

CLAUDENEI SIMÃO

**ESTUDO DA EFICIÊNCIA ENERGÉTICA DE
DISPOSITIVOS ELETROMAGNÉTICOS E DE SUAS
ALIMENTAÇÕES**

FLORIANÓPOLIS

2008

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO
EM ENGENHARIA ELÉTRICA

ESTUDO DA EFICIÊNCIA ENERGÉTICA DE
DISPOSITIVOS ELETROMAGNÉTICOS E DE SUAS
ALIMENTAÇÕES

Tese submetida à
Universidade Federal de Santa Catarina
como parte dos requisitos para a
obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

CLAUDENEI SIMÃO

Florianópolis, Maio de 2008.

ESTUDO DA EFICIÊNCIA ENERGÉTICA DE DISPOSITIVOS ELETROMAGNÉTICOS E DE SUAS ALIMENTAÇÕES

CLAUDENEI SIMÃO

‘Esta tese foi julgada adequada para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica, Área de Concentração em Eletromagnetismo e Dispositivos Eletromagnéticos, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Santa Catarina.’

Prof. Nelson Sadowski, Dr.
Orientador

Prof. Nelson Jhoe Batistela, Dr.
Co-Orientador

Prof^a. Kátia Campos de Almeida, Dra.
Coordenadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

Banca Examinadora:

Prof. Nelson Sadowski, Dr.
Presidente

Prof. Nelson Jhoe Batistela, Dr.

Prof. Silvio Ikuyo Nabeta, Dr.

Prof. Renato Cardoso Mesquita, Dr.

Prof. Mauricio Ferreira Valência da Luz, Dr.

Eng. Jean Vianeite Leite, Dr.

Graças a Deus pelas orações dos
meus irmãos e, principalmente,
dos meus pais:
José Pedro Simão e
Romana Sorato Simão.

“Combati o bom combate, acabei a
carreira, guardei a fé.
Desde agora ninguém me inquiete;
porque trago no meu
corpo as marcas do
Senhor Jesus.
A graça de nosso Senhor Jesus Cristo
seja, amigos, com o vosso
espírito! Amém.”

[2 Timóteo 4:7; Gálatas 6:17,18]

AGRADECIMENTOS

Graças a Deus por ter me concedido saúde, placidez e sabedoria durante todo o período da graduação, do mestrado e do doutorado.

Tenho uma profunda dívida de gratidão para com as pessoas que contribuíram diretamente e indiretamente na elaboração desta tese de doutorado.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Nelson Sadowski, pelos ensinamentos que me colocaram na trajetória certa do tema abordado e, principalmente, por ter proporcionado um ambiente estimulante e acolhedor em que se valoriza a criatividade do orientado.

Ao meu co-orientador, Prof. Dr. Nelson Jhoe Batistela, por ter me convidado para ingressar no doutorado, pelas discussões e o repasse de suas experiências referentes as perdas magnéticas.

Os meus agradecimentos aos colegas Cláudio Luíz Ebert, Jean Viane Leite, James Silveira, Pedro Armando da Silva Júnior, Marcos Fischborn, Stevan Grubisic por nossas discussões, colaborações, amizade e apoio durante o doutorado.

Aos professores que formaram a banca examinadora da tese: Dr. Silvio Ikuyo Nabeta, Dr. Renato Cardoso Mesquita, Dr. Mauricio Valencia Ferreira da Luz e Dr. Jean Viane Leite pelos comentários e contribuições sugeridas ao trabalho; Aos professores: Dr. João Pedro Assumpção Bastos, Dr. Patrick Kuo-Peng, Dr. Walter Pereira Carpes Jr. pela simpatia e amizade.

Aos alunos de iniciação científica do Grucad, em especial ao Artur Posenato Garcia e Lucas Poersch por suas contribuições nos experimentos e na elaboração dos programas de geração e aquisição de sinais.

Ao meu colega Mauricio Rigoni pelo apoio durante o doutorado e pela efetiva ajuda na formatação do texto. As conversas não se resumiam apenas em assuntos técnicos, mas também de caráter pessoal.

Quero agradecer a Celly D. Melo, secretária executiva; por sua amizade e pelo atendimento gentil nas ocasiões que precisei da sua ajuda.

Sou grato a todos os colegas da Eletrosul, em especial a Divisão de Proteção e Estudos do Sistema (DPES) que incentivaram e apreciaram a minha defesa de tese.

Aos meus pais e irmãos pelo amor incondicional, pela compreensão e pelo estímulo dado ao longo de minha vida. Deus seja louvado por suas vidas!

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

ESTUDO DA EFICIÊNCIA ENERGÉTICA DE DISPOSITIVOS ELETROMAGNÉTICOS E DE SUAS ALIMENTAÇÕES

Claudenei Simão

Maio/2008

Orientador: Prof. Nelson Sadowski, Dr.

Co-Orientador: Prof. Nelson Jhoe Batistela, Dr.

Área de Concentração: Eletromagnetismo e Dispositivos Eletromagnéticos.

Palavras-chave: caracterização de materiais magnéticos, perdas magnéticas, forma de tensão arbitrária, laços de histerese, tensão *PWM*, fluxo alternado sobreposto a um fluxo contínuo.

Número de Páginas: 133.

RESUMO: A tese aborda o estudo analítico e experimental do comportamento e da evolução das perdas magnéticas, principalmente as perdas por *histerese* quando o núcleo de aços para fins elétricos é submetido a regimes de tensão sinusoidal e não-sinusoidal (tensões arbitrárias). Foi realizado um estudo e análise de erros no cálculo de perdas por histerese para forma de onda de indução não-sinusoidal quando as perdas são calculadas pelos modelos de *Steinmetz* clássico e pelo método por decomposição da indução magnética em séries de Fourier, sendo baseado no modelo de *Steinmetz*. Como as condições de excitação por conversores estáticos são diversificadas, nos motores e transformadores sob regime de tensão *PWM* (*Pulse Width Modulation*) o fluxo é distorcido e pode estar presente nível contínuo de indução no núcleo (*DC*), acarretando um aumento das perdas energéticas. As perdas energéticas dependem diretamente da taxa de variação da indução magnética $dB(t)/dt$. Observou-se nos resultados experimentais em baixa frequência (1Hz) que laços de histerese principais podem ser obtidos com tensão arbitrária ou tensão puramente sinusoidal. Constatou-se que com o aumento do tamanho do grão, a forma de onda de indução influencia mais nas perdas magnéticas, principalmente para induções mais elevadas. A principal contribuição é a proposição de um novo modelo analítico, simples e de fácil utilização para avaliação das perdas no ferro quando este é submetido a regimes alternantes no tempo contendo uma componente de indução *DC* ou quando há formação de laços menores no interior do laço de histerese principal. Para o encontro dos parâmetros do novo modelo proposto, necessita-se apenas a realização do ensaio tradicional sob um regime puramente sinusoidal (a partir das perdas calculadas pelo modelo de *Steinmetz* clássico). Para a validação do novo modelo, foi necessário desenvolver uma metodologia experimental original para estudar e analisar o comportamento das perdas magnéticas produzidas pela componente contínua. Esta metodologia experimental foi implementada utilizando instrumentos virtuais em ambiente *LabVIEW* e validada para vários materiais para fins elétricos.

Abstract of Thesis presented to UFSC as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Electrical Engineering.

STUDY OF ENERGY EFFICIENCY IN ELETROMAGNÉTICOS DEVICES AND ITS FEEDS

Claudenei Simão

May/2008

Advisor: Prof. Nelson Sadowski, Dr.

Co-Advisor: Prof. Nelson Jhoe Batistela, Dr.

Area of Concentration: Electromagnetism and Electromagnetic Devices

Keywords: magnetic characterization, magnetic losses, arbitrary voltage waveforms, hysteresis loops, PWM voltage.

Number of Pages: 133.

ABSTRACT: The thesis deals with the analytical and experimental study of the behaviour and the evolution of magnetic losses, especially the losses by hysteresis, when the core of electrical steels is submitted to sinusoidal and non-sinusoidal voltage *schemes* (arbitrary voltages). With the advance on power electronics, the excitation conditions are diverse. In motors and transformers under *PWM (Pulse Width Modulation)* voltage scheme, the flux is distorted and there may be a continuous induction level in the core (*DC*), which implies an increase in energy losses. Energy losses directly depend on the magnetic induction variation rate, $dB(t)/dt$. It was observed in the experimental results in low frequency that similar major hysteresis loops can be obtained with arbitrary or sinusoidal in nature voltage. Results obtained from a new experimental methodology are shown. It was developed and implemented in *LabVIEW* environment, where waveforms of the desired induction are generated and imposed on the secondary winding of the *Epstein* transformer. The losses increase due to *DC* continuous level (*Pdc*) may be interpreted as minor loops internal to the main hysteresis loop. It was also seen that when *Pdc* losses are normalized according to the loss for a zero *DC* level, the behaviours are very similar for different materials. Because of that it was possible to develop a new model to represent the behaviour and predict the normalized losses, based on the losses calculated by the traditional *Steinmetz* model. Finally, a study and an error analysis were made on the hysteresis losses calculation for non-sinusoidal induction waveform, where the losses are calculated through the classical *Steinmetz* model, modified *Steinmetz* model and the decomposition of the magnetic induction into Fourier series method, based on the *Steinmetz* model.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. POSICIONAMENTO DO PROBLEMA E MOTIVAÇÃO DA PESQUISA	1
1.2. OBJETIVOS.....	4
1.3. CONTRIBUIÇÕES DO TRABALHO.....	4
1.4. ESTRUTURA DO TEXTO	5
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	8
2.1. PERDAS MAGNÉTICAS	8
2.1.1. PERDAS MAGNÉTICAS POR HISTERESE.....	10
2.1.2. PERDAS MAGNÉTICAS EXCEDENTES	14
2.1.3. PERDAS MAGNÉTICAS CLASSICAS OU POR CORRENTES DE FOUCAULT	16
2.2. UM MÉTODO DE SEPARAÇÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS.....	19
2.3. PERDAS PARA REGIME SINUSOIDAL E NÃO-SINUSOIDAL.....	21
2.3.1. INDUÇÃO SINUSOIDAL.....	21
2.3.2. INDUÇÃO TRAPEZOIDAL	22
2.3.3. INDUÇÃO PARABÓLICA	25
2.3.4. TENSÃO PWM A TRÊS NÍVEIS.....	27
2.3.5. REGIME COM ADIÇÃO DE HARMÔNICOS	28
2.3.6. REGIME SOB O TERCEIRO HARMÔNICO	29
2.4. PERDAS MAGNÉTICAS PARA INDUÇÕES ALTERNANTES SOBREPOSTAS A UM NÍVEL DE INDUÇÃO CONTÍNUO (IC)	30
2.5. O MODELO DE HISTERESE DE PREISACH.....	33
2.6. OUTROS MÉTODOS PARA AVALIAÇÃO DE PERDAS COM LAÇOS MENORES DE HISTERESE	36
2.7. CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	40
3. APARATO EXPERIMENTAL.....	41
3.1. PARTES INTEGRANTES DO APARATO EXPERIMENTAL.....	41
4. AVALIAÇÃO TEÓRICA E EXPERIMENTAL DE UM MODELO DE BOGLIETTI E DO MÉTODO POR DECOMPOSIÇÃO EM SÉRIES DE FOURIER PARA A PREVISÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS SOB REGIME DE TENSÃO ARBITRÁRIA	46

4.1.	DESENVOLVIMENTO MATEMÁTICO DO MODELO DE BOGLIETTI.....	47
4.2.	PERDAS POR HISTERESE	48
4.3.	PERDAS POR CORRENTES DE FOUCAULT.....	49
4.4.	ANÁLISE COMPARATIVA ENTRE AS PERDAS PREDITAS PELO MÉTODO DE BOGLIETTI E AS OBTIDAS EXPERIMENTALMENTE.....	53
4.4.1.	FORMA DE ONDA DE TENSÃO TRIANGULAR (INDUÇÃO PARABÓLICA).....	54
4.4.2.	FORMA DE ONDA DE TENSÃO RETANGULAR (INDUÇÃO TRIANGULAR).....	55
4.5.	ANÁLISE DE FORMAS DE ONDA DE TENSÃO QUE PRODUZEM LAÇOS MENORES.....	57
4.5.1.	TENSÃO SINUSOIDAL COM ADIÇÃO DE HARMÔNICOS	57
4.5.2.	FORMA DE ONDA DE TENSÃO PWM A DOIS NÍVEIS	59
4.6.	AVALIAÇÃO DA PERDA POR HISTERESE CALCULADA PELO MÉTODO POR DECOMPOSIÇÃO EM SÉRIES DE FOURIER.....	60
4.7.	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	65

5. ANÁLISE EXPERIMENTAL DE PERDAS MAGNÉTICAS SOB REGIME DE TENSÃO ARBITRÁRIA. 68

5.1.	TENSÃO SINUSOIDAL VS. RETANGULAR (INDUÇÃO TRIANGULAR)	69
5.2.	TENSÃO SINUSOIDAL VS. TRIANGULAR (INDUÇÃO PARABÓLICA).....	70
5.3.	TENSÃO SINUSOIDAL VS. TENSÃO <i>PWM</i>	71
5.3.1.	TENSÃO PWM A TRÊS NÍVEIS.....	71
5.3.2.	TENSÃO SINUSOIDAL VS. TENSÃO PWM A DOIS NÍVEIS.....	74
5.4.	COMPARAÇÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS EM FUNÇÃO DA INDUÇÃO DE PICO PARA TENSÃO ARBITRÁRIA.	76
5.4.1.	COMPARAÇÃO ENTRE PERDAS MAGNÉTICAS POR HISTERESE	77
5.4.2.	COMPARAÇÃO ENTRE PERDAS MAGNÉTICAS TOTAIS (50 Hz).....	78
5.5.	ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DE DIFERENTES FORMAS DE ONDA DE TENSÃO E DO EFEITO DO TAMANHO DE GRÃO NAS PERDAS MAGNÉTICAS PARA TRÊS DIFERENTES AÇOS ELÉTRICOS.....	79
5.5.1.	TENSÃO SINUSOIDAL VS. RETANGULAR (INDUÇÃO TRIANGULAR).....	80
5.5.2.	TENSÃO SINUSOIDAL VS. TENSÃO PWM A DOIS NÍVEIS.....	82
5.5.3.	PERDAS PARA TENSÃO SINUSOIDAL, RETANGULAR E PWM A DOIS NÍVEIS.....	84
5.6.	CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	86

6. NOVO MODELO DE ESTIMAÇÃO DAS PERDAS POR HISTERESE MAGNÉTICA EM LÂMINAS DE AÇO PARA FINS ELÉTRICO SOB A PRESENÇA DE COMPONENTE DE INDUÇÃO CONTÍNUA 87

6.1. INTRODUÇÃO	87
6.2. METODOLOGIA DESENVOLVIDA	89
6.3. IMPLEMENTAÇÃO DO SISTEMA	93
6.4. RESULTADO EXPERIMENTAL	95
6.5. PROPOSIÇÃO DE UM NOVO MODELO ANALÍTICO PARA PERDAS MAGNÉTICAS.....	98
6.6. COMPARAÇÕES ENTRE AS PERDAS POR HISTERESE EXPERIMENTAL, AS ESTIMADAS COM O NOVO MODELO E AS CALCULADAS COM BASE NA EQUAÇÃO DE STEINMETZ ADAPTADA PARA LAÇOS MENORES.....	100
6.7. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO	104
7. CONCLUSÕES FINAIS E PERSPECTIVAS.....	106
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	110

LISTA DE SIGLAS E SÍMBOLOS

W_T – Perda de energia total	[J/kg]
W_H – Perda de energia por histerese.....	[J/kg]
W_F – Perda de energia por correntes de Foucault.....	[J/kg]
W_E – Perda de energia excedente	[J/kg]
P_{DC} – Perda produzida por níveis DC.....	[W/kg]
P – Perda devido as componentes de indução contínua mais alternada.....	[W/kg]
P_o – Perda para indução puramente alternada.....	[W/kg]
P_h – Perda por histerese	[W/kg]
P_{din} – Perda por correntes induzidas	[W/kg]
$P_{H,sin}$ – Perda por histerese para tensão senoidal.....	[W/kg]
$P_{F,sin}$ – Perda por correntes de Foucault para tensão senoidal.....	[W/kg]
$P_{F,sin}$ – Perda devida ao fundamental de tensão	[W/kg]
P_T – Perda total	[W/kg]
P_t – Perda experimental total.....	[W/kg]
P_{o_i} – Perda para um laço menor de índice i	[W/kg]
P_{BP} – Perda do laço principal.....	[W/kg]
P_{dct} – Perda do laço principal mais as perdas de todos os laços menores	[W/kg]
W_t^T – Perda de energia para indução triangular.....	[J/kg]
W_t^{TP} – Perda de energia para indução trapezoidal.....	[J/kg]
W_t^{PWM} – Perda de energia por ciclo para tensão PWM a três níveis	[J/kg]
W_T^P – Perda total de energia por ciclo.....	[J/kg]
W_T^{Tr} – Perda total energia por ciclo para indução triangular.....	[J/kg]
W_F^S – Perda de energia por correntes de Foucault por ciclo para indução senoidal.....	[J/kg]
W_E^S – Perda de energia excedente por ciclo para indução senoidal	[J/kg]
W_H^{TP} – Perda de energia por histerese por ciclo para indução trapezoidal.....	[J/kg]
H – Campo magnético	[A/m]
E – Campo elétrico	[V/m]
B – Indução magnética.....	[T]
H_C – Campo coercitivo.....	[A/m]
B_R – Indução remanente	[T]
H_a – Campo magnético externo aplicado	[A/m]
H_{cp} – Campo magnético oposto ao campo externo.....	[A/m]
H_E – Campo magnético por excesso.....	[A/m]
B_p^{Tr} – Indução máxima para forma de onda triangular.....	[T]
B_p^P – Indução máxima para forma de onda parabólica.....	[T]

B^{TP} – Indução para forma de onda trapezoidal	[T]
B_p – Indução máxima ou de pico	[T]
B_t – Indução tangencial	[T]
B_r – Indução radial	[T]
B_k – Amplitude máxima do harmônico de indução	[T]
B_{pp} – Indução magnética de pico-a-pico	[T]
$B_{p,n}$ – Indução magnética de pico do n-ésimo harmônico	[T]
B_{ac} – Indução alternada	[T]
B_{dc} – Amplitude do nível DC da indução magnética	[T]
ΔB – Excursão da indução magnética	[T]
ΔB_i – Amplitude do laço menor de índice i	[T]
μ_0 – Permeabilidade magnética do vácuo	[H/m]
μ_r – Permeabilidade relativa de um material	[adimensional]
μ_{max} – Permeabilidade relativa máxima de um material	[adimensional]
M – Magnetização	[T]
M_s – Magnetização de saturação	[T]
Φ - Fluxo magnético	[Wb]
J – Densidade de corrente elétrica	[A/m ²]
σ - Condutividade elétrica	[S]
m_v – Massa específica do material	[kg/m ³]
V_p – Velocidade da parede	[m/s]
S – Área	[m ²]
d – Espessura	[mm]
t – Tempo	[s]
f – Frequência	[Hz]
f_o – Frequência de ensaio	[Hz]
T_o – Período	[s]
T_p – Período de um pulso de tensão	[s]
T_H – Período de uma onda de tensão retangular	[s]
T_O – Tempo de atraso	[s]
f_{tr} – Frequência de uma onda triangular	[Hz]
f_s – Frequência de uma onda sinusoidal	[Hz]
τ - Duração de um pulso de tensão	[s]
v – Tensão elétrica alternada	[V]
V_k – Amplitude do harmônico ímpar de ordem k	[V]
V_{dc} – Amplitude da tensão elétrica contínua	[V]
V_{av} – Valor médio retificado da tensão	[V]
$V_{av,n}$ – Valor médio retificado do n-ésimo harmônico da tensão	[V]
$V_{av,fund}$ – Valor médio retificado da fundamental da tensão	[V]

V_{rms}	– Valor eficaz da tensão	[V]
$V_{rms,n}$	– Somatório dos valor eficazes de cada harmônico da tensão	[V]
$V_{rms,fund}$	– Valor eficaz da fundamental da tensão	[V]
$V_{p,n}$	– Valor de pico de cada harmônico da tensão	[V]
V_{tr}	– Amplitude da tensão triangular	[V]
V_{ref}	– Tensão de referência	[V]
V_{outac}	– Tensão de saída alternada	[V]
k	– Ordem de um harmônico	[adimensional]
kh	– Constante para caracterização de um material	[adimensional]
k_f	– Constante para caracterização de um material	[adimensional]
k_e	– Constante para caracterização de um material	[adimensional]
K_h	– Coeficientes de correção para as componentes de perdas	[adimensional]
K_{din}	– Coeficientes de correção para as componentes de perdas	[adimensional]
K_{layers}	– constante dependente do tipo de material	[adimensional]
C_F	– Constante obtida experimentalmente	[adimensional]
α	– Expoente da indução do modelo de Steinmetz	[adimensional]
i	– Ordem de um laço menor	[adimensional]
F_c	– Razão entre os fatores de forma	[adimensional]
n	– número de pulsos	[adimensional]
n	– número total de harmônicos	[adimensional]
φ_k	– Defasagem em relação a fundamental	[graus]
η	– Relação entre o valor médio de um harmônico e sua fundamental	[adimensional]
χ	– Relação entre o valor eficaz de um harmônico e sua fundamental	[adimensional]
N	– Número de lâminas em cada braço do Quadro de <i>Epstein</i>	[adimensional]
l	– Largura	[mm]
C	– Comprimento médio	[mm]
m	– Índice de modulação	[adimensional]
n_1	– Número de laços menores	[adimensional]
n_{dc}	– Número de espiras do enrolamento auxiliar	[adimensional]
n_{ac}	– Número de espiras dos enrolamentos primário e secundário	[adimensional]
r_{dc}	– Resistência do enrolamento auxiliar	[Ω]
Δ	– Superfície de integração	[adimensional]

ABREVIATURAS

PWM – Pulse Width Modulation

AC – Corrente Alternada

DC – Corrente Contínua

GRUCAD – Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos

FeSi – Ferro-Silício

VI – Instrumento Virtual

IA – Indução Alternada

IC – Indução Contínua

OM – Objeto Magnético

EFCAD - *Electromagnetic Field Computer Aided Design*

L2EP – *Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique de Puissance de Lille*

GNO – Grão Não Orientado

GPIB – *General Purpose Interface Bus*

IEEE – *Institute of Electrical and Electronics Engineers*

FFT – *Fast Fourier Transform*

TC – Transformador de Corrente

RDP – Registrador Digital de Perturbações

ÍNDICE DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1 - Representação simplificada da estrutura de domínios para um material ferromagnético policristalino [18,20,21]	10
Figura 2.2 - Mudanças na estrutura de domínios durante o processo de magnetização [22].	11
Figura 2.3 - Curva de histerese para um material ferromagnético.	12
Figura 2.4 - Laço de histerese principal com laços menores para um material ferromagnético.	13
Figura 2.5 - Microcorrentes induzidas associadas a uma parede de domínio.	15
Figura 2.6 - (a) Linhas de fluxo no núcleo de material ferromagnético, (b) correntes induzidas na situação de um núcleo maciço e (c) corrente induzida no núcleo composto por várias lâminas isoladas eletricamente entre si [21].	17
Figura 2.7 - Uma lâmina de material ferromagnética sob a ação do vetor indução magnética variável no tempo $dB(t)/dt$ e paralela à lâmina na direção z	18
Figura 2.8 - Componentes de perdas magnéticas: histerese W_H , Foucault W_F e excedente W_E	20
Figura 2.9 - Forma de onda de tensão e indução magnética.	21
Figura 2.10 - Forma de onda de tensão a três níveis $v(t)$ e a indução correspondente $B(t)$	23
Figura 2.11 - Forma de onda de tensão e de indução magnética para $\tau = T_o/2$	25
Figura 2.12 - Forma de onda de tensão triangular e de indução magnética parabólica.	26
Figura 2.13 - Tensão <i>PWM</i> a três níveis e a indução correspondente.	27
Figura 2.14 - Perdas para uma indução composta pelo fundamental e seu terceiro harmônico, variando fase e amplitude [8, 12].	29
Figura 2.15 - Um pólo de motor síncrono a ímãs permanentes com indicação dos sensores para análise da forma da indução magnética.	30
Figura 2.16 - Distribuição de fluxo magnético devido somente ao ímã.	31
Figura 2.17 - Indução no rotor: tangencial (B_t) da sonda 1r e radial (B_r) da sonda 2r (ímã).	31
Figura 2.18 - Indução nos dentes do estator: a) sonda 3s e b) sonda 4s.	32
Figura 2.19 - Induções no ímã: linha cheia corrente retangular e linha pontilhada máquina em vazio.	32
Figura 2.20 - Indução radial (sonda 2r). Máquina em vazio (linha pontilhada) com corrente sinusoidal (linha cheia)	33
Figura 2.21 - Comutador biestável (histeron) e o triângulo de <i>Preisach</i>	34
Figura 2.22 - representação dos ciclos centrados e o triângulo de <i>Preisach</i> correspondente.	35
Figura 2.23 - Representação em 3D as curvas de <i>Everett</i>	36
Figura 2.24 - Indução distorcida e o lócus B vs. H com dois laços menores.	37
Figura 2.25 - a) lócus $B(t)$ por $H(t)$ sob regime de magnetização contínua ΔB somada a alternada B_m e b) é a variação das perdas P em função de ΔB , onde é normalizado com o valor das perdas sem a componente contínua P_o	38

Figura 2.26 - a) forma de onda de tensão aplicada e b) a sua correspondente indução magnética.	39
Figura 2.27 - Lócus $B(t)$ por $H(t)$ com cinco laços menores.	39
Figura 3.1 - a) Ilustração do quadro <i>Esptein</i> e b) de uma lâmina padrão.	42
Figura 3.2 - O quadro de <i>Epstein</i> (B-EP-25cm da Yokogawa Electric Works Ltda).....	42
Figura 3.3 - Tela de controle dos parâmetros do sinal de referencia para tensão sinusoidal, triangular, retangular, <i>PWM</i> a dois, <i>PWM</i> a três e a quatro níveis.....	43
Figura 3.4 – Tela de controle dos parâmetros do sinal de referencia para tensão com harmônicos. .	44
Figura 3.5 - Diagrama do aparato experimental utilizado nos ensaios.	45
Figura 3.6 - Foto do aparato experimental.	45
Figura 4.1 – Tensão a três níveis e a correspondente indução magnética.	47
Figura 4.2 - Perdas magnéticas por ciclo e por unidade de massa medidas e previstas para tensão sinusoidal a 50 Hz - materiais A.....	53
Figura 4.3 - Curvas de V_{rms} , $V_{rms,Fund}$, V_{av} , $V_{av,Fund}$, η^α e χ^2 para forma de onda de tensão triangular a 50 Hz.	54
Figura 4.4 - Perdas magnéticas no ferro previstas e medidas para indução parabólica a 50 Hz.	55
Figura 4.5 - Curvas de V_{rms} , $V_{rms,Fund}$, V_{av} , $V_{av,Fund}$, η^α e χ^2 para forma de onda de tensão quadrada a 50Hz.	55
Figura 4.6 - Comparação entre as perdas magnéticas no ferro previstas e medidas para forma de onda de indução triangular a 50 Hz.....	56
Figura 4.7 - Forma de onda de tensão $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese.	57
Figura 4.8 - Forma de onda de tensão $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese (fase zero para o terceiro harmônico).	58
Figura 4.9 - Forma de onda de tensão $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese (fase 60 graus para o terceiro harmônico).	59
Figura 4.10 - Forma de onda de tensão <i>PWM</i> $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese para frequência da triangular $f_{tr}=5\text{Hz}$ e índice de modulação $m=0,8$	60
Figura 4.11- Forma de onda de tensão <i>PWM</i> $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese para frequência da triangular $f_{tr}=11\text{ Hz}$ e índice de modulação $m=0,8$	60
Figura 4.12 – Comparações entre a perda obtida experimentalmente com aquelas obtidas pelo método de decomposição da indução em séries de Fourier utilizando o modelo de <i>Steinmetz</i> clássico.	61
Figura 5.1 – Formas de onda de tensão retangular, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal e retangular para frequência de 1Hz (b).....	69
Figura 5.2 - Formas de onda de tensão retangular a 50Hz, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal a 1Hz e à tensão retangular (b).....	70
Figura 5.3 - Formas de onda de tensão triangular, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal e triangular para frequência de 1Hz (b).	70

Figura 5.4 - Formas de onda de tensão triangular a 50Hz, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal a 1Hz e à tensão triangular (b).	71
Figura 5.5 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a três níveis ($m = 0,80$ e $f_{ir}=5\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a três níveis (b).	72
Figura 5.6 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a três níveis ($m = 0,80$ e $f_{ir}=1\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a três níveis (b).	72
Figura 5.7 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a três níveis ($m = 0,50$ e $f_{ir}=1\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a três níveis (b).	73
Figura 5.8 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a três níveis ($m = 0,95$ e $f_{ir}=31\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a três níveis (b).	73
Figura 5.9 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a dois níveis ($m = 0,80$ e $f_{ir}=5\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a dois níveis (b).	74
Figura 5.10 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a dois níveis ($m = 0,50$ e $f_{ir}=5\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a dois níveis (b).	74
Figura 5.11 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a dois níveis ($m = 0,80$ e $f_{ir}=11\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a dois níveis (b).	75
Figura 5.12 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a dois níveis ($m = 0,50$ e $f_{ir}=11\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a dois níveis (b).	75
Figura 5.13 - Formas de onda de tensão <i>PWM</i> a dois níveis ($m = 0,95$ e $f_{ir}=31\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão <i>PWM</i> a dois níveis (b).	76
Figura 5.14 - Comparação das perdas magnéticas de histerese medida para tensão sinusoidal, triangular, retangular, <i>PWM</i> a dois e três níveis ($m = 0,80$ e $f_{ir}=5\text{Hz}$).....	77
Figura 5.15 - Diferença relativa entre perdas de histerese <i>PWM</i> a dois níveis ($m=0,80$) e sinusoidal.	77
Figura 5.16 – Perdas por histerese em função do índice de modulação m	78
Figura 5.17 - Comparação das perdas magnéticas totais medida para indução sinusoidal, triangular, parabólica e trapezoidal (50Hz).....	79
Figura 5.18 – Indução para forma de onda de tensão sinusoidal, retangular e <i>PWM</i> a dois níveis (frequência do fundamental de 1 Hz).	80

Figura 5.19 – Para o material D, comparação entre os laços de histerese para formas de onda sinusoidal e retangular (frequência fundamental de 1 Hz).....	81
Figura 5.20 – Para o material C, comparação entre os laços de histerese para formas de onda sinusoidal e retangular (frequência fundamental de 1 Hz).....	81
Figura 5.21 – Para o material B, comparação entre os laços de histerese para formas de onda sinusoidal e retangular (frequência fundamental de 1 Hz).....	82
Figura 5.22 – Comparação entre os laços de histerese para formas de onda de tensão sinusoidal e <i>PWM</i> a dois níveis (frequência de comutação de 3 Hz, índice de modulação de 0,80 e frequência do fundamental de 1 Hz) – material D.....	83
Figura 5.23 – Comparação entre os laços de histerese para formas de onda de tensão sinusoidal e <i>PWM</i> a dois níveis (frequência de comutação de 3 Hz, índice de modulação de 0,80 e frequência do fundamental de 1 Hz) – material C.....	83
Figura 5.24 – Comparação entre os laços de histerese para formas de onda de tensão sinusoidal e <i>PWM</i> a dois níveis (frequência de comutação de 3 Hz, índice de modulação de 0,80 e frequência do fundamental de 1 Hz) – material B.....	84
Figura 5.25 – Perdas por histerese em função da indução de pico para os materiais B, C e D (tamanhos de grão 13, 104 e 360 μm . a) tensão <i>PWM</i> a dois níveis e b) tensão retangular.....	85
Figura 5.26 – Perda energética total por ciclo ($W_T=P_T/f$) e por unidade de massa em função do valor de pico da indução a 50 Hz para tensão sinusoidal e retangular.....	85
Figura 6.1 – Locus $B(t)$ por $H(t)$ e as correspondentes formas de onda de tensão, indução e campo para $B_{dc}=1\text{T}$, $\Delta B=0,4\text{T}$ e $f=1\text{Hz}$	91
Figura 6.2 - Representação do circuito com os enrolamentos primário, secundário e auxiliar do <i>Epstein</i> ($n_{dc} = 50$ e $n_{ac} = 700$ espiras).....	91
Figura 6.3 - Forma da indução imposta no secundário do <i>Epstein</i> para o estudo do comportamento do material quando também há nível contínuo de fluxo.....	92
Figura 6.4 - Laços menores $B(t)$ por $H(t)$ para o material A na frequência $f=1\text{Hz}$ para (a) $\Delta B = 0,5\text{T}$ (b) $\Delta B = 0,3\text{T}$	93
Figura 6.5 – (a) Exemplo do cálculo do sinal de tensão de referência a partir da indução desejada na amostra sob ensaio. (b) Tensões de referência de saída do enrolamento secundário do quadro de <i>Epstein</i> e as correspondentes formas de onda da indução e campo magnético.....	95

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 4.1 – Parâmetros do Material A	53
Tabela 4.2 - Valores de fase e amplitude da tensão $v(t)$	57
Tabela 4.3 - Valores de fase e amplitude da tensão $v(t)$	58
Tabela 4.4 - Valores de perda magnética para tensão PWM a dois níveis.	59
Tabela 4.5 - Relação que estabelece o limite para o não surgimento de laços menores	63
Tabela 5.1 – Materiais tipo B, C e D.....	79
Tabela 6.1 - Materiais utilizados nos ensaios.....	95
Tabela 6.2 - Valores de K_{dc} e λ para os seis materiais	99
Tabela 6.3 – Perda para cada laço menor dentro do laço de histerese principal.	102
Tabela 6.4 – Perda total de histerese obtida por tensão PWM a dois níveis.....	104

1. INTRODUÇÃO

1.1. POSICIONAMENTO DO PROBLEMA E MOTIVAÇÃO DA PESQUISA

A crescente utilização da energia elétrica nos mais diversos processos industriais, vem ocorrendo desde o início do século XX, tem apresentado exigências cada vez mais rigorosas no que se refere à qualidade desta energia e à eficiência do seu uso. Atualmente, com a crise de energia, devido aos poucos investimentos na área de geração, transmissão e também no aumento da demanda, a eficiência/rendimento dos dispositivos de conversão de energia elétrica se tornou de extrema importância.

A conversão eletromecânica de energia é uma das áreas clássicas da engenharia elétrica no ramo da eletrotécnica. Nesta área, dois dos dispositivos mais relevantes são a máquina elétrica e o transformador. As primeiras máquinas elétricas foram desenvolvidas no século XIX [1]. No entanto, os pesquisadores e os fabricantes têm buscado métodos de avaliação desses dispositivos eletromagnéticos de maneira a garantir um projeto adequado aos seus produtos. Além disso, a concorrência comercial exige que se aumente cada vez mais a eficiência desses dispositivos, juntamente com a diminuição de seu peso e volume. Com isso, o desenvolvimento de ferramentas de análise e cálculo que possibilitem ao projetista otimizar o projeto antes da construção do protótipo é de extrema relevância.

Neste contexto de perdas magnéticas, o tema eficiência energética surge como um fator relevante na escolha dos dispositivos eletromagnéticos. Por outro lado, com o aumento da eficiência energética há também o aumento do custo/benefício dos produtos e equipamentos elétricos que utilizam materiais ferromagnéticos devido, principalmente, ao desenvolvimento tecnológico de novas ligas na composição dos aços para aplicações elétricas.

O conceito de eficiência energética é baseado no melhor aproveitamento da energia elétrica e no combate ao desperdício, para assim evitar/diminuir o ritmo de expansão da capacidade do sistema elétrico, suavizando, desta forma, os impactos ambientais associados e preservando, na medida do possível, os recursos naturais.

Os materiais ferromagnéticos, por sua vez, exercem um papel importante na fabricação do núcleo de dispositivos eletromagnéticos, pois, por possuírem uma maior permeabilidade, atraem fortemente o campo magnético, tornando-se relevantes quanto à eficiência, ao custo e à relação peso/volume.

De maneira geral, o trabalho no Laboratório de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos (*GRUCAD*) *focaliza a parte da eficiência energética e/ou a melhoria da produção de tais equipamentos através de estudos e análise experimentais do comportamento e da evolução de perdas eletromagnéticas no ferro com injeção de harmônicos de tensão*. Neste contexto, trabalhar com dispositivos eletromagnéticos acoplados a fontes de alimentação arbitrária é de extrema importância, porque através da análise teórica e experimental do comportamento das perdas magnéticas (perdas por histerese e aquelas devido às correntes induzidas) destes dispositivos, tem-se a possibilidade de melhorar a eficiência energética dos mesmos.

Este trabalho de doutorado é conduzido de maneira a gerar diretrizes de concepção e análise de perdas magnéticas no núcleo de dispositivos eletromagnéticos [2]. Utilizando ferramentas de cálculo, modelos que representam o comportamento das perdas por histerese e por correntes induzidas juntamente com o procedimento de análise experimental, permitem desenvolver protótipos adequados e obter um entendimento do comportamento das perdas magnéticas sob diferentes regimes de alimentação.

A histerese, por exemplo, é atualmente um dos focos das atenções no que se refere a sua modelagem. Nas aplicações dos motores elétricos aos transformadores, aos ímãs permanentes e à gravação magnética, são dedicados grandes esforços aos estudos das perdas energéticas e, em particular, da histerese magnética.

A princípio, mesmo nos dispositivos eletromagnéticos que são alimentados com tensão puramente sinusoidal, em razão da geometria e do regime de operação, o fluxo local pode ser distorcido em algumas regiões dos materiais ferromagnéticos utilizados no núcleo de transformadores e máquinas elétricas girantes [3]. Isso é causado pela saturação local, devido à não-homogeneidade do caminho magnético e à variação da anisotropia magnética, bem como ao fluxo rotativo nas regiões próximas aos dentes e às ranhuras das máquinas, assim como nas juntas em “T” de transformadores trifásicos [3,4,5,6], onde surgem harmônicos de fluxo, mudando o comportamento e a evolução das perdas magnéticas [3,7,8]. Nestas regiões, as perdas no ferro são, em geral, maiores que a média das perdas nas outras partes do circuito magnético. No entanto, esses harmônicos além de

aumentarem as perdas, podem provocar o aparecimento de laços menores no laço de histerese principal [9]. Em razão do aparecimento desses laços menores, as perdas magnéticas aumentam consideravelmente e as expressões e os modelos matemáticos clássicos, utilizados até então para calculá-las, começam a não representar bem o seu comportamento.

Existem muitos casos em que os materiais ferromagnéticos são usados sob excitação alternada simétrica (tensão *ac* simétrica). No entanto, com o progresso da eletrônica de potência, as condições de excitação são diversificadas. Por exemplo, no caso dos motores a ímãs permanentes, transdutores eletromagnéticos acústicos, transformadores e das máquinas elétricas excitados com fontes de tensão *PWM* (*Pulse Width Modulation*), pode estar presente nível contínuo de indução no núcleo de ferro e, conseqüentemente, haverá um aumento das perdas energéticas, da corrente de magnetização e do ruído [10,11].

Há uma busca exaustiva, por parte dos pesquisadores, quanto ao entendimento e desenvolvimento de expressões e modelos que descrevam o comportamento das perdas magnéticas sob regime de tensão arbitrário, em especial aqueles que geram laços menores dentro do laço principal de histerese ou aqueles com componente alternada sobreposta a uma componente contínua (DC). Portanto, estudos e análises de expressões, modelos numéricos e ensaios experimentais são de extrema importância para os centros de pesquisas e para as indústrias quando dispositivos magnéticos são alimentados com formas de onda de tensão com um determinado conteúdo harmônico.

Por fim, os problemas da falta de energia em âmbito nacional e internacional, a competitividade industrial e o avanço tecnológico dos sistemas elétricos e eletrônicos que utilizam partes magnéticas, estimulam a necessidade de se manter um nível de excelência do conhecimento no que se refere às perdas magnéticas sob regime de alimentação arbitrária.

Portanto, em relação ao comportamento das perdas sob um regime de alimentação arbitrária de indução alternada sobreposta a um nível contínuo (DC), acredita-se que este é um campo extremamente necessário e promissor de pesquisa, o qual gera grande contribuição para o meio acadêmico e para a sociedade em geral.

1.2. OBJETIVOS

Este trabalho tem por objetivo a análise teórica e experimental do comportamento e da evolução das perdas magnéticas (perdas por histerese, por correntes de Foucault e excedentes) quando o núcleo de aços elétricos de dispositivos eletromagnéticos é submetido a regimes de tensão sinusoidal e não-sinusoidal (tensão arbitrária). Neste contexto, procura-se desenvolver modelos matemáticos e procedimentos experimentais para a estimação das perdas magnéticas no ferro para tensão arbitrária, conhecendo-se apenas as perdas devido ao sinal puramente sinusoidal e as características da tensão de alimentação.

Serão realizados estudos e análises comparativas entre as perdas magnéticas por histerese obtidas experimentalmente para forma de onda de indução não-sinusoidal e as estimadas pelo modelo de *Steinmetz* clássico e pelo método por decomposição da indução magnética em séries de Fourier, sendo o cálculo baseado no modelo de *Steinmetz* clássico.

Dá-se ênfase à análise e à estimação das perdas magnéticas sob regime de magnetização pulsado, como a forma de onda de tensão *PWM*, bem como implementa-se uma nova metodologia experimental de avaliação das perdas magnéticas sob regime de alimentação alternada sobreposta a um nível contínuo de indução (DC). Assim, a partir da análise dos resultados experimentais de perdas, utilizando a nova metodologia, propõe-se um novo modelo de previsão das perdas magnéticas por histerese sob condição de alimentação em que há um nível de indução contínua.

Realizam-se análises de erros entre as perdas magnéticas por histerese obtidas experimentalmente e as estimadas pelo modelo de *Steinmetz* modificado e pelo novo modelo de previsão das perdas sob condição de alimentação alternada sobreposta a um nível de indução contínua.

1.3. CONTRIBUIÇÕES DO TRABALHO

Dentro dos objetivos principais descritos nesta tese, podem-se destacar como principais contribuições:

- as análises experimentais da evolução das perdas magnéticas por histerese para vários materiais para fins elétricos submetidos a diferentes alimentações, tais como as formas de onda de tensão sinusoidal, retangular, triangular, *PWM* a dois

e *PWM* a três níveis. Além disso, são investigadas e analisadas experimentalmente as influências de alguns parâmetros sobre as perdas, como a amplitude da indução magnética, a frequência da triangular (frequência de comutação) e o índice de modulação para formas de onda de tensão *PWM* a dois níveis e *PWM* a três níveis;

- a abordagem do efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas para diferentes aços elétricos sob diferentes regimes de alimentação;
- a análise comparativa entre as perdas magnética por histerese obtidas experimentalmente e as estimadas pelo modelo de *Steinmetz* clássico e pelo método por decomposição da indução magnética em séries de *Fourier*, sendo baseado na equação de *Steinmetz*.
- o desenvolvimento e a implementação, em ambiente *LabVIEW*, de uma nova metodologia experimental de estimação das perdas magnéticas por histerese sob regime de alimentação alternada sobreposta a um nível contínuo de indução ou para a formação de laços menores no interior do laço principal de histerese, bem como a proposição de um novo modelo analítico para perdas magnéticas. Para a obtenção dos parâmetros do novo modelo, necessita-se apenas a realização do ensaio clássico sob um regime de alimentação puramente sinusoidal (a partir das perdas calculadas pelo modelo de *Steinmetz* clássico);
- a análise comparativa entre as perdas magnéticas por histerese obtidas experimentalmente e as estimadas pelo modelo denotado por *Steinmetz* modificado e pelo novo modelo proposto para regime de alimentação alternada sobreposto a uma componente contínua.

1.4. ESTRUTURA DO TEXTO

Considerando-se as propostas deste trabalho, o texto foi dividido em sete capítulos. Neste primeiro capítulo, apresenta-se uma descrição do posicionamento do problema, a motivação da pesquisa e os objetivos desta tese. Em seguida, descrevem-se as propostas e as contribuições resultantes dos esforços de pesquisa aqui formalizados.

No segundo capítulo, faz-se uma revisão bibliográfica dos conceitos fundamentais para a análise das perdas magnéticas em aços para aplicações elétricas utilizados na fabricação de dispositivos eletromagnéticos.

No terceiro capítulo, apresenta-se o aparato experimental utilizado na realização dos ensaios [12], e ainda um programa desenvolvido e implementado em ambiente *LabVIEW* para a geração dos sinais de tensão impostos como referência para a fonte de tensão.

O quarto capítulo trata do desenvolvimento matemático e da análise experimental do modelo de BOGLIETTI para a previsão das perdas magnéticas sob regime de tensão arbitrária. Também neste capítulo é realizada uma análise experimental de formas de onda de tensão que produzem laços menores [9]. O capítulo também traz o estudo e a análise comparativa entre as perdas magnéticas por histerese obtidas experimentalmente e as calculadas pelo modelo de *Steinmetz* clássico e pelo método fazendo decomposição harmônica em séries de *Fourier* da forma da indução magnética (cálculo das perdas baseado no modelo de *Steinmetz* clássico).

O quinto capítulo analisa e compara a evolução das perdas magnéticas em núcleos de aços elétricos submetidos a diferentes alimentações, tais como: formas de onda sinusoidal, retangular, triangular, *PWM* a dois e a três níveis. Além disso, são investigadas as influências de alguns parâmetros da forma de onda da indução magnética sobre as perdas. Foram considerados a amplitude da indução magnética, a frequência da triangular (frequência de comutação) e o índice de modulação para forma de onda *PWM* a dois e a três níveis. Em seguida, mostra-se experimentalmente que as perdas por histerese não dependem da forma de onda da tensão aplicada [13,14]. Neste mesmo capítulo, aborda-se também o efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas para três diferentes aços elétricos sob diferentes regimes de alimentação. Para isso, investigam-se as perdas impondo as referidas formas de onda de tensão com frequências de 1 e de 50 Hz [15,16].

O capítulo seis apresenta uma modelagem e uma metodologia experimental para o estudo, a análise do comportamento e a estimação das perdas por histerese em aço para fins elétricos quando existe uma componente contínua de fluxo magnético e/ou a formação de laços menores no interior do laço de histerese principal. Um novo modelo desenvolvido para este comportamento foi proposto e diferentes materiais de aço laminado para fins elétricos foram testados, comprovando e validando tanto a metodologia utilizada quanto o modelo proposto. Como resultado prático, para a avaliação das perdas por histerese sob estas condições, necessita-se realizar apenas os ensaios tradicionais de caracterização de aços para fins elétricos sob fluxos alternantes com nível de fluxo contínuo nulo. Realizam-se também uma análise comparativa entre as perdas magnéticas por histerese obtidas experimentalmente com as estimadas pelo modelo de *Steinmetz* modificado e pelo novo

modelo proposto (perdas magnéticas para indução alternada sobreposta a uma componente contínua).

