não seria possível conforme curvas de desfocalização teóricas.

Sugestão para detectar o efeito de desfocalização causado por descalibração mecânica:

Obter um difratograma de uma faixa “estreita”, por exemplo uns 2° (em 2θ), em torno da posição do pico. Anotar a localização do pico. Repetir o mesmo o processo, mudando ângulo de inclinação (ψ) sucessivamente (por exemplo 10° , 20° , 30° , e assim por diante). Se o ângulo para o qual acontece o máximo de intensidade estiver se modificando, há problema de desfocalização causado por descalibração. Quando o ângulo de inclinação (ψ) aumenta, a intensidade do pico deve cair (devido à desfocalização), mas não o pico mudar de posição.

Outro detalhe: devido ao efeito de desfocalização a área que estiver sendo irradiada é diferente, conforme o ângulo de inclinação. Também, à medida em que o ângulo de inclinação aumenta, maiores partes do feixe difratado tendem a não serem captadas pela fenda de recepção. Este problema de variação da região amostrada com o ângulo de

inclinação pode gerar erros na figura de polo medida, os quais podem acentuar-se no caso de amostras com grão grande (de modo geral, estes erros tendem a aumentar quanto mais heterogênea é a amostra).

3.3.3 Cálculo de ODFs

O objetivo nesta seção é apresentar uma breve introdução ao método matemático utilizado para calcular ODFs, a partir de figuras de polo. Para mais detalhes, sugere-se a consulta das referências BUNGE (1982), KALLEND (1998), BUNGE (1965) e ROE (1965).

Os métodos mais difundidos de cálculo de ODF são os de ROE (1965) e de BUNGE (1965), os quais utilizam expansão de séries harmônicas. O método de Roe é mais flexível, ao se lidar com amostras de diferentes simetrias.

A orientação de um cristal é descrita por uma rotação g (BUNGE et al., 1989), ver figura 3.3.5. Portanto g denota a orientação dos cristais. Algumas maneiras de expressar g são através do uso de índices de Miller ou de ângulos de Euler (BUNGE, 1991), por exemplo:

$$g = \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{bmatrix} = (hkl)[uvw] = \{\varphi_1, \phi, \varphi_2\} \quad (3.4.1)$$

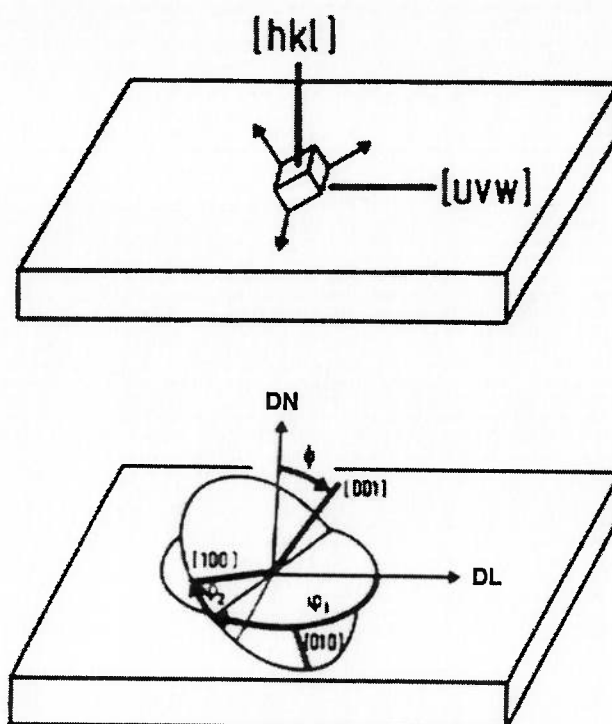


Figura 3.3.5. Duas maneira de representar uma orientação g (a) Através de índices de Miller (hkl) $[uvw]$. (b) Através de ângulos de Euler $\{ \varphi_1 \phi \varphi_2 \}$ (BUNGE, 1991)

Seja $f(g)$ uma função que pode ou não apresentar propriedades de simetria. A função distribuição de orientações $f(g)$ pode ser expandida em séries de funções harmônicas esféricas generalizadas:

$$f(g) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} \sum_{n=-l}^{+l} C_l^{mn} T_l^{mn}(g) \quad (3.4.2)$$

Os índices l, m, n são inteiros. $T_l^{mn}(g)$ são harmônicas esféricas generalizadas. C_l^{mn} são os coeficientes destas séries.

Se g é expresso através dos ângulos de Euler ($g = \varphi_1, \phi, \varphi_2$), a equação acima pode ser escrita da seguinte maneira:

$$f(\varphi_1, \phi, \varphi_2) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} \sum_{n=-l}^{+l} C_l^{mn} \cdot e^{im\varphi_2} \cdot P_l^{mn}(\cos \phi) \cdot e^{in\varphi_1} \quad (3.4.3)$$

onde $P_l^{mn}(\phi)$ são determinadas generalizações de funções de Legendre.

No caso de existência de simetria, o seguinte formato é adotado por BUNGE (1982):

$$f(g) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\mu=1}^{M(l)} \sum_{\nu=1}^{N(l)} C_l^{\mu\nu} \dot{\dot{T}}_l^{\mu\nu}(g) \quad (3.4.4)$$

Os índices l, μ, ν são inteiros. $M(l)$ é função da simetria do cristal. $N(l)$ é função da simetria da amostra. $\dot{\dot{T}}_l^{\mu\nu}(g)$ são harmônicas esféricas generalizadas simétricas.

A simetria é representada pelo número de pontos sobre o T . Simetria cúbica é indicada por dois pontos à esquerda, em cima do T . Simetria ortorrômbica da amostra, caso de chapa, é indicada por um ponto à direita, sobre o T (SCHWARZER, 1991), (BUNGE, 1982).

Os coeficientes $C_l^{\mu\nu}$ são os coeficientes da ODF. O método de determinação desses coeficientes é apresentado ao longo dos próximos parágrafos.

A seguinte descrição é baseada em KALLEND (1998), que apresenta de uma maneira bastante clara as principais etapas do cálculo de ODFs, a partir de figuras de polo.

Definindo-se a superfície da esfera utilizada em figuras de polo: $0 \leq \alpha \leq \pi, 0 \leq \beta \leq 2\pi$,

$p(\alpha, \beta)$ (uma figura de polo (hkl)) é expandida em séries de funções harmônicas:

$$p(\alpha, \beta) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{v=1}^{N(l)} F_l^n \dot{k}_l^n(\alpha, \beta) \quad (3.4.5)$$

onde F_l^n são coeficientes da figura de polo e \dot{k}_l^n são harmônicas esféricas de superfície simétricas. O ponto sobre o k denota simetria ortorrômbica da amostra (o mesmo que simetria de chapa) (ver BUNGE, 1982).

Essas funções são ortogonais, então a equação (3.4.5) pode ser integrada:

$$F_l^v = \int_{\alpha=0}^{\pi} \int_{\beta=0}^{2\pi} p(\alpha, \beta) \dot{k}_l^n \sin \alpha d\beta d\alpha \quad (3.4.6)$$

A função acima pode ser determinada para cada figura de polo medida experimentalmente .

Por outro lado, os coeficientes da figura de polo relacionam-se com os coeficientes da ODF $C_l^{\mu\nu}$ através da seguinte expressão (a dedução desta equação pode ser encontrada em BUNGE (1982) ou KALLEND (1998)):

$$F_l^v = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{\mu=1}^{M(l)} C_l^{\mu\nu} \dot{k}_l^{*\mu}(\xi, \varpi) \quad (3.4.7)$$

onde ξ, ϖ são as coordenadas polares do polo (hkl) no sistema de coordenadas do cristal e $\dot{k}_l^{*\mu}$ são harmônicas esféricas de superfície simétricas. O asterisco (*) significa conjugado complexo. Os dois pontos sobre o k denotam simetria cúbica (ver BUNGE, 1982).

Medindo-se várias figuras de polo (correspondentes a polos geometricamente independentes) obtém-se um sistema de equações que deve ser resolvido para encontrar-

se os coeficientes $C_l^{\mu\nu}$. O número necessário de figuras de polo é função do número de incógnitas na equação acima, e deve ser $\geq M(l)$ (BUNGE, 1982). $M(l)$ é função da simetria cristalina e aumenta com l , geralmente. Para amostras com simetria cúbica, 3 figuras de polo são suficientes, desde que $l \leq 34$ (ver BUNGE, 1982). Além disso, no caso de figuras de polo medidas com uma grade de 5° não há sentido em aplicar $l > 36$ (KALLEND, 1998).

Na prática, sempre existe erro experimental em figuras de polo, e recomenda-se l abaixo desse possível máximo de 34. Vários softwares, por exemplo o popLA, mantêm como l “default”, $l = 22$. A principal justificativa é que truncar a série em $l = 22$ (simetria cúbica) tem o efeito de filtrar ruído (KALLEND, 1998).

O método de expansão em séries harmônicas descrito nesta seção, proposto por ROE (1965) e BUNGE (1965), costuma ser denominado na literatura de método harmônico. Esse método tem um inconveniente: produz erros matemáticos (ou “artefatos matemáticos” em, analogia aos artefatos à vezes encontrados em microestruturas), que produzem componentes fantasma (“ghost components”).

A preocupação com componentes fantasma na literatura torna-se evidente apenas em meados da década de 80. Por exemplo, BUNGE (1982) apenas discute brevemente a presença de componentes negativos na ODF (componentes negativos sempre são componentes fantasma, mas também componentes positivos podem ser, eventualmente, componentes fantasma).

Componentes fantasma são tipicamente da ordem de 10% da altura do máximo pico, mas podem ser maiores, especialmente no caso de texturas agudas (KALLEND, 1998). Na prática, muito raramente encontra-se ODFs corrigidas para retirar componentes fantasma, na literatura (uma rara exceção é apresentada na figura 2.3.8). Dentre os softwares utilizados neste trabalho, nem o PC-TEXTURE 3.0, nem o popLA apresentam correções para componentes fantasma.

De fato, os métodos para corrigir os componentes fantasma também apresentam problemas e não têm sido plenamente satisfatórios. DAHMS (1994) aponta que não necessariamente uma ODF sempre positiva significa uma ODF mais correlata à realidade física. KALLEND (1998) comenta os principais métodos apresentados para a correção de componentes fantasma. Um dos que merece mais destaque é a inclusão de coeficientes l ímpares no cálculo de ODF (DAHMS, 1994), (KALLEND, 1998), pois normalmente a ODF é calculada com apenas coeficientes l pares.

As ODFs apresentadas nos capítulos 4 e 5 foram calculadas com o software PC-Texture 3.0, que usa método harmônico, algoritmo de Bunge.

3.3.4 O popLA

O popLA (“preferred orientation package” – Los Alamos) é um software para cálculo de ODFs distribuído gratuitamente por Fred Kocks, do Laboratório Nacional de Los Alamos, Novo México. Uma descrição do popLA é apresentada por KALLEND et al. (1991). A versão utilizada foi a LA-CC-89-18, 22 Oct 97.

Uma grande vantagem do popLA é a flexibilidade: os dados obtidos podem ser convertidos para outros vários formatos. Outro grande atrativo são os muitos recursos que o popLA disponibiliza. Para citar um exemplo, uma figura de polo (experimental ou calculada) pode ser rotacionada, corrigida, comparada com outras, pode ser realizada uma “filtragem” na figura de polo para redução de ruído.

Entre as principais desvantagens, estão:

- Não estão implementados métodos de corrigir componentes fantasmas (entretanto, o popLA disponibiliza o método WIMV, o qual é um método de cálculo que elimina possibilidade de ocorrência de componentes “negativos” na ODF).
- A saída gráfica é pobre, o que torna praticamente necessária a utilização de softwares comerciais para esse fim.
- Não é um software simples de ser utilizado, e requer um certo traquejo do usuário.

O popLa foi testado através de dados medidos no difratômetro X’Pert MPD da Philips.

O software PC-Texture 3.0 foi fornecido junto com esse difratômetro

O PC-Texture 3.0, segundo o menu desse programa, deveria converter “automaticamente” do formato (arquivos de figuras de polo) .RWD (Philips) para o formato .RAW do popLA. Isso não é exatamente a verdade, sendo inclusive necessário editar esse arquivo “quase popLA” gerado pelo PC-Texture 3.0. É preciso incluir 4 linhas de zeros, após os dados de cada figura de polo.

No PC-Texture 3.0, o ângulo de inclinação (ψ) consiste em $2,5^\circ$, $7,5^\circ$, $12,5^\circ$, e assim por diante (sempre em um passo de 5°), seguindo o padrão de medida desse software. No popLA, ψ varia entre 0° , 5° , e assim por diante. Pode-se notar que o método adotado pelo PC-Texture 3.0 é melhor: para $\psi = 0^\circ$ há um único ponto experimental medido, enquanto que para $\psi = 2,5^\circ$ (grade de $5^\circ \times 5^\circ$) são 19 pontos.

Por causa dessa diferença é necessário alterar o formato do arquivo .RAW gerado pelo PC-Texture. Isso é feito pelo popLA, na opção “change azimuth off-set (JW)”.

Ao fazer isso, o popLA deve interpolar pontos experimentais, perdendo-se precisão. Os possíveis interessados em usar o popLA devem procurar medir a figura de polo no formato que o popLA utiliza.

Também o arquivo de correção de desfocalização do feixe convertido do formato .COR (Philips) para .DFB (popLA) necessita ser editado. A correção do “background” é feita diretamente na figura de polo (procedimento adotado neste estudo), talvez por causa disso as colunas correspondentes a correção por “background” no arquivo recém-convertido .DFB aparecem zeradas. Mas esses zeros devem ser substituídos por algum número, que deve ser idêntico para todos os ângulos de inclinação.

Os detalhes mencionados acima são alguns exemplos dos problemas que usuários do popLA podem ter de enfrentar. Recomenda-se, para o interessado em usar o popLA, basear-se no formato dos arquivos DEMO.RAW e DEMO.DFB que são incluídos no disquete com o software (e não no manual ou no artigo de KALLEND et al. (1991)).

Definitivamente, o popLA não é apto a ser classificado como um software “user-friendly”.

Uma mensagem de erro muito comum, ao usar o popLA é: “unexpected end of file”. Esse problema costuma ser resolvido ao incluir-se, no final do arquivo de dados (teclando-se enter em um editor ASCII), um caractere “invisível”, o que aparentemente faz com que o popLA reconheça esse ponto como final do arquivo.

Problemas a parte, um dos recursos mais interessantes do popLA é possibilitar o uso de diferentes métodos de cálculo de ODFs: WIMV e análise harmônica.

Cada um destes métodos tem suas vantagens e desvantagens, e a sugestão de KALLEND et al (1991) é usar análise harmônica para calcular figuras de polo completas (pois existem partes das figuras de polo que não são passíveis de serem medidas experimentalmente, devido ao alto ângulo, ver seção 3.3.1) e usar o algoritmo WIMV, para calcular as ODFs.

O WIMV (chamado assim em lembrança aos autores que desenvolveram este método – Williams-Imhof-Matthies-Vinel, ver KALLEND (1998)) é um algoritmo que utiliza interações sucessivas para se calcular a ODF. O fluxograma da figura 3.3.6 ilustra como funciona esse método.

KALLEND (1998) menciona que o WIMV é mais suscetível a ruídos nos dados que o método harmônico. Às vezes diferentes soluções (dentro do conjunto de possíveis

soluções) podem ser obtidas para o mesmo conjunto de dados (isso depende das condições escolhidas (KALLEND, 1998)). E, ainda, no WIMV também existe o problema de componentes fantasma, mas não o de componentes “negativos” na ODF.

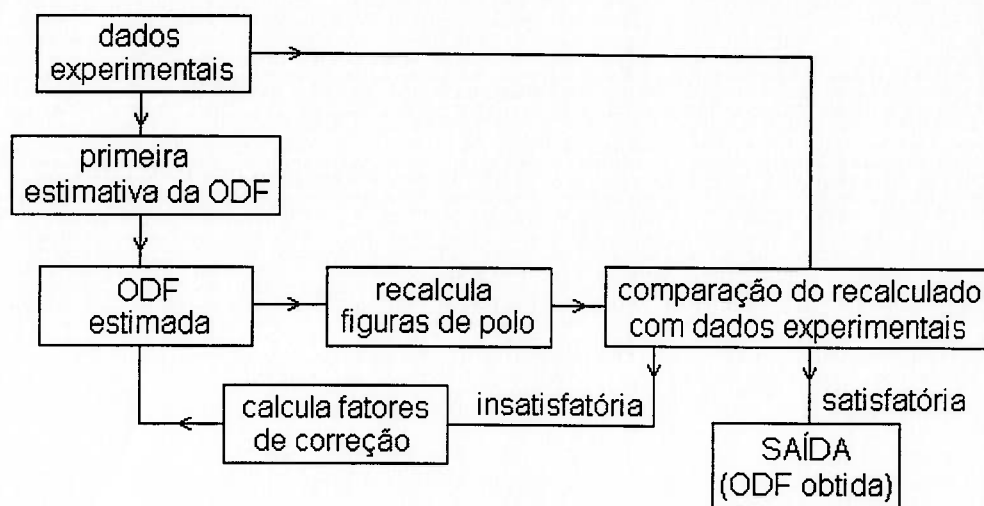


Figura 3.3.6. Algoritmo do método WIMV (baseado em KALLEND, 1998).

Nas tabelas 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3 são apresentados resultados de cálculo de ODFs obtidos com o popLA, segundo três diferentes métodos de cálculo, para o mesmo conjunto de figuras de polo medidas experimentalmente em um aço GNO (ver seção 3.1.2). Essa amostra recebeu a denominação 3476 (é o número de registro do laboratório metalográfico).

O formato de saída do popLA é um arquivo onde os dados estão contidos em uma grade $5^\circ \times 5^\circ \times 5^\circ$. Para cada corte ($\phi = \text{constante}$), produz uma tabela com 19×19 pontos. As tabelas 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3 reproduzem exatamente esse formato de saída do popLA, o qual não corresponde exatamente ao formato da notação de Roe. A figura 3.3.7 indica a localização dos ângulos de Euler θ e ψ nessas tabelas, nas quais estes aumentam sempre em passo de 5° .

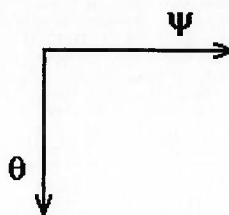


Figura 3.3.7. Localização de θ e ψ como referência para as tabelas 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3.

Tabela 3.3.1. Seção $\phi=45^\circ$ de uma ODF calculada com oWIMV, a partir das figuras de polo recalculadas com método harmônico. Amostra 3476. Notação: ver figura 3.3.7.

```

3476      3/01/99      10 WIMV iter: 1.3%, Fon= 0 14-DEC-99 strength= 1.11
CODR  5.0 90.0  5.0 90.0  1 1 2-1 3 100      Phi= 45.0
 84 79 96 178 240 194 146 136 167 180 167 136 146 194 240 178 96 79 84
 44 54 85 116 125 143 185 212 209 188 179 158 149 172 199 177 113 93 100
 35 39 59 87 91 102 151 203 191 157 169 190 255 303 259 181 116 79 67
 45 46 53 63 71 77 109 201 180 117 119 158 236 276 194 118 110 106 102
 50 65 92 103 81 66 104 175 165 109 109 190 270 286 267 196 136 124 120
 64 61 60 74 85 81 86 97 106 99 105 126 132 152 193 186 132 82 65
 84 67 52 68 101 108 80 70 88 115 137 133 134 150 158 155 122 84 71
 44 50 50 46 62 104 107 74 76 93 101 120 178 219 163 111 96 76 61
 68 53 37 42 66 77 60 59 83 112 147 179 186 172 150 137 106 64 48
 47 49 52 54 57 62 67 67 97 154 178 193 209 205 174 138 113 91 81
102 122 156 150 113 106 103 101 181 262 239 299 406 404 327 217 156 171 198
238 266 276 218 174 151 132 151 174 218 276 266 238 266 276 218 174 151 132
332 349 333 248 150 97 90 104 98 94 149 207 175 122 114 139 142 111 95
191 174 151 127 93 66 68 81 70 65 83 96 89 84 98 112 100 88 89
193 122 69 82 90 65 46 50 69 71 58 59 65 64 64 80 106 84 59
 79 71 60 78 104 86 55 42 45 60 61 51 57 56 42 53 70 71 72
112 107 112 174 223 153 89 72 66 51 42 43 54 73 92 88 67 72 87
143 129 115 130 136 120 122 115 84 44 28 33 45 68 90 81 67 60 56
117 121 151 162 98 83 121 119 63 34 27 32 52 80 92 91 71 39 26

```

Tabela 3.3.2. Seção $\phi=45^\circ$ de uma ODF calculada com oWIMV, diretamente a partir das figuras de polo experimentais (porém incompletas). Amostra 3476. Notação: ver figura 3.3.7.

```

3476      3/01/99      10 WIMV iter: 1.7%, Fon= 0 14-DEC-99 strength= 1.14
CODR  5.0 90.0  5.0 90.0  1 1 2-1 3 100      Phi= 45.0
107 85 64 249 365 104 69 44 81 160 81 44 69 104 365 249 64 85 107
 69 121 212 182 117 102 151 147 147 166 102 80 71 96 174 283 241 254 388
 49 51 66 99 69 66 78 105 173 146 127 114 189 256 279 241 248 164 88
 58 60 63 53 72 75 88 274 194 91 93 167 204 241 162 100 118 129 135
 35 56 92 114 84 43 121 201 151 153 137 250 262 238 288 167 136 151 106
 73 62 52 68 84 85 78 97 130 89 78 99 128 118 153 184 122 62 37
107 74 63 81 136 122 72 60 85 121 154 182 103 137 129 127 137 84 59
 43 60 53 46 56 123 155 69 79 98 89 84 183 203 130 93 86 75 55
 99 68 46 47 81 81 50 55 84 98 175 197 132 145 125 121 130 52 33
 55 59 59 59 57 54 78 66 87 157 114 152 191 196 143 115 114 75 73
115 92 130 221 94 82 91 60 221 427 288 403 503 428 389 229 171 262 377
217 315 376 185 159 204 120 204 159 185 376 315 217 315 376 185 159 204 120
386 415 409 320 179 75 39 91 114 71 157 220 128 80 81 104 115 82 86
202 157 179 183 76 40 50 100 57 49 83 84 66 90 91 89 92 73 107
182 126 45 57 100 62 50 42 62 70 41 43 59 57 56 61 85 63 21
 68 80 65 81 108 63 49 38 48 72 66 43 64 46 30 63 78 88 108
 85 123 146 233 310 151 79 73 74 65 41 50 66 83 92 105 83 63 83
188 147 95 103 99 107 127 131 138 44 28 37 43 64 104 74 47 54 40
240 134 125 156 117 88 190 196 43 54 50 37 58 97 102 71 65 39 29

```

Tabela 3.3.3. Seção $\phi=45^\circ$ de uma ODF calculada com o método harmônico, algoritmo de Roe. Amostra 3476. Notação: ver figura 3.3.7.

3476	3/01/99				ODF by harmonics 14-DEC-99										Phi= 45.0									
CHDR	5.0	90.0	5.0	90.0	1	1	2-1	3	100															
348	255	109	94	174	194	144	135	197	238	197	135	144	194	174	94	109	255	348						
216	147	51	70	157	190	174	181	206	197	155	139	171	205	183	130	138	223	276						
23	1	1	43	113	147	190	244	233	157	122	170	221	214	184	180	182	161	144						
4	2	22	64	77	74	125	206	221	169	150	194	225	202	176	183	174	115	77						
63	65	82	103	91	58	54	84	118	140	145	147	171	210	218	181	131	96	85						
59	64	86	115	125	106	61	13	17	78	114	105	148	254	291	204	106	87	97						
28	35	59	91	113	124	108	53	24	75	134	146	179	258	277	192	97	68	71						
10	6	13	37	59	90	124	114	79	95	147	173	180	189	175	128	80	49	37						
11	1	1	1	30	67	108	120	101	100	124	140	148	152	132	101	83	69	61						
86	48	1	16	59	81	93	106	130	162	170	154	168	205	200	154	126	130	137						
209	183	142	129	129	119	110	126	182	251	267	232	227	266	270	217	172	171	180						
255	265	271	241	188	155	148	154	182	235	270	266	256	267	271	238	189	155	146						
204	242	287	251	172	131	134	130	114	128	182	230	233	215	211	205	165	108	80						
147	182	217	168	79	35	42	54	48	59	118	177	167	115	100	116	99	51	25						
105	124	135	90	22	1	1	10	37	59	100	134	101	33	15	38	35	4	1						
57	70	87	88	76	56	43	53	65	65	84	114	100	60	51	56	33	1	1						
52	65	96	133	161	160	138	115	80	38	40	90	125	133	135	113	64	30	23						
116	123	141	164	181	176	153	119	56	1	1	31	92	128	137	106	59	46	52						
159	162	167	171	169	156	136	103	36	1	1	1	56	96	108	79	42	45	60						

A mesma ODF apresentada na tabela 3.3.3 (calculada com método harmônico) é mostrada na figura 3.3.8, onde foi capturada a saída gráfica do popLA.

Notar na tabela 3.3.3 a existência de vários pontos com intensidade 1. Provavelmente foram obtidos, nesses locais, valores negativos no cálculo (sem significado físico) e o popLA altera automaticamente esses valores negativos para 1, simplesmente.

Nas tabelas 3.3.1 e 3.3.2 não aparecem números negativos, pois o WIMV não permite. Entretanto, é questionável dizer que os resultados das tabelas 3.3.1 ou 3.3.2 sejam mais confiáveis ou não que os da tabela 3.3.3. Também é importante notar que o método WIMV é raramente empregado na literatura.

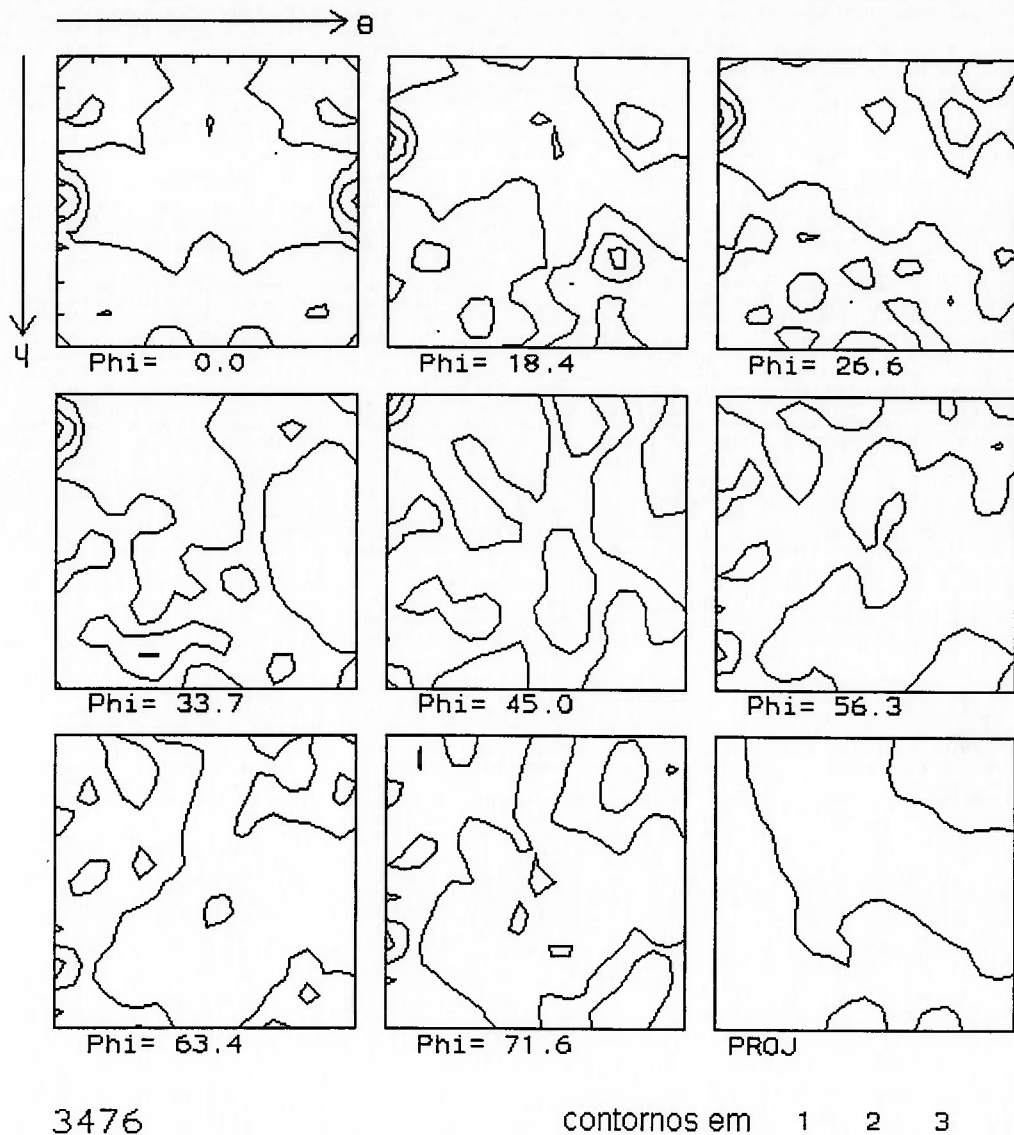


Figura 3.3.8. Seções de ODF calculada com o método harmônico para $\phi =$ constante. Amostra 3476. Notação de Roe (usar a figura 2.2.3 como referência).

O popLa não será utilizado adiante no decorrer deste estudo porém espera-se que a introdução e as dicas apresentadas nesta seção sejam úteis a quem possa vir a utilizá-lo.

As tabelas 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3 e a figura 3.3.8 podem ser comparadas à ODF calculada pelo PC-Texture 3.0 para a amostra 3476, apresentada mais à frente, na seção 5.2.

3.4 Medidas magnéticas

A maior parte das medidas magnéticas apresentadas neste trabalho foram obtidas em quadro de Epstein, à exceção de alguns resultados obtidos em uma amostra no formato de anel, a qual já havia sido anteriormente caracterizada em quadro de Epstein. Assim, é pertinente uma descrição desse aparato.

No quadro de Epstein (figura 3.4.1) são colocadas várias lâminas, no formato 280 mm x 30 mm, sempre em número múltiplo de 4 e maior que 12. A quantidade deve perfazer ~0,5 kg, ou ~2,0 kg. As lâminas devem ser colocadas duas a duas (vide figura 3.4.2). O comprimento das bobinas que envolvem as lâminas é 190 mm (figura 3.4.1).

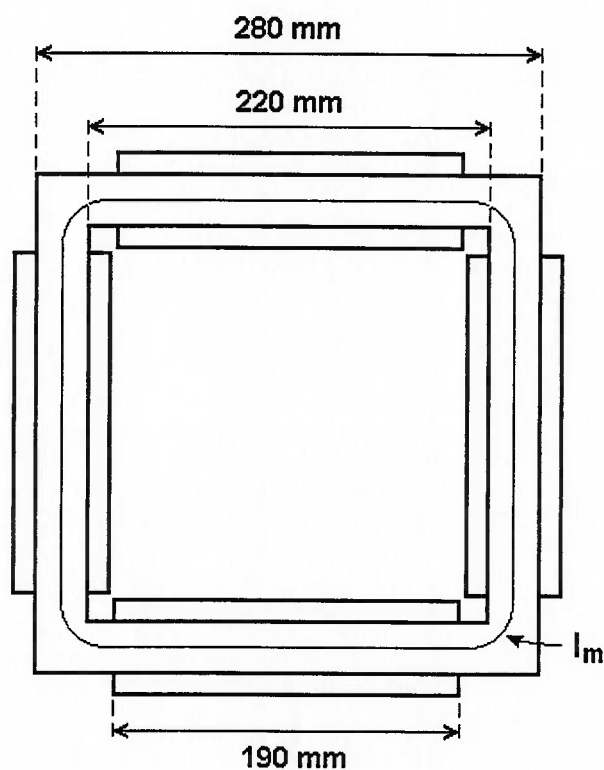


Figura 3.4.1. Esquema representando as dimensões do quadro de Epstein. Também está representado o comprimento médio do circuito magnético, l_m .

No interior de cada uma das 4 bobinas, existem dois enrolamentos, sendo o externo o enrolamento primário, e o interno o secundário. O enrolamento primário gera um campo H_a (conforme a expressão 3.4.1). No secundário, é medida a indução B .

Um enrolamento onde passa uma corrente I produz um campo H_a dado pela expressão:

$$H_a = \frac{n_e \cdot I}{l_m} \quad (3.4.1)$$

onde H_a é o campo (em A/m), n_e é número de espiras de cada enrolamento, l_m é o comprimento do circuito magnético (m), I é a corrente (A).

No caso do quadro de Epstein, admite-se $l_m = 0,94$ m como comprimento efetivo do circuito magnético. Entretanto, na prática esse comprimento efetivo é função da densidade de fluxo, tendendo a diminuir com o aumento da indução (no caso de aço GNO).

A indução B é encontrada através do valor médio da tensão U_m (média) no secundário:

$$U_m = 4 f n_2 A_t B_p \quad (3.4.2)$$

onde f é frequência (Hz), n_2 o número de espiras no secundário (700), A_t a área transversal total do corpo de prova, que é proporcional ao número de lâminas utilizado e à espessura destas e B_p é o valor de indução de pico (ou indução máxima) (T).

Como é o valor de B_p que deve ser especificado (1.5T, por exemplo), deve ser estimada a tensão U_m que permite obter esse valor. Ou seja, a fonte de corrente é ajustada de maneira a que seja obtido o valor calculado na equação (3.4.2).

O formato de onda no primário deve ser de maneira que o formato de onda resultante no secundário seja senoidal. A onda deforma-se devido à impedância no primário. Para controlar o formato de onda é definida a quantidade fator de forma $F = U_{ef}/U_m$ ou

(tensão eficaz/tensão média). $U_{ef} = \left(\frac{2}{T} \int_0^{T/2} U^2 dt \right)^{1/2}$ e $U_m = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} U dt$, onde T é o período,

t é o tempo.

F é uma estimativa indireta da quantidade de harmônicos. U_{ef} é a tensão medida no voltímetro de valor eficaz. Esse voltímetro é ligado em paralelo ao voltímetro que mede a tensão média. Para uma onda senoidal, $U = U_p \sin \omega t$ (onde U_p é uma constante). U_{ef} é, nesse caso, $U_p/\sqrt{2}$. O valor médio de U_m no caso de tensão senoidal é $2U_p/\pi$. A razão U_{ef}/U_m é, portanto, $F = \pi/(2\sqrt{2}) = 1,1107$, e as normas especificam que o fator de forma experimental não pode ser superior a 1% desse valor teórico (onda senoidal) de F .

No método utilizado para as medidas em corrente alternada apresentadas neste trabalho, que é conhecido como método do wattímetro, as perdas totais são obtidas através da potência medida no wattímetro.

No quadro de Epstein (assim como no caso de medidas em amostras toroidais), existe ainda a necessidade compensar o campo geomagnético da terra.

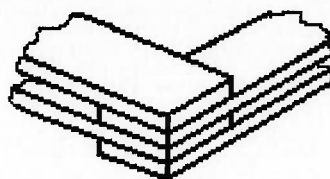


Figura 3.4.2. Região das juntas no quadro de Epstein, mostrando o modo como as lâminas são posicionadas (esquemático).

Um dos problemas nos quadros de Epstein é a possibilidade de campo desmagnetizante nas juntas (ver figura 3.4.2). Para minimizar esse problema, é colocado um peso sobre as juntas (por norma, a soma dos pesos não deve exceder 1 kg).

Nas juntas existe um outro problema: nessa região não há enrolamento; portanto não há campo. Uma das simplificações na equação para cálculo de perdas é a suposição de campo uniforme; só que o campo não é exatamente uniforme o percurso inteiro do quadro de Epstein (ver figura 3.4.3). Na região das juntas (ver figuras 3.4.2 e 3.4.3) existe uma descontinuidade. O campo só é uniforme na região central.

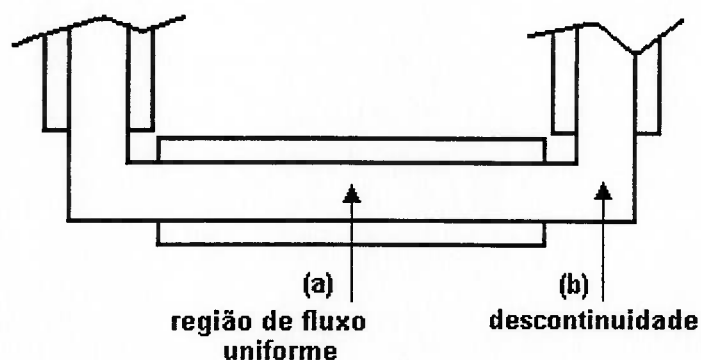


Figura 3.4.3. Detalhe do quadro de Epstein, destacando: (a) região central, onde há fluxo uniforme; (b) região das juntas, onde há descontinuidade do fluxo magnético.

Apenas medidas em toróides (anel, por exemplo) ou solenóides muito compridos podem ser teoricamente consideradas realmente confiáveis. É possível aplicar um enrolamento sobre todo o anel, o que favorece a uniformidade do campo.

Assume-se no quadro de Epstein que o circuito magnético é fechado (o que não é exatamente verdadeiro; apenas no caso de toróides o circuito pode ser considerado fechado). Trata-se de circuito aberto devido à existência de entreferro. O projeto do quadro de Epstein é baseado no conceito de permeabilidade. Em geral, os projetos de máquina são baseados nesse conceito. O princípio nesses projetos é o percurso pelo qual passa o fluxo magnético. Nos cantos do quadro de Epstein (ver figura 3.4.3), o fluxo chega a uma descontinuidade, e passa para uma outra chapa porque a permeabilidade do ar é muito menor.

O projeto dos sistemas utilizados nas medidas magnéticas em quadro de Epstein foi elaborado por Julio Carlos Teixeira. O esquema do sistema para corrente alternada é apresentado na figura 3.4.4 e na condição quase-estática (QE) na figura 3.4.5. A maioria das medidas magnéticas apresentadas foram efetuadas pela técnica Maria Aparecida Filipini.

Recentemente, há um esforço no sentido de desenvolver um método de medida de perdas que usa uma única lâmina, o SST (“single sheet tester”). Entretanto, a baixa confiabilidade das medidas feitas com o SST tem limitado a popularização desse método. Entre as principais fontes de erro está a utilização de um “yoke” (ou armadura de fechamento) para fechar o circuito magnético.

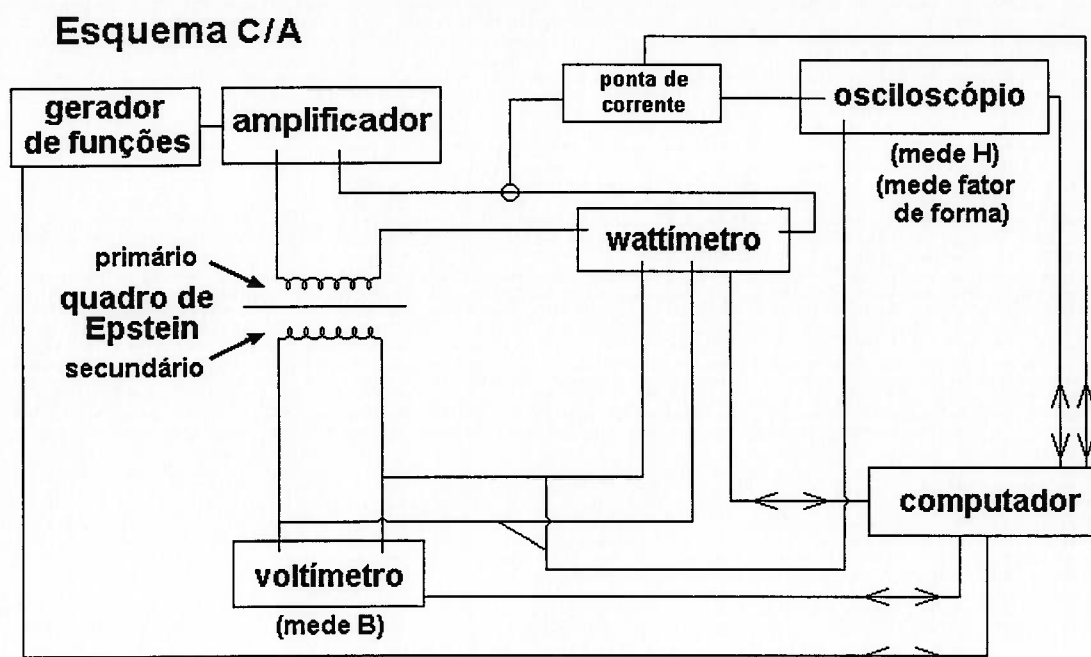


Figura 3.4.4. Esquema do aparato experimental para a medida de perdas em corrente alternada, para frequências na faixa de 15 a 100Hz.

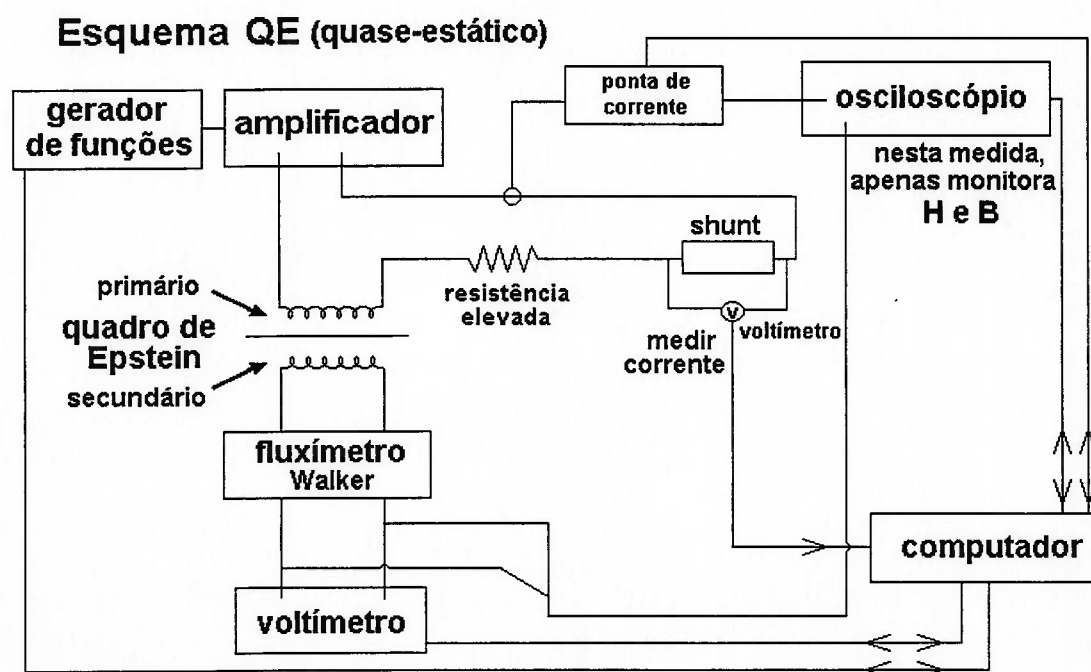


Figura 3.4.5. Esquema do aparato experimental para a medida de perdas na condição quase-estática ($f < 0,1\text{Hz}$).

4 RESULTADOS

Neste capítulo, são apresentados resultados de textura e de medidas magnéticas, para as amostras apresentadas na seção 3.1, na qual encontra-se a descrição da nomenclatura utilizada.

Os resultados podem ser classificados, a grosso modo, em dois grandes blocos:

O primeiro apresenta um quadro bastante completo do desenvolvimento da textura no processamento de aços elétricos, e inclui: as seções 4.1 e 4.2, que mostram a evolução da textura durante o processamento de dois aço elétricos com diferentes teores de Si; a seção 4.4, que discute a etapa de recozimento final ; e a seção 4.7, onde há destaque ao efeito do recozimento da bobina a quente.

O segundo bloco trata mais especificamente do efeito da deformação plástica sobre textura, propriedades magnéticas e microestrutura. Esse bloco contém as seções 4.3 e 4.6, que discutem o efeito do grau de redução sobre a textura; e a seção 4.5 onde são apresentadas algumas microestruturas.

Muitos resultados de medidas magnéticas, incluindo o efeito de diversas variáveis analisado através de separação de perdas, são apresentados diretamente no capítulo 5, Discussão.

