

ANÁLISE CRÍTICA DO MODELO DAS PERDAS EM EXCESSO¹

Marcos Flávio de Campos²
Ivan Gilberto Sandoval Falleiros²
Fernando José Gomes Landgraf³

RESUMO

Neste trabalho é apresentada uma detalhada análise dos modelos matemáticos para perdas magnéticas existentes na literatura. Considerações teóricas apontam diversas falhas e equívocos no modelo de perdas de Bertotti. Além disso, diversos resultados experimentais são conflitantes com as previsões do Modelo de Bertotti. Por outro lado, diversos dados experimentais indicam a viabilidade da separação de perdas em duas principais parcelas: uma dinâmica, relacionada às correntes de Foucault e outra sendo decorrência do processo de formação e eliminação de paredes de domínio que leva a perdas irreversíveis de energia. A partir desses pressupostos foi elaborado um modelo para prever o efeito de diversas variáveis nas perdas totais. O modelo foi aplicado, em particular, para estimar o tamanho de grão ótimo para minimizar as perdas totais.

Palavras chave: aços elétricos, perdas magnéticas, recristalização

e_mail: mfdcampo@uol.com.br

1) Artigo submetido ao 58° Congresso Anual da ABM, 21 a 24 de julho de 2003, Rio de Janeiro RJ

2) Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Av. Prof. Mello Moraes, 2463, cep 05508-900, São Paulo SP

3) Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo

1 Introdução

Mais de cinco atrás, apresentamos um estudo (LANDGRAF et al, 1997) discutindo o procedimento de separação de perdas. Desde então muitos progressos ocorreram, sendo que um destes foi o modelo de separação de perdas histeréticas em regiões de baixa e alta indução (LANDGRAF et al, 1999), o qual faz uso da permeabilidade máxima como parâmetro para dividir a curva de histerese em duas regiões. Nos últimos anos, o Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais da Escola Politécnica da USP e o Laboratório de Metalurgia do Pó e Materiais Magnéticos do IPT acumularam grande conhecimento sobre aços elétricos. Isso permite-nos comentar, revisar e criticar os modelos de perdas existentes, reavaliando totalmente esta questão.

Em decorrência da presença das correntes de Foucault ou parasíticas, existe dissipação de energia, ou seja, perdas, as quais podem ser calculadas através da seguinte expressão:

$$P_p = \frac{\pi^2 f^2 B_{\max}^2 e^2}{6\rho} \quad (1.1)$$

onde P_p são as perdas parasíticas (W/m^3), B_m é a indução máxima do ensaio (T), e é a espessura da chapa (mm), f é a frequência (Hz), ρ é resistividade elétrica ($\mu\Omega.m$). Uma dedução rigorosa da equação (1.1) já havia sido apresentada por J.J. THOMSON (1892), ou seja ainda no século passado (ver STEWART, 1954).

A partir do final dos anos 40, surge a necessidade de modificar a equação (1.1) incluindo-se os efeitos da existência de domínio e de paredes de domínio na microestrutura (WILLIAMS et al, 1950), o que resultou em modelos como o de PRY; BEAN (1958) (equação 1.2):

$$P_a = (\eta-1) P_p, \text{ com } \eta \cong 1,63 (D/e) \quad (1.2)$$

onde P_a é a parcela anômala de perdas e D é a distância média de equilíbrio entre paredes de domínios

Entretanto, existe uma polêmica (ver Tabela 1.1) sobre se bastariam as equações (1.1) e (1.2) para responder pelas perdas totais P_t . O procedimento usual é “separar” P_t em três parcelas, P_p , P_a e P_h (parcela histerética), conforme a expressão (1.3).

$$P_t = P_h + P_p + P_a \quad (1.3)$$

Tabela 1.1 Comparação entre diferentes opiniões quanto à separação de perdas

BECKER (1963), CULLITY (1972)	Não vêem significado físico no procedimento de separação de perdas. Acreditam que basta a equação de PRY; BEAN (1958), junto com a equação de perdas clássicas, para responder pelas perdas totais
BERTOTTI (1988), BERTOTTI (1998)	P_a é função de $(P_h P_p)^{1/2}$ (ver seção 2.1)
CAMPOS (2000)	P_a é função de P_p ; sendo que P_h é independente (ver seção 2.2)