O sétimo e último capítulo centra esforços em uma conclusão geral dos resultados apresentados nos capítulos anteriores. Também apresenta alguns tópicos para a continuidade do trabalho.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo tem por objetivo apresentar os conceitos fundamentais para a análise das perdas magnéticas em aços para aplicações elétricas utilizados na fabricação de dispositivos eletromagnéticos. É dada atenção aos tipos de perdas, fazendo-se ainda uma breve descrição, do ponto de vista da engenharia elétrica, do surgimento físico dessas perdas.

O capítulo apresenta as principais expressões matemáticas para a previsão das componentes de perdas magnéticas e, além disso, modelos numéricos para a caracterização dos materiais ferromagnéticos sob regimes sinusoidal e não-sinusoidal. Em seguida, é apresentado um método de separação das componentes de perdas magnéticas (histerese, Foucault e excedente).

O capítulo também traz uma revisão acerca dos estudos realizados sobre perdas em materiais ferromagnéticos quando submetidos a regimes sob campos pulsados (regime *PWM* a dois níveis, por exemplo) ou com induções alternadas (*IA*) sobrepostas ao nível de indução contínua (*IC*). Finalmente, discorre-se a respeito da função de *Everett*, na qual se encontra a solução da função densidade do modelo numérico de *Preisach*.

2.1. PERDAS MAGNÉTICAS

Os dispositivos eletromagnéticos, como os transformadores e as máquinas elétricas, processam energia através de meios constituídos por materiais ferromagnéticos com alta permeabilidade. Tais materiais, por sua natureza, possibilitam uma maior concentração de energia magnética por unidade de volume, permitindo, assim, construir eficientes dispositivos eletromagnéticos. Em virtude disso, são empregados na construção do núcleo de dispositivos utilizados na geração, na transmissão de energia elétrica e na conversão eletromecânica de energia.

No processo de transferência de energia via campo magnético, surgem as chamadas perdas magnéticas, que dependem principalmente dos valores de frequência, de indução, das propriedades dos materiais ferromagnéticos e do regime de funcionamento a que são submetidos os núcleos dos dispositivos eletromagnéticos [17].

Para os fabricantes de equipamentos elétricos que empregam em seu núcleo material ferromagnético, é de grande importância conhecer as perdas energéticas totais sofridas pelos materiais, a fim de que eles possam estabelecer a melhora no rendimento/eficiência, aliada ao custo e ao volume na produção do seu produto. No entanto, para os pesquisadores da área, além de conhecer o comportamento das perdas totais envolvidas no processo, o desmembramento em outras componentes possibilita compreender melhor os diferentes fenômenos físicos atrelados a cada tipo de perda. Com isso, pode-se desenvolver expressões e modelos que descrevam o comportamento das perdas magnéticas mais próximas do encontrado em situações reais de funcionamento dos tais dispositivos.

As perdas de energia totais por ciclo em materiais ferromagnéticos podem ser, a princípio, divididas em duas componentes: as perdas devidas ao fenômeno de histerese e as dinâmicas devidas às correntes de Foucault. Esta última componente é obtida, geralmente, pela correlação das perdas clássicas por correntes induzidas, calculada sob a hipótese de um material ferromagnético linear [2,17,18].

As perdas por correntes de Foucault podem ser obtidas analiticamente, de forma simples, a partir das Equações de MAXWELL [2]. Já a modelagem das perdas por histerese apresenta alguma complexidade, haja vista que os materiais ferromagnéticos apresentam comportamentos não-lineares em termos de microestrutura (discordâncias, tamanho de grão, paredes de domínios, inclusões não metálicas, textura), sendo que, para caracterizá-los, é necessária a realização de ensaios experimentais [17,18,19].

No princípio, admitia-se que apenas a parcela de perdas por correntes de Foucault seria responsável pela chamada perda dinâmica, permitindo assim modelar o seu comportamento. No entanto, observou-se que existiam outros fenômenos microestruturais não contemplados na formulação das perdas dinâmicas, pois os valores calculados eram inferiores aos valores obtidos experimentalmente. BERTOTTI estabeleceu que as perdas dinâmicas, por sua vez, poderiam ser divididas na então chamada perda por correntes de Foucault mais a perda excedente [18], como se apresenta em (2.1).

$$W_T = W_H + W_F + W_E \quad [J/kg] \quad (2.1)$$

onde W_T é a perda de energia total por ciclo e por unidade de massa e W_H , W_F e W_E são as perdas por histerese, por correntes de Foucault e excedente, respectivamente, sob regime puramente sinusoidal para uma dada frequência.

2.1.1. PERDAS MAGNÉTICAS POR HISTERESE

As perdas magnéticas por histerese podem ser chamadas de perdas estáticas ou quase estáticas (obtidas para frequências abaixo de 1 Hz, por exemplo, onde as perdas dinâmicas podem ser desprezadas) e são explicadas classicamente pela movimentação das paredes dos domínios magnéticos no processo de magnetização do material.

O conceito de domínio magnético foi proposto por *Weiss*, em 1906, como sendo cristais que possuem elétrons com *spins* orientados numa mesma direção [2,18]. As paredes de domínio são as interfaces que separam os domínios magnéticos adjacentes.

A Figura 2.1 mostra uma representação simplificada da estrutura de domínios para um material ferromagnético policristalino.

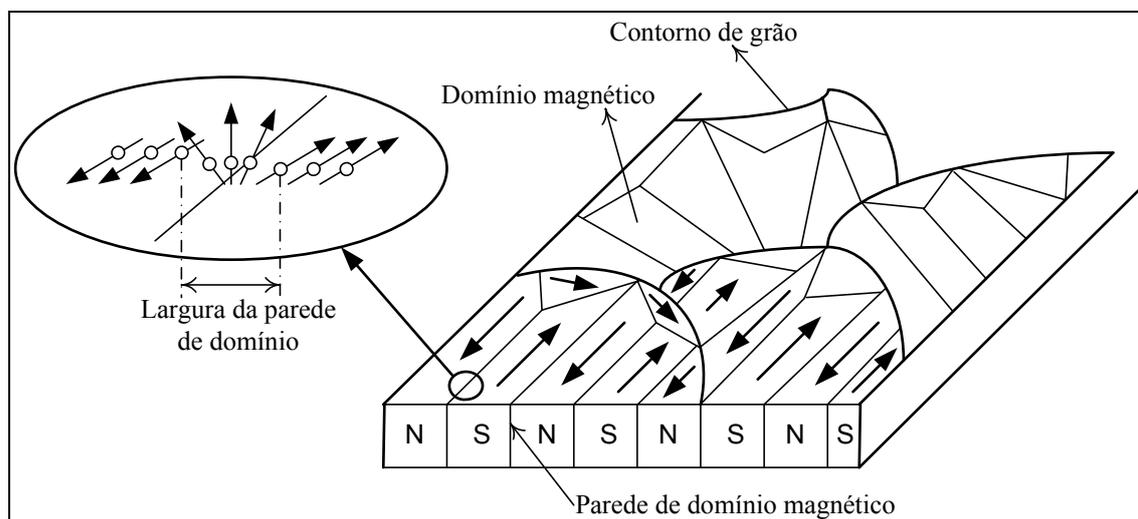


Figura 2.1 - Representação simplificada da estrutura de domínios para um material ferromagnético policristalino [18,20,21]

Em um material ferromagnético desmagnetizado, os domínios estão orientados espontaneamente ao acaso, procurando minimizar a energia envolvida, sendo que a soma dos seus efeitos se anula.

Aplicando-se um campo magnético alternado em um material ferromagnético, acontecerá o rearranjo da distribuição dos momentos magnéticos para manter a mínima energia no sistema. Com o aumento do campo, ocorrerá a movimentação das paredes de domínios e o conseqüente acréscimo da quantidade de momentos magnéticos mais alinhados na direção do campo aplicado [17,20]. A movimentação das paredes de domínios termina quando os grãos, ou pelo menos a maioria deles, atingirem a condição de

monodomínio, o que representa o final da região de movimentação de paredes de domínios. Continuando a aumentar o campo, inicia-se o processo de rotação de domínios nos grãos, cuja orientação cristalográfica não está perfeitamente alinhada com o campo magnético externo. Estes movimentos de rotação são predominantes nas regiões que antecipam a saturação do material, sendo que esta será atingida quando ocorrer o máximo alinhamento dos momentos magnéticos e, mesmo que o campo magnético aplicado continue a aumentar, não haverá aumento da magnetização. No contexto geral, a movimentação das paredes e a rotação dos domínios acontecem no sentido de compensar o efeito do campo magnético externo aplicado [22].

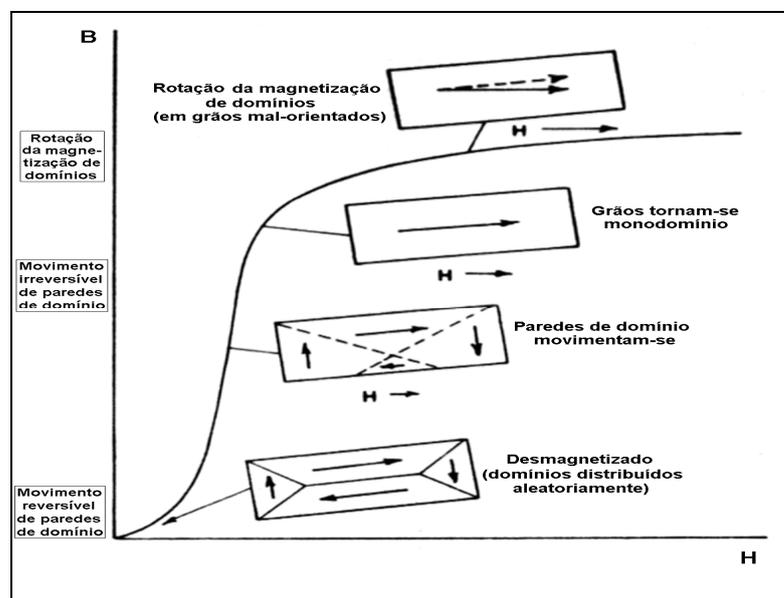


Figura 2.2 - Mudanças na estrutura de domínios durante o processo de magnetização [22].

Como apresentado na curva de magnetização inicial, da Figura 2.2, a região de movimentação das paredes de domínios é separada em dois trechos: na movimentação reversível e irreversível das paredes. A região inicial da curva é considerada reversível, pois se o campo externo for retirado, as paredes podem retornar novamente ao ponto de partida.

No processo de magnetização de um material ferromagnético ocorre a dissipação de energia, resultando no laço de histerese magnético $B(t)$ por $H(t)$, como apresentado na Figura 2.3.

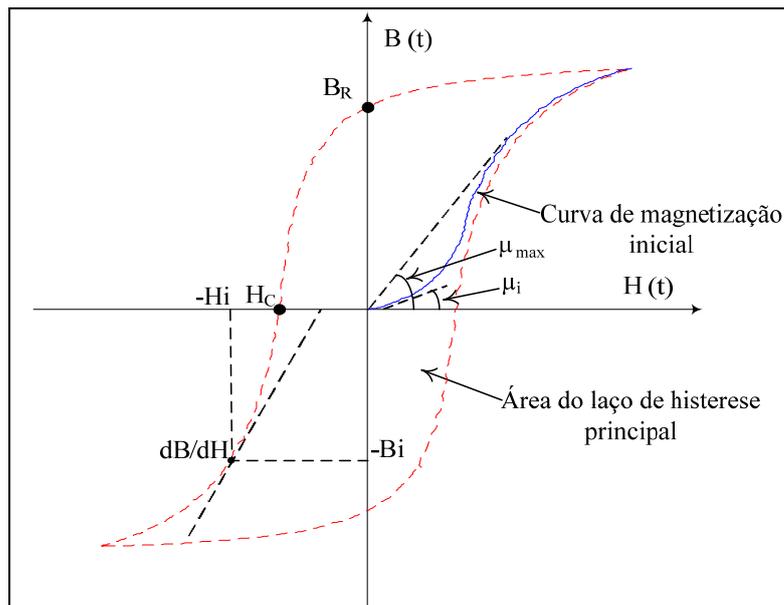


Figura 2.3 - Curva de histerese para um material ferromagnético.

Nesta última figura μ_{max} é a permeabilidade máxima, μ_i é chamada permeabilidade inicial para o campo tendendo a zero e a inclinação da curva de histerese dB/dH é chamada de permeabilidade diferencial.

A energia total dissipada em Joules por quilograma, para um ciclo da forma de onda da indução (B_1 a B_2), é calculada pela Equação 2.2, onde B é a indução magnética, H o campo magnético, m_v a massa específica do material e B_1 e B_2 definem o período de integração da forma de onda da indução magnética.

$$W_H = \frac{1}{m_v} \int_{B_1}^{B_2} H dB \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.2)$$

De maneira geral, dependendo da forma de onda de indução imposta ao material ferromagnético, podem surgir os chamados laços menores dentro do laço de histerese principal da curva $B(t)$ por $H(t)$, como é mostrado na Figura 2.4. Neste caso a energia total dissipada será maior por causa do surgimento dos referidos laços menores (intervalos t_2-t_1 e t_4-t_3 de $B(t)$).

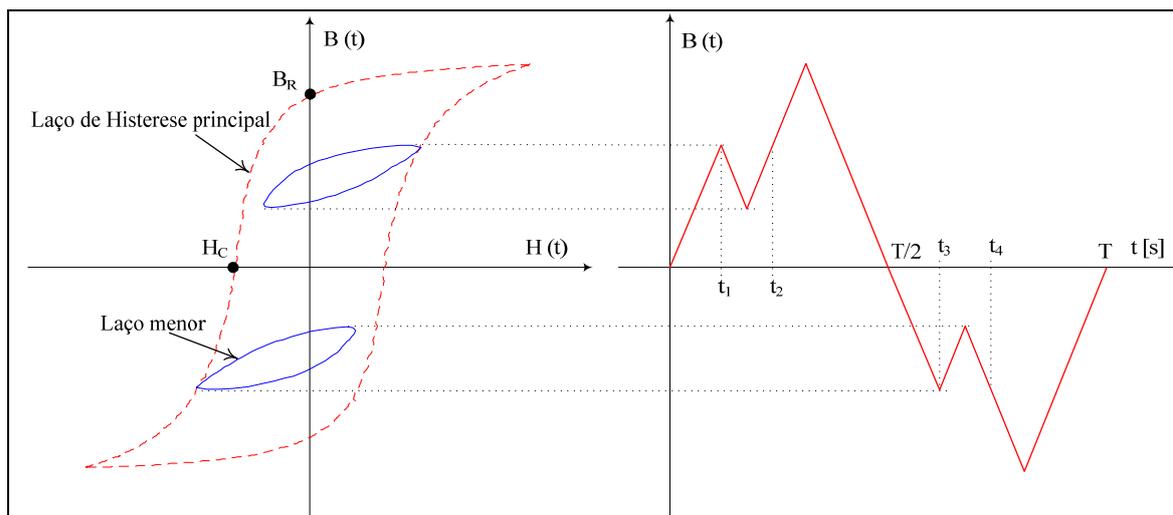


Figura 2.4 - Laço de histerese principal com laços menores para um material ferromagnético.

Dois dos parâmetros mais relevantes na curva de histerese são a indução remanente (B_R) e o campo coercitivo (H_C). A primeira é obtida fazendo-se o campo magnético $H(t)$ cessar ($B=B_R$) assim que o material atinge a região de saturação, e a coercividade é definida como sendo o campo magnético $H(t)$ necessário para levar a indução magnética $B(t)$ a zero [18]. Como pode ser visto na Figura 2.3, se H_C aumenta, a área da curva de histerese principal é acrescida e, conseqüentemente, as perdas também aumentam.

A permeabilidade é um outro parâmetro importante na fabricação do núcleo dos dispositivos eletromagnéticos, pois é a capacidade que os aços elétricos possuem de amplificar um campo magnético externamente aplicado. Essa propriedade é o que viabiliza a existência da maioria dos motores, geradores, transformadores, entre outros. A palavra permeabilidade reflete a idéia que os engenheiros eletricitistas do século XIX faziam do fenômeno, ou seja, uma medida da facilidade com que o fluxo magnético atravessava o material [1,2].

Atualmente, sabe-se que os átomos de ferro de um objeto de aço carregam um magnetismo intrínseco, um "momento magnético atômico", mesmo quando esse objeto parece desmagnetizado. Chama-se de "momento magnético" por que o magnetismo dos átomos vem do movimento de rotação dos elétrons, ou seja, do seu momento angular. Assim, a permeabilidade magnética pode ser entendida como um poder amplificador do material [2,18] pelo efeito do alinhamento dos momentos magnéticos.

A permeabilidade magnética absoluta μ pode ser expressa como sendo a razão da indução magnética B pelo campo magnético aplicado H mais a magnetização M do material, como mostra a Equação (2.3). O campo magnético é imposto por uma fonte

externa, enquanto a magnetização é gerada pelo alinhamento dos momentos magnéticos das partículas subatômicas da estrutura do material [2,18].

$$\mu = \mu_o \left(\frac{B}{H + M} \right) \qquad \mu = \mu_o \mu_r \qquad (2.3)$$

Nesta última equação μ_r e μ_o são as permeabilidades magnéticas relativas e do vácuo, respectivamente, sendo $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m].

A permeabilidade magnética não é uma grandeza constante nos materiais ferromagnéticos, variando à medida que se varia o valor da indução magnética à qual está submetido o material ferromagnético.

2.1.2. PERDAS MAGNÉTICAS EXCEDENTES

As perdas por correntes excedentes são devidas ao efeito das microcorrentes nos materiais magnéticos causadas pelo deslocamento descontínuo dos blocos de paredes de domínios com a produção dos chamados saltos *Barkhausen* [18,21,23,24].

Os saltos *Barkhausen* são muito rápidos, produzindo microcorrentes induzidas que circulam em torno das paredes de domínio quando estes se movimentam e, conseqüentemente, produzem perda por efeito *Joule*. O efeito de *Barkhausen* ocorre durante o processo da magnetização de um material ferromagnético até a saturação, causado pelos movimentos repentinos das paredes de domínio sob um campo externo variável.

Na Figura 2.5, as posições 1 e 2 correspondem ao instante inicial e final, respectivamente, do deslocamento da parede de domínio a uma determinada velocidade V_p . O movimento da parede produz um campo H_{cp} , oposto ao campo externo aplicado H_a , e M_s representa a magnetização de saturação do material [18,21].

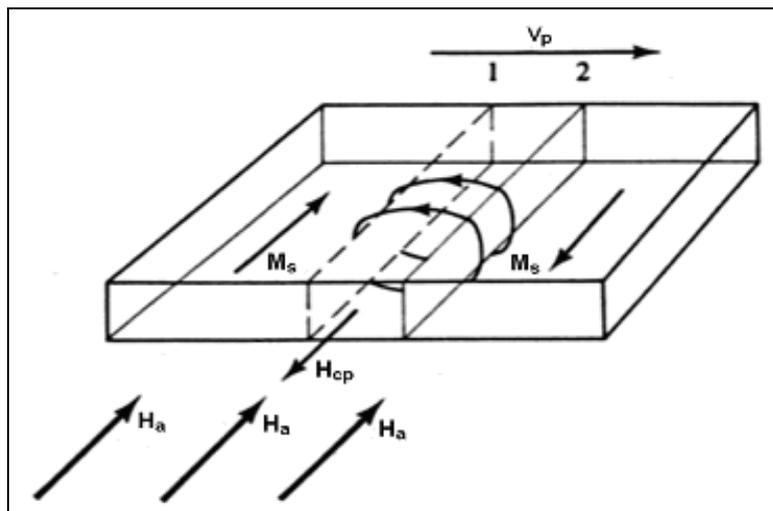


Figura 2.5 - Microcorrentes induzidas associadas a uma parede de domínio que está movendo-se [2].

Desde o conceito da existência de domínios magnéticos, proposto por *Weiss*, em 1906, foi somente a partir de 1949, com os trabalhos de WILLIAMS et al. [19] sobre domínios magnéticos em monocristais de FeSi, que se desencadearam pesquisas sobre a contribuição das estruturas de domínios nas propriedades magnéticas e sua influência nas perdas magnéticas [25].

O comportamento de uma estrutura de domínios num material ferromagnético sob uma excitação é muito complexo, pois, durante o processo de magnetização, paredes ou domínios são criados enquanto outros desaparecem (nucleação e aniquilação das paredes). Contudo, este mecanismo não é aleatório, ele é o resultado, por um lado, de uma correlação entre as paredes de domínios, e por outro lado, pela microestrutura do material e do tipo de excitação.

BERTOTTI abordou de maneira estatística o processo de magnetização dinâmico e as perdas por excesso, definindo uma nova entidade física chamada de “Objeto Magnético” (OM) [26,27]. Os OM são justificados pelo fato de que o deslocamento de uma parede de domínio ou segmento de parede pode provocar o deslocamento de outros segmentos da mesma parede ou várias outras paredes. Neste caso, diz-se que os diferentes segmentos de uma mesma parede ou o conjunto destas paredes estão correlacionados e que cada região de correlação corresponde a um OM caracterizado por um campo coercivo local médio. Para ativar o OM e fazê-lo participar no processo de magnetização é necessário um campo magnético $H_E(t)$, chamado de “campo por excesso” [17,18].

A integral expressa pela Equação (2.4) foi proposta por BERTOTTI e FIORILLO [26,28] para calcular o valor médio das perdas excedentes por ciclo.

$$W_E = \frac{1}{T} \int_0^T H_E(t) \left| \frac{\partial B(t)}{\partial t} \right| dt \quad (2.4)$$

O trabalho de WILLIAMS et al. [25] serviu como base para BERTOTTI definir a proporcionalidade entre o campo $H_E(t)$ e a taxa de variação do fluxo local induzido pelo deslocamento do *OM*, como é expressa pela Equação 2.5, onde G representa o coeficiente de atrito do *OM*; n_o é o número de *OMs* ativos no limite da frequência tendendo a zero ($f \rightarrow 0$) [29]; σ é a condutividade elétrica; S é a área da seção transversal; e V_o é equivalente a um campo coercitivo caracterizado pela oposição aos *OMs* a se ativarem sob a influência de um campo externo, ou seja, é a relação linear entre o campo por excesso $H_E(t)$ e o número de *OMs* ativos n_o [17,18].

$$H_E(t) = \frac{n_o V_o}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4\sigma G V_o}{n_o^2 V_o^2} \frac{S dB(t)}{dt}} - 1 \right) \quad (2.5)$$

Substituindo a Equação (2.5) na Equação (2.4), obtém-se a Equação (2.6) que expressa o cálculo das perdas excedentes por ciclo na forma mais geral [13,22].

$$W_E = \frac{n_o V_o}{2m_v} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right| \left(\sqrt{1 + \frac{4\sigma G V_o}{n_o^2 V_o^2} \frac{S dB(t)}{dt}} - 1 \right) dt \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.6)$$

Em várias situações de casos práticos [29], o número de *OMs* ativos n_o é suficientemente pequeno para assegurar a consideração expressa em (2.7) a seguir.

$$\frac{4\sigma G S V_o}{n_o^2 V_o^2} \left| \frac{dB(t)}{dt} \right| \gg 1 \quad (2.7)$$

Assumindo a condição (2.7), a Equação (2.6) se reduz à Equação (2.8) para o cálculo das perdas de energia excedente por ciclo e por unidade de massa.

$$W_E = \frac{\sqrt{\sigma G S V_o}}{m_v} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{\frac{3}{2}} dt \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.8)$$

2.1.3. PERDAS MAGNÉTICAS CLASSICAS OU POR CORRENTES DE FOUCAULT

As perdas magnéticas por correntes de Foucault são decorrentes da presença de correntes induzidas no material causadas pela variação do fluxo magnético no tempo

$d\Phi/dt=S \cdot dB/dt$ [2,18,30]. Estas correntes circulam nas lâminas em forma de anéis perpendiculares à direção do fluxo que as criou, gerando perdas por efeito *Joule* no núcleo dos dispositivos eletromagnéticos.

A Figura 2.6 ilustra o comportamento das correntes induzidas que surgem em um material ferromagnético devido à variação dB/dt [2,12].

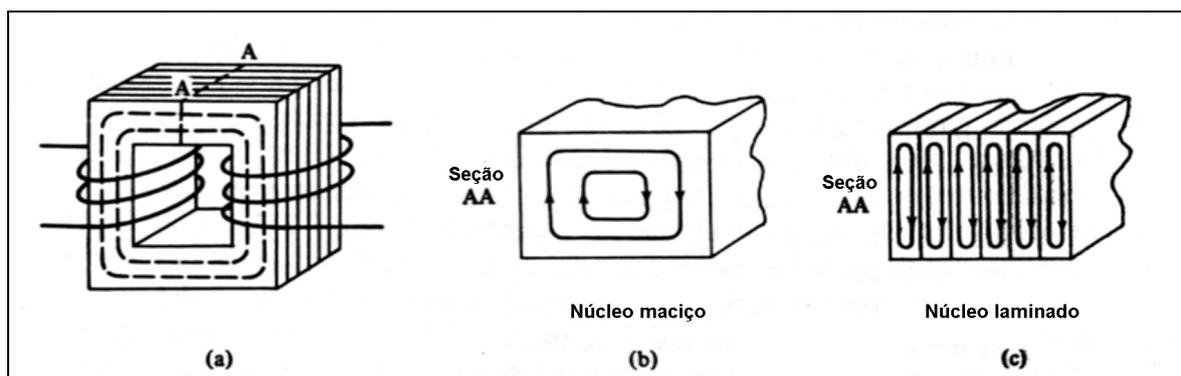


Figura 2.6 - (a) Linhas de fluxo no núcleo de material ferromagnético, (b) correntes induzidas na situação de um núcleo maciço e (c) corrente induzida no núcleo composto por várias lâminas isoladas eletricamente entre si [21].

Estas perdas são calculadas sob a hipótese de uma chapa linear isotrópica (caracterizada pela invariância das propriedades físicas de um material em função da direção), de permeabilidade μ , condutividade σ e espessura d , sob um campo externo $H(t)$ e uma indução magnética $B(t)$ uniforme em toda sua seção. A subdivisão do material em domínios magnéticos também não é considerada, bem como as correntes induzidas devido ao deslocamento das paredes.

O modelo de perdas por correntes de Foucault e por unidade de massa pode ser obtido tomando como exemplo uma lâmina ferromagnética da Figura 2.6c sob a ação do vetor indução magnética variável no tempo $dB(t)/dt$ e paralela à lâmina na direção z , como é ilustrada na Figura 2.7 [2,18,29].

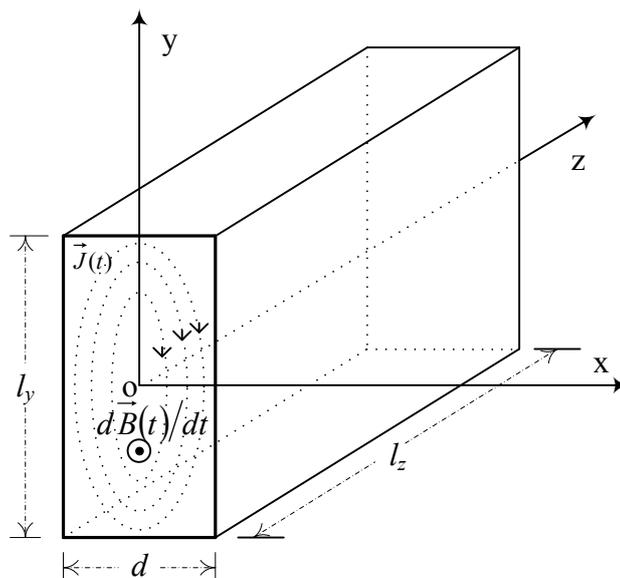


Figura 2.7 - Uma lâmina de material ferromagnética sob a ação do vetor indução magnética variável no tempo $d\vec{B}(t)/dt$ e paralela à lâmina na direção z

Admitindo que l_y e l_z sejam muito maiores que d , ou seja, uma lâmina fina onde as pequenas correntes induzidas não afetarão globalmente o vetor indução imposto $d\vec{B}(t)/dt$, pode-se desprezar a densidade de corrente induzida $\vec{J}(t)$ nas direções x e z , porque a componente principal está na direção Oy . Pode-se perceber, pela relação $\vec{J}(t) = \sigma \vec{E}(t)$ que o campo elétrico também possui uma componente predominantemente na direção Oy [2].

A Equação $\text{rot } \vec{E} = -d\vec{B}/dt$ aplicada para este caso pode ser resolvida, como segue:

$$\det \begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & E_y & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{\partial B_z}{\partial t} \end{bmatrix} \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (2.9)$$

A partir de (2.9) pode-se escrever a Equação (2.10).

$$E_y(x) = \frac{\partial B_z}{\partial t} x + k \quad (2.10)$$

Para não existir descontinuidade de \vec{J} (ou \vec{E}), é necessário que para $x=0$ o campo elétrico E_y seja igual a zero, logo, a constante k deve ser também zero.

As perdas por correntes de Foucault são calculadas pela integral de (2.10) em todo o volume da lâmina, como é apresentado na Equação (2.11), em que o volume da lâmina é dado por $dl_y l_z$ [m³].

$$P_F = \sigma \int_0^{l_z} \int_0^{l_y} \int_{-d/2}^{d/2} \left(\frac{\partial B_z}{\partial t} \right)^2 x^2 dx dy dz = \sigma \left(\frac{\partial B_z}{\partial t} \right)^2 l_y l_z \frac{d^3}{12} \quad [\text{W}] \quad (2.11)$$

Aplicando a integral sobre um período na solução da Equação (2.11) e dividindo pela massa específica m_v e pelo volume, obtém-se a Equação (2.12) das perdas de energia por correntes de Foucault e por unidade de massa para qualquer forma de onda de indução.

$$W_F = \frac{\sigma d^2}{12 m_v} \int_0^T \frac{dB(t)^2}{dt} dt \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] \quad (2.12)$$

2.2. UM MÉTODO DE SEPARAÇÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS

Um método de separação das perdas magnéticas no ferro, sob regime sinusoidal, é baseado em ensaios experimentais. O processo é conseguido em duas etapas: na primeira, fixa-se a frequência num valor mais baixo possível (onde as perdas dinâmicas podem ser desprezadas) e varia-se a amplitude da indução magnética B_p para se determinar as perdas por histerese. Na segunda etapa, adota-se o mesmo processo, porém escolhe-se uma frequência maior (50 Hz ou 60 Hz, por exemplo, onde as perdas dinâmicas são pronunciadas) para a determinação das perdas totais.

A Equação (2.13) ilustra o comportamento das perdas totais no ferro, sob regime sinusoidal, em termos da frequência de ensaio f_o e da indução de pico B_p [28,31], servindo também para o cálculo das perdas numa frequência f diferente daquela em que o material foi ensaiado.

$$W_T = W_H + W_F + W_E = k_H B_p^\alpha + \frac{f}{f_o} k_F B_p^2 + \sqrt{\frac{f}{f_o}} k_E B_p^{1,5} \quad \left[\frac{\text{J}}{\text{kg}} \right] \quad (2.13)$$

O primeiro termo (W_H) da Equação (2.13) foi o modelo proposto por *Steinmetz* em 1892 [12,18] e é muito utilizado na previsão das perdas por histerese, onde k_H e α são as constantes que variam com o tipo de material. As perdas dinâmicas ($W_F + W_E$) são obtidas a partir da subtração dos valores das perdas por histerese das perdas totais ($W_D = W_T - W_H$),

onde k_F e k_E são as constantes dependentes do material e da frequência em que foi realizado o ensaio (f_o).

Para a determinação das constantes k_H e α é necessário encontrar a curva de tendência ($W_H = k_H B_p^\alpha$) utilizando os pontos experimentais de perdas por histerese em função da indução magnética de pico B_p . A perda por histerese, calculada através do primeiro termo da Equação (2.13), é geralmente restrita somente para um determinado intervalo de indução para aço de grão não-orientado [12]. Também não é válida para laços de histerese magnéticos que apresentam laços menores no laço de histerese principal [9]. Em virtude disso, vários pesquisadores não têm medido esforços no estudo de modelos que descrevam o comportamento de laços de histerese e, conseqüentemente, o cálculo das perdas por histerese em materiais magnéticos [18,24].

A separação das perdas dinâmicas (W_D) nas parcelas por correntes de Foucault e excedente é baseada no trabalho de BERTOTTI [18], sendo conseguida pela interpolação dos valores das perdas medidas e na variação do valor k_F até que o expoente do termo $k_E B_p^{1,5}$ atinja o valor médio 1,5.

$$W_E = \sqrt{\frac{f}{f_o}} k_E B_p^{1,5} = W_D - \frac{f}{f_o} k_F B_p^2 \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.14)$$

A Figura (2.8) apresenta a separação da perda total nas componentes de perdas magnéticas por histerese (W_H), por correntes de Foucault (W_F) e excedente (W_E) para um determinado material ferromagnético “mole”.

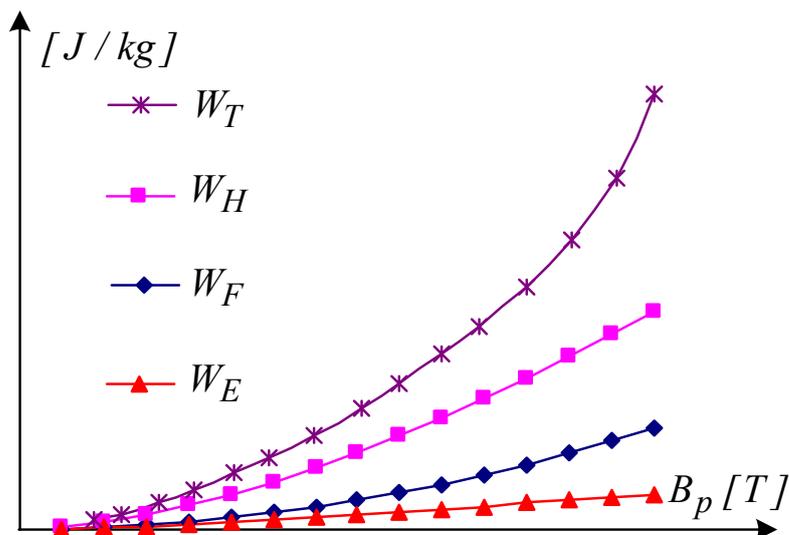


Figura 2.8 - Componentes de perdas magnéticas: histerese W_H , Foucault W_F e excedente W_E .

2.3. PERDAS PARA REGIME SINUSOIDAL E NÃO-SINUSOIDAL

A perda energética total por ciclo e por unidade de massa em material ferromagnético submetido a uma indução alternante é expressa pela soma das parcelas de perdas por histerese, por correntes de Foucault e excedente. Conforme os trabalhos de BERTOTTI [18,26] e de FIORILLO et al. [29], as perdas são calculadas pela Equação (2.15).

$$W_T = W_H + \frac{\sigma d^2}{12m_v} \int_0^T \frac{dB(t)^2}{dt} dt + \frac{\sqrt{\sigma GSV_o}}{m_v} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1,5} dt \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.15)$$

Esta Equação (2.15) é a base para a previsão das perdas em materiais magnéticos sob qualquer regime de indução (sinusoidal e *PWM*, por exemplo).

De acordo com o modelo de *Steinmetz*, as perdas por histerese W_H dependem somente da máxima amplitude da indução. No caso da existência de laços menores no laço de histerese principal, o modelo de *Steinmetz* não representa o comportamento das perdas, salvo se forem consideradas as perdas de cada laço menor.

2.3.1. INDUÇÃO SINUSOIDAL

A perda total em um material magnético sob regime de indução sinusoidal pode ser calculada utilizando-se a expressão dada pela Equação (2.15). A Figura 2.9 apresenta a forma de onda de tensão e de indução magnética sinusoidal para o cálculo das perdas. Supõe-se aqui que a indução seja devida à integral da tensão apresentada.

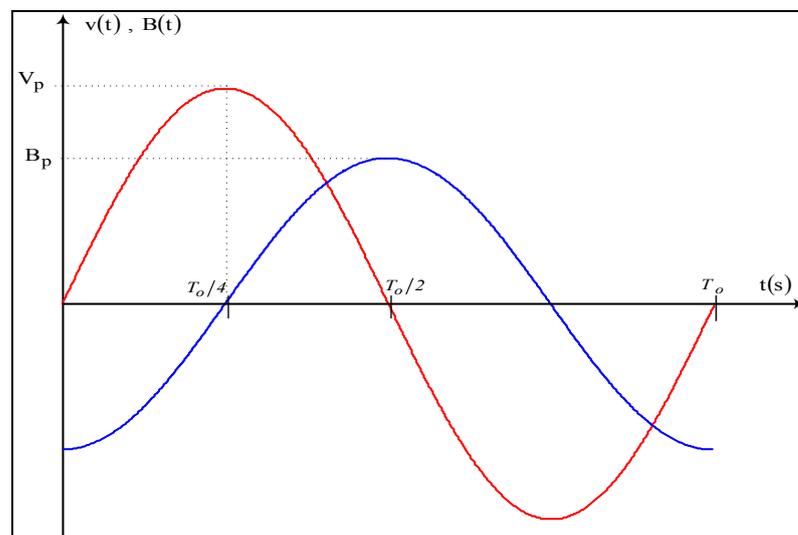


Figura 2.9 - Forma de onda de tensão e indução magnética.

Uma indução puramente sinusoidal pode ser definida pela Equação (2.16), onde B_p é a máxima indução e f_o é a frequência do sinal imposto.

$$B^S(t) = B_p \cos(2\pi f_o t) \quad (2.16)$$

Substituindo a Equação (2.16) na Equação (2.15) obtém-se a expressão (2.17) para o cálculo das perdas energéticas totais em função de B_p e f_o , por unidade de massa.

$$W_T^S = W_H^S + \frac{\pi^2 \sigma d^2 B_p^2}{6m_v} f_o + \frac{8,8 \sqrt{\sigma G S V_o} B_p^{1,5}}{m_v} \sqrt{f_o} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.17)$$

Como observado na Equação (2.17), a perda por correntes de Foucault (segundo termo) varia linearmente com a frequência e a perda excedentes (terceiro termo) varia com a raiz quadrada da frequência.

Para uma mesma indução máxima B_p , as perdas por correntes de Foucault e excedente podem ser estimadas para uma frequência f diferente da frequência f_o do sinal. A Equação (2.17) pode ser reescrita como a equação (2.18) em função da nova frequência f [17,28].

$$W_T^S = W_H^S + W_F^S \frac{f}{f_o} + W_E^S \sqrt{\frac{f}{f_o}}$$

onde:

$$W_F^S = \frac{\pi^2 \sigma d^2 B_p^2}{6m_v} f_o \quad \text{e} \quad W_E^S = \frac{8,8 \sqrt{\sigma G S V_o} B_p^{1,5}}{m_v} \sqrt{f_o} \quad (2.18)$$

2.3.2. INDUÇÃO TRAPEZOIDAL

A Figura 2.10 ilustra a forma de onda de tensão a três níveis $v(t)$ e a indução trapezoidal correspondente $B(t)$, onde T_o é o período (frequência f_o) e τ é a duração do pulso de tensão.

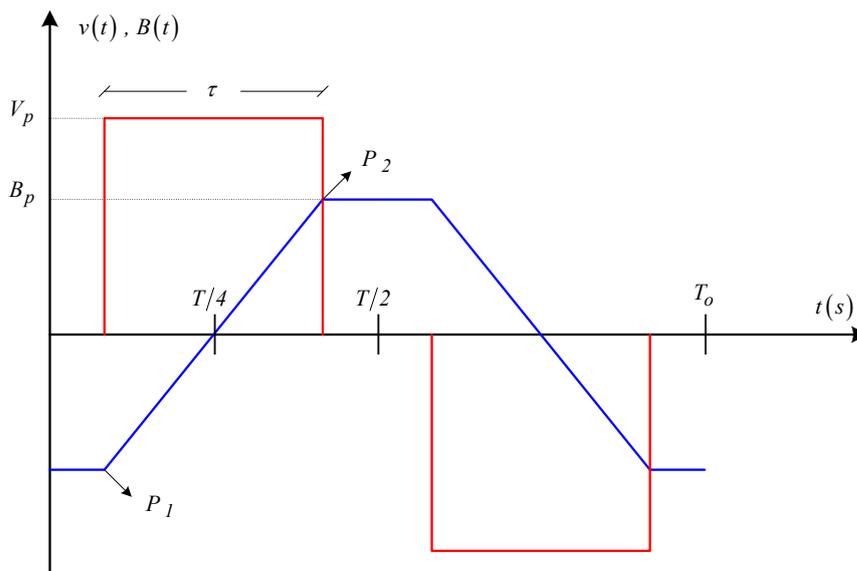


Figura 2.10 - Forma de onda de tensão a três níveis $v(t)$ e a indução correspondente $B(t)$.

A variação da indução magnética $dB(t)/dt$ ocorre somente no intervalo de duração τ de tensão e pode ser determinada a partir da definição dos pontos P_1 e P_2 .

$$P_1 = \left(\frac{T - 2\tau}{4}, -B_p \right) \quad P_2 = \left(\frac{T + 2\tau}{4}, B_p \right)$$

Substituindo os pontos P_1 e P_2 na equação da reta, obtém-se a Equação (2.19) que representa o comportamento da indução magnética em função do tempo $B^{TP}(t)$, válida somente para o pulso da tensão com duração τ .

$$B^{TP}(t) = \frac{2B_p}{\tau}t - \frac{B_p T_o}{2\tau} \quad (2.19)$$

Substituindo a Equação (2.19) na equação geral (2.15), obtém-se a expressão da perda total por ciclo e por unidade de massa sob regime de indução trapezoidal [17], como é apresentado na Equação (2.20).

$$W_T^{TP} = W_h^{TP} + \frac{2\sigma d^2 B_p^2}{3m_v \tau} + 4\sqrt{\frac{2}{\tau}} \frac{\sqrt{\sigma G S V_o}}{m_v} B_p^{1,5} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.20)$$

As perdas totais, calculadas pela Equação (2.20), dependem do valor máximo da indução B_p e da duração do pulso de tensão τ . Observa-se, nesta mesma expressão e na Figura 2.10, que as perdas dinâmicas são nulas no intervalo onde a indução é constante ($T_o/2 - \tau$) [17].

A expressão dada pela Equação (2.20) pode ser reescrita em função dos termos W_F^s , W_E^s e da relação entre o fator de forma da tensão a três níveis (tensão impulso) e o fator de forma da tensão sinusoidal, onde F_c é a razão entre os fatores de forma [17,32,33]. O fator de forma de um sinal qualquer é definido como a razão entre o valor eficaz e o valor médio retificado da tensão.

A Equação (2.21) mostra o resultado da razão entre os fatores de forma $\pi / 2\sqrt{2}$ e $1/\sqrt{2\tau f}$ para tensão sinusoidal e a três níveis, respectivamente.

$$F_c = \frac{2\sqrt{2}}{\pi\sqrt{2\tau f}} \quad (2.21)$$

Considerando a Equação (2.21), os termos W_F^s e W_E^s e rearranjando a Equação (2.20), a perda total sob regime de indução trapezoidal pode ser calculada pela Equação (2.22).

$$W_T^{TP} = W_H^{TP} + F_c^2 W_F^s \frac{f}{f_o} + F_c^2 W_E^s \sqrt{\frac{f}{f_o}} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.22)$$

Os valores dos termos W_H^{TP} , W_F^s e W_E^s da Equação (2.22) são calculados a partir da máxima indução B_p .

Para um caso em que a duração do pulso de tensão é igual à metade do período, a Equação (2.20) pode ser particularizada substituindo τ por $T_o/2$ [29,34], onde B_p^{Tr} é a máxima indução magnética e W_T^{Tr} é a perda de energia total por ciclo e por unidade de massa para forma de onda triangular.

$$W_T^{Tr} = W_h^{Tr} + \frac{4\sigma d^2 B_p^2}{3m_v} f_o + \frac{8\sqrt{\sigma GSV_o}}{m_v} B_p^{1,5} \sqrt{f_o} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.23)$$

A Figura 2.11 apresenta a forma de onda de tensão retangular e a indução magnética correspondente para $\tau = T_o/2$.

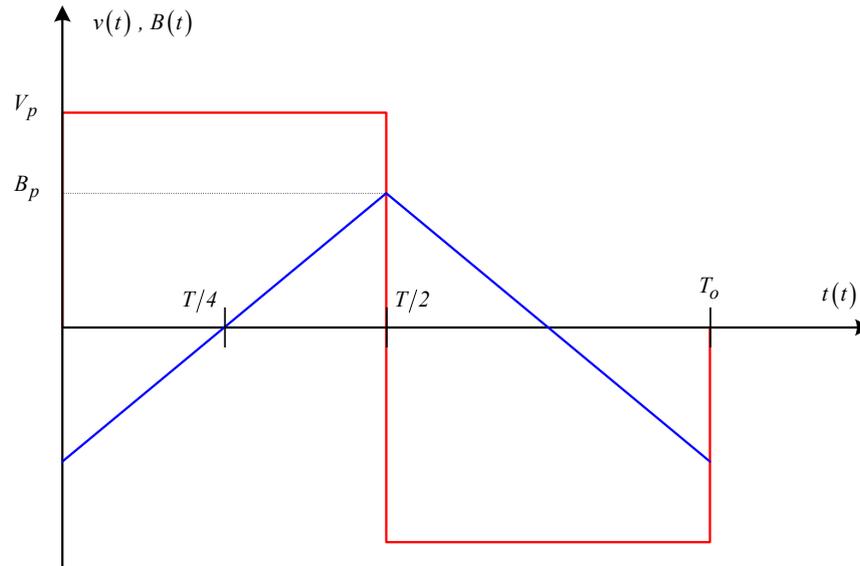


Figura 2.11 - Forma de onda de tensão e de indução magnética para $\tau = T_o/2$.

Substituindo $\tau = T_o/2$ ($T_o = 1/f_o$) na Equação (2.21), obtém-se o fator de forma para a indução triangular, como se pode observar na expressão (2.24).

$$F_c = \frac{2\sqrt{2}}{\pi \sqrt{\frac{f}{f_o}}} \quad (2.24)$$

A Equação (2.23) pode ser reescrita em função dos termos W_F^s , W_E^s e do fator de forma F_c , como é mostrado na Equação (2.25).

$$W_T^{Tr} = W_H^{Tr} + F_c^2 W_F^s \frac{f}{f_o} + F_c^2 W_E^s \sqrt{\frac{f}{f_o}} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.25)$$

2.3.3. INDUÇÃO PARABÓLICA

Para o cálculo das perdas totais sob regime de indução magnética parabólica, adota-se o mesmo procedimento dos itens anteriores (2.3.1 e 2.3.2). A Figura 2.12 mostra a forma de onda de tensão triangular e a correspondente forma de onda de indução.