4.1 Evolução da textura durante o processamento de um aço elétrico (liga A)

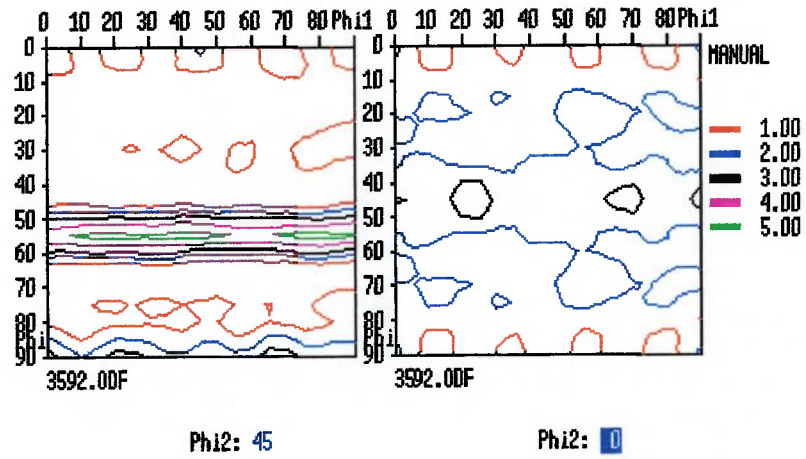


Figura 4.1.1. Amostra A-BQ. ODF, seções $\phi_2=45^\circ$ e $\phi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

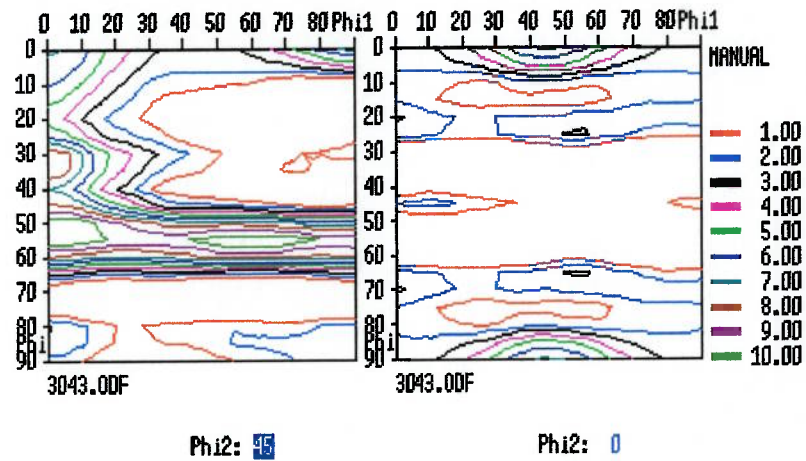


Figura 4.1.2. Amostra A-BF. ODF, seções $\phi_2=45^\circ$ e $\phi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

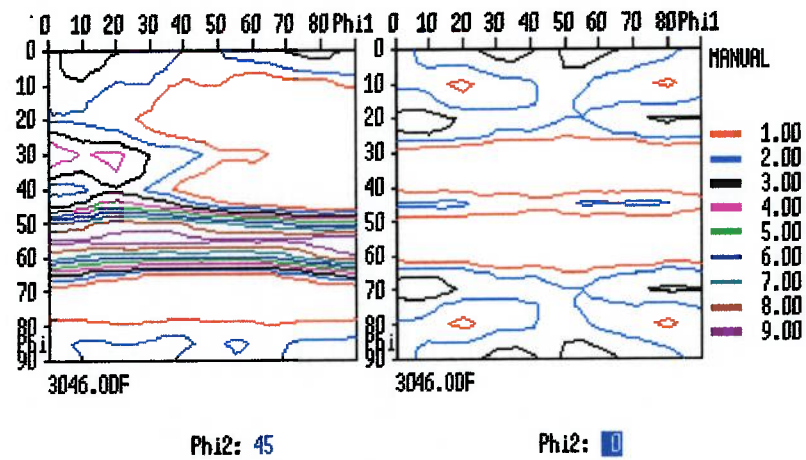


Figura 4.1.3. Amostra A-N. ODF, seções $\phi_2=45^\circ$ e $\phi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

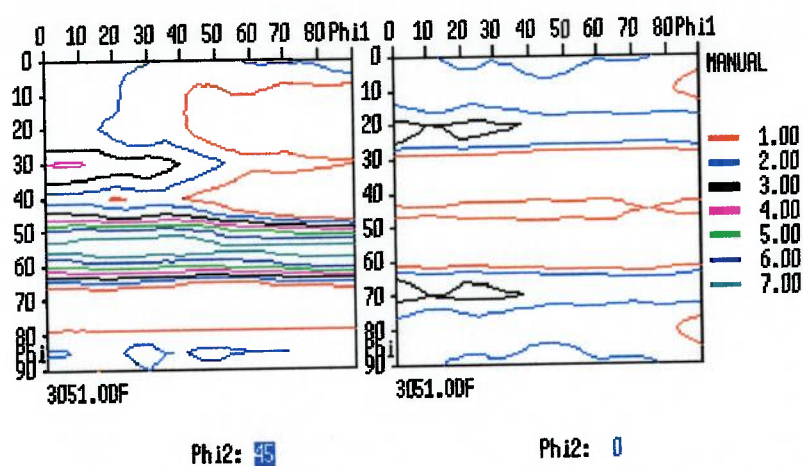


Figura 4.1.4. Amostra A-V. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

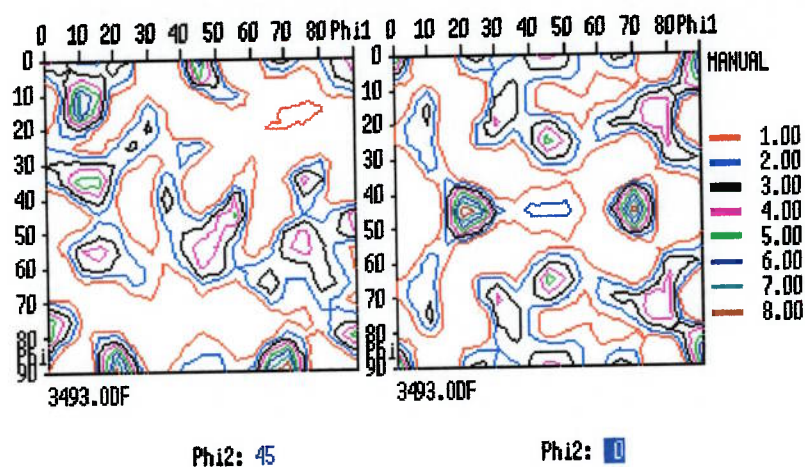


Figura 4.1.5. Amostra A-V 4%RF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

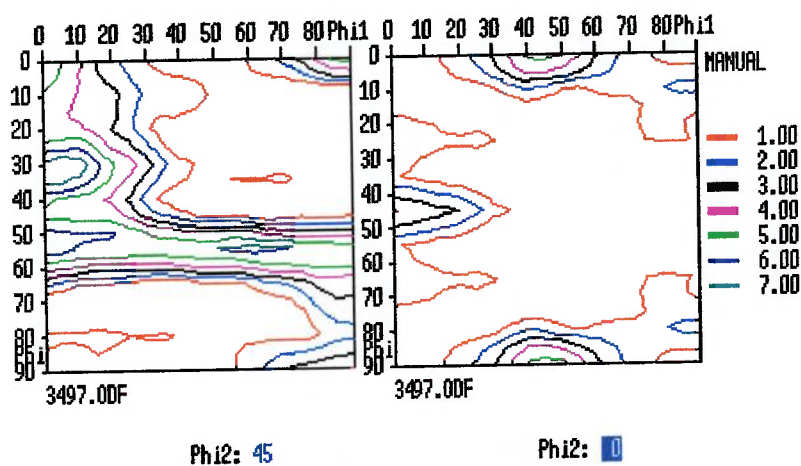


Figura 4.1.6. Amostra A-V 17%RF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

Na amostra A-BQ (figura 4.1.1), observa-se uma fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$, com máximo para $\{111\} \langle 321 \rangle$ e $\{111\} \langle 211 \rangle$. Também há presença de planos $\{110\}$: um pouco de Goss $(110) [001]$, $(110) [1\bar{1}0]$, $(110) [2\bar{2}7]$, $(110) [2\bar{2}1]$.

Observa-se na amostra A-BF (figura 4.1.2) uma típica textura de laminação sempre encontrada em aços, apresentando as fibras $\langle 110 \rangle // \text{DL}$ e $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ (esta com máximo em $\{111\} \langle 110 \rangle$).

Na amostra A-N (figura 4.1.3) também está presente uma fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$, mas agora com máximo em $\{111\} \langle 112 \rangle$. Também observa-se $\{100\} \langle 032 \rangle$, $\{310\} \langle 001 \rangle$, $\approx (225) [3\bar{5}1]$. Notar que vários componentes de recristalização tendem a aparecer em uma faixa com diferença de orientação entre 15° a 35° em relação a componentes presentes na condição anterior (amostra A-BF, figura 4.1.2).

Para a amostra A-V (figura 4.1.4) é observada a mesma tendência geral notada na amostra A-N (figura 4.1.3), porém com distribuição mais randômica de componentes e intensidade da fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ levemente mais baixa.

Duas amostras A-V receberam passes de encruamento de 4% e 17%. Após um recozimento final (com ocorrência de recristalização), a amostra A-V 4%RF apresentou tamanho de grão de $360 \mu\text{m}$, enquanto que, na amostra A-V 17%RF, $48 \mu\text{m}$ foi o tamanho de grão resultante.

O tamanho de grão da amostra A-V 4%RF é muito grande, implicando em pequeno número de grãos observados durante as medidas de figura de polo. Essa pequena amostragem não garante que os resultados apresentados sejam verdadeiramente representativos. Na figura 4.1.5 observa-se: cubo-na-face $\{100\} \langle 001 \rangle$, $(110) [3, \bar{3}, 11]$, $(110) [2\bar{2}1]$, $(331) [1 \bar{1} 0]$, $(112) [5\bar{7}1]$, $(116) [2\bar{3}0]$, entre os principais componentes.

Na amostra A-V 4%RF, também observa-se a tendência de “inversão” do máximo da fibra $\langle 111 \rangle // DN$ (neste caso máximo em $\{111\} \langle 110 \rangle$) após recristalização, notada na amostra A-N (comparar figura 4.1.3 com figura 4.1.2). A fibra $\langle 110 \rangle // DL$ também está presente. É importante ressaltar a considerável intensidade de Goss $(110) [001]$.

4.2 Evolução da textura durante o processamento de um aço elétrico (liga B)

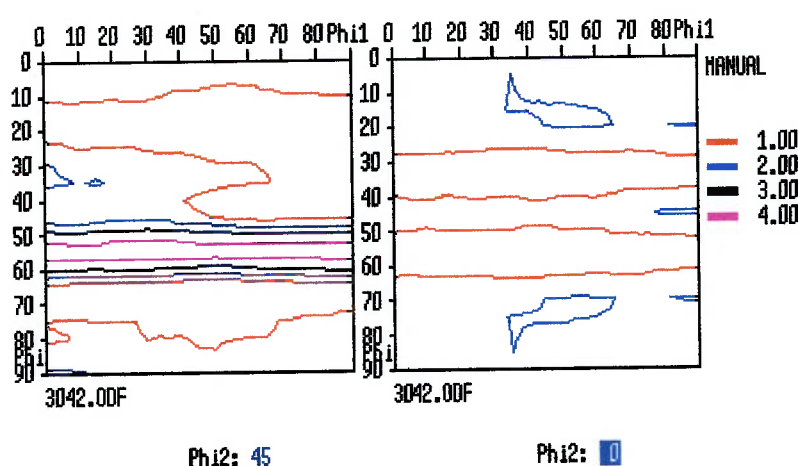


Figura 4.2.1. Amostra B-BQ. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

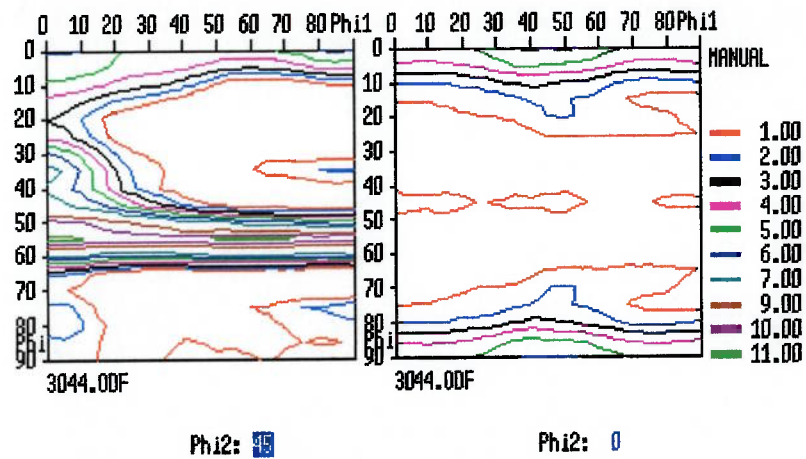


Figura 4.2.2. Amostra B-BF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

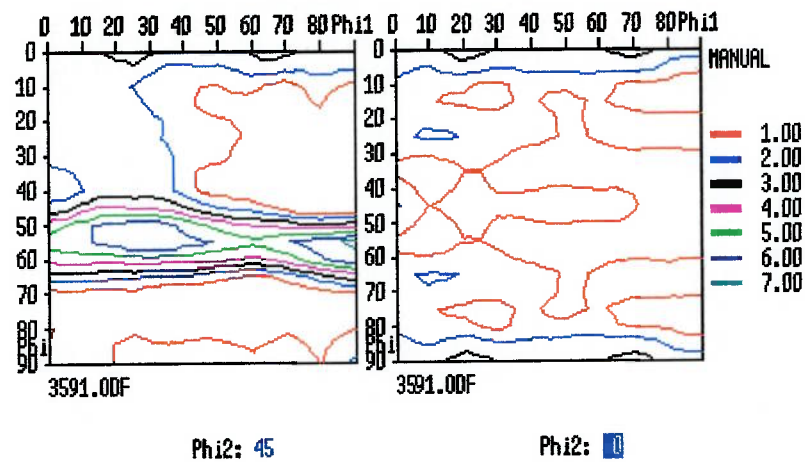


Figura 4.2.3. Amostra B-N. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

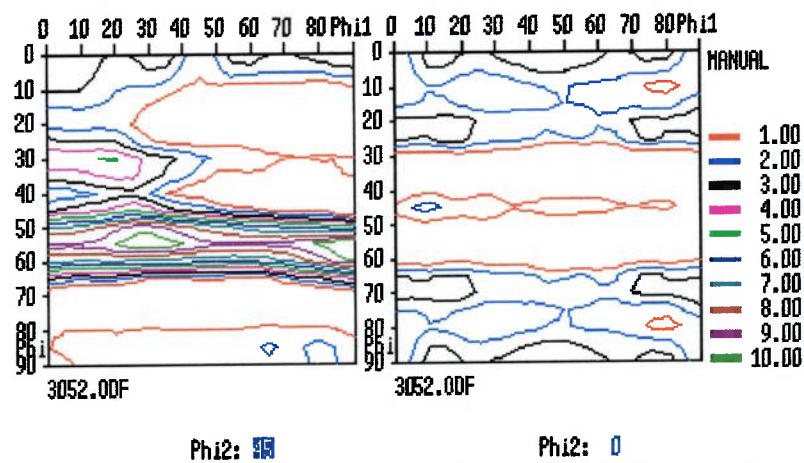


Figura 4.2.4. Amostra B-V. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

A textura observada nas amostras da liga B, figuras 4.2.1 a 4.2.4 é muito semelhante à textura das amostras da liga A, apresentadas nas figuras 4.1.1 a 4.1.4. A diferença entre as amostras das ligas A e B são os teores de Si e Al, que podem ser observados na tabela 3.1.1. Portanto, esses resultados permitem inferir que neste caso (ou seja, especificamente para o conjunto de experimentos em questão) a variação do teor de Si praticamente não afetou a textura.

Na amostra B-BQ (figura 4.2.1), observa-se uma fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ de fraca intensidade. A amostra B-BF (figura 4.2.2) apresenta, novamente (como a figura 4.1.2), uma típica textura de laminação contendo as fibras $\langle 110 \rangle // \text{DL}$ e $\langle 111 \rangle // \text{DN}$, esta última com máximo em $\{111\} \langle 110 \rangle$.

As amostras B-N (figura 4.2.3) e B-V (figura 4.2.4) apresentam os mesmos componentes basicamente observados nas amostras A-N (figura 4.1.3) e A-V (figura 4.1.4). As amostras B-N e B-V apresentam forte fibra $\{111\} \langle uvw \rangle$ com máximo em $\{111\} \langle 112 \rangle$. Outros componentes observados são $\{520\} \langle 001 \rangle$, $\{100\} \langle 011 \rangle$, (310) $[\bar{1}\bar{3}0]$, $\approx(337)$ $[3\bar{5}1]$. Notar novamente que vários componentes de recristalização ocupam regiões com diferença de orientação entre 15° a 35° em relação a componentes presentes na condição anterior (amostra B-BF, figura 4.2.2).

4.3 Efeito de leves graus de redução sobre textura e propriedades magnéticas

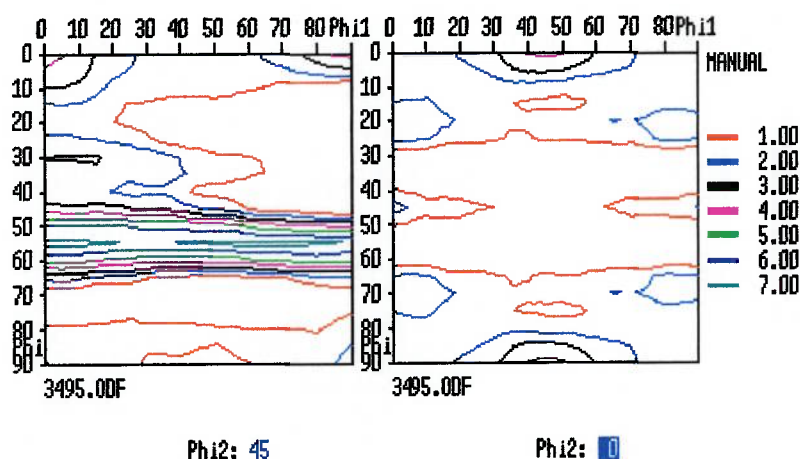


Figura 4.3.1. Amostra A-N 0%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

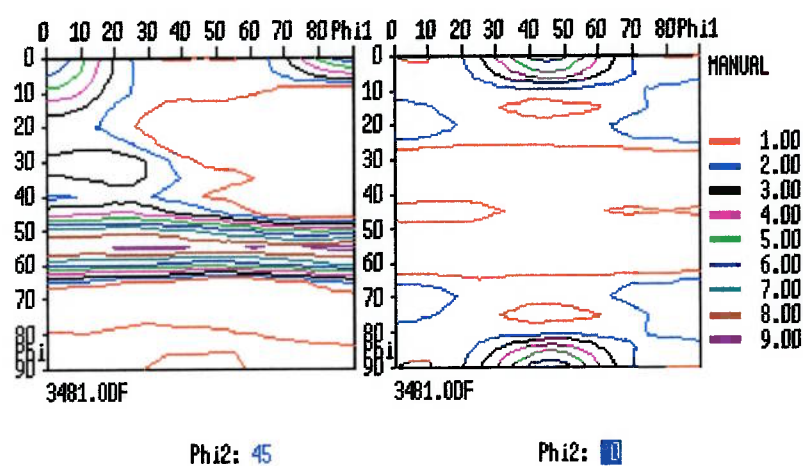


Figura 4.3.2. Amostra A-N 4%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

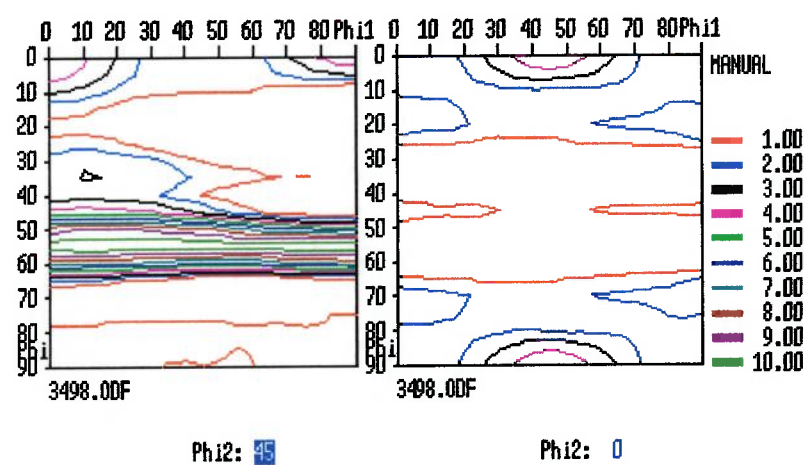


Figura 4.3.3. Amostra A-N 7%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

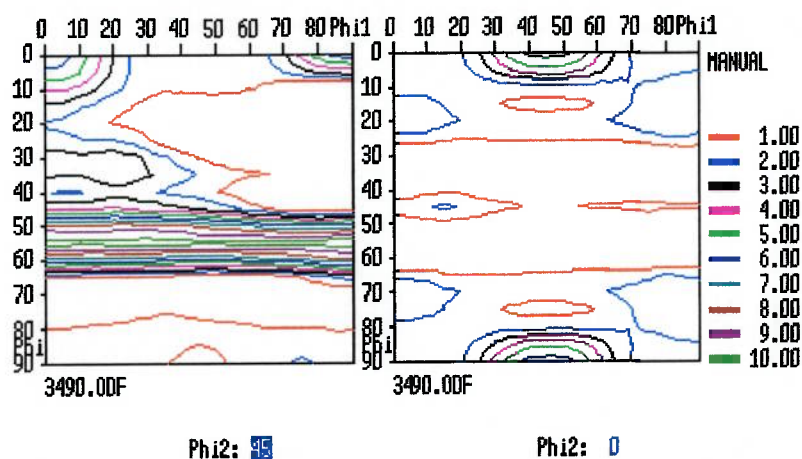


Figura 4.3.4. Amostra A-N 12%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

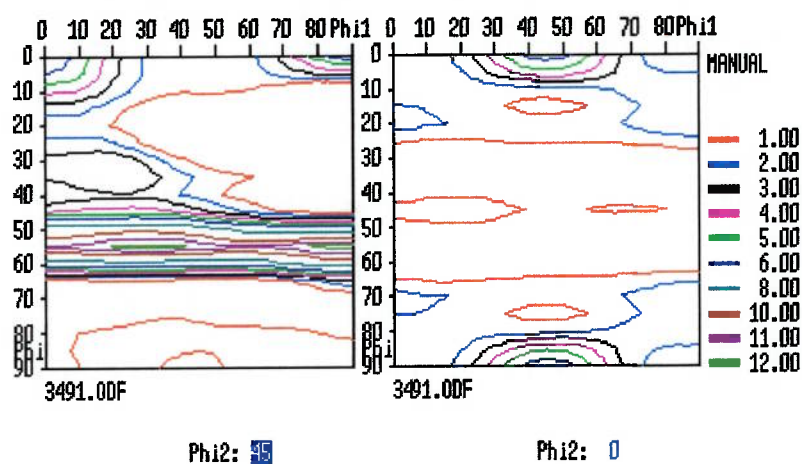


Figura 4.3.5. Amostra A-N 19%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

As figuras 4.3.1 a 4.3.5 apresentam uma amostra A-N, que foi submetida a 0%, 4%, 7%, 12% e 19% de redução, conforme indicado na legenda dessas figuras. A amostra A-N 0% (figura 4.3.1) representa a condição de partida: considerável: fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ e fraca fibra $\langle 110 \rangle // \text{DL}$.

Notar, nas figuras 4.3.1 a 4.3.5 que, com aumento do grau de deformação, acontece um progressivo aumento da intensidade da fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$, de 7 (a intensidade da média geral é 1) para 12, e da intensidade da fibra $\langle 110 \rangle // \text{DL}$, que aumenta de 4 para 6.

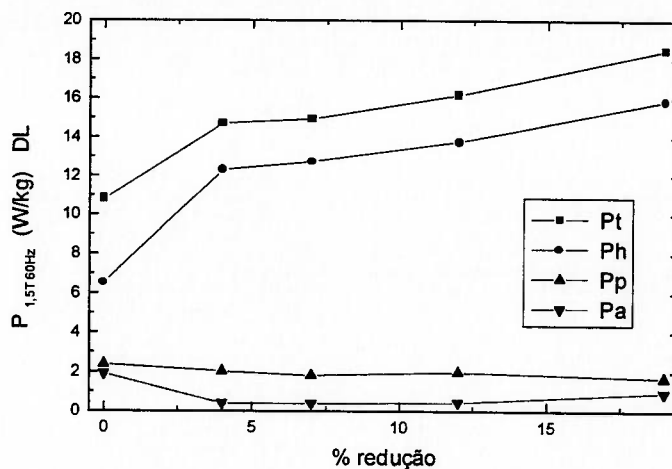


Figura 4.3.6. Perdas em função do grau de redução para as amostras da série A-N 0%, 4%,7%,12% e 19%. Seção longitudinal.

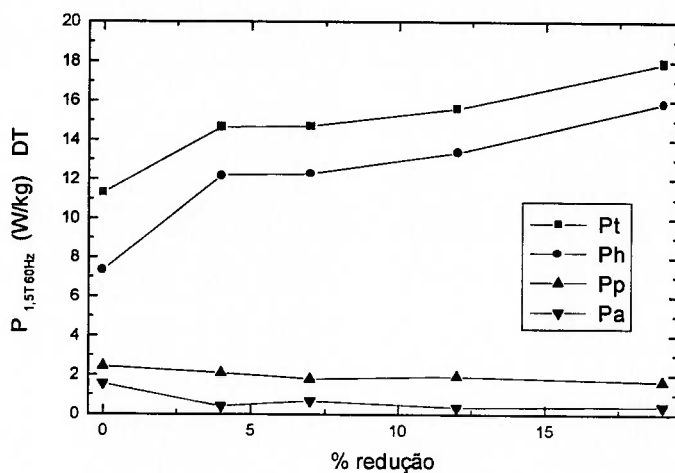


Figura 4.3.7. Perdas em função do grau de redução para as amostras da série A-N 0%, 4%,7%,12% e 19%. Seção transversal.

A deformação plástica introduzida por meio da laminação provoca uma deterioração das propriedades magnéticas, com aumento de perdas (figuras 4.3.6 e 4.3.7), e queda de B_{50} (figura 4.3.8) e da permeabilidade μ_{15} . (figura 4.3.9). O efeito do grau de encruamento nas perdas concentra-se praticamente todo na parcela histerética (ver figuras 4.3.6 e 4.3.7), sendo que esses mesmos dados indicam uma leve redução da parcela anômala, após o encruamento.

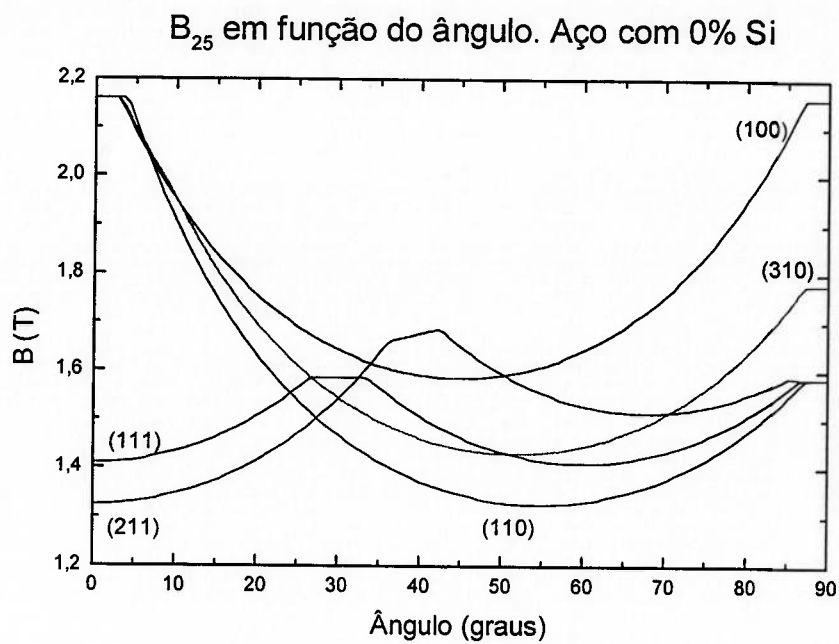


Figura 5.3.3. B_{25} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2.

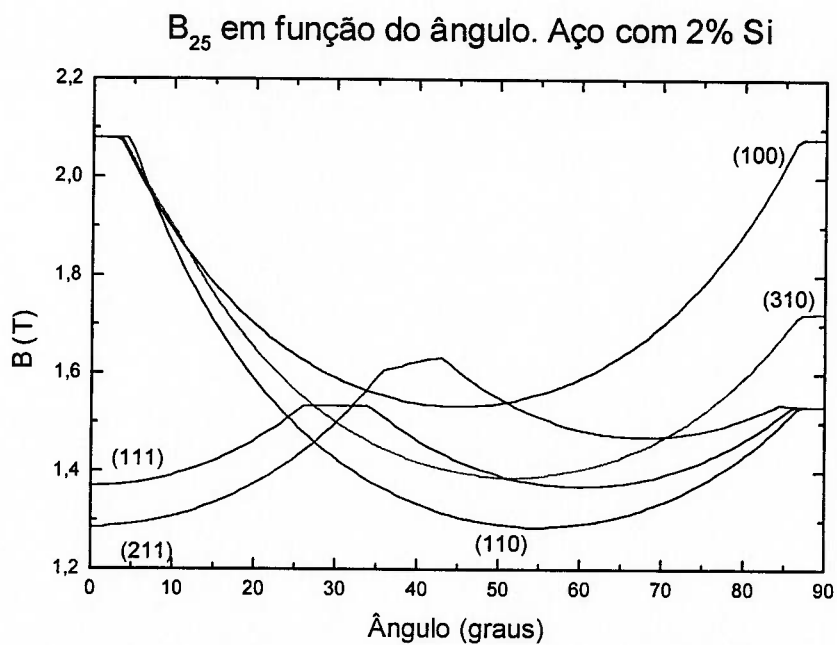


Figura 5.3.4. B_{25} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2.

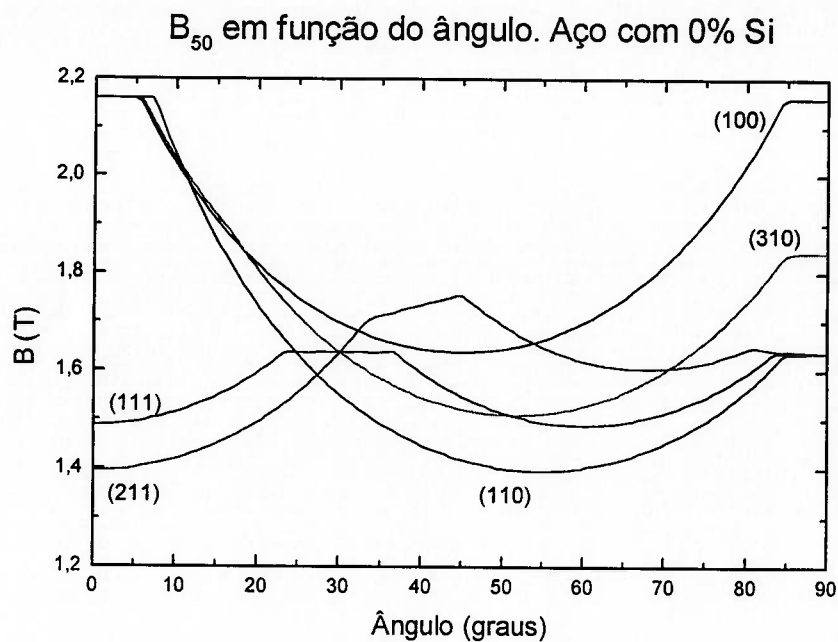


Figura 5.3.5. B_{50} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2.

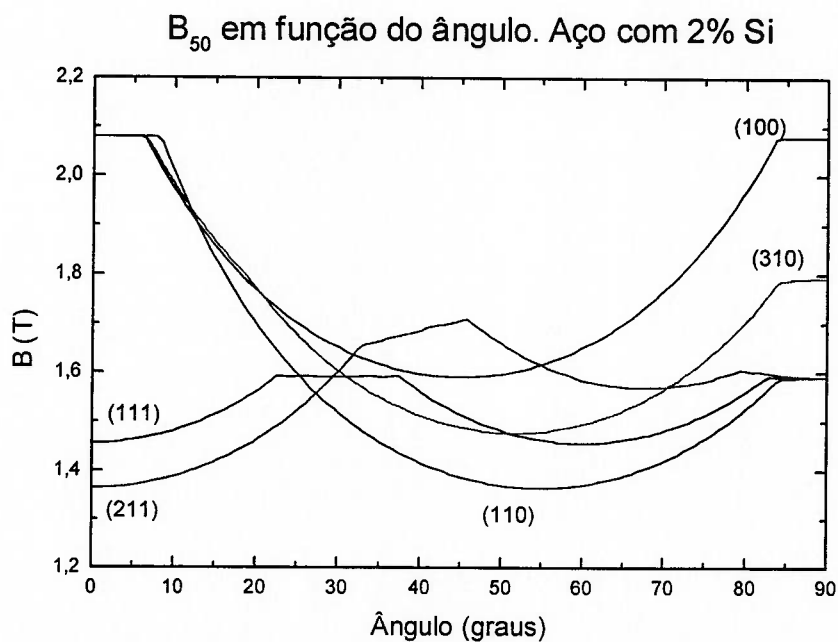


Figura 5.3.6. B_{50} em função do ângulo para os planos descritos na tabela 5.3.2.

Nos cálculos realizados, adotou-se $K_2 = 0$. O valor de K_2 disponível (ver seção 5.3.1) é muito baixo e, além disso, pouco confiável. Além disso, os termos (nas equações 5.3.11

e 5.3.4) que incluem K_2 costumam ser (isso depende do campo H_a aplicado) algumas ordens de grandeza menores que os termos que contém K_1 . Sobre a pequena influência do K_2 nas curvas de magnetização, ver também a figura 5.3.1 e a seção 5.3.9 (adiante).

Assim, basta K_1 para descrever as curvas observadas nas figuras 5.3.3 a 5.3.6. Como exemplo adicional, vale a pena acrescentar que DEL VECCHIO (1984) (utilizando esse mesmo tipo de modelo baseado na curva de magnetização de monocristais) notou no caso por ele estudado que considerar $K_2=0$ ou $K_2=K_1/2$ não fazia diferença.

5.3.5 Cálculo da Indução Média

Em relação às direções no plano, já que há uma simetria de 180° , basta proceder os cálculos de 0 a 90° para representar a variação de indução com ângulo (por exemplo, a indução para a direção $(11\bar{2})$ é igual à $(\bar{1}\bar{1}2)$).

A indução média (por exemplo B_{50}) pode ser calculada da seguinte forma:

$$\bar{B}_{50} = \frac{\int_0^\pi B_{50}(\theta) d\theta}{\pi} \quad (5.3.12)$$

No caso discreto:

$$\bar{B}_{50} = \frac{\sum_{i=1}^n B_{50}(\theta_i)}{n} \quad (5.3.13)$$

$B(\theta_i)$ é calculado com θ_i variando entre 0 e π .
 $\theta_i = (\pi \times i)/n$, com $i \leq n$.

O valor medido na prática é B_{50} , com $B = J + \mu_0 H$ mas, como $\mu_0 H$ é muito menor que J , $B \approx J$. Em outras palavras, J é da mesma ordem de grandeza que B (para campos H da ordem de 2500 A/m e 5000 A/m).

Os dados utilizados para construir as figuras 5.3.3 a 5.3.6 podem ser utilizados para obter a indução média de cada plano, em função do campo H aplicado (2500 ou 5000 A/m) e do teor de Si (Tabela 5.3.3).

Tabela 5.3.3. B_{50} médio e B_{25} médio (em T) calculados para vários planos.

	{100}	{310}	{110}	{211}	{111}
B_{25} 0Si	1,786	1,630	1,533	1,514	1,480
B_{50} 0Si	1,842	1,716	1,614	1,596	1,559
B_{25} 2%Si	1,729	1,584	1,490	1,471	1,438
B_{50} 2%Si	1,789	1,676	1,576	1,560	1,523

Os resultados apresentados na tabela 5.3.3 são próximos aos de outros da literatura que mostram valores e tabelas similares, como JÄCKEL et al. (1985), HUNEUS et al. (1992) e KLEMM et al. (1980), porém obtidas por outros diferentes métodos.

5.3.6 Comparação entre os resultados obtidos pelo modelo e medidas magnéticas

A literatura costuma adotar tanto valores de B_{25} (HUNEUS et al., 1992) quanto de B_{50} (TACHINO, 1990) como indicadores de textura. Na prática, espera-se que o B_{25} seja mais sensível a movimentação de parede de domínios do que o B_{50} e, assim, o B_{50} seria um parâmetro mais adequado para comparação. Valores de indução magnética B_{50} e B_{25} , medidas em quadro de Epstein, de diversos aços são apresentados na tabela 5.3.4.

Mais detalhes sobre as amostras SP podem ser encontrados na tabela 4.4.1. Alguns outros dados para a amostra TP: $\mu_{15} T = 1225$, $\mu_{15} L = 2592$, $TG = 90 \mu\text{m}$.

Tabela 5.3.4. Induções B_{50} e B_{25} , nas direções longitudinal (L) e transversal (T) medidas para diversos aços elétricos comerciais

Amostra	teor Si	$B_{50} L$	$B_{50} T$	$B_{25} L$	$B_{25} T$
		(T)	(T)	(T)	(T)
TP	2%	1,76	1,70	1,66	1,60
SP B	0	1,75	1,70	1,67	1,62
SP C	0	1,77	1,70	1,68	1,61
SP D	0	1,74	1,71	1,66	1,63

Baseando-se no método da figura de polo inversa, e considerando os planos $\{100\}$, $\{310\}$, $\{110\}$, $\{211\}$, $\{111\}$ como capazes de representar a condição de textura do material, é possível calcular o B_{50} médio, apenas a partir do difratograma de uma região central da chapa que seja paralela à superfície. É construída uma tabela com a fração volumétrica relativa de cada plano, usando os valores de intensidade relativa que constam do cartão ICDD Fe-alfa, 6-696.

Um exemplo de tabela de fração volumétrica relativa obtida pelo método da figura de polo inversa é apresentada na Tabela 5.3.5, para os aços A e B.

Tabela 5.3.5. Fração volumétrica relativa dos planos para os aços da tabela 5.3.4.

Plano	Aço TP	Aço SP B	Aço SP C	Aço SP D
$\{100\}$	9,5	6	6	6
$\{310\}$	13	7	11	6
$\{110\}$	35	13	44	21
$\{211\}$	13	22	16	10
$\{111\}$	29,5	52	23	57

Os difratogramas foram obtidos com radiação Cu-K α .

Tabela 5.3.6. Valores de B_{50} médio e B_{25} médio calculados a partir do método do difratograma, usando os valores da Tabela 5.3.3.

Amostra	Teor Si	B_{50}	B_{25}
		(T)	(T)
TP	2%	1,59	1,51
SP B	0	1,60	1,52
SP C	0	1,62	1,54
SP D	0	1,60	1,52

A tabela 5.3.4 mostra que o aço TP, apesar de apresentar mais alto teor de Si (2%Si, o que deve reduzir B_{50} e B_{25}) tem valores de B_{50} e B_{25} muito próximos aos de aço sem Si. A Tabela 5.3.5 fornece uma explicação para essa observação. O aço TP, em relação ao aço SP B, tem maior fração volumétrica de planos que favorecem a indução, como o $\{110\}$, e menor fração de planos prejudiciais como o $\{111\}$.

Também observa-se que os valores da tabela 5.3.6 são menores que os valores experimentais da tabela 5.3.4. Há diversas possíveis explicações, que serão analisadas em detalhe a seguir.

Há várias condições de contorno (simplificações) envolvidas no modelo- grãos interagem um com o outro, a teoria dos monocristais apresentada é válida para o caso de grãos com a forma de agulhas longas “long rods” - o que é parcialmente verdadeiro no caso de grãos em chapas, onde os grãos são muito estreitos em uma das dimensões.

Outra possibilidade é a seguinte: os cinco planos usados para avaliar textura não seriam representativos da real condição de textura do material (considerável fração volumétrica seria ocupada por grãos de orientações distintas dessas cinco). Também pode haver

variação de textura do centro (do qual foi obtido a amostra submetida à difração de raios-x) à superfície da chapa.

Uma outra explicação é o B_{50} ser bem inferior a 45° da direção de laminação. Esse resultado foi muitas vezes observado experimentalmente em aços elétricos (HONDA et al., 1990), (SHIOZAKI; KUROSAKI, 1988).

Resultados experimentais apresentados nas seções 4.1 e 4.4 mostram que componentes Goss (ou próximo a Goss) estão normalmente presentes na textura de recristalização (em aços recristalizados após um baixo grau de deformação). Notar também que o aço GNO avaliado na seção 5.2 apresenta considerável parcela de componentes Goss (ou próximos a este, como o Goss “inclinado” $(110) [2\bar{2}7]$).

Componentes Goss $(110) [001]$ favorecerão a indução na direção de laminação, porém provocando uma forte redução da indução a $\sim 55^\circ$ da direção de laminação, o que deve ser uma das razões para a diferença encontrada entre os valores das tabelas 5.3.6 e 5.3.4.

Todavia, provavelmente a melhor explicação para a maior parte dessa diferença observada é a seguinte: o fluxo “procura” eixos de fácil magnetização no interior da chapa. Ou seja, o fluxo tende a passar preferencialmente nos grãos com direção próxima a $\langle 100 \rangle$ em relação ao campo aplicado. Assim, o campo no interior da chapa é diferente em cada grão, sendo maior nos grãos com orientação mais próxima a $\langle 100 \rangle$, sempre em relação ao campo aplicado.

Conforme o método proposto por LAWTON; STEWART (1950), é necessário calcular a magnetização individualmente para cada grão. Por meio de diversas interações sucessivas, encontra-se o campo H necessário para levar todo o material à uma determinada indução (isso requer um software desenvolvido para essa finalidade). Para aplicar rigorosamente esse método deve-se necessário conhecer a orientação cristalina de todos os grãos, bem como sua fração volumétrica (o que pode ser feito por meio de ODF). Fica como sugestão de trabalho futuro elaborar um programa seguindo esse outro algoritmo e aplicar esse método.

Uma outra tendência recente é o modelamento da indução em chapas de aços elétricos pelo método dos elementos finitos. Normalmente, os modelos baseados nos elementos finitos desprezam que a chapa apresenta textura e costuma ser fortemente anisotrópica. Esses modelos deveriam incorporar o efeito da textura para uma melhor descrição da passagem do fluxo pelo material.

5.3.7 Comparação do modelo com dados provenientes de aço GO

Aços GO são materiais convenientes para o teste do modelo. Estes aços consistem em um caso mais simples, pois seus grãos apresentam um único tipo de textura. É possível considerar como aproximação que uma amostra é constituída de um único grão (com relação a medidas de indução magnética). O material utilizado para comparação com o modelo foi um aço GO comercial com 3,2% Si.

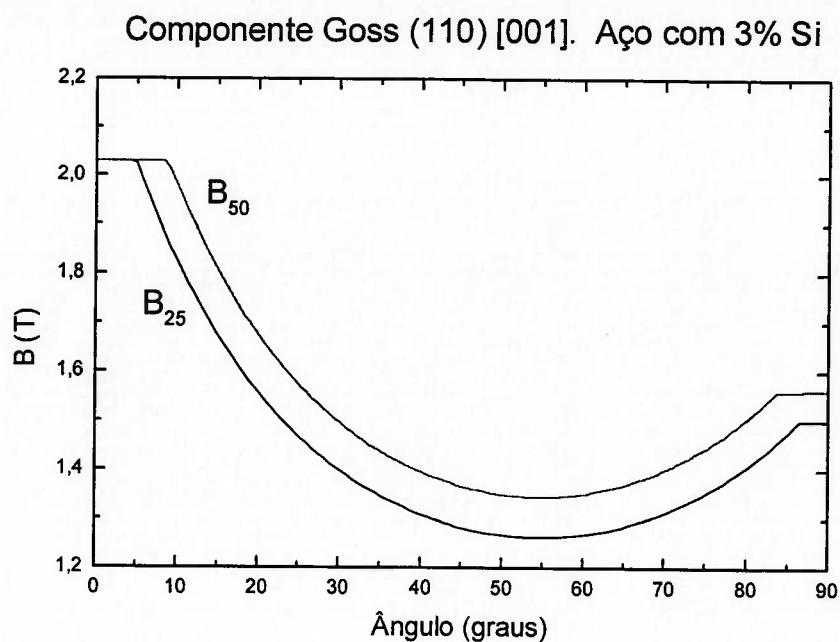


Figura 5.3.7. B_{25} e B_{50} em função do ângulo para o componente Goss (110) [001]. Cálculos realizados para um aço 3%Si.

Tabela 5.3.7. Valores de B_{25} e B_{50} em função do ângulo em relação à direção de laminação par um aço GO, segundo medidas experimentais, e o resultado calculado com o modelo.

Ângulo	Modelo		Aço GO comercial	
	B_{25} (T)	B_{50} (T)	B_{25} (T)	B_{50} (T)
0°	2,03	2,03	1,93	1,97
45°	1,281	1,365	1,40	1,45
90°	1,501	1,562	1,50	1,55

Resultados experimentais de indução B_{25} e B_{50} para o aço GO estão disponíveis para os ângulos 0°, 45°, e 90° em relação à direção de laminação. Esses resultados são apresentados na tabela 5.3.7, junto com os valores previstos com o modelo (provenientes da figura 5.3.7). Deve ser lembrado novamente que o modelo leva em consideração apenas rotação pura.

Observando-se a tabela 5.3.7, nota-se uma concordância bastante razoável (entre resultados do modelo e experimentais), sendo o modelo também capaz de estimar a diferença entre B_{25} e B_{50} . Uma das razões para alguma discrepância é que a textura do aço GO comercial não é uma textura Goss pura (consiste em grãos Goss “mergulhados”, formando um ângulos da ordem de $\sim 6^\circ$ à orientação ideal (110) [001], quando MnS é usado como inibidor de crescimento de grão (MOSES, 1990))

Medidas experimentais para o ângulo 0° (ver tabela 5.3.7) apresentaram valores mais baixos do que os do modelo (que considera que já foi atingida a saturação). No caso dos valores experimentais, para o ângulo 0° ainda devem existir domínios “spikes” (domínios de fechamento de 90° , - que se formam para reduzir energia magnetostática na superfície dos grãos). Portanto, deve ainda acontecer um pouco de movimentação de domínios (ruído de Barkhausen é observado nessa região). Assim, rotação não é o único mecanismo nessa região e a saturação ainda foi não atingida (resultando em valores de B_{25} e B_{50} abaixo do previsto com rotação pura).

A figura 5.3.7 pode ainda ser comparada a dados da literatura (Figura 2.1.19b). É possível observar que o modelo reproduz a tendência observada em materiais reais.