2 Descrição dos diferentes modelos de separação de perdas

2.1 O modelo das Perdas em Excesso, de G. BERTOTTI (1988)

Será apresentada uma descrição sucinta deste modelo, o qual também assume $P_t = P_h + P_p + P_e$. (P_e significa “perdas em excesso”, e é idêntico a P_a , exceto apenas a nomenclatura). Neste modelo, P_h e P_e seriam dadas pelas expressões (2.1) e (2.2):

$$P_h = 4 H_{hyst} f B_{max} \quad (2.1)$$

$$P_e = 8\sqrt{2G} \cdot \sqrt{\frac{\langle B_s \rangle \cdot H_{hyst}}{B_{max}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\rho}} \cdot TG \cdot B_{max}^{3/2} \cdot f^{3/2} \quad (2.2)$$

onde G é um adimensional, sendo $G=0,1356$

Porém, deve ser ressaltado que a equação (2.2) é muito semelhante à média geométrica de P_p e P_h (equação 2.3).

$$\sqrt{P_p P_h} = 2 \cdot \frac{\pi}{\sqrt{6}} \cdot \sqrt{H_{hyst}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\rho}} \cdot e \cdot B_{max}^{3/2} \cdot f^{3/2} \quad (2.3)$$

À exceção das constantes adimensionais, a equação (2.3) é idêntica à equação (2.2) (bastando substituir e por TG o que, embora esteja dimensionalmente correto, não necessariamente apresenta significado físico).

Existem outras várias objeções ao modelo de BERTOTTI (1988), o qual ainda supõe a existência de “objetos magnéticos” (os quais seriam “pacotes” de domínios com comportamento independente), o que não é plausível. 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.

2.2 Modelo de separação de perdas incluindo aspectos microestruturais (CAMPOS, 2000)

Este modelo (CAMPOS, 2000) leva em conta observações da estrutura de domínios e da microestrutura em diferentes frequências. Pode ser experimentalmente determinado que o número de paredes de domínio aumenta com a frequência (SAKAKI, 1980), (CULLITY, 1972). 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)). Substituindo esses dados na equação (1.2), obtém-se que $P_a \propto f^{3/2}$. A distância média de equilíbrio D entre paredes de domínio aumenta proporcionalmente com $TG^{1/2}$ (CAMPOS, 2000). Substituindo esse dado na equação (1.2), obtém-se $P_a \propto TG^{1/2}$.

Em relação à parcela histerética, este modelo (CAMPOS, 2000) supõe que a parcela P_h é independente das parcelas P_p e P_a . Ou seja, a parcela P_h não estaria relacionada a correntes de Foucault (CAMPOS, 2000) e a energia seria dissipada de outra maneira. Por exemplo, no caso de ancoramento de paredes de domínios (“pinning”), ocorre formação de novas paredes de domínio em torno dos defeitos. Porém, as paredes de domínio recém formadas são eliminadas quando as paredes são desancoradas, constituindo um fenômeno onde há dissipação de energia. Idéia semelhante já havia sido apresentada por STEWART (1954).

Em outras palavras, o processo de formação e eliminação de paredes de domínio leva a perdas irreversíveis de energia e, portanto, gera histerese independentemente da existência ou não de correntes de Foucault (ver também CAMPOS et al, 2003). Segundo W. Shockley (discussão da referência (STEWART, 1951)) existem dois tipos de perdas: uma tendo uma espécie de “memória” (a qual pode ser identificada com P_h), e outra comportando-se como a uma “fricção dinâmica” (esta seria a parcela $P_p + P_a$).

Na condição quase-estática, $f \rightarrow 0$. Nessa condição, as correntes parasíticas não existem (equação 1.1). Mas PRY; BEAN (1958) suscitaram polêmica ao afirmarem que existiriam correntes parasíticas, em torno de paredes de domínio, mesmo quando $f \rightarrow 0$.

A objeção de BECKER (1963) ao procedimento de separação de perdas é a seguinte: Quando a parede de domínio é desancorada, ela move-se rapidamente, até o próximo sítio de ancoramento. Ao mover-se com alta velocidade, surgiriam correntes parasíticas em torno das paredes de domínios (ver PRY; BEAN, 1958). Essas correntes parasíticas seriam as responsáveis pelas perdas na condição quase-estática segundo BECKER (1963).

Porém, STEWART (1954) realizou uma medida da curva de histerese de tal forma que conseguiu limitar a velocidade da parede de domínio, fazendo a parede mover-se lentamente entre os diferentes sítios de ancoramento. Procedendo assim, observou apenas uma redução de 12% na área da histerese. Ou seja, conforme os resultados de STEWART (1954), ~90% das perdas na condição quase-estática não são provocadas por correntes de Foucault. Essa é a justificativa adotada (CAMPOS,

2000) para assumir P_h como igual à área da curva da histerese quase-estática multiplicada pela frequência.