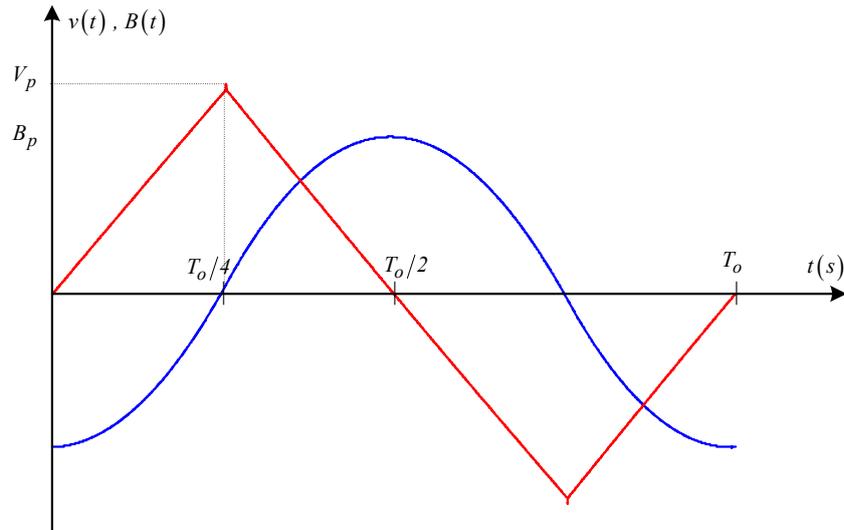


Figura 2.12 - Forma de onda de tensão triangular e de indução magnética parabólica.

As expressões (2.26) e (2.27) descrevem o comportamento da tensão triangular e da indução magnética no intervalo $[0, T_o/4]$, respectivamente.

$$v(t) = \frac{4V_p}{T_o} t \quad (2.26)$$

$$B^P(t) = \frac{16B_p}{T_o^2} \left(t^2 - \frac{T_o^2}{16} \right) \quad (2.27)$$

Substituindo a expressão (2.27) na Equação geral (2.15) obtém-se a Equação (2.28), onde W_T^P é a perda total por ciclo e por unidade de massa e B_p^P é a indução magnética para a indução parabólica.

$$W_T^P = W_h^P + \frac{16B_p^2 \sigma d^2}{9m_v} f_o + \frac{32\sqrt{2}B_p^{1,5} \sqrt{f_o}}{5} \frac{\sqrt{\sigma G S V_o}}{m_v} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.28)$$

A razão entre o fator de forma para tensão triangular e sinusoidal é dada pela Equação (2.28).

$$F_c = \frac{2\sqrt{3}}{3} \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \quad (2.29)$$

Reescrevendo a Equação (2.28) em função dos termos W_F^S , W_E^S e do fator de forma F_c , onde W_T^P são as perdas por ciclo e por unidade de massa para indução parabólica, tem-se a Equação (2.30).

$$W_T^P = W_H^P + F_c^2 W_F^S \frac{f}{f_o} + F_c^2 W_E^S \sqrt{\frac{f}{f_o}} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.30)$$

2.3.4. TENSÃO PWM A TRÊS NÍVEIS

Com base nos trabalhos de BERTOTTI [18], FIORILLO [28] e NAKATA [34] e também AMAR et al. [31] propuseram um modelo de previsão da evolução das perdas para regime de tensão *PWM* a três níveis, como é apresentado na Figura 2.13, onde f é a frequência e n é número de pulsos de duração τ_i .

A forma de onda da indução resultante é trapezoidal, sendo que o tempo total de duração dos pulsos de tensão é dado pelo somatório da duração de cada pulso τ_i durante meio período, e o valor do módulo de $dB(t)/dt$ pode ser calculado pela Equação (2.31).

$$\left| \frac{dB(t)}{dt} \right| = \frac{2B_p}{\sum_{i=1}^n \tau_i} \quad (2.31)$$

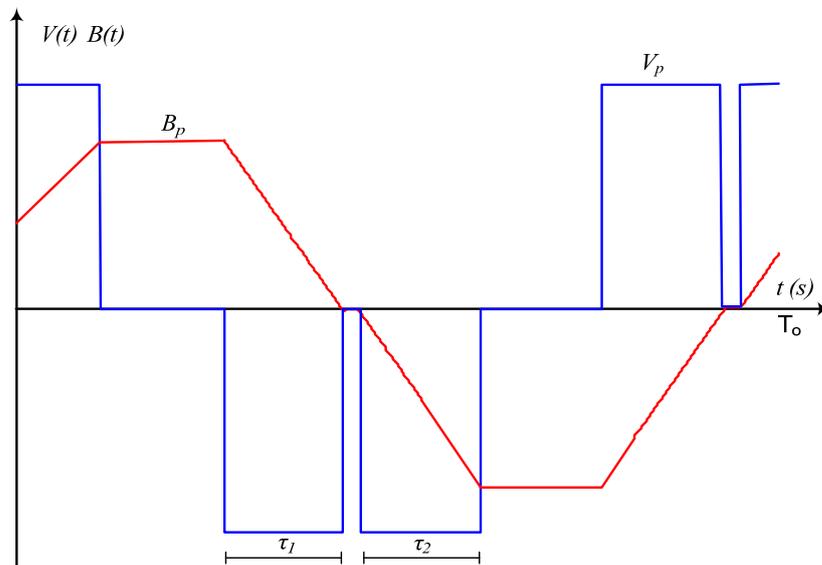


Figura 2.13 - Tensão *PWM* a três níveis e a indução correspondente.

Substituindo a Equação (2.31) em (2.15), obtém-se a Equação (2.32) da perda total por ciclo e por unidade de massa para o regime de tensão *PWM* a três níveis.

$$W_T^{PWM} = W_H^{PWM} + \frac{2B_p^2 \sigma d^2}{3m_v} \frac{1}{\sum_{i=1}^n \tau_i} + \frac{4\sqrt{2}B_p^{1,5} \sqrt{\sigma G S V_o}}{m_v} \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^n \tau_i}} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.32)$$

Observa-se que, se a tensão *PWM* a três níveis possui somente um pulso de duração τ , para meio período, a expressão (2.32) se reduz exatamente à Equação (2.20).

Reescreve-se então a Equação (2.32) em função dos termos W_F^S, W_E^S e do fator de forma F_c , onde W_T^{PWM} são as perdas por ciclo e por unidade de massa para tensão *PWM* a três níveis, através da Equação (2.33).

$$W_T^P = W_H^P + F_c^2 W_F^S \frac{f}{f_o} + F_c^2 W_E^S \sqrt{\frac{f}{f_o}} \quad \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (2.33)$$

onde o fator de forma F_c é calculado pela Equação (2.34).

$$F_c = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{I}{\sqrt{2f \sum_{i=1}^n \tau_i}} \quad (2.34)$$

2.3.5. REGIME COM ADIÇÃO DE HARMÔNICOS

A Expressão (2.15) pode ser generalizada para o caso de uma indução qualquer decomposta em série de Fourier.

Seja uma tensão alternada $v(t)$ com frequência f decomposta em série de Fourier.

$$v(t) = \sum_{k \geq 1} V_k \cos(2\pi kft + \varphi_k)$$

onde V_k é a amplitude do harmônico impar de ordem k e φ_k é a defasagem em relação a fundamental.

A indução $B(t)$ correspondente à tensão $v(t)$ é também expressa em série de Fourier, como ilustrado pela Equação (2.35), onde k é a ordem do harmônico e B_k é a amplitude máxima do harmônico da indução.

$$B(t) = \sum_{k \geq 1} B_k \sin(2\pi kft + \varphi_k) \quad B_k = \frac{1}{NS} \frac{V_k}{2\pi kf} \quad (2.35)$$

O coeficiente do fator de forma F_c da tensão $v(t)$ pode ser determinado em função dos componentes harmônicos e da amplitude máxima da indução magnética, como apresentado a seguir:

$$F_c = \frac{\sqrt{\sum_{k \geq 1} k^2 B_k^2}}{B_p}$$

A previsão da perda total por ciclo e por unidade de massa sob regime de indução $B(t)$ pode ser escrita em função do coeficiente do fator de forma F_c e dos termos W_F^S e W_E^S [12,17,28], como mostrada na Equação (2.36).

$$W_T = W_H + F_c^2 W_F^S \frac{f}{f_o} + W_E^S \sqrt{\frac{f}{f_o}} \left\{ \frac{1}{8,8} \left(\frac{1}{T} \int_0^T \sum_k 2\pi k \frac{B_k}{B_p} \cos(2\pi kft + \phi_k) \right)^{1,5} dt \right\} \quad (2.36)$$

O cálculo da perda total pela Equação (2.36) é limitada para forma de onda de indução que não possua laços menores dentro do laço principal de histerese.

2.3.6. REGIME SOB O TERCEIRO HARMÔNICO

NEWBURY analisou o efeito da fase do terceiro harmônico do fluxo sobre as perdas em uma amostra de FeSi a grãos orientados [33] e constatou que, para um terceiro harmônico de amplitude igual a 10% da fundamental e para certos valores de fase, as perdas diminuem.

Nos trabalhos de MOSES et al. [8,35], foram confirmados os resultados de NEWBURY [33] da influência da defasagem do terceiro harmônico. Tais resultados mostram que as perdas no ferro na presença do terceiro harmônico variam com a defasagem.

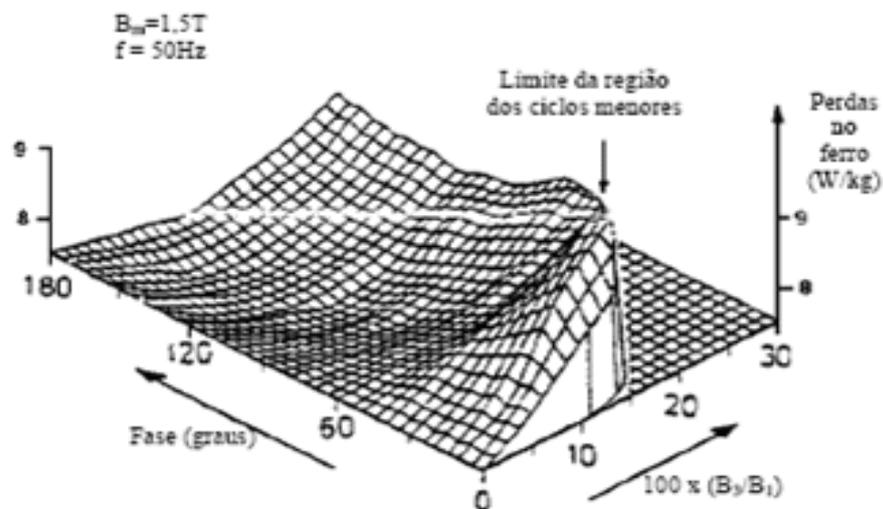


Figura 2.14 - Perdas para uma indução composta pelo fundamental e seu terceiro harmônico, variando fase e amplitude [8, 12].

2.4. PERDAS MAGNÉTICAS PARA INDUÇÕES ALTERNANTES SOBREPOSTAS A UM NÍVEL DE INDUÇÃO CONTÍNUO (IC)

As perdas magnéticas são geradas nos materiais ferromagnéticos quando estes estão sujeitos às induções alternadas. No caso de máquinas elétricas, existem determinadas regiões em que a indução magnética é alternante (IA) sobreposta ao nível contínuo (IC). Para ilustrar um exemplo da mencionada forma de onda de indução, SADOWSKI et al. [36] realizaram um trabalho a respeito de uma máquina trifásica de oito pólos com rotor a ímãs permanentes, como é apresentado na Figura 2.15. Nesta máquina, os ímãs são colocados na superfície do rotor, porém estão encaixados dentro do material ferromagnético. Na Figura 2.15 são indicadas as diferentes posições das sondas de indução na máquina (dentes, coroa, núcleo do rotor, ímã), colocadas para a análise da evolução da forma de onda da indução magnética.

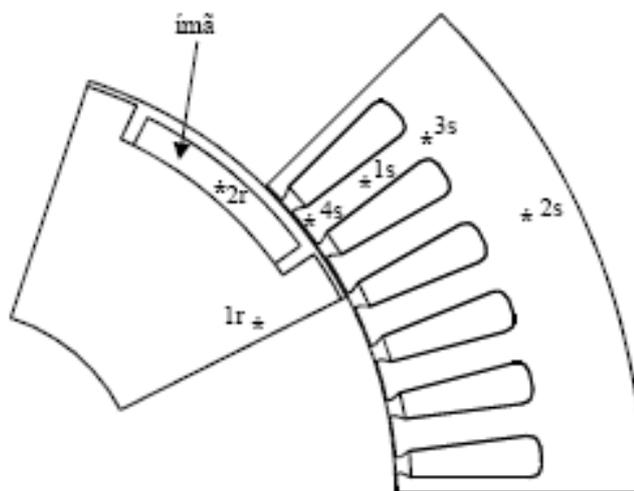


Figura 2.15 - Um pólo de motor síncrono a ímãs permanentes com indicação dos sensores para análise da forma da indução magnética.

Na Figura 2.16 é mostrada a simulação no programa EFCAD [37] da distribuição do fluxo magnético devido somente aos ímãs.

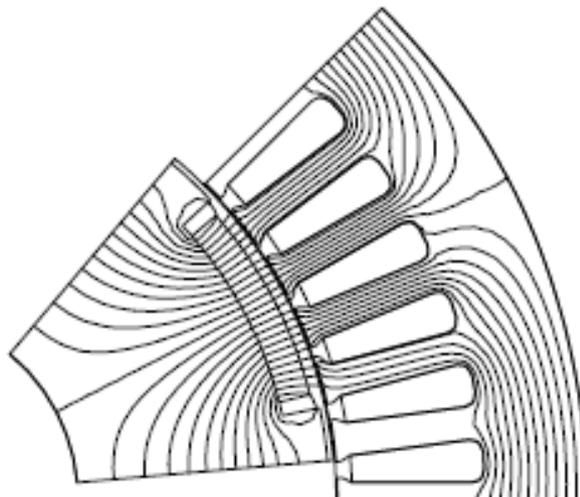


Figura 2.16 - Distribuição de fluxo magnético devido somente ao ímã.

Como pode ser observada na Figura 2.16, a indução no sensor 1r do rotor é praticamente tangencial (B_t) e nos ímãs (sensor 2r) é praticamente radial (B_r). A Figura 2.17 mostra a forma de onda da indução para os dois mencionados sensores, observando-se que as induções são compostas por uma componente contínua somada a uma componente alternada. Estas induções produzem laços menores dentro do lócus principal $B(t)$ por $H(t)$ (sendo maior no sensor 2r). Estas formas de onda de indução são geradas pelo movimento das ranhuras do estator na frente do rotor com uma frequência doze vezes maior que a frequência do fundamental da indução no estator (a máquina possui doze ranhuras por par de pólos).

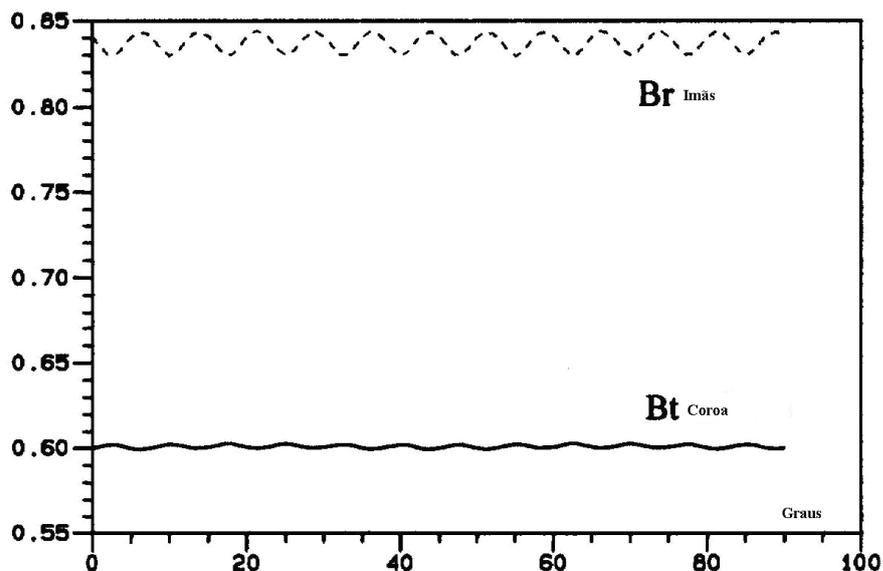


Figura 2.17 - Indução no rotor: tangencial (B_t) da sonda 1r e radial (B_r) da sonda 2r (ímã).

Na Figura 2.18 são apresentadas as evoluções das componentes radiais (B_r) e tangenciais (B_t) da indução no estator (sondas 3s e 4s) em função da posição do rotor para um período elétrico [36]. Nesta figura, observa-se que as formas de onda de indução são alternadas com forte conteúdo harmônico, porém não apresentam componentes contínuas.

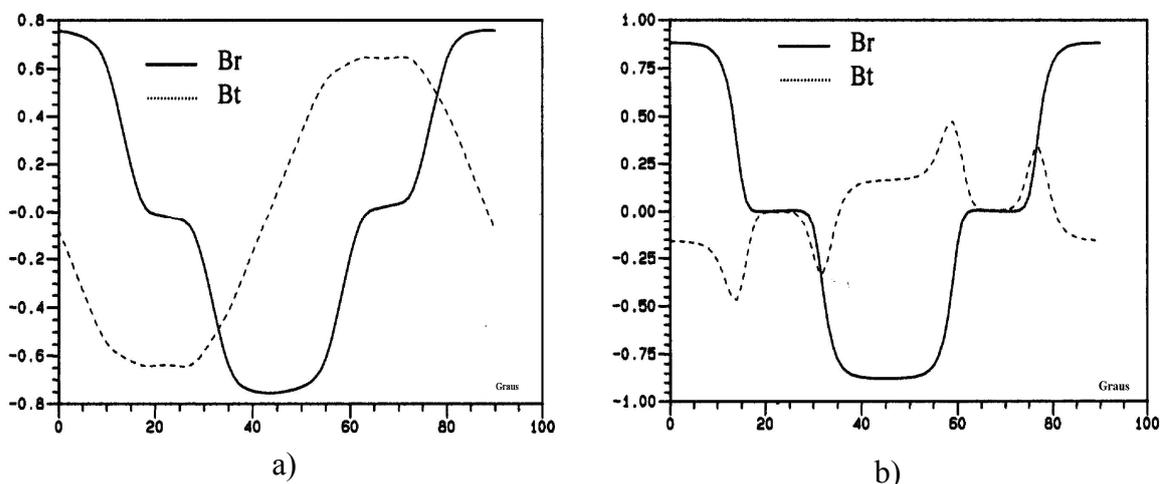


Figura 2.18 - Indução nos dentes do estator: a) sonda 3s e b) sonda 4s.

Para o caso em que a máquina é alimentada por um sistema de correntes trifásicas de forma retangular, a Figura 2.19 mostra a evolução das induções magnéticas radiais no rotor. Nesta figura, são realizadas comparações da evolução das induções com e sem corrente no estator.

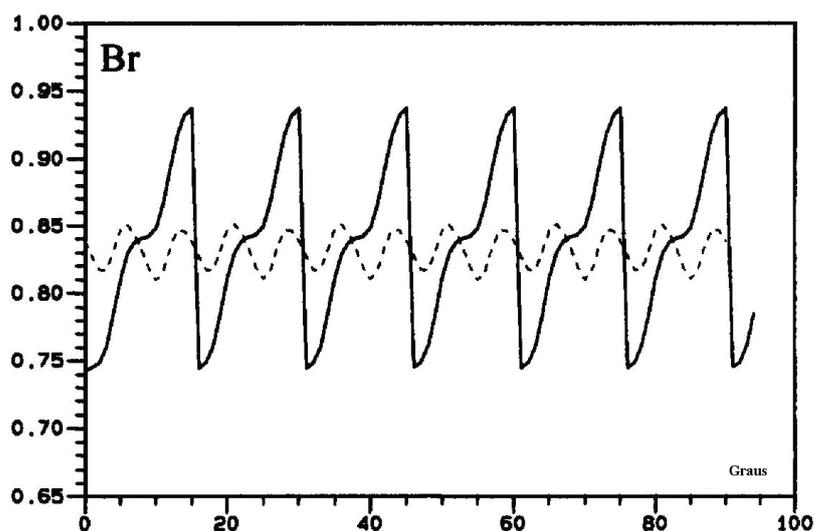


Figura 2.19 - Induções no imã: linha cheia corrente retangular e linha pontilhada máquina em vazio.

Na Figura 2.20 pode-se observar a evolução da indução magnética radial com a máquina em vazio, e para o caso em que é alimentada por correntes sinusoidais (sonda 2r).

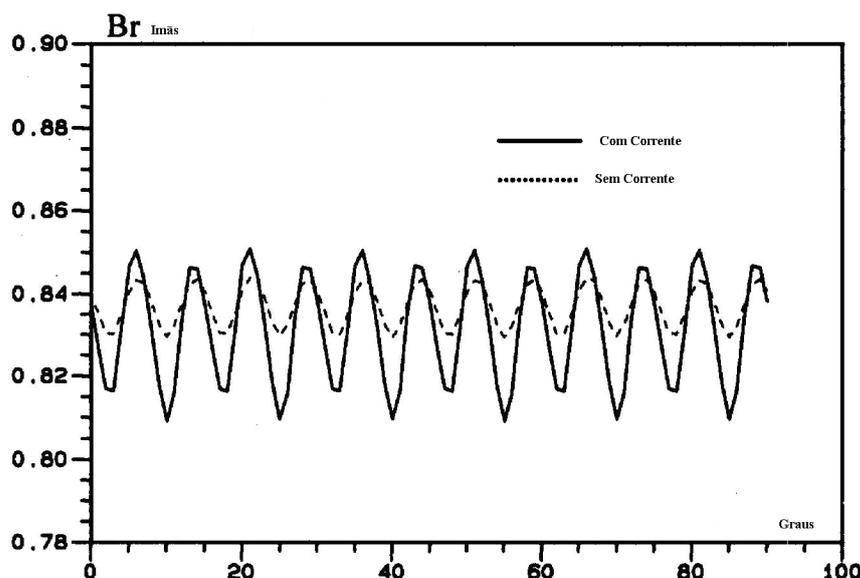


Figura 2.20 - Indução radial (sonda 2r). Máquina em vazio (linha pontilhada) com corrente sinusoidal (linha cheia).

Como observado nas figuras apresentadas, a forma de onda da indução alternada no rotor é modificada devido aos harmônicos introduzidos pela alimentação. Observa-se também que existem regiões na máquina em que a indução possui componentes alternadas sobrepostas ao nível contínuo [36]. Baseados nas referidas formas de onda de indução, pesquisadores vêm procurando modelos que possam descrever o comportamento das perdas magnéticas sob formas de onda de indução que produzem os chamados laços menores no locus principal $B(t)$ por $H(t)$.

2.5. O MODELO DE HISTERESE DE PREISACH

Faz mais de um século que o modelo clássico empírico proposto por *Steinmetz* vem sendo utilizado para estimar as perdas por histerese em função da máxima indução [38]. Este modelo ainda é muito utilizado pelos projetistas de dispositivos eletromagnéticos (máquinas, transformadores), porém não representa as perdas no ferro quando as induções produzem laços menores.

Em 1935, o físico alemão *Frederick Preisach* propôs um modelo escalar para descrever o fenômeno da dissipação de energia por histerese, conhecido como Modelo de *Preisach* [39]. O modelo representa bem a evolução dos laços menores dentro do laço de histerese principal e estabelece uma relação entre a imantação M e o campo magnético H ,

supondo que o material magnético é composto por um número infinito de domínios elementares [40,41,42]. Cada um desses domínios elementares se comporta como um dipolo magnético biestável que, sob a influência de um campo excitante H , pode comutar de um estado magnético a outro, assumindo um dos estados estáveis: +1 ou -1. Estes dipolos são caracterizados magneticamente por comutadores biestáveis com uma forma retangular (histeron), limitados por dois campos de chaveamento (a e b), que variam de um comutador a outro, conforme é mostrado na Figura 2.21.

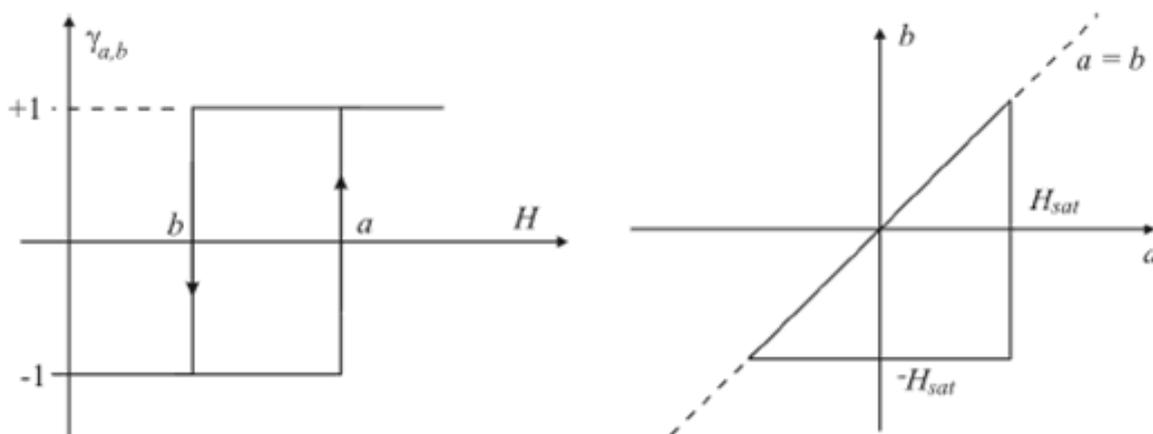


Figura 2.21 - Comutador biestável (histeron) e o triângulo de Preisach.

A soma destes comutadores resulta na imantação (ou magnetização) total do material magnético, expressa matematicamente pela integral da Equação (2.37), onde M_{sat} representa a magnetização de saturação do material e $\gamma_{a,b}$ os operadores elementares que indicam os estados estáveis +1 ou -1 que o comutador pode assumir.

$$M = M_{sat} \int \int_{\Delta} p(a,b) \gamma_{a,b} da db \quad (2.37)$$

A função $p(a,b)$ representa a densidade de distribuição estatística dos pares (a e b) sobre a superfície de integração Δ . Nesta função, estão contidas informações que descrevem as características não-lineares do material e, por isso, diz-se da determinação desta função à identificação do Modelo de Preisach.

A utilização do modelo de Preisach requer o conhecimento da magnetização de saturação M_{sat} e da densidade de distribuição $p(a,b)$. Para cada material que se queira modelar deve-se identificar estas duas grandezas. Diversos trabalhos têm focado a determinação da função de distribuição a partir de medidas experimentais. O cálculo com o modelo de Preisach requer, geralmente, uma derivação e uma integração numérica da função de distribuição [42]. Este procedimento acrescenta um erro numérico que se soma

àquele proveniente da medição. Entretanto, um método de identificação, que evita essas operações numéricas é a função de *Everett* proposta pela equipe do *L2EP* de *Lille* [43].

A partir de um ciclo centrado medido de amplitude H_m , a magnetização pode ser escrita conforme a Equação (2.38).

$$E(H_m, H) = \frac{1}{2} [M(H_m) - M(H)] \quad (2.38)$$

Com as curva experimental $M(H)$, a função $E(H_m, H)$, é calculada para os valores de campo pertencentes ao intervalo $[-H_m, H_m]$.

A determinação da função de *Everett* é efetuada a partir de ensaios experimentais e o método propõe a identificação da função de *Everett* a partir de n ciclos de histerese centrados na origem [41,43,44]. Os ensaios para a obtenção dos ciclos são realizados para diferentes valores de indução e campo magnéticos (B_p e H_p). Para cada um dos i ciclos centrados de amplitude máxima ($i=1, \dots, n$) é gerado um triângulo de *Preisach*, conforme está representado na Figura 2.22 [44,45].

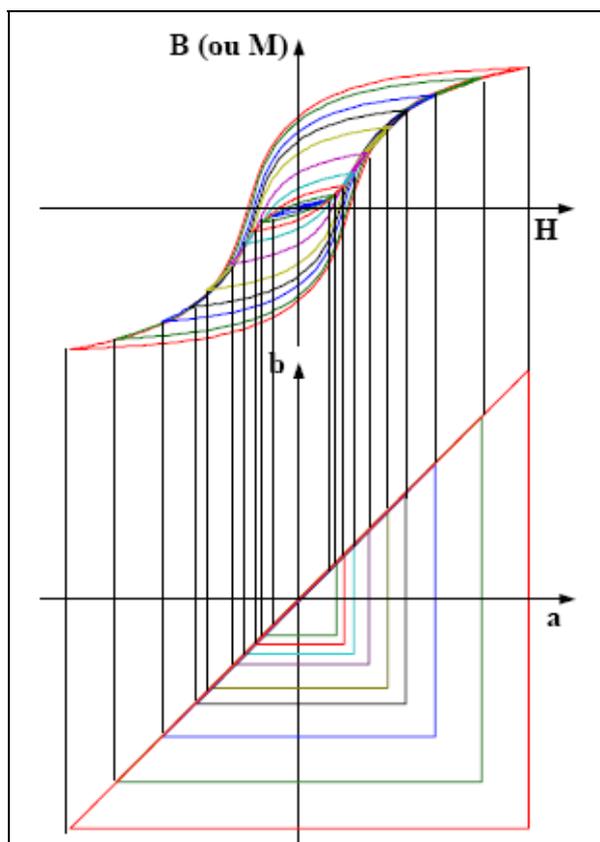


Figura 2.22 - representação dos ciclos centrados e o triângulo de *Preisach* correspondente.

Um conjunto de curvas $E(H_{mi}, H)$, compõe a função de *Everett* em 3D para cada material. Usualmente, são usadas entre 15 e 20 curvas medidas para caracterizar o material, sendo necessário determinar a função de *Everett* para todos os pares (H_m, H) . Por se tratar de um modelo matemático e não físico, o modelo exige um grande número de ensaios para caracterizar o material, tornando-o pouco prático.

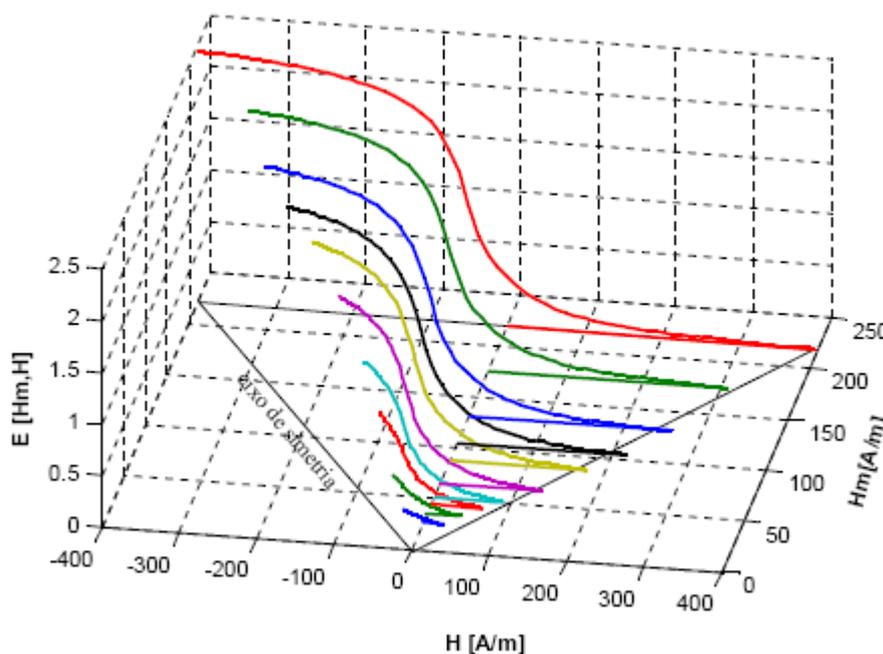


Figura 2.23 - Representação em 3D as curvas de *Everett*.

Na figura apresentada, a projeção destas curvas sobre o plano (H_m, H) representa o “triângulo de *Preisach*” calculado para apenas meio ciclo de histerese, sendo a outra metade obtida através de relações de simetria.

2.6. OUTROS MÉTODOS PARA AVALIAÇÃO DE PERDAS COM LAÇOS MENORES DE HISTERESE

Em 1978, *LAVERS* et al. propuseram um modelo para estimar o aumento das perdas no ferro sob indução não-sinusoidal a partir das perdas por histerese P_h e por correntes induzidas P_{din} , obtidas sob regime de indução sinusoidal [12,45]. No modelo ilustrado na Equação (2.39), os coeficientes K_h e K_{din} são as correções para as componentes de perdas, N_M é o número de laços menores com amplitude ΔBi para meio período da

indução, como mostra a Figura 2.24, e a constante K_{lavers} depende do tipo do material (pode assumir valores na faixa de 0,6 a 0,7).

$$P_{tot}^d = K_h P_h + K_{din} P_{din}^S \quad (2.39)$$

onde,

$$K_h = 1 + K_{lavers} \left(\sum_{i=1}^{NM} \frac{\Delta B_i}{B_m} \right) \quad K_{din} = \sum_{i=1}^n \left(k \frac{B_k}{B_m} \right)^2$$

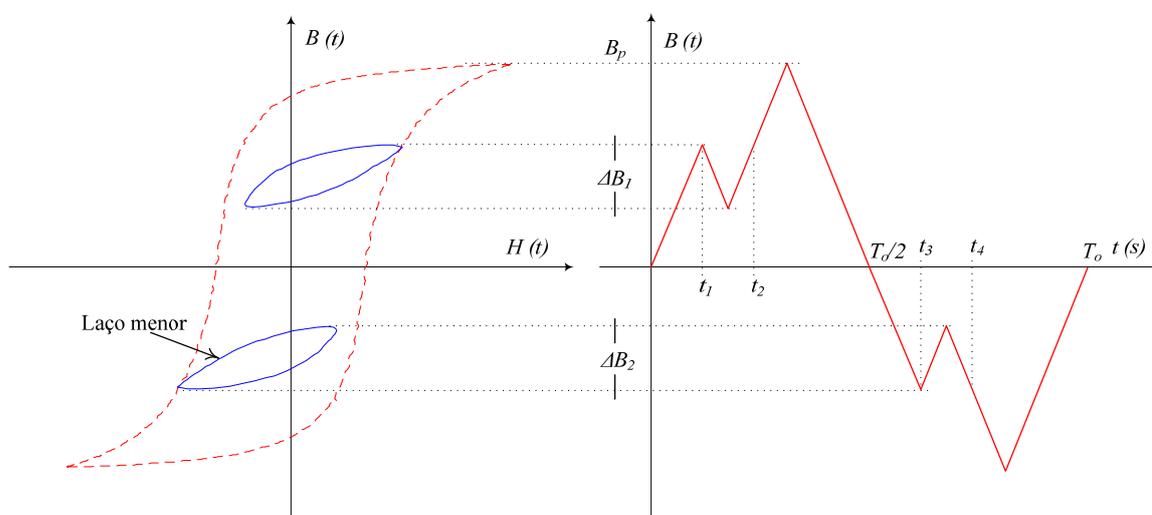


Figura 2.24 - Indução distorcida e o lócus B vs. H com dois laços menores.

Na equação (2.39), k é ordem e n é o número total dos harmônicos. Este modelo considera que as perdas dinâmicas são calculadas apenas com o quadrado da indução máxima B_p e na correção das perdas por histerese não é levada em conta a componente contínua dos laços menores (posição do laço menor) no laço de histerese principal. Por causa da não-linearidade do material, se dois laços menores tiverem o mesmo ΔB_i , terão as áreas diferentes em função da posição de cada laço menor [12].

Nos trabalhos de ATALLAH et al., a Equação (2.39) é utilizada para corrigir a perda por histerese, calculada conforme o modelo de *Steinmetz* em simulações numéricas, utilizando elementos finitos e levando em conta a perda do laço menor [46,47,48]. Os autores não mostraram como realizam a detecção dos ΔB_i na simulação.

No trabalho [49] também se utiliza a equação de LIVERS para o cálculo da perda por histerese e os ΔB_i são determinados pelo método chamado de *Rain Flow Method*.

Nos trabalhos de YANASE et al. [50] e ENOKIZONO et al. [10], foram realizados estudos experimentais de perdas em núcleo toroidal de grãos orientados, quando estes são

submetidos a uma indução alternada a 50 Hz sobreposta a um nível contínuo. Nas curvas da Figura 2.25, YANASE et al. mostraram resultados experimentais de curvas de perdas normalizadas em função da variação da componente contínua e fixando-se o valor da componente alternada, onde B_m é o valor da indução alternada, ΔB é o valor da indução contínua, P são as perdas devido a componentes de indução contínua mais alternada e P_o são as perdas para a indução puramente alternada (indução alternada centrada na origem).

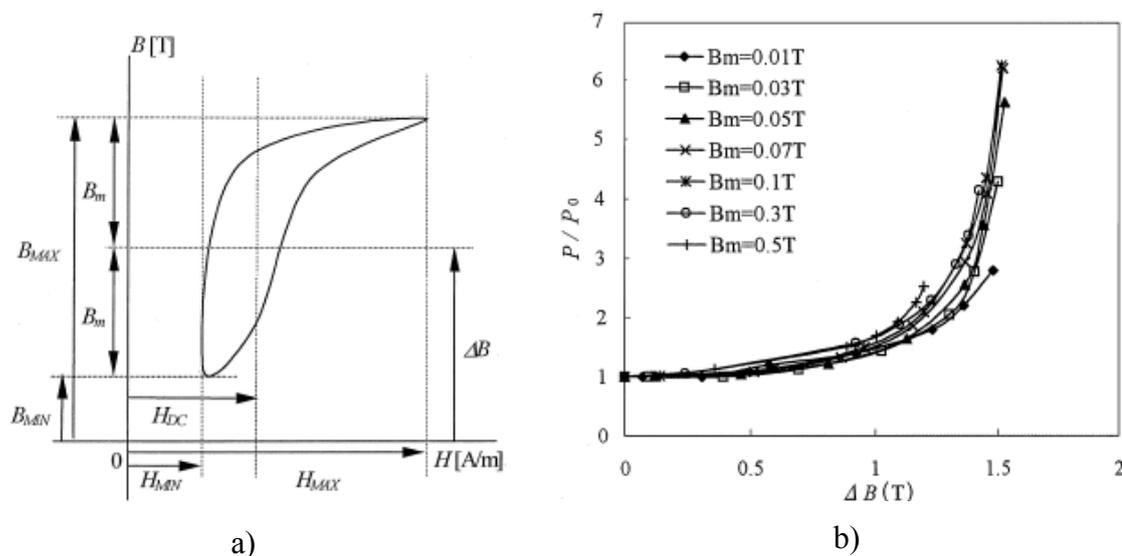


Figura 2.25 - a) lócus $B(t)$ por $H(t)$ sob regime de magnetização contínua ΔB somada a alternada B_m e b) é a variação das perdas P em função de ΔB , onde é normalizado com o valor das perdas sem a componente contínua P_o .

Foi mostrado, em [51], que as perdas aumentam com o aumento da componente ΔB , porém não foi apresentada, com detalhes, a metodologia desenvolvida e nem um modelo que pudesse prever as perdas magnéticas no ferro sob regime de indução contínua a partir de ensaios com indução puramente alternada.

LANCAROTTE publicou um artigo, em 2005 [52], apresentando uma metodologia para o estudo das perdas magnéticas numa amostra toroidal de FeSi de grãos orientados e outra de grãos não-orientados sob polarização com corrente contínua (DC). Nos ensaios, foi aplicada nas amostras uma forma de onda retangular de tensão de período TH com a introdução de pulsos no semiciclo positivo, onde V_p é o pico do pulso com largura T_p e o controle da posição do pulso sendo realizado pelo tempo de atraso T_o , como ilustra a Figura 2.26. A forma de onda retangular gera o lócus $B(t)$ por $H(t)$ e o pulso o laço menor.

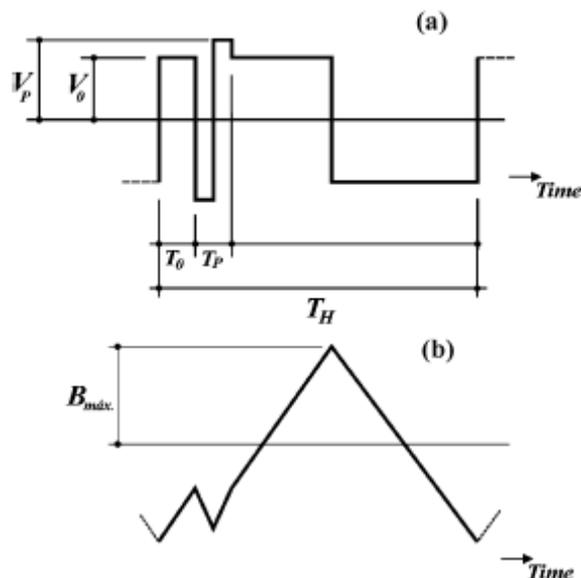


Figura 2.26 - a) forma de onda de tensão aplicada e b) a sua correspondente indução magnética.

Nos ensaios experimentais, LANCAROTTE impôs uma tensão retangular de período $TH=20\text{ms}$ (50 Hz) e com a largura do pulso $Tp=2\text{ms}$. Na Figura 2.27, observam-se vários laços menores de diferentes posições no lócus $B(t)$ por $H(t)$, sendo cinco os valores para o tempo de atraso To : 1,8ms, 3,1ms, 4,7ms, 6,4 ms e 7,8ms.

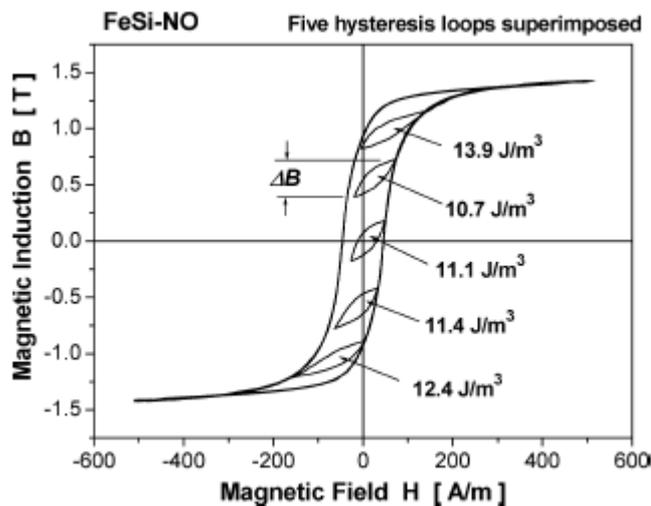


Figura 2.27 - Lócus $B(t)$ por $H(t)$ com cinco laços menores.

Na Figura 2.27, LANCAROTTE observou que as perdas aumentam quando a posição do laço menor é deslocada em direção à saturação, porém não foi mostrado em [51,52] um modelo que pudesse estimar as perdas geradas pelos laços menores em função da sua posição a partir das perdas para laços centrados na origem. No artigo, não foram mostrados resultados experimentais de laços menores em que as perdas dinâmicas

pudessem ser desprezadas (os ensaios foram realizados nas frequências de 50 Hz e de 41,67Hz) [51,52].

2.7. CONSIDERAÇÕES FINAIS

O presente capítulo apresentou uma revisão sobre o estudo das perdas magnéticas existentes em dispositivos eletromagnéticos. A perda magnética total é proveniente das perdas estáticas (ou quase-estáticas) e das perdas dinâmicas. A perda estática de energia ou perda por histerese é independente da frequência (por isso justifica-se a hiperbolização “perda estática”, pois para que haja perda por histerese é necessária uma variação temporal da magnetização no material), ao passo que as perdas dinâmicas dependem fortemente da frequência e da forma de onda do sinal imposto na amostra. As perdas dinâmicas são a soma de duas componentes: a perda por correntes de Foucault e a perda excedente.

Expressões matemáticas gerais, para o cálculo das perdas magnéticas dinâmicas, são apresentadas no domínio do tempo. Embora elas sejam gerais, existem simplificações e valores de variáveis pouco conhecidas como, por exemplo, a condutividade do material σ (fornecida pelo fabricante).

Foi realizada também uma revisão de metodologias para o estudo do comportamento de perdas magnéticas quando se aplica uma indução magnética alternada periódica adicionada a uma componente de indução contínua (*IC*).

Verifica-se assim a importância de estudar quais as influências no comportamento das perdas magnéticas para excitação não sinusoidais, incluindo as formas de onda pulsadas que produzem um fluxo contínuo ou laços menores no interior do lócus $B(t)$ por $H(t)$ [10, 11, 51,52].

3. APARATO EXPERIMENTAL

Neste capítulo, descreve-se o aparato experimental utilizado para a obtenção dos resultados experimentais. Este aparato foi desenvolvido no Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos (GRUCAD) para o emprego no quadro ou transformador de *Epstein*, sendo as partes integrantes e o seu funcionamento apresentados com detalhes em [12].

Também são apresentadas as telas de controle dos parâmetros da tensão/indução arbitrária imposta como referência no inversor realimentado (amplitude, frequência, etc), bem como as de aquisição dos resultados experimentais e cálculo das grandezas magnéticas (indução magnética, campo magnético e outros). Estas telas foram desenvolvidas e implementadas em ambiente *LabVIEW*, através de Instrumentos Virtuais (*VI – Virtual Instruments*).

3.1. PARTES INTEGRANTES DO APARATO EXPERIMENTAL

Para atingir os objetivos deste trabalho e realizar os experimentos, utilizou-se uma bancada de ensaios para medição das características eletromagnéticas em materiais para fins elétrico, desenvolvida e aplicada durante a realização do doutorado [12].

O aparato experimental desenvolvido é constituído, basicamente, por um inversor *PWM* com malha de realimentação, um osciloscópio para medição das formas de onda de tensão e corrente, um microcomputador que gera os sinais de referência desejados, um microcomputador para a aquisição e o tratamento dos sinais de tensão e corrente e um quadro/transformador de *Epstein*.

O inversor, que será mostrado na Figura 3.5, é alimentado a partir de uma fonte linear de tensão contínua, sendo que a tensão V_{dc} e a corrente podem ser variadas.

O inversor de tensão *PWM* é realimentado de maneira a garantir a forma de onda de tensão desejada no enrolamento secundário (indução magnética no núcleo) e a evolução livre de corrente no enrolamento primário do quadro de *Epstein*, onde o núcleo pode ser

composto por diferentes lâminas padrão. A Figura 3.1 ilustra a geometria do quadro de *Epstein* e as dimensões da lâmina padrão utilizada nos ensaios.