5.3.8 Variação de propriedades através dos coeficientes da ODF

$$A(\beta) = A_0 + A_1 \cos 2\beta + A_2 \cos 4\beta$$

const.
2-"vezes"
4-"vezes"

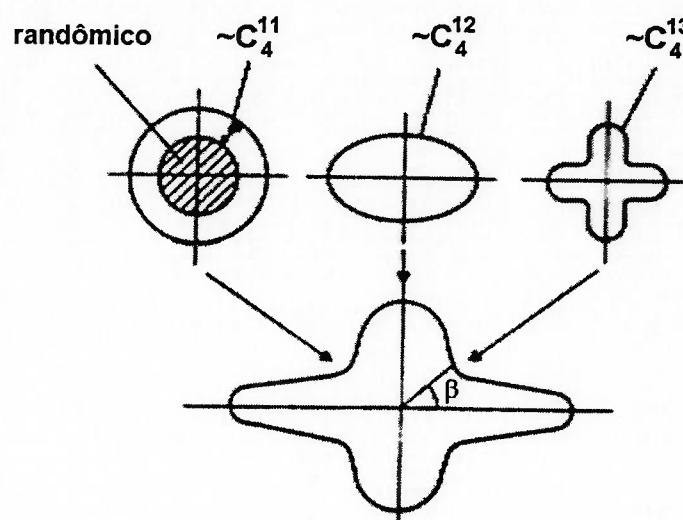


Figura 5.3.8. A anisotropia de uma “propriedade de quarta ordem” – por exemplo, o módulo de Young - em relação ao plano da chapa pode ser dividida em três parcelas: uma constante e as outras do tipo 2x (2 vezes) e 4x (vezes) (BUNGE, 1991).

(o número de “vezes” na figura 5.3.8. corresponde à frequência em que, dentro de um intervalo de 360° , um valor se repete).

Uma propriedade física (por exemplo, mecânica ou magnética) poderia ser descrita pelos três primeiros coeficientes da ODF desde que seja “de quarta ordem”, obedecendo assim à equação (5.3.14):

$$A = A_0 + A_1 \cos(2\beta) + A_2 \cos(4\beta) \quad (5.3.14)$$

onde β é o ângulo em relação à direção de laminação. A_0 , A_1 e A_2 são constantes (os valores A_0 , A_1 e A_2 correlacionam-se, respectivamente, aos coeficientes de textura C_4^{11} , C_4^{12} e C_4^{13}).

No caso onde os pontos 0° (direção de laminação), 45° e 90° são conhecidos, obtém-se imediatamente A_0 , A_1 e A_2 (se mais pontos forem conhecidos, é possível aproximar, pelo método dos mínimos quadrados por exemplo):

$$A_0 = \frac{1}{4} [A(0^\circ) + A(90^\circ) + 2 \cdot A(45^\circ)] \quad (5.3.15)$$

$$A_1 = \frac{1}{2} [A(0^\circ) - A(90^\circ)] \quad (5.3.16)$$

$$A_2 = \frac{1}{4} [A(0^\circ) + A(90^\circ) - 2 \cdot A(45^\circ)] \quad (5.3.17)$$

5.3.9 Relação entre a energia magnetocristalina e os coeficientes da ODF

É possível escrever a energia de anisotropia E_A como função das constantes de anisotropia K_1 , K_2 , como mostrado na expressão 5.3.1:

$$E_A = K_0 + K_1 (\omega_1^2 \omega_2^2 + \omega_1^2 \omega_3^2 + \omega_2^2 \omega_3^2) + K_2 (\omega_1^2 \omega_2^2 \omega_3^2) \quad (5.3.18)$$

As funções

$$\xi_1(\omega) = \omega_1^2 \omega_2^2 + \omega_1^2 \omega_3^2 + \omega_2^2 \omega_3^2 \quad (5.3.19)$$

$$\xi_2(\omega) = \omega_1^2 \omega_2^2 \omega_3^2 \quad (5.3.20)$$

apresentam simetria cúbica.

Essas funções estão relacionadas a harmônicas esféricas (ver seção 3.3.3 para mais detalhes sobre harmônicas esféricas de superfície simétricas) da seguinte maneira (BUNGE, 1982):

$$\xi_1(\omega) = \frac{1}{5} \frac{\dot{k}_4^1(\omega)}{n_4} + \frac{1}{5} \quad (5.3.21)$$

$$\xi_2(\omega) = \frac{1}{231} \frac{\dot{k}_6^1(\omega)}{n_6} + \frac{1}{55} \frac{\dot{k}_4^1(\omega)}{n_4} + \frac{1}{105} \quad (5.3.22)$$

com $n_4 = 0,64636$ e $n_6 = 0,359601$ (ver BUNGE (1982))

A equação (5.3.18) pode ser reescrita (desconsiderando o termo relacionado a K_0):

$$E(\omega) = \frac{\dot{k}_4^1(\omega)}{n_4} \left[\frac{K_1}{5} + \frac{K_2}{55} \right] + \frac{\dot{k}_6^1(\omega)}{n_6} \frac{K_2}{231} \quad (5.3.23)$$

Assumindo-se amostra com simetria ortorrômbica (simetria de chapa) obtém-se a expressão (5.3.26). As harmônicas esféricas de superfície são expressas, para esta simetria:

$$\dot{k}_l^1 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \bar{P}_l(\Phi) \quad (5.3.24)$$

$$\dot{k}_l^\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \bar{P}_l^{2(\nu-1)}(\Phi) \cdot \cos(2(\nu-1) \cdot \beta) \quad (5.3.25)$$

$$\bar{E}(\Phi, \beta) = \frac{1}{9n_4\sqrt{\pi}} \left[\frac{K_1}{5} + \frac{K_2}{55} \right] \cdot F_4(\Phi, \beta) + \frac{1}{13n_6\sqrt{\pi}} \frac{K_2}{231} \cdot F_6(\Phi, \beta) \quad (5.3.26)$$

com os parâmetros de textura de quarta e de sexta ordem sendo respectivamente expressos como:

$$F_4(\Phi, \beta) = \frac{1}{\sqrt{2}} C_4^{11} \bar{P}_4^0(\Phi) + C_4^{12} \bar{P}_4^2(\Phi) \cos 2\beta + C_4^{13} \bar{P}_4^4(\Phi) \cos 4\beta \quad (5.3.27)$$

$$F_6(\Phi, \beta) = \frac{1}{\sqrt{2}} C_6^{11} \bar{P}_6^0(\Phi) + C_6^{12} \bar{P}_6^2(\Phi) \cos 2\beta + C_6^{13} \bar{P}_6^4(\Phi) \cos 4\beta + C_6^{14} \bar{P}_6^6(\Phi) \cos 6\beta \quad (5.3.28)$$

No plano da chapa, $\Phi=90^\circ$.

As funções de Legendre normalizadas associadas $\bar{P}_l^m(\Phi)$ ($m= 0,2,4,6$ e $l=4,6$) encontram-se tabuladas em BUNGE (1982).

É possível considerar como sendo ínfima a contribuição de K_2 na equação 5.3.26. Os termos que contém K_2 na expressão 5.3.26 costumam ser pelo uma ordem de grandeza menor do que o termo que contém K_1 . Vale a pena lembrar também que, no caso do Fe puro, K_2 é no máximo $\sim 15\% K_1$, conforme discutido na seção 5.3.1.

Tipicamente, os trabalhos da literatura omitem a contribuição de K_2 , quando calculam indução a partir das equações (5.3.26 a 5.3.28), vide por exemplo JÄCKEL et al. (1985) e BIRSAN; SZPUNAR (1994).

Omitir a possível contribuição de K_2 equivale a supor a indução B diretamente proporcional a $F_4(90^\circ, \beta)$, como fizeram BIRSAN; SZPUNAR (1994) e JÄCKEL et al. (1985). Assim, E_A pode ser escrito como função de $\cos 2\beta$ e $\cos 4\beta$, apenas (ver equação 5.3.14).

Portanto, no caso de rotação de magnetização de domínios, a indução B (que é função da energia de anisotropia E_A , ver seção 5.3.2), pode ser escrita (a partir da expressão 5.3.27 com $\Phi=90^\circ$):

$$B(\beta) = a + \frac{b}{100} \left[-1,091 \cdot C_4^{11} + 1,6266 \cdot C_4^{12} \cdot \cos(2\beta) - 2,1516 \cdot C_4^{13} \cdot \cos(4\beta) \right] \quad (5.3.29)$$

Assim, dispondo de dois pontos experimentais teremos duas equações e duas incógnitas, e podem ser encontradas as constantes a e b da equação (5.3.29).

5.3.10 Comparação com resultados experimentais de medidas magnéticas

O modelo foi testado através do aço GNO da seção 5.2.

Pelo método descrito na seção 5.3.8, chegou-se às seguintes expressões (válidas apenas para o aço em questão):

$$B_{50} = 1,6845 + 0,0357 \cos (2 \beta) + 0,0468 \cos (4 \beta) \quad (\text{T}) \quad (5.3.30)$$

$$B_{25} = 1,5903 + 0,0400 \cos (2 \beta) + 0,0487 \cos (4 \beta) \quad (\text{T}) \quad (5.3.31)$$

$$P (15/60) = 4,7866 - 0,4517 \cos (2 \beta) - 0,2514 \cos (4 \beta) \quad (\text{W/kg}) \quad (5.3.32)$$

$$\mu_{15} = 1157,7 + 670,15 \cos (2 \beta) + 484,7 \cos (4 \beta) \quad (5.3.33)$$

Essas equações são comparadas aos demais dados experimentais nas figuras 5.3.9 a 5.3.11. Os pontos a 15° , 30° , 60° e 75° servem para conferência do estimado com o modelo apresentado na equações.

Conforme o observado na figura 5.3.9, a equação (5.3.14) pôde descrever de uma maneira extremamente satisfatória a variação da indução magnética em função do ângulo. No caso desse aço, medidas a 0° , 45° e 90° seriam suficientes para uma descrição adequada da variação de propriedades magnéticas em função do ângulo.

Entretanto, para perdas (figura 5.3.10) e permeabilidade (figura 5.3.11), embora o ajuste tenha indicado a tendência de comportamento, não foi plenamente satisfatório. Deve ser lembrado que μ_{15} e perdas são funções de muitas outras variáveis microestruturais (por exemplo, tamanho de grão) além de textura. Assim, a correlação com apenas textura não seria muito realística nesses casos.

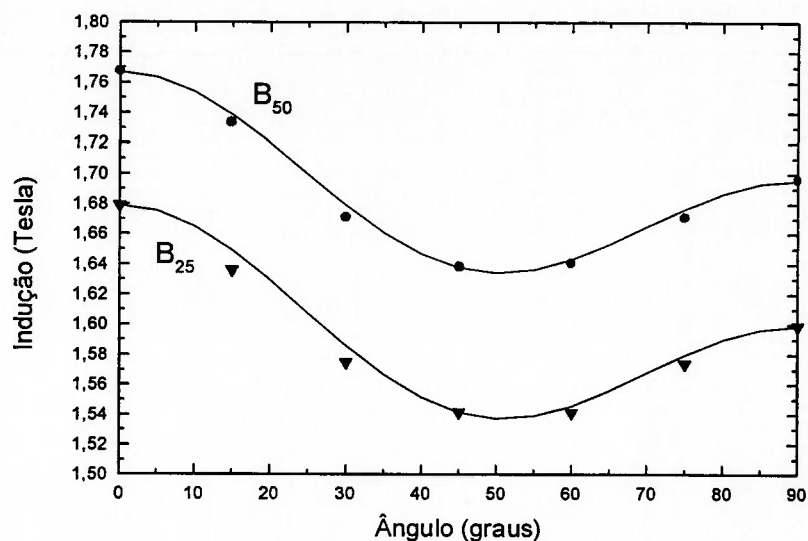


Figura 5.3.9. Resultados experimentais de B_{25} e B_{50} (pontos) comparados aos valores provenientes da equação (5.3.31) e (5.3.30) (linhas cheias).

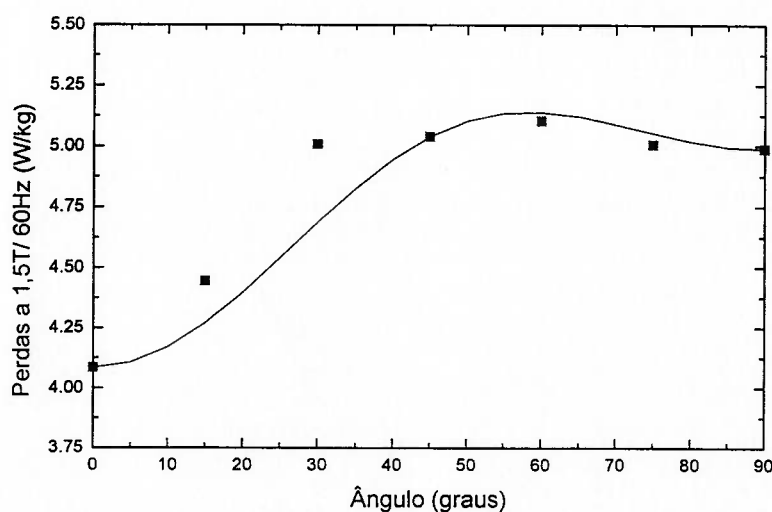


Figura 5.3.10. Resultados experimentais de perdas a 1,5 T / 60Hz (pontos) comparados aos valores provenientes da equação (5.3.32) (linha cheia).

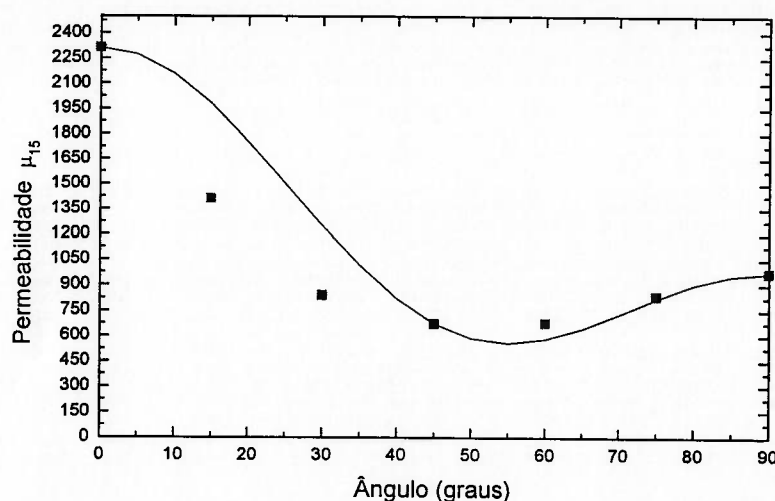


Figura 5.3.11. Resultados experimentais de μ_{15} (pontos) comparados aos valores provenientes da equação (5.3.33) (linha cheia).

Indução magnética, permeabilidade e perdas são função da textura do material. Portanto, há uma relação entre todas essas propriedades (B_{25} , B_{50} , μ_{15} e perdas), o que significa que pode ser possível escrever uma dessas propriedades em função de outra (e esse detalhe pode ser percebido observando-se a série de equações 5.3.30 a 5.3.33), com maior ou menor precisão, dependendo do caso.

É importante acrescentar que os valores médios obtidos para B_{25} , B_{50} e μ_{15} (conforme expressões 5.3.30, 5.3.31 e 5.3.33) são muito próximos aos resultados dessas medidas em anel (ver seção 5.2). Esse dado é um confirmador adicional da confiabilidade de ambos os métodos – quadro de Epstein e medidas em anel.

5.3.11 Estimativa de propriedades através dos coeficientes da ODF

O bom desempenho do ajuste através das equações 5.3.30 e 5.3.31 sugere que os três primeiros coeficientes da ODF poderiam ser utilizados para descrever textura (na forma de rotação de magnetização de domínios). Ou seja, em teoria, seria possível estimar a indução magnética para todas as direções diretamente a partir de uma ODF. Essa possibilidade será examinada a seguir. Deve ser ressaltado, também, que os coeficientes $C_i^{\mu\nu}$ utilizados para a estimativa *não* possuem qualquer significado físico (BUNGE, 1982).

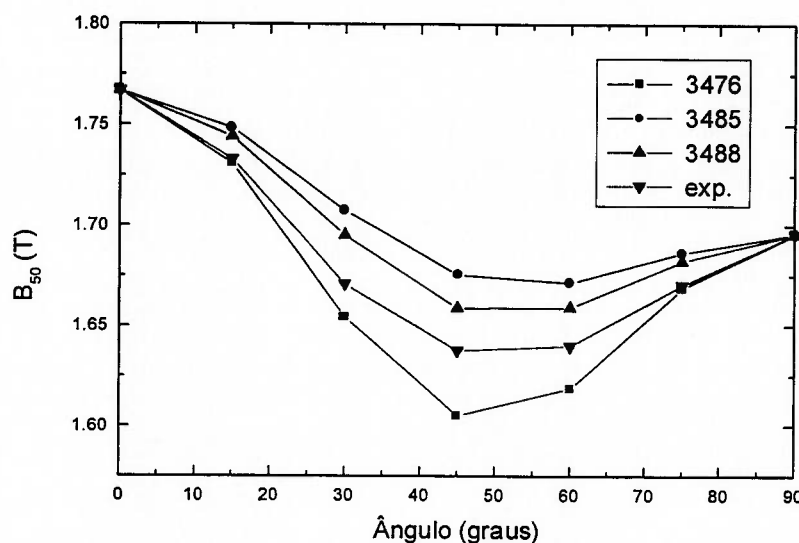


Figura 5.3.12. B_{50} estimado com a equação 5.3.29. (com medidas magnéticas a 0° e a 90° da direção de laminação) e coeficientes da ODF.

Tabela 5.3.8. Relação A_1/A_2 estimada através dos coeficientes da ODF comparada com o valor de medidas magnéticas

Medida	C_4^{11}	C_4^{12}	C_4^{13}	A_1/A_2
3476	0,132	-0,735	0,982	0,565
3485	0,505	-1,078	0,636	1,289
3488	0,463	-1,118	0,855	0,987
Experimental (medidas magnéticas)				0,7628

$$-0,7545 (C_4^{12} / C_4^{13}) = A_1/A_2$$

Uma maneira de comparar a variação de B_{50} em função do ângulo estimada através de coeficientes da ODF com resultados experimentais é através da relação A_1/A_2 (ver equação 5.3.14). A relação A_1/A_2 experimental é obtida através da equação (5.3.30). A relação $-0,7545 (C_4^{12}/C_4^{13}) = A_1/A_2$ é obtida através da equação (5.3.29).

A tabela 5.3.8 contém os resultados de A_1/A_2 obtidos com as ODFs 3476, 3485 e 3488 e a relação A_1/A_2 obtida por medidas magnéticas. Nota-se que o sinal de A_1/A_2 está de acordo como experimental (ou seja, descreve a tendência corretamente, ver figura 5.3.12). Entretanto, a estimativa obtida com os coeficientes C_4^{12} , C_4^{13} e equação 5.3.29 falha em prever a correta magnitude da variação de B_{50} em função do ângulo.

Conclui-se, portanto, que a estimativa feita diretamente através de três medidas magnéticas (a 0° , 45° e 90°) mais a equação 5.3.14 (ver figuras 5.3.9 e 5.3.12) é muito melhor do que estimativa feita através de medidas a 0° e 90° , mais coeficientes da ODF.

Sem dúvida, melhor amostragem é um dos motivos para que o método que usa 3 medidas magnéticas seja mais bem-sucedido. A amostragem possibilitada por um conjunto de 7 amostras, com 0,5 kg cada (3,5 kg de material), é muito mais abrangente do que a amostragem correspondente a cada superfície analisada durante uma medida de ODF. Além disso, as diferenças encontradas entre as ODFs 3476, 3485 e 3488 (figuras 5.2.1 a 5.2.3) sugerem amostragem não plenamente satisfatória.

5.4 Formulação de efeitos de “pinning” sobre a coercividade

No decorrer desta seção, é apresentado um modelo genérico para explicar os efeitos de “pinning” em relação à área da curva de histerese e à coercividade intrínseca. O modelo é dedicado apenas à curva de histerese na condição quase-estática (frequência $<0,1$ Hz).

5.4.1 A dependência angular da coercividade

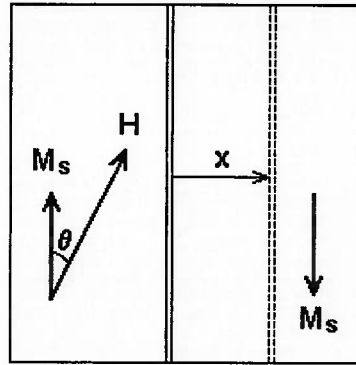
As seguintes hipóteses simplificadoras serão utilizadas:
(em um material magneticamente mole)

- i) tamanho do cristal grande o suficiente para que possamos desprezar efeitos da energia magnetostática
- ii) cristal de anisotropia uniaxial, com paredes de domínio de 180°

Em materiais de anisotropia cúbica, podem existir paredes de domínio de 180° e 90° (mas a quantidade de paredes de domínio de 90° em um cristal real costuma ser bem menor – paredes de domínio de 90° costumam estar presentes como “domínios de fechamento”).

A energia de parede de domínio por unidade de área ϵ_p muda quanto este se movimenta (isto é, se a parede atinge um local de maior ou menor energia).

Na figura 5.4.1, deve ser notado que, se $\theta=\pi/2$, $\cos \theta=0$ e não há movimento da parede de domínio. O caso em que é mais favorável a movimentação da parede, é quando $\theta=0$, ou seja, campo H paralelo ao eixo de anisotropia. O movimento da parede provoca uma variação na magnetização proporcional a $M_s - (-M_s)$, ou $2 M_s$.



posição da parede de domínio de 180° em dois instantes diferentes

Figura 5.4.1. Localização de uma parede de domínio em dois instantes diferentes, tendo movido-se uma distância x após ter sido aplicado um campo H .

A energia ε_p associada à parede, em um dado instante (para um dado x) é expressa por $\varepsilon_p(x)$. Nem sempre ε_p é diretamente proporcional à energia de parede de domínio γ_p , embora deva ser diretamente proporcional a γ_p se o mecanismo assumido é a redução de energia de parede em um poro ou inclusão (um simples “buraco” na parede).

Este simples modelo (figura 5.4.1) resulta na equação (5.4.1) (essa formulação é devida a KONDORSKI (1937)):

$$E(x) = \varepsilon_p(x) - 2M_s H (\cos \theta)x \quad (5.4.1)$$

Usando-se a condição $\partial E / \partial x = 0$ obtém-se um campo H que pode ser interpretado como sendo o campo coercivo (equação 5.4.2). Esse equacionamento equivale a dizer que, ao aplicar um campo H , é gerada uma pressão P_d (ou força por unidade de área) sobre a parede de domínio, sendo que $P_d = 2 M_s H \cos \theta$.

$$H = \frac{1}{\cos\theta} \left(\frac{1}{2M_s} \frac{\partial \varepsilon_p(x)}{\partial x} \right) \quad (5.4.2)$$

É incluído o fator 2 no termo à direita da equação acima porque um movimento x da parede resulta em uma variação da magnetização de $2 M_s$.

Alguns detalhes merecem ser destacados:

- i) para uma parede de domínio de 180° , o campo H aplicado para superar sítios de “pinning” é proporcional a $1/\cos\theta$
- ii) No caso de um cristal de anisotropia cúbica, o maior ângulo que o campo H pode formar com algum dos eixos uniaxiais corresponde a $\theta = \arccos(1/\sqrt{3})$, ou $\theta = 54,74^\circ$. Assim, no caso de paredes de domínio de 180° , a coercividade H_c situa-se em uma faixa que pode ser expressa da seguinte maneira: $H_{c(\theta=0)} \leq H_c \leq \sqrt{3} H_{c(\theta=0)}$.
- iii) No caso de movimento de parede de domínio de 90° , a mesma expressão (5.4.2.) continua válida, porém sendo multiplicada por um fator $\sqrt{2}$ (ver CHIKAZUMI, 1964).

5.4.2 Origem de histerese por efeito de “pinning”

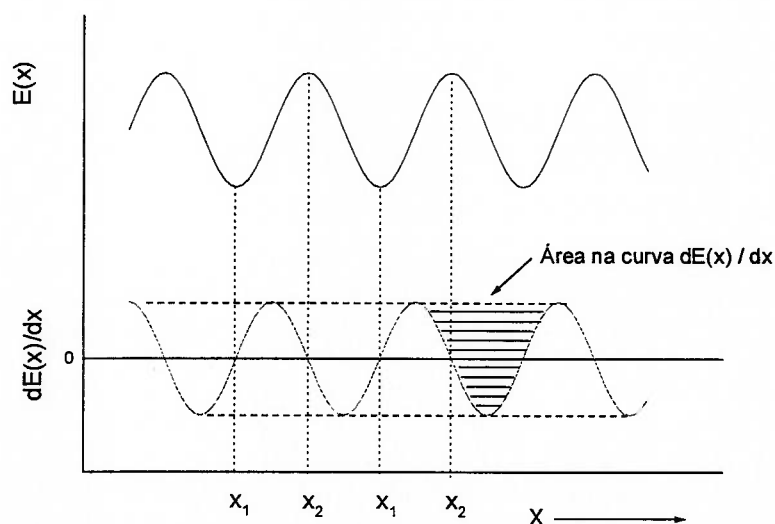


Figura 5.4.2. Variação da energia $E(x)$ associada à parede de domínio durante sua movimentação. A região hachurada (delimitada pela linha tracejada e pela curva $dE(x)/dx$) corresponde a uma área que será aqui denominada Sh .

Na figura 5.4.2, $E(x)$ foi representada por uma função senoidal. (uma função desse tipo foi utilizada na teoria das “tensões internas” sobre a coercividade, desenvolvida na década de 30 (ver CHEN, 1986)). O forte efeito de átomos intersticiais, como o C (ver figura 2.3.12), sobre a permeabilidade ou a coercividade pode ser interpretado como comprovação dos princípios básicos dessa teoria (intersticiais podem causar fortes tensões internas no reticulado).

Cada vez que a parede em seu movimento supera um ponto de máximo na curva $dE(x)/dx$, acontece um processo irreversível, dissipando energia e gerando histerese. Depois que esse ponto de máximo é superado, o processo continua reversivelmente, sem dissipação de energia.

Fazendo-se $\partial E/\partial x=0$, obtém-se os pontos de máximo e mínimo na curva $E(x)$ (ver figura 5.4.2). Ambos têm importante significado físico: a diferença entre pontos sucessivos de máximo e mínimo representa a barreira de energia que deve ser superada até que a parede atinja outro ponto de mínimo. O estudo da segunda derivada $\partial^2 E/\partial x^2$ permite determinar se é um ponto de máximo ou de mínimo. Se for positiva, é um ponto de mínimo. Caso seja negativa, é um ponto de máximo.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon_p(x)}{\partial x} - 2M_s H \cos \theta = 0 \quad (5.4.3)$$

com ponto de mínimo: $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \varepsilon_p(x)}{\partial x^2} > 0$ e ponto de máximo: $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \varepsilon_p(x)}{\partial x^2} < 0$

As principais grandezas a serem destacadas, no esquema apresentado na figura 5.4.2, são:

$E(x_1)$ sendo x_1 encontrado com $\partial E/\partial x=0$ e $\partial^2 E/\partial x^2 > 0$ (ponto de mínimo)

$E(x_2)$ Sendo que x_2 é encontrado com $\partial E/\partial x=0$ e $\partial^2 E/\partial x^2 < 0$ (ponto de máximo)

$\Delta E_{12} = \epsilon_p(x_2) - \epsilon_p(x_1)$ (barreira de energia entre pontos de máximo e mínimo)

A formulação apresentada até aqui permite definir a quantidade *frequência* de sítios de “pinning” (f_p), que é inversamente proporcional a Δx : $f_p \propto 1/\Delta x$ (com $\Delta x = 2(x_2 - x_1)$).

Δx é a distância entre dois pontos de máximo sucessivos na curva $\partial E/\partial x$. Como já mencionado anteriormente, depois que um ponto de máximo é superado a parede movimenta-se de maneira reversível. No modelo da figura 5.4.2, os pontos de máximo e mínimo na curva $\partial E/\partial x$ são equidistantes entre si e, neste caso, $\Delta x = 2(x_2 - x_1)$.

5.4.3 Modelo para a área da curva de histerese

O modelo da figura 5.4.2 é para uma única parede de domínio, dentro de um único grão, para um único tipo de defeito (para o qual é conhecida ou estimada uma curva $\epsilon_p(x)$). É possível estender esse conceito para outros casos. Existe, para cada defeito, uma diferente energia dissipada (ver figura E.2 do Apêndice E).

A partir do modelo da figura 5.4.2 é possível descrever a área da curva de histerese.

Deste modo, a área total SH da curva de histerese é proporcional a $\sum_{j=1}^n Sh_j$, onde n é o

número de saltos irreversíveis e Sh_j é a área em cada curva $(\partial E/\partial x)_j$ entre saltos irreversíveis (ou seja, cada área hachurada, conforme figura 5.4.2).

Outra maneira para descrever a área da curva é utilizando f_p , a frequência de ocorrência de sítios de “pinning”. Sendo f_p um adimensional, pode-se escrever $SH = f_p Sh$; (deve ser lembrado que $f_p \propto 1/\Delta x$, sendo que $f_p = x_t / \Delta x$, com x_t igual à distância total percorrida pela parede; ou seja, $f_p = n$).

É muito difícil estimar a quantidade de energia dissipada em um determinado sítio de “pinning”. Essa quantidade está relacionada à área da curva $\partial E/\partial x$ (ver Apêndice E). Para um determinado tipo de defeito, teremos um ΔEh (que é proporcional à área Sh), e uma frequência com que esses sítios de “pinning” ocorrem, f_p .

Assim, existe uma expressão geral para o campo H (que pode ser identificado como sendo o H_c):

$$H = F_a(\theta) \cdot \frac{1}{2M_s} (f_p \cdot \Delta Eh) \quad (5.4.4)$$

(para um determinado volume V)

onde $F_a(\theta)$ é uma função angular que deve ser $1/\cos \theta$

A expressão (5.4.4) está escrita de maneira a facilitar a sua extensão (ou seja, a sua generalização).

Algumas observações sobre a equação (5.4.4):

- i) Desde que S_h representa energia dissipada, e Δx representa espaço percorrido por uma parede de domínio cada vez que uma barreira de energia é superada, segue que H_c está relacionado a $\Delta E_h / \Delta x$
- ii) Supondo que os únicos pontos de “pinning” importantes em um material policristalino sejam os contornos de grão, o comprimento Δx tende a representar TG, portanto resultando que o campo H deve ser proporcional a $1/TG$.
- iii) no caso de “pinning” em contorno de grão podem existir (para formação de núcleo no grão vizinho) processos de rotação coerente ao lado de movimentação de parede, o que levaria a um $F_a(\theta)$ intermediário entre $1/\cos \theta$ e o previsto com o modelo de Stoner-Wohlfarth (o modelo de Stoner-Wohlfarth exprime a dependência angular no caso de rotação coerente, e é descrito em CHIKAZUMI (1964) e em BRAILSFORD (1966), entre outros).

5.4.4 O efeito do tamanho de grão

A expressão de MAGER (1952) para a coercividade, como função do tamanho de grão, é $(3/2) (3\pi/4) (\gamma_p / TG J_s)$. Nessa equação o coeficiente $(3/2)$ significa, segundo MAGER (1952), textura randômica. Antes disso, YENSEN; ZIEGLER (1935) tinham obtido experimentalmente para ferro de alta pureza uma lei do tipo: $H_c = cte + 3 (1/TG)$ (H_c em A/m; TG em mm).

Na equação de MAGER (1952) podemos reconhecer o formato da expressão (5.4.4). Apesar da constante $(9\pi/8)$, a expressão de MAGER (1952) pode ser obtida da equação (5.4.4) da seguinte maneira: ΔE_h sendo tido como diretamente proporcional à energia de parede de domínio γ_p e substituindo f_p ($f_p \propto 1/\Delta x$) por $1/TG$. A equação de MAGER (1952) parece ser consequência de uma análise dimensional, e não uma dedução matemática.

Uma grande restrição ao modelo de MAGER (1952) é que este utiliza uma formulação feita por DÖRING (1938) para um problema diferente (DÖRING (1938) propôs uma

teoria para explicar resultados de experimentos de Sixtus e Tonks, em arames). No caso de interface planar, encontrada em materiais de grãos grandes, a extrapolação do cálculo feito por DÖRING (1938) para aquele caso específico não deve ser válida. Assim, é necessária encontrar uma outra explicação.

O efeito do tamanho de grão sobre a coercividade é considerado não-esclarecido até o presente momento. Por exemplo, CULLITY (1972) apresenta a lei $H_c = c_1 + c_2 (1/TG)$ como sendo empírica (c_1, c_2 são constantes experimentais).

Demais resultados da literatura também indicam uma lei do tipo $H_c \propto c_1 + c_2 (1/TG)$. Por exemplo, a partir dos dados expressos na figura 2.1.6, encontra-se uma relação do tipo $H_c = 31 + 1,7 (1/TG)$ (H_c em A/m, TG em mm); excluindo-se os dois últimos pontos (os de menor TG), obtém-se a relação $H_c = 20 + 2,9 (1/TG)$ (ver figura 2.1.6). No caso de Fe-Ni, ADLER; PFEIFFER (1974) também mencionam uma relação linear, $H_c = 0,8 + 0,29 (1/TG)$.

Tendo em vista que os modelos existentes na literatura são insatisfatórios, foi desenvolvido um outro modelo para o efeito do tamanho de grão, baseado no esquema apresentado na figura 5.4.3.

Uma parede de domínio não atravessa grãos distintos. Portanto, uma barreira de energia deve nesse caso representar a dificuldade de formação do núcleo no grão vizinho, ou seja, a energia consumida nesse processo.

Uma interpretação possível é que a formação do núcleo requer grande quantidade de superfície de parede, que é uma região de alta energia. Assim, o efeito do tamanho de grão sobre a coercividade (ou aumento da área da histerese) não deve ser interpretado como sendo “pinning” tradicional, mas sim como a dificuldade de formação de um novo núcleo no grão vizinho.

A região de contornos de grão poderia, a princípio, ser considerada própria para acomodar paredes de domínio. Antigamente, essa região era às vezes descrita como amorfa (atualmente considera-se que o contorno de grão é composto de regiões com maior ou menor coincidência entre os reticulados de dois grãos vizinhos, ver HUMPHREYS; HATHERLY (1996)). Poderíamos supor que a energia de uma parede ancorada em um contorno é, pelo menos, proporcional a γ_p . Mas um contorno de grão tem 5-10 Å, enquanto que a espessura de parede de domínio no Fe- α é da ordem de 500Å, portanto esse mecanismo deve ser descartado.

No exemplo apresentado na figura 5.4.3, supõe-se que atingiu-se antes a saturação. Todos os grãos estavam, portanto, na condição monodomínio. Para esse exemplo, será arbitrariamente escolhido um domínio com duas paredes, a 90° uma da outra.

Vamos supor que uma parede de domínio move-se livremente no interior de um cristal, sendo barrada quando atinge um contorno de grão (figura 5.4.3). Portanto, contornos de grão são obstáculos intransponíveis à movimentação da parede. Considera-se, na figura 5.4.3, como sendo praticamente plana a região de interface entre dois grãos vizinhos (o que será válido se o tamanho de grão for suficientemente grande).

O processo de interação, de uma parede de domínio que avança com um contorno de grão que está à sua frente, pode ser dividido em três instantes principais:

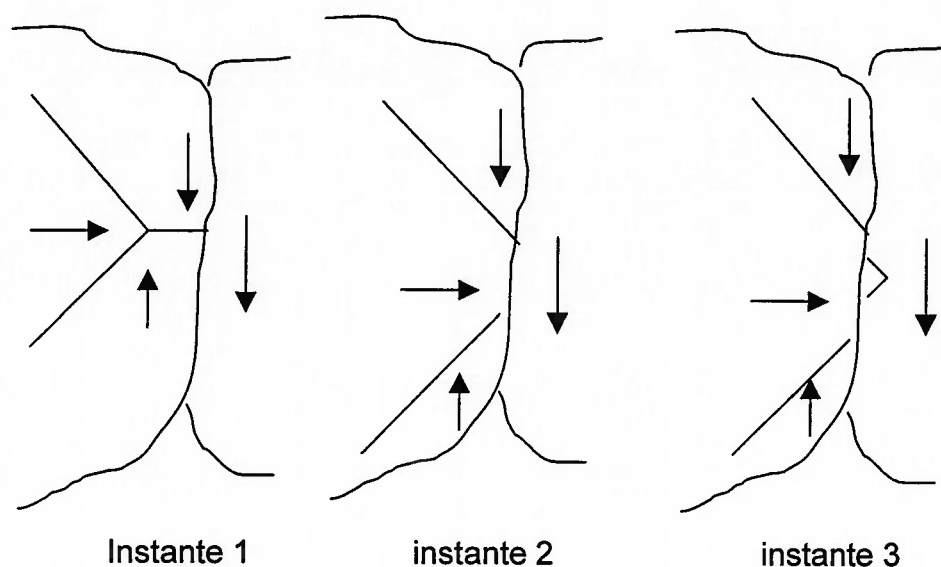


Figura 5.4.3. Mudança da estrutura de domínios em torno de paredes de domínio que se movimentam, quando estas encontram um contorno de grão (esquemático). Três instantes diferentes são indicados: (1) antes de atingir o contorno de grão; (2) domínio atingindo o contorno; (3) núcleo formado no grão vizinho. O grão à direita está inicialmente (instantes 1 e 2) na condição monodomínio. As setas indicam a direção de polarização.

No caso exemplificado na figura 5.4.3, não é possível fazer analogia com a pressão para a movimentação de parede (como utilizado na equação 5.4.2). Neste caso, o domínio que surge no grão adjacente é um outro domínio, com sua própria função $\epsilon_p'(x)$.

Em um material com n grãos, a *frequência* com que se repetirão esses fenômenos de nucleação (figura 5.4.3) deve ser proporcional a n , ou seja, a $1/TG$ (como discutido na seção 5.4.3).

A existência de contornos de grão pode levar a:

Formação de novas paredes de domínios
Rotação da magnetização de domínios

Levando em conta essas diferentes possibilidades, foi formulada a equação (5.4.5), que expressa a variação no campo coercivo (ΔH_c) em função do tamanho de grão (nota: considera-se aqui, seguindo o exposto na seção 5.4.3, que é a variação da área da curva de histerese ΔSH que é proporcional a $1/TG$ mas, como o H_c é por sua vez proporcional a SH , é possível utilizar esse mesmo equacionamento para ambos, SH ou H_c , a despeito de uma constante):

$$\Delta H_c = M_s^{-1} (a K_1 + b \gamma_p) (1/TG) \quad (5.4.5)$$

onde a e b devem ser determinados experimentalmente.

Sugere-se, como proposta de experimento futuro, medir $H_c(T)$ (ou seja, H_c em função da temperatura), de preferência em diferentes materiais, para descobrir a contribuição de cada uma dessas parcelas (tendo os valores $K_1(T)$, $\gamma_p(T)$ e $M_s(T)$, é possível determinar a e b). Convém ressaltar também que a dependência de angular de a e b deve ser diferente. Supõe-se que, caso o tamanho de grão seja muito pequeno, a porcentagem da parcela correspondente a rotação pode aumentar.

Caso b seja dominante na equação (5.4.5), será obtida uma lei do tipo $H_c \propto \gamma_p/TG$. Porém, como já discutido, ao lado de deslocamento de parede, pode ter lugar, em alguma extensão, rotação coerente.

Estimativas de permeabilidade supondo mecanismo de rotação resultam em valores de permeabilidade abaixo dos encontrados experimentalmente (CHIKAZUMI (1964) ver

próximo parágrafo), mas isso para o material como um todo. Isso não significa que não exista, em algum grau, rotação (principalmente próximo a contornos de grão).

No caso de baixos campos aplicados, se rotação coerente for o mecanismo operante de reversão de magnetização, tem-se permeabilidade inicial $\mu_i = 1 + \chi_i = 1 + (J_s^2 / 3 K_1 \mu_0)$ no caso de material cúbico isotrópico (CHIKAZUMI, 1964) (χ_i é a susceptibilidade magnética inicial). No caso do Fe, $J_s = 2,16\text{T}$ e $K_1 = 4,8 \times 10^4 \text{ J/m}^3$. Para esses dados, $\mu_i \cong 27$. Como esse valor é muito baixo comparado aos valores de μ_i normalmente encontrados na prática, infere-se (CHIKAZUMI, 1964) que movimentação de parede deve ser o principal mecanismo de reversão, para baixos campos aplicados (modelos teóricos, bastante imprecisos, indicam que movimentação de parede possibilita permeabilidade inicial μ_i bem maior).

5.4.5 Expressão genérica para a área da curva de histerese

A equação (5.4.4) pode ser expandida da seguinte maneira:

Para um determinado volume V:

$$SH = \frac{1}{2M_s} \sum_{i=1}^N (F_a(\theta) \cdot f_p \cdot \Delta E h)_i \quad (5.4.6)$$

onde:

$i = 1$ “pinning” em contornos de grão

$i = 2$ “pinning” em inclusões

$i = 3$ “pinning” devido à tensões internas

$i = N$ representa outras possíveis contribuições que gerem efeitos de “pinning” (um outro exemplo: “pinning” em contornos de subgrão)

É possível, portanto, “decompor” diferentes efeitos e expressar H_c da seguinte maneira, como uma soma de diversos componentes:

$$H_c = H_1 + H_2 + H_3 + \dots + H_N \quad (5.4.7)$$

Uma relação empírica nesse sentido (porém incluindo efeitos de tamanho de grão e inclusões apenas) foi observada, por exemplo, por ADLER; PFEIFFER (1974).

Talvez a grande dificuldade para obter uma equação capaz de prever teoricamente o H_c seja encontrar uma expressão para ΔE_h para os muitos diferentes casos (1,2,3..N). Pelo menos, a abordagem expressa na equação (5.4.7) permite uma interpretação qualitativa.

Por exemplo, merece destaque o fato de que os materiais de muito baixo H_c , como Supermalloy e ligas amorfas apresentam muito baixo K_1 .

Em alguns modelos, como a teoria de “pinning” por inclusões de Néel, é previsto $\varepsilon_p(x)$ proporcional a K_1 . Essa teoria (ver NÉEL (1949) ou STEWART (1954)) prevê ainda coercividade diretamente proporcional à fração volumétrica de inclusões. Diversas outras funções $\varepsilon_p(x)$ (para descrever o efeito de “pinning” de diversas variáveis) foram apresentadas na literatura, mas tratam-se basicamente de aproximações grosseiras. MAGER (1962) lista diversas dessas teorias. KERSTEN (1980) conta uma interessante história do desenvolvimento de alguns desses modelos.

Uma observação: em um material real, há inclusões grandes e pequenas (gerando maiores ou menores intensidades de “pinning”), sendo que, além disso, a distribuição destas em volume não é uniforme. Assim, a contribuição de inclusões para o efeito de “pinning” também deve, por sua vez, ser decomposta (como mostrado na equação 5.4.6) em parcelas de diferentes coercividades.

É interessante observar ainda (como decorrência do modelo apresentado) que o H_c pode ser considerado como sendo energia média dissipada em um dado volume do material:

$$H_c \propto \frac{\int \left(\sum_{i=1}^n (f_p)_i \cdot \Delta E h_i \right) dV}{\int dV} \quad (5.4.8)$$

Uma observação:

Por essa formulação, visto que $(f_p)_i$ representa frequência de ocorrência dos diferentes sítios de “pinning” $i=1,2,3\dots n$, portanto independente do volume V , e é possível extrair $\sum (f_p \Delta E)$ do integrando, resultando no formato apresentado anteriormente (equação 5.4.6).

Comentários adicionais

Uma equação do formato da (5.4.8) deverá ser válida também no caso de menores laços de histerese.

No caso de campos aplicados muito baixos, a histerese tende a assumir um formato praticamente elíptico, ou de uma folha. Nessa região, é possível representar a histerese fenomenologicamente com a equação $B = \mu_0 \mu_i H + \mu_0 \nu H^2$ (onde ν é chamada a constante de Rayleigh). Essa “região” (muito baixa indução), onde começa a existir movimentação irreversível de paredes, com formação de laços de histerese, é chamada região de Rayleigh.

Na região de Rayleigh, não deve existir por exemplo muita contribuição de “pinning” em contornos de grão para o H_c – os grãos são multidomínios, já existem portanto núcleos dentro dos grãos. Ainda assim, na região de Rayleigh, contornos de grão podem bloquear movimento de parede reduzindo a permeabilidade. De modo geral, as paredes

de domínio na região de Rayleigh percorrem uma distância menor. Portanto, a coercividade (ou o equivalente à coercividade) nessa região será menor.

É possível conjecturar que, na região de Rayleigh, uma fração considerável dos ΔE_h (medidos em uma curva histerese onde atingiu-se a saturação) de maior intensidade devem estar inativos. Estes ΔE_h mais altos seriam incorporados gradativamente à curva de histerese, à medida em que a indução aumenta. Este princípio pode ser utilizado como base de um modelo de curvas de histerese.

A idéia de considerar uma curva de histerese como formada por outras, menores e retangulares, é a base do modelo de Preisach (ver CHIKAZUMI, 1964). O formato apresentado na equação 5.4.8 pode ser expandido para um modelo do tipo Preisach: Através da frequência de ocorrência de sítios de “pinning” f_p , e da área da curva de histerese S_h (relativa à variação de energia ΔE_h) é possível encontrar uma distribuição estatística, diferente, mas porém similar à distribuição de Preisach.

Ou seja, dispondo (a partir de medidas experimentais) de uma distribuição $(f_p \Delta E_h)_i$, de uma função $\Pi(B,H)$ que indique a fração de cada “i” ativada para cada B,H e tendo um molde para os laços menores (por exemplo a equação de Rayleigh) é possível construir um modelo para curvas de histerese.