PRY; BEAN (1958) não estão errados ao suporem a presença de correntes de Foucault mesmo quando $f \rightarrow 0$. Porém, BECKER (1963) exagera (e muito!) ao querer atribuir toda a parcela histerética a correntes parasíticas.

2.3. Comparação entre diferentes modelos

Um resumo sobre as diferenças entre os modelos para perdas anômalas é apresentado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 Efeito de diversas variáveis sobre a Parcela Anômala de Perdas, segundo diferentes propostas.

	BERTOTTI (1988), (1998)	CAMPOS (2000)
Resistividade	$(1/\rho)^{1/2}$	$(1/\rho)$
Frequência	$f^{3/2}$	$f^{3/2}$
Indução	$B^{3/2}$	B^2
Tamanho de grão	TG	$TG^{1/2}$
Parcela Histerética de Perdas	$Ph^{1/2}$	Sem efeito
Espessura	Sem efeito	E^2

3 Procedimento Experimental

Tabela 3.1. Composição química e resistividade do aço utilizado

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

As amostras (Lâminas de aço com espessura de 0,53 mm) sofreram "skin-pass", ou passe de encruamento de diversas ordens: 0, 4, 7, 11, 13 e 17%. Depois, foram submetidas a um recozimento final (760° C/ 2h). Isso produziu uma variação gradual do tamanho de grão recristalizado.

Medidas magnéticas foram obtidas em quadros de Epstein, utilizando um sistema de aquisição de dados que inclui medidas na condição quase-estática (ou seja, $f \rightarrow 0$) projetado por Julio Carlos Teixeira.

4 Resultados e Discussão

4.1 Efeito da frequência e tamanho de grão sobre a parcela anômala de perdas

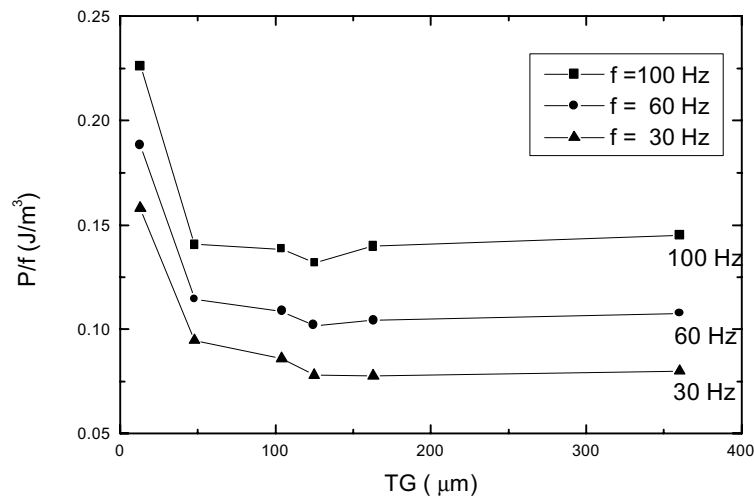


Figura 4.1. Mudança do tamanho de grão ótimo para reduzir perdas devido ao efeito da frequência. Amostras A-V RF. Perdas por ciclo (P/f) na direção transversal.

Através da figura 4.1, é possível testar a validade da expressão anteriormente obtida para o tamanho de grão ótimo TG_{op} (CAMPOS, 2000):

$$TG_{op} = k \left(\frac{\rho}{B^{p-q} \cdot e^2 \cdot f^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (4.1)$$

onde k é uma constante.

Segundo a equação (4.1), $TG_{op1} = TG_{op2} (f_2/f_1)^{1/3}$. 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, respectivamente 125 e 163 μm (figura 4.1), essa relação 125/163 resulta 0,76).

Segundo o modelo PRY; BEAN (1958), $p=2$. Conforme EMURA; LANDGRAF (2002), $q=1,6$ (Lei de Steinmetz). Levando-se em conta esses valores, o $TG_{op} \propto B^{-0,27}$ ou seja, praticamente não varia como função da indução.

4.2 Efeito da resistividade

É possível testar a validade das proposições apresentadas na Tabela 2.1 de maneira análoga ao teste descrito na seção anterior. Valores para o tamanho de grão ótimo para ligas com diferente teor de Si foram apresentados por SHIMANAKA et al. (1982). Esses dados podem ser usados para checar a validade dos modelos apresentados.