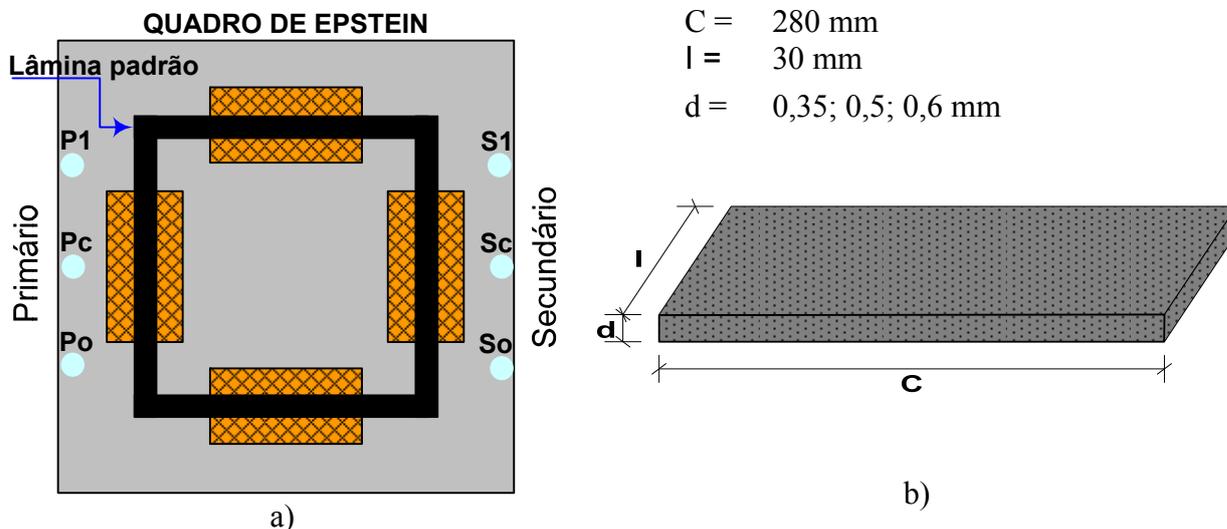


Figura 3.1 - a) Ilustração do quadro *Epstein* e b) de uma lâmina padrão.

A Figura 3.2 apresenta a fotografia do quadro de *Epstein* utilizado como parte integrante do aparato experimental.



Figura 3.2 - O quadro de *Epstein* (B-EP-25cm da Yokogawa Electric Works Ltda)

Neste trabalho, as diferentes formas de onda de tensão para controle do inversor vêm de uma placa modelo *PCI-4451*, da *National Instruments*, instalada em um microcomputador. Neste, foram desenvolvidos programas no ambiente *LabVIEW*, utilizando Instrumentos Virtuais (*VI – Virtual Instruments*) [53,54], com o objetivo de facilitar o controle dos parâmetros da tensão arbitrária imposta como referência para o inversor (amplitude e frequência, por exemplo). As formas de onda das tensões impostas

como referência podem ser: sinusoidal, retangular, triangular, trapezoidal, com injeção de conteúdo harmônico, *PWM* a dois e a três níveis, entre outros.

O sistema de aquisição e tratamento dos sinais também é baseado na aplicação de programas desenvolvidos no ambiente *LabVIEW* [53,54]. O programa mostra, graficamente, os resultados instantâneos de indução magnética e de campo magnético, bem como o lócus $B(t)$ por $H(t)$, obtidos indiretamente a partir dos sinais de tensão e corrente, respectivamente.

Nas Figuras 3.3 e 3.4 são apresentadas as telas de controle do usuário dos *VI*s para obtenção dos resultados dos cálculos das grandezas magnéticas. As saídas gráficas destes *VI*s serão mostradas nos resultados dos próximos capítulos.

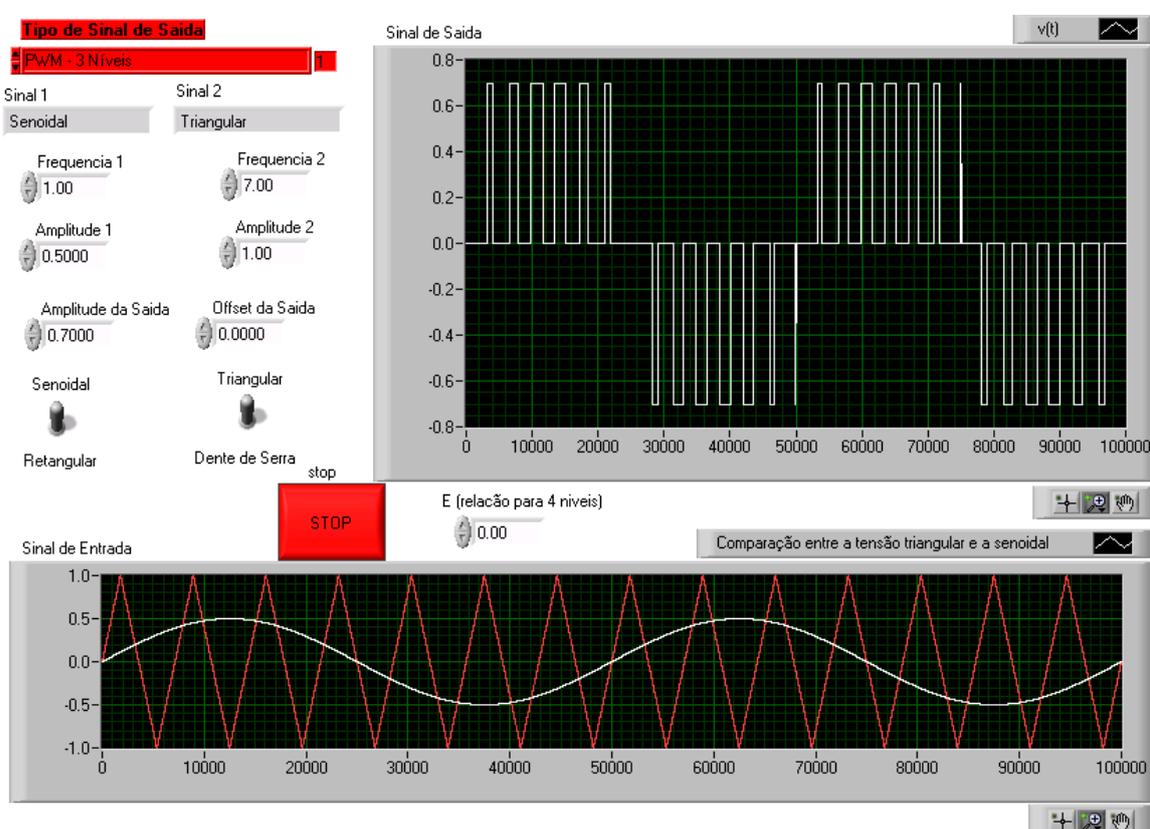


Figura 3.3 - Tela de controle dos parâmetros do sinal de referência para tensão sinusoidal, triangular, retangular, *PWM* a dois, *PWM* a três e a quatro níveis.

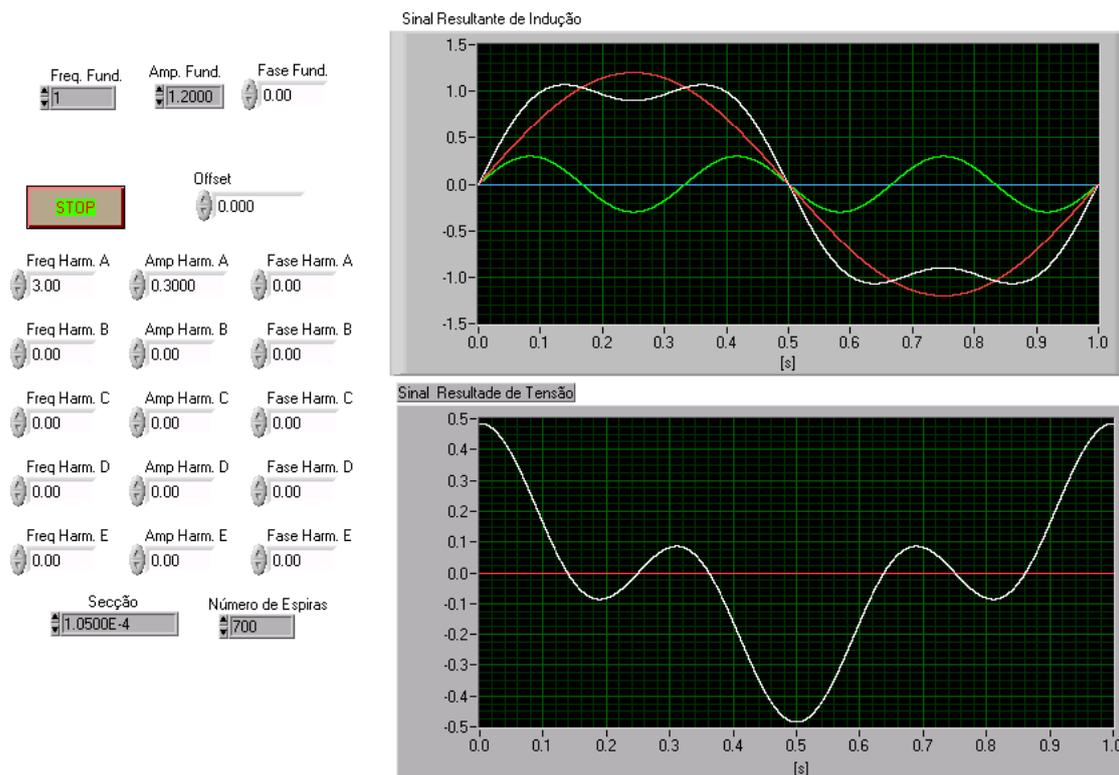


Figura 3.4 – Tela de controle dos parâmetros do sinal de referência para tensão com harmônicos.

Com a implementação dos programas em ambiente *LabVIEW* combinado ao aparato experimental desenvolvido em [12], não há necessidade de ajustes ou até mesmo a troca de componentes de hardware na malha para geração das formas de onda arbitrárias. Na variação da frequência e da amplitude, simplesmente muda-se o sinal de referência para o controle do inversor. Com a combinação de hardware e do *software LabVIEW*, os ensaios se tornaram mais rápidos que os métodos digitais convencionais de controle.

A Figura 3.5 apresenta, em diagrama de blocos, as partes integrantes do aparato experimental.

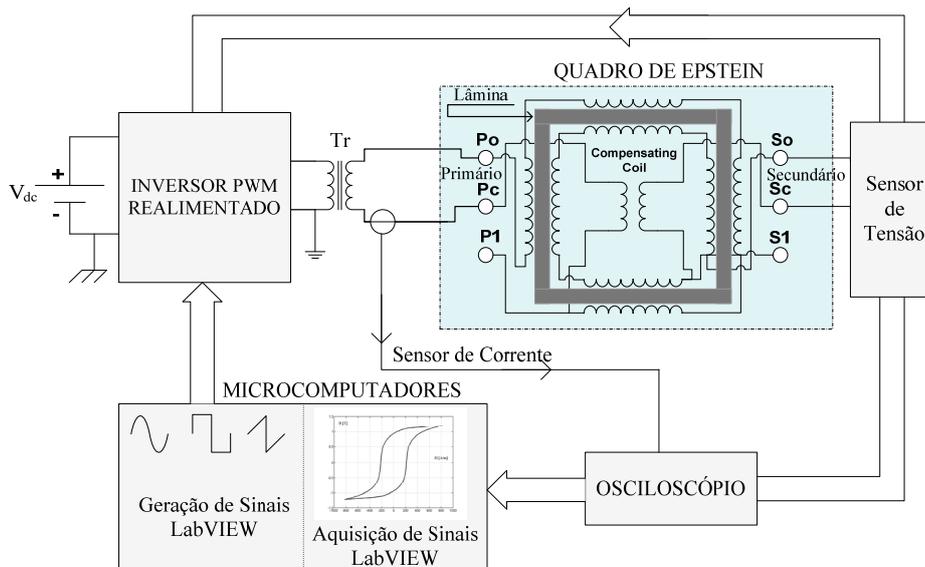


Figura 3.5 - Diagrama do aparato experimental utilizado nos ensaios.

Na fotografia apresentada na Figura 3.6, são mostradas as disposições dos equipamentos utilizados no aparato experimental. Pode ser observado o inversor *PWM* realimentado, um osciloscópio para registrar as formas de onda de tensão e corrente, o quadro de *Epstein* e um microcomputador responsável pela geração do sinal de referência no inversor, aquisição, tratamento e cálculo dos sinais de indução e campo magnético. Também se observa a fonte de tensão contínua e o transformador isolador *Tr*.

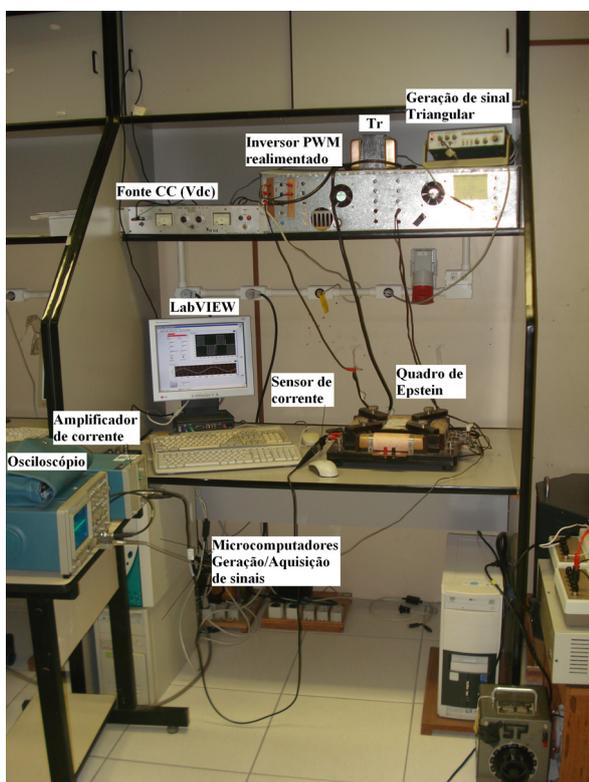


Figura 3.6 - Foto do aparato experimental.

4. AVALIAÇÃO TEÓRICA E EXPERIMENTAL DE UM MODELO DE BOGLIETTI E DO MÉTODO POR DECOMPOSIÇÃO EM SÉRIES DE FOURIER PARA A PREVISÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS SOB REGIME DE TENSÃO ARBITRÁRIA

Neste capítulo são apresentados o desenvolvimento matemático e a análise experimental do modelo de BOGLIETTI para a previsão de perdas magnéticas em núcleo de dispositivos eletromagnéticos sob regime de tensão arbitrária. A aplicação do modelo requer o conhecimento das características da tensão aplicada [9]. Para verificar esse modelo, resultados experimentais de perdas magnéticas medidas são comparados com as previstas para forma de onda de tensão sinusoidal, triangular, retangular, a três níveis e sinusoidal com adição de harmônicos para um determinado material A.

Por fim, é abordada e analisada a definição do surgimento dos laços menores no laço de histerese principal, bem como são apresentadas formas de onda experimentais de tensão adicionando harmônicos de terceira ordem, *PWM* a dois níveis e seus respectivos *loci* $B(t)$ por $H(t)$.

Este capítulo também tem por objetivo realizar uma análise comparativa de métodos de cálculo da perda por histerese em aços para fins elétricos sob regimes com forma de onda de indução arbitrária. As perdas são calculadas utilizando os seguintes procedimentos: a formulação de *Steinmetz* clássica e por decomposição da indução magnética em séries de *Fourier* e aplicando após a formulação de *Steinmetz* clássica para cada harmônico [28,35]. Os resultados de estimação das perdas por histerese, provenientes dos cálculos, são comparados com dados experimentais. Este estudo é relevante, pois permitirá mostrar as eventuais limitações de cada um dos procedimentos que são geralmente utilizados na avaliação de perdas pelo *Método de Elemento Finitos (MEF)*.

4.1. DESENVOLVIMENTO MATEMÁTICO DO MODELO DE BOGLIETTI

BOGLIETTI [9] propõe um método de previsão das perdas magnéticas no ferro em materiais magnéticos moles para tensões com formas arbitrárias. Este modelo pode ser usado toda vez que são conhecidas as características das formas de onda das tensões, porém não pode ser utilizado para a tensão que forma laços menores no laço de histerese principal. Segundo BOGLIETTI, o modelo foi testado em grande número de materiais magnéticos com diferentes características químicas e físicas, e os resultados poderiam ser aplicados pelos projetistas da engenharia elétrica, porém não foi apresentado com detalhes o desenvolvimento matemático.

Para iniciar o desenvolvimento matemático, será considerada uma tensão a três níveis $v(t)$, bem como seu módulo, como é ilustrado na Figura 4.1.

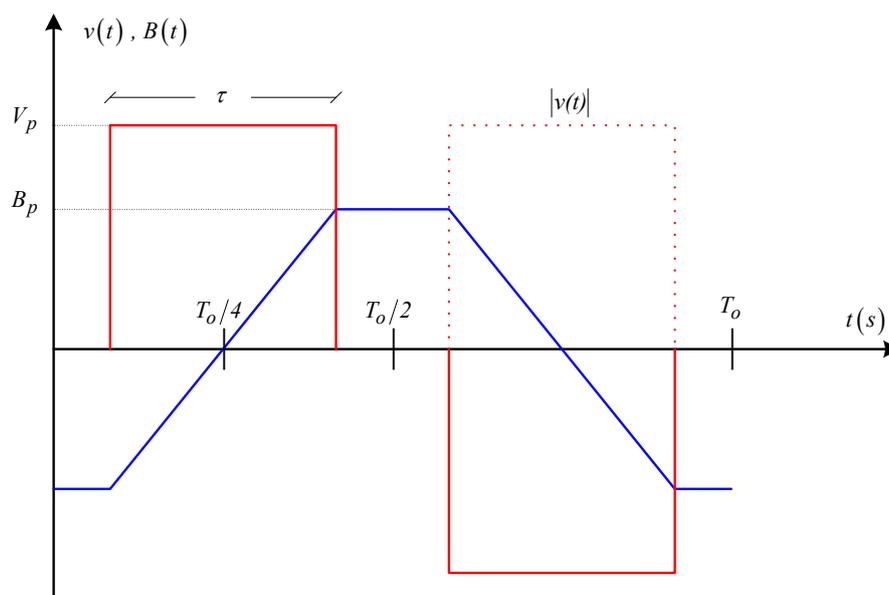


Figura 4.1 – Tensão a três níveis e a correspondente indução magnética.

A variação da perda magnética total no ferro está relacionada com a forma de onda de tensão. Considerando um indutor ideal, no qual é desprezada sua resistência, a tensão pode ser escrita através da expressão (4.1).

$$v(t) = NS \frac{dB(t)}{dt} = NS \frac{B_{pp}}{\tau} \quad (4.1)$$

onde τ é a largura do pulso de tensão.

A relação entre o valor de pico a pico da indução magnética B_{pp} e a integral do módulo da tensão de alimentação $v(t)$ é lustrada na expressão (4.2), onde B_p é a indução de pico ou indução máxima.

$$\int_0^{T_o} |v(t)| dt = 2 \left[\frac{NSB_{pp}}{\tau} \right] \tau = NS4B_p \quad (4.2)$$

Sabendo que o valor médio retificado da mencionada tensão alternada V_{av} é exatamente a integral no período T_o do módulo de $v(t)$, pode-se calcular o valor da indução magnética de pico através da expressão (4.3),

$$V_{av} = \frac{1}{T_o} \int_0^{T_o} |v(t)| dt = \frac{NS4B_p}{T_o} \quad (4.3)$$

onde a indução de pico pode ser escrita em função da tensão retificada média e da frequência f , dada pela Equação (4.4).

$$B_p = \frac{V_{av}}{4NS} T_o = k \frac{V_{av}}{f_o} \quad (4.4)$$

4.2. PERDAS POR HISTERESE

Recorrendo ao modelo de perdas por histerese dada por *Steinmetz*, tem-se:

$$P_H = C_H f B_p^\alpha \quad [W] \quad (4.5)$$

Nesta igualdade, supõe-se que não existam laços menores no laço principal de histerese, pois o modelo para o cálculo das perdas por histerese leva em consideração somente o valor de pico da indução magnética.

Substituindo (4.4) em (4.5) (fazendo $f_o=f$), o resultado é a Equação (4.6), em função do valor médio da tensão retificada.

$$P_H = \frac{C_H}{(NS4)^\alpha} f^{1-\alpha} V_{av}^\alpha \quad (4.6)$$

A Equação (4.6) mostra que as perdas por histerese dependem do valor médio da tensão retificada.

Definindo η como sendo a relação entre o valor médio da tensão retificada $v(t)$ dividida pelo valor médio retificado da sua fundamental $V_{av,fund}$, obtém-se (4.7).

$$\eta = \frac{V_{av}}{V_{av,fund}} \quad (4.7)$$

Manipulando as equações (4.6) e (4.7), chega-se à expressão (4.8) das perdas por histerese.

$$P_H = \frac{C_H}{(NS4)^\alpha} f^{(1-\alpha)} \eta^\alpha V_{av,fund}^\alpha \quad (4.8)$$

O termo $\frac{C_H}{(NS4)^\alpha} f^{(1-\alpha)} V_{av,fund}^\alpha$ representa as perdas devidas ao fundamental de tensão $v(t)$ e será chamado perdas por histerese para tensão senoidal $P_{H,sin}$. Por fim, o cálculo das perdas por histerese assume uma forma mais simples dada pela Equação (4.9).

$$\boxed{P_H = \eta^\alpha P_{H,sin}} \quad (4.9)$$

4.3. PERDAS POR CORRENTES DE FOUCAULT

Em termos das perdas dinâmicas, BOGLIETTI considera somente a perda por correntes de Foucault [9]. Assim, pode-se iniciar o cálculo a partir da expressão geral dada pela Equação (4.10).

$$P_F = \frac{\sigma d^2}{12} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt = C_F \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt \quad (4.10)$$

Por outro lado, admitindo uma indução periódica não-sinusoidal $B(t)$ e que não gere laços menores no laço principal de histerese, a indução pode ser escrita utilizando-se expansão em série de Fourier:

$$B(t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_{p,n} \sin(2\pi nft + \varphi_n) \quad (\text{n ímpar, } \varphi_1 = 0) \quad (4.11)$$

Logo, a derivada temporal da equação (4.11) é:

$$\frac{dB(t)}{dt} = \sum_{n=1}^{\infty} 2\pi n f B_{p,n} \cos(2\pi nft + \varphi_n) \quad (\text{n ímpar, } \varphi_1 = 0) \quad (4.12)$$

Assim, pode-se escrever P_F como a integral do somatório dos harmônicos ao quadrado:

$$P_F = C_F \frac{1}{T} \int_0^T \left[\sum_{n=1}^{\infty} 2\pi n f B_{p,n} \cos(2\pi nft + \varphi_n) \right]^2 dt \quad (4.13)$$

Para analisar o valor médio do termo entre colchetes da expressão (4.13), esta será reescrita sob a forma expandida para os harmônicos de ordem n ímpar, resultando a expressão (4.14).

$$P_f = C_F \frac{I}{T} \int_0^T \left[2\pi f B_{p,1} \cos(2\pi ft + 0) + 6\pi f B_{p,3} \cos(6\pi ft + \varphi_3) + \dots \right] \left[2\pi f B_{p,1} \cos(2\pi ft + 0) + 6\pi f B_{p,3} \cos(6\pi ft + \varphi_3) + \dots \right] dt \quad (4.14)$$

Efetuada as multiplicações dos termos entre colchetes, verifica-se que existem termos em “ \cos^2 ” e termos do produto entre dois cossenos com argumentos diferentes que se repetem. Com isso, pode ser verificado que o valor médio dos termos \cos^2 é igual ao valor de pico dividido por dois. Já para os termos do produto entre dois cossenos com argumentos diferentes, o valor médio é igual a zero [55].

Com os termos resultantes da multiplicação, pode ser demonstrado que a última igualdade pode ser escrita como se vê na expressão (4.15) [55].

$$P_f = C_F \left[2\pi^2 f^2 B_{p,1}^2 + 18\pi^2 f^2 B_{p,3}^2 + 50\pi^2 f^2 B_{p,5}^2 + \dots + 2n^2 \pi^2 f^2 B_{p,n}^2 \right] \quad (4.15)$$

Esta última expressão pode ser escrita na forma mais geral, dada na Equação (4.16).

$$P_F = 2\pi^2 f^2 C_F \sum_{n=1}^{\infty} n^2 B_{p,n}^2 \quad (4.16)$$

O valor da indução de pico do n -ésimo harmônico $B_{p,n}$ da Equação (4.16) de perdas por correntes de Foucault P_F pode também ser reescrito em função do valor médio retificado para cada harmônico:

$$B_{p,n} = \frac{V_{av,n}}{4NSnf} \quad (4.17)$$

onde $V_{av,n}$ é o valor médio da tensão retificada do n -ésimo harmônico.

Lembrando que, para o caso sinusoidal, a relação entre o valor médio da tensão retificada e seu valor de pico é:

$$V_{av,n} = \frac{2}{\pi} V_{p,n} \quad (4.18)$$

onde $V_{av,n}$ designa o valor médio da tensão retificada do n -ésimo harmônico.

Substituindo as expressões (4.17) e (4.18) na Equação (4.16), obtém-se a expressão de perdas por correntes de Foucault em função do valor de pico da tensão para cada harmônico $V_{p,n}$:

$$P_F = 2\pi^2 f^2 C_F \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \left[\frac{2}{\pi 4 N S n f} V_{p,n} \right]^2 \quad (4.19)$$

ou

$$P_F = \frac{C_F}{2N^2 S^2} \sum_{n=1}^{\infty} V_{p,n}^2 \quad (4.20)$$

Escrevendo o valor eficaz da tensão V_{rms} em função do somatório dos valores eficazes de cada harmônico $V_{rms,n}$, tem-se:

$$V_{rms} = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} V_{rms,n}^2} \quad (4.21)$$

Esta última igualdade pode ser reescrita como:

$$V_{rms}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} V_{rms,n}^2 \quad (4.22)$$

A relação entre o valor de pico e o valor eficaz da tensão é calculada pela expressão (4.23).

$$V_{rms,n} = \frac{V_{p,n}}{\sqrt{2}} \quad (4.23)$$

Substituindo a última igualdade na expressão (4.23), resulta a equação (4.24).

$$V_{rms}^2 = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} V_{p,n}^2 \quad (4.24)$$

ou (4.25).

$$\sum_{n=1}^{\infty} V_{p,n}^2 = 2V_{rms}^2 \quad (4.25)$$

Com a última igualdade substituída na expressão (4.20), o cálculo das perdas por correntes de Foucault, torna-se:

$$P_F = \frac{C_F}{N^2 S^2} V_{rms}^2 \quad (4.26)$$

onde C_F é uma constante obtida experimentalmente.

Na expressão (4.26), verifica-se que as perdas por correntes de Foucault dependem do valor eficaz da tensão.

Analogamente ao que foi feito no caso das perdas por histerese, vamos definir χ como sendo a relação do valor da tensão eficaz dividido pelo valor eficaz da sua fundamental $V_{rms,fund}$:

$$\chi = \frac{V_{rms}}{V_{rms,fund}} \quad (4.27)$$

Manipulando as equações (4.26) e (4.27), obtém-se a Equação (4.28):

$$P_F = \frac{C_F}{N^2 S^2} \chi^2 V_{rms,fund}^2 \quad (4.28)$$

O termo $\frac{C_F}{N^2 S^2} V_{rms,fund}^2$ representa as perdas devidas ao fundamental de tensão $v(t)$ e será chamado de $P_{F,sin}$. Assim, as perdas por correntes de Foucault podem ser calculadas pela Equação (4.29) a seguir.

$$P_F = \chi^2 P_{F,sin} \quad (4.29)$$

Finalmente, a perda magnética total no ferro P_T , para forma de onda de tensão arbitrária, pode ser definida a partir do conhecimento das perdas magnéticas para forma de onda de tensão sinusoidal, bem como das características desta tensão, sendo isto expresso pela Equação (4.30).

$$P_T = \eta^\alpha P_{H,sin} + \chi^2 P_{F,sin} \quad (4.30)$$

No modelo da Equação (4.30), $P_{H,sin}$ e $P_{F,sin}$ são as perdas por histerese e por correntes de Foucault (correntes induzidas) para tensão senoidal, respectivamente.

Esta última equação expressa que, se a separação entre as perdas, devido à histerese e às correntes de Foucault, e as características da tensão de alimentação são conhecidas, as perdas magnéticas no ferro, para qualquer forma de onda de tensão, podem ser determinadas, exceto nos casos em que laços menores no laço principal do lócus $B(t)$ por $H(t)$ sejam gerados.

4.4. ANÁLISE COMPARATIVA ENTRE AS PERDAS PREDITAS PELO MÉTODO DE BOGLIETTI E AS OBTIDAS EXPERIMENTALMENTE.

Como apresentado nos itens 4.1, 4.2 e 4.3, a previsão das perdas magnéticas necessita da separação das perdas por histerese e por correntes de Foucault para o regime sinusoidal de funcionamento. Na Figura 4.2 a seguir, são apresentadas as curvas de perdas energéticas por ciclo e por unidade de massa medidas e previstas em função da indução magnética de pico para tensão sinusoidal.

Na obtenção das perdas por histerese, aplicou-se um sinal sinusoidal com frequência de 1 Hz e para as perdas totais, com frequência de 50 Hz. Na obtenção das parcelas de perdas por histerese e por correntes de Foucault, será utilizado o método de separação experimental utilizado em [12,17].

Com a expressão (2.13), do Capítulo 2, e utilizando o método de separação das perdas magnéticas no ferro, pode-se encontrar as constantes k_H , α , k_F e k_E . Nos experimentos, as medidas foram feitas utilizando um material chamado de A (lâminas de aço ao silício GNO).

Tabela 4.1 – Parâmetros do Material A

Material A – lâmina padrão de aço ao silício de GNO	
Número de lâminas em cada braço do Epstein N	7
Largura l [mm]	30
Comprimento médio C [mm]	280
Espessura d [mm]	0,5
Massa média de cada lâmina [g]	32

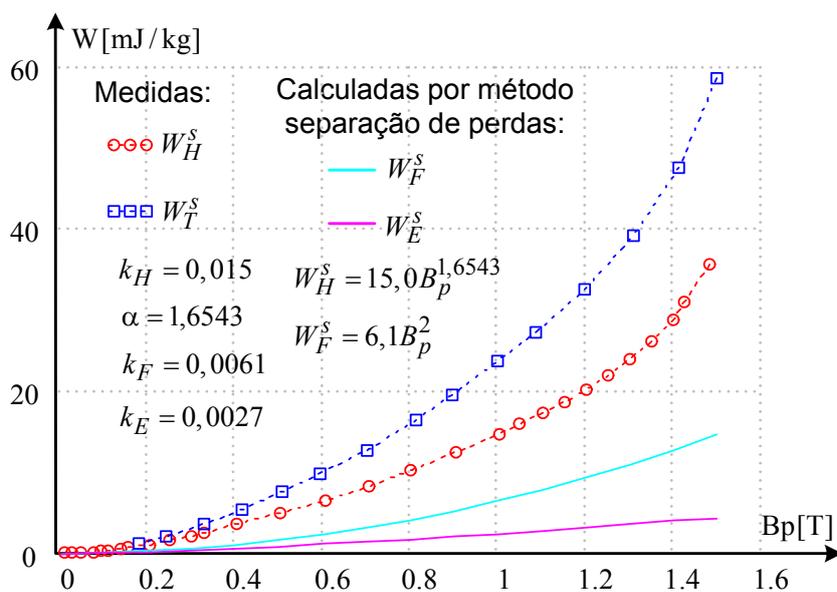


Figura 4.2 - Perdas magnéticas por ciclo e por unidade de massa medidas e previstas para tensão sinusoidal a 50 Hz - materiais A

Como no modelo de BOGLIETTI não é considerado o último termo de (2.13), a parcela de perda excedente $k_E B_p^{1,5}$ será desconsiderada nas análises a seguir.

4.4.1. FORMA DE ONDA DE TENSÃO TRIANGULAR (INDUÇÃO PARABÓLICA)

Para o uso da expressão (4.30), primeiro é necessário encontrar os valores de η^α e χ^2 definidos anteriormente. Teoricamente, pode ser demonstrado que estes valores permanecem constantes, e isto se dará a partir das medidas realizadas. A Figura 4.3 mostra as curvas de V_{rms} , $V_{rms,Fund}$, V_{av} , $V_{av,Fund}$, e, conseqüentemente, os valores de η^α e χ^2 em função da indução magnética de pico.

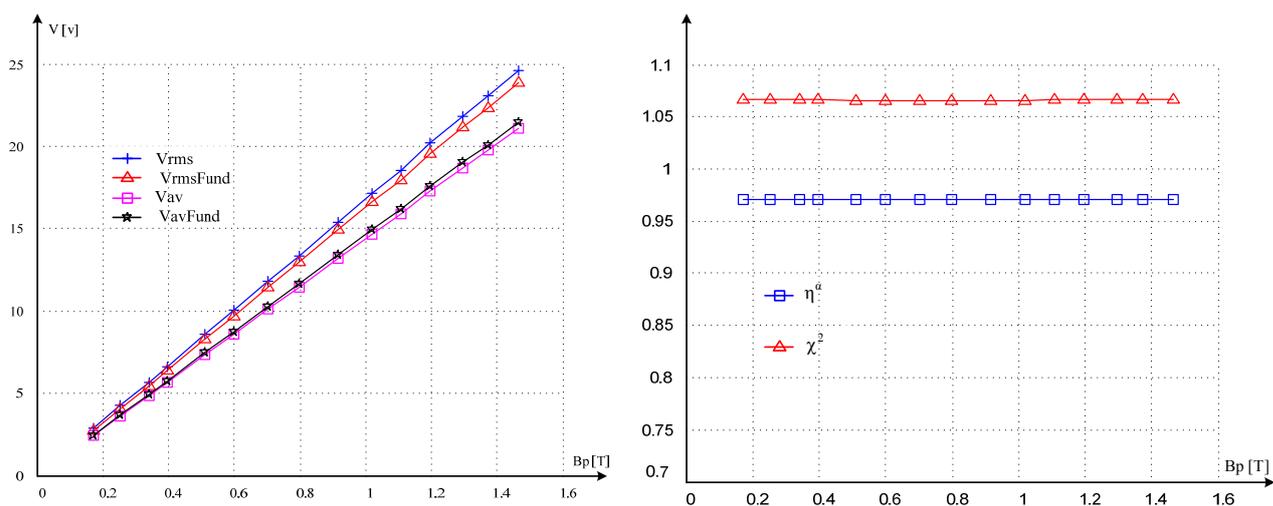


Figura 4.3 - Curvas de V_{rms} , $V_{rms,Fund}$, V_{av} , $V_{av,Fund}$, η^α e χ^2 para forma de onda de tensão triangular a 50 Hz.

Analisando as curvas na Figura 4.3, observa-se que os valores da tensão média retificada V_{av} são ligeiramente menores que os da tensão média retificada da sua fundamental $V_{av,Fund}$. Portanto, as perdas por histerese calculadas pelo modelo serão menores do que as do caso puramente sinusoidal, pois η^α possuirá valores menores que 1.

Na Figura 4.4, é realizada a comparação das perdas magnéticas de energia previstas com as perdas medidas por ciclo e por unidade de massa. Observa-se que as perdas magnéticas previstas pelo modelo são em média 13% menores que as medidas.

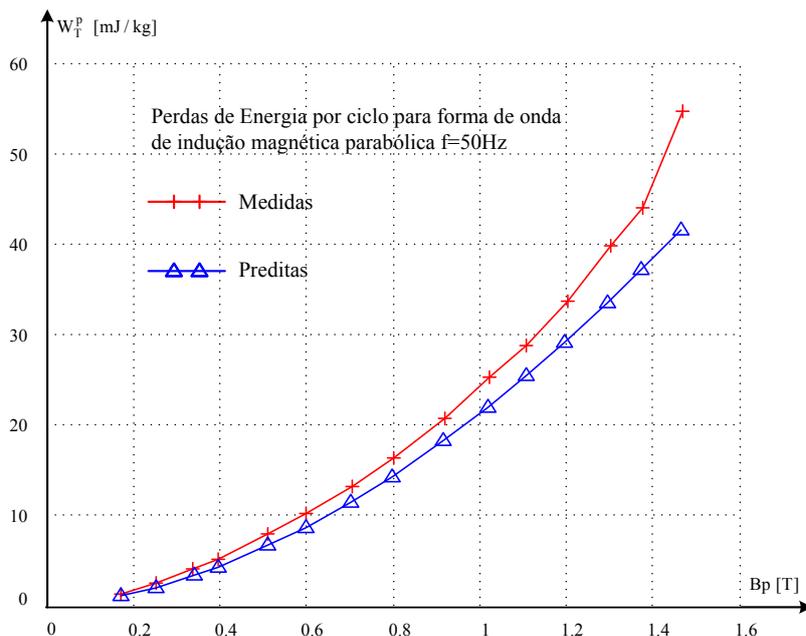


Figura 4.4 - Perdas magnéticas no ferro preditas e medidas para indução parabólica a 50 Hz.

4.4.2. FORMA DE ONDA DE TENSÃO RETANGULAR (INDUÇÃO TRIANGULAR)

Analisando as curvas da Figura 4.5, observa-se que os valores de $V_{rms,Fund}$ e $V_{av,Fund}$ são menores que os valores de V_{rms} e V_{av} . Portanto, os valores de η^α e χ^2 serão maiores que 1 e, conseqüentemente, as perdas serão maiores do que as do caso puramente sinusoidal.

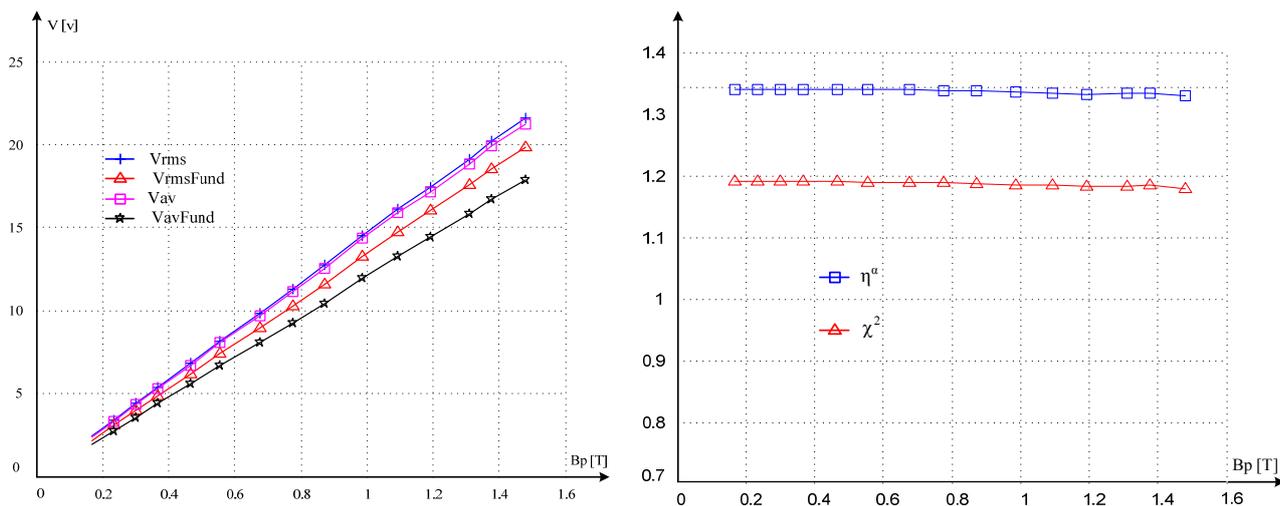


Figura 4.5 - Curvas de V_{rms} , $V_{rms,Fund}$, V_{av} , $V_{av,Fund}$, η^α e χ^2 para forma de onda de tensão quadrada a 50Hz.

Na seqüência, a Figura 4.6 apresenta as curvas de perdas magnéticas de energia por ciclo e por unidade de massa, preditas e medidas para a forma de onda de tensão

retangular. Verifica-se que as perdas magnéticas preditas são em média 17% maiores que as medidas.

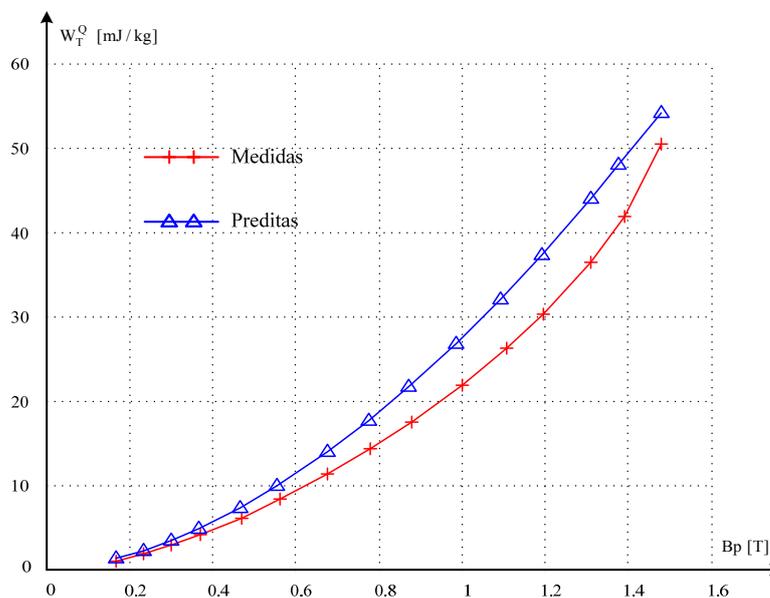


Figura 4.6 - Comparação entre as perdas magnéticas no ferro preditas e medidas para forma de onda de indução triangular a 50 Hz.

Comparando os valores das perdas energéticas preditas pelo modelo, verifica-se que, para a indução triangular, a perda ficou maior que a da parabólica, o que não confere com os valores das constantes estabelecidas no segundo termo das expressões gerais (2.23) e (2.28) do Capítulo 2.

Sabe-se também, e será verificado experimentalmente no próximo capítulo, que as perdas por histerese dependem apenas do valor de pico da indução, exceto as que geram laços menores, e do tipo de material utilizado. Portanto, a diferença de perdas encontrada pode ser atribuída unicamente às perdas dinâmicas.

Nos ensaios realizados por BOGLIETTI, o erro relativo encontrado, entre as perdas preditas e medidas, ficou na faixa de 13% para o material 8065 (8W/kg 0,65mm) e para o material 2735 (2,5W/kg 0,35mm), quando se aplicou uma forma de onda de tensão do tipo *PWM*, o erro médio relativo ficou em torno de 5% [9]. Portanto, verificou-se que o erro relativo varia com o tipo de material e com a forma de onda de tensão utilizada.

4.5. ANÁLISE DE FORMAS DE ONDA DE TENSÃO QUE PRODUZEM LAÇOS MENORES.

O objetivo, nesta seção, é mostrar e verificar experimentalmente a condição para o não surgimento de laços menores no laço de histerese principal definida por BOGLIETTI [9]. O autor assegura que, se uma determinada tensão de alimentação $v(t)$ é alternada e o valor instantâneo de sua fundamental possuir o mesmo sinal do valor instantâneo da tensão arbitrária $v(t)$, nenhum laço menor estará presente no laço de histerese principal.

Formas de onda de tensão com a adição de harmônicos podem ou não produzir laços menores, dependendo do valor de fase e da amplitude dos componentes harmônicos, o que será verificado a seguir para a forma de onda de tensão sinusoidal com adição de harmônicos e para *PWM* a dois níveis.

4.5.1. TENSÃO SINUSOIDAL COM ADIÇÃO DE HARMÔNICOS

A Figura 4.7 ilustra as curvas de tensão $v(t)$ e a correspondente indução magnética, bem como o respectivo laço de histerese e a fundamental da tensão $v(t)$. A tensão $v(t)$ foi conseguida adicionando à fundamental de 1Hz o harmônico de terceira ordem com fase igual a zero e amplitude de tensão igual à da fundamental.

Tabela 4.2 - Valores de fase e amplitude da tensão $v(t)$.

B_p [T]	H [A/m]	V_{Fund} [V] 1Hz	Harmônico 3 [V]	Fase [graus]	Perda [mW/kg]
1,2	114,7	0,42	0,42	0	20,009

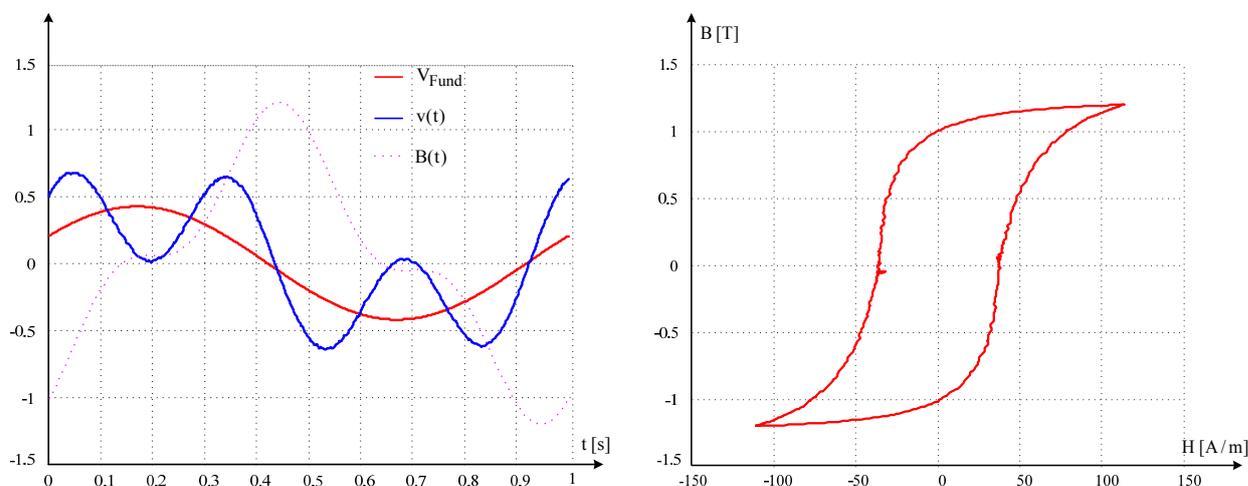


Figura 4.7 - Forma de onda de tensão $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese.

Observa-se que a curva de histerese não apresenta laços menores, pois não há mudança de sinal entre a tensão $v(t)$ e a sua fundamental V_{fund} [9]. Nos instantes 0,2 e 0,7 segundo, o valor da tensão $v(t)$ vale zero, ou seja, a curva de histerese $B(t)$ por $H(t)$ está na eminência de apresentar laços menores.

A Tabela 4.3 apresenta as condições impostas na obtenção das curvas das Figuras 4.8 e 4.9, respectivamente.

Tabela 4.3 - Valores de fase e amplitude da tensão $v(t)$.

B_p [T]	H [A/m]	V_{Fund} [v] 1Hz	Harmônico 3 [v]	Fase [graus]	Perda [mW/kg]
1,2	117,7	0,37	0,58	0	21,177
1,196	116,6	0,49	0,782	60	28,234

A Figura 4.8 mostra as curvas de tensão, indução magnética e de histerese para a fase nula do harmônico de terceira ordem. Analisando a curva de tensão $v(t)$, observa-se que no intervalo 0,3 a 0,4 segundo existe mudança de sinal entre $v(t)$ e a sua fundamental V_{Fund} , logo, haverá produção de laços menores no laço de histerese principal. Portanto, as perdas magnéticas se tornam maiores de acordo com o aumento das áreas dos laços menores. Isso pode ser verificado comparando os resultados de perdas magnéticas das Tabelas 4.2 e 4.3 apresentadas anteriormente.

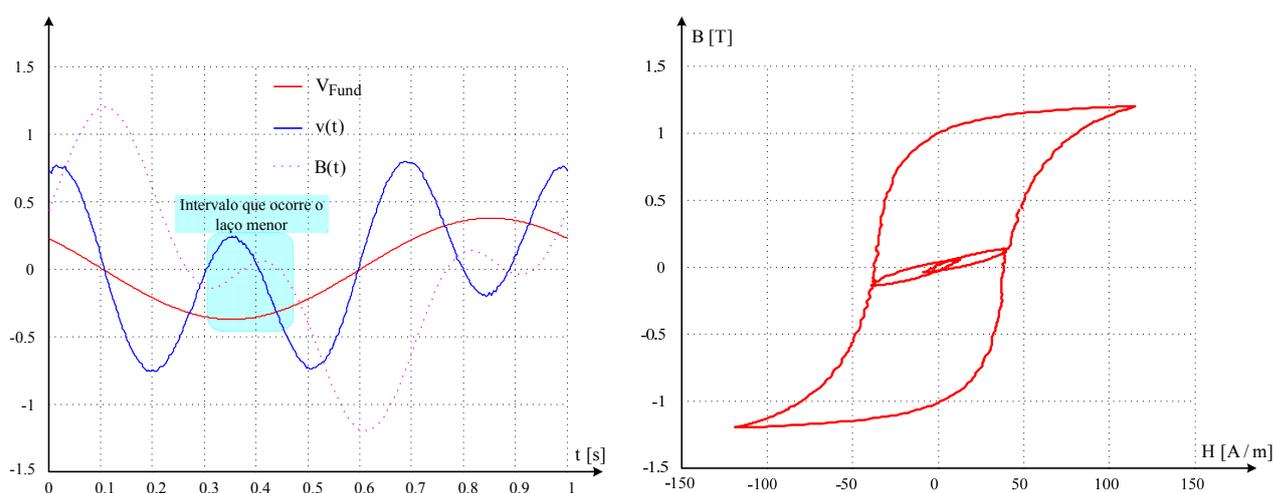


Figura 4.8 - Forma de onda de tensão $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese (fase zero para o terceiro harmônico).

Na Figura 4.9, é mostrado que, quando se aumenta a amplitude e a fase do terceiro harmônico de tensão para 0,782 T e 60 graus, respectivamente, em relação aos valores da

Figura 4.8, o laço menor é deslocado para a amplitude máxima do laço de histerese principal.

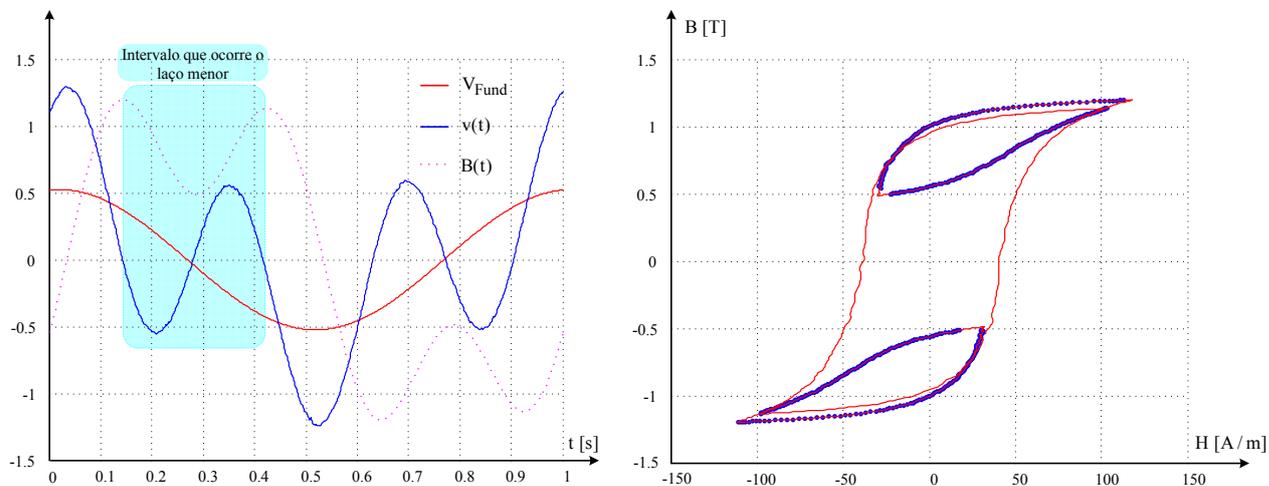


Figura 4.9 - Forma de onda de tensão $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese (fase 60 graus para o terceiro harmônico).

Observa-se, nestas duas últimas figuras que, com a variação da fase e da amplitude do terceiro harmônico, há um deslocamento e o aumento das áreas dos laços menores, em relação ao resultado da Figura 4.8 e, conseqüentemente, o aumento das perdas magnéticas em torno de 7 mJ/kg.

4.5.2. FORMA DE ONDA DE TENSÃO PWM A DOIS NÍVEIS

A Tabela 4.4 apresenta as condições impostas para obtenção das curvas de histerese para tensão *PWM* a dois níveis e nas Figuras 4.10 e 4.11, respectivamente, são mostradas as curvas de onda tensão, indução e o laço de histerese. Nestes resultados, manteve-se o índice de modulação fixo em 0,8 e variou-se a frequência da triangular de 5 Hz para 11 Hz.

Tabela 4.4 - Valores de perda magnética para tensão *PWM* a dois níveis.

B_p [T]	H [A/m]	V_p [v]	f_{tr} [Hz]	f_s [Hz]	$m=V_s/V_{tr}$	Perda [mJ/kg]
1,2	119,9	0,602	5	1	0,8	29,06
1,2	118,4	0,622	11	1	0,8	28,96

Percebe-se, novamente, que a condição para o surgimento de laços menores é verificada nos instantes em que há mudança de sinal entre a tensão *PWM* a dois níveis $v(t)$ e a sua fundamental V_{Fund} .

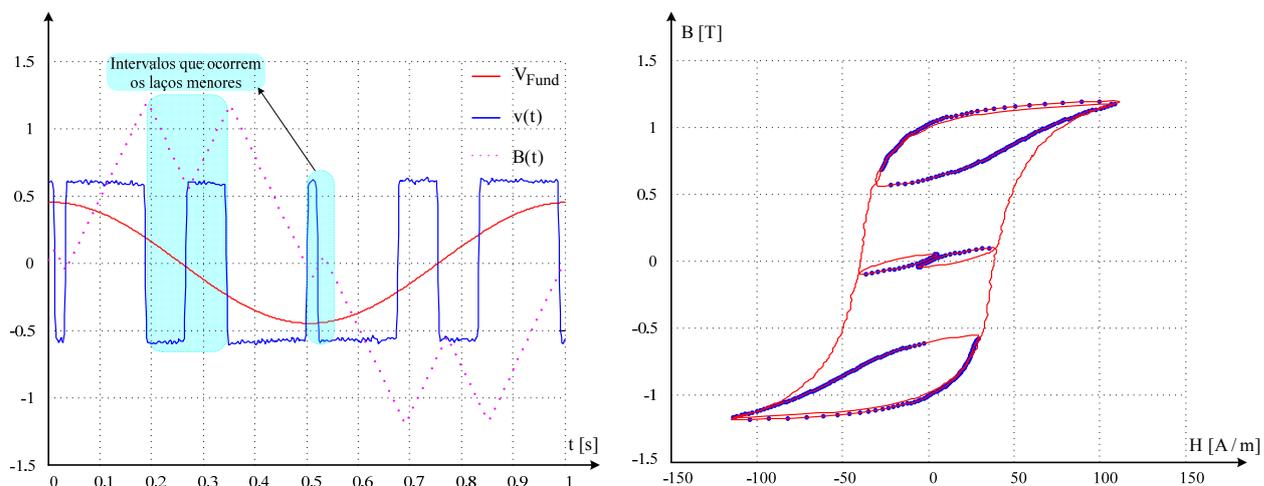


Figura 4.10 - Forma de onda de tensão PWM $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese para frequência da triangular $f_{tr}=5\text{Hz}$ e índice de modulação $m=0,8$.

Na Figura 4.11, apresentam-se as curvas de tensão PWM $v(t)$, V_{Fund} , indução magnética $B(t)$ e o respectivo laço de histerese para frequência da triangular $f_{tr}=11\text{ Hz}$ e índice de modulação $m=0,8$.

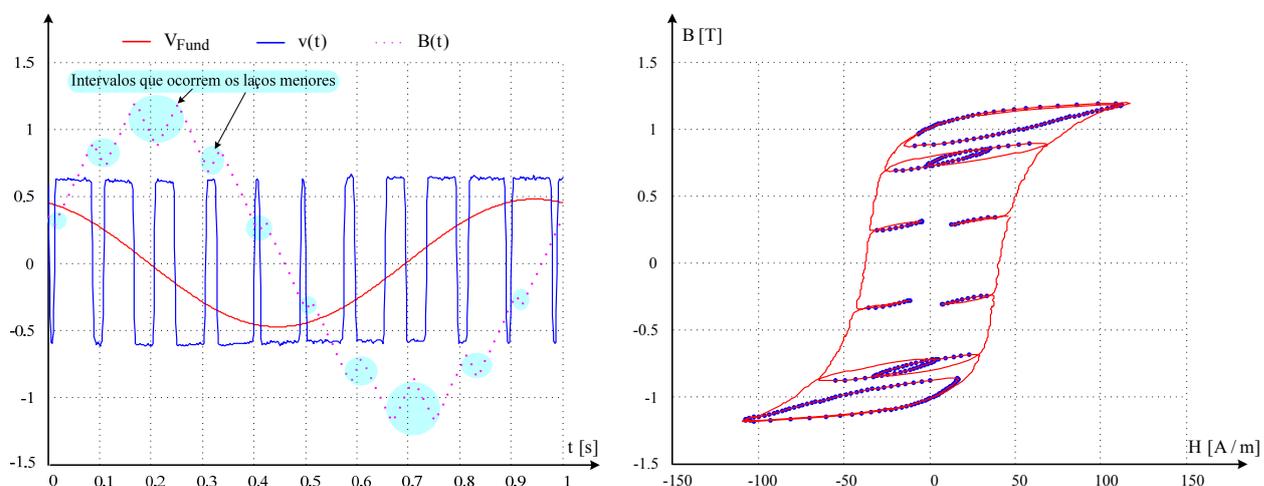


Figura 4.11- Forma de onda de tensão PWM $v(t)$, V_{Fund} , $B(t)$ e o respectivo laço de histerese para frequência da triangular $f_{tr}=11\text{ Hz}$ e índice de modulação $m=0,8$.

4.6. AVALIAÇÃO DA PERDA POR HISTERESE CALCULADA PELO MÉTODO POR DECOMPOSIÇÃO EM SÉRIES DE FOURIER

Realizaram-se decomposições da forma de ondas de indução magnética em séries de *Fourier* relativas às formas de excitação de tensão sinusoidal, retangular, triangular, PWM a dois níveis e PWM a três níveis, com diferentes amplitudes máximas de indução

magnética na frequência fundamental de 1Hz. Para todas as respectivas formas de indução, calculou-se a soma das perdas por histerese para cada harmônica de amplitude B_{pi} com base no modelo de *Steinmetz* clássico, conforme a Equação 4.31.

$$P = \sum_{i=1}^n K_H B_{pi}^{\alpha} \quad (4.31)$$

onde i é o índice de cada harmônico e n é o número total de harmônicos. K_H e α são constantes do modelo de *Steinmetz* clássico.

Os parâmetros do modelo de *Steinmetz* clássico foram obtidos experimentalmente, utilizando um material chamado de A, para a forma de tensão sinusoidal. Para este material, encontrou-se o coeficiente K_H igual a 0,015 J/kg, e o expoente α em 1,6173.

A Figura 4.12 mostra comparações entre a perda obtida experimentalmente com aquelas calculadas pelo somatório de cada harmônico (conforme a Equação (4.31)), após a aplicação do método por decomposição da indução em séries de *Fourier* para os regimes de tensão retangular, triangular, *PWM* a dois níveis e *PWM* a três níveis.

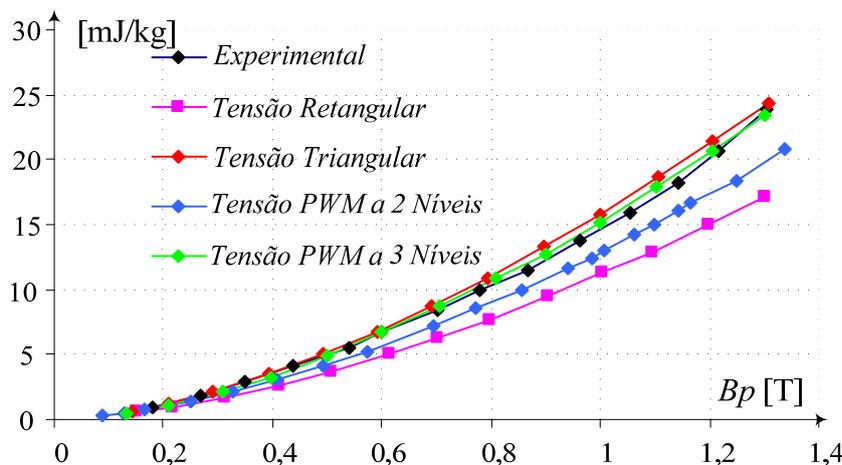


Figura 4.12 – Comparações entre a perda obtida experimentalmente com aquelas obtidas pelo método de decomposição da indução em séries de *Fourier* utilizando o modelo de *Steinmetz* clássico.

Para a indução de pico B_p igual a 1,0T, nas curvas da Figura 4.12 se observa uma diferença de 25,3% e 23,4% entre a perda obtida experimentalmente (tensão sinusoidal) e a calculada pelo somatório das perdas produzidas por cada harmônico de indução para os regimes de tensão retangular e *PWM* a dois níveis, respectivamente. A diferença ocorre porque, na decomposição da indução em séries de *Fourier*, a amplitude da fundamental é em torno de 20 % e 15% inferior à da indução resultante para os regimes de tensão retangular e de tensão *PWM* a dois níveis, respectivamente (na análise, procurou-se manter a mesma amplitude da indução). Nestas duas formas de onda, as perdas acima do

harmônico de ordem nove representam menos de 1% da perda produzida pelo fundamental, podendo ser desprezadas. Este procedimento de cálculo de perdas por histerese possui fontes de imprecisão, como: na soma das perdas de cada harmônico a fase não é considerada e, para o caso da forma de onda de tensão *PWM* a dois níveis, o modelo de *Steinmetz* clássico não contempla as perdas dos laços menores.

Para as formas de tensão *PWM* a três níveis e de tensão triangular, a perda por histerese calculada com a equação (4.31) se aproxima da experimental. Isto ocorre pois na decomposição em séries de Fourier das respectivas formas de onda de induções, o valor de pico do fundamental é aproximadamente o valor de pico da indução resultante e, conseqüentemente, as amplitudes dos harmônicos de ordem superior são relativamente baixas, podendo até ser desprezadas.

De acordo com a defasagem e o valor da relação das amplitudes entre os harmônicos e a fundamental da forma de onda de indução resultante, há a formação de laços menores (o modelo de *Steinmetz* clássico não contempla as perdas dos laços menores). A fim de se evitar neste estudo a formação de laços menores, adotou-se uma metodologia em que se fixa a defasagem e a razão entre a amplitude de um harmônico escolhido com a amplitude da fundamental. Esta razão, entre a amplitude do harmônico com a fundamental, é escolhida com um valor tal que não se observa o surgimento de laços menores dentro do laço de histerese principal. Com isso realizado, geram-se formas de onda de indução arbitrárias e calculam-se as perdas para as amplitudes do harmônico escolhido e da fundamental [28,35], aplicando o modelo de *Steinmetz* clássico.

As curvas da Figura 4.13a e 4.13c ilustram dois casos para o terceiro e o quinto harmônico defasados de 0° em relação a fundamental e com as relações entre o harmônico e a fundamental fixas em torno de 12% e 15%, respectivamente. Manteve-se também a amplitude da indução resultante constante igual a $1,0T$, conforme ilustrados nas Figuras 4.13b e 4.13d. Nestas figuras não há o surgimento de laços menores, pois a forma de onda da indução resultante não apresenta a inversão do sinal da derivada durante meio ciclo.

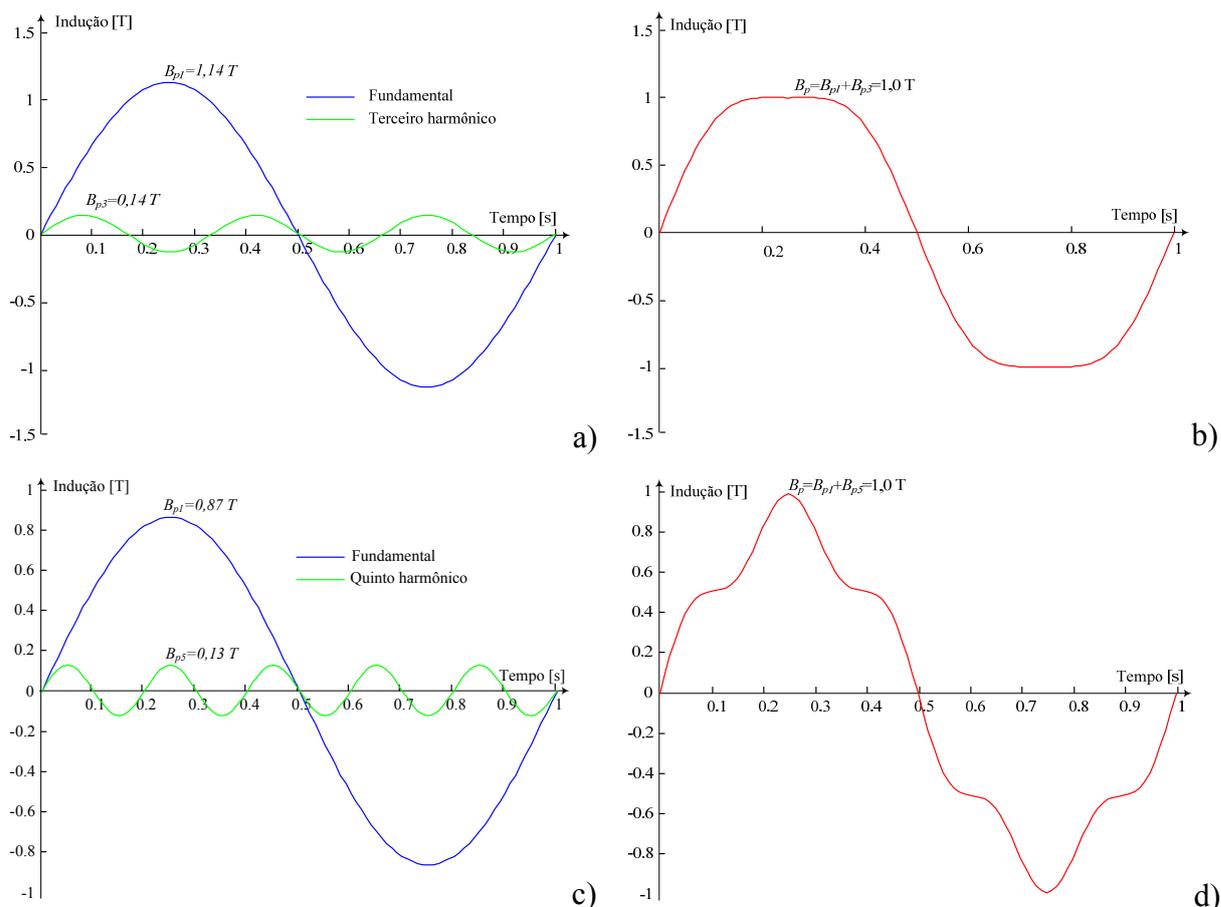


Figura 4.13 – a) e c) são casos para o terceiro e o quinto harmônicos defasados de 0° em relação ao fundamental com fatores em torno de 12% e 15%, respectivamente, sendo que b) e d) são as induções resultantes.

Há inúmeras possibilidades de combinações entre amplitude, fase e harmônicos de uma forma de onda de indução [28,35]. Em virtude disso, foi limitado o campo de estudos para o terceiro e o quinto harmônico (frequências de 3Hz e de 5Hz, respectivamente) defasados de 0° e 180° em relação ao fundamental (1Hz), evitando-se assim a formação de laços menores. Neste estudo a parcela perda dinâmica foi desprezada. Os limites para o não surgimento de laços menores dentro do laço principal de histerese são mostrados na Tabela 4.5.

Tabela 4.5 – Relação que estabelece o limite (eminência) para o não surgimento de laços menores.

Bn/B1	Defasagem	
	0°	180°
B3÷B1	12%	33%
B5÷B1	16%	4%

Nas Figuras 4.14 e 4.15 são mostrados os resultados comparando a perda experimental e a calculada pela soma das perdas de cada harmônico aplicando o modelo de

Steinmetz clássico (o erro é em relação à medição experimental). Nas Figuras 4.14a e 4.14b são apresentados os resultados para relações entre harmônico e fundamental de 12% e 6% com o terceiro harmônico defasado de 0° . Já nas Figuras 4.14c e 4.14d são apresentados os resultados para os casos com fatores em 33% e 16,5% com o terceiro harmônico defasado de 180° .

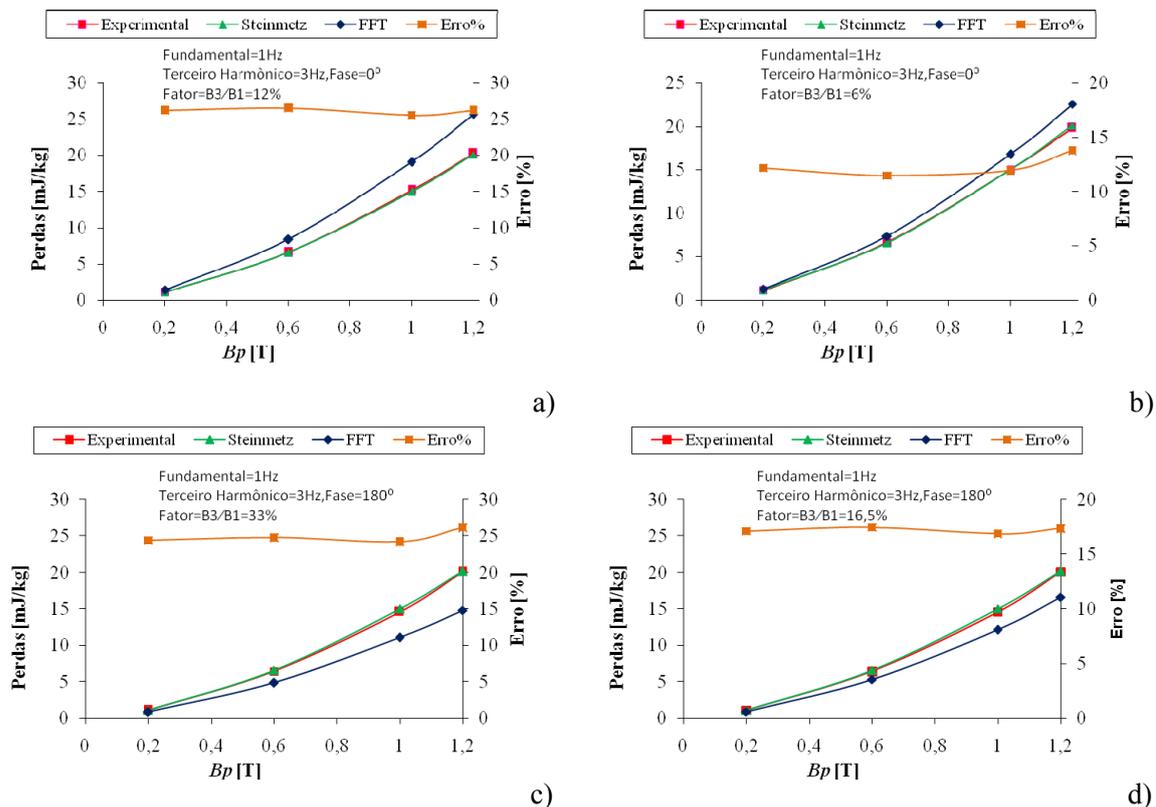


Figura 4.14 – Comparação entre a perda calculada pelo método por decomposição em séries de Fourier e a experimental, para induções com 1ª e 3ª harmônicos, sem a formação de laços menores: a) e b) fatores de 12% e 6% para o 3ª harmônico defasado de 0° ; c) e d) fatores de 33% e 16,5% para o 3ª harmônico defasado de 180° .

Nos resultados da Figura 4.15a e 4.15b, são apresentados os casos para os fatores em 16% e 8% com o quinto harmônico defasado de 0° . Na Figura 4.15c e 4.15d são mostrados os resultados com fatores de 4% e 2% para o quinto harmônico defasado de 180° em relação ao fundamental. Os resultados mostrados nas curvas das Figuras 4.14 e 4.15 apresentam erros percentuais, calculados em relação aos experimentais, que crescem com o aumento da razão entre a amplitude do harmônico em relação a sua fundamental.

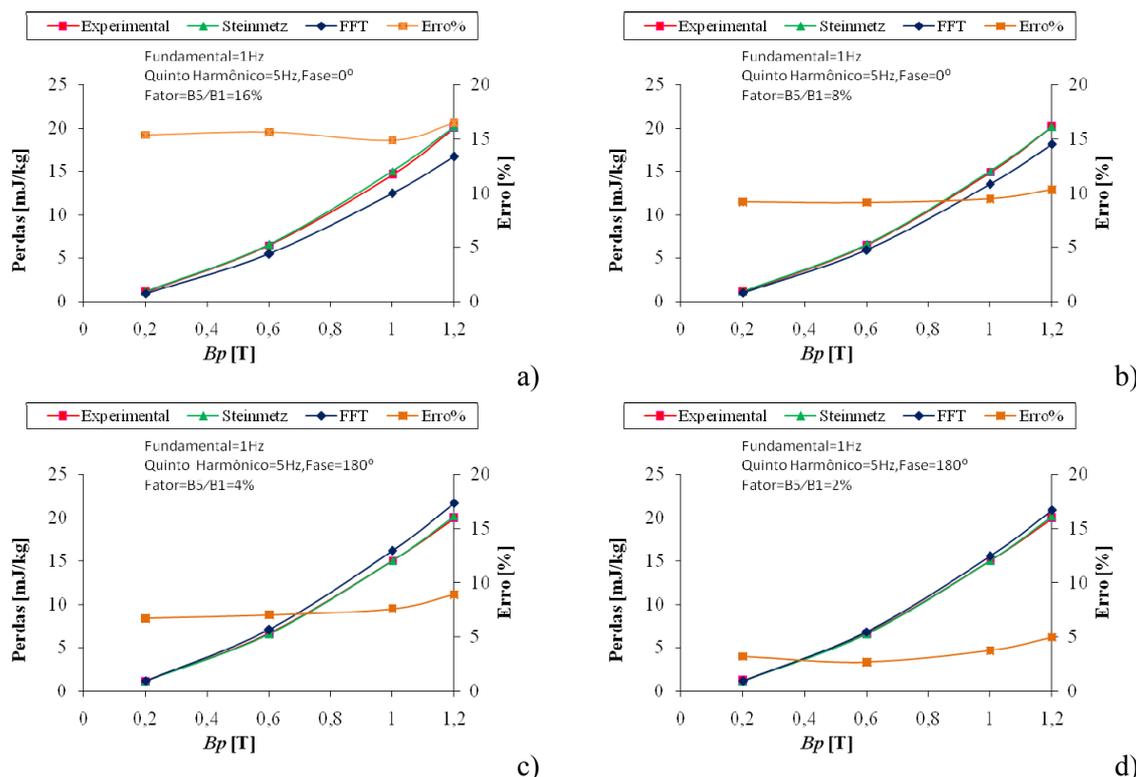


Figura 4.15 – Comparação entre perdas calculadas pelo método por decomposição em séries de Fourier e medidas experimentalmente, para induções com 1ª e 5ª harmônicos, sem a formação de laços menores: a) e b) fatores de 16% e 8% para o 5ª harmônico defasado de 0°; c) e d) fatores de 4% e 2% para o 5ª harmônico defasado de 180°.

Com a análise dos resultados, apresentados nas Figuras 4.14 e 4.15, observou-se que os erros percentuais, calculados em relação as perdas por histerese experimentais, crescem com o aumento do fator (razão entre as amplitudes da harmônica com a fundamental) e os valores máximos ficaram em torno de 27% e 17% para o terceiro e o quinto harmônico, respectivamente. Observa-se também que mantendo o mesmo fator e a mesma defasagem, o erro relativo percentual é praticamente constante para diferentes amplitudes da indução B_p .

4.7. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste capítulo, mostrou-se o desenvolvimento matemático de um modelo de previsão de perdas magnéticas a partir do conhecimento das características de tensão e das perdas magnéticas para forma de onda sinusoidal.

Pôde ser observado que as componentes de perdas magnéticas dinâmicas medidas (Foucault e excedente) são fortemente influenciadas pela forma de onda da tensão aplicada nos dispositivos eletromagnéticos, devido à dependência da taxa de variação da indução

$dB(t)/dt$. No entanto, comparando os valores das perdas energéticas previstas pelo modelo, verificou-se que, para a indução triangular, a perda ficou maior que a da parabólica, o que não confere com os valores medidos e com as constantes estabelecidas no segundo termo das expressões gerais (2.23) e (2.28) do Capítulo 2, sendo $4/3$ e $16/9$ para induções triangular e parabólica, respectivamente.

No seu modelo, BOGLIETTI admite apenas o termo ao quadrado nas perdas dinâmicas (perdas por Foucault), ou seja, o autor despreza o termo três meios nas perdas excedentes. Nos seus resultados experimentais as perdas magnéticas ficaram maiores que as previstas de 5% a 15% em média, dependendo do material utilizado e da forma de onda de tensão.

Com o objetivo de verificar esse método de previsão das perdas magnéticas, foram feitos ensaios experimentais para a forma de onda de tensão sinusoidal, retangular, triangular, a três níveis e sinusoidal com adição de harmônicos. Observou-se que, para a forma de onda de tensão triangular, as perdas previstas ficaram em torno de 13% em média menores que as medidas. No entanto, para a forma de onda retangular as perdas magnéticas previstas ficaram em média 17% maiores que as medidas.

O modelo analisado é interessante no sentido de que os projetistas de dispositivos eletromagnéticos podem estimar, de maneira rápida, as perdas magnéticas no ferro, conhecendo as perdas magnéticas para regime sinusoidal (dada em catálogo pelo fabricante ou até mesmo através de ensaios em laboratórios) e as características da forma de onda de tensão de alimentação dos dispositivos eletromagnéticos.

Mostrou-se experimentalmente a definição para o surgimento de laços menores no laço de histerese principal, utilizando a forma de onda de tensão e adicionando harmônicos de terceira ordem e para tensão *PWM* a dois níveis. Foi verificado que os laços menores de histerese surgem sempre que há diferença de sinal entre a forma de onda da tensão $v(t)$ e a sua fundamental.

Analisaram-se as perdas para formas de indução magnética sem a formação de laços menores. Observou-se que o método de cálculo da perda por decomposição harmônica da indução em séries de *Fourier*, baseado na equação de *Steinmetz* clássica, não apresentou bons resultados, uma vez que o modelo requer apenas o valor de pico da indução, em que não se leva em consideração as fases dos harmônicos. Ao calcular a perda para cada harmônico, considera-se a evolução da perda como se fosse linear, o que é um equívoco. A utilização da decomposição da indução em séries de *Fourier* apresentou erro em torno de

27% e 17% em relação a perda experimental, para os casos do terceiro e quinto harmônicos defasados de 0° e com fatores de 12% e 16%, respectivamente.

5. ANÁLISE EXPERIMENTAL DE PERDAS MAGNÉTICAS SOB REGIME DE TENSÃO ARBITRÁRIA.

Neste capítulo, é analisada e comparada a evolução das perdas magnéticas em núcleos de aços elétricos submetidos a diferentes alimentações, tais como: formas de onda sinusoidal, retangular, triangular, *PWM* a dois e a três níveis. Além disso, são investigadas as influências de alguns parâmetros da forma da onda indução magnética sobre as perdas. Foram considerados a amplitude da indução magnética, a frequência da triangular (frequência de comutação) e o índice de modulação para forma de onda *PWM* a dois e a três níveis.

Na eletrotécnica, as tensões do tipo *PWM* são empregadas, na maioria das vezes, na alimentação de motores elétricos, objetivando o controle de velocidade ou torque. Isto se tornou possível com o avanço tecnológico devido, principalmente, às melhorias dos semicondutores e técnicas de controle.

Atualmente, há um grande interesse em compreender como a tensão *PWM* pode afetar as perdas magnéticas no núcleo dos dispositivos elétricos. Relatou-se [13,14] que as perdas energéticas no ferro são ligeiramente maiores sob regime *PWM* do que sob regime sinusoidal. As perdas por histerese sob tensão *PWM* a três níveis são similares à tensão sinusoidal. No entanto, os resultados de perdas por histerese aumentam para tensão *PWM* a dois níveis, embora o laço principal da histerese seja muito semelhante ao sinusoidal [13,14].

Aborda-se também o efeito do tamanho de grão nas perdas magnéticas para três diferentes aços elétricos sob diferentes regimes de alimentação. Para isso, são investigadas as perdas impondo as referidas formas de onda de tensão com frequências de 1 e 50 Hz.

Os resultados experimentais dos laços de histerese são obtidos indiretamente, a partir de medidas de tensão e corrente no transformador de *Epstein* (aparato descrito no Capítulo 3), controlando a tensão no secundário. Adotou-se a frequência fundamental de 1 Hz a fim de se poder negligenciar as perdas dinâmicas.

Inicialmente, analisa-se o comportamento das perdas quando se fixa a indução magnética, a frequência de comutação e se varia o índice de modulação m . Posteriormente, também são mostrados ensaios variando a frequência de comutação e o tamanho de grão.

5.1. TENSÃO SINUSOIDAL VS. RETANGULAR (INDUÇÃO TRIANGULAR)

Alguns resultados obtidos para forma de tensão retangular com a frequência de 1 Hz são apresentados na Figura 5.1(a), onde $v(t)$ é a tensão no enrolamento secundário e $B(t)$ e $H(t)$ são, respectivamente, a indução magnética e o campo magnético medido. A Figura 5.1(b) mostra o laço de histerese $B(t)$ por $H(t)$. Nesta última figura também é apresentado o laço de histerese de uma forma de onda de indução puramente sinusoidal com a mesma amplitude de indução.

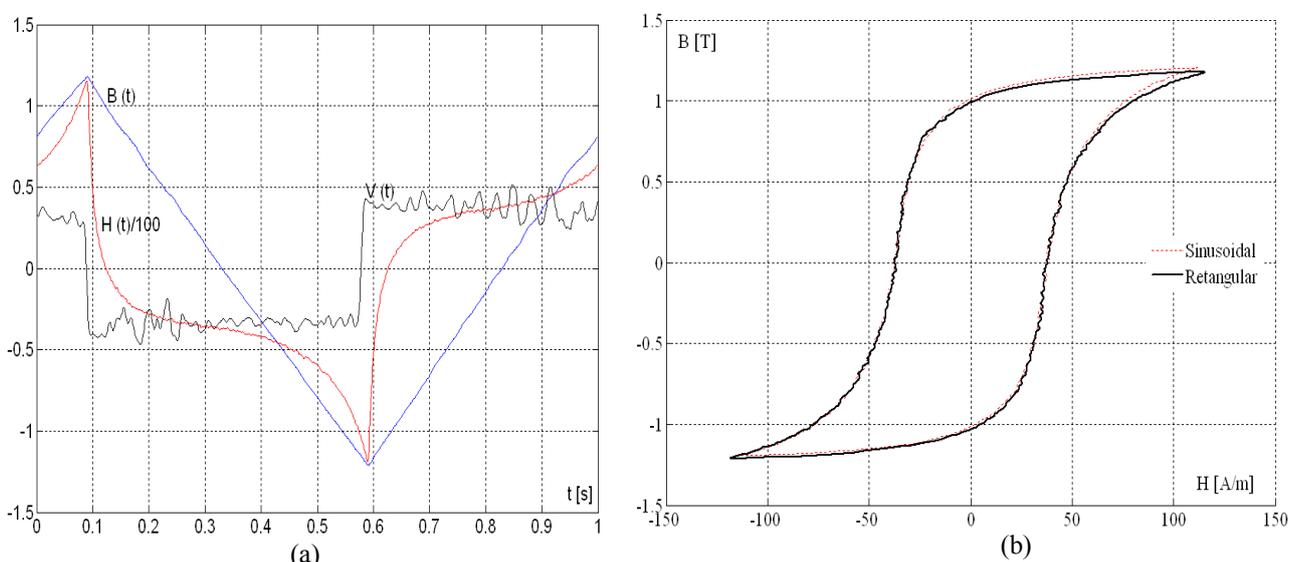


Figura 5.1 – Formas de onda de tensão retangular, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal e retangular para frequência de 1Hz (b).

Pode-se observar, na Figura 5.1(b), que as perdas magnéticas de histerese (área interna do laço $B(t)$ por $H(t)$) são muito semelhantes para a forma de onda de tensão sinusoidal e retangular.

A Figura 5.2(a) ilustra os resultados para as curvas de tensão $v(t)$, indução magnética $B(t)$ e campo magnético $H(t)$ a 50 Hz. A Figura 5.2(b) mostra o aumento das perdas magnéticas quando aumenta a frequência em relação ao laço de histerese com forma de onda de indução puramente sinusoidal a 1Hz.

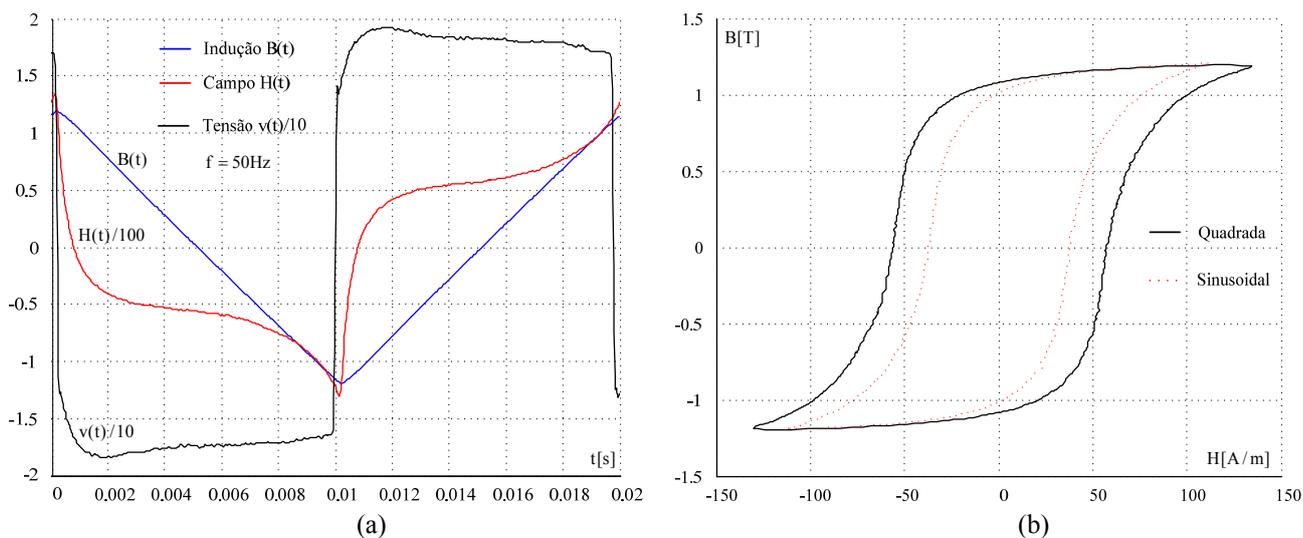


Figura 5.2 - Formas de onda de tensão retangular a 50Hz, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal a 1Hz e à tensão retangular (b).

5.2. TENSÃO SINUSOIDAL VS. TRIANGULAR (INDUÇÃO PARABÓLICA)

Os mesmos ensaios de perdas magnéticas por histerese e totais foram realizados impondo, agora, a forma de onda de tensão triangular ao enrolamento secundário do transformador de *Epstein*. A Figura 5.3(a) corresponde às curvas de tensão $v(t)$, indução $B(t)$ e campo $H(t)$ na frequência de 1 Hz, sendo que as correspondentes curvas de histerese $B(t)$ por $H(t)$ são apresentadas na Figura 5.3(b). Comparando esta última com a histerese obtida com tensão sinusoidal, observa-se que as perdas magnéticas são também semelhantes.

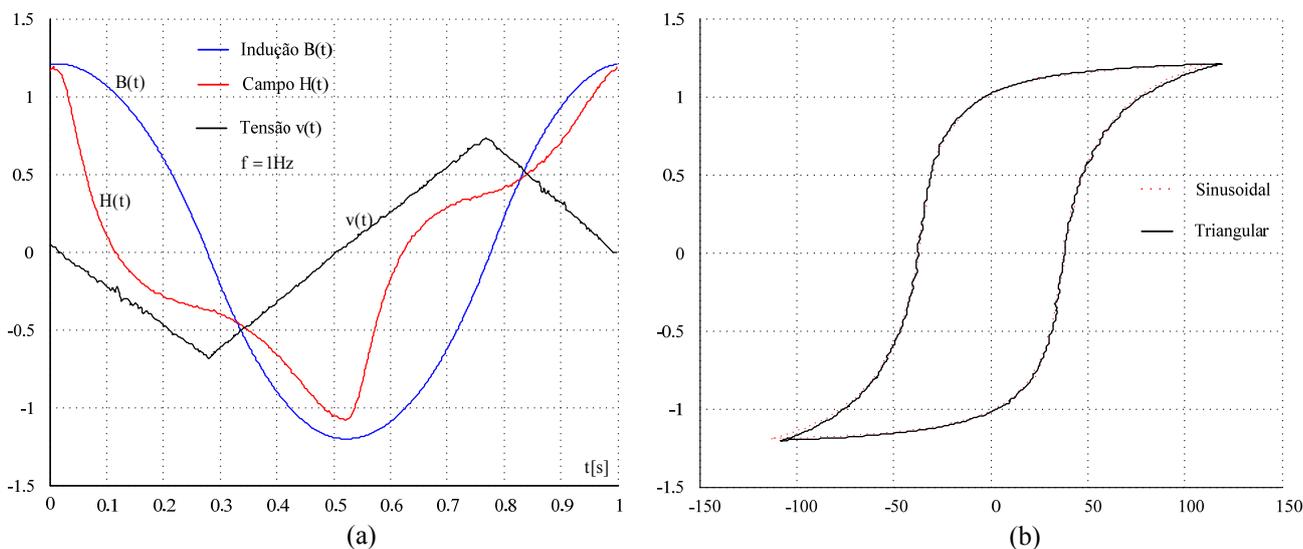


Figura 5.3 - Formas de onda de tensão triangular, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal e triangular para frequência de 1Hz (b).

Os resultados para as curvas de tensão $v(t)$, indução magnética $B(t)$ e campo magnético $H(t)$ a 50 Hz são apresentados na Figura 5.4(a). A Figura 5.4(b) mostra a curva de histerese $B(t)$ por $H(t)$ relativa à tensão triangular a 50Hz comparada com a tensão puramente senoidal a 1 Hz.

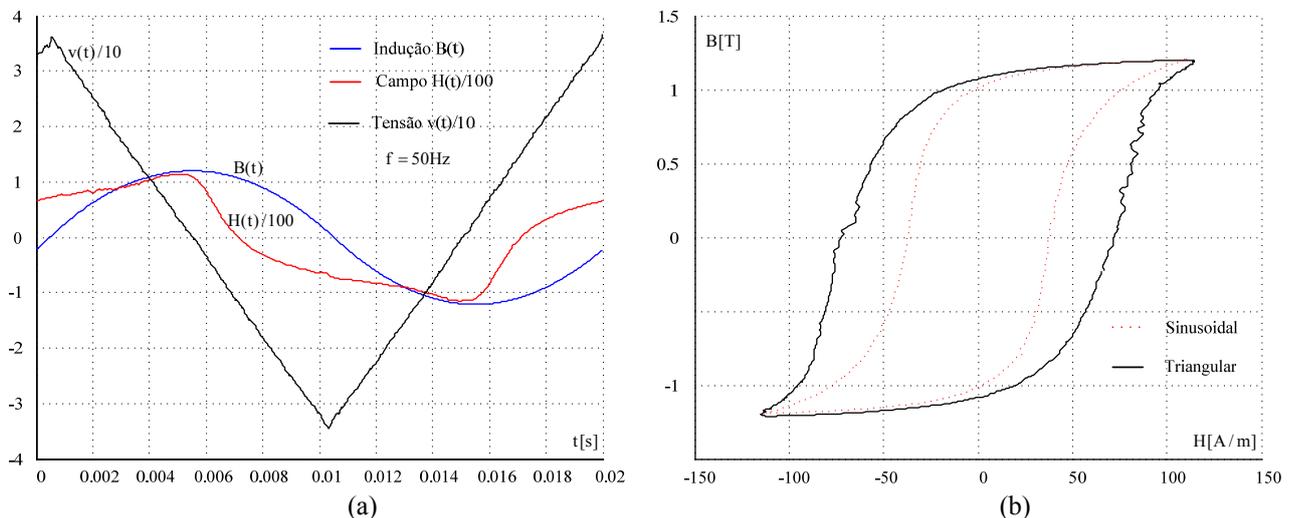


Figura 5.4 - Formas de onda de tensão triangular a 50Hz, indução e de campo magnético (a). Laço de histerese relativo à tensão puramente sinusoidal a 1Hz e à tensão triangular (b).

5.3. TENSÃO SINUSOIDAL VS. TENSÃO *PWM*

Nos ensaios realizados nesta seção, fixou-se em 1 Hz a frequência da forma de onda de tensão sinusoidal e da fundamental da tensão do sinal *PWM* a dois e a três níveis, de modo que as perdas dinâmicas (Foucault e excedente) pudessem ser desprezadas. Para efeito de comparações, o valor máximo da indução magnética foi fixado em 1,2 T. Nos ensaios a seguir, variou-se o índice de modulação m , definido na expressão (5.1), e a frequência de comutação da fonte através da variação da frequência da triangular f_r e a amplitude da fundamental do sinal de tensão V_s , tendo-se, então:

$$m = V_s / V_{tr} \quad (5.1)$$

onde V_{tr} é a amplitude da tensão da triangular.

5.3.1. TENSÃO *PWM* A TRÊS NÍVEIS

Na Figura 5.5, são apresentadas as curvas de tensão *PWM* para frequência da triangular de 5 Hz, indução magnética, campo magnético e os respectivos laços de histerese para índice de modulação m igual a 0,80.

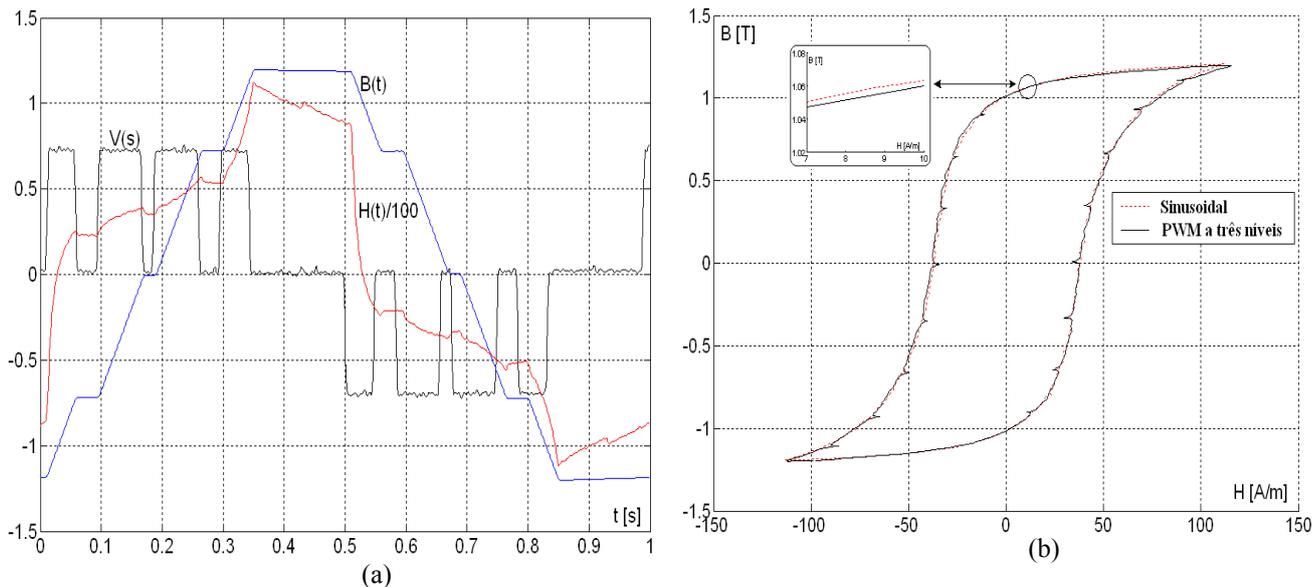


Figura 5.5 - Formas de onda de tensão *PWM* a três níveis ($m = 0,80$ e $f_{tr}=5\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a três níveis (b).

Nos resultados apresentados nas Figuras 5.6 e 5.7 aumentou-se a frequência da triangular para 11 Hz. Nestas figuras, também são mostradas a indução magnética, o campo magnético e os respectivos laços de histerese magnética para índices de modulação igual a 0,80 e a 0,50, respectivamente.

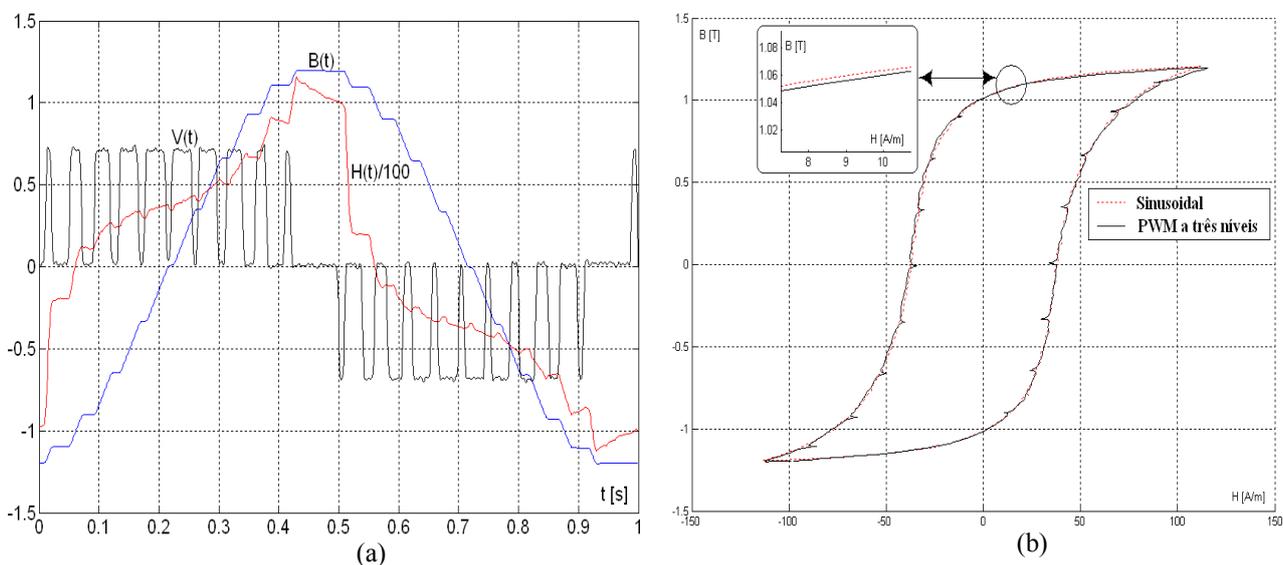


Figura 5.6 - Formas de onda de tensão *PWM* a três níveis ($m = 0,80$ e $f_{tr}=11\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a três níveis (b).

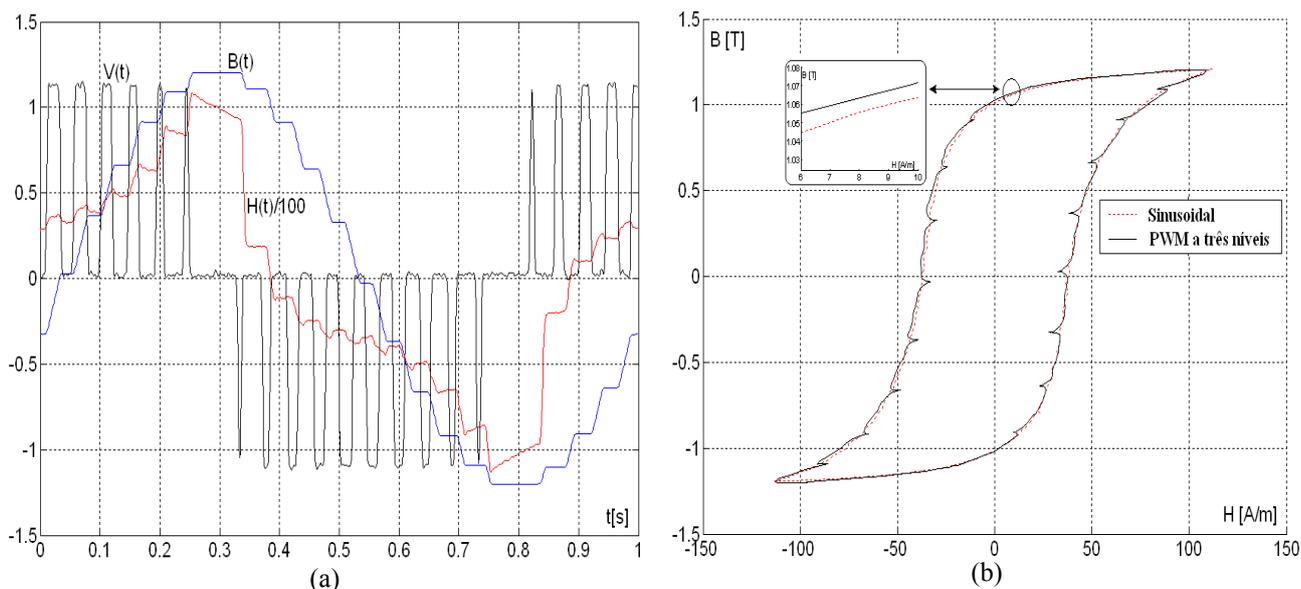


Figura 5.7 - Formas de onda de tensão *PWM* a três níveis ($m = 0,50$ e $f_r=11\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a três níveis (b).

Na Figura 5.8, são apresentadas as curvas de tensão *PWM* para a frequência de chaveamento de 31 Hz, indução magnética, campo magnético e os laços de histerese magnética para índice de modulação $m=0,95$.

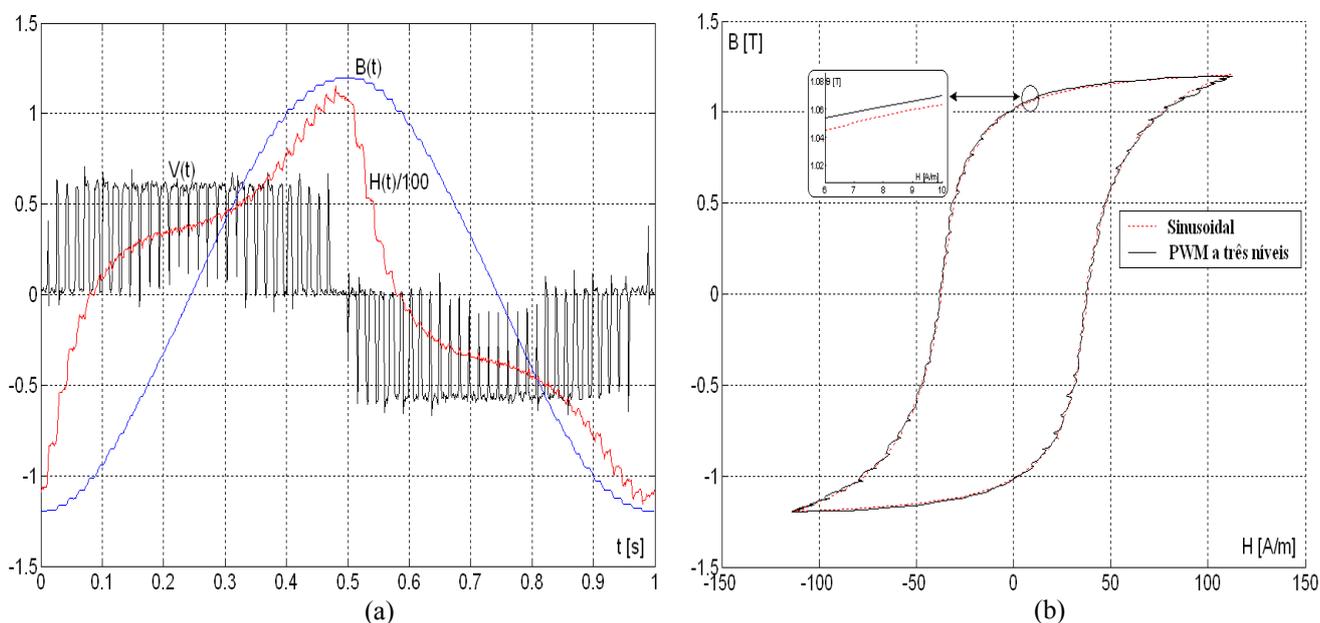


Figura 5.8 - Formas de onda de tensão *PWM* a três níveis ($m = 0,95$ e $f_r=31\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a três níveis (b).

Nestes ensaios, constata-se que a área dos laços de histerese $B(t)$ por $H(t)$, para os vários casos de formas de onda de tensão *PWM* a três níveis, são semelhantes ao da tensão puramente sinusoidal.

5.3.2. TENSÃO SINUSOIDAL VS. TENSÃO PWM A DOIS NÍVEIS.

Nas Figuras 5.9 e 5.10 são apresentadas as curvas de tensão *PWM* a dois níveis para frequência de comutação de 5 Hz, indução magnética, campo magnético e os laços de histerese magnética para índice de modulação $m=0,80$ e $m=0,50$, respectivamente. Nota-se nas Figuras 5.9b a 5.12b que, diminuindo o índice de modulação m , a área dos laços menores interno ao laço principal de histerese aumentam.

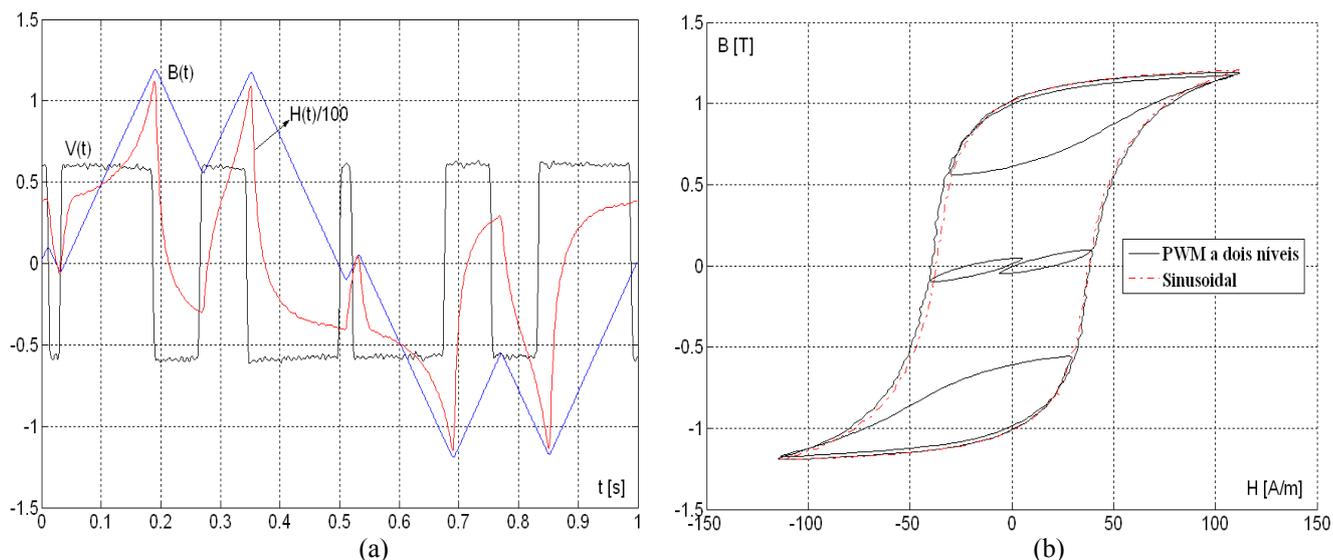


Figura 5.9 - Formas de onda de tensão *PWM* a dois níveis ($m = 0,80$ e $f_{tr}=5\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a dois níveis (b).

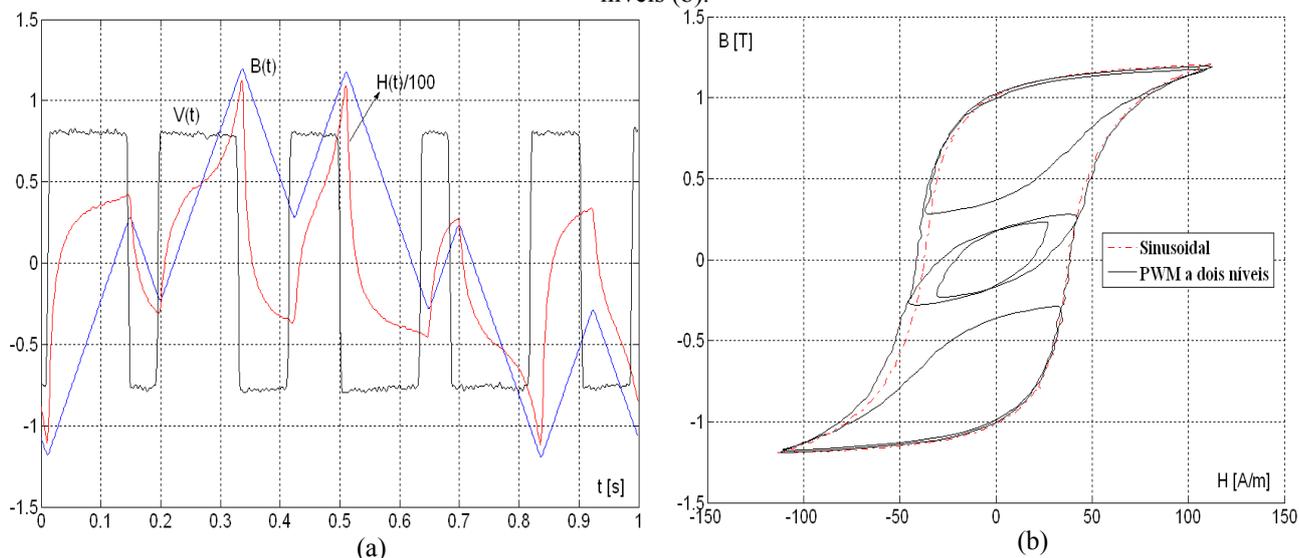


Figura 5.10 - Formas de onda de tensão *PWM* a dois níveis ($m = 0,50$ e $f_{tr}=5\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a dois níveis (b).

Nas Figuras 5.11 e 5.12 são apresentadas as curvas de tensão *PWM* para frequência da triangular de 11 Hz, indução magnética, campo magnético e os laços de histerese magnética para índice de modulação $m=0,80$ e $m=0,50$, respectivamente.

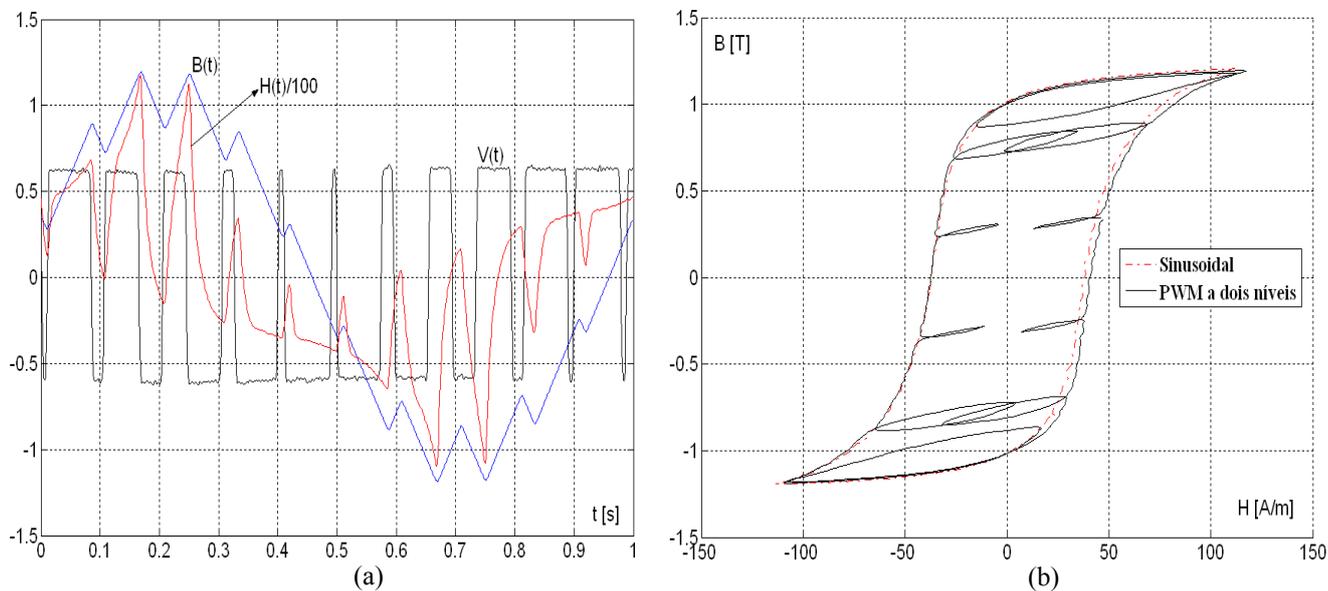


Figura 5.11 - Formas de onda de tensão *PWM* a dois níveis ($m = 0,80$ e $f_{tr}=11\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a dois níveis (b).

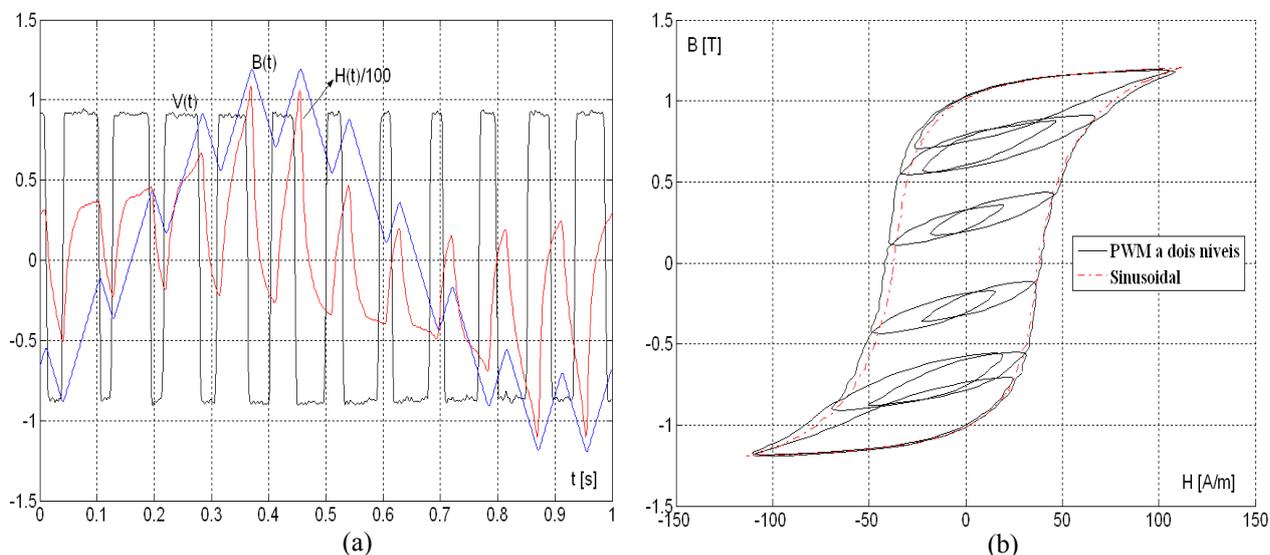


Figura 5.12 - Formas de onda de tensão *PWM* a dois níveis ($m = 0,50$ e $f_{tr}=11\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a dois níveis (b).

Na Figura 5.13, são apresentadas as curvas de tensão *PWM* para frequência da triangular de 31 Hz, indução magnética, campo magnético e os laços de histerese magnética para índice de modulação $m = 0,95$.

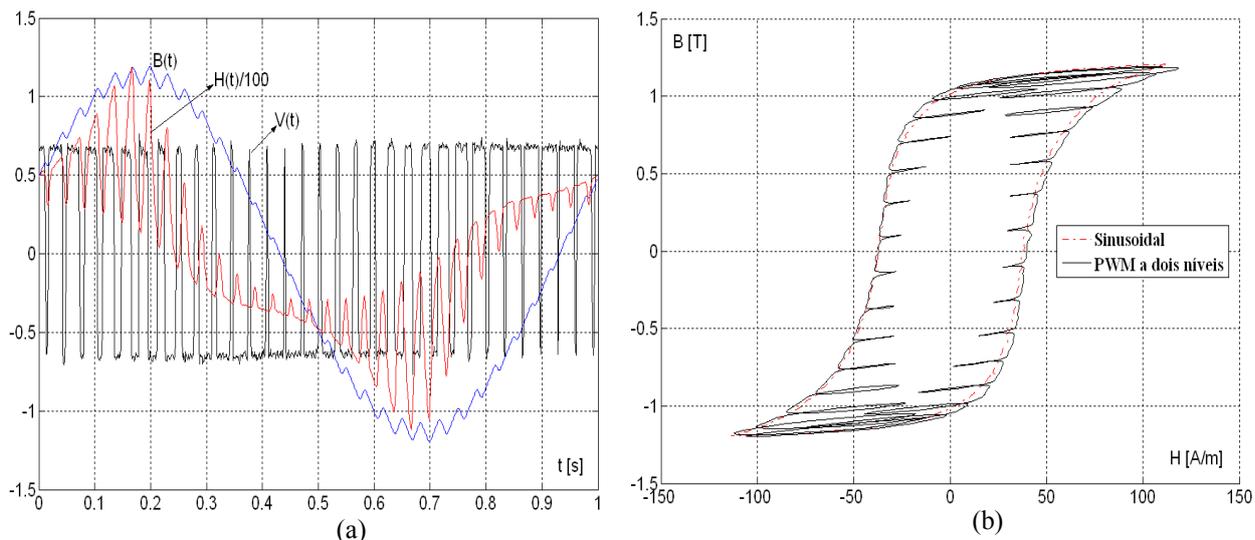


Figura 5.13 - Formas de onda de tensão *PWM* a dois níveis ($m = 0,95$ e $f_{tr}=31\text{Hz}$), indução e de campo magnético (a). Laços de histerese magnética relativo à tensão puramente sinusoidal e à tensão *PWM* a dois níveis (b).

Observa-se nos casos apresentados que o laço de histerese principal (laço externo) depende do valor da amplitude da indução magnética máxima e praticamente não é afetado pela forma de onda de tensão, ou seja, laços de histerese principais podem ser obtidos com tensão arbitrária ou puramente sinusoidal. Nota-se também que, quando a tensão de referência sinusoidal e a triangular são sincronizadas (como é o caso, neste trabalho), o número de laços menores n_l pode ser calculado como uma função entre a frequência da triangular (f_{tr}) e a frequência da sinusoidal (f_s) utilizando a expressão (5.2).

$$n_l = (f_{tr} / f_s) - 1 \quad (5.2)$$

5.4. COMPARAÇÃO DAS PERDAS MAGNÉTICAS EM FUNÇÃO DA INDUÇÃO DE PICO PARA TENSÃO ARBITRÁRIA.

Com o objetivo de analisar a evolução das perdas magnéticas experimentais, nesta seção, são feitas comparações entre as perdas por histerese e a perda total, impondo no enrolamento secundário as seguintes formas de onda de tensão: sinusoidal, retangular, triangular e *PWM* a dois e a três níveis.

5.4.1. COMPARAÇÃO ENTRE PERDAS MAGNÉTICAS POR HISTERESE

A variação das perdas de histerese em função da indução magnética de pico referente à tensão puramente senoidal, retangular, triangular e *PWM* a dois e a três níveis é apresentada na Figura 5.14. Nesses resultados experimentais, a frequência da fundamental utilizada foi de 1 Hz, o índice de modulação m foi igual a 0,80 e a frequência da triangular escolhida foi de 5 Hz (tensão *PWM*).

Observa-se na Figura 5.14 que as perdas por histerese são semelhantes, exceto para o caso da tensão *PWM* a dois níveis que produz perdas maiores. Isso é devido, fundamentalmente, à existência dos laços menores no laço de histerese principal, conforme mostram as Figuras 5.9 a 5.13, obtidas experimentalmente e mostradas anteriormente.

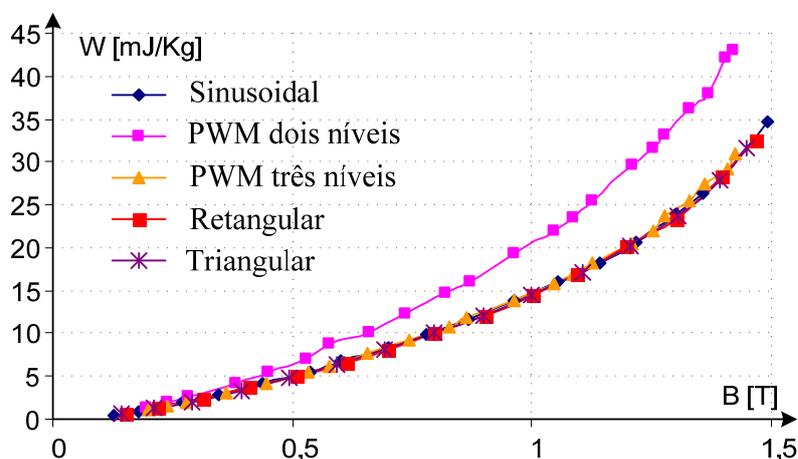


Figura 5.14 - Comparação das perdas magnéticas de histerese medida para tensão sinusoidal, triangular, retangular, *PWM* a dois e três níveis ($m = 0,80$ e $f_r = 5\text{Hz}$).

Para avaliar o quanto as perdas aumentam devido ao regime de tensão *PWM* a dois níveis, a Figura 5.15 mostra a diferença relativa, em termos percentuais entre as perdas para tensão *PWM* a dois níveis ($m=0,80$) e as puramente sinusoidais.

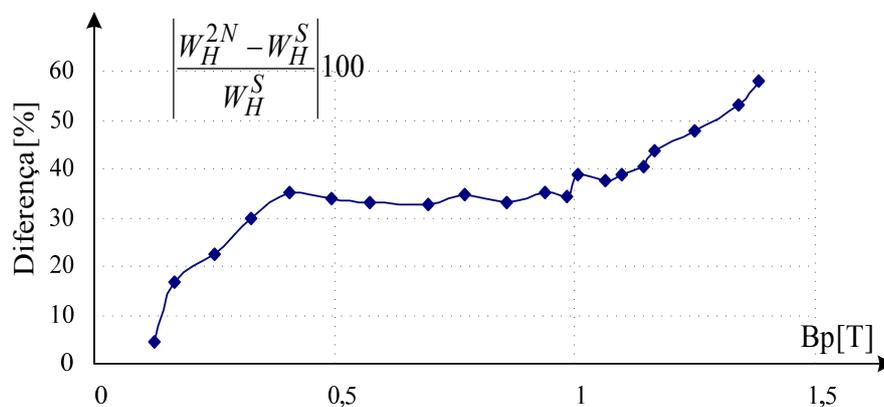


Figura 5.15 - Diferença relativa entre perdas de histerese *PWM* a dois níveis ($m=0,80$) e sinusoidal.

Observa-se, nesta última figura, que as perdas por histerese, para as condições de ensaios da tensão *PWM* a dois níveis são, em média, superiores às demais, em torno de 35%. Isto se deve ao surgimento dos laços menores dentro do laço de histerese principal.

O comportamento das perdas energéticas por histerese por ciclo e por unidade de massa, para as formas de onda de tensão *PWM* a dois e três níveis, é apresentado na Figura 5.16 em função do índice de modulação m (manteve-se a mesma amplitude da indução em 1,2T com f_{tr} de 3Hz). Nesta figura, observa-se que, para a tensão *PWM* a dois níveis, as perdas aumentam com a diminuição do índice de modulação decorrentes dos aumentos das áreas dos laços menores.

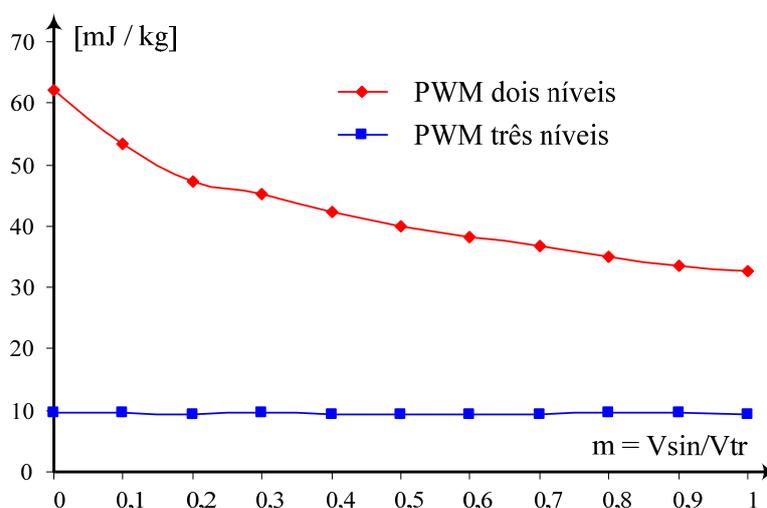


Figura 5.16 – Perdas por histerese em função do índice de modulação m para as tensões *PWM* a dois e a três níveis.

5.4.2. COMPARAÇÃO ENTRE PERDAS MAGNÉTICAS TOTAIS (50 Hz)

Alguns ensaios de perdas magnéticas foram realizados na frequência de 50 Hz para as formas de onda de tensão: sinusoidal, retangular, triangular e a três níveis (indução trapezoidal). Verificou-se (Figura 5.14) que as perdas por histerese são muito semelhantes. No entanto, nas curvas da Figura 5.17 a seguir, percebe-se que as perdas para indução trapezoidal W_t^{TP} são maiores e as perdas para indução triangular W_t^T são as menores. Essa diferença é devida às perdas dinâmicas (Foucault e excedente), que dependem da taxa de variação da indução $dB(t)/dt$, verificadas nas expressões do Capítulo 2.

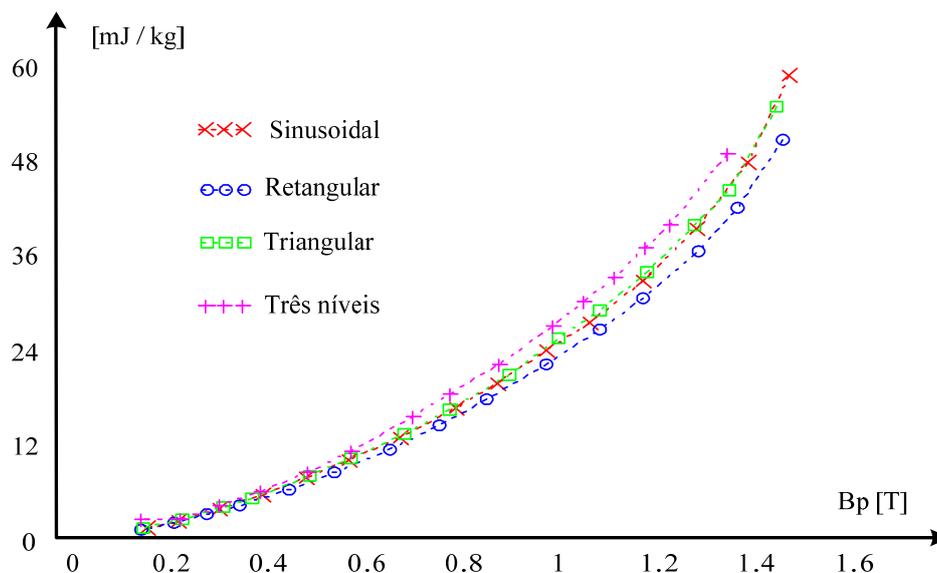


Figura 5.17 - Comparação das perdas magnéticas totais medida para indução sinusoidal, triangular, parabólica e trapezoidal (50Hz).

5.5. ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DE DIFERENTES FORMAS DE ONDA DE TENSÃO E DO EFEITO DO TAMANHO DE GRÃO NAS PERDAS MAGNÉTICAS PARA TRÊS DIFERENTES AÇOS ELÉTRICOS

Uma análise de perdas, similar à realizada nos itens anteriores, é efetuada em diferentes materiais para fins elétricos sob regime de tensão sinusoidal, retangular e *PWM* a dois níveis. Os experimentos foram realizados utilizando-se também o aparato experimental descrito no Capítulo 3. Nos ensaios, três tipos de materiais com diferentes tamanhos de grãos foram usados: de 13, 104 e 360 μm [13,14,16,61]. Foram empregadas doze amostras de grãos não-orientados, cortadas com direção de laminação longitudinal e transversal (sendo seis amostras para cada sentido de laminação). A Tabela 5.1 apresenta as principais características dos materiais chamados, respectivamente, de B, C e D.

Tabela 5.1 – Materiais tipo B, C e D.

Parâmetro	Material B 13 μm	Material C 104 μm	Material D 360 μm
Número de lâminas por braço N	3		
Largura da lâmina l [mm]	30		
Comprimento médio C [mm]	280		
Espessura média [mm]	0,5		

Os resultados experimentais de perdas por histerese foram obtidos impondo as formas de onda de tensão com frequência de 1 Hz. Já para as perdas totais foi imposta uma frequência de 50 Hz (perdas por histerese, por corrente de Foucault e excedente).

Os laços de histerese com indução de pico de 1,2 T para forma de onda de tensão sinusoidal são comparados com aqueles obtidos para tensão retangular e *PWM* a dois níveis com a mesma amplitude de indução magnética. Na Figura 5.18, são apresentadas as formas de onda relativas à tensão sinusoidal, retangular e *PWM* a dois níveis. Estas induções são obtidas pela integração das mencionadas tensões.

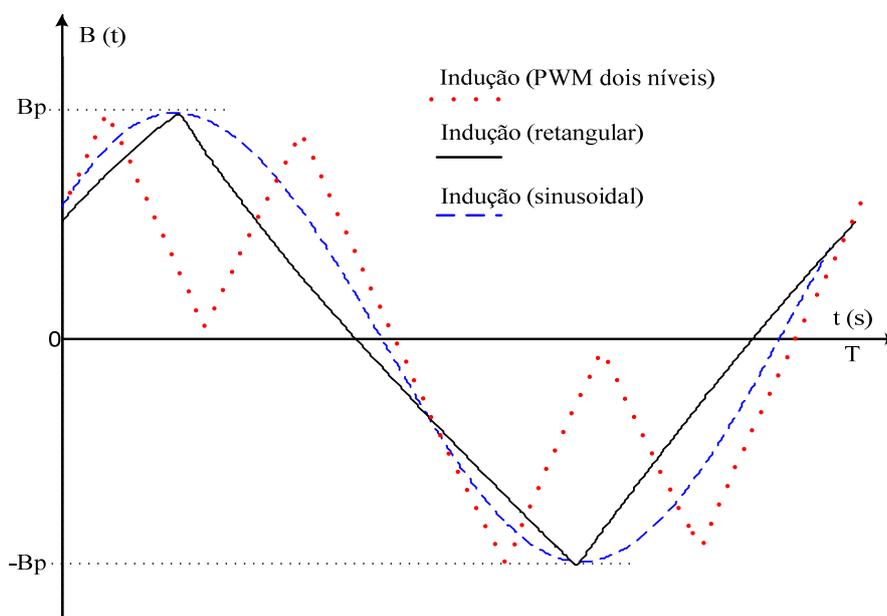


Figura 5.18 – Indução para forma de onda de tensão sinusoidal, retangular e PWM a dois níveis (frequência do fundamental de 1 Hz).

5.5.1. TENSÃO SINUSOIDAL VS. RETANGULAR (INDUÇÃO TRIANGULAR)

Alguns resultados obtidos para tensão retangular com frequência de 1 Hz e utilizando os materiais B, C e D (13, 104 e 360 μm) são mostrados nas Figuras 5.19 - 5.21, respectivamente. A Figura 5.19 ilustra os correspondentes laços de histerese $B(t)$ vs. $H(t)$ para o tamanho de grão de 360 μm . Nesta mesma figura, são comparados os laços de histerese para indução sinusoidal com a mesma amplitude que a retangular.

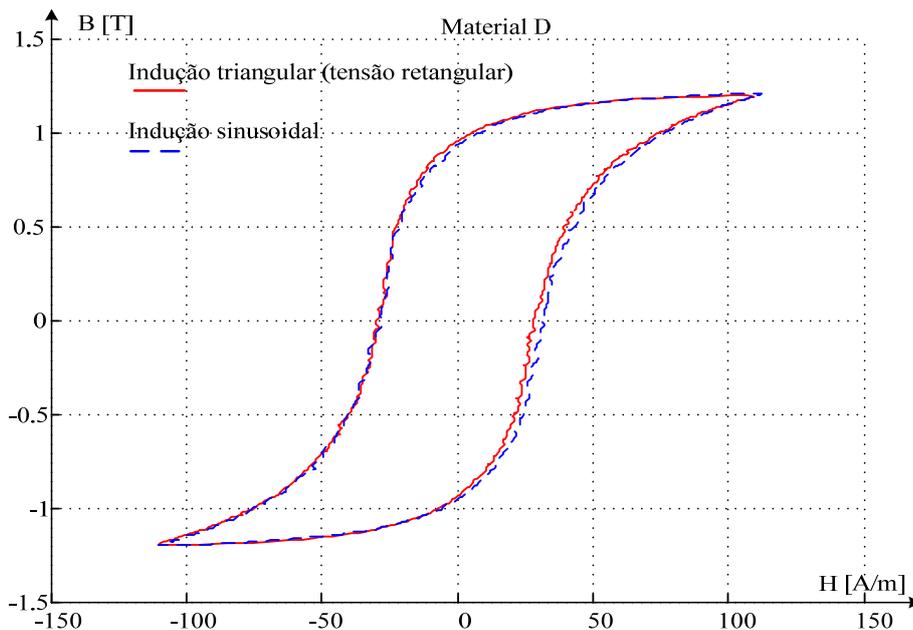


Figura 5.19 – Para o material D, comparação entre os laços de histerese para formas de onda sinusoidal e retangular (frequência fundamental de 1 Hz).

Os laços de histerese $B(t)$ vs. $H(t)$ para os materiais C e D (tamanhos de grãos 104 e 13 μm) são mostrados nas Figuras 5.20 e 5.21.

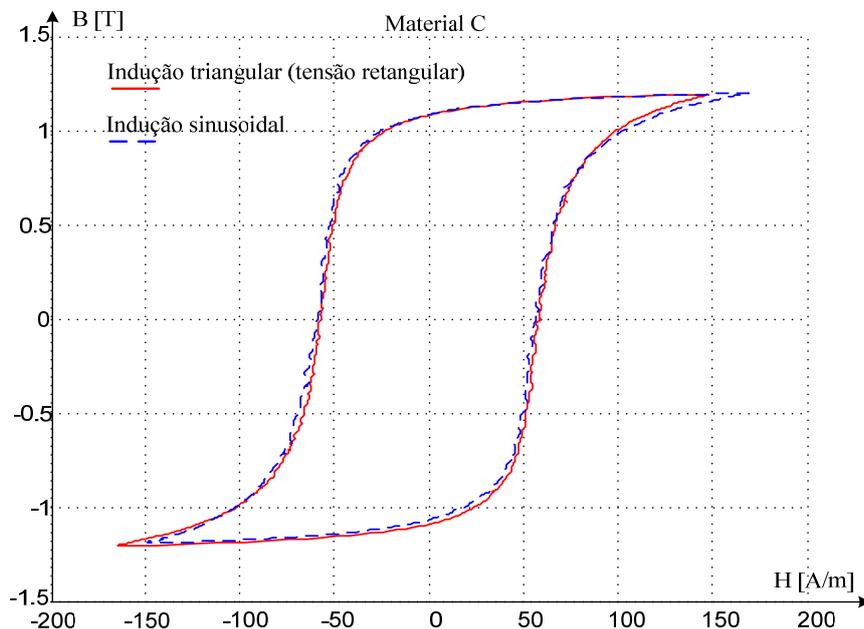


Figura 5.20 – Para o material C, comparação entre os laços de histerese para formas de onda sinusoidal e retangular (frequência fundamental de 1 Hz)

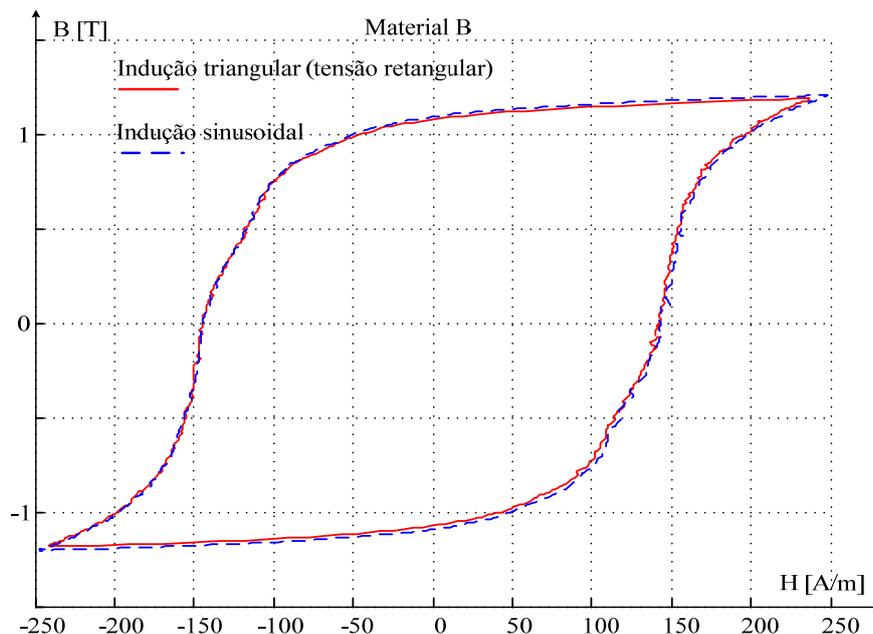


Figura 5.21 – Para o material B, comparação entre os laços de histerese para formas de onda sinusoidal e retangular (frequência fundamental de 1 Hz).

Observa-se na análise das Figuras 5.19 a 5.21 que o tamanho do grão influencia nas perdas no ferro, ou seja, com o aumento do tamanho dos grãos as perdas magnéticas por histerese diminuem.

5.5.2. TENSÃO SINUSOIDAL VS. TENSÃO PWM A DOIS NÍVEIS.

Os mesmos experimentos foram realizados com forma de onda de tensão *PWM* a dois níveis, imposta no secundário do transformador do *Epstein*. As Figuras 5.22 a 5.24 mostram os resultados para a frequência da forma de onda triangular (frequência de comutação) de 3 Hz e índice de modulação m igual a 0,80. Contrariamente aos resultados obtidos na seção anterior, nestes, observa-se que os laços menores estão presentes no laço de histerese principal $B(t)$ vs. $H(t)$. Comparando os laços de histerese obtidos com tensão sinusoidal, verifica-se que, neste caso, perdas adicionais são geradas devido ao surgimento dos laços menores. Neste caso, as perdas por histerese podem ser estimadas através da soma das perdas dos laços menores mais as perdas devidas ao laço de histerese principal (laço externo).

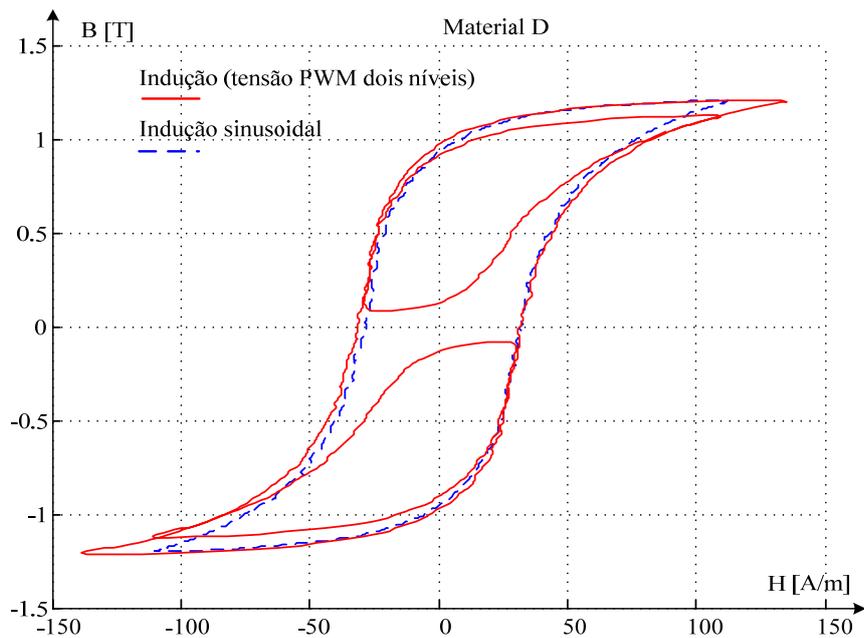


Figura 5.22 – Comparação entre os laços de histerese para formas de onda de tensão sinusoidal e *PWM* a dois níveis (frequência de comutação de 3 Hz, índice de modulação de 0,80 e frequência do fundamental de 1 Hz) – material D.

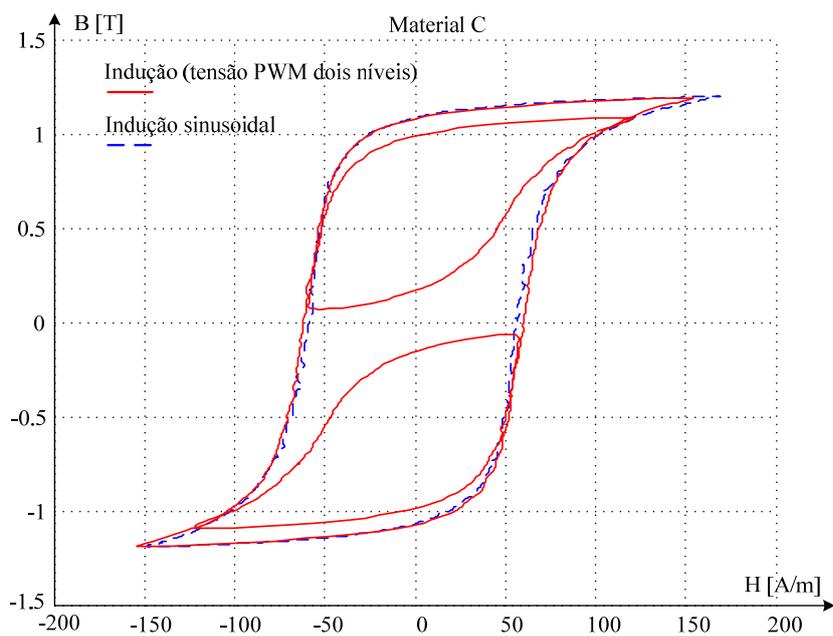


Figura 5.23 – Comparação entre os laços de histerese para formas de onda de tensão sinusoidal e *PWM* a dois níveis (frequência de comutação de 3 Hz, índice de modulação de 0,80 e frequência do fundamental de 1 Hz) – material C.

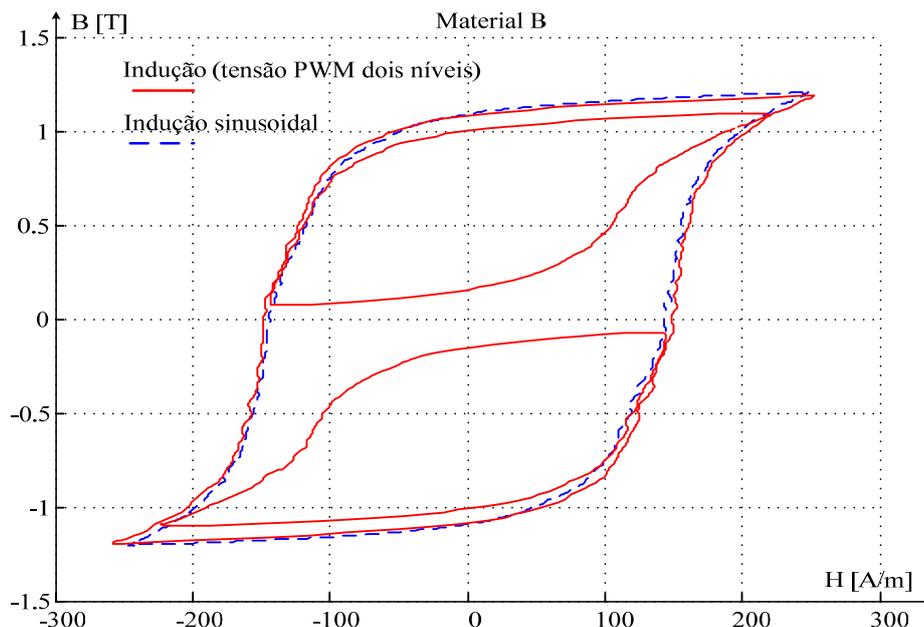


Figura 5.24 – Comparação entre os laços de histerese para formas de onda de tensão sinusoidal e *PWM* a dois níveis (frequência de comutação de 3 Hz, índice de modulação de 0,80 e frequência do fundamental de 1 Hz) – material B

Como ilustrado nas Figuras 5.22 a 5.24 e nos itens anteriores, observa-se experimentalmente que as perdas devidas ao laço de histerese principal dependem da indução de pico e do tipo de material utilizado e praticamente não são afetadas pela forma de onda de tensão.

5.5.3. PERDAS PARA TENSÃO SINUSOIDAL, RETANGULAR E PWM A DOIS NÍVEIS.

A variação das perdas por histerese em função da indução de pico para forma de onda de tensão sinusoidal, retangular e *PWM* a dois níveis é apresentada na Figura 5.25. Nesta figura, os resultados são para a frequência de 1Hz, tanto para a frequência da forma de onda de tensão sinusoidal quanto para a fundamental da tensão *PWM* a dois níveis. O índice de modulação e a frequência da triangular foram escolhidos nos valores de 0,80 e de 3 Hz, respectivamente.

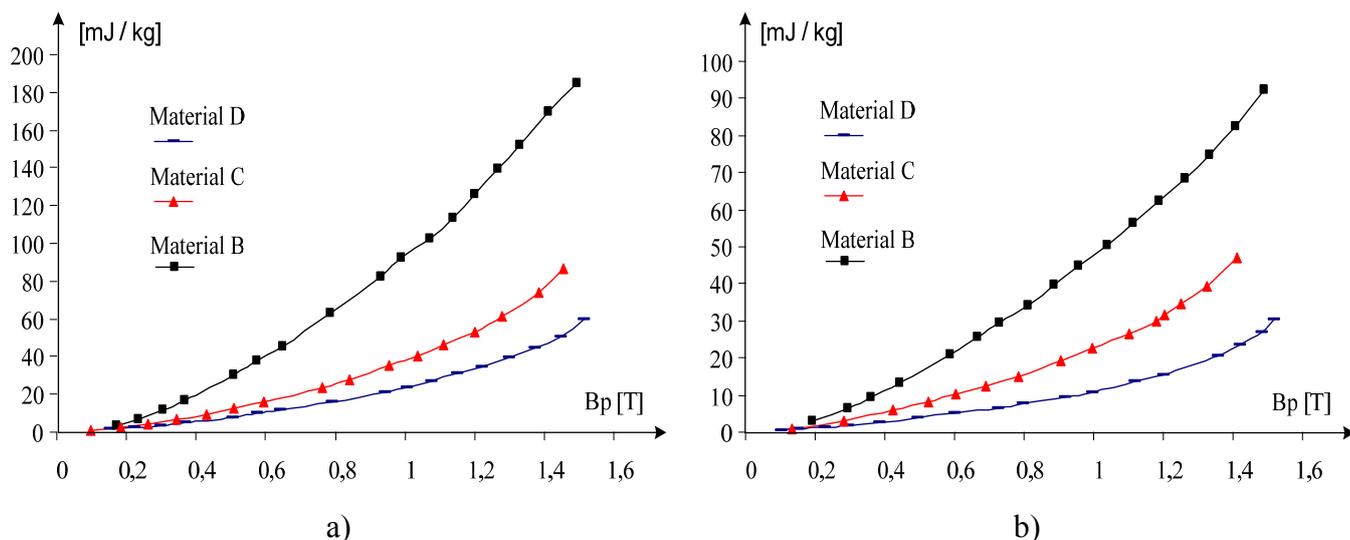


Figura 5.25 – Perdas por histerese em função da indução de pico para os materiais B, C e D (tamanhos de grão 13, 104 e 360 μm . a) tensão *PWM* a dois níveis e b) tensão retangular.

Também foram realizados ensaios para perdas totais a 50 Hz em função do valor de pico da indução para forma de onda de tensão sinusoidal e retangular, como ilustrado na Figura 5.26 a seguir. Nesta figura, os resultados mostram que as perdas são menores para tensão retangular (devido ao $dB(t)/dt$ ser menor) e que a diferença aumenta para induções maiores. Nota-se também que a diferença relativa no material D é mais significativa (para 1,2T: 22,56%). Assim, com o aumento do tamanho de grão, a forma de onda influencia mais nas perdas magnéticas.

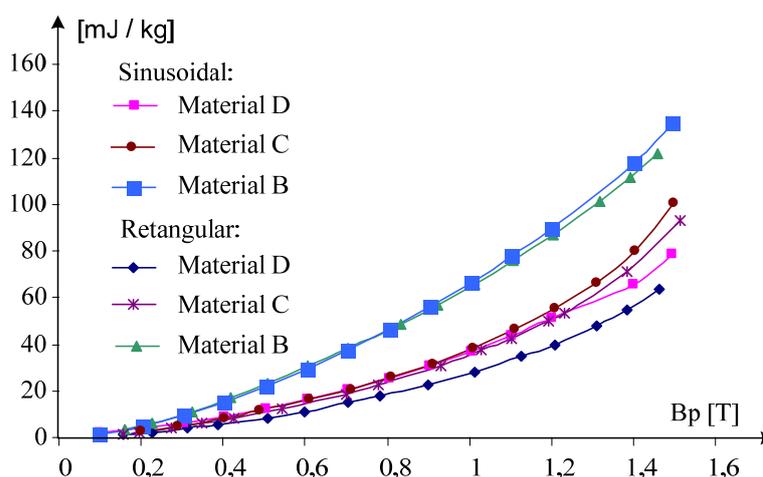


Figura 5.26 – Perda energética total por ciclo ($W_T=P_T/f$) e por unidade de massa em função do valor de pico da indução a 50 Hz para tensão sinusoidal e retangular.

Observa-se, na Figura 5.25, que as perdas por histerese para a forma de onda sinusoidal, retangular e *PWM* a dois níveis variam com os diferentes materiais, sendo maiores para o material do tipo B (13 μm). Os resultados experimentais mostram também

que o laço principal praticamente não depende da forma de onda de tensão. Isto é, o laço principal, obtido para tensão arbitrária, é similar àquele puramente sinusoidal (vide figuras 5.19 a 5.24). As perdas sob regime *PWM* a dois níveis aumentam por causa do surgimento dos laços menores. Já na Figura 5.26, é observado que, com o aumento do tamanho do grão, a diferença de perdas entre a tensão retangular e a sinusoidal também aumenta.

5.6. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO

Foram feitas diversas análises das perdas magnéticas para formas de onda de tensão sinusoidal, retangular, triangular, *PWM* a dois e três níveis.

Verificou-se que as formas de onda retangular, triangular e *PWM* a três níveis apresentaram, aproximadamente, as mesmas perdas por histerese e são similares àquelas relacionadas a uma tensão puramente sinusoidal. Observou-se ainda que as perdas por histerese em função do índice de modulação m são constantes para a tensão *PWM* a três níveis por causa da ausência de laços menores. Entretanto, para a tensão *PWM* a dois níveis, há o surgimento de laços menores, embora o laço de histerese principal seja similar àquele do caso sinusoidal.

Foi constatado, experimentalmente, que as perdas magnéticas por histerese para tensão *PWM* a dois níveis variam com a mudança do índice m . Isto ocorre porque as perdas medidas aumentaram com a diminuição do índice de modulação, pois os respectivos laços menores ficaram com áreas internas maiores. Também os resultados experimentais mostraram que o laço principal da histerese é muito similar ao obtido para forma de onda da tensão não sinusoidal, isto é, similares laços de histerese principais podem ser obtidos com a tensão arbitrária ou puramente sinusoidal.

Constatou-se também que o tamanho de grão, juntamente com a forma de onda de tensão, influencia nas perdas no ferro.

Finalmente, observou-se que as perdas dinâmicas (Foucault e excedente) dependem fortemente da forma de onda da indução devido ao $dB(t)/dt$. Nos resultados sob regime de tensão retangular, verificaram-se menores perdas do que para a tensão sinusoidal, tipicamente para induções mais elevadas. Sob o ponto de vista do tamanho dos grãos, embora o valor de pico da indução seja praticamente idêntico, a diferença cresce com o aumento do tamanho de grão. Assim, com o aumento do tamanho de grão, a forma de onda influencia mais nas perdas magnéticas.

6. NOVO MODELO DE ESTIMAÇÃO DAS PERDAS POR HISTERESE MAGNÉTICA EM LÂMINAS DE AÇO PARA FINS ELÉTRICO SOB A PRESENÇA DE COMPONENTE DE INDUÇÃO CONTÍNUA

Neste capítulo será apresentado um modelo obtido a partir de uma metodologia experimental para estudo, análise do comportamento e estimação das perdas por histerese em aço para fins elétricos quando existe uma componente contínua de fluxo magnético e/ou a formação de laços menores no interior do laço de histerese principal. A metodologia experimental foi implementada em ambiente *LabVIEW*, onde se consegue maior eficiência e rapidez na realização dos ensaios experimentais. Um modelo foi desenvolvido e diferentes materiais de aço laminado para fins elétricos foram testados, comprovando e validando tanto a metodologia experimental utilizada quanto o novo modelo proposto. Como resultado prático, para a avaliação das perdas por histerese sob estas condições, necessita-se realizar apenas os ensaios tradicionais, sob fluxos alternantes com nível de fluxo contínuo nulo, de caracterização de aços para fins elétricos.

Este capítulo também tem por objetivo realizar uma análise comparativa de perdas por histerese obtidas pelo modelo denotado por *Steinmetz* modificado e pelo novo modelo proposto para regime de alimentação alternada sobreposto a uma componente contínua. Os resultados de estimação das perdas por histerese, provenientes dos cálculos, são comparados com dados experimentais. Este estudo é relevante, pois permitirá mostrar as eventuais limitações de cada um dos modelos, bem como os erros calculados em relação as perdas experimentais.

6.1. INTRODUÇÃO

Para ocorrer perdas energéticas no ferro deve existir uma variação temporal da magnetização. O material magnético utilizado nos núcleos de máquinas elétricas, o aço para fins elétricos, possui perdas por histerese (perdas estáticas), por correntes de Foucault e excedente (perdas dinâmicas) [6, 9, 21]. Os materiais em geral podem ser magnetizados

espacialmente na forma de variação alternante (em uma só direção) e/ou rotacional (o vetor de indução girando no espaço) [57,58]. Isto é, a magnetização no material pode ser contínua ou alternante no tempo e no volume (espaço) e pode ser alternante ou rotacional. Este último caso tem uma abordagem mais complexa do comportamento do material. O presente capítulo restringe-se à magnetização na forma de fluxos alternantes no espaço e à parcela “perdas por histerese” das perdas no ferro totais.

Com o advento da eletrônica de potência e do controle, técnicas inovadoras e importantes de acionamento de dispositivos eletromagnéticos passaram a ser possíveis e viáveis de serem realizadas. Com isso, a alimentação de dispositivos eletromagnéticos, através do uso de conversores estáticos passou a ser realizada cada vez mais sob formas de onda de tensão não-senoidal [59]. Aliás, os elementos magnéticos internos às estruturas de eletrônica de potência, normalmente, são submetidos a formas de onda não-sinusoidal e, muitas vezes, possuindo valores médios não-nulos de fluxo magnético. Estas formas de onda de fluxos magnéticos não-sinusoidais são causadoras da diminuição da eficiência energética de uma máquina elétrica, devido ao aumento da perda energética no núcleo. Por sua natureza de concepção e manufatura, mesmo sendo as máquinas elétricas alimentadas com uma forma de onda puramente senoidal, o fluxo estabelecido nos “dentes”, por exemplo, é composto também por componentes de alta frequência devido à existência de ranhuras. As componentes de induções de alta frequência aumentam as perdas dinâmicas no ferro e, se formarem laços menores, também as perdas por histerese magnética aumentam [60]. Além disso, em certas máquinas pode se estabelecer a composição de um fluxo alternante no tempo com um nível contínuo (componente *DC* de fluxo). Todos estes fatos fazem com que a perda no ferro tenha valores superiores ao caso em que o fluxo possui uma forma de onda puramente senoidal e/ou livre de um conteúdo contínuo [10,14,29,51,52,60,61].

A motivação desta investigação provém da necessidade de compreender melhor, qualitativa e quantitativamente, qual a influência exercida pela componente contínua de fluxo no desempenho energético de núcleos magnéticos. Este estudo pode ser aplicado em motores que utilizam ímãs permanentes no rotor, produzindo um fluxo contínuo que se compõe com o alternado gerado pela excitação elétrica. Também em estruturas de eletrônica de potência, pode existir uma componente de fluxo contínuo nos elementos magnéticos do circuito (julga-se que o modelo proposto também seja válido para outros

materiais, além do aço para fins elétricos, pois ele modela um fenômeno que ocorre na histerese magnética).

A principal contribuição apresentada neste capítulo é a proposição de uma expressão analítica, simples e de fácil utilização, para avaliação das perdas no ferro quando este é submetido a regimes alternantes no tempo contendo uma componente *DC* ou quando há formação de laços menores no interior do laço de histerese principal. Para o encontro dos parâmetros do modelo proposto de estimação da evolução da perda por histerese, necessita-se apenas a realização do ensaio tradicional sob um regime puramente senoidal. Por outro lado, para a validação da expressão proposta, foi necessário desenvolver uma metodologia experimental original para estudar e analisar o comportamento das perdas produzidas pela componente contínua e/ou pela formação de laços menores no interior do laço de histerese principal [10,14,51,52,61]. O desenvolvimento da metodologia experimental foi facilitada pela implementação de instrumentos virtuais em ambiente *LabVIEW* [53,54], proporcionando eficiência e rapidez, e pelo desempenho e versatilidade da bancada experimental desenvolvida no laboratório de pesquisa *Grucad* (Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos da Universidade Federal de Santa Catarina) [12].

Os resultados das perdas experimentais são obtidos indiretamente a partir da medição de tensão e corrente no quadro de *Epstein* padrão, impondo a forma de onda do fluxo magnético pela forma de onda da tensão imposta no secundário. Inicialmente, descreve-se a metodologia utilizada, mostrando sua eficácia e validade. Na seqüência, seis aços para fins elétricos são ensaiados, obtendo-se o comportamento das perdas quando se fixa a excursão da indução magnética alternante no tempo (ΔB) e se varia a amplitude do nível *DC* da indução magnética (*B_{dc}*) na amostra. Através de resultados experimentais e suas análises, a expressão proposta de previsão das perdas no ferro é, então, validada.

6.2. METODOLOGIA DESENVOLVIDA

Uma estratégia inicial foi utilizada para o estudo experimental do comportamento do material sob fluxos alternantes no tempo quando superpostos a um contínuo. Embora esta metodologia tenha sido preterida por uma outra solução, ela será aqui discutida para mostrar suas dificuldades inerentes. Assim, o procedimento inicialmente adotado consistiu em se acrescentar um enrolamento auxiliar em um dos braços do quadro de *Epstein* padrão

na intenção de se impor a componente de fluxo contínuo através da aplicação de uma corrente contínua no mesmo. Vários ensaios experimentais foram realizados com esta metodologia experimental.

Nestes ensaios, fixava-se o valor da amplitude da indução contínua B_{dc} e variava-se a amplitude da forma de onda da indução alternada B_{ac} , e vice-versa, mantendo a forma de onda da tensão induzida V_{outac} senoidal na frequência de 1Hz (nos materiais utilizados, as perdas dinâmicas no ferro podem ser desprezadas nesta frequência). Por meio da informação da curva de magnetização inicial previamente levantada para o material, determinava-se o valor do campo magnético em função de um determinado nível de indução contínua B_{dc} desejado. Deste modo, definia-se o valor da corrente elétrica a ser aplicado no enrolamento auxiliar através da lei de Ampère (o campo é obtido por meio da corrente no enrolamento de excitação do quadro de *Epstein*). Observou-se, nos resultados, que os laços deslocados de um nível DC ultrapassavam os limites de um laço de histerese obtido quando o material foi submetido à indução puramente sinusoidal (comparação feita com laços de mesma amplitude de indução). Sabe-se que, para qualquer forma de onda de indução magnética que provoque praticamente só a perda por histerese, o laço é delimitado pela trajetória da curva de histerese de mesma amplitude obtida para o caso puramente senoidal. A Figura 6.1 mostra um lócus $B(t)$ (indução magnética) $H(t)$ (campo magnético) dos casos ensaiados utilizando esta estratégia com o quadro de *Epstein* para um número de espiras n_{dc} de 50 no enrolamento auxiliar. Posteriormente, notou-se que a fonte de tensão contínua estava trocando energia com o sistema correspondente à componente alternada. Isto pode ser facilmente inferido por meio da análise de um modelo elétrico do sistema, conforme apresentado na Figura 6.2. Nesta última figura, r_{dc} é a resistência do enrolamento auxiliar que, conjuntamente com a resistência interna da fonte de tensão contínua V_{dc} , são os elementos que praticamente falseiam os resultados. Na bobina de criação do fluxo contínuo no material de n_{dc} espiras é induzida, sobrepondo ao nível contínuo, uma tensão alternada devido à componente de fluxo variável imposta no enrolamento secundário do quadro de *Epstein* padrão de n_{ac} espiras. A amplitude instantânea da força eletromotriz (*f.e.m*) no enrolamento auxiliar, correspondente ao fluxo contínuo, depende da relação do número de espiras do enrolamento auxiliar n_{dc} dividido pelo do secundário de n_{ac} espiras. Assim sendo, com esta metodologia experimental não foi possível impor um fluxo puramente contínuo no enrolamento auxiliar, ou seja, não se pôde estabelecer exatamente o

valor desejado da indução magnética contínua B_{dc} , bem como de determinar o seu valor real no circuito magnético.

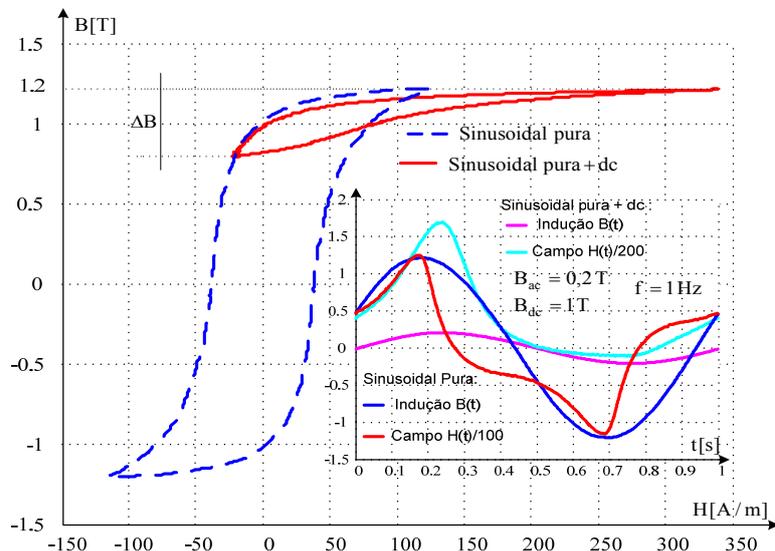


Figura 6.1 – Lócus $B(t)$ por $H(t)$ e as correspondentes formas de onda de tensão, indução e campo para $B_{dc}=1\text{T}$, $\Delta B=0,4\text{T}$ e $f=1\text{Hz}$.

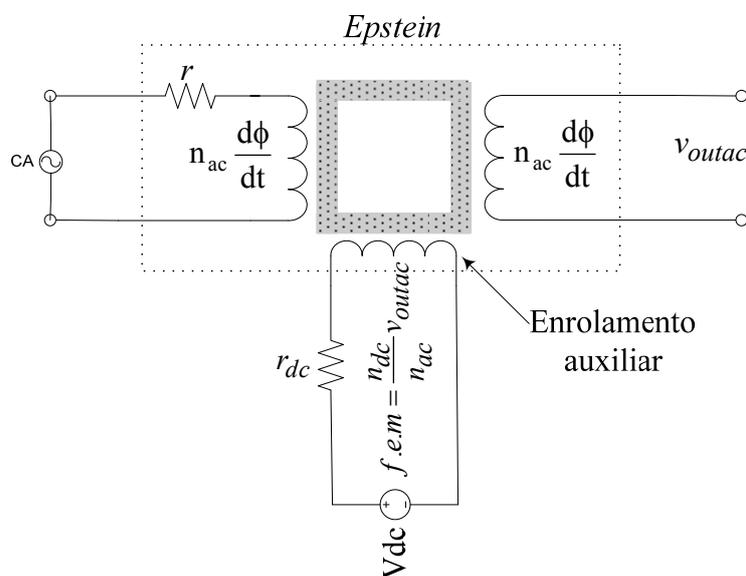


Figura 6.2 - Representação do circuito com os enrolamentos primário, secundário e auxiliar do Epstein ($n_{dc} = 50$ e $n_{ac} = 700$ espiras).

Diante da dificuldade apresentada por esta metodologia experimental, é proposta uma metodologia experimental que não utiliza um enrolamento auxiliar. Esta nova metodologia experimental foi baseada em [62].

A idéia da metodologia experimental proposta é simples. O que produz o surgimento de um laço menor de histerese é uma mudança do sinal da derivada da indução

durante um semiciclo [9,14]. Com objetivo de se impor um laço menor e controlar a amplitude e a posição em relação ao laço principal, foi gerada a forma de onda apresentada na Figura 6.3. Nesta forma de onda, conhece-se a amplitude e o posicionamento do laço menor.

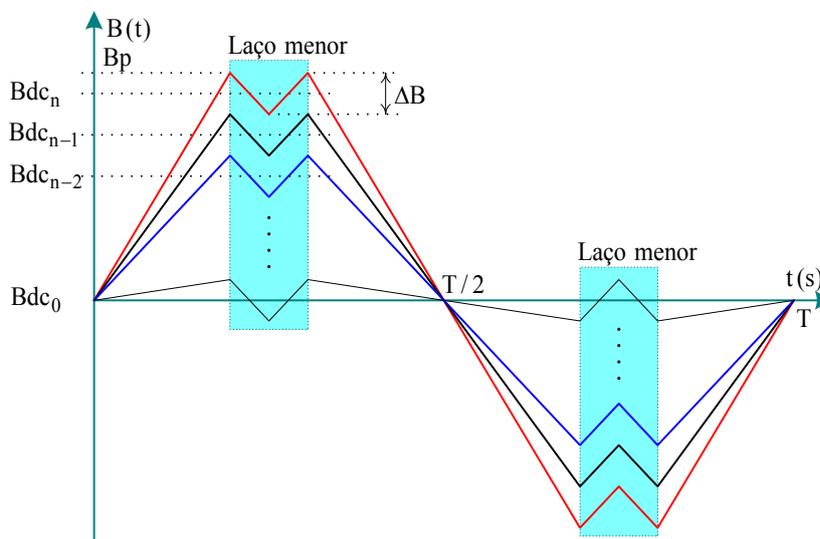


Figura 6.3 - Forma da indução imposta no secundário do *Epstein* para o estudo do comportamento do material quando também há nível contínuo de fluxo.

Nesta metodologia experimental, definem-se a componente alternada *ac* da indução através da excursão da indução ΔB na formação do laço menor, e o nível contínuo *Bdc* através do valor médio desta variação. O nível contínuo *Bdc* é dado pela distância do centro médio do laço menor em relação ao eixo do tempo $t(s)$. Experimentalmente, a indução magnética é imposta através do controle da forma de onda de tensão induzida no secundário. Este procedimento tem sucesso quando o sistema impõe rigorosamente a forma de onda da tensão induzida no secundário.

Com formas de onda de indução imposta no enrolamento secundário do *Epstein*, obtêm-se os efeitos combinados que uma componente contínua *DC* sobreposta a uma alternada *ac* produzem no material magnético, conforme mostra a Figura 6.3. Os valores de indução contínua *Bdc* podem ser variados quando a amplitude máxima da indução Bp é deslocada tanto para cima quanto para baixo, mantendo constante a variação ΔB . Nesta metodologia, tanto a amplitude de *Bdc* quanto a de ΔB podem ser modificadas. Por exemplo, nos ensaios, é possível fixar o valor ΔB e variar o da máxima indução Bdc_n , até atingir o mínimo valor Bdc_0 ($Bdc_0 = 0$). Quando o valor de *Bdc* for ajustado em zero, tem-se o caso particular de um fluxo puramente alternado. Para os materiais ensaiados, os valores de perda magnética, medidos com esta forma de onda, foram os mesmos que os

obtidos com a forma de onda de fluxo puramente senoidal, sem conteúdo contínuo, na frequência de 1Hz.

O valor da indução contínua B_{dc} é calculado por (6.1) fazendo a média da indução $B(t)$ no intervalo onde surge o laço menor. Nesta equação, B_p é o valor máximo e ΔB o valor de pico a pico (intervalo que gera o laço menor).

$$B_{dc} = B_p - \frac{\Delta B}{2} \quad (6.1)$$

Foram realizados vários ensaios experimentais para verificar a nova metodologia. No entanto, a seguir serão discutidos apenas os resultados para o material, denominado A. Dois ensaios são mostrados na Figura 6.4. Para os ensaios mostrados na Figura 6.4a, fixou-se o valor de ΔB em 0,5T. Para os ensaios apresentados na Figura 6.4b, o valor de ΔB foi de 0,3T. Em ambos os conjuntos de ensaios, o nível contínuo B_{dc} foi variado. Nota-se, nestes ensaios, que os laços menores foram delimitados, no eixo relativo ao campo magnético, pela curva de magnetização inicial (que corresponde às amplitudes máximas da indução e do campo de curvas de histerese [21]). Nota-se ainda que as perdas para o maior B_{dc} medido em torno de 1,2T praticamente dobram de valor quando comparadas com as perdas medidas com o nível de B_{dc} nulo.

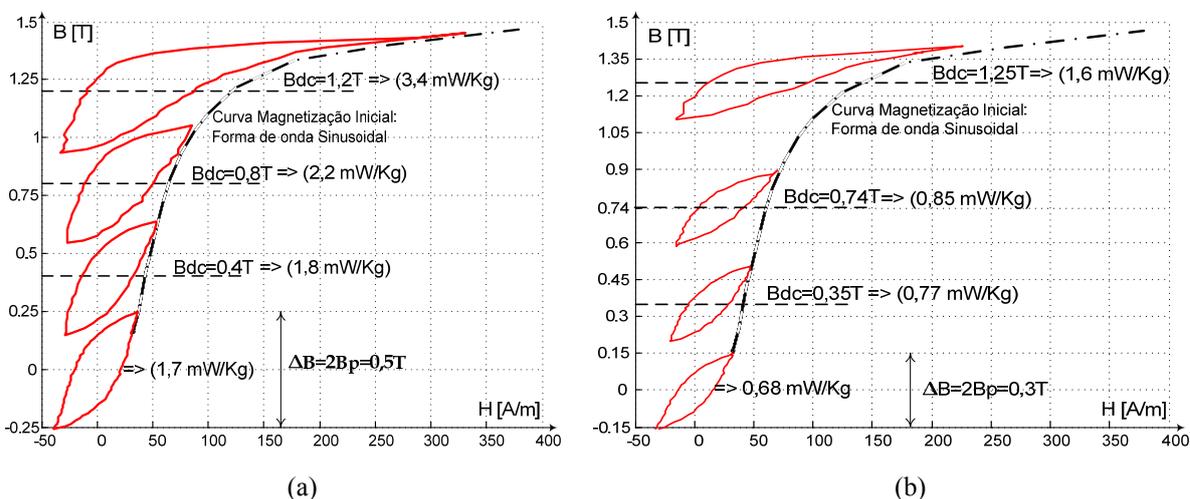


Figura 6.4 - Laços menores $B(t)$ por $H(t)$ para o material A na frequência $f=1\text{Hz}$ para (a) $\Delta B = 0,5\text{T}$ (b) $\Delta B = 0,3\text{T}$.

6.3. IMPLEMENTAÇÃO DO SISTEMA

A representação do comportamento magnético do material é o seu lócus formado pela relação entre $B(t)$ e $H(t)$ no ponto de operação. Neste trabalho, o lócus é obtido

indiretamente, a partir de sinais de tensão e de corrente. As formas de onda da indução e do campo são medidas no enrolamento secundário de imposição da forma de onda do fluxo e no enrolamento primário de excitação do quadro de *Epstein*, respectivamente, [12]. Nos ensaios, são utilizados o software *LabVIEW* (versão 6.0) e as placas *PCI - 4451* e *PCI GPIB (IEEE 488.2)*, da *National Instruments*, para geração do sinal de tensão de referência e aquisição dos sinais de tensão e corrente medidos, respectivamente, através de um osciloscópio digital 2430A e de uma sonda de efeito *hall* com seu amplificador, ambos da *Tektronix*. O arranjo experimental foi mostrado no capítulo 3.

O sinal de referência de tensão $V_{ref}(t)$, que se deseja impor ao secundário do quadro de *Epstein*, é gerado, a partir da forma de onda arbitrária de indução, com a implementação da equação (6.2) em um instrumento virtual (*Virtual Instruments – VI*). Assim, o *VI* desenvolvido evita esforços extras nos ensaios, pois utiliza a metodologia que consiste em obter a referência de tensão através da forma de onda de indução desejada.

A Figura 6.5a mostra um exemplo em que se calcula o sinal de tensão de referência a partir da forma de onda da indução a ser imposta na amostra sob ensaio. O sinal de tensão é, então, gerado e armazenado em um vetor virtual. Posteriormente, ele é enviado à placa *PCI – 4451* como sinal de referência para a malha fechada no controle do sistema composto pela fonte de alimentação, pelo transformador *Tr* (usado para retirar o conteúdo contínuo da fonte de tensão) e pelo quadro de *Epstein* (vide Figura 3.5 do Capítulo 3). Nota-se que a forma de onda da tensão no enrolamento secundário do quadro de *Epstein* é pulsada e mantida conforme a referência, como é mostrada na Figura 6.5b. Nesta mesma figura são mostradas as correspondentes formas de onda da indução e do campo magnético.

$$V_{ref}(t) = -NS \frac{dB(t)}{dt} \quad (6.2)$$

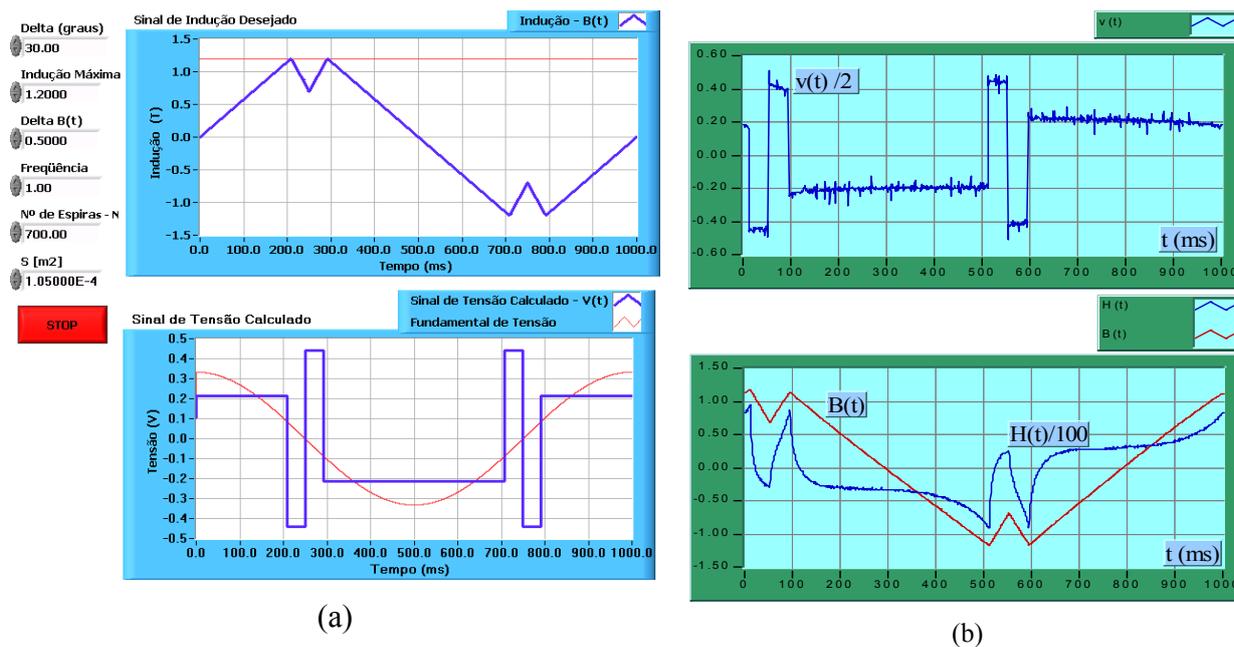


Figura 6.5 – (a) Exemplo do cálculo do sinal de tensão de referência a partir da indução desejada na amostra sob ensaio. (b) Tensões de referência de saída do enrolamento secundário do quadro de *Epstein* e as correspondentes formas de onda da indução e campo magnético.

6.4. RESULTADO EXPERIMENTAL

Os resultados dos ensaios apresentados nesta seção serão utilizados posteriormente para a modelagem e a validação do modelo. Foram ensaiados vários materiais de grão não-orientado e de fabricantes diferentes. Dentre estes materiais, foram escolhidos seis com as características apresentadas na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Materiais utilizados nos ensaios

Material	Espessura da Lamina [mm]	Perdas @ 1T, 1Hz [mW/kg]	Perdas @ 1T, 50Hz [mW/kg]
A	0.5	15.2	1185.0
B	0.5	11.2	989.3
C	0.6	25.1	1268.3
D	0.5	12.5	1250.7
E	0.5	14.3	1144.3
F	0.6	15.5	2218.4

A Figura 6.6 mostra as perdas de histerese em função da máxima indução para os seis materiais ensaiados, aplicando forma de onda puramente senoidal na frequência de 1Hz.

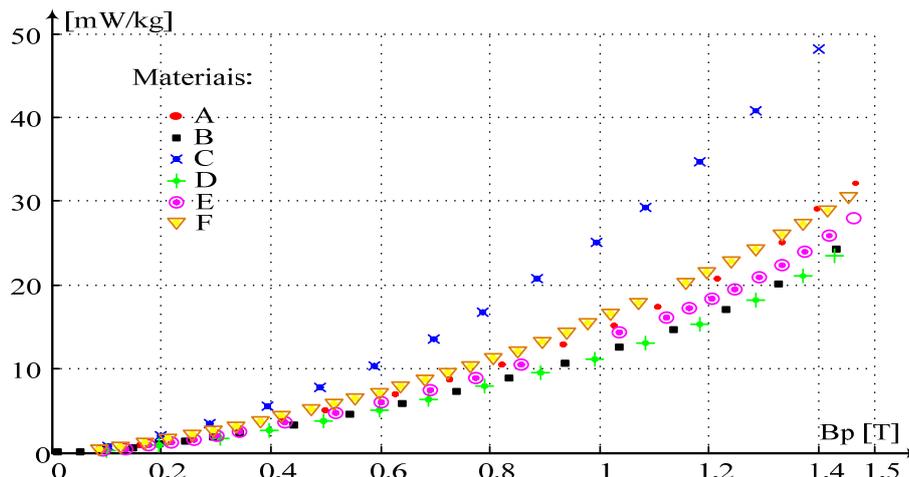
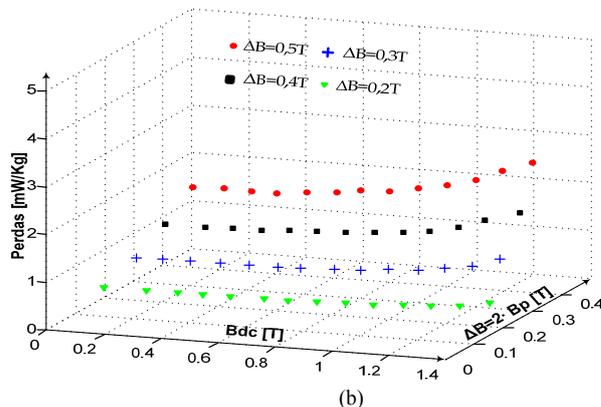
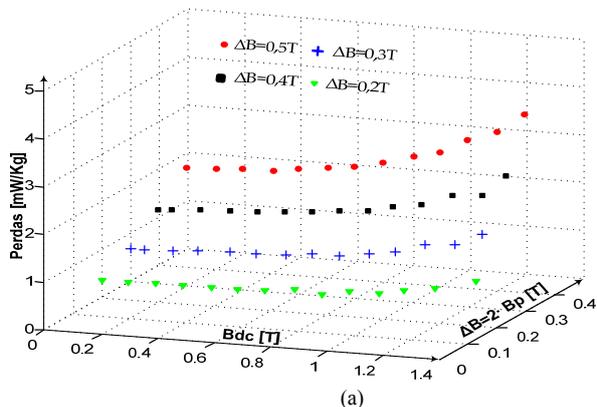


Figura 6.6 - Comparação entre as perdas por histerese em função da máxima indução Bp, para os seis materiais ensaiados (A, B, C, D, E e F).

Os ensaios foram realizados aplicando valores de variação da indução magnética ΔB fixa nos valores de 0,2T, 0,3T, 0,4T e 0,5T, variando-se a componente contínua da indução magnética B_{dc} para cada ΔB .

As Figuras 6.7a a 6.7f apresentam as perdas em gráficos de três dimensões P_{dc} [W/kg] em função da indução contínua B_{dc} [T] e da indução variante no tempo ΔB [T]. Nesta representação, pode-se analisar as perdas focando simultaneamente na mesma figura as variáveis B_{dc} e ΔB . Percebe-se que no plano formado por P_{dc} e ΔB , o comportamento das perdas é representado pela tradicional fórmula de *Steinmetz* (6.3), onde k e α são constantes que dependem do material. Constatou-se também que quando as perdas para os seis materiais são normalizadas em função das obtidas com nível contínuo nulo P_0 , todas as curvas são muito parecidas.

$$P_0 = K \left(\frac{\Delta B}{2} \right)^\alpha \tag{6.3}$$



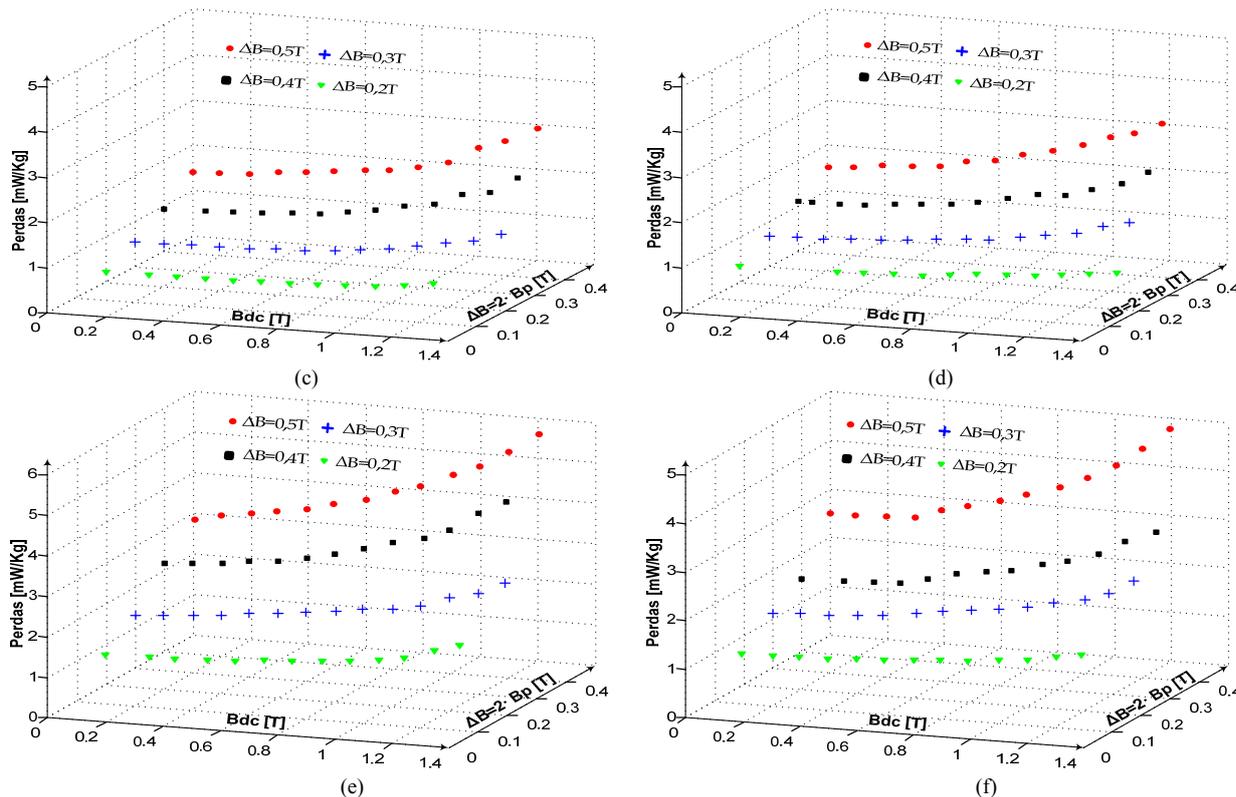
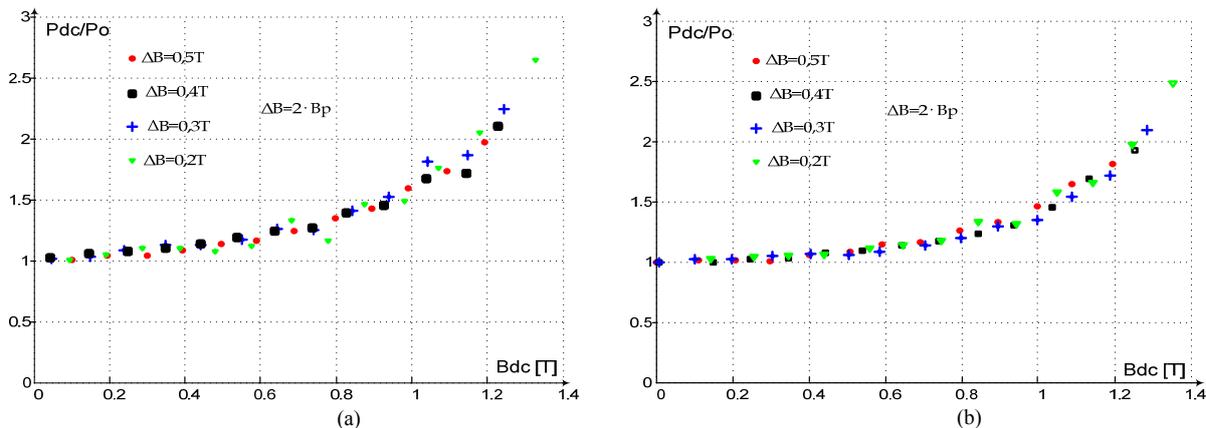


Figura 6.7 - Apresentação do comportamento das perdas magnéticas experimentais em função de B_{dc} e ΔB para os materiais (a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E e (f) F.

As Figuras de 6.8a a 6.8f mostram as perdas normalizadas (P_{dc}/P_o) em função de B_{dc} . A perda P_o é valor obtido quando B_{dc} é nulo e para amplitudes de indução de $\Delta B/2$. P_{dc} é o valor da perda medida quando há a presença do efeito do fluxo contínuo correspondente à indução B_{dc} sobreposta à alternada.



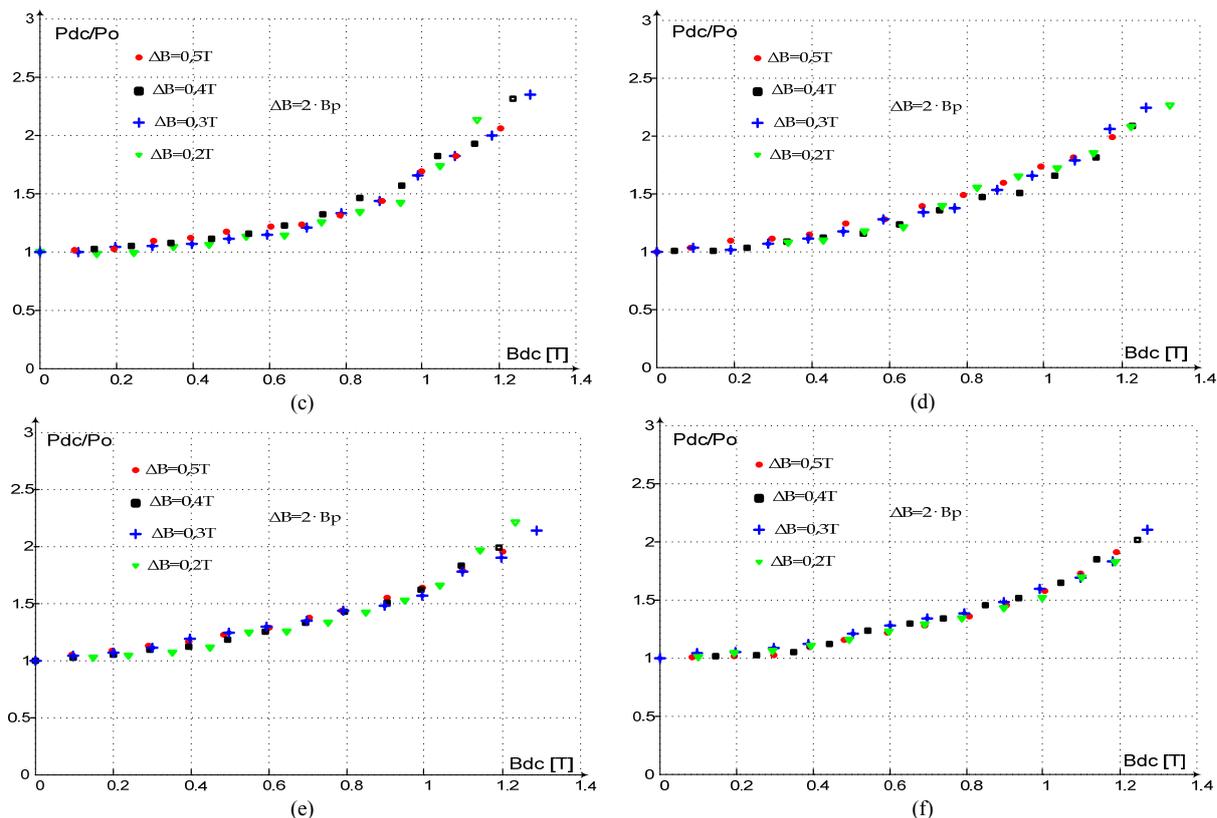


Figura 6.8 - Comportamento das perdas magnéticas normalizadas P_{dc}/P_o em função de B_{dc} para os materiais: (a) A, (b) B, (c) C, (d) D, (e) E e (f) F.

6.5. PROPOSIÇÃO DE UM NOVO MODELO ANALÍTICO PARA PERDAS MAGNÉTICAS

Nas curvas da Figura 6.8 acima, os resultados experimentais da evolução das perdas foram apresentados normalizados. Isto é, apresenta-se a evolução das perdas com conteúdo de fluxo contínuo, normalizadas em relação às perdas para o caso de fluxo senoidal com fluxo contínuo nulo. Mesmo para materiais diferentes, as formas das evoluções são semelhantes. Para os vários materiais ensaiados, constatou-se que as perdas normalizadas em função de B_{dc} possuem uma mesma tendência de crescimento dada por uma modificação na fórmula *Steinmetz*, conforme a Equação (6.4). Portanto, a Equação (6.4) é o modelo proposto em função de B_{dc} e do conhecimento do valor da perda P_o , onde só há fluxo puramente senoidal sem conteúdo contínuo de fluxo.

$$\boxed{\frac{P_{dc}}{P_o}(B_{dc}) = K_{dc} B_{dc}^\lambda + 1} \quad (6.4)$$

Conforme já enunciado anteriormente, no modelo proposto para a evolução e a previsão das perdas por histerese, representado pela Equação (6.4), P_{dc} é a perda magnética com a presença de nível contínuo de fluxo, P_o a perda magnética sem nível contínuo (ou o mesmo valor obtido para excitação senoidal); K_{dc} e λ são constantes a serem determinadas e B_{dc} é a amplitude da componente contínua da indução magnética. Este modelo pode ser utilizado para avaliar o crescimento das perdas por histerese provocadas por laços menores, desde que se conheça o posicionamento individual de cada laço menor no lócus principal $B(t)$ por $H(t)$ (que equivale ao valor da indução contínua B_{dc}) e sua excursão máxima da indução magnética ΔB .

Generalizando a Equação (6.4), tem-se a Equação (6.5) para o cálculo da perda total P_{dct} do lócus $B(t)$ por $H(t)$, ou seja, a soma da perda devido ao laço principal mais as perdas de todos os laços menores com amplitude $\Delta B_i/2$ e deslocado de B_{dci} , onde P_{Bp} é a perda do laço principal e P_{oi} é a perda de cada laço menor de índice i , ambas calculadas pela equação de *Steinmetz*.

$$P_{dct} = P_{Bp} + \sum_{i=1}^{\infty} P_{oi} \left(K_{dc} B_{dci}^{\lambda} + 1 \right) \quad (6.5)$$

onde,

$$P_{Bp} = K_H B_p^{\alpha} \quad P_{oi} = K_H \left(\frac{\Delta B_i}{2} \right)^{\alpha}$$

Para a análise do comportamento das perdas por histerese, ensaiaram-se os seis materiais descritos na Tabela 6.1 e, posteriormente, determinou-se os valores de K_{dc} e λ para cada material mostrados na Tabela 6.2.

Tabela 6.2 - Valores de K_{dc} e λ para os seis materiais

Material	K_{dc}	λ	Variação %	
			K_{dc}	λ
A	0,60	2,40	7,22	12,50
B	0,60	2,50	7,22	17,19
C	0,68	2,30	5,15	7,81
D	0,74	1,80	14,43	15,63
E	0,67	1,70	3,61	20,31
F	0,59	2,10	8,76	1,56
Média	0,647	2,134	7,73	12,50

Nota-se que há variações dos valores de K_{dc} e λ em torno de um valor médio de 7,73 % e 12,50%, respectivamente, e que podem ser devidas a imprecisões experimentais ou a outros fatores dependentes das condições físicas de preparação da amostra e/ou do ensaio (exemplos específicos de fontes de erros são poucos pontos e ruídos dos sinais medidos). Assim, julga-se que estes parâmetros são constantes e, para os aços laminados de grão não orientado são assumidos em $K_{dc}=0,647$ e $\lambda=2,134$. Para outros materiais, tais como de grão orientado, ferrites, compósitos e outros, trabalhos futuros deverão mostrar se a expressão (6.4) também é válida e se estes valores médios de $K_{dc}=0,647$, $\lambda=2,134$ permanecem os mesmos. A fórmula proposta (6.4) com seus valores dos parâmetros representou satisfatoriamente todos os materiais ensaiados, como pode ser visto na Figura 6.9, apesar das perdas experimentais por histerese para os vários materiais ensaiados serem diferentes.

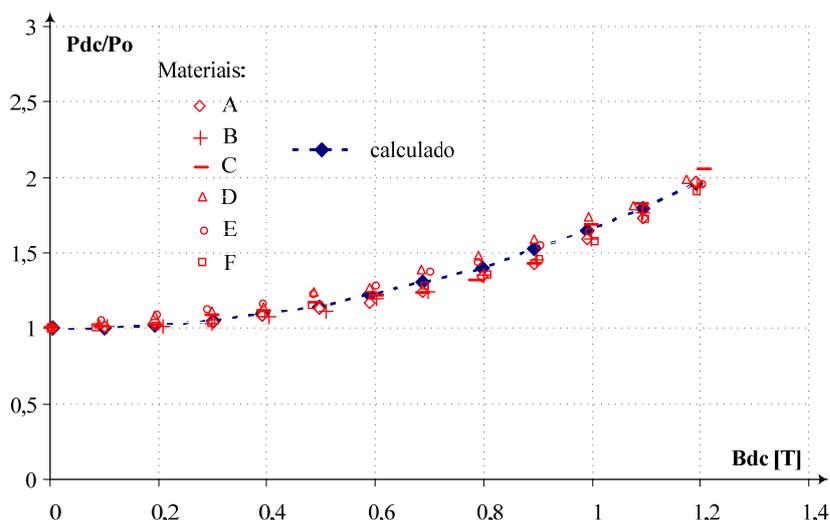


Figura 6.9 - Comparação entre as perdas experimentais normalizadas e as calculadas para os materiais A, B, C, D, E e F.

6.6. COMPARAÇÕES ENTRE AS PERDAS POR HISTERESE EXPERIMENTAL, AS ESTIMADAS COM O NOVO MODELO E AS CALCULADAS COM BASE NA EQUAÇÃO DE STEINMETZ ADAPTADA PARA LAÇOS MENORES

O objetivo das análises a seguir é comparar a perda por histerese obtida experimentalmente com aquelas calculadas pelos modelos de *Steinmetz* clássico, *Steinmetz* modificado (formulação de *Steinmetz* adaptada para laços menores) e o novo modelo

proposto por este trabalho que considera a componente *DC* de indução magnética dentro do laço principal $B(t)$ por $H(t)$.

O modelo de *Steinmetz* modificado (formulação de *Steinmetz* adaptada para laços menores) é dado pela Equação (6.6) [17,45]. A equação de *Steinmetz* clássica foi modificada de maneira que a perda de cada laço menor fosse somada com a do laço de histerese principal dado pela amplitude máxima da indução B_p . Nesta equação, P_M é a soma da perda de cada laço menor ($K_H(\Delta B_i/2)^\alpha$) deslocado para a origem (ou centrado na origem) mais a perda do laço principal ($K_H B_p^\alpha$), onde $\Delta B_i/2$ é a amplitude máxima do laço menor de ordem i , K_H e α são os mesmos coeficiente e expoente da equação de *Steinmetz* clássica.

$$P_M = K_H \left[B_p^\alpha + 2 \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{\Delta B_i}{2} \right)^\alpha \right] \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (6.6)$$

A expressão (6.7), obtida e descrita com detalhes no capítulo 6, também foi baseada na equação de *Steinmetz* clássica, porém nesta se considera o cálculo da perda de cada laço menor mais a componente *DC* da indução magnética (B_{dc}).

$$P_{dc} = P_o \left(K_{dc} B_{dc}^\lambda + 1 \right) \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (6.7)$$

A Figura 6.10 ilustra um exemplo com quatro laços menores dentro do laço de histerese principal $B(t)$ por $H(t)$. Este laço de histerese foi obtido para a forma de onda de tensão *PWM* a dois níveis na frequência de comutação f_{tr} de 5Hz e com índice de modulação m de 0,80. O número de laços menores é calculado conforme a Equação (6.8).

$$n_l = (f_{tr} / f_s) - 1 \quad (6.8)$$

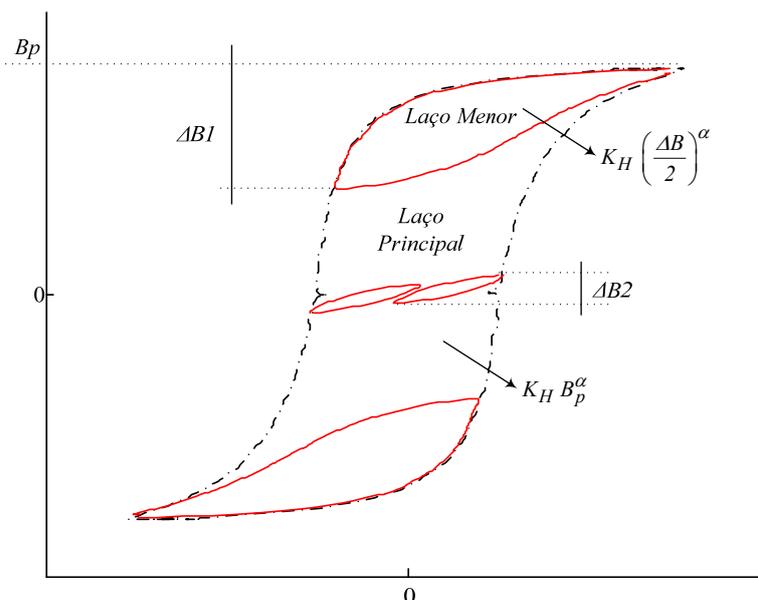


Figura 6.10 – Ilustração de quatro laços menores dentro do laço principal de histerese obtido experimentalmente para tensão *PWM* a dois níveis.

A Tabela 6.3 mostra resultados de perda individualmente para cada laço menor. Há também nesta tabela o valor *DC* da indução deslocada em relação à origem (B_{dc}) e a variação máxima da indução ($\Delta B/2$). Assim, tem-se a comparação entre a perda medida experimentalmente P_{exp} para cada laço menor, a calculada pela equação de *Steinmetz* clássica P_o (isto é, os laços menores são centrados na origem) e pelo modelo proposto P_{dc} dado pela Equação 6.7.

Tabela 6.3 – Perda para cada laço menor dentro do laço de histerese principal.

$\Delta B/2$ [T]	B_{dc} [T]	Experimental P_{exp} [mJ/kg]	<i>Steinmetz</i> Clássico P_o [mJ/kg]	P_{dc} [mJ/kg]	P_o vs. P_{exp} ERRO %	P_{dc} vs. P_{exp} ERRO %
0,560	0,632	7,307	5,874	7,332	19,7	0,3
0,332	0,866	4,042	2,518	3,728	37,7	8,4
0,256	0,945	2,895	1,655	2,611	42,8	10,9
0,240	0,949	2,745	1,591	2,519	42,0	8,0
0,078	0,071	0,253	0,244	0,244	3,6	3,5
0,082	0,342	0,298	0,265	0,283	11,2	5,4
0,136	0,557	0,746	0,593	0,706	20,5	5,7
0,081	0,450	0,316	0,256	0,288	19,1	9,6
0,090	0,052	0,296	0,306	0,306	3,3	3,2
0,136	0,658	0,809	0,596	0,757	26,4	6,0

Observou-se nos resultados na Tabela 6.3 que o valor do cálculo realizado pelo modelo para perdas *DC* (Equação 6.7) apresentou erro máximo em relação à perda experimental de 10,9%. Com relação ao modelo de *Steinmetz* clássico, o erro máximo em relação à perda experimental foi de 42,8%, e cresce com o aumento do deslocamento do laço menor em relação à origem.

Nos resultados apresentados na Tabela 6.3, foram obtidas as perdas totais (soma das perdas do laço principal mais as dos laços menores) para quatro diferentes laços de histerese experimentais ($B_p=1,2T$), que são ilustrados na Figura 6.11. Nesta figura, os laços de histerese principais contêm: (a) dois laços menores, (b) quatro laços menores, (c) seis laços menores e (d) oito laços menores.

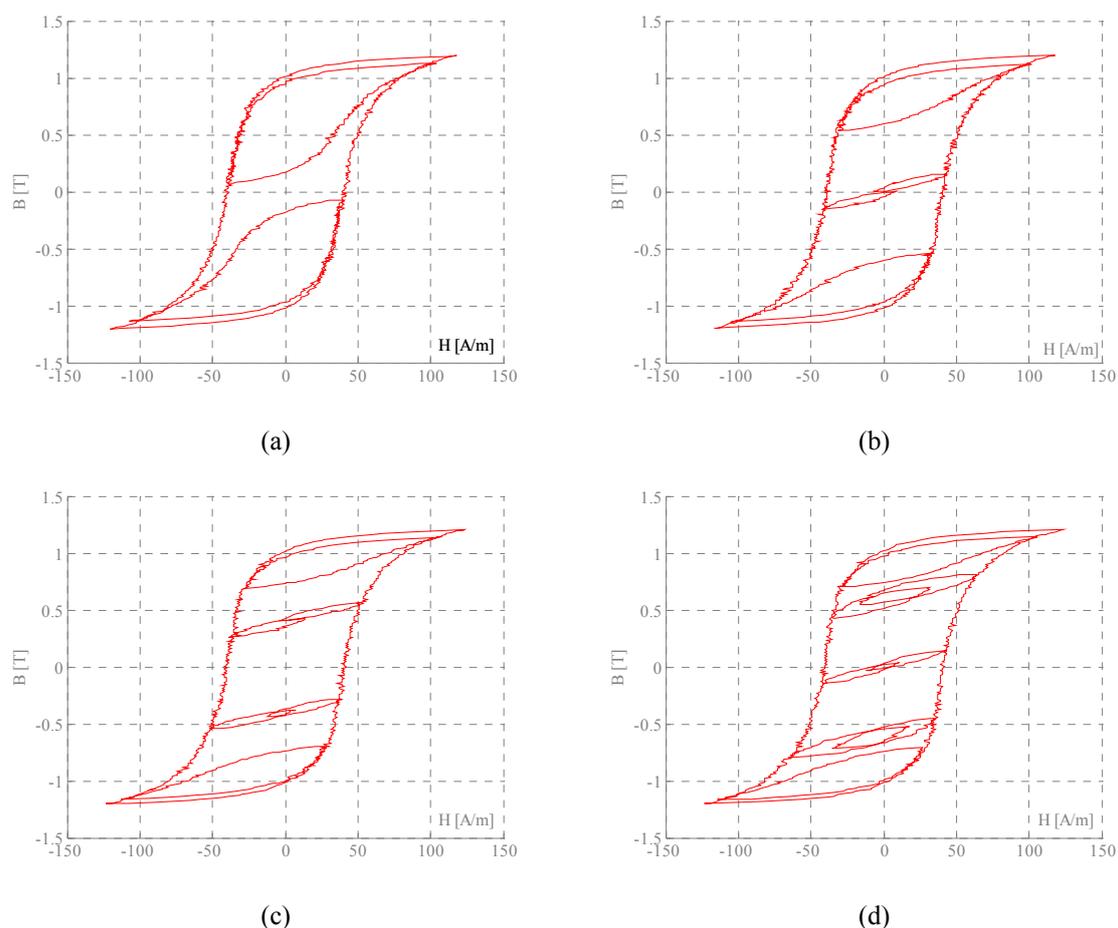


Figura 6.11 – Laços de histerese experimentais: (a) 2 laços menores, (b) 4 laços menores, (c) 6 laços menores e (d) 8 laços menores.

Igualmente, na Tabela 6.4 apresenta-se o cálculo da perda do laço de histerese principal mais a soma da perda para cada laço menor, sendo que cada ΔB foi considerado duas vezes, tendo em vista que os laços menores aparecem aos pares dentro do laço principal. A perda para o laço principal de histerese foi obtida para indução de pico B_p de 1,2T ($P=20,144$ mJ/kg).

O erro percentual em relação à perda experimental da penúltima coluna da Tabela 6.4 é a comparação entre o modelo de *Steinmetz* modificado P_M e a perda experimental total P_{exp} . A última coluna apresenta a comparação entre a perda total experimental e a

obtida pelo modelo proposto que leva em conta o posicionamento do laço menor (Equação (6.7)).

Tabela 6.4 – Perda total de histerese obtida por tensão *PWM* a dois níveis.

Qtd de Laços Menores Dentro do Laço Principal	$\Delta B/2$ [T]	B_{dc} [T]	Total Experimental P_{exp} [mJ/kg]	<i>Steinmetz</i> Modificado P_M [mJ/kg]	P_{dc} [mJ/kg]	P_M vs. P_{exp} Erro %	P_{dc} vs. P_{exp} Erro %	
(a)	2	0,560	0,632	34,245	31,946	34,808	6,9	1,6
(b)	4	0,332	0,8658	27,565	25,668	28,088	6,9	1,9
		0,078	0,0711					
(c)	6	0,256	0,945	27,246	24,550	26,509	9,9	2,7
		0,082	0,342					
		0,081	0,450					
(d)	8	0,240	0,949	30,356	26,343	28,719	13,2	5,4
		0,1357	0,557					
		0,090	0,052					
		0,136	0,658					

Da análise dos resultados da Tabela 6.4, observa-se que o modelo proposto que leva em consideração o posicionamento do laço menor (B_{dc}) teve maior eficiência, tendo um erro máximo de 5,4%, em relação ao valor experimental, enquanto que para o modelo de *Steinmetz* modificado (P_M), o erro máximo em relação à perda experimental total foi de 13,2%.

6.7. CONCLUSÃO DO CAPÍTULO

Apresentaram-se resultados obtidos a partir de uma metodologia experimental, desenvolvida e implementada em ambiente *LabVIEW*, onde são geradas as formas de onda da indução desejada e imposta no enrolamento secundário do quadro de *Epstein*. Para a obtenção dos resultados experimentais, a metodologia foi aplicada em uma bancada apta à imposição da forma de onda do fluxo na amostra através de um controle em malha fechada.

As principais conclusões deste capítulo são:

- as perdas por histerese devidas à composição de fluxos contínuos e alternados no tempo podem ser interpretadas como valores de perdas produzidas por laços menores;
- a equação proposta para estimação das perdas, normalizando as perdas por histerese quando há fluxo contínuo e alternado simultaneamente, foi validada;
- para a estimação das perdas por histerese com fluxos contínuo e alternado para um dado material é necessário realizar apenas o ensaio tradicional em regime alternado

com conteúdo contínuo nulo, mantendo-se o mesmo arranjo para os ensaios para forma de onda senoidal, não havendo a necessidade de aparelhos como, por exemplo, o fluxímetro [10] ou uma bancada experimental específica. A simplificação do ensaio experimental é uma vantagem relevante da modelagem proposta.

O modelo proposto pode ser utilizado para a avaliação das perdas por histerese quando há formação de laços menores desde que se conheça a amplitude (variação) dos laços menores internos e sua posição.

A equação proposta para corrigir as perdas na presença de fluxos contínuos foi validada para várias amostras de material de grão não-orientado com perdas por histerese distintas. O erro médio encontrado entre as curvas das perdas magnéticas estimadas pelo novo modelo, com os valores assumidos dos parâmetros, e as obtidas experimentalmente foi em torno de 5%, validando a metodologia apresentada.

Quando há formação de laços menores, o novo modelo proposto que leva em conta o posicionamento do laço menor, apresentou menores erros que os obtidos com o modelo de *Steinmetz* modificado. O erro máximo foi de 5,4% do calculado em relação a perda experimental total, e para o modelo de *Steinmetz* modificado o erro máximo foi de 13,2%.

7. CONCLUSÕES FINAIS E PERSPECTIVAS

O objetivo geral desta tese foi realizar estudos analíticos associados a análises experimentais tendo em vista o aprofundamento da compreensão do comportamento de aço para fins elétricos, no que diz respeito às perdas magnéticas, quando núcleos de dispositivos eletromagnéticos são alimentados sob regimes de tensões arbitrárias. Para tanto foi necessário desenvolver metodologias e ensaios experimentais adequados à investigação, bem como propor um novo modelo da perda por histerese. Conhecimentos foram gerados para o entendimento e avaliação da eficiência energética quando equipamentos eletromagnéticos são alimentados de maneira que produzam formas de onda de indução não sinusoidais acrescidas ou não com componente contínua.

Mostrou-se o desenvolvimento matemático de um modelo de previsão de perdas magnéticas proposto por BOGLIETTI, a partir do conhecimento das características de tensão e de parâmetros obtidos diretamente das perdas magnéticas para formas de onda sinusoidais. Esta modelagem foi explorada e observou-se que a componente de perda magnética dinâmica é fortemente influenciada pela forma de onda da tensão aplicada nos dispositivos eletromagnéticos devido à dependência da taxa de variação da indução $dB(t)/dt$. Nesta modelagem não está contemplada explicitamente o tipo de perda excedente, admitindo apenas o termo ao quadrado nas perdas dinâmicas (perdas por Foucault). Na análise experimental realizada neste trabalho, comparando os valores das perdas energéticas estimadas pelo modelo de BOGLIETTI com os valores obtidos experimentalmente, verificou-se que ocorrem diferenças. Por exemplo, a perda calculada com o modelo para a indução com forma de onda triangular ficou maior que a da parabólica, o que não condiz com o verificado experimentalmente. Além disso, na expressão geral de perdas, levando em conta estas duas formas de onda, a parcela perda por corrente de Foucault tem os coeficientes multiplicados por $4/3$ para as formas de onda de indução triangular e por $16/9$ para a parabólica, conferindo com os valores medidos. Assim, experimental e teoricamente a perda para a forma de onda parabólica é maior que a triangular, o que não se verifica utilizando a formulação de BOGLIETTI. Já nos seus resultados publicados, dependendo do material utilizado e da forma de onda de tensão de alimentação, os valores das perdas magnéticas medidas ficaram superiores em média de

5% a 15% em relação aos preditos. O mérito do modelo de BOGLIETTI reside principalmente na facilidade que projetistas de dispositivos eletromagnéticos possam ter na estimação, de maneira rápida e simples, das perdas magnéticas no ferro, conhecendo apenas as perdas magnéticas para o regime sinusoidal e também as características da forma de onda de tensão de alimentação.

Realizou-se também uma análise da definição de BOGLIETTI para o surgimento de laços menores no laço de histerese principal através da forma de onda de tensão de alimentação. Os laços menores ocorreram nas formas de onda de tensão estudadas *PWM* a dois níveis e em formas de onda sinusoidal adicionando harmônicos de terceira ordem com certa amplitude e defasagem. Desta maneira, verificou-se que os laços menores de histerese surgem sempre que o sinal da forma de onda da tensão arbitrária $v(t)$ é contrário ao da sua fundamental.

Foram feitas diversas análises das perdas magnéticas para formas de onda de tensão sinusoidal, retangular, triangular, *PWM* a dois e a três níveis. As formas de onda retangular, triangular e *PWM* a três níveis apresentaram, aproximadamente, as mesmas perdas por histerese e são similares àquelas relacionadas a uma tensão puramente sinusoidal. Observou-se também que as perdas por histerese em função do índice de modulação m são constantes para a tensão *PWM* a três níveis por causa da ausência de laços menores. Por outro lado, para a tensão *PWM* a dois níveis, onde há o surgimento de laços menores, e embora o laço de histerese principal seja similar àquele do caso sinusoidal, as perdas por histerese variam com a variação do índice de modulação, ou seja, aumentando com a diminuição do índice de modulação (os laços menores se tornam maiores com a diminuição de m).

O aumento das perdas por histerese (comparado àquele que resulta da tensão sinusoidal) ocorreu somente para *PWM* a dois níveis, porém, sob regime de operação retangular, triangular e *PWM* a três níveis, o aumento das perdas é similar ao das perdas sob alimentação sinusoidal. Os resultados experimentais mostram que o laço principal da histerese não depende da forma de onda da tensão aplicada, isto é, laços de histerese principais semelhantes podem ser obtidos com tensão arbitrária ou puramente sinusoidal.

Estudou-se a influência das formas de onda da tensão retangular e sinusoidal, impostas no secundário do quadro de *Epstein*, nas perdas em função do tamanho de grão do aço para fins elétrico. Para estas mencionadas formas de onda, as perdas por histerese diminuem com o aumento do tamanho de grão. Observou-se que as perdas para a forma de

onda de tensão retangular (forma de onda de indução triangular) são menores que as sinusoidais. Mas, com o aumento do tamanho de grão, a diferença das perdas relativa aos dois regimes também aumenta.

Desenvolveu-se uma metodologia experimental para o estudo do comportamento das perdas no ferro quando uma forma de onda alternada de indução é superposta a um nível contínuo. Nesta abordagem, sob este tipo de regime de indução, uma metodologia experimental, utilizada inicialmente, mostrou-se não eficiente. A nova metodologia experimental foi desenvolvida utilizando o programa *LabVIEW*, onde são geradas as formas de onda da indução desejada, que é imposta no transformador de *Epstein*. Com isso, conseguiu-se reduzir o tempo e a complexidade dos ensaios, melhorando a eficiência destes. Na metodologia proposta não é necessário acrescentar um enrolamento adicional para gerar a componente contínua. Os resultados obtidos foram coerentes, e proporcionou-se que estudos e análises experimentais de perda, sob este enfoque, pudessem ser realizados.

O aumento das perdas produzidas por um nível contínuo *DC* presente em uma forma de onda de indução alternada nos núcleos dos dispositivos eletromagnéticos pode ser interpretado como laços menores internos ao laço maior de histerese. Sob o ponto de vista da histerese, quando houver apenas um laço, o comportamento magnético do material corresponde a um laço menor de mesma excursão de indução numa posição deslocada em relação à origem. Constatou-se também que, quando as perdas sob regimes com conteúdo contínuo *P_{dc}* são normalizadas em função da perda por histerese, obtidas com a forma de onda de tensão puramente sinusoidal (*P_o*), as curvas são muito similares. Em razão disso, foi possível desenvolver um novo modelo para prever as perdas por histerese nos aços para fins elétricos utilizando apenas as perdas medidas sob regime sinusoidal com nível contínuo nulo. Nos resultados apresentados, erros entre os valores calculados pelo modelo proposto com os experimentais se dão, principalmente, devido a ruídos e/ou ao sistema de medidas (por exemplo, poucos pontos por período da formas de onda medidas, a não repetição exata das formas de onda impostas, assim por diante).

Uma das vantagens da metodologia experimental proposta na investigação da perda por histerese sob regimes com conteúdo contínuo é a simplificação do aparato da bancada em relação a outros trabalhos, não necessitando também do uso de fluxímetro. Outra vantagem relevante é que este estudo, com o modelo proposto, possibilita que usuários possam estimar as perdas sob este tipo de regime realizando apenas a caracterização do

material com os ensaios tradicionais com formas de onda sinusoidal centrada na origem. Isto é, não é necessário um sistema experimental complexo.

Os seguintes tópicos são propostos para a continuidade do trabalho:

a) Melhorar o sistema de medidas, de forma a diminuir os erros nos experimentos e poder realizar os mesmos estudos e análises utilizando outros dispositivos diferentes do quadro de *Epstein*, e também outros materiais como, por exemplo, os ferrites, muito utilizados na eletrônica de potência.

b) Implementação do novo modelo de estimação de perdas magnéticas sob regime de indução alternada sobreposta ao nível *DC* em programas de cálculo numérico (como por exemplo, método de elementos finitos para o cálculo de campos – *EFCAD/GRUCAD*).

c) Modelar, por exemplo, o transformador de corrente (*TC*) utilizado nos circuitos de proteção em sistemas de geração, transmissão e distribuição de energia elétrica e implementar o modelo em Registrador Digital de Perturbações (*RDP*) [65], com o objetivo de estimar o valor de indução magnética máximo na curva $B(t)$ por $H(t)$ na ocorrência de uma determinada falta (curto-circuito) no sistema elétrico.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] “The Electrical World 1893” – Vol.XXII. No. 9, 26 de Agosto, p. 147-191, Publicado pela Companhia W.J. Johnston, 1983, *Conferência Internacional sobre a Evolução e Aspectos Atuais da Máquina de Indução*, 8-9 Julho, Torino, Itália, 1986.
- [2] BASTOS, João Pedro Assumpção. *Eletromagnetismo para Engenharia: Estática e Quase Estática*. Florianópolis: Editora da UFSC, 2004.
- [3] BASAK, A.; HIGGS, C. R. G., *Flux Distribution in Three Phase Transformer Cores With Various T-Joint Geometries*. IEEE Trans. Magn., v. 18, n. 2, p. 670-673, 1982.
- [4] ENOKIZONO, M.; YUKI, K.; KANAO, S., *magnetic Field Analysis by Finite element Method Taking Rotational Hysteresis into Account*, IEEE Trans. On Magn., vol. 30, No. 5, pp. 3375-3378, September 1994.
- [5] ZHU, J. G.; RAMSDEN, V. S., *Improved Formulations for rotational core losses in rotating electrical machines*, IEEE Trans. On Magn., Vol. 34, No. 4, pp. 2234-2242, July 1998.
- [6] BERTOTTI, G., CANOVA, A., CHIAMPI, M., CHIARABAGLIO, D., FIORILLO, F., RIETTO, A.M., *Core Loss Prediction combining physical models with numerical field analysis*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 133, pp. 647-650, 1994.
- [7] BASAK, A.; ABDUL QADER, A. A., *Fundamental and Harmonic Flux Behavior in a 100kVA Distribution Transformer Core*, IEEE Trans. Magn., v. 19, n. 5, p. 2100-2102, 1983.
- [8] MOSES, A. J.; SHIRKOOHI, G. H., *Importance of Harmonic Phase Angle in Prediction of Iron Loss Under Distorted Magnetization*, Physica Scripta, v. 39, n. 17, p. 523 – 525, 1989.
- [9] BOGLIETTI, A., CAVAGNINO. A., LAZZARI. M. and PATORELLI, M., *Predicting Iron Losses in Soft Magnetic Materials With Arbitrary Voltage Supply: An Engineering Approach*, IEEE Trans. Magn., vol. 39, no. 2, March 2003.
- [10] ENOKIZONO, M., TAKESHIMA, Y., *Measuring Method of Magnetic Properties of Electrical Steel Sheets under DC-biased Magnetization with Flux Meter*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1999, pp. 196-197.
- [11] ASANO, TAKADA, S.; SASAKI, T. And OKAZAKI, Y., *Measuring Method Magnetic Properties Of Electrical Steel under DC-biased Magnetization*, Journal of Magnetism, 1997, pp. 25-29, MAG-97-89.
- [12] BATISTELA, Nelson Jhoe, *Caracterização e Modelagem Eletromagnética de Lâminas de Aço ao Silício*, Florianópolis, 2001. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica), Universidade Federal de Santa Catarina.

- [13] CAMPOS, M. F., TEIXEIRA, J. C., LANDGRAF, F. J. G., *The Optimum Grain Size For Minimizing Energy Losses In Iron*, J Magn Magn Mater, 301, pp. 94-99, 2006.
- [14] SIMÃO, C., CAMPOS, M. F., SADOWSKI, N., BATISTELA, N.J., LANDGRAF, F. J. G., *Analyzing Iron Losses In Electrical Steels With Different Grain Sizes Under Sinusoidal, Square And Two-Level PWM Voltage Waveforms*, Aceito para Publicação no Journal of Magnetism and Magnetic Materials, August 2007
- [15] SIMÃO, C., SADOWSKI, N., BATISTELA, J., BASTOS, P. A., *Analysis Of Magnetic Hysteresis Loops Under Sinusoidal And PWM Voltage Waveforms*, in PESC'05 IEEE - Power Electronics Specialist Conference. 2005 Recife, Brazil, June 2005, pp 1555 - 1559.
- [16] LANDGRAF, F.J.G., EMURA, M., TEIXEIRA, J.C., CAMPOS, M.F., MURANAKA, C.S., *Anisotropy Of The Magnetic Losses Components In Semi-Processed Electrical Steels*, J Magn Magn Mater 197: pp. 380-381, May 1999.
- [17] AMAR, M., *Caractérisation Et Prédiction Des Pertes Dans les Tôles Fer Silicium Soumises à Des Tensions Non-Sinusoidales*, Application au Cas de la MLI. Paris, 1994. Tese de doutorado - École Supérieure d'Électricité, Université Paris VI.
- [18] BERTOTTI, G., *Hysteresis In Magnetism For Physicists, Materials Scientists and Engineers*, San Diego: Academic Press, 1998.
- [19] WILLIAMS, H. J; BOSORTH, R. M., SHOCKLEY, W., *Magnetic Domain on Patterns Single Crystals Of Silicon Iron*, *Physical Review*, 75, p. 155-178, 1949.
- [20] LANCAROTTE, Marcelo Shiroma, *Metodologias de Previsão das Perdas Magnéticas nos Diversos Regimes de Magnetização*, São Paulo, 2004. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica), Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- [21] CULLITY, B. D., *Introduction To Magnetic Materials*, USA: Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
- [22] LITTMANN, M. F., *Iron And Silicon-iron Alloys*, IEEE Trans. Magn., v. MAG-7, n. 1, p. 48-60, 1971.
- [23] KRAUS, J. D; CARVER, K. P., *In Eletromagnetismo*, 2. Edição. Rio de Janeiro: Editora Guanabara Dois, 1978.
- [24] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L., *Ferromagnetic Hysteresis*, IEEE Trans. Magn., v. Mag-19 (Sept), p. 2183 – 2185, 1983.
- [25] WILLIAMS, H. J, SHOCKLEY, W; KITTEL, C., *Studies Of The Propagation Velocity Of A Ferromagnetic Domain Boundary*, Phys. Rev., v.80, n.6, p.1090-4, 1950.
- [26] BERTOTTI, G., *Space-Time Correlation Properties Of The Magnetization Process And Eddy Current Losses: Theory*, J. Appl. Phys. v. 54, n. 9, p. 5293 – 5305, 1983.
- [27] BERTOTTI, G., *Space-Time Correlation Properties Of The Magnetization Process And Eddy Current Losses: Applications I. Fine Wall Spacing*, J. Appl. Phys., v. 55, n. 12, pp. 4339 – 4355, 1984.

- [28] FIORILLO, F.; NOVIKOV, A., *An Improved Approach To Power Losses In Magnetic Laminations Under Nonsinusoidal Induction Waveform*. IEEE Transactions on Magnetism, vol. 26, n. 5, pp. 2904 – 2910, 1990.
- [29] FIORILLO, F., BARBISIO, E. and RAGUSA, C., *Measurement And Analysis Of Magnetic Power Losses With Non-Sinusoidal Induction And Minor Loops*, Instituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris, I-10135 Torino, Italy Dipartimento Ingegneria Elettrica Industriale, Politecnico di Torino, I-10129 Torino, Italy.
- [30] LAMMERANER, J.; STAFL, M., *Eddy Currents* English Edition First Published in 1966 by Iliffe Books Ltd., Dorset House, Stamford Street, London, S.E.I. in Co-edition with SNTL – Publishers of Technical Literature, Prague.
- [31] AMAR, M.; PROTAT, F., *A Simple Method For The Estimation Of Power Losses In Silicon Iron Sheets Under Alternating Pulse Voltage Excitation*, IEEE Transactions on Magnetics, v. 30, n. 2, p. 942-944, março. 1994.
- [32] NAKATA, T.; ISHIHARA, Y.; NAKANO, M., *Iron Losses Of Silicon Steel Core Produced By Distorted Flux*, Electrical Engineering in Japan, v. 90, n. 1, p. 10 – 20, 1970.
- [33] NEWBURY, R. A., *Prediction Of Loss In Silicon Steel From Distorted Waveforms*, IEEE Trans. Magn. v. 14, n. 4, p. 263 - 268, 1978.
- [34] NAKATA, T.; TAKAHASHI, N.; FUJIWARA, K.; NAKANO, M.; MATSUBARA, K., *Iron Losses Of Silicon Steel Under Square Wave Voltage Excitation*, Physica Scripta, v. 39, p. 645 – 647, 1989.
- [35] MOSES, A. J.; SHIRKOOHI, G. H., *Iron Loss In Non-Oriented Electrical Steels Under Distorted Flux Condition*, IEEE Trans. Magn. v. 23, n. 5, p. 3217 - 3220, 1987.
- [36] SADOWSKI, N; MAZENC, M. L. Relatório Interno. UFSC, GRUCAD. Florianópolis. 2003.
- [37] EFCAD, *Programa Para Simulação E Análise De Dispositivos Eletromagnéticos*, UFSC, GRUCAD. Florianópolis, 2001.
- [38] STEINMETZ, C. P., *On The Law Of Hysteresis*, AIEE Transactions, vol. 9, pp. 3-64, 1892.
- [39] PREISACH, F. *Über Die Magnetische Nachwirkung*, German: Zeitschrift für Physik, vol.94, p. 277-302, 1935.
- [40] BENABOU, A., *Contribution A La Caracterization Et A La Modélisation De Materiaux Magnétiques Em Vue D'une Implantation Dans Um Code De Calcul De Champ*, Lille, 2002. Thèse (Doctorat en Genié Eléctrique) – Université Lille I
- [41] LEITE, Jean Vianeí, *Contribuição À Modelagem Vetorial Da histerese Magnética*, Florianópolis, 2005. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina.
- [42] DEBRUYNE, H., CLÉNET, S., PIRIOU, F., *Characterization and Modeling Of Hysteresis Phenomenon, Mathematic and computers in simulation*, vol. 46, n. 3-4, pp 301-311, May 1998.
- [43] CLÉNET, S.; PIRIOU, F., *Identification De La Fonction d'Everet Pour Le Modèle De Preisach*, MGE 2000, pp .71-74, Lille, December 2000.

- [44] HAMADA, W. T., *Aplicação Do Modelo De Preisach Na Modelagem Da histerese Magnética*, Florianópolis, 2007. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina.
- [45] LAVERS, J.D.; BIRINGER, P.P.; HOLLITSCHER, H., *A Simple Method Of Estimating The Minor Loop Hysteresis Loss In Thin Laminations*, IEEE Transactions on Magnetics, v. 14, n. 5 (Sept), p.386 - 388, 1978.
- [46] ATALLAH, K., ZHU, Z.Q., HOWE, D., *The Prediction Of Iron Losses In Brushless Permanent Magnet DC Motors*, International Conference on Electrical Machines - ICEM (Proceeding), Manchester, 814 – 818, 1992.
- [47] ATALLAH, K., ZHU, Z.Q., HOWE, D., *An Improved Method For Predicting Iron Losses In Brushless Permanent Magnet DC Drivers*, IEEE Transactions on Magnetics, v. 28 , n. 5 (Sept), p. 2997 - 2300, 1992.
- [48] MUELLER, M.A., WILLIAMSON, S., FLACK, T.J., ATALLAH, K., BAHOLO, B., HOWE, D.; MELLOR, P.H., *Calculations Of Iron Losses From Time Step Finite Element Models Of Cage Induction Machines*, IEE Electrical Machines and Drives (Conf. Publication). n. 412 (Sept), p. 88 a 92, 1995.
- [49] LUZ, Mauricio Valencia Ferreira da, *Estudo e Desenvolvimento de um Método de Cálculo de Perdas Suplementares em Motores de Indução de Gaiola*, UFSC/SC, 1999. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica), Grucad.
- [50] YANASE, S.; OKAZAKI, Y.; ASANO, T., *AC Magnetic Of Electrical Steel Core Under DC-Biased Magnetization*, Journal of Magnetism and Materials v.215, p.156-158, 2000.
- [51] LANCAROTTE, Marcelo Shiroma, *Metodologias De Previsão Das Perdas Magnéticas Nos Diversos Regimes De Magnetização*, São Paulo, 2004. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica), Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- [52] LANCAROTTE, M. S, GOLDEMBERG, C., PENTEADO, A. A., *Estimation Of FeSi Core Losses Under PWM Or Bias Ripple Voltage Excitations*, IEEE Transactions on Energy Conversion, v.20, no.2, 2005.
- [53] National Instruments Corporation, *LabVIEW – User Manual*. V. 5.0.1, Janeiro 1998.
- [54] *LabVIEW.EXE, Programa Para Bancos De Ensaio Com Instrumentos Virtuais*. National Instruments Corporation, Versão 7.1, 2004.
- [55] SADOWSKI, N., *Material Interno Ao Grucad*.
- [56] TANAKA, T., YASHIKI, H., TAKADA, S., SASAKI, T., *J Magn Magn Mater*, vol. 133, pp. 201-204. 1994
- [57] BRIX, W., *Measurements Of The Rotational Power Loss In 3% Silicon-Iron At Various Frequencies Using A Torque-Magnetometer*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, V. 26, p. 193-195, 1982.
- [58] GRAHAM JR.,C. D.; TAN, K.S.; DATTA, A.; FLANDERS, P. J., *Rotational Loss In Thin Gage Soft Magnetic Materials*, IEEE Transactions on Magnetics, v. 6, p. 193-195, setembro,1982.

- [59] MOSES, A. J., ANAYI, F., LEICHT, J., *Analysis Of Magnetic Properties Of Electrical Steels In Stator Cores Of Inverter Fed Motors*, Procedures of 7th Int Workshop on 1 and 2 dimensional magnetic measurement and testing, PTB-E-81 (2003) 37-45 ISSN 0179-0595.
- [60] TAKADA, S., YASUDA, T., SASAKI, T., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, pp. 157-158 (1996) 455.
- [61] SIMÃO, C., CAMPOS, M. F., SADOWSKI, N., BATISTELA, N.J., LANDGRAF, F. J. G., *Analyzing Iron Losses In Electrical Steels With Different Grain Sizes Under Sinusoidal, Square And Two-Level PWM Voltage Waveforms*, VIII Latin American Workshop on Magnetism, Magnetic Materials and their Applications, 2007.
- [62] CHAPMAN, S. J., *Electric Machinery Fundamentals*, 4th ed., 2005.
- [63] AMAR, M., KACZMAREK, R., PROTAT, F., *Magnetic Losses In PWM Voltage Excitation Schemes*, in Conf. Rec. ICEM'94, Paris France, Sept. 1994, pp. 536-541.
- [64] ACESITA S.A., *Aços Siliciosos. Catálogo De Fabricante*, www.acesita.com.br
- [65] RPIV-R4, *Registrador Digital De Perturbações*, Manual de Referência, www.reason.com.br
- [66] TAKAHASHI, N., *Notes Of Short Course On Material Modeling And Measurement - Analysis Of Flux Distribution In Grain Oriented Silicon Steel*, São Paulo Oct. 28 1998, Okayama University, Japan.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)