A coercividade

O “campo coercivo” costuma ser interpretado como sendo um campo (a unidade de medida de H_c é campo magnético, A/m). Entretanto, é fisicamente mais apropriado considerar H_c como uma soma de energias (conforme 5.4.6 e 5.4.8) no interior da

amostra em estudo. Ao dividir-se a energia E por M_s , aparece unidade de campo magnético para o H_c , o que não implica que esse seja o significado mais adequado.

O campo de anisotropia magnetocristalina H_A , todavia, pode ser mencionado como um caso diferente do campo coercivo. O H_A tem unidade de campo magnético e representa fisicamente, de fato, um campo (o campo de anisotropia de uma fase é encontrado igualando-se os torques $dE/d\theta$ relativos à energia de anisotropia E_A , e à energia do campo aplicado $E = -J_s H \cos \theta$, ver por exemplo BRAILSFORD (1966)).

Essa importante diferença já seria uma justificativa contra a prática inadequada, mas corrente, de tentar associar diretamente o campo coercivo ao campo de anisotropia.

5.5 É possível compreender melhor as perdas?

As perdas no núcleo são função de um grande número de variáveis. Anteriormente, na seção 2.1.16, já foram discutidos diversos fatores que afetam as perdas. Uma maneira de tornar esse problema mais tratável é por meio do procedimento de separação de perdas. É possível isolar o efeito de algumas dessas variáveis através da separação de perdas, o que facilita compreender qual o papel de cada uma nas perdas totais.

A crítica ao procedimento de separação de perdas feita por BECKER (1963) e seguida por CULLITY (1972) não é razoável. BECKER (1963) afirma que mesmo na condição quase-estática a dissipação de energia ocorreria devido às correntes parasíticas. Entretanto, pelo exposto no modelo de histerese devido a “pinning” apresentado na seção 5.4, e também no Apêndice E, a dissipação de energia no modo quase-estático não é devida a correntes parasíticas, e sim a variações de energia no sistema.

A energia que é dissipada na condição quase-estática (quando as paredes de domínio interagem com os defeitos cristalinos e quando novas paredes de domínio são formadas devido à interação das paredes de domínio com esses defeitos) tende a se repetir cada vez que o ciclo de histerese é completado. Isso justifica o procedimento de multiplicar a área da curva de histerese pela frequência, resultando na parcela histerética, $P_h = P_q f$.

Portanto, e essa é uma importante observação, a parcela histerética deve ser *independente* das parcelas parasítica+anômala e vice-versa. Mais importante: os dados experimentais existentes têm confirmado que essas parcelas são mesmo independentes.

Em frequências mais altas o número de paredes de domínio aumenta, e parte do aumento da parcela anômala com a frequência talvez possa ser creditada a novos domínios interagindo com obstáculos existentes, já considerados em baixa frequência. Mas o processo de magnetização, (por exemplo, quando leva à saturação), implica na eliminação de paredes de domínio. Nesse caso, todo o processo que ocorreu na condição quase-estática tende a se repetir, justificando a existência de um componente histerético (Ph) nas perdas.

Ou seja (tomando como exemplo um material onde foi aplicado um campo que permite atingir a saturação), mesmo com o aumento do número de paredes de domínio (devido ao aumento de frequência), cada um dos sítios de “pinning” tende a ser superado apenas uma vez nesse processo de magnetização.

5.5.1 Efeito da orientação cristalográfica sobre as perdas

O efeito da orientação cristalográfica sobre as perdas, conforme apresentado na figura 5.2.5, concentra-se na parcela histerética. Mas aquele material é um aço GNO, com textura complexa, o que não permite identificar claramente de que maneira os diversos componentes de textura estão afetando as perdas.

Entretanto, todos os grãos de um aço GO apresentam a mesma orientação Goss (110) [001]. Portanto, o aço GO é um excelente “modelo” para obter informações sobre a orientação cristalográfica sobre a coercividade H_c e as perdas histeréticas (e também as

perdas totais). Já foi discutido anteriormente, na seção 5.3.7, o efeito da orientação sobre a indução magnética, usando aços GO.

A figura 5.5.1 mostra a disposição dos domínios em um aço GO desmagnetizado, incluindo (de passagem) o efeito de ranhuras na redução da distância entre paredes de domínio. Essa figura é de muita utilidade para discutir as mudanças que ocorrem na curva de histerese de um aço GO, em função da direção cristalográfica, apresentadas nas figuras 5.5.2 e 5.5.3.

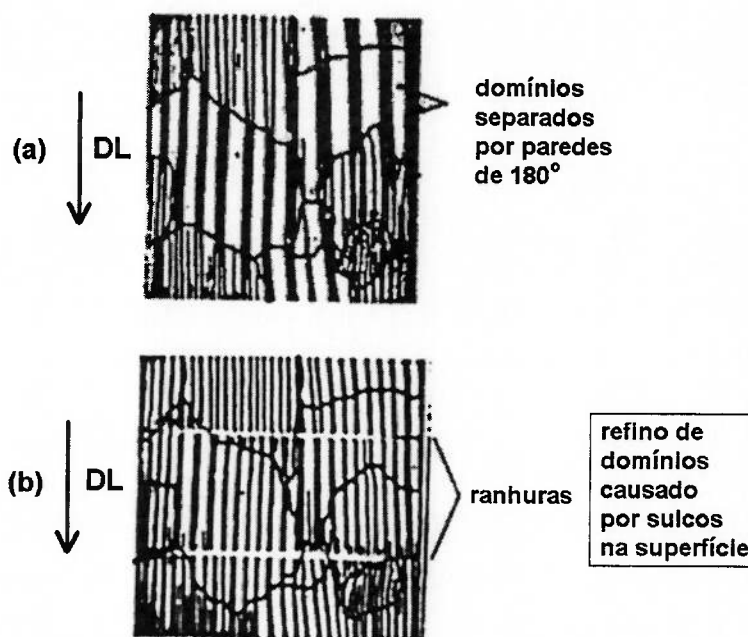


Figura 5.5.1. Disposição de domínios e efeito de ranhuras sobre a distância entre paredes de domínios em aço GO (adaptado de SATO et al, (1998)).

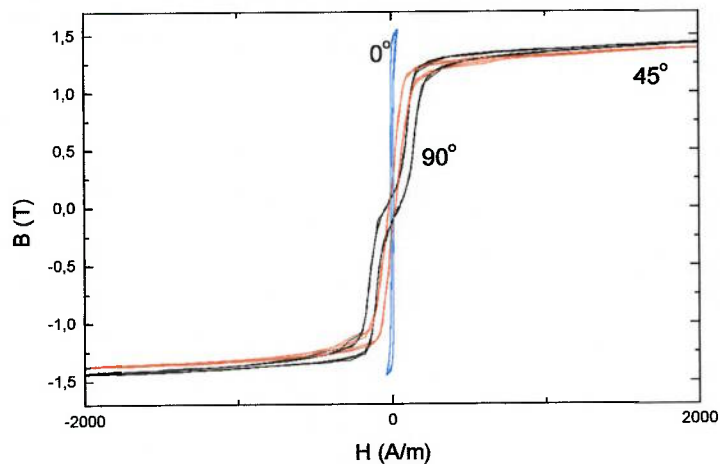


Figura 5.5.2. Laços de histerese na condição quase-estática (até $B=1,5T$) para um aço GO, medido à 0° , 45° e 90° em relação à direção de laminação.

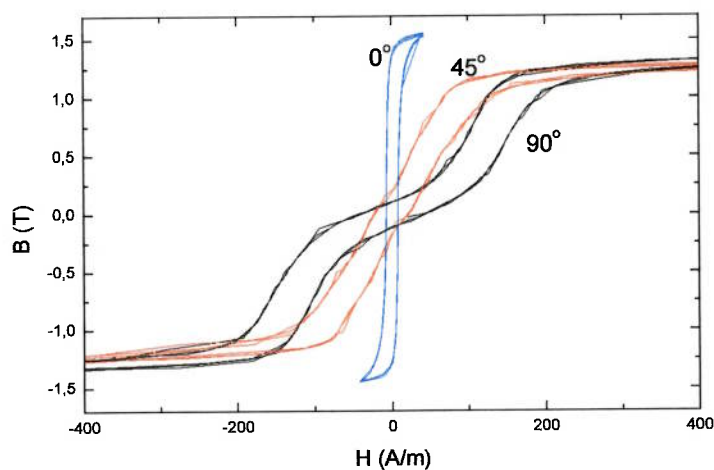


Figura 5.5.3. Detalhe da figura 5.5.2. (região entre -400 e $+400$ A/m).

Os resultados de propriedades magnéticas desse aço GO (para os três pontos 0° , 45° e 90°) em relação à direção de laminação) são sumarizados na tabela 5.5.1. Conforme mostra essa tabela, as perdas histeréticas são maiores para 90° . Notar também, na figura 5.5.3, a baixa permeabilidade inicial para 90° da direção de laminação. Essa baixa permeabilidade inicial sugere ocorrência de rotação (ver seção 5.4.4).

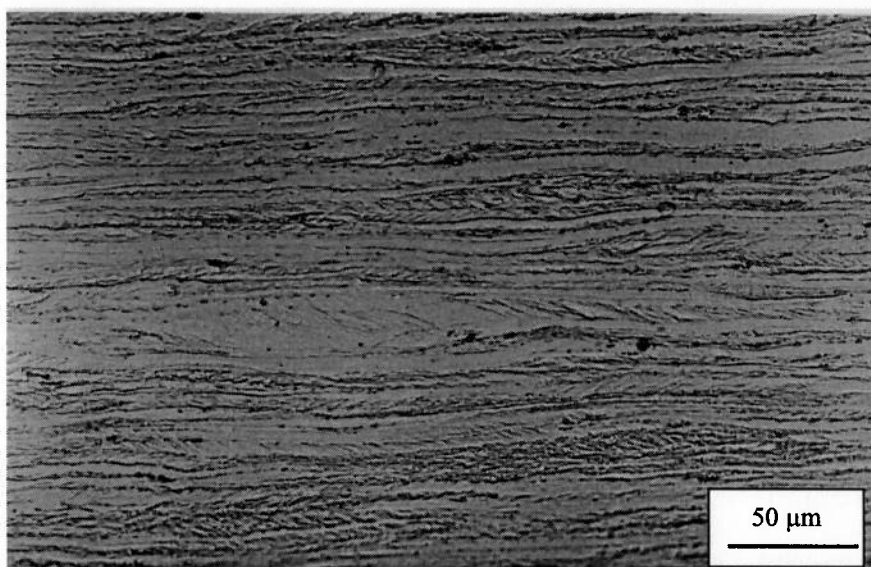


Figura 5.1.2. Amostra D 5 LF. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

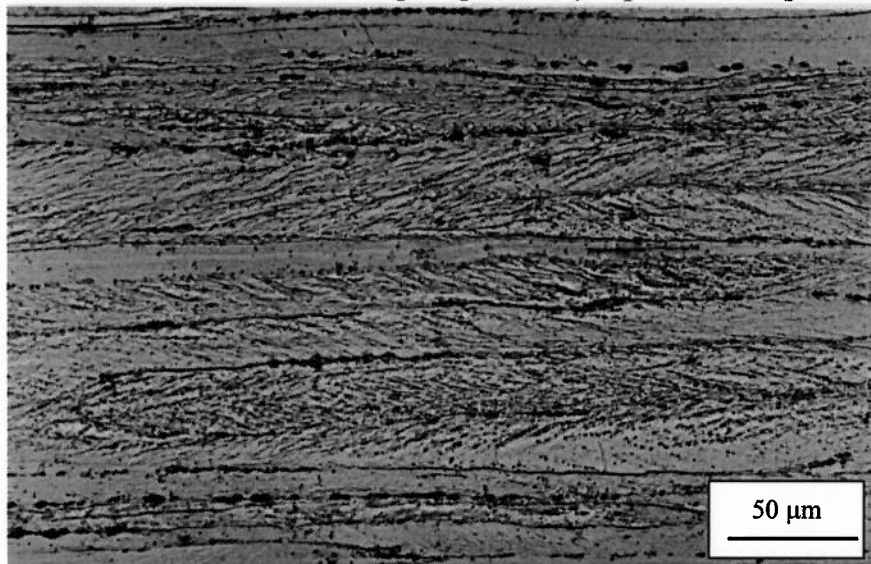


Figura 5.1.3. Amostra D 6 LF. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

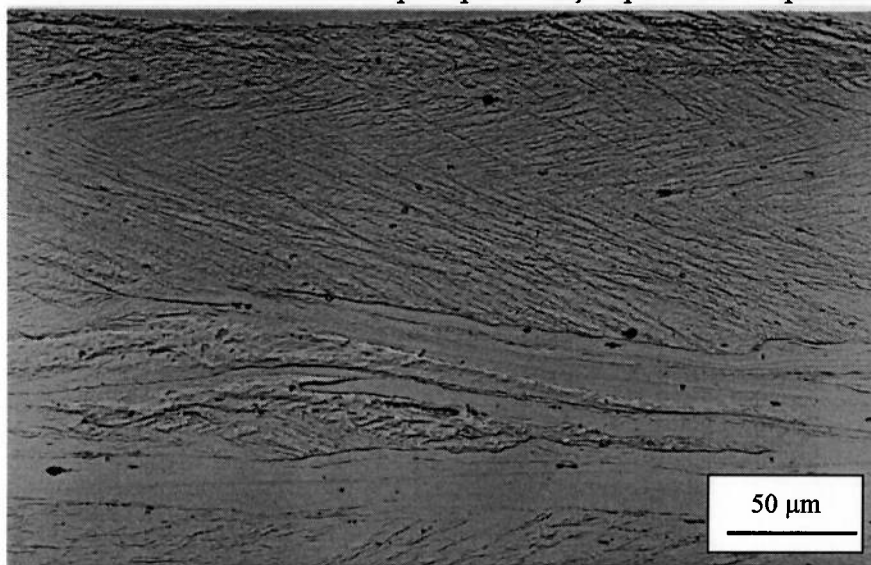


Figura 5.1.4. Amostra D 7 LF. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

É possível notar, entretanto, que Goss apenas está ausente na textura de recristalização quando temos ambos: (a) pequeno tamanho de grão antes da deformação e (b) altos graus de redução (por exemplo, vide figuras 4.1.3 e 4.1.4).

Relações de orientação entre novos grãos recristalizados e a matriz deformada

Principalmente no caso de material com tamanho de grão pequeno antes da deformação (por exemplo, com tamanho de grão da bobina a quente 10-20 μm) encontram-se experimentalmente evidências (URABE; JONAS, 1994) (TAOKA et al., 1967) (IBE; LÜCKE, 1966) de surgimento de grãos, na textura de recristalização com diferença de orientação na faixa de 20-35° em relação aos grãos da textura de deformação.

Esse resultado costuma ser considerado como evidência de crescimento orientado. O ângulo de 26,5°, correspondente à relação de coincidência no reticulado $\Sigma 19a \langle 110 \rangle$ mencionado por IBE; LÜCKE (1966) situa-se bem no meio dessa faixa.

Algumas evidências de componentes de recristalização ocupando regiões com diferença de orientação entre 15° a 35° em relação a componentes presentes na condição anterior foram observadas no decorrer deste trabalho (no caso de pequeno tamanho de grão da bobina a quente), conforme apresentado nas seções 4.1 e 4.2.

Crescimento orientado ou nucleação orientada?

É possível, em princípio, invocar ambos os mecanismos (crescimento orientado e nucleação orientada) para explicar a formação de texturas de recristalização.

Segundo a hipótese de crescimento orientado, núcleos de orientação randômica seriam formados. A orientação final é determinada pela maior mobilidade de alguns destes núcleos em relação à matriz. Segundo a hipótese de nucleação orientada, formariam-se preferencialmente núcleos com a orientação dominante.

Se a distribuição de orientação de núcleos não for totalmente randômica, já caracteriza-se (pelo menos parcialmente) nucleação orientada. É necessário determinar a distribuição de orientação dos núcleos, para verificar se isso ocorre. Se essa distribuição de orientação dos núcleos for diferente da textura de recristalização, também caracteriza-se (ao menos parcialmente) crescimento orientado.

Até o presente momento, persiste a possibilidade que a textura de recristalização seja explicada por uma combinação de ambos os mecanismos: nucleação orientada e crescimento orientado.

Desenvolvimento da textura de deformação

A textura de deformação observada, por exemplo, nas figuras 4.1.2, 4.2.2, 4.7.1 a 4.7.3 e 4.7.7 a 4.7.9 está de acordo com o tipicamente observado na literatura. A intensidade relativa das fibras $\langle 111 \rangle // DN$ e fibra (parcial) $\langle 110 \rangle // DL$ nessas figuras é comparável às apresentadas na figura 2.3.8, que contém ODFs medidas para similar grau de deformação.

É difícil detectar qual componente original rotaciona para originar cada componente da textura de deformação. Um possível exemplo, entre os resultados deste trabalho, vem da observação da sequência de figuras 4.6.1 a 4.6.3, a qual sugere que o componente $\{100\}$

$\langle 001 \rangle$ rotaciona para $\{100\}$ $\langle 011 \rangle$ no decorrer da laminação. Uma sequência de rotação nesse sentido foi proposta por INAGAKI (1987).

Para poder discernir com clareza qual rotação ocorre em cada caso, é necessário utilizar como ponto de partida um material com uma única textura, bem aguda, como realizado por INAGAKI (1987). Os materiais que foram usados como ponto de partida para laminação no presente trabalho eram, por exemplo, bobinas a quente com textura próximo à randômica (figuras 4.1.1 e 4.2.1) que não permitem conclusões claras nesse sentido.

5.1.2 Recozimento da bobina a quente

Nesta seção, serão discutidos basicamente resultados apresentados na seção 4.7.

Efeito do tamanho de grão da bobina a quente

Os resultados apresentados na seção 4.7 mostram que, praticamente, a textura de deformação independe do tamanho de grão, enquanto que a textura de recristalização é fortemente influenciada pelo tamanho de grão da bobina quente. Esse resultado está de acordo com a literatura. Por exemplo RAY et al. (1994) mencionam que não há efeito do tamanho de grão na textura de laminação a frio, mas o componente Goss tende a ser forte na textura de recristalização se o tamanho de grão da BQ é grande.

Também HUTCHINSON; USHIODA (1984) mencionam que o tamanho de grão antes da laminação a frio tem importante efeito na textura de recozimento. HUTCHINSON;

USHIODA (1984) ainda sugerem que a ocorrência de deformação heterogênea na forma de bandas de cisalhamento (que favoreceria componentes Goss) tende a ser mais proeminente no caso de grande tamanho de grão.

Mas um detalhe importante é que a superfície de contornos diminui consideravelmente com o aumento de tamanho de grão, de 125 para 500 μm . No entanto, a intensidade de Goss e $\{111\} \langle uvw \rangle$ é muito similar nestes dois casos (ver figuras 4.7.4, 4.7.5, 4.7.11 e 4.7.12). Esses dados indicam que a intensidade de Goss não aumenta continuamente com o aumento do tamanho de grão da BQ (e nem é função direta da área superficial de contornos de grão). Aparentemente, a partir de um determinado tamanho de grão (situado em algum local entre 22 e 125 μm , conforme os resultados disponíveis), a intensidade de Goss praticamente não mais aumenta, com o aumento do tamanho de grão da BQ.

Origem dos componentes de recristalização $\{111\} \langle uvw \rangle$ e Goss (110) [001]

Observa-se experimentalmente (USHIODA; HUTCHINSON, 1989), (HARATANI et al., 1984) que componentes Goss (110) [001] surgem após a recristalização de monocristais com orientação (111) $[\bar{1}1\bar{2}]$.

Em experimentos com monocristais das mais diferentes orientações, não se observa a formação de componentes $\{111\}$ (INAGAKI, 1994). Assim, postulou-se que a origem de grãos com orientação $\{111\}$ seriam contornos de grão.

Entretanto, deve ser enfatizado que a estrutura deformada é muito diferente para tamanhos de grão da BQ de 22, 125 e 500 μm (figuras 5.1.2 a 5.1.4). No caso de monocristais, estes devem ter uma estrutura deformada que talvez apresente analogia somente à de um material com grão muito grande. Portanto, a extrapolação de resultados de monocristais, como realizado por INAGAKI (1994), não parece ser muito válida para materiais policristalinos, principalmente quando o tamanho de grão é pequeno.

Todavia, aparentemente não existem no momento explicações melhores do que as acima mencionadas para o aparecimento dos componentes de recristalização $\{111\}\langle uvw \rangle$ e Goss (110) [001], e essas permanecem, apesar de todas essas ressalvas, sendo as explicações tipicamente mencionadas na literatura.

O tamanho de grão recristalizado

A estrutura recristalizada (figuras 4.7.15, 4.7.18, 4.7.19) é considerada como sendo produto de recristalização primária, pois é improvável que tenha começado a ocorrer, no curto período de tratamento (a recristalização final nas amostras foi realizada a 700° C, por 5 min.) crescimento de grão.

Observou-se uma tendência geral de redução do tamanho de grão recristalizado, à medida em que o tamanho de grão da BQ diminui (seção 4.7, figuras 4.7.15 a 4.7.19).

Contornos de grão funcionam como obstáculos para a movimentação de discordâncias (esse princípio é utilizado para explicar a relação de Hall-Petch). Devido à deformação, as regiões perto dos contornos dos grãos tendem a ficar mais encruadas. Para graus de

redução muito fortes, esses locais próximos aos contornos tornam-se muito deformados e com consideráveis variações de orientação (INAGAKI, 1994).

O seguinte raciocínio pode ser aplicado neste caso: quanto menor o tamanho de grão antes da recristalização, maior tende a ser a energia armazenada na deformação, maior tende a ser o potencial termodinâmico para a recristalização (maior número de núcleos de início de recristalização) e menor tende a ser o tamanho de grão recristalizado.

Um complicador adicional é o efeito da orientação cristalográfica. Grãos com alto fator de Taylor tendem a encruar mais e a resistir mais à deformação. Portanto, orientações com maior fator de Taylor podem originar menores grãos recristalizados.

De maneira geral, contornos de grão são locais propícios para núcleos (favorecem nucleação heterogênea), e um aumento da quantidade de contornos tenderia a provocar um aumento na quantidade de núcleos, o que também reduziria o tamanho de grão recristalizado.

“Clusters” de mesma orientação

Um dos resultados que merecem mais destaque, entre os apresentados na seção 4.7, é o aparecimento de regiões com mesma orientação (aqui também chamados “clusters”) nas amostras com tamanho de grão da BQ de 500 μ m, conforme mostram as figuras 4.7.15 a 4.7.17. Notar que os “clusters” assumem forma alongada, no sentido na direção de laminação (figura 4.7.15).

Devido à deformação plástica, os grãos alongam-se, com o maior comprimento sendo aquele da direção de laminação (ver como exemplo figuras 5.1.2 a 5.1.4). Os “clusters” apresentam formato alongado, o que sugere que estes se originaram a partir de um mesmo grão deformado, cada um desses grãos recristalizando-se independentemente .

Não existem na literatura muitos dados sobre possíveis heterogeneidades na estrutura recristalizada, quando o tamanho de grão antes da recristalização é muito grande. Mas algumas informações a respeito podem ser encontradas. Por exemplo, INAGAKI (1994) menciona que, quando o tamanho de grão (prévio à deformação e recristalização) é muito grande, cada um desses grãos tende a recristalizar-se independentemente.

Deve ser notado que os “clusters” com orientação Goss (110) [001] (figura 4.7.16) apresentam pequeno tamanho de grão. Esse dado sugere que os “clusters” Goss originaram-se a partir de grãos com alto fator M de Taylor (isso parece dar suporte à idéia de que Goss surge a partir de grãos deformados {111}).

Em contrapartida, os “clusters” com orientação cubo {100} apresentam grande tamanho de grão (figura 4.7.17). Isso sugere que estes grãos formaram-se a partir de grãos com baixo fator M de Taylor (possivelmente o componente {100} $\langle 011 \rangle$ – “rotated cube”) que é um dos principais componentes da textura de deformação.

Quanto à questão da origem da orientação dos “clusters” (se por meio de crescimento orientado ou nucleação orientada), não é passível de ser elucidada, com os dados disponíveis até aqui. É possível, em princípio, explicar por qualquer um destes, ou também por uma complementação de ambos os mecanismos. Essa questão merece

estudos posteriores (ou seja, exige mais resultados experimentais, e trata-se de um problema onde a técnica EBSD pode propiciar interessantes resultados).

5.1.3 Perspectivas para otimização de textura

O possível processo para desenvolver a textura ideal para aços elétricos GNO provavelmente deverá ser um processo “multi-etapas”. Ou seja, um processo dividido em diversas etapas, sendo que a textura ideal surgiria apenas no final. A melhor estratégia é, provavelmente, considerar isoladamente cada etapa. Reunindo várias etapas promissoras, provavelmente obtém-se maiores chances de conseguir uma textura otimizada.

Algumas idéias que foram surgindo ao longo do tempo, durante reflexões sobre este tema, estão relacionadas a seguir. As sugestões presentes em cada sub-item poderiam ser utilizadas isoladamente ou em conjunto com outros sub-itens.

Estas sugestões também servem como base para propostas de experimentos futuros.

Textura cubo através de laminação cruzada

A patente original de Bitter, relativa à laminação cruzada ou “cross-rolling”, menciona um processo que leva a um aço com melhores propriedades a 45° da direção de laminação (CHEN, 1986). A textura de laminação de aços consiste basicamente de componentes {111} e um componente $\langle 110 \rangle // DL$. A laminação cruzada (ou “cross-rolling”) resulta em um componente (001) $\langle 110 \rangle$ muito forte porque a componente

original $\langle 110 \rangle // DT$ rotaciona inteiramente para este novo componente (VANDERSCHUEREN et al., 1991). As propriedades magnéticas serão ótimas a 45° da direção de laminação, devido a esse componente (001) $\langle 110 \rangle$. Uma variante da laminação cruzada é mencionada por TALOWSKI et al. (1995), que sugerem laminar aços GO (pois este apresenta $\langle 110 \rangle // DT$).

A laminação cruzada parece ser inviável comercialmente. Entretanto, o princípio que está por trás desse método poderia ser utilizado, com o problema reduzindo-se a outro: gerar um componente $\langle 110 \rangle // DT$ sem uso do “cross-rolling”. Depois de ser laminado, um componente (001) $\langle 110 \rangle$ tenderia a formar-se nesse material.

Uso de campos magnéticos

A temperatura de Curie (T_c) do Fe puro é 770°C . Assim, em analogia ao método utilizado para introduzir orientação preferencial nos grãos de ímãs de AlNiCo (ver p. ex. CULLITY, 1972, ou MCCURRIE, 1994), pode-se supor que a aplicação de um campo magnético externo favoreça a nucleação de grãos que contém direção $\langle 100 \rangle$ paralela ao campo aplicado. (Uma possibilidade é que campos magnéticos tenham algum efeito também acima da T_c . A ser verificado).

Uma bobina de uma aço laminado poderia ser enrolada e colocada dentro de um forno, no qual o campo magnético é aplicado lateralmente. Esse campo favoreceria a nucleação de grãos com orientação $\langle 100 \rangle // DT$.

Monitorar início de recristalização

Supõe-se que seja possível monitorar o início de recristalização (talvez através de ultrassom, método utilizado por SPIES; SCHNEIDER (1991) para avaliar textura de maneira “não-destrutiva”). Assim, se na seqüência de nucleação, os primeiros grãos se formem com a orientação desejada é possível usar o seguinte recurso: aumentar a temperatura, o que favorecerá o crescimento dos núcleos já existentes, dificultando o surgimento de novos núcleos.

Testar tratamentos térmicos na forma de rampas (aquecimento ou resfriamento) é uma possibilidade que pode produzir resultados diferentes dos já conhecidos. Essa é uma alternativa que merece ser melhor explorada.

Suprimir laminação a frio

Até alguns anos atrás, essa possibilidade era pouco cogitada. Atualmente, há equipamentos capazes de produzir lâminas da ordem de 1mm de espessura, na laminação a quente. Aparentemente, há também vantagens econômicas em eliminar a laminação a frio.

Assim, procedendo a laminação a quente em temperaturas elevadas, nas quais ocorra recristalização da austenita, é possível obter uma textura cubo na bobina a quente (após a transformação $\gamma \rightarrow \alpha$), com máximo de propriedades a 45° da direção de laminação. Suprimindo a laminação a frio, deve ser possível manter ao menos parte dessa textura no produto final. Este processo se aplica apenas a aços com baixos teores de Si+Al, por causa da necessidade de ocorrer transformação $\gamma \rightarrow \alpha$.

5.2 Textura e variação de propriedades magnéticas em função do ângulo em relação à direção de laminação, no caso de um aço elétrico GNO

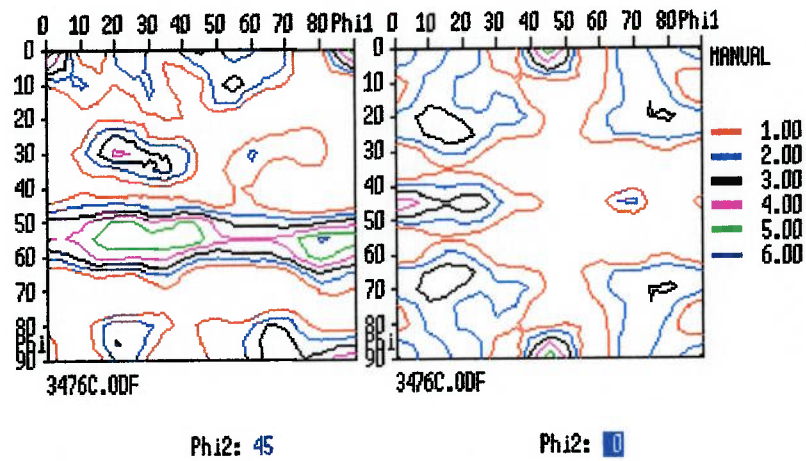


Figura 5.2.1. Amostra 3476. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

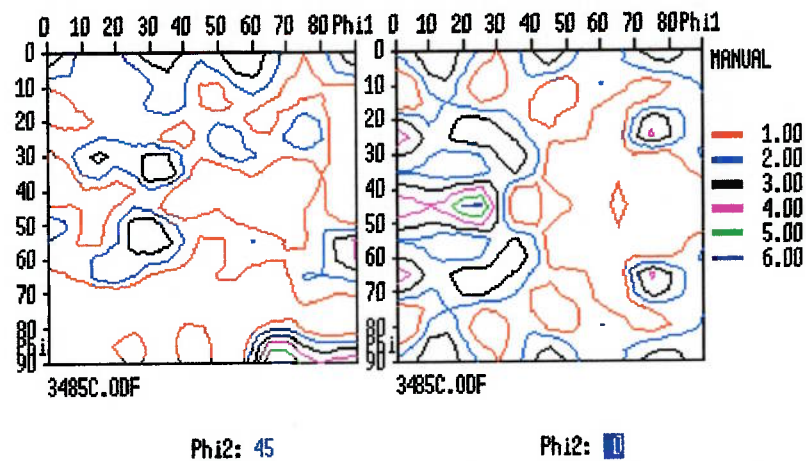


Figura 5.2.2. Amostra 3485. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

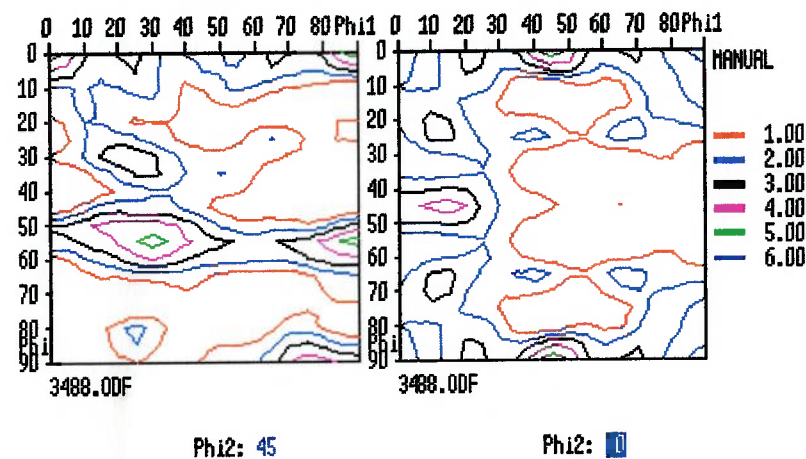


Figura 5.2.3. Amostra 3488. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

As amostras 3476, 3485 e 3488 tratam-se de diferentes fatias (diferentes amostragens) do mesmo aço GNO descrito na seção 3.1.2. Esse aço trata-se de um material comercial, no qual tem sido reportada alguma variação nas propriedades (por exemplo o final da bobina pode apresentar propriedades magnéticas um pouco diferentes em relação ao começo da bobina).

A amostra 3488 sofreu 8% de alongamento o que, acredita-se, não deva ter praticamente afetado a textura. Ao serem feitas as medidas de textura nas amostras 3476 e 3485, observou-se alguma diferença nos resultados, e a amostra 3488 foi também incluída, como maneira de aumentar o número de amostras disponíveis.

As regiões observadas nas amostras 3476, 3485 e 3488, assim como em todas as outras medidas de textura presentes neste trabalho, correspondem ao local intermediário entre as superfícies. Por exemplo, em uma chapa com 0,5mm, a textura foi medida bem no centro, a 0,25 mm da superfície (eqüidistante às duas superfícies).

Resultados de textura

Na amostra 3476 (figura 5.2.1), observa-se Goss (110) [001], Goss “inclinado”, ou (110) $[2\bar{2}7]$, significativo $\{100\} \langle 011 \rangle$, fibra $\langle 111 \rangle // DN$ com máximos em $\{111\} \langle 211 \rangle$ e $\{111\} \langle 321 \rangle$.

Na amostra 3485 (figura 5.2.2), há predomínio de Goss “inclinado”, ou (110) $[2\bar{2}7]$, presença de Goss (110) [001], $\{111\} \langle 211 \rangle$, $\{100\} \langle 011 \rangle$, $\{100\} \langle 015 \rangle$, $\approx (250) [7\bar{3}2]$

Na amostra 3488 (figura 5.2.3), além de Goss “inclinado” ou $(110) [2\bar{2}7]$, existe a presença de Goss $(110) [001]$, fibra $\langle 111 \rangle // DN$ com máximo em $\{111\} \langle 211 \rangle$, um significativo $\{100\} \langle 011 \rangle$, $(522) [2\bar{9}4]$ e $\{100\} \langle 025 \rangle$.

Embora as intensidades não sejam exatamente iguais, basicamente os mesmos componentes são observados nas três ODFs (figuras 5.2.1 a 5.2.3). Parte da variação dos resultados de textura deve ser atribuída ao tamanho de grão relativamente alto ($60 \mu\text{m}$), o que prejudica a amostragem quando são medidas as figuras de polo.

Propriedades magnéticas

Medidas de propriedades magnéticas, em quadro de Epstein, foram realizadas neste aço GNO, para o qual foi medida a textura apresentada nas figuras 5.2.1 a 5.2.3 (ver mais detalhes na seção 3.1.2). O objetivo é avaliar anisotropia de propriedades.

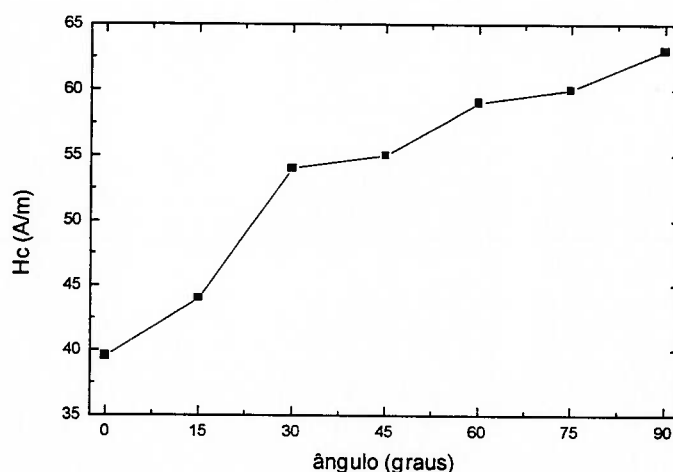


Figura 5.2.4. Coercividade em função do ângulo em relação à direção de laminação. Aço GNO.

A figura 5.2.4 mostra (para o aço GNO examinado) um aumento da coercividade à medida em que o ângulo em relação à direção de laminação aumenta. Esse resultado será discutido adiante, na seção 5.5.1.

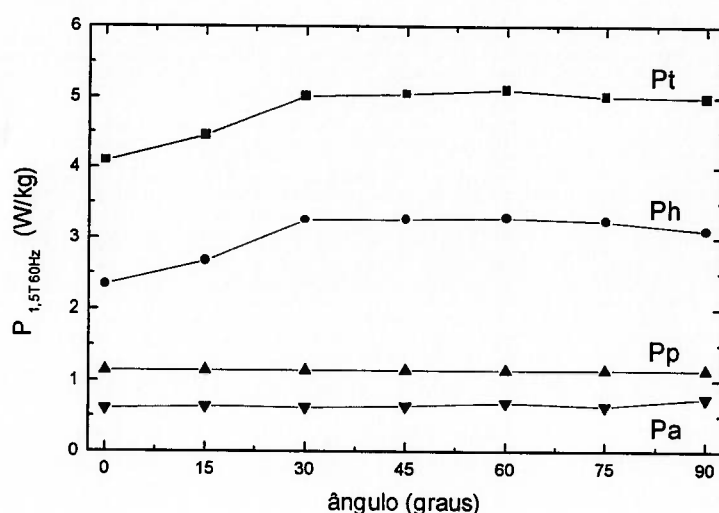


Figura 5.2.5. Perdas totais, histeréticas, parasíticas e anômalas em função do ângulo em relação à direção de laminação para uma aço GNO. $B=1,5T$, $f=60Hz$. Medidas em quadro de Epstein.

A figuras 5.2.5 mostra que o efeito da textura (ou orientação cristalográfica) sobre as perdas concentra-se na parcela histerética. As perdas anômalas, no caso deste material, praticamente não são afetadas pela orientação cristalográfica.

Os resultados de textura (figuras 5.2.1 a 5.2.3) mostram significativa presença de Goss (110) [001], ou Goss “inclinado” (110) $[2\bar{2}7]$. O componente Goss contém a direção de fácil magnetização $\langle 100 \rangle$ paralela à direção de laminação, o que favorece as propriedades magnéticas nessa direção (vide as menores perdas para ângulo de 0° , conforme a figura 5.2.5). Mais resultados de anisotropia de propriedades para esse material são apresentados adiante, na seção 5.3.10.

Para este aço GNO, foram também realizadas medidas magnéticas em anel. O objetivo é comparar essas medidas com os resultados obtidos com o quadro de Epstein. A curva de magnetização inicial desse aço GNO é apresentada na figura 5.2.6.

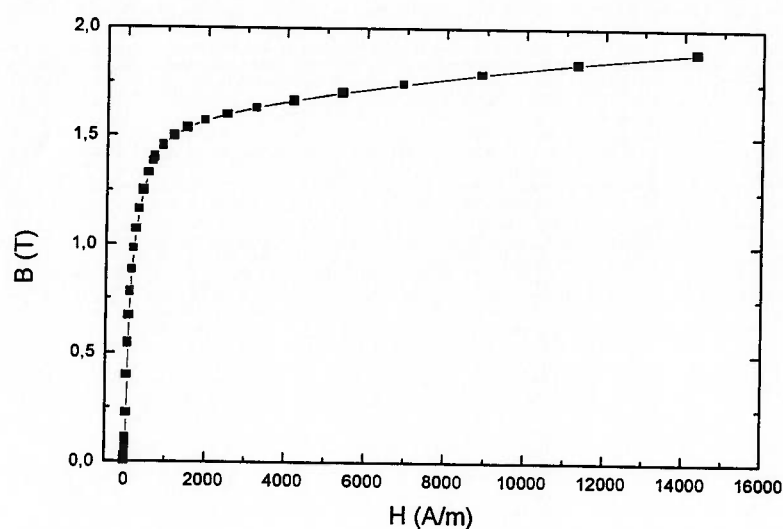


Figura 5.2.6. Curva de magnetização inicial medida em anel (recozido após o estampo) do aço GNO descrito na seção 3.1.2.

Na figura 5.2.6, obtém-se $B_{25} = 1,60\text{T}$, $B_{50} = 1,69\text{T}$, $\mu_{15} = 1000$. Também no anel, mediu-se perda quase-estática $P_{qe} = 391 \text{ J/m}^3$. Esse valor, convertido em W/kg (a conversão é feita multiplicando-se pela frequência (Hz) e dividindo-se pela densidade (em kg/m^3)) resulta em perda histerética $P_h = 3,05 \text{ W/kg}$ (para $f = 60\text{Hz}$). Esse valor medido no anel é muito próximo ao da média ($3,02 \text{ W/kg}$), dos 7 pontos experimentais em quadro de Epstein (ver figura 5.2.5). Ver seção 5.3.10 para mais comparações entre resultados a partir de quadro de Epstein e de anel.

Convém lembrar que as medidas em anéis requerem menor quantidade de material, mas não são muito práticas (enrolar um anel é muito trabalhoso). Também existe a necessidade de recozer o anel, após o estampo.

As objeções costumeiramente levantadas quanto à confiabilidade de medidas em quadro de Epstein (ver seção 3.4) parecem exageradas. Existe um entreferro (“gap”) no circuito magnético do quadro de Epstein, mas é muito diminuto. E, mesmo com um enrolamento que não envolva todo o circuito magnético, pode-se ter um campo praticamente uniforme. Em suma, a concordância entre os resultados as medidas em anel e em quadro de Epstein são uma confirmação de que ambos os métodos são confiáveis.

Comparação entre método harmônico e WIMV

Na seção 3.4 foi iniciada uma breve comparação entre o WIMV e o método harmônico. Aqui, visa-se estender um pouco essa discussão. O método harmônico é o método de cálculo de ODF sempre utilizado, tanto na literatura como nos programas comerciais, enquanto que o WIMV, apesar de ter sido desenvolvido já há algum tempo, estando disponível pelo menos desde o início da década de 80, continua praticamente deixado de lado. A ODF da figura 5.2.1, por exemplo, foi calculada segundo o método harmônico com o PC-Texture 3.0. O popLA foi utilizado para, a partir desses mesmos dados experimentais (as mesmas figuras de polo), calcular as ODFs apresentadas nas tabelas 3.3.1, 3.3.2 e 3.3.3 (as duas anteriores com o WIMV, e a terceira com o método harmônico, algoritmo de Roe).

O resultado da tabela 3.3.2 parece ser pouco confiável, por ter sido calculado com figuras de polo experimentais incompletas. O resultado da tabela 3.3.1 foi calculado pelo WIMV (conforme a sugestão de KALEND et al., (1991)), a partir de figuras de polo recalculadas pelo método harmônico. Portanto há duas possíveis origens de “artefatos matemáticos” nesse último cálculo: ao recalculas as figuras de polo, o método

harmônico pode introduzir artefatos (componentes fantasma); e o próprio algoritmo WIMV também pode produzir artefatos matemáticos.

Assim, existe dúvida quanto à verdadeira confiabilidade desses resultados obtidos com o WIMV. No caso do método harmônico, os possíveis artefatos matemáticos são apenas aqueles produzidos por este próprio método. Além disso, como os resultados da literatura são praticamente sempre obtidos com o método harmônico, ODFs calculadas segundo esse método podem ser comparadas mais diretamente aos dados da literatura.

5.3 Modelos para estimar indução magnética

Neste capítulo 5.3 são apresentados modelos para estimar a indução magnética, que é uma propriedade diretamente associada à textura do material. A indução é normalmente avaliada através das grandezas B_{25} e B_{50} (indução magnética B para um campo aplicado H de 2500A/m e 5000 A/m, respectivamente), medidas na curva de magnetização (1º quadrante das curvas de histerese).

Há uma teoria de magnetização dos monocristais (LAWTON; STEWART, 1948) que descreve de maneira muito eficiente a curva de magnetização inicial para várias orientações diferentes. Em um exemplo de aplicação, essa teoria foi extrapolada de monocristais para o caso de lâminas de aço policristalinas, mais especificamente uma chapa de aço GO com textura Goss (DEL VECCHIO, 1984). Na primeira metade deste capítulo (seções 5.3.1 a 5.3.7) é apresentado um modelo para estimar a indução magnética em aços GNO a partir da supramencionada teoria.

Na segunda metade deste capítulo (seções 5.3.8 a 5.3.11), é apresentada uma outra e diferente abordagem para estimar a indução magnética. Neste método, os coeficientes obtidos quando é produzida uma ODF (ver BUNGE, 1991) são utilizados para estimar B_{25} , B_{50} e a variação destes conforme o campo aplicado (JÄCKEL et al., 1985).

5.3.1 Estimativa através da teoria de magnetização de monocristais

No caso de materiais policristalinos, a magnetização resultante é a soma da magnetização em cada um dos grãos, para um determinado campo H aplicado.

É possível estimar as curvas B_{50} (ou B_{25}) em função do ângulo ao campo aplicado, para uma série de planos. A partir desses resultados, pode-se estimar a indução média, como B_{25} ou B_{50} . Esses dados podem ser comparados com resultados de textura baseados na figura de polo inversa (por exemplo, segundo o método usado por LYUDKOVSKY; RASTOGI 1984).

O modelo apresentado nas seções 5.3.1 a 5.3.7 é baseado na sugestão de LAWTON; STEWART (1950) e STEWART (1954), que extrapolaram a teoria de magnetização de monocristais para policristais, supondo desprezível a interação entre os grãos. TACHINO (1990) observou experimentalmente que na altura do B_{50} os grãos são monodomínio, e também supôs, em seu modelo para estimar B_{50} , que as interações entre grãos vizinhos podem ser consideradas ínfimas (para essa indução).

No presente modelo, os cálculos da magnetização resultante M em função do campo aplicado H_a requerem apenas as grandezas fundamentais M_s e K_1 .

M_s e K_1 variam com o teor de Si no aço. Adições de Si por um lado diminuem a magnetização de saturação (o que contribui para reduzir B_{50}); por outro reduzem K_1 (o que pode favorecer atingir altas induções para baixos campos aplicados). Contudo, somando-se os efeitos do Si em M_s e K_1 , a tendência é o Si reduzir B_{50} no caso de aços.

Tabela 5.3.1. Valores de polarização de saturação (J_s) e constante de anisotropia magnetocristalina de 1ª ordem K_1 em função do teor de Si.

%Si	J_s T	K_1 10^4 J/m^3	Referência
0	2,16	4,8	LITTMANN (1971)
1,0	2,12	4,4	“
2,0	2,08	4,0	“
3,0	2,03	3,6	DEL VECCHIO (1984)

Para a constante de anisotropia magnetocristalina de 2ª ordem (K_2) do Fe, os valores experimentais são muito imprecisos, oscilando entre 0 e $K_1/2$. Duas das determinações mais recentes datam do final da década de 50, uma apontando K_2 entre $-0,5$ e $+0,5 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ e outra $+0,71 \times 10^4 \text{ J/m}^3$, para Fe puro (CHIN; WERNICK, 1980). JILES (1991) apresenta o valor $K_2 = 0,5 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ sem indicar a referência. Também não há na literatura informação consistente sobre o efeito do Si sobre o K_2 , embora esse efeito não deva ser muito grande, assim como no caso do K_1 .

5.3.2 Teoria de magnetização de monocristais

Akulov, em 1929, encontrou uma maneira de descrever as curvas de magnetização de monocristais de Fe observadas por Honda e Kaya em 1926 (ver figura 1.6.1). Segundo a teoria fenomenológica de Akulov, a energia magnetocristalina E_A é expressa por:

$$E_A = K_0 + K_1 (\omega_1^2 \omega_2^2 + \omega_1^2 \omega_3^2 + \omega_2^2 \omega_3^2) + K_2 (\omega_1^2 \omega_2^2 \omega_3^2) \quad (5.3.1)$$

$$(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2 = 1)$$

A energia correspondente ao campo H aplicado é:

$$E_H = - J_s H \cos \psi \quad (\text{ou } E_H = - \mu_0 M_s H \cos \psi) \quad (5.3.2)$$

onde:

E é energia

H é o campo

J_s a polarização de saturação

M_s a magnetização de saturação

K₀ é uma constante

K₁ é a constante de anisotropia magnetocristalina de 1ª ordem.

K₂ é a constante de anisotropia magnetocristalina de 2ª ordem.

ω são cossenos do vetor de magnetização em relação aos eixos do cristal (de simetria cúbica)

Fazendo-se $\partial(E_A + E_H) / \partial m = 0$, onde $m = \cos \psi$ (ver STEWART, 1954), obtém-se curvas de magnetização inicial. As direções <100>, <110> e <111> são casos particulares, onde (devido à simetria) o vetor magnetização resultante tem a mesma direção que o vetor campo aplicado.

A magnetização na direção de H é $\mu_0 M_s \cos \psi$, resultando que $m = J/J_s$ (ou $m = M/M_s$), onde J é a polarização e M é a magnetização.

Direção <100>

Para um campo H infinitesimal já foi atingida a saturação.

Direção <110>

$$H = (4K_1 / J_s) m [m^2 - (1/2)] \quad (5.3.3)$$

Direção <111>

$$H = (K_1 / 3J_s) [(2 - 2m^2)^{1/2} (4m^2 - 1) + m (7m^2 - 3)] + (K_2 / 18J_s) [m (23m^4 - 16m^2 + 1) - (2 - 2m^2)^{1/2} (10m^4 - 9m^2 + 1)] \quad (5.3.4)$$

As equações acima proporcionam excelente ajuste às curvas de magnetização apresentadas na figura 1.6.1.

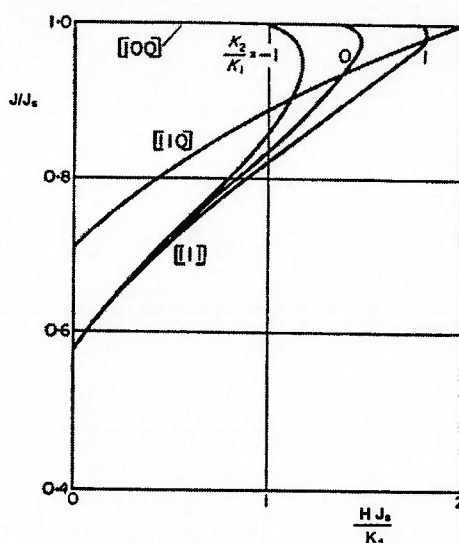


Figura 5.3.1. Efeito da constante de anisotropia magnetocristalina de 2ª ordem, K_2 , na curva de magnetização inicial do Fe, segundo o modelo teórico expresso pelas equações 5.3.3 e 5.3.4 (BRAILSFORD, 1966).

Na figura 5.3.1, observa-se um “recuo” na curva [111], para J/J_s próximo de 1 (por “recuo”, entenda-se que a relação $(H J_s/K_1)$ começa a cair, após ter sido alcançado um determinado valor de J/J_s). Nessa região, a teoria está em desacordo com o resultado experimental (figura 1.6.1). Notar que, no caso do B_{50} , com $H = 5000$ A/m, $J_s = 2,16$ T, $K_1 = 4,8 \times 10^4$ J/m³, $(H J_s/K_1) = 0,225$. Portanto o campo que corresponde ao B_{50} ainda está distante de quando K_2 começa a ter influência (ver figura 5.3.1).

As direções $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ e $\langle 111 \rangle$ são casos particulares, pois há simetria e os vetores campo aplicado e indução resultante estão na mesma direção. No caso de todas as outras orientações cristalinas é necessário levar em conta o efeito do campo desmagnetizante. A inclusão desse efeito leva a cálculos complicados (LAWTON; STEWART, 1948). Além disso, apenas para algumas formas volumétricas particulares (elipsóides de revolução) podem ser obtidas soluções para o campo desmagnetizante (BRAILSFORD, 1966).

Uma maneira de simplificar o problema é considerar os grãos como se estes tivessem o formato de agulhas muito longas (“long rods”). Nesta condição, pode ser considerado que o efeito do campo desmagnetizante é desprezível, ou seja, $B \sim J$ (pois os polos estão muito distantes). Também pode ser considerado, como aproximação, que a magnetização está na mesma direção que o campo aplicado (LAWTON; STEWART, 1948).

Assim, no caso geral, a curva de magnetização inicial é dividida em três estágios principais, segundo o exemplo da figura 5.3.2:

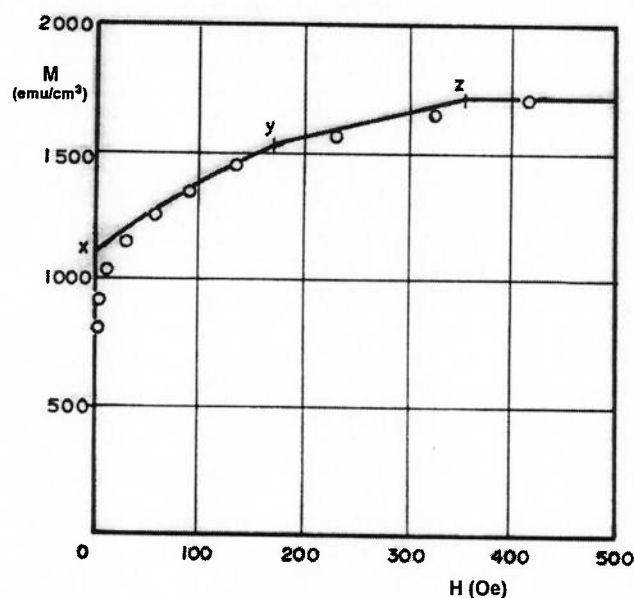


Figura 5.3.2. Curva de magnetização calculada para um monocristal com formato de agulha longa, com orientação $\alpha_1=0,866$, $\alpha_2=0,438$ e $\alpha_3 = 0,241$. Os pontos experimentais (corrigidos para coeficiente de desmagnetização longitudinal $N=0,00344$) estão representados por \circ (LAWTON; STEWART, 1948).

Ox. $M = M_s / (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)$
 xy. Região de três vetores
 yz. Região de dois vetores
 z em diante. saturação

Definem-se α_1 , α_2 e α_3 como os cossenos dos ângulos da direção do eixo do cristal em formato de agulha longa (“long rod”) em relação aos três eixos de fácil magnetização do cristal cúbico.

0x corresponde a campos mínimos.

Para $H=2500$ ou 5000 A/m, é possível estar nas regiões xy, yz ou na saturação. (dependendo da orientação cristalina).

Curva inicial 0x.

$$M = M_s / (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \quad (5.3.5)$$

As equações que descrevem a curva de magnetização para as regiões xy e yz são (LAWTON; STEWART, 1948) (DEL VECCHIO, 1984):

Região de 3 vetores:

$$M = \sqrt{3} M_{[111]}(H) / (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \quad (5.3.6)$$

$$H_a = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) H / \sqrt{3} \quad (5.3.7)$$

A curva de magnetização permanece na região de três vetores até que dois dos vetores de magnetização venham a ser coplanares com H_a .

Região de 2 vetores:

$$\text{sen } \theta = \alpha_3 [2/(2-(\alpha_1-\alpha_2)^2)]^{1/2} \quad (5.3.8)$$

$$\text{cos } \zeta = (\alpha_1 + \alpha_2) (\text{cos } \theta / \sqrt{2}) + \alpha_3 \text{sen } \theta \quad (5.3.9)$$

$$M_{[2 \text{ vetores}]} = M_s (\text{cos } \phi / \text{cos } \zeta) \quad (5.3.10)$$

$$\begin{aligned}\sqrt{2} \omega_1 &= \cos \theta \cos \phi \pm \sin \phi \\ \sqrt{2} \omega_2 &= \cos \theta \cos \phi \mp \sin \phi \\ \omega_3 &= \sin \theta \cos \phi\end{aligned}$$

Tomando a equação (5.3.1), usando os ângulos ω_1 ω_2 ω_3 definidos acima, e fazendo:

$$(\partial E / \partial \phi)_\theta = 0, \text{ têm-se:}$$

$$\begin{aligned}Ha J_s (\sin \phi / \cos \zeta) = \\ - (K_1/2) \sin 2\phi [\sin^2 \phi (1 + \cos^2 \theta) - 2 \sin^2 \theta + \cos^2 \phi (4 \sin^4 \phi - \cos^2 \phi - \cos^4 \phi)] + \\ + (K_2/4) \sin^2 \theta \sin 2\phi [\cos^2 \phi (1 + \cos^2 \theta) - 1] [3 \cos^2 \phi (1 + \cos^2 \theta) - 1]\end{aligned} \quad (5.3.11)$$

A equação (5.3.11) fornece o valor da variável ϕ . Essa equação é resolvida testando-se diferentes valores de ϕ , até que seja encontrada a solução (tentativa e erro). O valor encontrado para ϕ é colocado na equação (5.3.10), para obter a magnetização na região de dois vetores.

5.3.3 Condições do programa para o cálculo de B_{25} e B_{50}

Os dados que entram no programa são H_a (H aplicado), M_s e K_1 .

$$B_{50}: H_a = 5000 \text{ A/m (ou } H_a = 62,832 \text{ Oe)}$$

$$B_{25}: H_a = 2500 \text{ A/m (ou } H_a = 62,832 / 2 \text{ Oe)}$$

e o plano para o qual são feitos os cálculos, devendo apenas serem especificadas quais direções correspondem a 0 e 90° (dois vetores definem um plano).

Tabela 5.3.2. Planos do Fe- α para os quais foram efetuados cálculos

Plano	convenção de direções	
	0°	90°
(100)	[100]	[010]
(310)	[100]	[0 $\bar{3}$ 1]
(110)	[100]	[011]
(211)	[$\bar{1}$ 11]	[01 $\bar{1}$]
(111)	[$\bar{2}$ 11]	[0 $\bar{1}$ 1]

As figuras 5.3.3 a 5.3.6 seguem a convenção exposta na Tabela 5.3.2.

5.3.4 Variação da indução, em função do campo aplicado, para uma série de planos

A partir das equações descritas nas seções anteriores, foram calculadas as induções B em função dos ângulos, na faixa entre 0 a 90° seguindo a convenção da tabela 5.3.2.

Observando-se as figuras 5.3.3 a 5.3.6 é possível notar que os pontos de mínima indução ocorreram para os planos (211) e (110), quando na pior direção, que é $\langle 111 \rangle$. Os pontos de máxima indução (atingindo a saturação) ocorreram para os planos (100), (310) e (110), quando na melhor direção, $\langle 100 \rangle$. O ponto de mínima indução de um plano (100) corresponde ao ponto de máximo para um plano (111).

Adicionalmente, é possível notar que a presença de planos $\{110\}$, caso estejam seguindo uma orientação específica, deve introduzir forte anisotropia na chapa. Comparando-se a figura 5.3.3 com a figura 5.3.5 nota-se o efeito do aumento do campo aplicado (2500 A/m para 5000 A/m) na indução. O efeito da adição de 2% Si é observado comparando-se a figura 5.3.3 com a figura 5.3.4.

Essa piora das propriedades magnéticas deve ser atribuída principalmente ao efeito do encruamento (e aumento da densidade de discordâncias). Entretanto, as figuras 4.3.1 a 4.3.5 mostram que a intensidade da fibra $\{111\} \langle uvw \rangle$ aumentou consideravelmente, devido à deformação plástica. Assim, como os planos $\{111\}$ são os mais desfavoráveis para as propriedades magnéticas, uma parte do efeito da laminação nessas propriedades deve ser creditada ao aumento da fração relativa destes planos (ou seja, piora da textura).

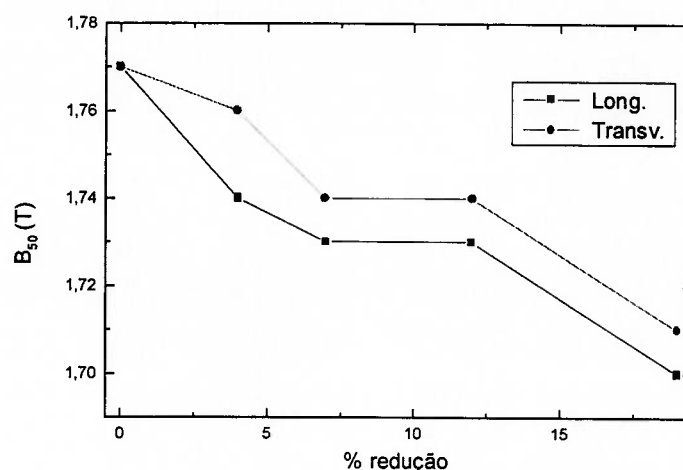


Figura 4.3.8. Evolução da indução B_{50} , em função do grau de redução, para as amostras da série A-N 0%, 4%, 7%, 12% e 19%. Seções longitudinal e transversal.

A figura 4.3.8 mostra que 4% de grau de redução foi suficiente para reduzir o B_{50} , o qual continua a cair com o aumento do grau de redução. Muitas vezes assume-se que a indução em altos campos (neste caso avaliada através do B_{50}) seja principalmente função da textura. Entretanto, deve ser notado que a introdução de variáveis que obstruem a movimentação de paredes de domínio (neste caso, um aumento da densidade de discordâncias) também pode afetar a indução, mesmo em altos campos.

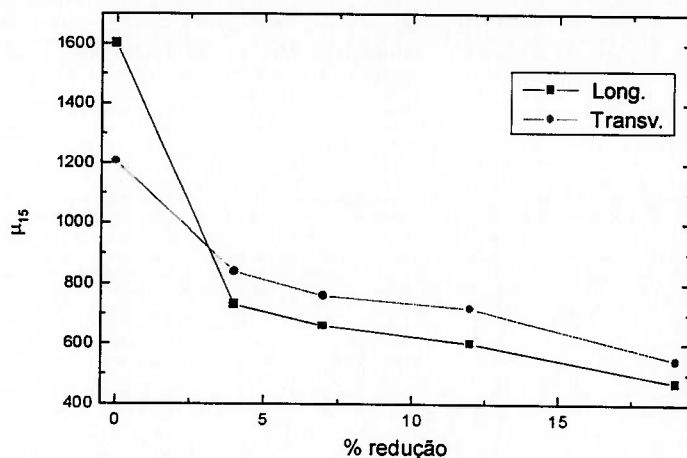


Figura 4.3.9. Evolução da permeabilidade μ_{15} , em função do grau de redução, para as amostras da série A-N 0%, 4%, 7%, 12% e 19%. Seções longitudinal e transversal.

4.4 Efeito do recozimento final sobre a textura e propriedades magnéticas

Uma amostra de aço semi-processado com 6% de redução (S/R) foi submetida ao tratamento térmico (a 730-780°C, por 1 ou 2 horas) denominado recozimento final, em vários locais. A descrição das amostras desta série (S/R e SP) encontra-se na seção 3.1.4. Na amostra SP AL o tratamento foi realizado a 600° C por 1 hora, ocasionando apenas recuperação (e não recristalização). O resultado de propriedades magnéticas desta série de amostras é apresentado na tabela 4.4.1.

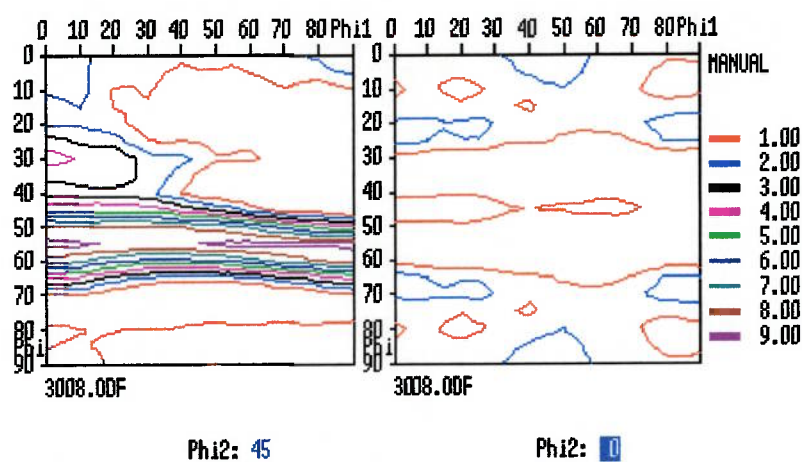


Figura 4.4.1. Amostra S/R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

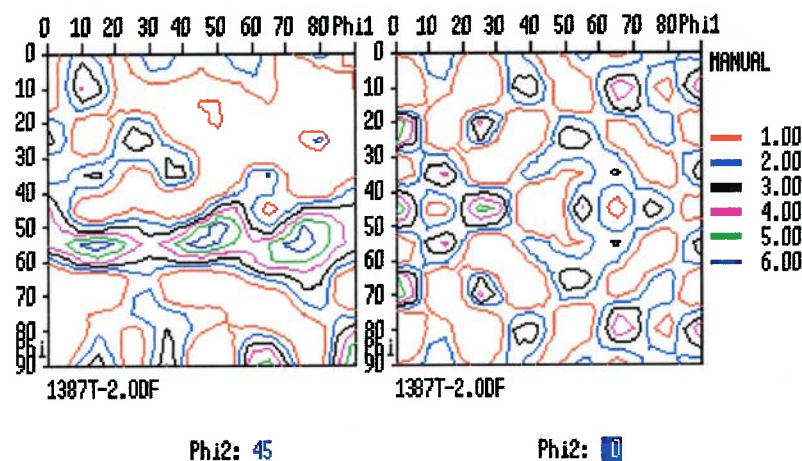


Figura 4.4.2. Amostra SP B. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

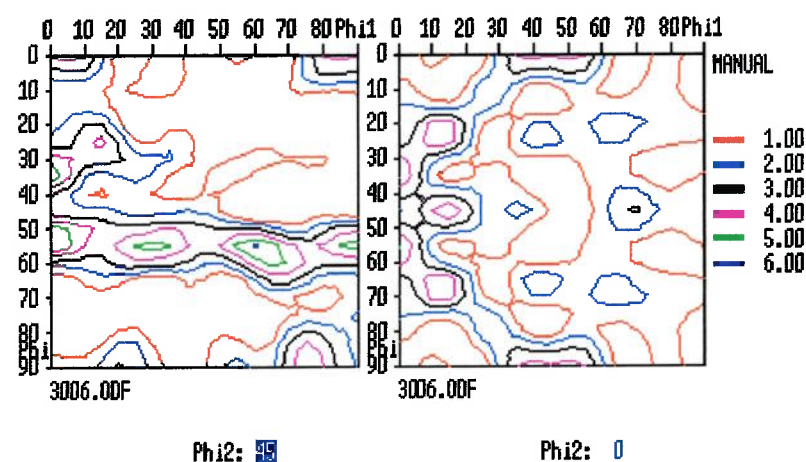


Figura 4.4.3. Amostra SP C. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

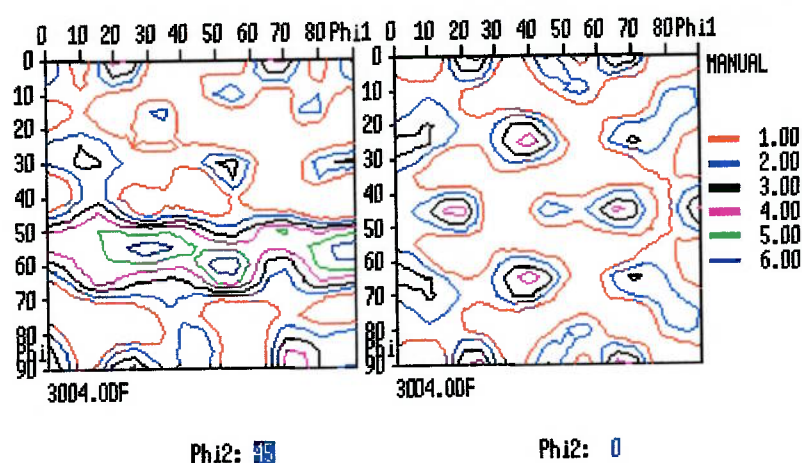


Figura 4.4.4. Amostra SP E. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

A amostra S/R (figura 4.4.1) apresenta uma fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ com alta intensidade e o componente $(522) [0\bar{1}1]$ em fraca intensidade.

A textura das amostras SP B, SP C e SP E é similar, com pequenas variações. Os componentes principais são a fibra $\{111\} \langle uvw \rangle$ e Goss $(110) [001]$ (ou próximo a Goss). Mais detalhadamente:

A amostra SP B (1387-2) (figura 4.4.2) apresenta: Goss $(110) [001]$, $(110) [3\bar{3}1]$, $\{310\} \langle 001 \rangle$, fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$, com máximo em $\{111\} \langle 143 \rangle$.

A amostra SP C (3006) (figura 4.4.3) contém: $(110) [1\bar{1}6]$, $\{320\} \langle 001 \rangle$, $\{100\} \langle 011 \rangle$, fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ com máximos em $\{111\} \langle 211 \rangle$ e $\{111\} \langle 110 \rangle$.

Na amostra SP E (3004) (figura 4.4.4) observa-se: $(110) [4\bar{4}1]$, $\{100\} \langle 037 \rangle$, $\{210\} \langle 123 \rangle$, $(110) [1\bar{1}5]$, fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ com máximo em $\{111\} \langle 211 \rangle$.

Tabela 4.4.1. Valores de Indução B_{25} e B_{50} , permeabilidade μ_{15} e tamanho de grão para diversas amostras da série SP.

	$P_{15/60}$ T (W/kg)	$P_{15/60}$ L (W/kg)	B_{25} T (T)	B_{25} L (T)	B_{50} T (T)	B_{50} L (T)	μ_{15} T	μ_{15} L	TG (μm)
S/R	19,8	20,4	1,59	1,58	1,71	1,72	697	625	12
SP AL	15,0	16,9	-	-	1,72	1,75	1450	1500	12
SP B	10,7	10,4	1,62	1,67	1,70	1,75	2076	2773	280
SP C	10,8	10,8	1,61	1,68	1,70	1,77	1611	2843	103
SP D	10,7	10,6	1,63	1,66	1,71	1,74	2000	2600	192
SP E	10,8	10,6	1,61	1,64	1,69	1,73	1346	1859	210

Nota-se na tabela 4.4.1 que propriedades magnéticas diferentes foram obtidas para materiais que tinham como ponto de partida o mesmo material inicial, a amostra S/R. A variação de propriedades nas amostras após recozimento final não é muito grande no caso das perdas ou do B_{50} , porém observa-se para a permeabilidade μ_{15} um maior espalhamento de resultados.

Também foi observada anisotropia de propriedades magnéticas nas amostras SP B,C,D e E (notar que, nessas amostras, as propriedades magnéticas são sistematicamente melhores na direção longitudinal, ver tabela 4.4.1). Tanto essa anisotropia como a variação de propriedades podem ser atribuídas a diferenças na textura cristalográfica das amostras (principalmente a anisotropia).

A presença de componentes Goss ou próximos desta (figuras 4.4.2 a 4.4.4) explica a ocorrência de maior permeabilidade μ_{15} e indução magnética B_{50} para a direção longitudinal (tabela 4.4.1). Componentes Goss contém o eixo de fácil magnetização $\langle 100 \rangle$ paralelo à direção de laminação, o que favorece a propriedades magnéticas nessa direção. Entretanto, a presença de Goss (110) [001] deve introduzir uma forte anisotropia nas chapas, pois este componente contém a pior direção cristalina para a

indução magnética e permeabilidade, $\langle 111 \rangle$, situada a $\sim 55^\circ$ da direção de laminação. Na seção transversal (90° da direção de laminação) Goss contém a direção cristalina $\langle 110 \rangle$, de característica intermediária às direções $\langle 100 \rangle$ e $\langle 111 \rangle$.

4.5. Microscopia eletrônica de transmissão

Anteriormente, na seção 4.3 e na tabela 4.4.1 foi mostrado o efeito do grau de redução nas propriedades magnéticas. A observação da microestrutura das amostras pode permitir uma melhor compreensão das possíveis origens do forte aumento de perdas, como apresentado nas figuras 4.3.6 e 4.3.7.

Na figura 4.5.1 (amostra MT1) observa-se que, com 1% de deformação, alguns grãos já apresentam estruturas de discordâncias. A estrutura de discordâncias na amostra MT4 (8% de deformação), figura 4.5.2, mostra que, para esse grau de deformação, ainda não começa a existir formação de células de discordâncias.

Micrografias da amostra MT7 (figura 4.5.3a e 4.5.3b) mostram estruturas similares às apresentadas na figura 4.5.2, consistindo de aglomerados de discordâncias, distribuídos de maneira não-homogênea ao longo da microestrutura. A amostra MT7 trata-se da mesma amostra S/R apresentada na tabela 4.4.1.

Um tratamento térmico a 650° C (por 1 hora) nas amostras MT4 e MT7 originou, respectivamente, as amostras MT6 e MT9. Evidências de poligonização são observadas em ambas as amostras MT6 (figuras 4.5.4a e 4.5.4b) e MT9 (figura 4.5.5).

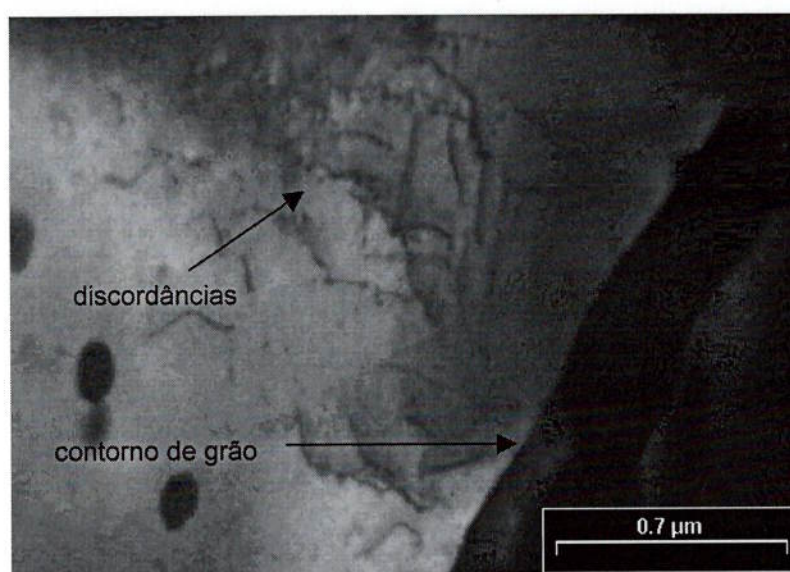


Figura 4.5.1. Amostra MT1. Aglomerado de discordâncias e contorno de grão. MET.

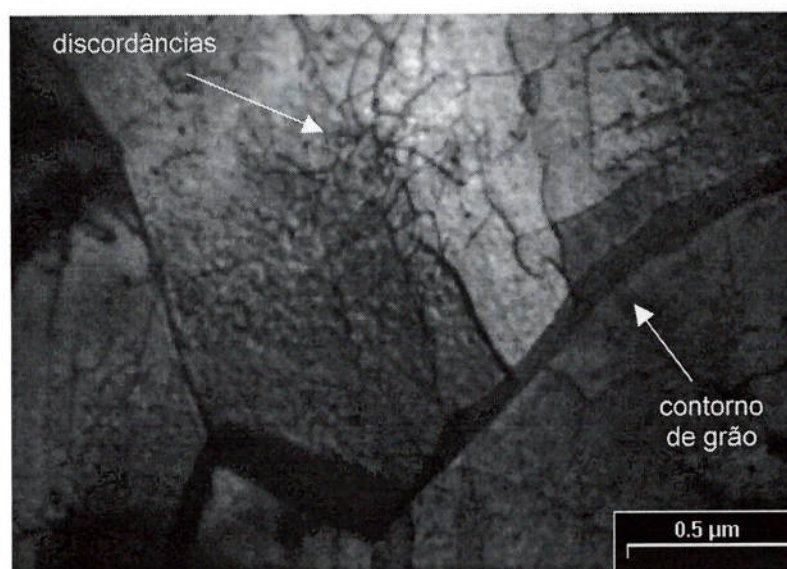


Figura 4.5.2. Amostra MT4. Aglomerado de discordâncias e contorno de grão. MET.

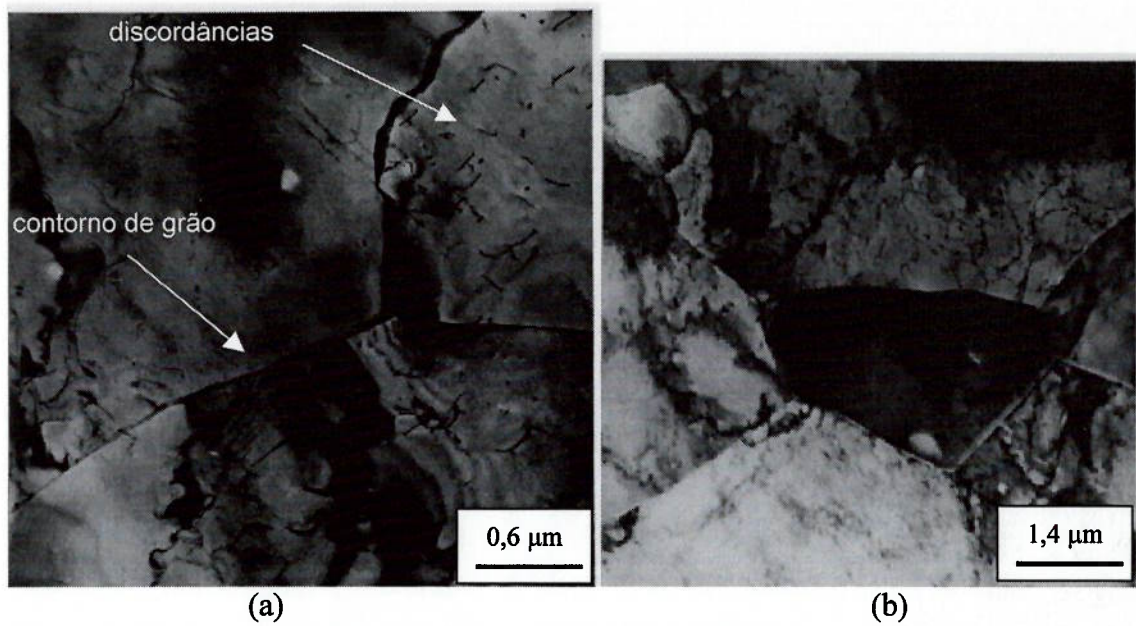


Figura 4.5.3. Amostra MT7. (a) Aglomerado de discordâncias e contorno de grão. (b) Outra região da microestrutura. MET.

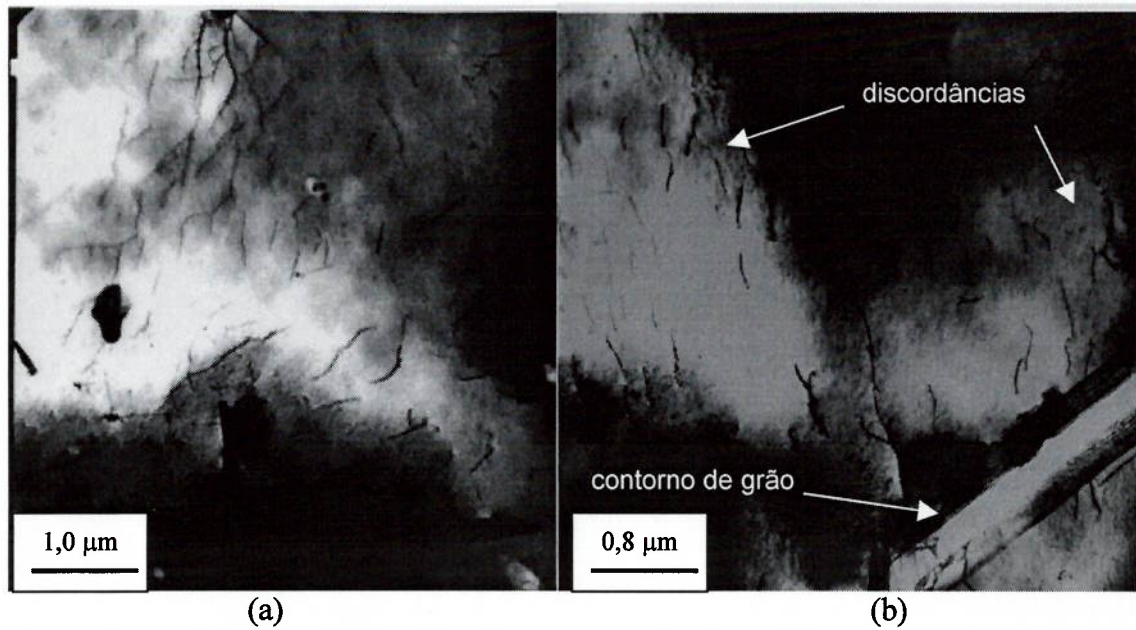


Figura 4.5.4. Amostra MT6. (a) e (b) estrutura de discordâncias alinhadas sugerindo ocorrência de poligonização durante a recuperação. MET.

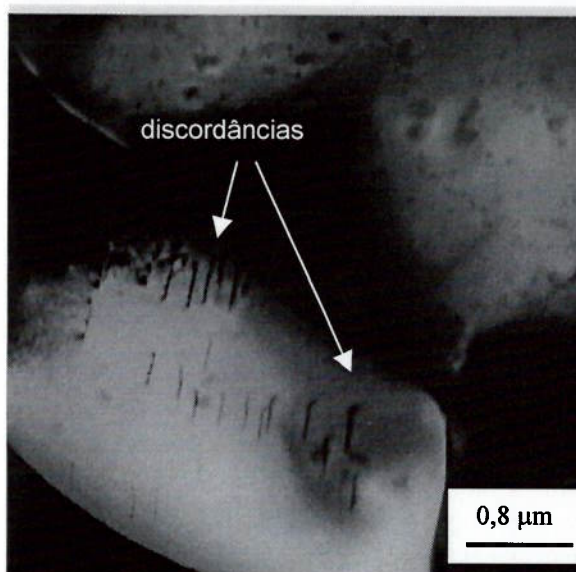


Figura 4.5.5. Amostra MT9. Estrutura de discordâncias alinhadas sugerindo ocorrência de poligonização durante a recuperação. MET.

As microestruturas apresentadas nas figuras 4.5.4a e 4.5.4b (amostra MT6) e figura 4.5.5 (amostra MT9) possibilitam compreender o valor de perdas observado para a amostra SP AL (tabela 4.4.1), que é intermediário entre a amostra encruada (S/R) e as amostras recristalizadas. Supõe-se que, na amostra onde ocorreu recuperação (SP AL), a densidade de discordâncias e as tensões residuais sejam menores que na amostra encruada (S/R) porém maiores que nas amostras recristalizadas (SP B,C,D e E).

4.6 Efeito de sucessivos graus de redução

O efeito do grau de redução na textura foi discutido até então no caso de amostras com baixo grau de formação (seção 4.3) ou alto grau de redução (seções 4.1 e 4.2). As amostras da série C (figuras 4.6.1 a 4.6.3) permitem examinar esse efeito no caso de médios graus de redução (20 a 45%).

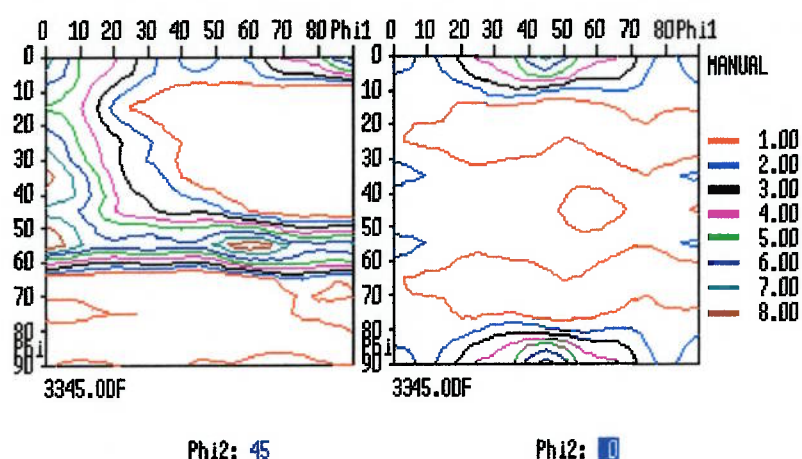


Figura 4.6.1. Amostra C-21%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

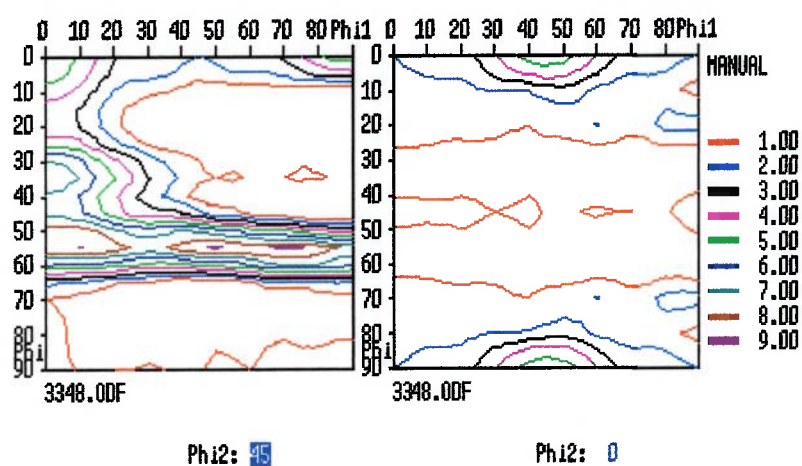


Figura 4.6.2. Amostra C-32%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

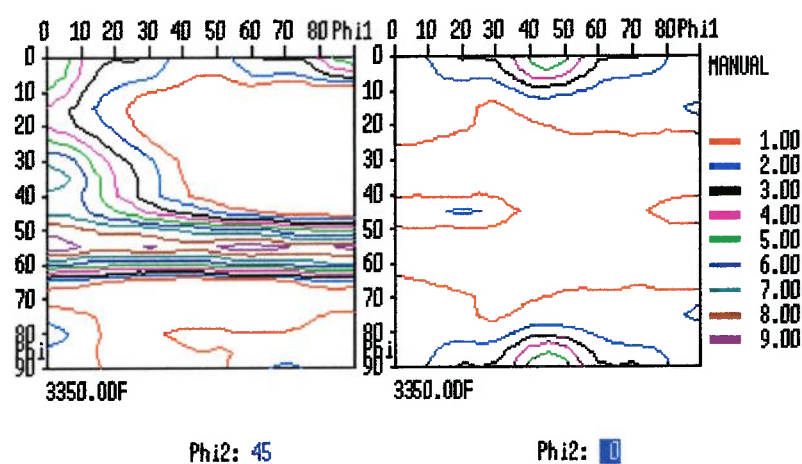


Figura 4.6.3. Amostra C-44%. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

A intensidade das fibras $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ e $\langle 110 \rangle // \text{DL}$ é muito semelhante nas amostras da série C, conforme mostram as figuras 4.6.1 a 4.6.3. A partir dessa observação (e junto com os dados da seção 4.3), é possível dizer que, depois que as fibras $\langle 111 \rangle // \text{DN}$ e $\langle 110 \rangle // \text{DL}$ atingem determinada intensidade, acréscimos posteriores no grau de redução não provocam grande aumento na intensidade dessas fibras.

4.7 Efeito do recozimento da bobina a quente sobre a textura

Todos os resultados apresentados nesta seção constituem parte de um trabalho desenvolvido conjuntamente com Rubens Takanohashi, Fábio C. Chagas, Fernando Landgraf e o professor Ivan G. S. Falleiros.

Bobinas a quente com tamanho de grão 22, 125 e 500 μm foram produzidas segundo a metodologia descrita na seção 3.1.6. Essas bobinas foram laminadas (com ~80-90% de redução), consistindo nas amostras LF (ver seção 3.1.6). Posteriormente sofreram recristalização (condição R), após um tratamento a 700° C por 5 minutos.

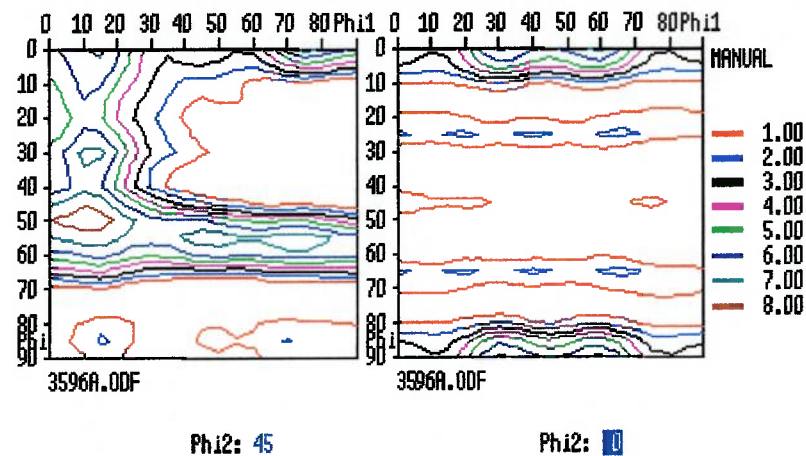


Figura 4.7.1. Amostra D 1 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

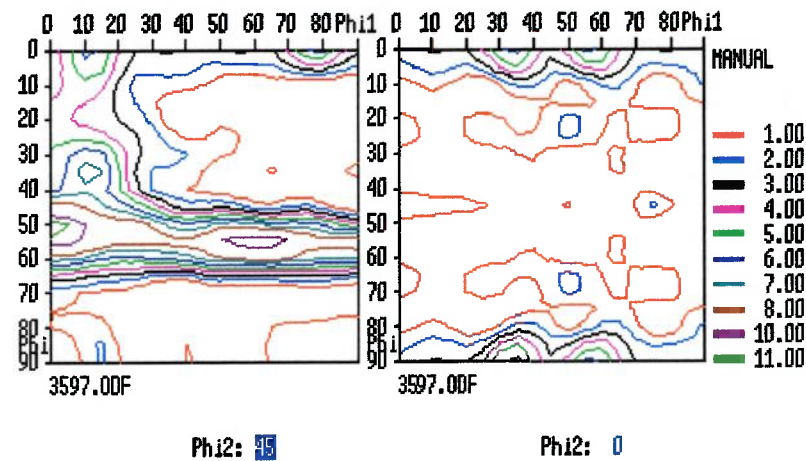


Figura 4.7.2. Amostra D 3 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

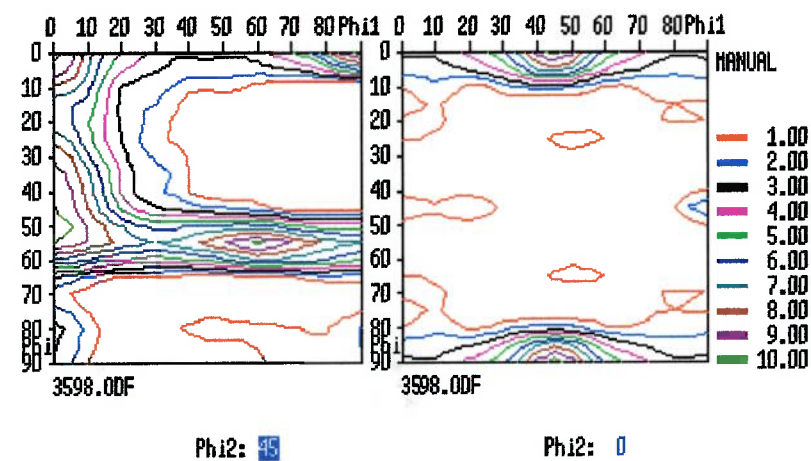


Figura 4.7.3. Amostra D 4 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

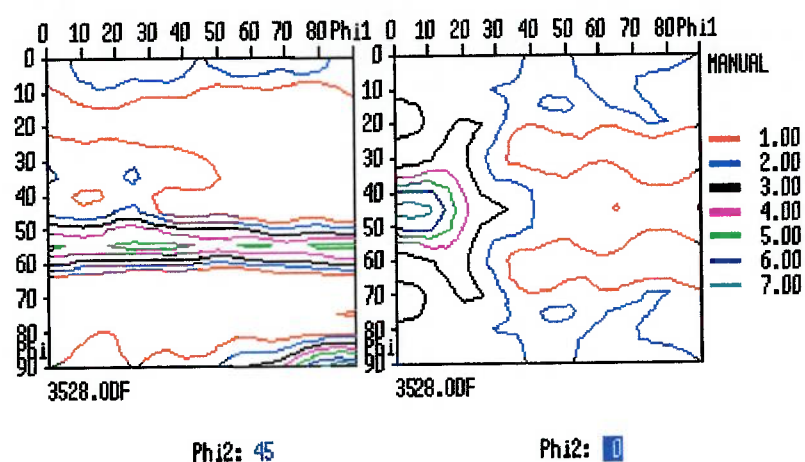


Figura 4.7.4. Amostra D 2 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

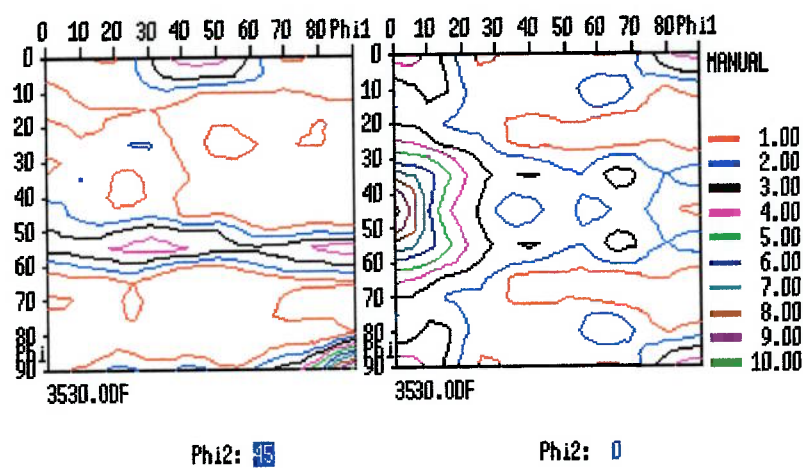


Figura 4.7.5. Amostra D 3 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

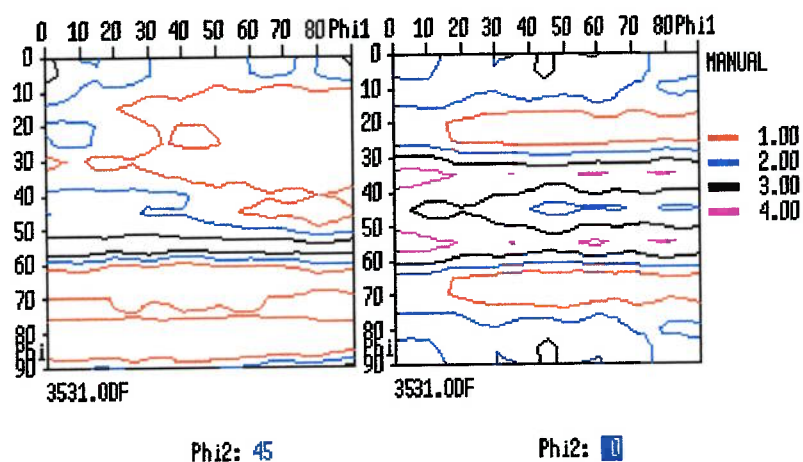


Figura 4.7.6. Amostra D 4 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

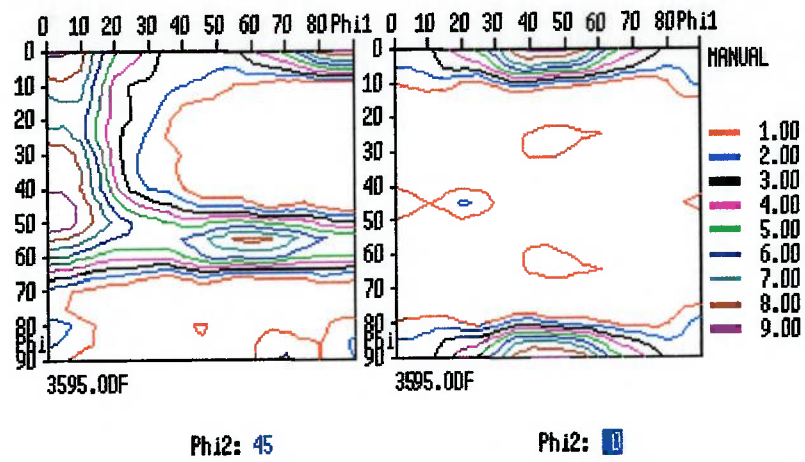


Figura 4.7.7. Amostra D 5 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

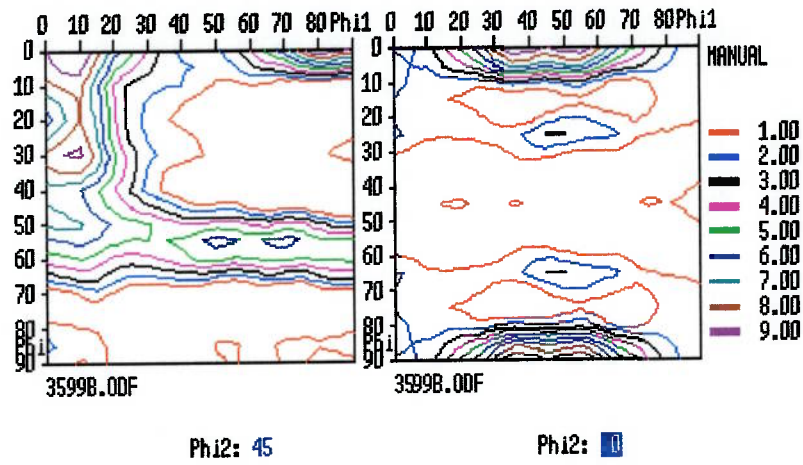


Figura 4.7.8. Amostra D 6 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

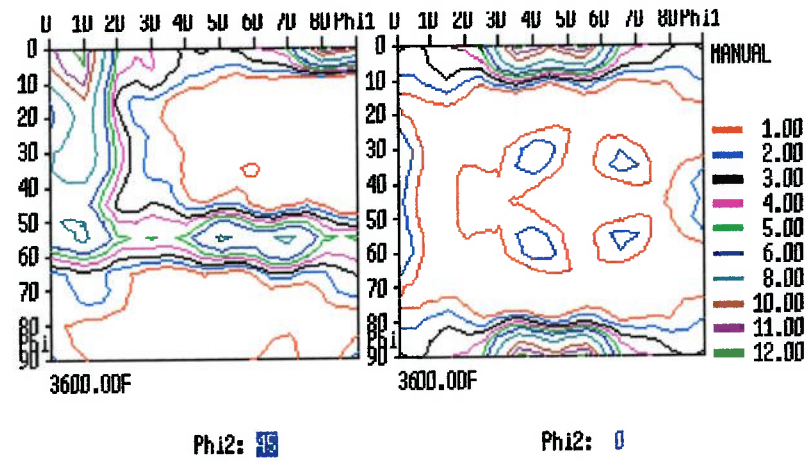


Figura 4.7.9. Amostra D 7 LF. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

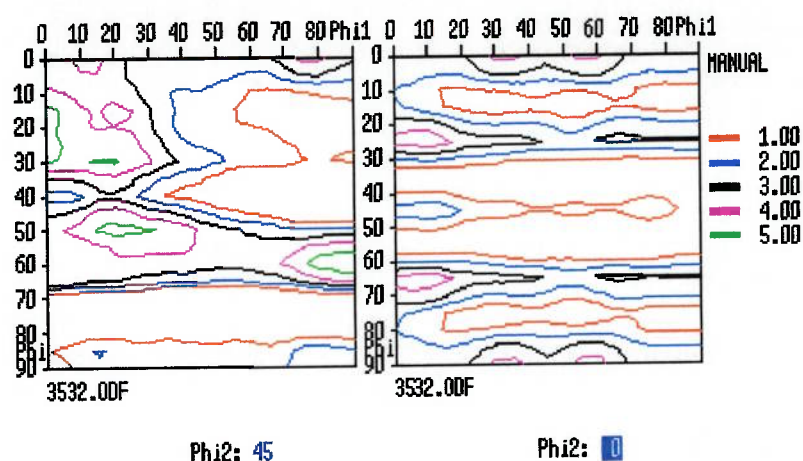


Figura 4.7.10. Amostra D 5 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

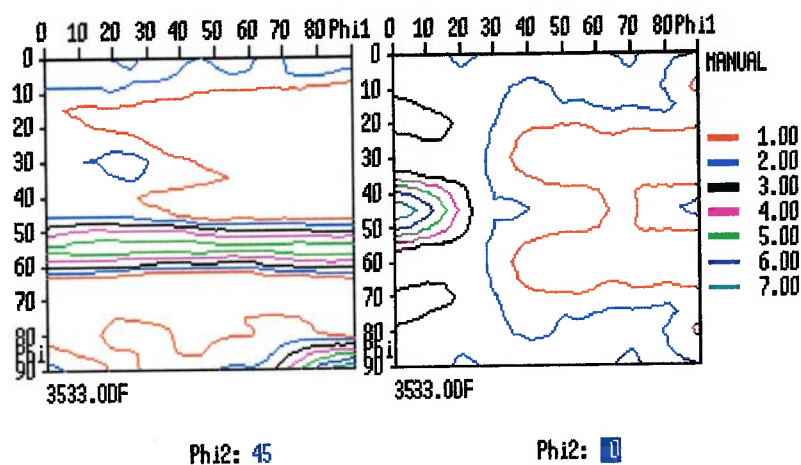


Figura 4.7.11. Amostra D 6 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

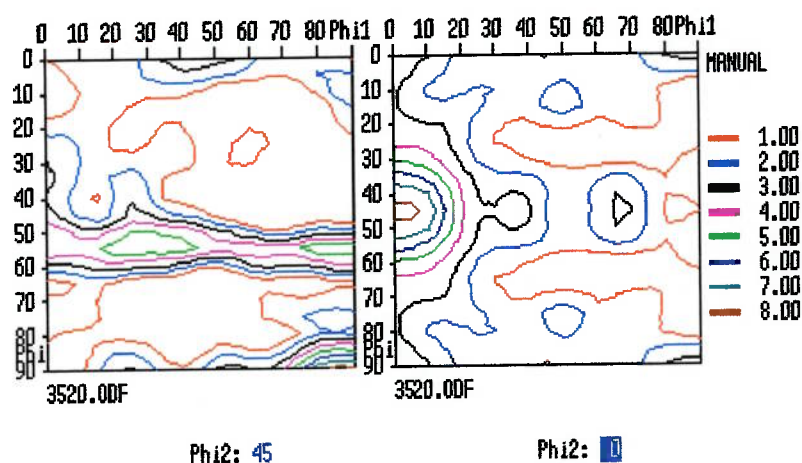


Figura 4.7.12. Amostra D 7 R. ODF, seções $\varphi_2=45^\circ$ e $\varphi_2=0^\circ$. Notação de Bunge.

A descrição dos resultados de textura para as figuras 4.7.1 a 4.7.6 é apresentada a seguir:

Na amostra D1LF (Figura 4.7.1) observa-se alta intensidade para a fibra $\langle 110 \rangle // DL$ e a fibra $\langle 111 \rangle // DN$. Nota-se um espalhamento em torno de $\{211\} \langle 011 \rangle$ e $\{100\} \langle 011 \rangle$ (chegando até a $\{100\} \langle 023 \rangle$). A fibra $\langle 110 \rangle // DL$ está incompleta, pois não existem componentes $\{110\} \langle 110 \rangle$. No caso da fibra $\langle 111 \rangle // DN$, observa-se máxima intensidade e espalhamento em torno de $\{111\} \langle 011 \rangle$.

Para a amostra D3LF (figura 4.7.2) observa-se praticamente o mesmo resultado da amostra D1LF (figura 4.7.1), sendo que a fibra $\langle 111 \rangle // DN$ é um pouco mais alta na amostra D3LF.

Na amostra D4LF (figura 4.7.3) também obteve-se um resultado muito semelhante ao da amostra D1LF. É possível notar uma leve redução da intensidade da fibra $\langle 110 \rangle // RD$ para próximo de $\{311\} \langle 011 \rangle$.

A amostra D2R (figura 4.7.4) também apresenta uma fibra $\langle 111 \rangle // DN$, mas notar que o máximo está em $\{111\} \langle 112 \rangle$. Goss está presente, em alta intensidade. Nota-se algum espalhamento em torno de Goss $(110) [001]$, e alguma presença de $\{310\} \langle 001 \rangle$.

O resultado obtido para a amostra D3R (figura 4.7.5) é muito parecido ao da amostra D2R (figura 4.7.4), mas para a D3R surge um componente cubo-na-face $(100) [001]$. Também observa-se a fibra $\langle 111 \rangle // DN$, com máximo em $\{112\} \langle 111 \rangle$. Goss também é encontrado com alta intensidade.

Na amostra D4R (figura 4.7.6), a maior intensidade corresponde ao componente $\{032\}$ $\langle 001 \rangle$, que é próximo a Goss. Também encontra-se a fibra $\langle 111 \rangle // ND$ e alguma presença de $\{100\}$ $\langle 011 \rangle$. Notar a baixa intensidade de todos esses componentes.

A textura das amostras que receberam uma recuperação intermediária (ver seção 3.1.6) é apresentada nas figuras 4.7.7 a 4.7.12. A análise dos resultados mostrou que essa recuperação intermediária não foi efetiva para alterar nem a textura de deformação (amostras LF), nem a textura de recozimento (amostras R).

A textura da amostra D5LF (figura 4.7.7) é semelhante à da amostra D4LF (figura 4.7.3). Observa-se alta intensidade para a fibra $\langle 110 \rangle // DL$ e a fibra $\langle 111 \rangle // DN$. No caso da fibra $\langle 111 \rangle // DN$, observa-se máxima intensidade em torno de $\{111\}$ $\langle 011 \rangle$. Notar que a fibra $\langle 110 \rangle // DL$ está incompleta, pois não existem componentes $\{110\}$ $\langle 110 \rangle$.

Analogamente, a textura observada para a amostra D6LF (figura 4.7.8) é similar à da amostra D2LF (figura 4.7.1) e, também, a textura da amostra D7LF (figura 4.7.9) é parecida à da amostra D3LF (figura 4.7.2).

A amostra D5R (figura 4.7.10) apresenta como componentes de textura $\{100\}$ $\langle 032 \rangle$, $\{210\}$ $\langle 001 \rangle$, $\{311\}$ $\langle 011 \rangle$, $\approx (337)$ $[3\bar{5}1]$ e uma fibra $\langle 111 \rangle // DN$, sendo que esta tem máximo em $\{111\}$ $\langle 112 \rangle$ e $\{111\}$ $\langle 321 \rangle$.

A textura da amostra D6R (figura 4.7.11) é muito parecida à da amostra D2R (figura 4.7.4) (mesmos componentes de textura, com semelhantes intensidades).

Também a textura da amostra D7R (figura 4.7.12) é muito semelhante à observada na amostra D3R (figura 4.7.5), contendo os mesmos componentes em intensidades similares.

Os efeitos do tamanho de grão da bobina a quente (BQ) e da recuperação intermediária sobre as texturas de deformação e de recristalização podem ser sumarizados da seguinte maneira:

Efeito do tamanho de grão da bobina a quente sobre a textura de deformação

Praticamente, a textura de deformação independe do tamanho de grão. A textura de formação consiste nas fibras $\langle 111 \rangle // DN$ e $\langle 110 \rangle // DL$ (como sempre observado experimentalmente, a fibra $\langle 110 \rangle // DL$ não apresenta-se de maneira completa: componentes $\{110\} \langle 110 \rangle$ não estão presentes).

Talvez exista alguma tendência de aumentar a intensidade dessas fibras no caso de BQ com tamanho de grão de 500 μm , ver texturas das amostras D3LF e D7LF (respectivamente, figuras 4.7.2 e 4.7.9) em comparação com a das outras amostras nas condições LF (figuras 4.7.1, 4.7.3, 4.7.7 e 4.7.8).

Efeito da recuperação intermediária sobre a textura de deformação

Aparentemente não há efeito.

Efeito do tamanho de grão da bobina a quente sobre a textura de recristalização

A textura de recristalização é fortemente influenciada pelo tamanho de grão da bobina quente.

A fibra $\{111\} \langle uvw \rangle$ está sempre presente. Alta intensidade de componentes Goss ocorre apenas para as amostras com maior tamanho de grão da BQ (125 μm e 500 μm).

A intensidade de Goss aumenta muito pouco das amostras com tamanho de grão da BQ de 125 μm (figuras 4.7.4 e 4.7.11) para as amostras com TG da BQ 500 μm (figuras 4.7.12 e 4.7.5). Portanto, a intensidade de Goss não está diretamente relacionada à área (a superfície) de contornos de grão, pois esta diminui consideravelmente, quando o TG aumenta de 125 a 500 μm .

Merece ser destacado que ocorre formação de componentes cubo-na-face (100) $\{001\}$ apenas nas amostras com tamanho de grão da BQ de 500 μm , resultado confirmado em ambas as amostras com e sem recuperação intermediária (respectivamente, figuras 4.7.12 e 4.7.5).

Efeito da recuperação intermediária sobre a textura de recristalização

Também não se observa efeito claramente distinguível da recuperação intermediária sobre a textura de recristalização. Os mesmos componentes de textura estão presentes (ver figuras 4.7.4 a 4.7.6 e 4.7.10 a 4.7.12), e apresentando praticamente mesma intensidade.

Microestruturas

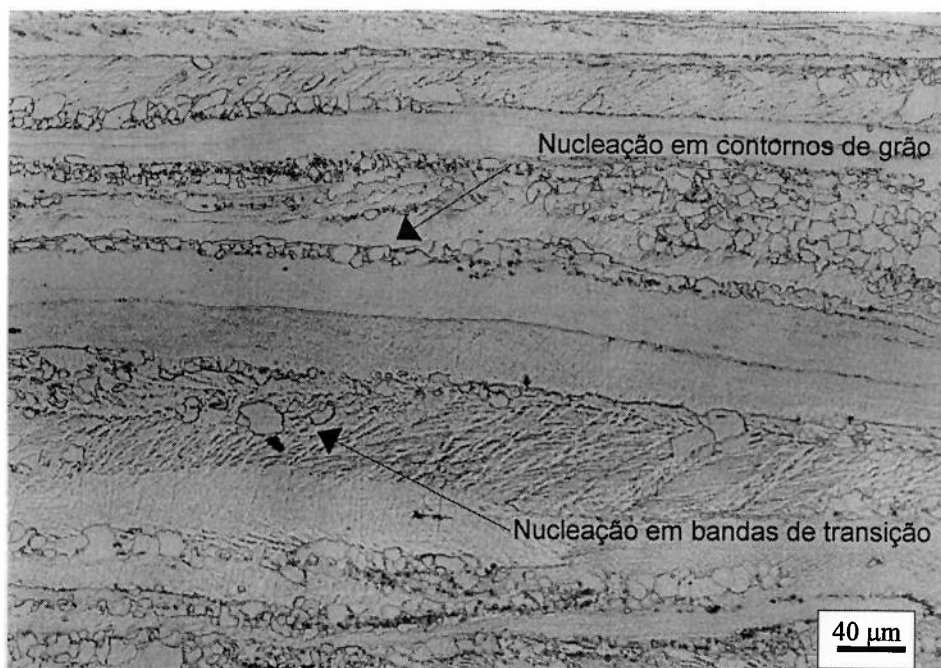


Figura 4.7.13. Núcleos de recristalização em amostra com TG BQ = 500 μm, tratamento térmico 580° C 5min (recristalização interrompida). Seção paralela à superfície.

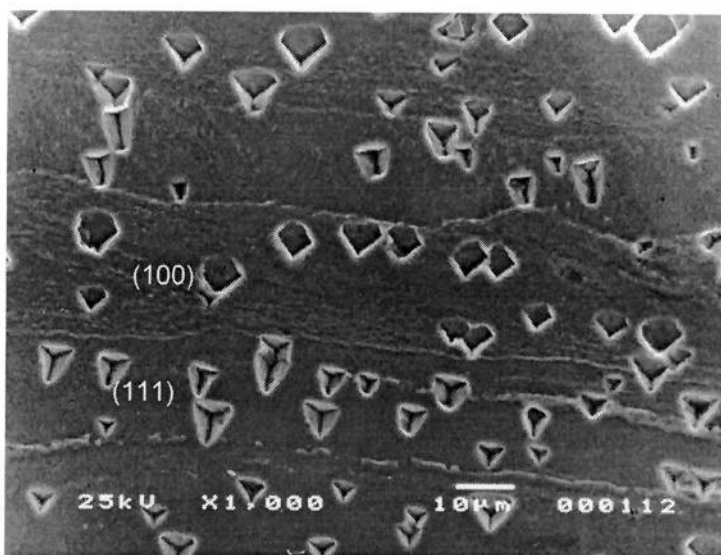


Figura 4.7.14. Amostra D 7 LF. Grãos deformados com orientação indicada através de "etch-pits". MEV, elétrons secundários. Seção paralela à superfície.

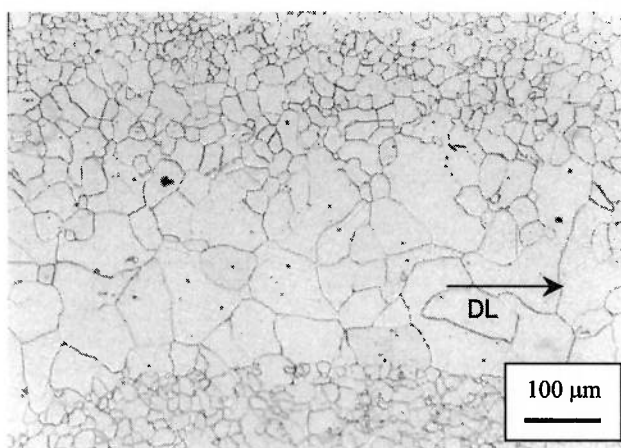


Figura 4.7.15. Amostra D 7 R. Aglomerados de grãos grandes e de grãos pequenos. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

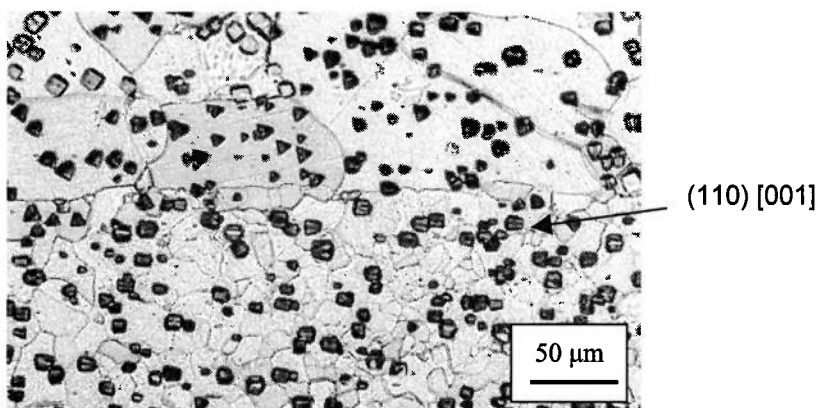


Figura 4.7.16. Amostra D 7 R. Figuras de corrosão “etch-pits” revelam que os grãos pequenos tendem a assumir orientação Goss (110) [001]. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

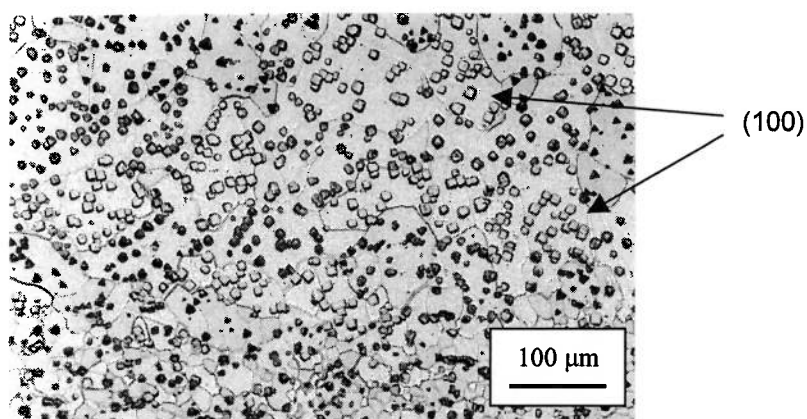


Figura 4.7.17. Amostra D 7 R. Grãos grandes apresentando orientação $\{100\}$, evidenciada através de “etch-pits”. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

A micrografia da amostra que teve a recristalização interrompida (figura 4.7.13) pode ajudar a elucidar a origem da textura de recristalização das amostras D3R e D7R. Esta micrografia mostra que existem dois locais preferenciais de para formação de núcleos de recristalização: bandas de transição e contornos de grão, com a nucleação ocorrendo simultaneamente nesse locais (segundo a opinião encontrada em revisões recentes, como a de RAY et al. (1994) e a de HUTCHINSON (1999), grãos com orientação Goss formariam-se em bandas de transição, e grãos com orientação $\{111\} \langle uvw \rangle$ teriam origem em contornos de grão).

A figura 4.7.14 (amostra D7LF) apresenta uma região da microestrutura da amostra cuja textura foi apresentada na figura 4.7.9. Os “etch-pits” mostram, na figura 4.7.14, grãos com orientação $(100) [011]$ e $\{111\}$, que foram os principais componentes identificados através da análise por meio de ODF (figura 4.7.9).

Nas amostras com tamanho de grão da BQ de 500 μm foi observada heterogeneidade no tamanho de grão recristalizado (figura 4.7.15). Observam-se regiões com tamanho de grão $\sim 50 \mu\text{m}$ circundadas por regiões com tamanho de grão $\sim 10 \mu\text{m}$ (figura 4.7.15). Análises de microtextura através de “etch-pits” revelaram que grãos das regiões de grãos menores apresentavam orientação Goss $(110) [001]$ (figura 4.7.16), enquanto que alguns grãos da região de grãos maiores eram do tipo $\{100\}$ (figura 4.7.17).

As amostras recristalizadas D2R e D6R (com tamanho de grão original da BQ 125 μm) apresentaram uma heterogeneidade de tamanho de grão menor (figura 4.7.18) do que as amostras D3R e D7R. A amostra D5R (com tamanho de grão da BQ de 22 μm)

apresentou uma estrutura bem mais homogênea (figura 4.7.19), com tamanho médio de grão 7 μm .

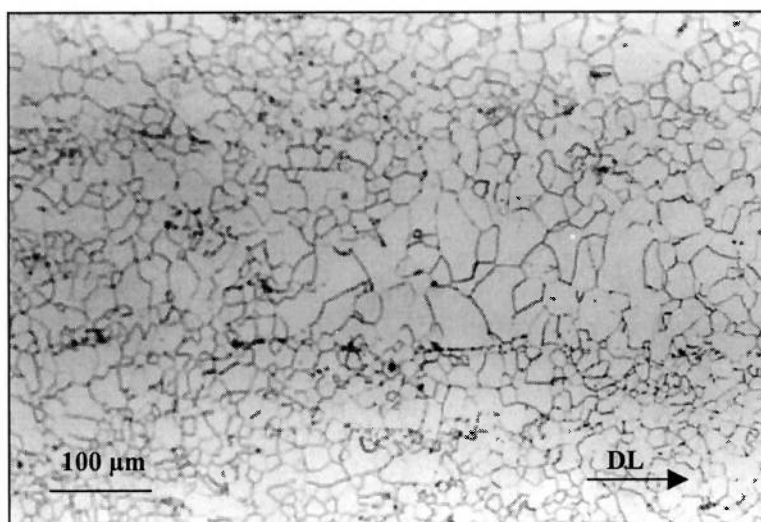


Figura 4.7.18. Amostra D6R. Notar a existência de aglomerados de grãos maiores e de grãos menores. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

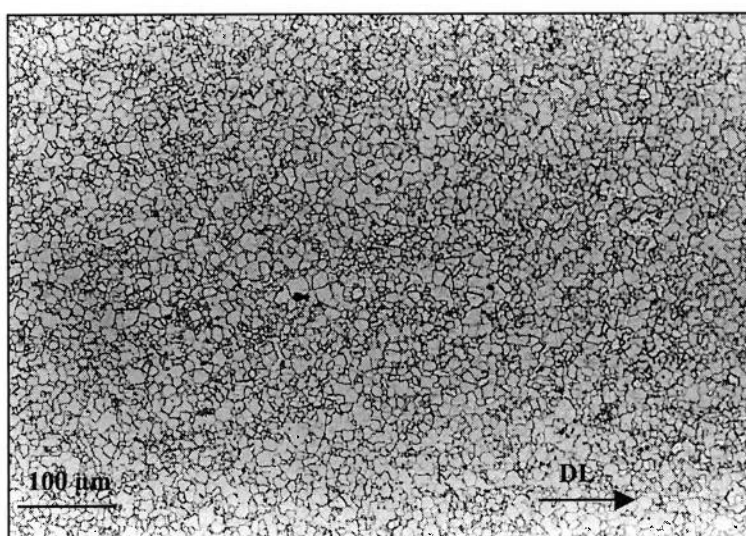


Figura 4.7.19. Amostra D5R. Visão geral da microestrutura. Microscopia óptica. Seção paralela à superfície.

5 DISCUSSÃO

Este capítulo subdivide-se em 5 seções:

Na seção 5.1 é discutida a formação e evolução de textura durante o processamento de aços elétricos, complementando o apresentado no capítulo 4.

A seção 5.2 contém medidas de textura cristalográfica e de propriedades magnéticas de uma amostra de aço GNO, que são utilizadas para discutir anisotropia de propriedades.

A seção 5.3 contém modelos para estimar indução magnética, um deles baseado na teoria de magnetização dos monocristais, e o outro procura estimar a variação de propriedades magnéticas (anisotropia) a partir dos coeficientes da ODF.

Na seção 5.4 é apresentado um modelo genérico para a coercividade intrínseca.

Na seção 5.5 discute-se perdas e as variáveis que afetam-nas, com destaque a um modelo para estimar o tamanho de grão ótimo para minimizar as perdas.

5.1 Textura

Os resultados apresentados nas seções 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.6 e 4.7 possibilitam, quando analisados em conjunto, elaborar um quadro bastante completo das variáveis que afetam textura, e da maneira como a textura se desenvolve, durante o processamento de aços. Esses resultados são discutidos nesta parte, nas seções 5.1.1 e 5.1.2.

Em relação à formação da textura cristalográfica em aços, diversas contribuições significativas foram realizadas nas últimas décadas. Portanto, dados encontrados em publicações mais antigas nem sempre são confiáveis. Na área de textura, convém consultar publicações mais recentes, de preferência da década de 80 em diante.

Por exemplo, na década de 70, ainda existiam muitas dúvidas sobre a capacidade dos modelos existentes para prever textura de deformação. Enquanto que a previsão de texturas de deformação tem obtido, mais recentemente, razoável sucesso, a previsão de texturas de recristalização ainda é um tema pouco esclarecido. A formação de texturas de deformação e de recristalização continuam sendo temas estudados basicamente de maneira experimental.

A literatura existente costuma abordar a textura dos aços para estampagem. Esse é, de longe, o tipo de aço mais estudado, em relação à textura. Entretanto, este é um caso particular, e muitas das conclusões costumam ser generalizadas para outros tipos de aços, o que talvez nem sempre seja válido. Vale a pena ressaltar que os resultados apresentados neste trabalho são referentes a aços elétricos, os quais (diferentemente dos aços para estampagem) costumam ser aços com adição de Si. Portanto os resultados

obtidos devem permitir construir um quadro mais verdadeiro e representativo sobre a textura em aços elétricos.

5.1.1 Textura em aços elétricos

O propósito desta seção é acrescentar discussões e observações a diversos resultados expostos no capítulo 4.

O efeito do silício sobre a evolução da textura

Os dados obtidos através da comparação das amostras das ligas A e B (Liga A: 0,54%Si, 0,04% Al) (Liga B: 1,25%Si, 0,22% Al) permitem avaliar uma possível influência do Si sobre a textura .

Há poucos dados na literatura sobre o efeito do teor de Si em relação à textura. Na textura de deformação segundo dados experimentais de SUDO et al. (1981), o Si aumentaria um pouco a intensidade da fibra $RD//\langle 110 \rangle$ (fibra alfa). Entretanto, nos resultados apresentados nas seções 4.1 e 4.2, não é identificável um efeito do Si sobre a textura de deformação.

Praticamente, a única diferença destacável, das amostras da liga A em relação às da liga B, é o aparecimento de alguns outros componentes na amostra A-BQ (figura 4.1.1) em relação à amostra B-BQ (figura 4.2.1). A liga A tem mais baixo teor de Si, e é possível que esses outros componentes tenham origem na textura de deformação da austenita e na textura de transformação da austenita para ferrita (ver tabela 2.3.3 e figura 2.3.2). Na

amostra B (de maior teor de Si e mais estreita região austenítica), esses outros componentes não aparecem, a textura sendo constituída pela fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$.

No geral, é difícil identificar efeito significativo do teor de Si sobre o desenvolvimento da textura.

A textura de recristalização após o recozimento final

É possível adicionar alguns comentários aos resultados apresentados na seção 4.4, que mostram o efeito do recozimento final (após o “skin-pass”) sobre a textura. Algumas variações ocorreram entre os resultados de amostras recristalizadas em locais diferentes. Mas também observou-se grande similaridade. É importante ressaltar que, além da fibra $\langle 111 \rangle // \text{DN}$, o componente Goss (ou próximo a Goss) esteve sempre presente na textura de recristalização (figuras 4.4.2 a 4.4.4).

Entre as principais possibilidades para explicar as variações encontradas na textura das amostras SP B, SP C e SP E estão: ocorrência de recuperação previamente à recristalização (em algumas situações e outras não) e variação no teor de carbono.

Recuperação antes da recristalização, ou competição entre recuperação e recristalização pode afetar a textura. Uma rampa de aquecimento mais lenta até a temperatura de recozimento (730 a 780°C) poderia propiciar recuperação, por exemplo. A ocorrência de recuperação pode prejudicar a formação de orientações favoráveis, se estas se originarem por meio do mecanismo SIBM (migração do contorno de grão induzida por deformação).

Também é possível que, durante o crescimento de grão, a competição entre grãos de diferentes orientações possa favorecer determinados componentes de textura, e seria apropriado um estudo (sugestão de trabalho futuro, talvez utilizando a técnica EBSP) sobre de que maneira o crescimento de grão pode estar afetando esses componentes.

Outro motivo para variação de textura pode ser a presença de carbonetos. Em algumas amostras, a descarbonetação (durante o recozimento final) pode ter sido mais eficiente do que em outras. Amostras com maior teor de carbono podem apresentar textura mais randômica, pois a existência de precipitados afeta a sequência de nucleação, podendo afetar a textura (ver também figura 2.3.5). A figura 5.1.1 mostra que carbonetos são locais preferenciais de início de recristalização, ao lado de contornos de grão e bandas de transição.

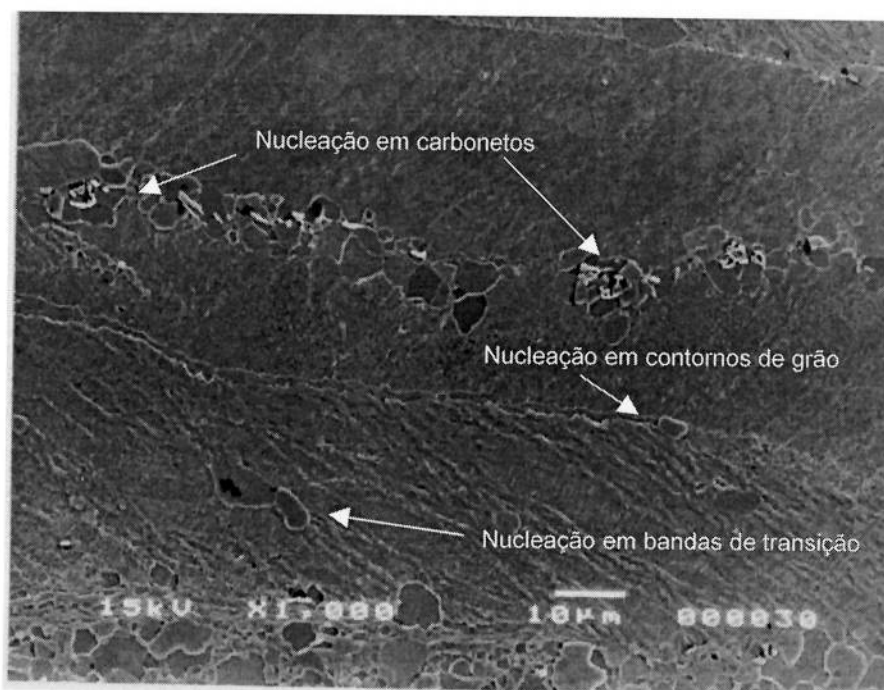


Figura 5.1.1. Nucleação em carbonetos, em contornos de grão e em bandas de transição, em um aço baixo carbono. O microconstituente branco brilhante trata-se de carboneto, provavelmente cementita Fe_3C . MEV, elétrons secundários. Seção paralela à superfície.

Bandas de transição e ocorrência de componente Goss

A ocorrência de componente Goss tem sido associada por HUTCHINSON (1999) à existência de bandas de transição na condição deformada. As figuras 5.1.2 a 5.1.4 mostram a microestrutura das amostras D5LF, D6LF e D7LF após a deformação real $\epsilon=2,1$. Observa-se, nas figuras 5.1.2 a 5.1.4, uma aparente tendência de redução das bandas de transição com o aumento do tamanho de grão. Entretanto, mesmo na amostra de menor tamanho de grão (22 μm), figura 5.1.2, há significativa presença de bandas de transição.

A redução da ocorrência de bandas de transição (devido à laminação) quando o tamanho de grão (da bobina a quente) diminui é uma idéia muito difundida na literatura. Segundo HUTCHINSON (1999), aumentando-se o tamanho de grão da bobina a quente, aumentaria a tendência de formação de bandas. Conforme HARATANI et al. (1984), a presença de bandas de cisalhamento (após laminação) pode ser suprimida se o tamanho de grão é suficientemente pequeno.

Seria tentador corroborar Hutchinson, e dizer que a formação de Goss está associada a presença de bandas de transição. Porém, para tamanho de grão pequeno, e baixos graus de redução, também surge Goss (ver figuras 4.2.4 a 4.4.4 ou figura 4.1.6). Se o grau de redução é pequeno, espera-se uma menor tendência de formação de bandas de transição.

Em vista desses resultados experimentais, torna-se difícil associar presença de Goss sempre à existência de bandas de transição, como faz Hutchinson. Dados como os da seção 4.4, sugerem que essa opinião talvez devesse ser revista.

Se o mecanismo responsável pela ampla perda histerética a 90° fosse apenas movimentação de parede (ver seção 5.4.1), deveria ser observado um H_c bem menor do que o apresentado na figura 5.5.3. Esse é outro indicador de que há substancial ocorrência de rotação (e isso pode ser compreendido através da figura 5.5.1). Caso o campo seja aplicado a 90° da direção de laminação, na configuração apresentada na figura 5.5.1, $1/\cos\theta \rightarrow \infty$ (ver equação 5.4.2), dificultando movimentação de parede. Portanto, antes de ocorrer movimentação de parede devem ser formados domínios com orientação favorável para isto (por meio de rotação coerente, que é um processo que exige muita energia).

Por outro lado, o aumento do H_c na direção 45° em relação à 0° (figura 5.5.3) pode ser basicamente explicado pela equação (5.4.2), que prevê um aumento no H_c de $\sqrt{2}$ na direção 45° , supondo como único mecanismo movimentação de parede.

Também notar, na figura 5.5.2, uma mudança de tendência: para campos mais altos, 45° atinge induções menores que 90° . Isto é, comparando-se 45° com 90° , a permeabilidade inicial é menor para 90° , mas a permeabilidade μ_{15} é maior para essa mesma direção (ver tabela 5.5.1).

Tabela 5.5.1. Aço GO Propriedades magnéticas em função do ângulo $f=60\text{Hz}$, $B=1,5\text{T}$

Angulo	B_{25} (T)	B_{50} (T)	μ_{15}	Pt (W/kg)	Ph (W/kg)	Pp (W/kg)	Pa (W/kg)
0	1,93	1,97	24300	1,15	0,401	0,327	0,42
45	1,40	1,50	237,6	3,90	1,59	0,327	1,98
90	1,45	1,55	3338	4,58	2,21	0,327	2,04

A tabela 5.5.1 mostra ainda que existe um efeito da textura sobre as perdas anômalas, um resultado que não pôde ser concluído através da figura 5.2.5. Observa-se na tabela

5.5.1 que as perdas anômalas são menores quando o campo é aplicado na direção do eixo de fácil magnetização.

Os dados apresentados nesta seção permitem interpretar o resultado apresentado na seção 5.2 para um aço GNO. A provável explicação para o alto valor de P_h (figura 5.2.5) na seção transversal desse aço é a seguinte: componentes Goss (ou próximos, ver figuras 5.2.1. a 5.2.3.) provocam um valor muito alto de perdas histeréticas a 90° da direção de laminação. O comportamento da coercividade (figura 5.2.4) nesse aço também pode ser interpretado de maneira similar; componentes Goss favoreceriam maior H_c para a direção transversal (em analogia ao observado na figura 5.5.3).

5.5.2 Comentários sobre o efeito do encruamento e de inclusões sobre as perdas

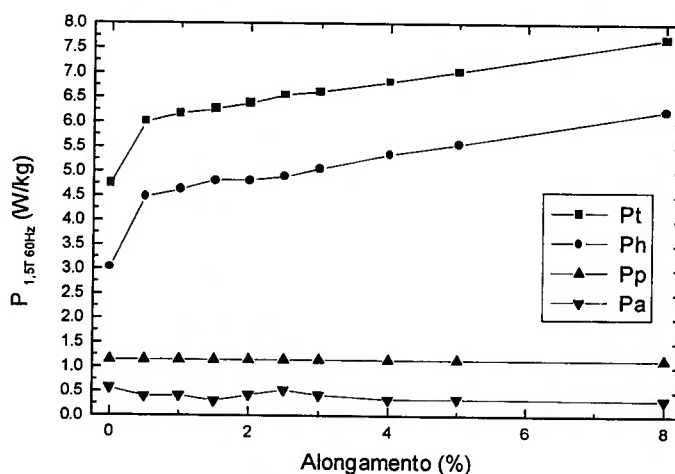


Figura 5.5.4. Efeito do alongamento sobre as diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p de um aço GNO. Seção transversal.

(a figura 5.5.4 é um resultado do trabalho de iniciação científica de Kátio Ito e Paulo S. Carvalho).

O aço GNO apresentado na figura 5.5.4 trata-se do mesmo aço GNO que teve sua textura analisada na seção 5.2. A figura 5.5.4 permite complementar informações apresentadas na seção 4.3 (figuras 4.3.6 e 4.3.7). A figura 5.5.4 mostra que, já a 0,5% de alongamento, ocorre um grande aumento de perdas. Através da figura 4.5.1, observa-se que, com 1% de deformação já existe uma significativa estrutura de discordâncias. Assim, a figura 5.5.4 permite concluir que, para leves graus de encruamento, já ocorre um grande aumento das perdas, e que esse acréscimo é devido basicamente a um aumento na parcela histerética. O efeito do encruamento é similar para ambas as direções, longitudinal e transversal, como já apresentado nas figuras 4.3.6 e 4.3.7.

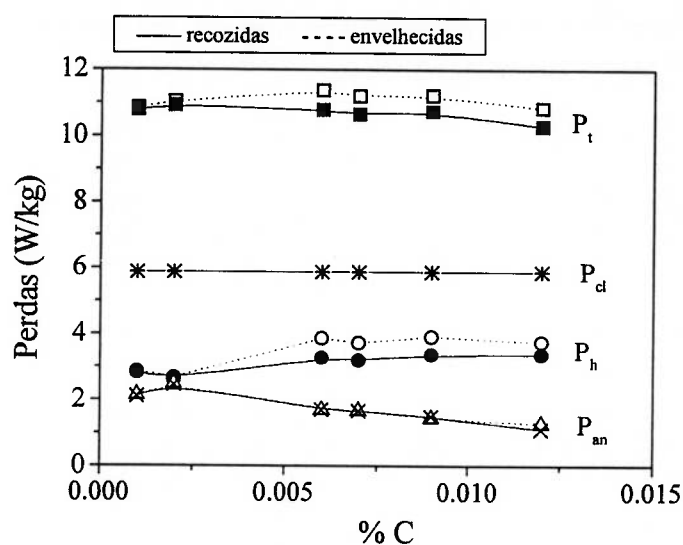


Figura 5.5.5. Efeito do envelhecimento sobre as diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p (a parcela P_p é denominada P_{cl} nessa figura, abreviação de perdas parasíticas clássicas) (EMURA et al., 1998).

Os aços utilizados nesse experimento de envelhecimento apresentado na figura 5.5.5 fazem parte do mesmo conjunto descrito na seção 3.1.4. O envelhecimento consistiu em um tratamento térmico a 225°C durante 24 horas. Portanto, os dados são disponíveis apenas para esse único ponto, sem detalhes sobre a microestrutura. (a figura 5.5.5 sugere

que, aparentemente, existiria um efeito do teor de C sobre perdas histeréticas, mas presumivelmente há superposição de efeitos: as amostras com menor teor de C, foram as que apresentavam maior tamanho de grão).

Notar, na figura 5.5.5, que para %C <0,003, o envelhecimento não aumentou as perdas. O outro dado que merece ser bastante destacado é que, após o envelhecimento, a parcela P_a não se alterou. O efeito do envelhecimento é, portanto, concentrado na parcela histerética.

A questão do envelhecimento é merecedora de um estudo mais sistemático, com rigoroso acompanhamento da microestrutura. Para tanto, propõe-se o seguinte experimento futuro (estudo de envelhecimento):

Partindo-se de um aço com 0,018%C, realizar o seguinte experimento:

- a) Solubilização do carbono a 720°C.
- b) Cortar o material no formato de amostras de quadro de Epstein.
- c) Realizar tratamentos térmicos sucessivos em uma temperatura fixa (p. ex. 150°C) e durante um tempo fixo. Realizar medidas magnéticas em quadro de Epstein e medidas de microdureza.
- d) Repetir o processo. A cada etapa, separar uma parte dentre o conjunto de amostras para realizar posteriormente medidas de tamanho e distribuição de tamanho dos precipitados.

O objetivo é construir curvas do tipo Perdas x tempo de tratamento, Dureza x tempo de tratamento e H_c x tempo de tratamento.

O experimento deverá ser completado à medida do possível (partes como medida da distribuição de tamanho de partícula podem ser realizadas posteriormente). Os dados

obtidos podem ser usados para teste de modelos sobre o efeito do tamanho de precipitado na coercividade.

5.5.3 Efeito do tamanho de grão sobre as perdas

As amostras para avaliar o efeito do tamanho de grão sobre as perdas correspondem à liga A-V, (ver seção 3.1.1). Os tamanhos de grão apresentados na tabela 5.5.2 foram obtidos com passes de encruamento (“skin-pass”) entre 0 a 17% (0 4 7 11 13 17). Ao efetuar-se 17% de “skin-pass”, originou-se uma redução de espessura de 0,53 mm para 0,44mm.

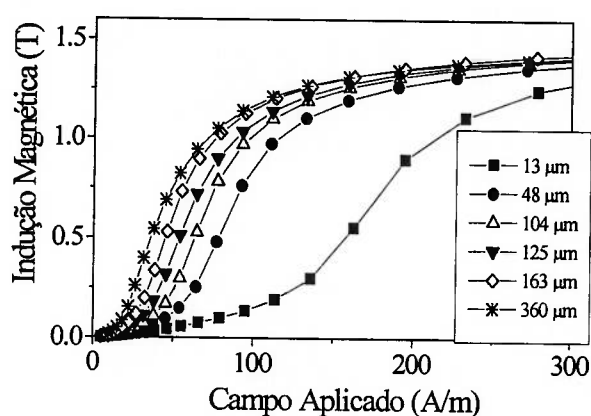


Figura 5.5.6. Curvas de magnetização inicial (na condição L+T, misturadas) para as amostras A-V RF.

Antes de iniciar a discussão sobre o efeito do tamanho de grão sobre as perdas, é interessante comentar a figura 5.5.6, correspondente a esse conjunto de amostras. A figura 5.5.6 mostra que contornos de grãos prejudicam a movimentação de domínios, e que contornos de grão tem efeito sobre a permeabilidade inicial, confirmando o exposto na seção 2.1.1, μ_i tende a diminuir quando H_c aumenta.

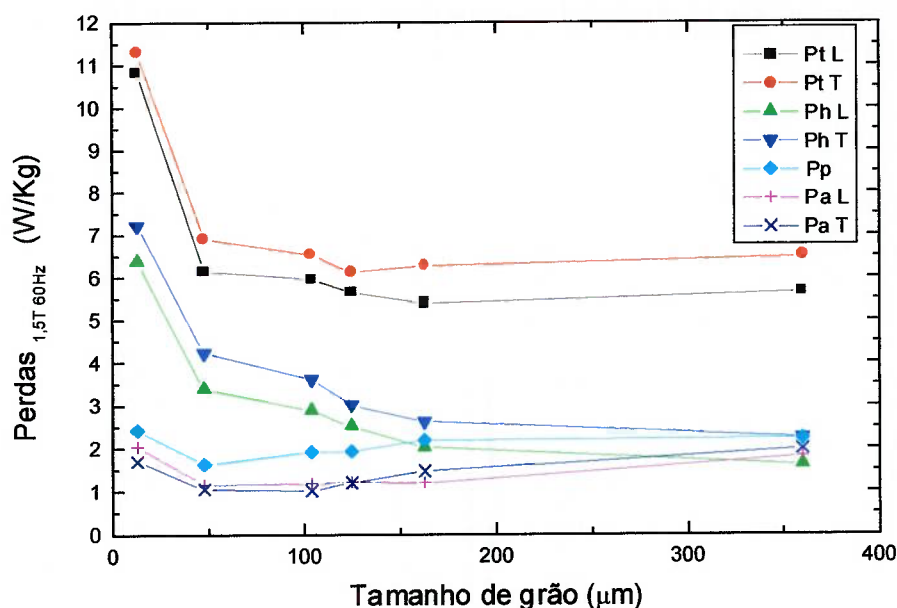


Figura 5.5.7. Efeito do tamanho de grão nas diferentes parcelas de perdas Pt, Ph, Pa e Pp para as amostras A-V RF, nas direções transversal (T) e longitudinal (L).

Na figura 5.5.7, notar que o ponto referente a 13 μm apresenta alta anomalia; o que deve ser atribuído ao efeito da *espessura* sobre a anomalia. A perda parasítica varia com o tamanho de grão na figura 5.5.7, devido à variação de espessura, consequência dos diferentes passes de encruamento.

Observou-se na figura 5.5.7 sistematicamente perdas menores na direção transversal, sendo que a diferença concentra-se na parcela histerética de perdas. Resultados de textura em uma das amostras dessa série (figura 4.1.6), a de TG=48μm, mostra considerável intensidade de componente Goss (essa amostra apresenta B₅₀ na longitudinal de 1,75T e B₅₀ na transversal de 1,70T). Como já discutido anteriormente, Goss (110) [001] contém o eixo de fácil magnetização <100> paralelo à direção de laminação, o que favorece menores perdas nessa direção, explicando a anisotropia

encontrada. Consultar a seção 5.5.1 para mais detalhes, inclusive notar que Goss provoca alto nível da parcela histerética de perdas na direção transversal.

Tabela 5.5.2. Perdas totais para várias frequências, indução 1,5 T.

TG μm	Pt 30 Hz	Pt 60 Hz	Pt 100Hz
13	0,2261	0,18817	0,158
48	0,1406	0,1145	0,09467
104	0,1384	0,10867	0,086
125	0,1318	0,10167	0,078
163	0,1398	0,10433	0,07767
360	0,145	0,10767	0,08

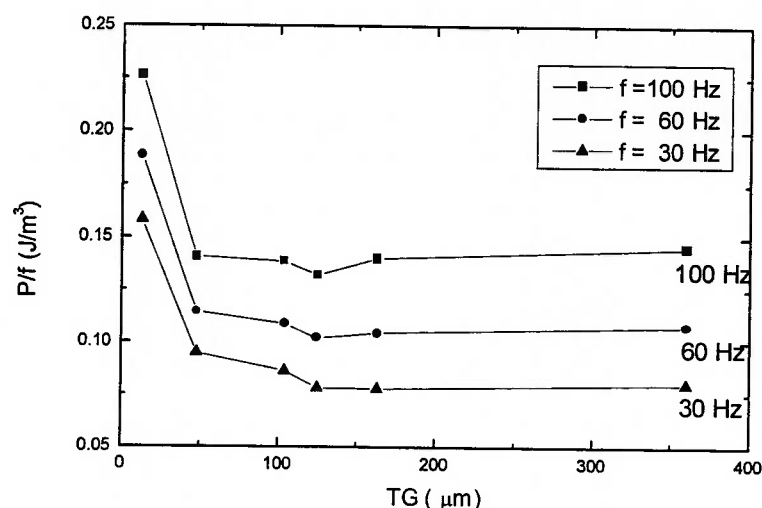


Figura 5.5.8. Mudança do tamanho de grão ótimo para reduzir perdas devido ao efeito da frequência. Amostras A-V RF. Perdas por ciclo (P/f) na direção transversal.

Os dados da tabela 5.5.2 e a figura 5.5.8 mostram que o tamanho de grão ótimo para reduzir perdas tende a diminuir com a frequência. Esse resultado será utilizado como teste do modelo elaborado para estimar o tamanho de grão ótimo para minimizar as perdas, ver as seções 5.5.4 e 5.5.5.

5.5.4 Modelo para prever o tamanho de grão ótimo para reduzir perdas

Este problema se reduz a outros dois: escrever P_h como função de TG e, analogamente, escrever P_a (TG).

Na seção 5.4.4, foi apresentado um modelo para estimar a área da curva de histerese e a coercividade como função de TG (ver equação 5.4.5). Pelo exposto no decorrer da seção 5.4, P_{qe} é proporcional a $1/TG$, mais uma constante. Além disso, também é possível utilizar a aproximação $H_c \cong P_{qe} / 4 B_{max}$ (supondo retangularidade da curva de histerese).

Conforme a seção 5.4.4, espera-se uma correlação até melhor com uma lei $1/TG$ para a área da curva de histerese P_{qe} (ou P_h) do que para o próprio H_c . De fato, observações experimentais nesse sentido foram reportadas por FIORILLO et al. (1997).

Assim, já existe uma função para P_h (TG). O problema agora é obter uma expressão para P_a .

A partir de diversos artigos (SHIOZAKI; KUROSAKI, 1989) (MATSUMURA; FUKUDA, 1984) (LITTMANN, 1967) encontra-se, através da análise dos resultados experimentais desses trabalhos, uma relação empírica indicando $P_a \propto TG^{1/2}$

Na década de 50, surgiram vários trabalhos introduzindo o efeito da existência de paredes de domínio nas equações de Maxwell utilizadas para calcular a equação de

perdas parasíticas (2.1.14). Como resultado desse novo modelo, diversos autores mostraram que as perdas anômalas cresceriam proporcionalmente a D/e , entre os quais WILLIAMS et al. (1950), LEE (1958) e PRY; BEAN (1958). Este último artigo acabou tornando-se a referência “padrão” desse tipo de cálculo. E esse tipo de modelo vem sendo chamado desde então de “modelo Pry e Bean” pela maior parte da literatura.

Segundo o modelo de PRY; BEAN (1958):

$$Pa = (\eta - 1) Pp, \text{ com } \eta \cong 1,63 (D/e) \quad (5.5.1)$$

Se considerarmos que a distância D entre paredes de domínio aumenta proporcionalmente a $TG^{1/2}$ (ver seção 2.1.3) então observamos que o modelo de PRY; BEAN (1958) sugere que Pa deve ser proporcional a $TG^{1/2}$.

A dependência da perda anômala em relação à resistividade deve ser do tipo $1/\rho$ (como também sugerido pelo modelo de PRY; BEAN (1958)). Se essa dependência fosse do tipo $1/\rho^{1/2}$ (como sugerido por BERTOTTI, 1988) o efeito de ρ no tamanho de grão ótimo seria muito pequeno ou dificilmente perceptível. Entretanto, resultados de SHIMANAKA et al. (1982) (ver figura 2.1.21) mostram que esse efeito é apreciável.

Também existe uma dependência da espessura em relação à perda anômala (ver comentário à figura 5.5.7). Segundo PRY; BEAN (1958) é $Pa \propto e^2$. Será considerado aqui que a parcela anômala é função de e^m , com m positivo.

Em relação à frequência, assume-se $Pa \propto f^{3/2}$ (dado que pode ser considerado empírico; ver também Apêndice B). Vale a pena notar que pode ser determinado

experimentalmente que o número de paredes de domínio aumenta com a frequência (CULLITY, 1972) (SAKAKI, 1980). Essas determinações experimentais indicam que $D \propto 1 / f^{1/2}$ (para a faixa de frequências entre 10^0 e 10^3 Hz, segundo SAKAKI (1980)). Se substituirmos esse valor na expressão de PRY; BEAN (1958) (equação 5.5.1), obtém-se $P_a \propto f^{3/2}$.

Em relação à indução máxima B_{max} , a perda anômala cresce com a indução seguindo uma lei $P_a \propto B^2$ (conforme PRY; BEAN, (1958)). Segundo BERTOTTI (1988), $P_a \propto B^{3/2}$ (dado empírico, ver Apêndice B, e que necessita mais rigorosa comprovação experimental). Aqui, será utilizado B^p .

De posse dessas informações, é possível construir a seguinte equação:

$$P_a = c_1 \cdot TG^{1/2} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot e^m \cdot B_{max}^p \cdot f^{3/2} \quad (5.5.2)$$

onde os coeficientes m e p deixam margem à correções por meio de futuros resultados observados experimentalmente. c_1 é uma constante (a ser determinada experimentalmente) cuja dimensionalidade depende dos valores de m e p .

A equação para P_h é (segundo basicamente a lei de Steinmetz):

$$P_h = \left(c_2 + \frac{c_3}{TG} \right) \cdot B_{max}^q \cdot f \quad (5.5.3)$$

Um valor conveniente para q poderia ser 1. Entretanto, para maior flexibilidade é preferível mantê-lo como uma variável a ser experimentalmente determinada.

Ph deve seguir uma lei do tipo $c_2 + c_3 / TG$ (onde c_2, c_3 são constantes a serem determinadas experimentalmente). Pelo menos dois pontos experimentais na curva Ph (TG) são necessários para encontrar essas constantes.

Somando (5.5.2) e (5.5.3) e fazendo $dP/d TG = 0$ para encontrar o tamanho de grão ótimo TG_{op} , obtemos:

$$TG_{op} = \left(\frac{c_4 \cdot \rho}{B^{p-q} \cdot e^m \cdot f^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (5.5.4)$$

c_4 é uma constante cuja dimensionalidade depende dos valores de m , p e q ($c_4 = c_3/c_1$).

Como supõe-se que $p > q$, quando B aumenta o tamanho de grão ótimo deve diminuir.

A observação de que o tamanho de grão ótimo aumenta com a resistividade na equação (5.5.4) está em concordância com os resultados de SHIMANAKA et al. (1982), ver figura 2.1.21.

5.5.5 Teste de aplicação do modelo

A equação (5.5.4) deve ser testada com resultados experimentais como aqueles apresentados na figura 5.5.7. Porém, naquele conjunto de resultados foi introduzida a variação do TG através de um “ski-pass”, afetando a espessura, a qual aumenta a parcela anômala. Como consequência, há um ponto de anômala anormalmente alta para o $TG=13\mu m$ na figura 5.5.7. Curvas de perdas em função do tamanho de grão da literatura

(ver p. ex. figura 2.1.20) não mostram similar ponto de alta anômala para baixo tamanho de grão. Assim, no teste do modelo será mantida fixa a espessura, eliminando essa variável. O ponto $TG=163 \mu\text{m}$ (que apresenta $e=0,51\text{mm}$) será usado como referência. Para esse ponto, $P_a=1,45 \text{ W/kg}$. O exemplo apresentado na figura 5.5.9 é para a direção transversal.

É possível expressar a equação (5.5.3) como $\text{Área} \times f$, a partir das medidas experimentais. Através de regressão linear, usando todos os 6 pontos disponíveis na curva $Ph(TG)$ (ver figura 5.5.7), foi determinada a equação: $Ph = 2,52 + 62,474 (1/TG)$, com TG em μm e Ph em W/kg . A parcela parasítica P_p foi estimada com ($e=0,51\text{mm}$, $\rho=20,5 \mu\Omega\cdot\text{cm}$, $B=1,5\text{T}$, $f=60\text{Hz}$), resultando em $P_p=2,15 \text{ W/kg}$. Com todas essas informações, é possível construir a figura 5.5.9:

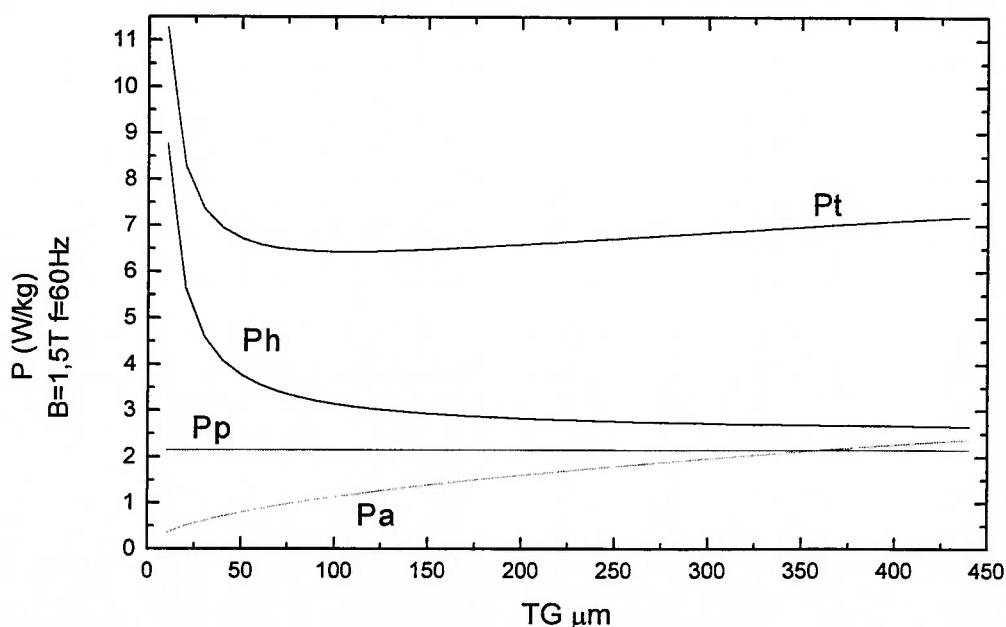


Figura 5.5.9. Resultado da aplicação do modelo descrito na seção 5.5.4. Efeito do tamanho de grão nas diferentes parcelas de perdas P_t , P_h , P_a e P_p para o aço A-V RF. Seção transversal.

Deve ser lembrado que o modelo exposto na figura 5.5.9 não é diretamente comparável aos resultados experimentais da figura 5.5.7, por causa da ocorrência de variação da espessura.

Para as condições adotadas, o modelo prevê o ponto de mínimo em 110 μm . Em face da flutuação (e incerteza) dos resultados experimentais (por exemplo, incerteza de 10% na medida de tamanho de grão) é um resultado bem razoável, quando comparado ao experimental (vide tabela 5.5.2). Uma das razões para erros é o uso da medida de tamanho de grão médio. Seria mais adequado usar uma distribuição de tamanhos de grão.

Segundo o modelo (equação 5.5.4), $TG_{op1} = TG_{op2} (f_2/f_1)^{1/3}$. No caso de $f=30$ e 100 Hz, têm-se $TG_{op(100Hz)}=0,67 TG_{op(30Hz)}$ (se forem utilizados os valores de tamanho de grão ótimo para 100 e 30Hz lidos na tabela 5.5.2, respectivamente 125 e 163 μm , essa relação 125/163 resulta 0,76). Assim, levando em consideração que apenas 6 pontos (6 tamanhos de grão diferentes) estão disponíveis, é possível dizer que foi observada uma muito boa correlação entre a previsão do modelo e os resultados experimentais (ver tabela 5.5.2. e figura 5.5.8).

Uma interessante sugestão de trabalho futuro é realizar medidas de perdas (procedendo a separação de perdas) em frequências mais altas (até 400 Hz), para teste do modelo nessas condições.

5.5.6 Sumário - efeito de diversas variáveis sobre as perdas

Neste momento, é possível aperfeiçoar e ampliar consideravelmente a tabela de WERNER; JAFEE (1992) (tabela 2.1.5). Para algumas variáveis, é possível estabelecer quantitativamente uma relação (ainda que empírica em alguns casos). O efeito dessas variáveis nas diferentes parcelas de perdas é apresentado na tabela 5.5.3 (é incluída também a microestrutura).

Para outras variáveis, há alguns dados qualitativos. Essas outras variáveis, e seus efeitos nos diferentes componentes de perdas, são listados na tabela 5.5.4.

Tabela 5.5.3. Efeito de diversas variáveis sobre os três componentes de perdas P_p , P_h e P_a

Variável	Perdas parasíticas	Perdas histeréticas	Perdas anômalas
Microestrutura	Independe	Depende	Depende
Frequência	f^2	f	$f^{3/2}$
Espessura	e^2	*	e^m
Indução	B^2	$B^{1,6-2,0}$	$B^{1,5-2,0}$
Resistividade	$1/\rho$	-	$1/\rho$
Tamanho de grão	-	$1/TG$	$TG^{0,5}$

*Para grandes espessuras não há efeito. Para $e < 0,3$ mm começa a haver efeito de "pinning" de paredes de domínio na superfície. Assim, se e diminui, P_h aumenta. (ver comentário à figura 2.1.19).

Sobre o coeficiente m , existem algumas dúvidas. O modelo de PRY; BEAN (1958) prevê $m=2$, mas é conveniente a realização de um experimento, para verificar se essa indicação se confirma.

Sugestão de experimento para determinar o coeficiente m :

Partindo de uma BQ com $\sim 3,0$ mm;

laminar até diferentes espessuras, cobrindo uma ampla faixa (0,3 a 1,0 mm)

recozer (recristalização). Proceder o mesmo "skin-pass" (visando obter o mesmo tamanho de grão, na faixa 100-150 μm).

Tabela 5.5.4. Efeito qualitativo de diversas variáveis sobre os três componentes de perdas Pp, Ph e Pa

Aumento da variável:	Perdas parasíticas	Perdas histeréticas	Perdas anômalas	Obs.
Teor de Si	↓	↓	↓	
Grau de orientação	-	↓	↓	
Número de riscos transversais "scratches"	-	↑	↓	(a)
Número de paredes de domínio	-	↑	↓	(b)
Encruamento	-	↑	↓	
Tensão de compressão	-	↑	↑	(c)
Inclusões	-	↑	não afeta	(d)

Observações: (a) segundo SATO et al. (1998) e PRY; BEAN (1958); (b) segundo PRY; BEAN (1958) (c); (ver figura 2.1.22); (d) (ver figura 5.5.5)

É interessante observar que diversas variáveis que afetam Ph influenciam também a distância entre domínios. Variáveis que afetam a distância entre domínios devem também influir na parcela anômala. Por exemplo, tamanho de grão afeta a distância entre paredes de domínios. Entretanto, inclusões não afetam essa distância e pode ser notado (ver tabela 5.5.4), que esta variável aparentemente não influi sobre a parcela anômala.

Embora a mesma variável possa afetar ambas parcelas, Ph e Pa, isso não significa que Pa possa ser função de Ph. A parcela Ph é independente de Pa+Pp e vice-versa. Entretanto, eventualmente é possível escrever Pa como função de Ph por intermédio de uma dessas variáveis. Por exemplo, no caso da variável TG, se considerarmos $Ph \propto 1/TG$ e $Pa \propto TG^{1/2}$, temos $Pa \propto Ph^{-1/2}$, quando considerarmos apenas o caso dessa única variável.

6 CONCLUSÕES

1. A textura de deformação em aços laminados é composta basicamente por uma fibra (parcial) $\langle 110 \rangle // DL$ e uma fibra $\langle 111 \rangle // DN$. A textura de deformação é aparentemente pouco sensível ao efeito de diversas variáveis, como por exemplo o teor de Si, ou quando é aplicada uma recuperação intermediária no decorrer da laminação.

2. A textura de recristalização em aços laminados é composta basicamente pela fibra $\{111\} \langle uvw \rangle$ e componentes Goss $(110) [001]$ (ou com orientações próximas a Goss). É possível notar, entretanto, que componentes Goss não estão presentes na textura de recristalização quando temos ambos: (a) pequeno tamanho de grão antes da deformação (na ordem de $10\mu\text{m}$) e (b) altos graus de redução ($>80\%$).

3. O tamanho de grão da bobina a quente praticamente não influencia a textura de deformação; entretanto a textura de recristalização é muito influenciada por essa variável. Aumentando-se o tamanho de grão da bobina a quente, tende a aumentar a intensidade de Goss no material recristalizado, mas existe uma estabilização da porcentagem de componentes Goss após um certo momento (após tamanho de grão da bobina a quente de $125\mu\text{m}$, intensidade de Goss pouco aumenta). Quando o tamanho de grão da bobina a quente é muito grande, ($\sim 500\mu\text{m}$) os grãos deformados tendem a se recristalizar independentemente, originando regiões contendo grãos com mesma orientação.

4. A evolução da textura durante o processamento de um aço elétrico GNO semi processado foi descrita, desde a bobina a quente até a chapa sofrer o recozimento final, após o passe de encruamento.

5. A presença de componentes Goss (ou com orientações próximas a esta) em aços elétricos provoca anisotropia, favorecendo as propriedades magnéticas na direção de laminação.

6. É apresentado um modelo para estimar indução magnética a partir de textura em aços elétricos a partir da teoria de magnetização dos monocristais. Os efeitos do campo aplicado e do teor de Si sobre a indução magnética podem ser avaliados através do modelo.

7. A anisotropia de propriedades em chapas laminadas foi discutida usando a teoria da ODF (função distribuição de orientações). Algumas propriedades, como as induções B_{50} e B_{25} , podem ser estimadas em função do ângulo em relação à uma direção de referência (por exemplo, a direção de laminação DL), tendo-se medidas experimentais a 0° , 45° e 90° , em relação a essa direção DL.

8. É proposto um modelo genérico para a área da curva de histerese (na condição de muito baixas frequências, $<0,1\text{Hz}$ ou quase-estática) e para a coercividade, em materiais magneticamente moles.

9. O efeito de diversas variáveis que afetam as perdas no núcleo foi analisado através da metodologia de separação de perdas. O efeito dessas variáveis foi descrito quantitativamente quando possível ou pelo menos qualitativamente.

10. A parcela histerética de perdas é independente das parcelas parasítica+anômala e vice-versa. Diversos resultados experimentais confirmam que essas parcelas não estão relacionadas.

11. Uma equação que descreve o efeito de diversas variáveis sobre a parcela anômala de perdas foi desenvolvida.

12. Um modelo para estimar o tamanho de grão ótimo para minimizar as perdas no núcleo foi elaborado. O modelo prevê que o tamanho de grão ótimo aumenta quando a frequência diminui, a resistividade aumenta, ou a espessura diminui.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADLER, E.; PFEIFFER, H. The influence of grain size and impurities on the magnetic properties of the soft magnetic alloy 47.5% NiFe. *IEEE Trans. Magn.*, v. MAG-10, n. 2, p. 172-174, 1974.
- AERNOUDT, E. Calculation of deformation textures according to the Taylor model. In: *INTERNATIONAL CONFERENCE ON TEXTURES OF MATERIALS. 5.*, Aachen, Germany, 1978. *Proceedings*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1978, v. 1, p. 45-65.
- ALI, K.; ATALLAH, K.; HOWE, D. Effect of mechanical stress on iron losses in brushless permanent magnet dc machines. In: *INTERNATIONAL WORKSHOP ON RARE-EARTH MAGNETS AND THEIR APPLICATIONS. 14.*, São Paulo, Brasil, 1996. *Proceedings*. Singapore, World Scientific, 1996. p. 632-641.
- ASSMUS, F.; DETERT, K.; IBE, G. Über eisen-silizium mit würfeltextur. *Z. Metallk.*, v. 48, p. 344-349, 1957.
- BACON, D. L. Dislocations in crystals. In: R.W. CAHN, P. HAASEN and E.J. KRAMER, volume editor V. GEROLD. *Materials science and technology: a comprehensive treatment*, Weinheim, VCH, 1993, v. 1, p. 411-482.
- BAE, B. K.; CHA, S. Y.; WOO, J. S.; KIM, J. K.; KIM, J. K. Nonoriented electrical steel sheets with superior magnetic properties, and methods for manufacturing thereof. *Int. Cl.5 C21D 8/12. WO 93/08313*. Apr, 29, 1993.
- BARISONI, M. Process for the production of semiprocessed non oriented grain electrical steel. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 434 641*. Dec, 13, 1990.
- BECKER, J.J. Magnetization changes and losses in conducting ferromagnetic materials. *J. Appl. Phys.*, v. 34, n. 4, p. 1327-1332, 1963.
- BERTOTTI, G.; DI SCHINO, G.; FERRO MILONE, A.; FIORILLO, F. *Journal de Physique*, C6, v. 46, p. 385-388, 1985.
- BERTOTTI, G. General properties of power losses in soft ferromagnetic materials. *IEEE Trans. Magn.*, v. MAG-24, p. 624-630, 1988.
- BIRSAN, M.; SZPUNAR, J. A. Orientation dependence of the permeability in textured soft magnetic materials. *Mat. Sci. Forum*, v. 157-162, p. 1543-1550, 1994.
- BOLL, R. Soft magnetic metals and alloys. In: R.W. CAHN, P. HAASEN and E.J. KRAMER, volume editor K.H.J. BUSCHOW. *Materials science and technology: a comprehensive treatment*, Weinheim, VCH, 1992, v. 3B, p. 399-450.
- BOZORTH, R. M. *Ferromagnetism*, New York, Van Nostrand, 1951.
- BRAILSFORD, F. Investigation of the eddy-current anomaly in electrical sheet steels. *J. Inst. Elec. Eng.*, v. 95, Part 2, 1948, p. 38-48.
- BRAILSFORD, F. *Physical principles of magnetism*. London, Van Nostrand, 1966.

- BUNGE H.-J. Zur darstellung allgemeiner texturen. *Z. Metallk.*, v. 56, p. 872-874, 1965.
- BUNGE, H.-J. *Texture analysis in materials science - mathematical methods*. London, Butterworths, 1982.
- BUNGE, H.-J. The basic concepts of texture investigation in polycrystalline materials. *Steel Res.* v. 62, n. 12, p. 530-541, 1991.
- CAMPOS, M. F. de Relações entre composição química, microestrutura e propriedades magnéticas em ímãs sinterizados do tipo SmCo_5 . Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, 1995.
- CHEN, C.-W. *Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials*. New York, Dover, 1986.
- CHIKAZUMI, S. *Physics of magnetism*. New York, John Wiley & Sons, 1964.
- CHIN, G. Y.; WERNICK, J. H. Soft magnetic metallic materials. In: E. P. WOHLFARTH, *Ferromagnetic materials*, Amsterdam, North-Holland, 1980, v. 2, p. 55-188.
- CHIRENTI, C. B. B. M. Efeitos da deformação e da restauração sobre propriedades magnéticas de chapas de aço baixo carbono para fins elétricos. Dissertação de Mestrado, Universidade Mackenzie, 1994.
- CULLITY, B. D. *Introduction to magnetic materials*. 1. ed. Addison-Wesley, Massachusetts, Reading, 1972.
- CULLITY, B. D. *Elements of x-ray diffraction*. 2. ed. Addison-Wesley, Massachusetts, Reading, 1978.
- DAHMS, M. Series expansion and positivity. *Mat. Sci. Forum*, v. 157-162, p. 341-348, 1994.
- DAVIES, G. J.; KALLEND, J. S.; RUBERG, T. Quantitative textural measurements on cube-texture copper. *Metal Sci.*, v. 9, p. 421-423, 1975.
- DEGAUQUE, J.; ASTIE, B.; PORTESEIL, J. L.; VERGNE, R. Influence of the grain size on the magnetic and magnetomechanical properties of high-purity iron. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 26, p. 261-263, 1982.
- DEL VECCHIO, R. M. Calculation of the reversible part of the magnetization curves at any angle to the rolling direction for polycrystalline silicon steel. *J. Appl. Phys.*, v. 55, n. 6, p. 2186-2188, 1984.
- DETERT, K. Untersuchungen über eine neue art der sekundärrekristallisation in Fe-3%Si-legierungen. *Acta Met.*, v. 7, p. 589-598, 1959.
- DIETRICH, D. W. Magnetically soft materials. In: *Metals Handbook*, 10. Ed., 1990, v. 2, p.761-781.
- DIJKSTRA, L. J.; WERT, C. Effect of inclusions on coercive force of iron. *Phys. Rev.*, v. 79, n. 6, p. 979-985, 1950.

- DIJKSTRA, L. J. Nonferromagnetic precipitate in a ferromagnetic matrix. In: A. E. BERKOWITZ; E. KNELLER, *Magnetism and Metallurgy*. New York, Academic Press, 1969, v. 2, p. 513-522.
- DILLAMORE, I. L.; SMALLMAN, R. E.; ROBERTS, W. T. A determination of the stacking-fault energy of some pure f.c.c. metals. *Phil. Mag.*, v. 9, p. 517-526, 1964.
- DILLAMORE, I. L.; MORRIS, P. L.; SMITH, C. J. E.; HUTCHINSON W. B. Transition bands and recrystallization in metals. *Proc. Royal Soc. Lond. A*, v. 329, p.405-420, 1972.
- DILLAMORE, I. L.; KATOH, H. A comparison of the observed and predicted deformation textures in cubic metals. *Met. Sci.*, v. 8, p. 21-27, 1974.
- DÖRING, W. Über das anwachsen der ummagnetisierungskeime bei grossen barkhausen-sprüngen. *Z. Physik*, v. 108, p. 137-1152, 1938.
- EMURA, M.; LANDGRAF, F. J. G.; FILIPINI, M. A. Efeito do envelhecimento nas propriedades magnéticas de um aço elétrico. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA E CIÊNCIAS DOS MATERIAIS, 13. e SEMINÁRIO DE MATERIAIS ELÉTRICOS, 6. Curitiba, PR, 1998. Anais (em CD-ROM).
- ENGLER, O.; GOTTSTEIN, G. A new approach in texture research: local orientation determination with EBSP. *Steel Res.* v. 63, n. 9, p. 413-418, 1992.
- EVERY, R. L.; HATHERLY, M. Oriented nucleation in low-carbon steels. *Texture*, v. 1, p. 183-194, 1974.
- EXNER, H. E. Quantitative description of microstructural geometry – a practical guide for manual processes. *Pract. Met.*, v. 30, p. 287-293, 1993.
- FIORILLO, F.; FERRARA, E.; FERRANDO, L.; APPINO, C.; LEBOURG, C.; DEGAUQUE, J.; BARICCO, M. Magnetic losses and mechanical properties of Fe-4 to 7.8 wt% Si rapidly quenched alloys. *IEEE Trans. Magn.*, v. MAG-33, n. 5, p. 3802-3804, 1997.
- FRANCK, F. C. Orientation mapping. *Met. Trans. A*, v. 19A, p. 403-408, 1987.
- GALE, B.; GRIFFITHS, D. Influence of instrumental aberrations on the schultz technique for the measurement of pole figures. *Brit. J. Appl. Phys.*, v. 11, p. 96-102, 1960.
- GILL SEVILLANO, J.; VAN HOUTTE, P.; AERNOUDT, E. Large strain work hardening and textures. *Prog. Mat. Sci.*, v. 25, p. 69-412, 1980.
- GRAHAM Jr, C. D. Physical origin of losses in conducting ferromagnetic materials. *J. Appl. Phys.*, v. 53, n. 11, p. 8276-8280, 1982.
- HALL, R. C. Single-crystal magnetic anisotropy and magnetostriction studies in iron-base alloys. *J. Appl. Phys.*, v. 31, n. 6, p. 1037-1038, 1960.
- HARATANI, T.; HUTCHINSON, W. B.; DILLAMORE, I. L.; BATE, P. Contribution of shear banding to origin of goss texture in silicon iron. *Met. Sci.*, v. 18, p. 57-65, 1984.

- HATHERLY, M.; HUTCHINSON, W. B. An introduction to textures in metals, London, The Institution of Metallurgists, 1979.
- HEHEMAN, R. F.; KINSMAN, K. R.; AARONSON, H. I. A debate on the bainite reaction. *Met. Trans.*, v. 3, p. 1077-1094, 1971.
- HONDA, A.; FUKUDA, B.; OHYAMA, I.; MINE, Y. Effects of magnetic properties of nonoriented electrical steel sheets on motor efficiency. *J. Mat. Eng.*, v. 12, n.1, p. 41-45, 1990.
- HONDA, A.; SATO, K.; OHYAMA, I. Effects of core materials on efficiency of inverter drive motor. *Kawasaki Steel Tech. Rep.*, n. 39, p. 36-40, 1998.
- HONEYCOMBE, R. W. K. The plastic deformation of metals. 2 ed. London, Edward Arnold, 1984.
- HORN, E.; LOTTER, U. Determining the grain orientation on the surface of electrical sheets by means of etch pits: Part1. *Pract. Met.*, v. 22, p. 397-406, 1985a.
- HORN, E.; LOTTER, U. Determining the grain orientation on the surface of electrical sheets by means of etch pits: Part2. *Pract. Met.*, v. 22, p. 439-453, 1985b.
- HU, H. Microbands in a rolled Si-Fe crystal and their role in recrystallization. *Acta met.*, v. 10, p. 1112-1116, 1962.
- HUG, E.; DUMAS, F.; BIEDINGER, J. M.; CLAVEL, M. Influence des déformations plastiques sur le comportement magnétique d'alliages fer-silicium. *Revue de Métallurgie*, p. 1857-1866, 1994.
- HUIJSER-GERITS, E. M. C.; RIECK, G. D. Defocusing effects in the reflexion technique for the determination of preferred orientation. *J. Appl. Cryst.*, v. 7, p. 286-290, 1974.
- HUMPHREYS, F. J.; HATHERLY, M. Recrystallization and related annealing phenomena. U.K., Pergamon, 1996.
- HUNEUS, H.; KOCHMANN, T.; SCHOPPA, A.; WICH, H. Medium alloyed magnetic steel with low core loss and high permeability. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 112, p. 159-161, 1992.
- HUTCHINSON, W. B. Development of textures in recrystallization. *Met. Sci.*, v. 8, p. 185-196, 1974.
- HUTCHINSON, W. B. Development and control of annealing textures in low-carbon steels. *Int. Met. Rev.*, v. 29, n. 1, p. 25-42, 1984.
- HUTCHINSON, W. B.; USHIODA, K. Texture development in continuous annealing. *Scand. J. Metallurgy*, v. 13, p. 269-275, 1984.
- HUTCHINSON, W. B. Recrystallisation textures in iron resulting from nucleation at grain boundaries. *Acta metall.*, v. 37, n. 4, p. 1047-1056, 1989.
- HUTCHINSON, B. Practical aspects of texture control in low carbon steels. *Materials Science Forum*, v. 157-162, p. 1917-1928, 1994.

- HUTCHINSON, B. Deformation microstructures and textures in steels. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, v. 357, p. 1471-1485, 1999.
- IBE, G.; LÜCKE, K. Growth selection during recrystallization of single crystals. In: *Recrystallization, grain growth and textures*. Metals Park, Ohio, American Society for Metals, 1966, p. 434-447.
- INAGAKI, H. Stable end orientations in the rolling textures of the polycrystalline iron. *Z. Metallkde.*, v. 78, n. 6, p. 431-439, 1987.
- INAGAKI, H. Fundamental aspect of texture formation in low carbon steel. *ISIJ Int.*, v. 34, n. 4, p. 313-321, 1994.
- JÄCKEL, K.-H.; TOBISCH, J.; KLEINSTÜCK, K. Quantitativer einfluss der verschiedenen texturkomponenten auf die magnetische induktion von elektroblechen. *Elektrie*, v. 39, p. 405-406, 1985.
- JANSSON, P.; PERSSON, M. Advances in insulated powder technology. *J. Phys. IV*, v. 8, Part 2, p. 269-272, 1998.
- JENKO, M.; VODOPIVEC, F.; PRACEK, B.; GODEC, M.; STEINER, D. AES studies of antimony surface segregation in non-oriented silicon steel. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 133, p. 229-232, 1994.
- JILES, D. C. The influence of size and morphology of eutectoid carbides on the magnetic properties of carbon steels. *J. Appl. Phys.*, v. 63, n. 8, p. 2980-2982, 1988.
- JILES, D. *Introduction to magnetism and magnetic materials*. London, Chapman & Hall, 1991.
- JONAS, J. J.; KESTENS, L. Modelling the effects of nucleation and growth on texture formation in commercial steels. *Mat. Sci. Forum*, v. 204-206, p. 155-168, 1996.
- KALLEND, J. S.; MORRIS, P. P.; DAVIES, G. J. Texture transformations-the misorientation distribution function. *Acta Met.*, v. 24, p. 361-370, 1975.
- KALLEND, J. S.; KOCKS, U. F.; ROLLETT, A. D.; WENK, H.-R. Operational texture analysis. *Mat. Sci. Tech. A*, v. A132, p. 1-11, 1991. (corrected version)
- KALLEND, J. S. Determination of the orientation distribution from pole figure data. In: U. F. KOCKS, C. N. TOMÉ and H.-R. WENK. *Texture and Anisotropy*. Cambridge, U.K., Cambridge University Press, 1998, p. 102-125.
- KAWANO, M.; OKAMURA, S.; TERASHIMA, T. Low iron loss non-oriented electrical steels applicable to large motors and generators "50RM230" and "35RM219". *Kawasaki Steel Tech. Rep.*, n. 39, p. 45-47, 1998.
- KERN, R. Application of metallographic methods for investigation of orientations in cold rolled and recrystallized iron. *Pract. Met.*, v. 21, p. 273-293, 1984.
- KERSTEN, M. Some personal reminiscences of the history of bloch walls. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 19, p. 1-5, 1980.

- KESTENS, L.; JONAS, J. J.; VAN HOUTTE, P.; AERNOUDT, E. Orientation selective recrystallization of nonoriented electrical steels. *Met. Trans. A*, v. 27A, p. 2347-2358, 1996.
- KITTEL, C. Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.*, v. 21, n. 4, p. 541-583, 1949.
- KLEMM, P.; SCHLÄFER, D.; BETZL, M.; HENNIG, K. An investigation to some effects of textures on magnetic properties of electrotechnical sheets. In: *International Conference on Textures of Materials*, 6., Japan, 1981. Proceedings. The Iron and Steel Institute of Japan, 1981, p. 910-917.
- KOCKS, U. F. Simulation of deformation texture development for cubic metals. In: U. F. KOCKS, C. N. TOMÉ and H.-R. WENK. *Texture and Anisotropy*. Cambridge, U.K., Cambridge University Press, 1998, p. 390-418.
- KONDORSKI, E. On the nature of coercive force and irreversible changes in magnetisation. *Physik. Z. Sowjetunion*, v. 11, p. 597-620, 1937.
- KREUTZFELD, S.; SILVEIRA, S. B. Influência das chapas de aço nos motores elétricos. In: SEMINÁRIO DE LAMINAÇÃO, 34, Belo Horizonte, MG, 1997. Anais, p. 121-130.
- KUBOTA, T.; SUGA, Y. Process for producing nondirectional electrical steel sheet excellent in magnetic properties after stress relieving annealing. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 486 703*. Jun, 12, 1991.
- KUBOTA, T.; NAKAYAMA, T. Process for production of non-oriented electrical steel sheet having excellent magnetic properties. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 511 601*. Apr, 24, 1992.
- KUMANO, T.; KUBOTA, T.; MASUI, H.; TAKESHITA, T. Non-oriented electromagnetic steel sheet having very good magnetic characteristics and method of manufacturing the same. *Int. Cl.5 C21D 8/12. WO 93/13231*. Aug, 07, 1993.
- KUMANO, T.; KUBOTA, T.; TAKAHASHI, N. Texture of primary recrystallization on nonoriented electrical steel sheet with phase transformation. *J. Mat. Eng. Perf.*, v. 4, n. 4, p. 401-412, 1995.
- LANDGRAF, F. J. G.; FERREIRA, E. D. Mais resultados acerca do crescimento de grão induzido por deformação em aço baixo-carbono. In: CONGRESSO ANUAL DA ABM, 51, Porto Alegre, RS, 1996. Anais. São Paulo, ABM, 1996.
- LANDGRAF, F. J. G.; SCOZ, L.C. A separação de perdas como critério de avaliação de processamento de aços elétricos. In: SEMINÁRIO SOBRE MATERIAIS MAGNÉTICOS, 4, Rio de Janeiro, 1994. Anais. São Paulo, ABM, 1994. p. 99-109.
- LAWTON, H.; STEWART, K. H. Magnetization curves for ferromagnetic single crystals. *Proc. Roy. Soc. A*, v. 193, p. 72-88, 1948.
- LAWTON, H.; STEWART, K. H. Magnetization curves for polycrystalline ferromagnetics. *Proc. Phys. Soc. A*, v. 63, p. 848-851, 1950.

- LEE, E. W. Eddy-current losses in thin ferromagnetic sheets. Proc. IEE, v. 105C, p. 337-342, 1958.
- LESLIE, W. C.; STEVENS, D. W. The magnetic aging of low-carbon steels and silicon irons. Trans. AIME, v. 57, p. 261-283, 1964.
- LITTMANN, M. F. Structures and magnetic properties of grain-oriented 3.2% silicon-iron. J. Appl. Phys., v. 38, p. 1104-1108, 1967.
- LITTMANN, M. F. Iron and silicon-iron alloys. IEEE Trans. Magn., v. MAG-7, n. 1, p. 48-60, 1971.
- LÜCKE, K. The orientation dependence of grain boundary motion and the formation of recrystallization textures. Can. Metall. Q., v. 13, n. 1, p. 261-274, 1974.
- LYUDKOVSKY, G.; RASTOGI, P. K. Effect of antimony on recrystallization behavior and magnetic properties of a nonoriented silicon steel. Met. Trans. A, v. 15, p. 257-260, 1984.
- LYUDKOVSKY, G.; SHAPIRO, J. M. Effect of aluminum content and processing on texture and permeability of lamination steels. J. Appl. Phys., v. 57, n. 1, p. 4235-4237, 1985.
- MAGER, A. Über den einfluss der korngrösse auf die koerzitivkraft. Ann. Physik, v. 11, p.15-16, 1952.
- MAGER, A. Über die wirkung von fremdstoffen in weichmagnetischen metallen und legierungen. Z. angew. Phys., v. 14, p. 230-237, 1962.
- MAGER, S.; WIETING, J. Influence of the hot rolling conditions on texture formation in Fe-Si sheets. J. Magn. Magn. Mat., v. 133, p. 170-173, 1994.
- MASUDA, S.; FUJITA, F.; KAMATA, M.; YOSHINO, M.; ARIIZUMI, T.; OKAMI, Y.; TAKADA, Y.; INAGAKI, J. Production of non-oriented high-Si steel sheet. Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 377 734. May, 23, 1988.
- MATSUMOTO, K.; SANPEI, T.; OMORI, T.; TAGAWA, H. Method for manufacturing steel article having high magnetic permeability and low coercive force. Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 348 952. Jun, 28, 1989.
- MATSUMURA, K.; FUKUDA, B. Recent developments of non-oriented electrical steel sheets. IEEE Trans. Magn., v. MAG-20, n. 5, p. 1533-1538, 1984.
- MAXWELL, J. C. A treatise on electricity and magnetism, v. 1&2. New York, Dover, 1954.
- MCCURRIE, R. A. Ferromagnetic Materials - Structure and Properties. London, Academic Press, 1994.
- MEKHICHE, M.; WAECKERLÉ, T.; CORNUT, B. Influence of low Al content on anomalous growth in 3% Si-Fe magnetic sheets. J. Magn. Magn. Mat., v. 133, p. 159-162, 1994.
- MEYERS, M. A.; CHAWLA, K. K. Princípios de metalurgia mecânica. São Paulo, Edgard Blücher, 1982.

- MICHAL, G. M.; SLANE, J. A. The kinetics of carbide precipitation in silicon-aluminum steels. *Met. Trans. A*, v. 17A, p. 1287-1294, 1986.
- MORITO, N.; KOMATSUBARA, M.; SHIMIZU, Y. History and recent development of grain oriented electrical steel at Kawasaki steel. *Kawasaki Steel Tech. Rep.*, n. 39, p. 3-12, 1998.
- MOSES, A. J. Electrical steels: past, present and future developments. *IEE Proc.*, v. 137, Pt. A, n. 5, p. 233-245, 1990.
- MOSES, A. J. Importance of rotational losses in rotating machines and transformers. *J. Mat. Eng. Perf.*, v. 1, p. 235-244, 1992.
- NÉEL, L. Nouvelle théorie du champ coercitif. *Physica*, v. 15, n. 1-2, p. 225-234, 1949.
- NEUMANN, P. Graphical representations of orientations and ODFs by Rodrigues vectors. *Steel Res.* v. 62, n. 12, p. 560-566, 1991.
- NISHIMOTO, A.; HOSOYA, Y.; TOMITA, T.; URABE, T.; JITSUKAWA, M. Process for producing nonoriented electrical steel sheets. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 357 796.* Aug, 03, 1989a.
- NISHIMOTO, A.; HOSOYA, Y.; TOMITA, T.; URABE, T.; JITSUKAWA, M. Method of manufacturing non-oriented electromagnetic steel plates with excellent magnetic characteristics. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 423 331.* Apr, 26, 1989b.
- NISHIMOTO, A. HOSOYA, Y.; TOMITA, T.; URABE, T.; JITSUKAWA, M. Method of manufacturing non-oriented electromagnetic steel plates. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 404 937.* Sep, 03, 1989c.
- NISHIMOTO, A.; HOSOYA, Y.; TOMITA, T.; URABE, T.; JITSUKAWA, M. Process for producing nonoriented electrical steel sheets. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 367 831.* Mar, 07, 1989d.
- NISHIMOTO, A.; HOSOYA, Y.; TOMITA, T.; URABE, T.; JITSUKAWA, M. Method of manufacturing non-oriented electromagnetic steel plates with excellent magnetic characteristics. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 422 223.* Apr, 26, 1989e.
- PADILHA, A. F.; SICILIANO Jr, F. Encruamento, recristalização, crescimento de grão e textura. 2. ed. São Paulo, ABM, 1996.
- PAOLINELLI, S. da C. Desenvolvimento do produto GNO E-110 de perdas magnéticas ultra baixas. In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA ABM, 2, São Paulo, SP, 1997. *Anais.* São Paulo, ABM, 1998 (em CD-ROM).
- PARK, J. Y.; OH, K. H.; RA, H. Y. Microstructure and crystallographic texture of strip-cast 4.3wt%Si steel sheet. *Scripta Mater.*, v. 40, n. 8, p 881-885, 1999.
- PRY, R. H.; BEAN, C. P. Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model. *J. Appl. Phys.*, v. 29, p. 532-533, 1958.
- RAABE, D. Investigation of the orientation dependence of recovery in low-carbon steel by use of single orientation determination. *Steel Res.* v. 66, n. 5, p. 222-229, 1995.

- RAY, R. K.; JONAS, J. J. Transformation textures in steels. *Int. Mat. Rev.*, v. 35, n. 1, p. 1-36, 1990.
- RAY, R. K.; JONAS, J. J.; HOOK, R. E. Cold rolling and annealing textures in low carbon and extra low carbon steels. *Int. Mat. Rev.*, v. 39, n. 4, p. 129-172, 1994.
- ROE, R.-J. Description of crystallite orientation in polycrystalline materials III. General solution to pole figure inversion. *J. Appl. Phys.*, v. 36, p. 2024-2031, 1965.
- ROLLET, A. D.; WRIGHT, S. I. Typical textures in metals. In: U. F. KOCKS, C. N. TOMÉ and H.-R. WENK. *Texture and Anisotropy*. Cambridge, U.K., Cambridge University Press, 1998, p. 178-238.
- SACHS, G. Zur ableitung einer fließbedingung. *Z. Verein Dtsch. Ing.*, v. 72, p. 734-736, 1928.
- SAKAKI, Y. An approach estimating the number of domain walls and eddy current losses in grain-oriented 3% Si-Fe tape wound cores. *IEEE Trans. Magn.*, v. MAG-16, n. 4, p. 569-572, 1980.
- SANTOS, H. O.; MONTEIRO, W. A.; RODRIGUES, V. A.; LIMA, N. B. Etch pit method for identification of preferential directions in electric steel. *Acta Microscopica*, v. 7, supplement A, p. 345-348, 1998.
- SATO, K.; ISHIDA, M.; HINA, E. Heat-proof domain-refined grain-oriented electrical steel. *kawasaki Steel Tech. Rep.*, n. 39, p. 21-28, 1998.
- SCHNEIDER, J. Non oriented electrical steels: present status and trends. In: *Soft Magnetic Materials 98*, Gorham/Intertech, Barcelona, 1998
- SCHWARZER, R. A. Texture analysis by electron diffraction. *Steel Res.* v. 62, n. 12, p. 542-547, 1991.
- SHEWMON, P. G. *Transformations in metals*. New York, McGraw-Hill, 1969.
- SHILLING, J. W.; HOUZE Jr, G. L. Magnetic properties and domain structure in grain-oriented 3% Si-Fe. *IEEE Trans. Magn.*, v. MAG-10, n. 2, p. 195-223, 1974.
- SHIMANAKA, H.; ITO, Y.; MATSUMURA, K.; FUKUDA, B. Recent development on non-oriented electrical steel sheets. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 26, p. 57-64, 1982.
- SHIOZAKI, M.; KUROSAKI, Y. Anisotropy of magnetic properties in non-oriented electrical steel sheets. Draft to be presented at World Materials Congress, Chicago, september, 1988.
- SHIOZAKI, M.; KUROSAKI, Y. The effects of grain size on the magnetic properties of nonoriented electrical steel sheets. *J. Mat. Eng.*, v. 11, n.1, p. 37-43, 1989.
- SPIES, M.; SCHNEIDER, E. Nondestructive analysis of the deep-drawing behavior of rolling sheets with ultrasonic techniques. In: H. J. BUNGE, C. ESLING. *Advances and applications of quantitative texture analysis*. Clausthal, FRG, 1989. Oberursel, FRG, DGM Informationsgesellschaft – Verlag, 1991. p. 167-172.

- STEPHENSON, E. T.; AMANN, M. R. Effect of composition, grain size and texture on the AC core loss of magnetic lamination steel. In: ENERGY EFFICIENT ELECTRICAL STEELS, Pittsburgh, USA, 1980. Proceedings. Metals Park, Ohio, TMS-AIME, 1981, p. 43-60.
- STEWART, K. H. Ferromagnetic domains, UK, University of Cambridge, 1954.
- SUDO, M.; HASHIMOTO, S.; TSUKATANI, I. Recrystallization texture of cold rolled high strength silicon containing steel sheets. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON TEXTURES OF MATERIALS. 6., Japan, 1981. Proceedings. Japan, The Iron and Steel Institute of Japan, 1981, p. 1076-1085.
- SZPUNAR, J.; OJANEN, M. Texture and magnetic properties in Fe-Si steel. *Met. Trans. A*, v. 6A, p. 561-576, 1975.
- TACHINO, I.; KUBOTA, T.; UEMURA, T.; NAKAMOTO, M. High strength non-oriented electrical steel and method of manufacturing same. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 418 424*. Sep, 22, 1989.
- TACHINO, I. Anisotropy in the magnetic induction derived from the texture of non-oriented electrical steel sheets. *Tetsu-to-Hagané*, v. 76, n. 1, p. 81-88, 1990.
- TAKASHIMA, M.; OBARA, T.; KAN, T. Texture improvement in High-Permeability nonoriented electrical steel by antimony addition. *J. Mat. Eng. Perf.*, v. 2, n. 2, p. 249-254, 1993.
- TAKASHIMA, M.; KOMATSUBARA, M.; MORITO, N. {001} <210> texture development by two-stage cold rolling method in non-oriented electrical steel. *ISIJ Int.*, v. 37, n. 12, p. 1263-1268, 1997.
- TAKECHI, H.; KATO, H.; NAGASHIMA, S. Rolling and annealing textures of low-carbon steel sheets. *Trans. AIME*, v. 242, p. 56-65, 1968.
- TALOWSKI, C.; WAECKERLÉ, Th.; PERRIER, J. C.; KOMAMIZADEH, F. Thin Fe 3wt.% Si doubly oriented magnetic sheets for medium powder devices. *IEEE Trans. Magn.*, v. 31, n. 6, p. 3988-3990, 1995.
- TANAKA, T. Controlled rolling of steel plate and strip. *Int. Met. Rev.*, v. 26, n. 4, p. 185-212, 1981.
- TAOKA, T.; TAKEUCHI, S.; FURUBAYASHI, E. Spontaneously and artificially recrystallized textures in rolled 3 pct silicon-iron single crystals. *Trans. AIME*, v. 239, p. 13-21, 1967.
- TAYLOR, G. I. Plastic strain in metals. *J. Inst. Metals*, v. 62, p. 307-324, 1938.
- TENCKHOFF, E. Defocusing for the schultz technique of determining preferred orientation, *J. Appl. Phys.*, v. 41, p. 3944-3948, 1970.
- TOMIDA, T. A new process to develop (100) texture in silicon steel sheets. *J. Mat. Eng. Perf.*, v. 5, n. 3, p. 316-322, 1996.

- TOMIDA, T.; TANAKA, T. Development of (100) texture in silicon steel sheets by removal of manganese and decarburization. *ISIJ Int.*, v. 35, n. 5, p. 177-185, 1995.
- TOMITA, Y. YAMABA, R.; TSUDA, Y.; YAMANAKA, K.; KUMAGAI, T. Method of producing non-oriented magnetic steel heavy plate having high magnetic flux density. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 349 853.* Jun, 23, 1989.
- TOMITA, Y.; YAMABA, R. Method of producing non-oriented magnetic steel plate having magnetic flux density and uniform magnetic properties through the thickness direction. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 388 776.* Mar, 14, 1990.
- URABE, T.; JONAS, J. J. Modeling texture change during the recrystallization of an if steel. *ISIJ Int.*, v. 34, n. 5, p. 435-442, 1994.
- USHIMAGI, Y.; SUGA, Y.; NAKAYAMA, T.; TAKAHASHI, N. Process for production of double-oriented electrical steel sheet having high flux density. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 318 051.* Nov, 28, 1988.
- USHIODA, K.; HUTCHINSON, W. B. Role of shear bands in annealing texture formation in 3%Si-Fe (111)[11 $\bar{2}$] single crystals. *ISIJ Int.*, v. 29, n. 10, p. 862-867, 1989.
- VANDERSCHUEREN, D.; KESTENS, L.; VAN HOUTTE, P.; AERNOUDT, E.; DILEWIJNS, J.; MEERS, U. The effect of cross rolling on texture and magnetic properties of non oriented electrical steels. *Textures and Microstructures*, v. 14-18, p. 921-926, 1991.
- VAN HOECKE, G.; ZOZOL, C. Tôle en acier à usage électrique. *Int. Cl.5 C21D 8/12. EP 0 487 443.* Nov, 18, 1991.
- VAN HOUTTE, P. Some recent developments in the theories for deformation texture prediction. In: *INTERNATIONAL CONFERENCE ON TEXTURES OF MATERIALS. 7.*, The Netherlands, 1984. *Proceedings.* Zwijndrecht, The Netherlands, Netherlands Society for Materials Science, 1984, p. 7-23.
- VAN HOUTTE, P. A comprehensive mathematical formulation of an extended taylor-bishop-hill model featuring relaxed constraints, the renouard-wintenberger theory and a strain rate sensitivity model. *Text. Microst.*, v. 8-9, p. 313-350, 1988.
- VAN HOUTTE, P.; RABET, L. Generalization of the relaxed constraints models for the prediction of deformation textures. *Revue de Métallurgie*, p. 1483-1494, 1997.
- YASHIKI, H.; KANEKO, T. Effect of hot-band annealing on anisotropy of magnetic properties in low-Si semi-processed electrical steels. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 112, p. 200-202, 1992.
- YENSEN, T. D.; ZIEGLER, N. A. Magnetic properties of iron as affected by carbon, oxygen and grain size. *Trans. ASM*, v. 23, p. 536-574, 1935.
- WAECKERLÉ, T.; MEKHICHE, M.; BRUN, C. Improvement of magnetic permeability in pure iron sheets. *J. Magn. Magn. Mat.*, v. 133, p. 195-197, 1994.
- WALTER, J. L.; KOCH, E. F. Comments on "Microbands in a rolled Si-Fe crystal and their role in recrystallization" by Hsun Hu. *Acta met.*, v. 11, p. 999-1000, 1963.

- WENK, H.-R. Pole figure measurements with diffraction techniques. In: U. F. KOCKS, C. N. TOMÉ and H.-R. WENK. *Texture and Anisotropy*. Cambridge, U.K., Cambridge University Press, 1998, p. 126-177.
- WERNER, F. E.; JAFFEE, R. I. Energy efficient steels for motor laminations. *J. Mat. Eng. Perf.*, v. 1, p. 227-234, 1992.
- WILLIAMS, H. J.; SHOCKLEY, W.; KITTEL, C. Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary. *Phys. Rev.*, v. 80, n. 6, p. 1090-1094, 1950.
- ZHOU, S. X.; LI, J. Y. Development of amorphous and nanocrystalline materials in China. *J. Magn. Soc. Japan*, v. 23, p. 185-190, 1999.

Apêndice A – A equação das perdas parasíticas

Há uma equação para calcular as perdas parasíticas. A dedução a seguir aplica-se ao caso de lâminas. Esta será uma dedução simplificada, porém detalhada (passo a passo), começando pelas equações básicas. É conveniente, primeiro, definir a diferença de potencial entre dois pontos (figura A.1)



Figura A.1. Esquema ilustrando a diferença de potencial U_{ab} entre os pontos a e b. U_{ab} é proporcional à distância L e ao campo elétrico E_L .

As equações básicas são:

$$U_{ab} = E_L L \quad (\text{A.1})$$

$$j = E_L / \rho \quad (\text{A.2})$$

$$j = I / S \quad (\text{A.3})$$

$$R = U_{ab} / I \quad (\text{A.4})$$

$$R = \frac{U_{ab}}{I} = \frac{\int_a^b E_L \cdot dL}{\int_S \sigma_E E_L \cdot dS} \quad (\text{A.5})$$

onde:

U_{ab} é a diferença de potencial (entre os pontos a e b)

L é a distância entre a e b

E_L é o campo elétrico

j é a densidade de corrente

I é a corrente

S é a área da seção transversal

R é resistência

σ_E é a condutividade elétrica (ou $1/\rho$)

Várias hipóteses simplificadoras são admitidas na dedução a seguir. Essas hipóteses são descritas na seção 2.1.14. Uma destas é que assume-se que a frequência seja baixa o suficiente para que a indução B possa ser uniforme dentro da lâmina. Também considera-se que possa ser desprezado o efeito pelicular.

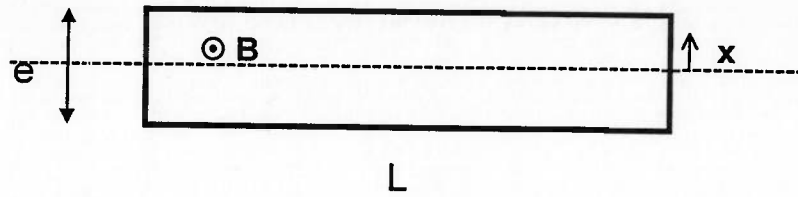


Figura A.2. Seção lateral de uma chapa de espessura e , de comprimento L .

Φ_M é o fluxo magnético (o produto da indução pela área)

e é a espessura da lâmina

v é o volume da lâmina

U é a tensão

$$\begin{aligned} \Phi_M &= L \cdot 2x \cdot B \\ (L \cdot 2x) &= \text{área} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Considerando, na dedução, apenas o lado de cima da chapa (ou $x > 0$) (figura A.2):

$U = - d\Phi_M / dt$, o que equivale a:

$$E_L L = (1/2) 2x L (dB/dt)$$

supondo indução senoidal: $B = B_m \sin(\omega t)$ e, portanto, $dB/dt = B_m \omega \cos(\omega t)$

$j^2 = E_L^2 / \rho^2$ (sabe-se que $E_L^2 = x^2 B_m^2 \omega^2 (1/2)$, pois na média temporal $\cos^2 \omega t = 1/2$)

A equação que permite calcular as perdas é (para um determinado volume):

$$P = \rho \frac{\int j^2 dv}{\int dv} \quad (\text{A.7})$$

Neste caso, basta integrar sobre a área :

$$P = \rho \frac{\int_0^{e/2} \frac{Lx^2 B_m^2 \omega^2}{2\rho^2} dx}{(Le/2)} \quad (\text{A.8})$$

ou:

$$P = \frac{1}{\rho} \frac{B_m^2 \omega^2}{e} \int_0^{e/2} x^2 dx$$

já que $\omega = 2 \pi f$:

$$P = \frac{B_m^2 \pi^2 f^2 e^2}{6\rho} \quad (\text{A.9})$$

A equação acima fornece perdas na forma de potência por unidade de volume (por exemplo, em Watts/m³). Para obter perdas no modo Watts/kg é necessário dividir pela densidade e proceder um ajuste seguindo o sistema de unidades adotado, resultando na equação (2.1.14).

Outra dedução simplificada, semelhante à apresentada neste apêndice, encontra-se em MCCURRIE (1994). Uma dedução mais rigorosa para a equação (A.9), mas que chega ao mesmo resultado, já havia sido apresentada por J. J. Thomson em 1892 (STEWART, 1954) (também pode ser encontrada em BRAILSFORD (1948) ou BOZORTH (1951)). Notar que a dedução de J.J. Thomson também inclui costumeiras simplificações, como permeabilidade μ constante, ou seja, $B = \mu H$ (hipótese também assumida aqui).

Apêndice B - Comentário ao “Modelo Estatístico de Perdas”

Neste apêndice, serão apresentados comentários ao “Modelo Estatístico de Perdas”, divididos em três seções:

- i) significado das quantidades N_o e V_o
- ii) possibilidade de existência de “objetos magnéticos” (“objetos magnéticos” seriam “pacotes” de domínios com comportamento independente)
- iii) equação das perdas anômalas

i) Sobre o significado das quantidades N_o e V_o

Várias incongruências podem ser notadas na dedução do assim denominado “Modelo estatístico de perdas” proposto por BERTOTTI (1988). Algumas são discutidas a seguir.

Uma quantidade N_o , denominada “objetos magnéticos” é definida como sendo $N_o = S/TG^2$, onde S é a área da seção transversal da chapa (nesse caso, $S = L e$).

Depois, são definidos:

$$H_{hyst} = N_o V_o B_{max}/2 \langle Bs \rangle \text{ (com } \langle Bs \rangle \sim 0,85 B_s)$$

$$H_{hyst} = Ph/4 B_{max} f$$

sendo que o campo V_o deve ser “relacionado ao H_c do material” ou “um parâmetro intrínseco do material”. (vide também seção (iii) deste apêndice).

O H_c independe da geometria; se V_o é cte, H_{hyst} seria função da área da seção transversal segundo a definição acima, e isso seria absurdo.

Ou seja, não há significado independente para V_o e N_o ; entretanto o produto $N_o V_o$ pode ter algum significado. Pela lei de Steinmetz, $Ph = cte B^n f$. Portanto o produto $N_o V_o$ nada mais é que a constante da lei de Steinmetz multiplicado por alguma outra constante.

Outra questão:

Para um determinado material, o tamanho de grão é constante. Assim, o número de “objetos magnéticos”, segundo a definição $N_o = S/TG^2$, acaba sendo função da seção transversal...

Entretanto, vemos que a dimensão lateral L não tem contribuição para o cálculo das perdas parasíticas (vide apêndice A) e nem no modelo de PRY; BEAN (1958).

ii) Existência de “objetos magnéticos”

Tampouco é plausível a existência de pressupostos “objetos magnéticos”.

Quando uma parede de domínio move-se no interior de um grão, isso afeta todos os outros domínios dentro daquele grão. Se a estrutura de domínios de um certo grão muda,

isso irá afetar a estrutura de domínios de todos os grãos vizinhos, e assim por diante. Portanto, regiões isoladas com comportamento independente (objetos magnéticos) não existem.

iii) Equação das perdas anômalas

Vamos considerar que P_a é descrita por $(P_p P_h)^{1/2}$, ou seja, pela média geométrica de P_p e P_h (ver expressão 2.1.18 ou B.1). Assim, obtemos (segundo CHEN (1986), que observou que os três termos da equação poderiam corresponder às parcelas histerética, parasítica e anômala, respectivamente):

$$P = \rho \int j_a^2 dV + \rho \int j_a^2 dV + 2\rho \int (j_a j_b) dv \quad (B.1)$$

$$P = P_h + P_p + P_a \quad (B.2)$$

$$P_h = Area f B_{max}^n \quad (B.3)$$

$$P_p = \frac{\pi^2 f^2 B_{max}^2 e^2}{6\rho} \quad (B.4)$$

$$P_a = 2 \cdot \frac{\pi}{\sqrt{6}} \cdot (Area)^{1/2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\rho}} \cdot e \cdot (B_{max}^{2+n})^{1/2} f^{3/2} \quad (B.5)$$

À exceção das constantes adimensionais e da presença da espessura e , a equação acima seria idêntica a uma outra equação proposta por BERTOTTI (1988) (bastando substituir e por TG , o que está dimensionalmente correto) a qual, escrita de forma a ressaltar a semelhança com a expressão acima, é:

$$P_e = 8\sqrt{2G} \cdot \sqrt{\frac{\langle B_s \rangle \cdot H_{hyst}}{B_{max}}} \cdot \sqrt{\sigma_E} \cdot TG \cdot B_{max}^{3/2} \cdot f^{3/2} \quad (B.6)$$

onde G é um adimensional, sendo $G=0,1356$

σ_E é a condutividade elétrica (o inverso da resistividade), ou $1/\rho$

$H_{hyst} = Ph/4 B_{max} f$; ou $Ph = 4 H_{hyst} f B_{max}$

(portanto H_{hyst} é equivalente a $\text{Área}/4$, se for escolhido $n=1$ na equação (B.5))

No caso, por exemplo, de material amorfo (onde não há sentido TG), BERTOTTI (1988) adota um outro formato para a equação (B.6):

$$P_e = 8\sqrt{G} \cdot \sqrt{SV_0} \cdot \sqrt{\sigma_E} \cdot (B_{max} f)^{3/2} \quad (B.7)$$

Se escrevermos P_a como $k_e (B_{\max} f)^{3/2}$, observamos que o V_o é proporcional à k_e^2 , sendo k_e uma constante de proporcionalidade medida experimentalmente, através da diferença $P_a = P_{\text{total}} - P_c - P_h$.

Se, de fato, fossem comprovadas experimentalmente (para o caso de diversas variáveis) relações do tipo $P_a \propto P_h^{1/2}$, isso seria uma indicação a favor dessa teoria que supõe $P_a \propto (P_p P_h)^{1/2}$. Porém, resultados experimentais, como os apresentados no decorrer deste trabalho, mostram que P_a não é proporcional a $(P_h)^{1/2}$. Portanto essa teoria não está correta.

Alguns trabalhos já na década de 70 (ver CULLITY, 1972) (SAKAKI, 1980) apontavam que P_a crescia proporcionalmente a $f^{3/2}$ em uma determinada faixa de frequências (devido ao aumento do número de paredes de domínio com a frequência). Nos anos 90, ficou experimentalmente estabelecido (muitos dos que seguiram essa proposição são autores de projetos de máquinas como ALI et al. (1996)) que $f^{3/2}$ descreve melhor o comportamento das perdas anômalas em relação à frequência.

Atualmente, muitos autores consideram que P_a é proporcional a $(Bf)^{3/2}$ ou $(dB/dt)^{3/2}$. Entretanto, a relação de dependência de P_a em função da indução B é um assunto que requer mais observação experimental.

Apêndice C - Sistemas de Unidades

Diversos sistemas de unidades são utilizados nas áreas de magnetismo e materiais magnéticos. No caso de materiais, dois sistemas têm sido preferidos: CGS (emu) e SI (MKSA, convenção de Kennelly). Estes dois sistemas são comparados brevemente a seguir.

Há uma série de vantagens do CGS (emu) sobre o SI (MKSA, Kennelly). Provavelmente por esta razão os livros mais antigos, como CULLITY (1972) e BOZORTH (1951) utilizaram o CGS. Entretanto, a tendência recente é a substituição do sistema CGS pelo sistema SI. Livros mais recentes, como JILES (1991) ou MCCURRIE (1994), procuram seguir o SI.

Muitas das figuras provenientes da literatura, apresentadas no capítulo 2 (REVISÃO), foram construídas originalmente seguindo o CGS (principalmente as mais antigas). Por diversas razões, não convém alterar ou converter essas figuras. Entretanto, é possível utilizar as conversões apresentadas neste apêndice.

No CGS (emu), ou CGS Amperiano:

$$B = H + 4\pi M$$

com B e M expressos em Gauss (G), e campo aplicado H expresso em Oersted (Oe)

No SI (MKSA, convenção de Kennelly):

$$B = \mu_0 H + J$$

com B e J expressos em Tesla (T) e campo H expresso em Ampere/metro (A/m) neste sistema, sempre aparece nas equações a permeabilidade no vácuo μ_0

$$\mu_0 (\text{vácuo}) = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tesla metro / Ampère}$$

J é a polarização. I, equivalente a J, e magnetização M também são usados, sendo que:

$$J = I = \mu_0 M$$

A energia no CGS (emu) é expressa como:

$$E = - M H \cos \theta$$

A energia no SI (MKSA, convenção de Kennelly) é :

$$E = - J H \cos \theta \quad \text{ou} \quad E = - \mu_0 M H \cos \theta$$

Conversão entre unidades do CGS (emu) para SI (MKSA, convenção de Kennelly):

$$1 \text{ Oe} = 10^3 / 4\pi \text{ A/m} = 79,58 \text{ A/m}$$

$$1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$$

$$(\text{densidade de energia}) 1 \text{ erg/cm}^3 = 10^{-1} \text{ J/m}^3.$$

Uma desvantagem óbvia do SI (MKSA, Kennelly) é a inclusão da constante dimensional μ_0 em equações como $B = \mu_0 H + J$. No CGS, a permeabilidade no vácuo μ_0 é 1 (adimensional) com a permeabilidade $\mu = B/H$. Entretanto, no (MKSA, Kennelly), há a permeabilidade relativa μ_r , adimensional, igual a $B/\mu_0 H$ e a permeabilidade $\mu = \mu_r \mu_0$. Assim, enquanto que no CGS trabalha-se apenas com uma permeabilidade μ , no MKSA podem aparecer “três” permeabilidades (μ , μ_r e μ_0) o que provoca grande confusão.

Uma possível desvantagem do CGS seria a presença da constante 4π na equação $B = H + 4\pi M$. Mas isso é questionável: o fator 4π deve aparecer quando a situação física reflete simetria esférica. Caso fosse feita a racionalização do sistema (nesse caso o sistema é dito racionalizado), a constante 4π deixaria de aparecer nas equações de Maxwell.

Embora exista uma forte pressão na literatura internacional para a substituição do CGS pelo SI, o CGS (emu) continua sendo utilizado, provavelmente pela sua maior praticidade. Por exemplo, no caso de materiais magneticamente duros, ainda é comum a utilização do CGS (emu), convertendo-se os dados para o SI apenas no momento de publicação dos resultados.

Também convém notar que nem sempre o SI (MKSA) é considerado desvantajoso em relação ao CGS. No caso de equações misturando fenômenos magnéticos e elétricos (como a equação das perdas parasíticas), o SI (MKSA) tende a ser mais adequado.

A título de observação, μ_0 correlaciona-se com outras duas constantes fundamentais c (velocidade da luz no vácuo) e ϵ_0 (permissividade do espaço livre) da seguinte maneira:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \text{ (célebre resultado de MAXWELL (1954)) (Nota: } c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s)}$$

A constante ϵ_0 é determinada através da força coulombiana entre cargas F , que no MKSA é expressa: $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}$ (onde q_1 e q_2 são cargas (em coulombs, C); r é a distância entre as cargas (m); a força F é expressa em newtons, N). No MKSA, $\epsilon_0 = 10^7/4\pi c^2$ (em C^2/Nm).

Ainda no MKSA, a força entre dois polos magnéticos de intensidade m_1 e m_2 (weber) separados por uma distância r (em metros) é $F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{m_1 m_2}{r^2}$ (em newtons, N). Nota:

1 Tesla = 1 weber/m² (Wb/m²).

Apêndice D – Definição de grau de redução

Define-se como sendo o grau de redução:

$$\text{redução} = \frac{e_i - e_f}{e_i} \quad (\text{D.1})$$

onde e_i e e_f são espessura inicial e espessura final, respectivamente.

Às vezes, o grau de redução é expresso indiretamente através da deformação real ε_r :

$$\varepsilon_r = \ln(1 + \text{Along}) \quad \text{ou} \quad \varepsilon_r = \ln\left(1 + \frac{\% \text{Along}}{100}\right) \quad (\text{D.2})$$

onde *Along* é o alongamento definido da seguinte maneira:

$$\% \text{Along} = \frac{L_f - L_i}{L_i} \cdot 100 \quad (\text{D.3})$$

onde L é o comprimento da chapa

Por meio das equações acima é possível relacionar o grau de redução à deformação real.

Supondo que o volume se mantém constante durante a deformação:

$$V = L e d = L_i e_i d_i = L_f e_f d_f \quad (\text{D.4})$$

onde d é o comprimento na direção transversal da chapa
supondo que $d_i \approx d_f$, temos:

$$\text{redução} = \frac{e_i - e_f}{e_i} = \frac{\frac{1}{L_i} - \frac{1}{L_f}}{\frac{1}{L_i}} \quad (\text{D.5})$$

Apêndice E – Dissipação de energia por efeitos de “pinning”

A exposição apresentada neste apêndice é baseada em STEWART (1954).

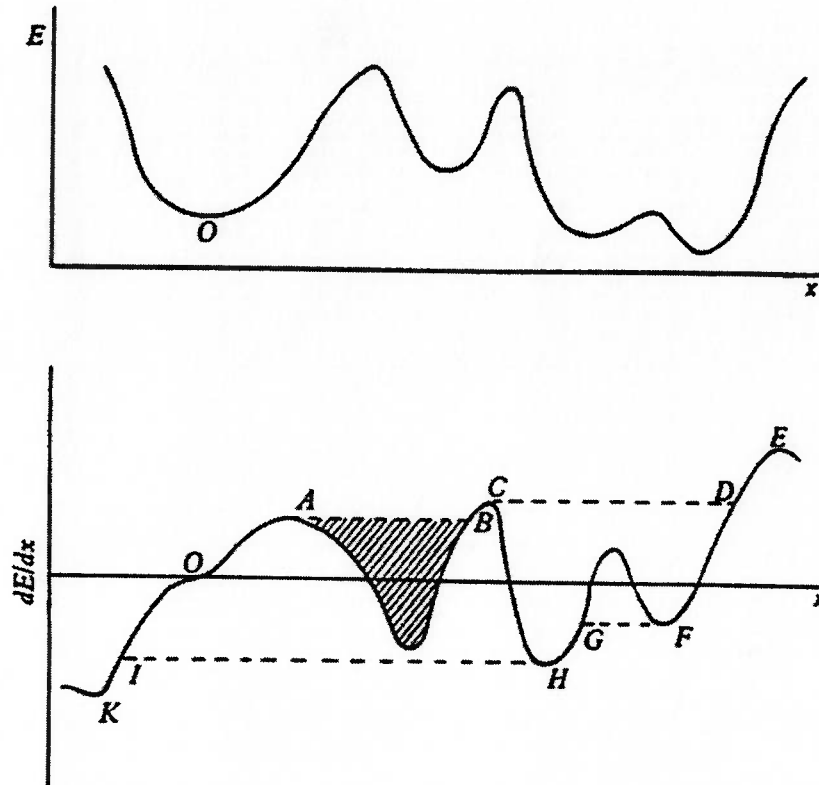


Figura E.1. (a) Curva esquemática Energia em função do espaço percorrido x . (b) Curva $\partial E/\partial x$ (derivada da curva $E(x)$) apresentada na figura E.1a). (STEWART, 1954).

O modelo apresentado na figura E.1 é o modelo tradicionalmente utilizado para explicar a origem de histerese devido à efeitos de “pinning”. Esse modelo é válido apenas para um único monocristal. Mais detalhes sobre esse simples modelo podem ser também encontrados em CHIKAZUMI (1964) e MCCURRIE (1994).

A energia referente à movimentação irreversível AB corresponde à área hachurada na figura E.1b. (curva $\partial E/\partial x$). A energia gasta para mover a parede de O a E e de volta ao ponto O é dada pela curva tracejada na figura E.1. Essa área total (ou energia despendida) corresponde à área da histerese.

Nesse caso exemplificado na figura E.1, a coercividade H_c é expressa por:

$$H_c = \frac{1}{2M_s} \left(\frac{\partial \varepsilon_p(x)}{\partial x} \right)_{\max} \quad (\text{E.1})$$

onde ε_p é a energia associada à parede, e M_s é a magnetização de saturação.

O argumento utilizado é o seguinte: se o campo aplicado é suficiente para fazer a parede de domínio superar o defeito com maior potencial de “pinning”, esse campo deve ser

capaz de fazer a parede todos os outros defeitos. Por isso, H_c é definido para o máximo $\partial E/\partial x$.

Todavia, esse equacionamento é considerado válido para descrever a coercividade de um único grão (um monocristal), apenas, e também para casos que podem ser descritos por uma única curva $E(x)$.

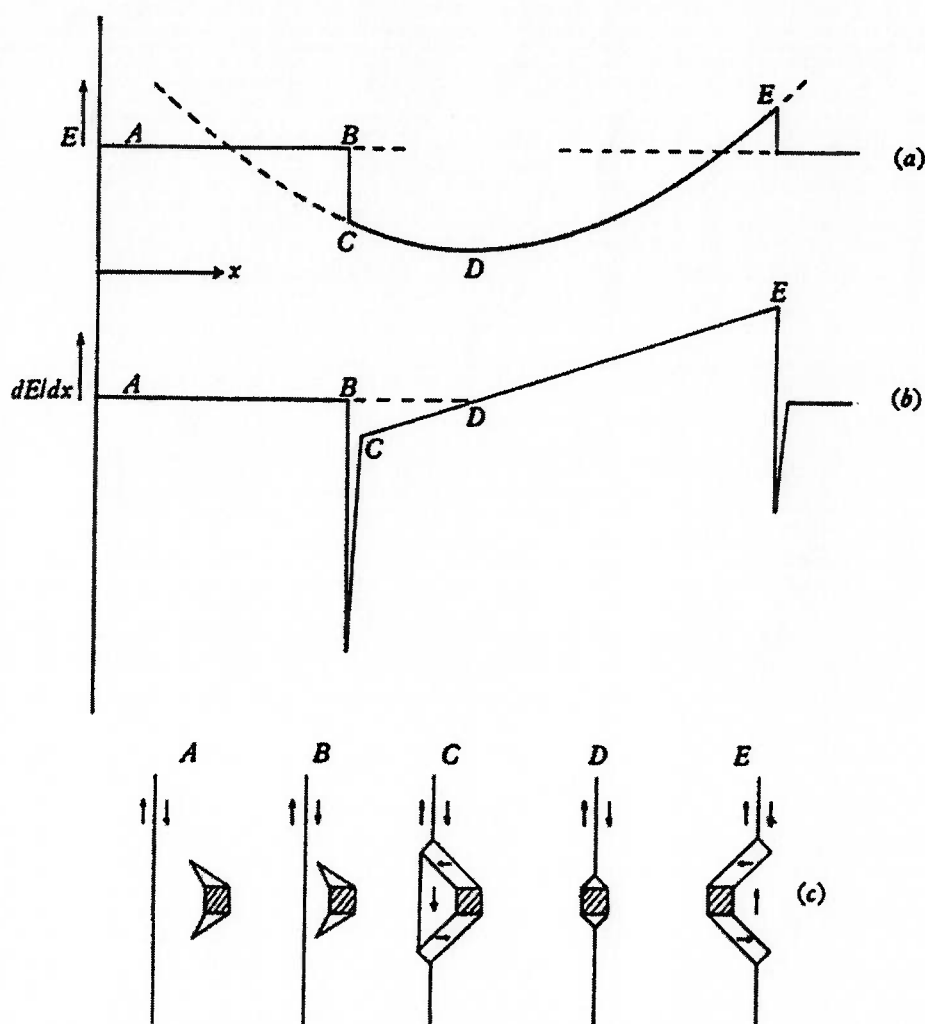


Figura E.2. (a) Duas curvas de energia $E(x)$ para: energia associada à parede que se movimenta; e energia associada à inclusão (b) Curva $\partial E/\partial x$ (derivada da curva $E(x)$) apresentada na figura E.2a). (c) Movimento da parede de domínio, e estrutura de domínios em torno de uma inclusão (cúbica não-magnética) (STEWART, 1954).

STEWART (1954) aponta que o modelo exemplificado na figura E.1 nem sempre é válido. Uma das razões é que podem existir mais de uma curva $E(x)$, dependendo do tipo de "pinning". O exemplo apresentado na figura E.2 consiste em um obstáculo (no caso uma inclusão) que é descrito por duas curvas $E(x)$. Uma destas curvas representa energia associada à parede que se movimenta e outra a energia associada à uma inclusão.

STEWART (1954) aponta duas origens de histerese neste caso: uma associada com o próprio movimento da parede de domínio (como analisado na figura E.1). A outra é associada a alteração da estrutura de domínio em torno da inclusão (o que é exemplificado na mudança de B para C, ver figura E.2).

Portanto, existe uma variação de energia não relacionada com o movimento da parede, mas sim a uma mudança na energia do sistema (no caso a estrutura de domínios em torno da inclusão).

A energia dissipada nesse caso está relacionada à distância BC (na figura E.2a) e à área do pico entre B e C (na figura E.2b) (STEWART, 1954).

É interessante notar que essa abordagem apresentada por STEWART (1954) sugere também que o H_c devido à “pinning” em inclusões deve ser proporcional à energia de parede de domínio.

É muito complicado tentar descrever por meio de equações a quantidade exata de energia que é dissipada em processos como este. Existem teorias, formuladas por exemplo por Neel, para estimar $E(x)$, que talvez possam ser adaptadas para essa finalidade (MAGER (1962) descreve brevemente os principais aspectos de diversas dessas teorias).

Neste trabalho, vamos nos ater ao seguinte resultado:

Em cada sítio de “pinning” há uma dissipação de energia, que pode ser proporcional à uma área na curva $\partial E/\partial x$, ou (de maneira mais geral) proporcional a uma variação de energia ΔE , correspondente ao defeito em questão.

Apêndice F – Circuito magnético (caso do indutor)

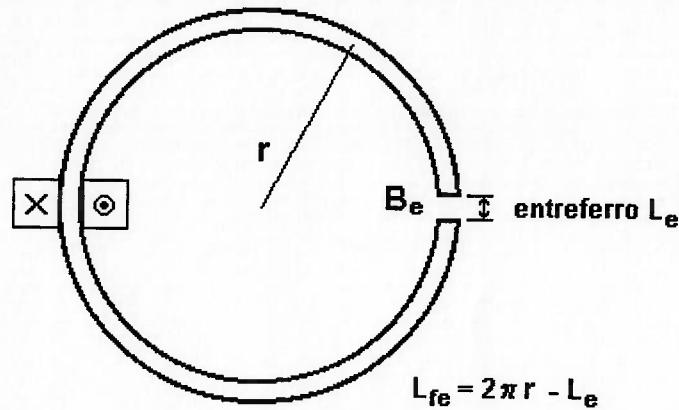


Figura F.1. Circuito magnético consistindo de um anel do qual foi retirada uma “fatia” (ou seja, que apresenta um entreferro), sendo que há um enrolamento em torno desse anel. r é o raio do anel. No exemplo apresentado nesta figura, o comprimento do ferro é $L_{fe} = 2\pi r - L_e$. B_e é a indução no entreferro. L_e é o comprimento do entreferro.

O exemplo apresentado na figura F.1 é ilustrativo para o caso do motor de indução.

A corrente total I_{total} em um condutor é expressa por:

$$I_{total} = \int j \cdot dS \quad (F.1)$$

S é a área (transversal) do condutor; j é a densidade de corrente

O fluxo magnético Φ_M é dado por:

$$\Phi_M = \int B \cdot dS \quad (F.2)$$

B é a indução magnética; S é a área (transversal)

A força magnetomotriz (f.m.m.) expressa o trabalho realizado para transportar o fluxo magnético ao longo do circuito.

O enrolamento apresentado na figura F.1 gera uma força magnetomotriz, sendo que $f.m.m. = \oint H \cdot dL = N i$, onde N é o número de espiras, e i a corrente na espira.

Também é possível escrever $I_{total} = \oint H \cdot dL = N i$.

Em analogia à existência de uma dada resistência R para cada meio elétrico, em cada meio magnético existe uma relutância magnética R_M , expressa por:

$$R_M = \frac{L}{\mu \cdot S} \quad (F.3)$$

onde L é o comprimento do meio magnético e S é a área (transversal) do meio magnético; μ é a permeabilidade do meio magnético.

A relutância do circuito magnético da figura F.1 é (trata-se de um circuito em série):

$$R_M = R_{Mfe} + R_{Me} \quad (F.4)$$

A f.m.m. também pode ser expressa $f.m.m. = \Phi_M R_M$. A partir desta expressão, e usando (F.3), (F.4) e $B = \mu H$, obtém-se no caso do circuito descrito na figura F.1 :

$$f.m.m. = \Phi_M R_M = H_{fe} L_{fe} + H_e L_e \quad (F.5)$$

Assim, supondo ausência de dispersão de fluxo e que o fluxo é homogêneo no circuito (reunindo (F.1) e (F.5)):

$$j \cdot S_{Cu} = \frac{B_{fe} \cdot L_{fe}}{\mu_{fe}} + \frac{B_e \cdot L_e}{\mu_e} \quad (F.6)$$

S_{Cu} é a área da seção transversal do enrolamento.

Finalmente, utilizando-se as seguintes relações, obtém-se a expressão (F.7):

$B_{fe} = B_e$ (pois $\text{div } \vec{B} = 0$, uma das equações de Maxwell)

$\mu_{fe} = \mu_o \mu_r(fe)$, e $\mu_e = \mu_o$ (a permeabilidade do ar é muito próxima à do vácuo)

$$j = \frac{B_e \left(\frac{L_{fe}}{\mu_r(fe)} + L_e \right)}{\mu_o \cdot S_{Cu}} \quad (F.7)$$

Portanto, se o entreferro L_e é bastante pequeno, tem-se densidade de corrente $j \propto 1/\mu_r(fe)$

देही नित्यमज्ज्योऽयं देहे सर्वस्य भारत ।
त्स्मात् सर्वाणि भूतानि न त्वं शोचितुमर्हसि ॥ ३० ॥
स्वधर्ममपि चावेक्ष्य न विकम्पितुमर्हसि ।
धर्म्याद्धि युद्धाच्छ्रेयोऽन्वत् क्षत्रियस्य न विद्यते ॥ ३१ ॥
यदुच्छ्रया चौपपन्नं स्वर्गद्वारमपावृतम् ।
सुखिनः क्षत्रियाः पार्थ लभन्ते युद्धमीदृशम् ॥ ३२ ॥
अथ चेत्त्वमिमं धर्म्यं संग्रामं न करिष्यसि ।
ततः स्वधर्मं कीर्तिं च हित्वा पापमवाप्स्यसि ॥ ३३ ॥

Krishna a Arjuna:

"Eterno e indestrutível é atman, que está sempre presente em cada ser. Por isto, ó Arjuna, não te entristeças com coisa alguma.

De mais a mais, visando o teu próprio dever, não vaciles, porquanto, para um príncipe Kshatriya, nada é superior a uma guerra justa.

Felizes deveras são os guerreiros chamados a lutar numa batalha dessa natureza, que lhes vem espontaneamente como uma porta aberta para os céus.

Mas, se não combateres esse bom combate, incorrerás em pecado, pelo fato de abandonares o teu dever e a tua honra".

do Bhagavad-Gita