Conforme BERTOTTI (1988), se $P_a \propto (1/\rho)^{1/2}$, teríamos como constante (cte) a relação a seguir:

$$\frac{TG_{op1}}{\rho_1^{1/3}} = \frac{TG_{op2}}{\rho_2^{1/3}} = cte \quad (4.2)$$

Porém, se $P_a \propto 1/\rho$ (CAMPOS, 2000), teríamos:

$$\frac{TG_{op1}}{\rho_1^{2/3}} = \frac{TG_{op2}}{\rho_2^{2/3}} = cte \quad (4.3)$$

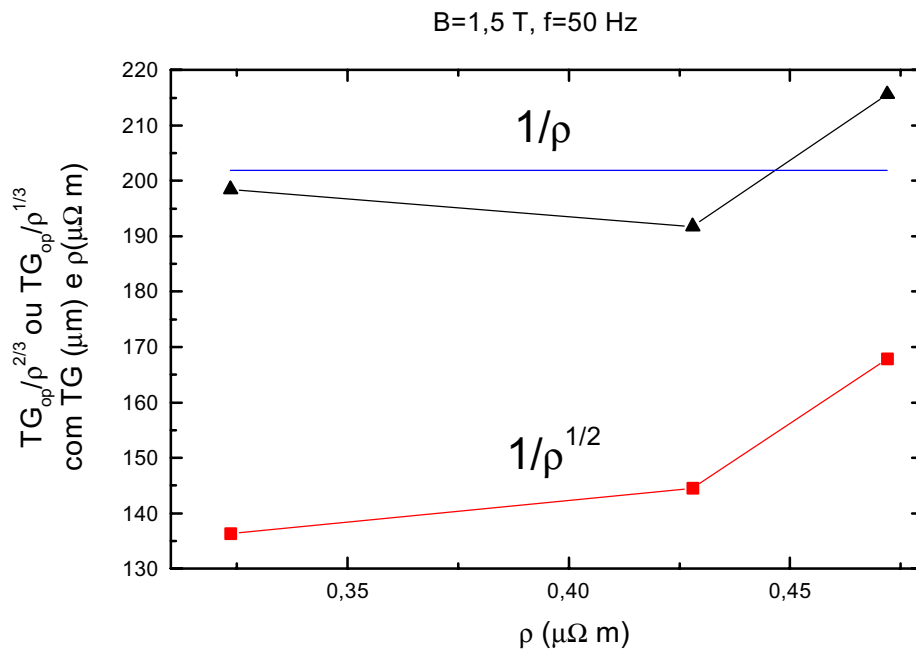


Figura 4.2. Verificação da validade de modelos (equações 4.2 e 4.3) para a variação da parcela anômala como função da resistividade, a partir dos dados de SHIMAKA et al. (1982). A resistividade foi estimada através da expressão ρ ($\mu\Omega$ m) = 0,12 + 0,11 (%Si) (MATSUMURA; FUKUDA, 1984).

Convém salientar que os dados da figura 4.2 indicam que uma lei do tipo $P_a \propto 1/\rho$ é mais compatível com os dados experimentais de SHIMAKA et al. (1982), consistindo em uma confirmação da equação 4.3. Por tratar-se de apenas um conjunto de dados experimentais não se pode ainda afirmar com certeza que essa é a lei válida, mas o teste realizado (figura 4.2) é favorável a $P_a \propto 1/\rho$.

4.3 Considerações finais

Existem muitas ressalvas quanto às previsões do modelo de BERTOTTI (1988). É particularmente importante salientar que a proposição $P_a \propto (P_h)^{1/2}$ não se verifica. Ou

seja, o modelo de BERTOTTI (1988) fracassa quando confrontado a resultados experimentais como os de EMURA et al. (1998) ou MARRA (2002).

Por outro lado, o modelo de CAMPOS (2000) vem resistindo aos testes (por exemplo, o exame apresentado na figura 4.2).

Não consistiria exagero afirmar que, em termos de modelos sobre perdas, ou do conhecimento do efeito de diversas variáveis sobre as perdas, estamos aqui no Brasil “um passo à frente” do que é conhecido nos Estados Unidos (WERNER; JAFFE, 1992) ou na Europa (BERTOTTI, 1998).

5 Conclusões

Os resultados dão suporte ao Procedimento de Separação de Perdas, um método que havia sido criticado como “desprovido de significado físico” por CULLITY (1972).

Considerações teóricas apontam diversas falhas e equívocos no Modelo de perdas de BERTOTTI (1988), BERTOTTI (1998). Além disso, uma série de resultados experimentais (EMURA et al., 1998) (MARRA, 2002) são conflitantes com as previsões do Modelo de BERTOTTI (1988).

O modelo apresentado (CAMPOS, 2000) para estimar o tamanho de grão ótimo foi testado, confirmando-se as previsões quanto ao efeito das variáveis frequência e resistividade.

Agradecimentos

MF de Campos agradece: FAPESP processo 01/09122-4; FAPESP Proc. 99/10796-8.

Referências

BECKER, J.J. Magnetization changes and losses in conducting ferromagnetic materials. J. Appl. Phys., v. 34, n. 4, p. 1327-1332, 1963.

BERTOTTI, G. General properties of power losses in soft ferromagnetic materials. IEEE Trans. Magn., v. MAG-24, p. 624-630, 1988.

BERTOTTI, G. Hysteresis in Magnetism. Academic Press, San Diego, 1998.

CAMPOS M. F. de; Microestrutura, textura e propriedades magnéticas em aços elétricos. Tese de Doutorado. Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, fevereiro de 2000.

CAMPOS, M. F. de; FALLEIROS, I. G. S.; LANDGRAF, F. J. G. Origens da Anisotropia de Propriedades Magnéticas em Aços Elétricos. In: CONGRESSO ANUAL DA ABM, 58, Rio de Janeiro, RJ, 2003.

- CULLITY, B. D. Introduction to magnetic materials. 1. ed. Addison-Wesley, Massachusetts, Reading, 1972.
- 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).
- EMURA, M.; LANDGRAF, F.J.G. Efeito da Indução máxima nas perdas de aço 3% Si. In 57° Congresso Anual da ABM – Internacional. Julho de 2002, São Paulo SP, p. 932-944.
- LANDGRAF, F. J. G.; CAMPOS, M. F. de; TEIXEIRA, J. C.; CONCILIO, G. V.; MURANAKA, C. S.; TSCHIPTSCHIN, A. P.; WOLGIEN, V.; ZWIRMAN, N. S. B; CORTES, C. O. S. Modelamento das perdas magnéticas de aços elétricos. In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA ABM, 2, São Paulo, SP, 1997. Anais.
- LANDGRAF, F. J. G.; TEIXEIRA, J. C.; EMURA, M.; CAMPOS, M. F. de; MURANAKA, C. S. Separating components of the hysteresis loss of non-oriented electrical steels. Materials Science Forum, v. 302-303, p. 440-445, 1999.
- MARRA, K. M. Cinética de descarbonetação de um aço GNO semiprocessado e sua influência nas propriedades magnéticas e na susceptibilidade ao envelhecimento magnético. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Minas Gerais, 2002.
- MATSUMURA, K.; FUKUDA, B. Recent developments of non-oriented electrical steel sheets. IEEE Trans. Magn., v. MAG-20, n. 5, p. 1533-1538, 1984.
- 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.
- 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.
- 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.
- STEWART, K.H. Experiments on a specimen with large domains. J. Phys. Radium, v. 12, p. 325-331, 1951.
- STEWART, K. H. Ferromagnetic domains, UK, University of Cambridge, 1954.
- THOMSON, J.J. Electrician, v. 28, p. 559, 1892 (citado por STEWARTH, K. H. Ferromagnetic domains, UK, University of Cambridge 1954).
- 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.

CRITICAL ANALYSIS OF THE MODEL OF EXCESS LOSSES¹

**Marcos Flávio de Campos²
Ivan Gilberto Sandoval Falleiros²
Fernando José Gomes Landgraf³**

ABSTRACT

In this paper, a detailed analysis of the mathematical models to predicting iron losses is presented. Theoretical reasoning has pointed several failures and mistakes on the Bertotti losses model. Besides, a series of experimental results are in conflict with the predictions from Bertotti model. However, several experimental results pointed out the viability of loss separation in two main parcels: one dynamical, related to eddy currents and other that is consequence of the process of formation and elimination of domain walls that leads to irreversible losses. Taking into account these presuppositions, another model to predicting the effect of several variables on the iron losses was formulated. This model was applied, in particular, for estimating the optimum grain size to minimize the iron losses.

Keywords: electrical steels, iron losses, recristalization

e_mail: mfdcampo@uol.com.br

1) Article submitted for the 58° Annual Congress of ABM, July, 21 to 24, 2003, Rio de Janeiro RJ

2) Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Av. Prof. Mello Moraes, 2463, cep 05508-900, São Paulo SP

3) Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo