

UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
ESCOLA DE ENGENHARIA ELÉTRICA, MECÂNICA E DE COMPUTAÇÃO

MATHEUS LEVI PARANAGUÁ PINHEIRO

**Caracterização e Modelagem da Histerese e das Perdas
Magnéticas em Aços Elétricos Através do SCaMMa**

Goiânia
2016

TERMO DE CIÊNCIA E DE AUTORIZAÇÃO PARA DISPONIBILIZAR AS TESES E DISSERTAÇÕES ELETRÔNICAS NA BIBLIOTECA DIGITAL DA UFG

Na qualidade de titular dos direitos de autor, autorizo a Universidade Federal de Goiás (UFG) a disponibilizar, gratuitamente, por meio da Biblioteca Digital de Teses e Dissertações (BDTD/UFG), regulamentada pela Resolução CEPEC nº 832/2007, sem ressarcimento dos direitos autorais, de acordo com a Lei nº 9610/98, o documento conforme permissões assinaladas abaixo, para fins de leitura, impressão e/ou download, a título de divulgação da produção científica brasileira, a partir desta data.

1. Identificação do material bibliográfico: ☒ Dissertação ☐ Tese

2. Identificação da Tese ou Dissertação

Nome completo do autor: Matheus Levi Paranaguá Pinheiro

Título do trabalho: Caracterização e Modelagem da Histerese e das Perdas Magnéticas em Aços Elétricos Através do SCA_{MM}

3. Informações de acesso ao documento:

Concorda com a liberação total do documento ☒ SIM ☐ NÃO¹

Havendo concordância com a disponibilização eletrônica, torna-se imprescindível o envio do(s) arquivo(s) em formato digital PDF da tese ou dissertação.

Matheus Levi P. Pinheiro
Assinatura do (a) autor (a)

Data: 16 / 11 / 2016

¹ Neste caso o documento será embargado por até um ano a partir da data de defesa. A extensão deste prazo suscita justificativa junto à coordenação do curso. Os dados do documento não serão disponibilizados durante o período de embargo.

MATHEUS LEVI PARANAGUÁ PINHEIRO

**Caracterização e Modelagem da Histerese e das Perdas
Magnéticas em Aços Elétricos Através do SCaMMA**

Dissertação apresentada à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e de Computação, da Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação da Universidade Federal de Goiás, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica e de Computação.

**Área de concentração: Sistemas Eletroeletrônicos.
Orientador: Prof. Dr. Adalberto José Batista.**

Goiânia
2016

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do
Programa de Geração Automática do Sistema de Bibliotecas da UFG.

Paranaguá Pinheiro, Matheus Levi
Caracterização e Modelagem da Histerese e das Perdas
Magnéticas em Aços Elétricos Através do SCaMMA [manuscrito] /
Matheus Levi Paranaguá Pinheiro. - 2016.
206 f.

Orientador: Prof. Dr. Adalberto José Batista.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Goiás, Escola
de Engenharia Elétrica (EEEC), Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica e de Computação, Goiânia, 2016.

Bibliografia.

Inclui siglas, abreviaturas.

1. Aços elétricos. 2. Caracterização magnética. 3. Histerese
magnética. 4. Materiais magnéticos moles. 5. Perdas magnéticas. I.
José Batista, Adalberto, orient. II. Título.

CDU 621.3



Ata de Dissertação de Mestrado

Ata da sessão de julgamento da Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Computação, área de concentração Engenharia Elétrica, do candidato **Matheus Levi Paranaguá Pinheiro**, realizada em 26 de outubro de 2016.

Aos vinte e seis dias do mês de outubro de dois mil e dezesseis, às 08:30 horas, na sala Caryocar Brasiliensis, bloco "A" da Escola de Engenharia Elétrica e de Computação (EMC), Universidade Federal de Goiás (UFG), reuniram-se os seguintes membros da Comissão Examinadora designada pela Coordenadoria do Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e de Computação: Os Doutores Adalberto José Batista – Orientador (EMC/UFG), Benedito Antônio Luciano – UFGG, José Luis Domingos – IFG, Leonardo da Cunha Brito – EMC/UFG e Wander Gonçalves da Silva – EMC/UFG, para julgar a Dissertação de Mestrado de **Matheus Levi Paranaguá Pinheiro**, intitulada "Caracterização e Modelagem da Histerese e das Perdas Magnéticas em Aços Elétricos Através do SCaMMa", apresentada pelo Candidato como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre, em conformidade com a regulamentação em vigor. O Professor Doutor Adalberto José Batista, Presidente da Comissão, abriu a sessão e apresentou o candidato que discorreu sobre seu trabalho, após o que, foi argüido pelos membros da Comissão na seguinte ordem: Benedito Antônio Luciano, José Luis Domingos, Leonardo da Cunha Brito e Wander Gonçalves da Silva. A parte pública da sessão foi então encerrada e a Comissão Examinadora reuniu-se em sessão reservada para deliberar. A Comissão julgou então que o Candidato, tendo demonstrado conhecimento suficiente, capacidade de sistematização e argumentação sobre o tema de sua Dissertação, foi considerado **aprovado** e deve satisfazer as exigências listadas na Folha de Modificação de Dissertação de Mestrado, em anexo a esta Ata, no prazo máximo de 60 dias, ficando o professor orientador responsável por atestar o cumprimento dessas exigências. Os membros da Comissão Examinadora descreveram as justificativas para tal avaliação em suas respectivas Folhas de Avaliação, anexas a esta Ata. Nada mais havendo a tratar, o presidente da Comissão declarou encerrada a sessão. Nos termos do Regulamento Geral dos Cursos de Pós-graduação desta Universidade, a presente Ata foi lavrada, lida e, julgada conforme, segue assinada pelos membros da Comissão supracitados e pelo Candidato. Goiânia, 26 de outubro de 2016.

Comissão Examinadora Designada:

Adalberto José Batista
Adalberto José Batista – Orientador (EMC/UFG) (Avaliação: Aprovado)

Benedito Antônio Luciano
Benedito Antônio Luciano – UFGG (Avaliação: APROVADO)

José Luis Domingos
José Luis Domingos – IFG (Avaliação: APROVADO)

Leonardo da Cunha Brito
Leonardo da Cunha Brito – EMC/UFG (Avaliação: Aprovado)

Wander Gonçalves da Silva
Wander Gonçalves da Silva – EMC/UFG (Avaliação: Aprovado)

Candidato:

Matheus Levi P. Pinheiro
Matheus Levi Paranaguá Pinheiro

Agradecimentos

Em primeiro lugar, dou graças a Deus, o Criador, por ter me concedido saúde, força e sabedoria no decorrer da elaboração deste trabalho.

Estendo a minha gratidão à minha família, pois nunca faltaram com o apoio necessário, sempre me impulsionando a ir mais além.

Não poderia deixar de agradecer ao Prof. Adalberto José Batista, primeiramente pela oportunidade de estágio no LAMCE e de realização, sob sua orientação, de meu Projeto Final de Curso, cujo tema motivou-me a prosseguir meus estudos em nível de pós-graduação. Ademais, agradeço-lhe pela extrema atenção, zelo e profissionalismo com que me orientou no decorrer deste projeto.

Agradeço à banca examinadora, composta pelos professores doutores Leonardo da Cunha Brito, Wander Gonçalves da Silva, Benedito Antonio Luciano e José Luis Domingos, pela atenção entregue na leitura e revisão deste trabalho.

Agradeço à CAPES pela concessão da bolsa de estudos que recebi durante a realização do mestrado. Ao CNPq pelo financiamento do projeto (Proc. no 471504/2012-2), no contexto do qual esta dissertação foi desenvolvida.

Dedico este trabalho a todos aqueles que sempre acreditaram em mim.

Muito obrigado!

Resumo

Apresenta-se inicialmente neste trabalho o desenvolvimento e a implementação de uma nova metodologia para controlar a forma de onda da indução magnética, a qual foi inserida no sistema de medição automatizado para a caracterização de materiais magnéticos moles, denominado SCaMMA. Na sequência, apresentam-se estudos relativos à histerese magnética e às perdas magnéticas que ocorrem nesses materiais, especialmente os aços para fins elétricos. A histerese magnética em aços para fins elétricos foi abordada através da versão inversa do modelo clássico de Jiles–Atherton e através de uma versão modificada, encontrada na literatura, desse mesmo modelo. Em relação à determinação dos parâmetros desse modelo, são abordadas a teoria e a implementação computacional do método heurístico conhecido como “Algoritmo do Embaralhamento dos Sapos Saltitantes” (tradução livre de *Shuffled Frog Leaping Algorithm (SFLA)*). Nesse contexto, pôde-se investigar duas deficiências do modelo de Jiles–Atherton: modelagem dos laços de histerese ditos internos e modelagem dos laços de histerese menores. No estudo das perdas magnéticas em aços elétricos, empregou-se o modelo de Bertotti, o qual estabelece a divisão das perdas magnéticas totais em três componentes independentes: perdas por histerese, perdas clássicas e perdas em excesso. Foram investigadas duas versões desse modelo, os modelos denominados B1 e B2, nos quais as perdas por histerese são modeladas respectivamente através do modelo de Steinmetz e da teoria de subdivisão destas perdas em duas outras: perdas por histerese em altas e em baixas induções. Diante de alguns insucessos, optou-se por uma nova abordagem desse assunto, fazendo uma revisão do cálculo dos coeficientes relacionados à perda clássica e à perda em excesso desses modelos. Essa revisão se mostrou bastante efetiva, no sentido de que a partir de então, os modelos de previsão de perdas possibilitaram a obtenção de resultados mais exatos.

Palavras-chave: aços elétricos, caracterização magnética, histerese magnética, materiais magnéticos moles, método heurístico, perdas magnéticas.

Abstract

Initially in this work, are presented the development and implementation of a new methodology to control the magnetic induction waveform, which was inserted into the automated measurement system for the characterization of soft magnetic materials, called SCaMMa. In the sequence, studies related to the magnetic hysteresis and to the magnetic losses, especially in silicon steels, are presented. The magnetic hysteresis in silicon steels has been analysed through the inverse version of the Jiles–Atherton classical model and through a modified one found in the literature. Concerning the determination of its parameters, the theory and the computational implementation of the heuristic method known as “Shuffled Frog Leaping Algorithm (SFLA)” have been addressed. Within this context, it was possible to investigate two drawbacks of the Jiles–Atherton model: i) the modeling of the so-called inner loops; and ii) the modeling of the minor loops. In the study of the magnetic losses in silicon steels, it was employed in this work the Bertotti’s model, which establishes the total magnetic losses division in three independent components: hysteresis losses, classical losses, and excess losses. It was investigated two versions of this model, so-called B1 and B2, in which the magnetic hysteresis losses are modeled respectively through the Steinmetz’s model and through the theory of two-portion hysteresis losses subdivision: the one so-called high induction hysteresis losses, and the other, low induction hysteresis losses. Due to some failures, a new approach was chosen reviewing two of the model coefficients calculation: the one related to the classic loss, and the other related to the excess loss. After this reviewing, the magnetic loss models could present predictions that are more exact.

Index of terms: heuristic method, magnetic characterization, magnetic hysteresis, magnetic losses, silicon steels, soft magnetic materials.

Lista de Abreviaturas e Siglas

CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
cc	corrente contínua
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
DCU	Dispositivo de Ensaio à Chapa Única
DFT	Discrete Fourier Transform
EMC	Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação
FFT	Fast Fourier Transform
GNO	Grão Não Orientado
GO	Grão Orientado
GPIB	General Purpose Interface Bus
IPT	Instituto de Pesquisas Tecnológicas
IV	Instrumento Virtual
JA	Modelo de Histerese Escalar Clássico de Jiles–Atherton
JA ⁻¹	Modelo de Histerese Escalar Clássico de Jiles–Atherton Inverso
LabVIEW	Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench
LAMCE	Laboratório de Materiais e Componentes Elétricos
MATLAB	Matrix Laboratory
MEF	Método dos Elementos Finitos
MSE	Mean Squared Error
PWM	Pulse Width Modulation
SCaMMa	Sistema de Medição Automatizado para Caracterização de Materiais Magnéticos Moles
SCR	Sensor de Corrente Resistivo
SFLA	Shuffled Frog Leaping Algorithm
SST	Single Sheet Testers
THE, TH	Transdutor de Histerese Escalar
THV	Transdutor de Histerese Vetorial
UFG	Universidade Federal de Goiás
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina
USP	Universidade de São Paulo

Sumário

1	Introdução geral.....	1
1.1	Contextualização	1
1.2	Motivação	6
1.3	Objetivos	12
1.4	Estruturação	13
2	Algoritmos para o controle da forma de onda da indução magnética no SCaMMa.....	15
2.1	Introdução	15
2.2	O SCaMMa.....	15
2.3	Implementação do algoritmo de controle de forma de onda descrito em [48]	20
2.4	Implementação do algoritmo de controle de forma de onda descrito em [96]	28
2.4.1	Problemas com a equação original do controlador proporcional	30
2.4.2	Transformada rápida de Fourier e adaptações no controlador de fases	35
2.4.3	Resultados obtidos através do Controle Novo 1.....	39
2.5	Implementação do Controle Novo 2.....	43
2.5.1	Resultados obtidos através da configuração 2.3 do Controle Novo 2	45
2.6	Modificações na aquisição de sinais	50
2.7	Modificações no “gatilhamento dinâmico”	59
2.8	Resultados adicionais.....	62
3	Modelos de Jiles–Atherton e algoritmos relacionados aos mesmos	67
3.1	Introdução	67
3.2	O modelo clássico de Jiles–Atherton	67
3.3	Algoritmos numéricos para identificação dos cinco parâmetros dos modelos JA e JA ⁻¹	72
3.4	O algoritmo do embaralhamento dos sapos saltitantes	86
3.4.1	Resultados obtidos através do SFLA implementado para determinação dos parâmetros do modelo JA.....	89

3.5	O modelo modificado de Jiles–Atherton proposto em [23].....	90
3.5.1	O <i>SFLA</i> aplicado à determinação dos parâmetros do modelo JA ⁻¹ modificado	91
3.6	Sobre a validação do algoritmo <i>SFLA</i> implementado	100
4	Validação de modelos de Jiles–Atherton e de algoritmos para a obtenção de seus parâmetros	102
4.1	Introdução.....	102
4.2	Validação do modelo clássico de Jiles-Atherton	102
4.2.1	Validação da metodologia de modelagem dos laços internos proposta em [114]	109
4.3	Validação do modelo modificado de Jiles-Atherton proposto em [23] para a modelagem dos laços internos	117
4.4	Validação do modelo modificado de Jiles–Atherton proposto em [23] para a modelagem dos laços menores	125
4.4.1	Onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo: caso 1	129
4.4.2	Onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo: caso 2	136
4.4.3	Onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo: caso 3	142
4.4.4	Sobre a modelagem dos laços de histerese com laços menores gerados por ondas de tensão quadradas com um pulso em cada semiciclo	146
4.4.5	Onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1	149
4.4.6	Onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2	155
4.4.7	Onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 3	161
5	Modelos de perdas magnéticas e algoritmos para a obtenção de seus parâmetros	164
5.1	Introdução.....	164
5.2	O modelo de perdas magnéticas de Bertotti	164
5.2.1	O modelo de perdas magnéticas de Bertotti aplicado a formas de onda de indução dos tipos senoidal e trapezoidal	166
5.3	O modelo B1	168
5.3.1	Validação do <i>SFLA</i> adaptado à busca dos parâmetros do modelo B1	170
5.3.2	Limitação do modelo B1.....	175
5.4	O modelo B2.....	177

5.5	Análise das demais parcelas utilizadas tanto no modelo B1 quanto no modelo B2	188
6	Conclusão geral.....	196
	Referências	199

1 Introdução geral

1.1 Contextualização

Os fenômenos e os materiais magnéticos têm sido estudados desde a antiguidade e ainda continuam a receber a atenção dos pesquisadores [1]. Desde o primeiro uso destes materiais para propósitos específicos até o entendimento da origem dos fenômenos associados aos mesmos, se passaram quase quatro mil anos (i.e., desde 2000 a.C. até 1927 d.C.). De fato, o atual entendimento físico da origem destes fenômenos, em termos de mecânica quântica (i.e., de forças de troca) e de relatividade (i.e., de spin do elétron), foi consagrado na 5ª Conferência de Solvay, a qual ocorreu em 1927 em Bruxelas.

Dentre os fenômenos magnéticos, destaca-se a histerese. A palavra histerese (do grego “ύστέρησις”) significa “retardo” ou “atraso”, ou seja, trata-se de um fenômeno em que o efeito atrasa-se em relação à sua causa. Em 1880, o físico italiano Augusto Righi (1850 – 1920) descobriu e descreveu este fenômeno, o qual passou a ser conhecido mais tarde como histerese magnética. Em 1881, o físico escocês James Alfred Ewing (1855 – 1935) introduziu a denominação de histerese magnética a fenômenos de atraso em seus estudos sobre o efeito termoeletrico. Neste mesmo ano, o físico alemão Emil Gabriel Warburg (1846 – 1931) descobriu, de forma independente, este mesmo fenômeno.

Por sua vez, as perdas magnéticas, em função de seu impacto na eficiência energética de componentes e equipamentos elétricos nos quais são empregados materiais magnéticos, também têm sido objeto de estudo há muito tempo. Em 1892, o matemático e engenheiro electricista Charles Proteus Steinmetz (pseudônimo de Karl August Rudolf Steinmetz, 1865 – 1923) publicou o que seria o primeiro modelo da perda magnética total [2], o qual foi denominado à época de modelo de perdas por histerese. Em 1924, H. Jordan propôs a separação da perda magnética total em três parcelas distintas, quais sejam: a perda por histerese, a perda por correntes circulantes e a perda em excesso (ou anômala) [3]. Desde então, vários trabalhos importantes têm sido publicados na área de modelagem das perdas magnéticas, dentre os quais se destacam aqueles descritos em [4 – 7].

Quase sempre o fenômeno de histerese é descrito por meio da formação dos respectivos laços, denominados laços de histerese. Esta forma de descrever este fenômeno pode criar a impressão de que a formação de laços seja a essência da histerese, o que não é verdade. Assim, é necessário definir este fenômeno de maneira rigorosa e generalizada [8]. A definição de

histerese apresentada na sequência é válida independentemente do campo de aplicação, pois, além da histerese magnética, existem ainda as histereses ferroelétrica, mecânica, de supercondutividade, de absorção, de feixe de elétrons, econômica etc. Para tanto, considere o transdutor mostrado na Fig. 1, o qual apresenta a resposta $f(t)$ para a entrada $u(t)$. Este transdutor será utilizado para apresentar a definição de histerese escalar.

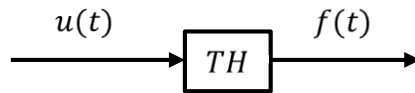


Figura 1 – Transdutor de histerese.

Este transdutor é chamado de Transdutor de Histerese Escalar (THE ou simplesmente TH) se a relação entre $f(t)$ e $u(t)$ é uma não linearidade multiramo, na qual as transições de ramo para ramo ocorrem após a entrada atingir seus valores extremos (positivos ou negativos) [8]. Um exemplo de não linearidade multiramo é mostrado na Fig. 2. Neste caso, existem cinco ramos, quais sejam: $a - b$, $b - c$, $c - d$, $d - e$, e $e - f$.

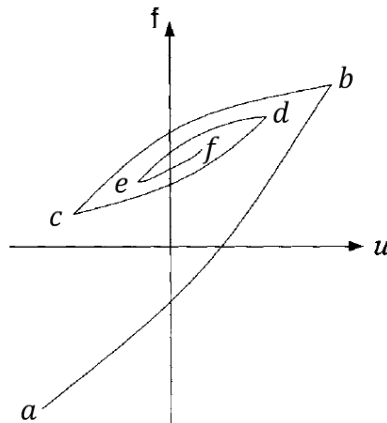


Figura 2 – Exemplo de não linearidade multiramo.

Diz-se que uma não linearidade multiramo é independente da taxa (i.e., das derivadas dos campos em relação ao tempo no caso de histerese magnética) quando seus ramos são determinados somente pelos valores extremos passados da entrada, ou seja, quando estes independem do modo de variação da entrada entre seus extremos consecutivos. Assim, quando a não linearidade multiramo é independente da taxa, tem-se a mesma relação entre $f(t)$ e $u(t)$ para duas ou mais entradas distintas, porém com os mesmos valores extremos, desde que o estado inicial do TH seja o mesmo. A definição da histerese magnética como sendo independente da taxa é uma aproximação para uma temperatura igual ao zero absoluto [9].

Esta definição de histerese, utilizando um TH, enfatiza que a essência do fenômeno de histerese é a não linearidade multiramo dependente da história (i.e., com memória), enquanto

que, a formação de laços é um caso particular (de extrema relevância) em que a entrada varia apenas entre dois valores extremos consecutivos.

Todas as não linearidades de histerese independentes da taxa caem em duas classificações gerais: (a) não linearidades de histerese com memórias locais; e (b) não linearidades de histerese com memórias não locais.

As não linearidades de histerese com memórias locais são caracterizadas pela seguinte propriedade: cada ponto alcançável no plano $f \times u$ corresponde a um estado definido do TH e este estado predetermina o comportamento do TH de um único modo para valores crescentes de $u(t)$ e de um único modo para valores decrescentes de $u(t)$. Em outras palavras, a partir de qualquer ponto alcançável no plano $f \times u$ podem existir apenas duas curvas para representar o comportamento futuro do TH com memória local. Isto está ilustrado na Fig. 3.

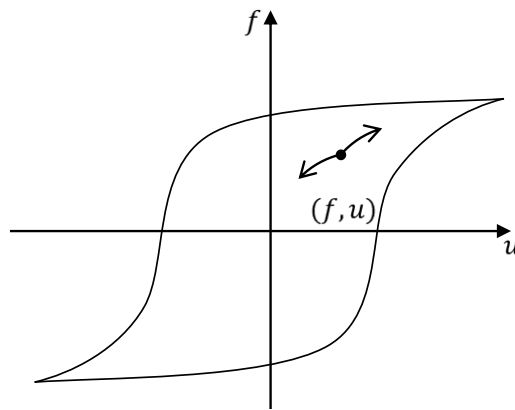


Figura 3 – Não linearidade de histerese com memória local.

Nota-se, portanto, que o papel da história neste caso é o de selecionar o estado do TH e que o comportamento futuro deste depende apenas do estado selecionado, não mais da história passada.

Isto não é verdade para não linearidades de histerese com memórias não locais, pois, neste caso, a partir de qualquer ponto alcançável no plano $f \times u$ existe uma infinidade de curvas que podem representar o comportamento futuro do TH. Cada uma destas curvas depende da particular sequência passada de extremos da entrada, como mostra a Fig. 4.

O estudo de TH com memórias não locais requer modelos de histerese que possam detectar e acumular a particular sequência passada de extremos da entrada e escolher a ramificação apropriada.

Apresenta-se a seguir a definição de histerese vetorial. Para tanto, considere o Transdutor de Histerese Vetorial (THV) mostrado na Fig. 5, o qual apresenta um vetor resposta $\mathbf{f}(t)$ para um vetor entrada $\mathbf{u}(t)$. Os casos onde estes vetores são bi ou tridimensionais são os mais relevantes do ponto de vista prático.

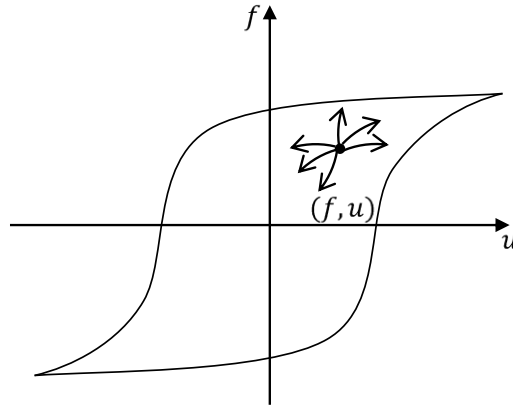


Figura 4 – Não linearidade de histerese com memória não local.

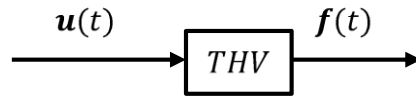


Figura 5 – Transdutor de histerese vetorial.

No caso de histerese vetorial não existem evidências experimentais de que apenas o estado inicial e os extremos da entrada afetem os estados futuros, como ocorre com a histerese escalar independente da taxa.

Considere a curva L mostrada na Fig. 6, a qual representa o comportamento do vetor entrada, num dado sistema de referência, no espaço bi ou tridimensional.

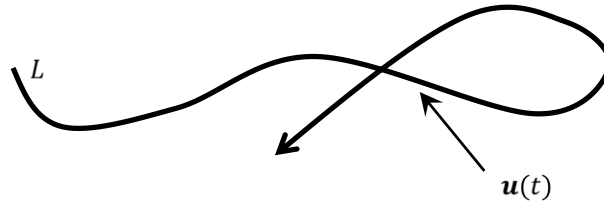


Figura 6 – Representação do vetor entrada $u(t)$ no espaço.

A histerese vetorial independente da taxa pode ser definida como uma não linearidade vetorial com a propriedade de que a forma da curva L e a direção de seu traçado podem afetar o vetor resposta, mas não a velocidade com que este traçado ocorre.

A histerese escalar independente da taxa pode ser definida como um caso particular da histerese vetorial independente da taxa em que a curva L está contida numa única direção (i.e., num espaço unidimensional).

Para o propósito de modelagem da histerese magnética escalar independente da taxa, a caracterização deve ser feita numa condição tal que as derivadas em relação ao tempo da indução magnética, $B(t)$, da polarização magnética, $J(t)$, ou da magnetização, $M(t)$, sejam

desprezíveis. Um laço de histerese assim obtido é um caso particular do respectivo laço $B \times H$, $J \times H$ ou $M \times H$, sendo $H(t)$ o campo magnético, pois ele é obtido numa condição estática ou quase estática, ou seja, em corrente contínua (cc) ou numa frequência onde as perdas dinâmicas (i.e., as perdas por correntes circulantes e em excesso) são desprezíveis. Logo, somente sob tal condição a perda por histerese magnética coincide com a perda magnética total.

Se existisse um modelo geral de histerese que fosse aplicável a qualquer material ferromagnético sob quaisquer condições de excitação e de temperatura, então as perdas magnéticas por histerese e total poderiam ser calculadas a partir das áreas dos respectivos laços gerados pelos modelos, estático e dinâmico, $B \times H$, $J \times H$ ou $M \times H$. Todavia, este modelo ainda não existe, nem mesmo para a histerese independente da taxa, e mesmo se existisse, não seria analítico e dependeria de dados advindos da caracterização do material sob as condições de excitação e de temperatura desejados. O modelo, não sendo analítico, implica a impossibilidade de se verificar de imediato as influências das referidas condições e das características da amostra nas perdas. A ideia de abordar o problema das perdas sem passar pelos detalhes do processo de magnetização é de interesse, e se justifica, principalmente para aplicações em engenharia. De fato, os fenômenos magnéticos microscópicos, tais como os saltos de Barkhausen e as correntes induzidas, ocorrem em escalas de espaço e tempo aleatoriamente distribuídas, de modo que as perdas resultam de uma média estatística dos efeitos destes fenômenos. Assim, ao invés de abordar as perdas magnéticas através desta média estatística, prefere-se fazê-lo através do método de separação de perdas [10]. Portanto, é relevante que se tenha acesso a um modelo de histerese que permita determinar a parcela denominada de perdas por histerese.

As perdas por histerese se devem aos saltos espontâneos de Barkhausen, os quais geram correntes circulantes em torno dos denominados pontos de ancoragem das paredes de domínios [9]. A energia dissipada a cada ciclo, por unidade de volume, devido às perdas por histerese iguala-se à área do laço de histerese quase estático, obtido em frequências tão baixas quanto possível (e.g., 1 Hz no caso de aços para fins elétricos ou simplesmente aços elétricos).

As perdas por correntes circulantes se devem às correntes induzidas no material magnético em resposta a um campo magnético aplicado variável no tempo. Estas perdas dependem da geometria da amostra, pois as correntes induzidas não são determinadas apenas pelas propriedades locais do material, mas também pelas condições de contorno envolvidas na obtenção delas através das equações de Maxwell.

As perdas em excesso se devem às correntes circulantes induzidas no material magnético em resposta à movimentação das paredes de domínio e à rotação destes.

Percebe-se, portanto, que a separação das perdas é de extrema relevância, pois ela permite tratar separadamente os mecanismos de perdas ocorrendo em diferentes escalas de espaço e tempo, como se eles fossem independentes. Da mesma forma, se existisse um modelo geral de perdas, que fosse aplicável a qualquer material ferromagnético sob quaisquer condições de excitação e de temperatura, então estas perdas poderiam ser calculadas. Todavia, este modelo ainda não existe e, mesmo se existisse, dependeria de dados advindos da caracterização do material sob as condições de excitação e de temperatura desejados.

1.2 Motivação

O conhecimento detalhado das características de materiais magnéticos é de fundamental importância para o projeto dos componentes e equipamentos elétricos que fazem uso dos mesmos, em especial quando se deseja otimizá-los em termos de eficiência energética, volume, massa etc. Todavia, os fabricantes destes materiais não disponibilizam suas características de forma generalizada, isto é, em forma de gráficos e modelos matemáticos onde possam ser identificados, por exemplo, os efeitos da temperatura e da forma de onda da indução magnética, incluindo-se sua amplitude e frequência. De fato, apesar da atual e crescente diversidade de aplicações onde componentes e equipamentos elétricos estão submetidos a excitações não senoidais, os fabricantes dos materiais magnéticos empregados nos mesmos, incluindo-se os aços elétricos, não têm fornecido estas características generalizadas nem mesmo para indução magnética senoidal. Comumente, tais fabricantes fornecem apenas valores particulares da perda magnética total sob excitação senoidal e da curva de magnetização inicial sob temperatura ambiente e não especificam as reais condições de ensaio (e.g., a qualidade do controle da forma de onda de indução magnética e da temperatura). Estes aspectos constituem, portanto, fatores limitantes para que o projeto destes componentes e equipamentos seja otimizado.

Ao longo do restante do texto serão usadas as nomenclaturas: laço principal, laço externo, laço interno, e laço menor. No contexto deste trabalho, os três primeiros são sempre simétricos, enquanto que o último é sempre assimétrico. Na Fig. 7, são apresentados exemplos destes tipos de laços. O laço principal é aquele em que o valor de pico da indução iguale-se ao respectivo valor calculado para a magnetização de saturação. O laço principal é um caso particular de um laço externo, pois um laço externo é aquele em que o valor de pico da indu-

ção é menor ou igual àquele calculado para a magnetização de saturação. Um laço interno é um laço em que o valor de pico da indução é menor do que aquele do laço externo que o contém. Por sua vez, um laço menor é um laço assimétrico interno ao laço externo que o contém. Laços menores surgem quando há seguidas mudanças no sinal da taxa de variação da forma de onda da indução magnética, de tal maneira que em sua forma de onda surjam mínimos locais.

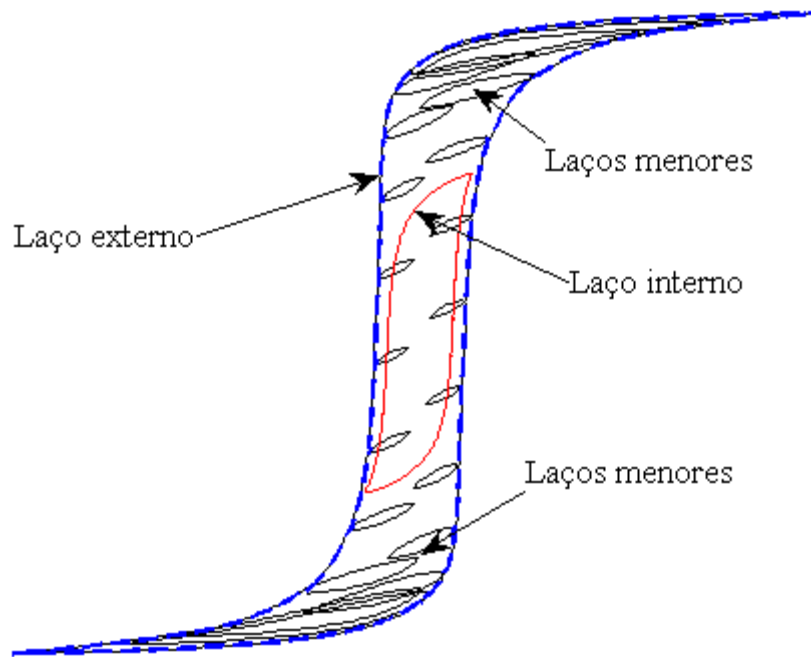


Figura 7 – Apresentação das nomenclaturas dos laços utilizadas ao longo do texto.

As ferramentas computacionais empregadas para o projeto de componentes e equipamentos elétricos tem alcançado um enorme progresso nos últimos anos. A solução das equações de Maxwell por meio do Método dos Elementos Finitos (MEF) tornou-se o procedimento padrão das ferramentas voltadas ao cálculo de campos eletromagnéticos. Os atuais programas de cálculo de campos eletromagnéticos podem representar as complicadas geometrias de componentes e equipamentos reais de maneira bastante realística. Porém, poucos programas comerciais deste tipo incluem a modelagem da histerese magnética [11], enquanto que outros poucos permitem calcular as perdas magnéticas, inclusive utilizando-se de modelos baseados em separação de perdas [12, 13], mas não incluem modelos de histerese magnética.

Muitos esforços têm sido feitos a fim de obter um modelo de histerese magnética que se ajuste a dados experimentais obtidos sob as condições de excitação comumente encontradas na prática. Dentre os vários modelos que têm sido propostos, apenas alguns têm obtido sucesso (i.e., aceitação por parte dos pesquisadores, mas não porque sejam modelos perfeitos). Estes incluem os modelos de Preisach [14] e de Jiles–Atherton [15 – 20].

Os modelos de histerese magnética existentes possuem diferentes limitações e escalas de interesse (i.e., os cálculos podem envolver desde momentos magnéticos discretos até o material como um todo) e melhorias têm sido propostas em modelos de sucesso a fim reduzir suas limitações.

Os modelos de histerese originais de Jiles–Atherton e de Preisach são comumente denominados “modelos clássicos”. Tendo em vista as limitações dos mesmos em representar adequadamente os diversos fenômenos envolvidos, modificações têm sido propostas para eles. Os modelos resultantes são comumente denominados “modelos modificados” ou “modelos tipo Jiles–Atherton” ou “modelos tipo Preisach”. Assim, existem os seguintes modelos de Preisach: clássico, escalar tipo Preisach, vetorial tipo Preisach. Da mesma forma, existem os seguintes modelos de Jiles–Atherton: clássico, escalar tipo Jiles–Atherton, vetorial tipo Jiles–Atherton.

Os modelos clássicos de Preisach e de Jiles–Atherton são direcionados para a modelagem da histerese magnética escalar independente da taxa, i.e., de laços de histerese, enquanto que alguns dos modelos escalares tipo Jiles–Atherton e tipo Preisach são direcionados para a modelagem da histerese magnética escalar dependente da taxa, i.e., de laços $B \times H$, $J \times H$ ou $M \times H$, os quais são dependentes das derivadas dos campos em relação ao tempo.

Os núcleos magnéticos de máquinas, transformadores e indutores elétricos podem estar sujeitos a dois tipos de magnetização: alternadas e rotativas. Do ponto de vista da modelagem da histerese, se somente a magnetização alternada está presente e se o material for isotrópico do ponto de vista prático, um modelo de histerese escalar é suficiente para representá-la. Na presença de campos magnéticos rotativos ou no caso de materiais anisotrópicos, modelos de histerese vetoriais são necessários. A versão vetorial de qualquer modelo escalar de histerese pode ser obtida a partir da soma vetorial das projeções do modelo escalar para cada uma das possíveis direções. Logo, o modelo vetorial é uma superposição de modelos escalares.

Os modelos originais de Jiles–Atherton e de Preisach têm como variável independente o campo magnético $H(t)$, a partir do qual se obtém a magnetização $M(t)$ e a indução magnética $B(t)$. Nesse caso, estes modelos são denominados modelos diretos. Todavia, os respectivos modelos inversos, nos quais a indução magnética é a variável independente, são também descritos na literatura [21, 22].

No que tange à histerese magnética em aços elétricos, neste trabalho emprega-se o modelo clássico de Jiles–Atherton, em sua versão inversa, e o modelo de Jiles–Atherton modificado, descrito em [23]. Já, no tocante às perdas magnéticas em aços elétricos, emprega-se

o modelo de Bertotti [4, 5]. Porém, para as parcelas de perdas por histerese e por correntes circulantes deste modelo são investigadas também outras propostas de modelagem.

Do que foi exposto, verifica-se que a caracterização magnética é requerida para o estudo e a validação experimental de modelos de histerese e de perdas magnéticas. Portanto, é necessário dispor de um sistema de medição adequado para a obtenção destas características sob condições de excitação e de temperatura controladas. Os principais aspectos enfocados pelos pesquisadores nesta área são:

1. Estudos visando a minimização e/ou compensação de erros de medição devidos a erros de amplitude e de fase das formas de onda envolvidas etc. [24 – 27];
2. Estudos dos aspectos construtivos dos denominados dispositivos de ensaio à chapa única (*Single Sheet Testers* (SST)), com ênfase nas dimensões de suas partes e também da amostra, na utilização de um ou de dois núcleos, na metodologia de detecção do campo magnético, na utilização de núcleos verticais ou horizontais etc. [28 – 35];
3. Estudos das influências de abas e de correntes circulantes em amostras laminares e da distorção do fluxo magnético na superfície da amostra [36 – 38];
4. Estudos da influência do conteúdo harmônico da indução magnética e da impedância do enrolamento de excitação [39 – 46];
5. Estudos de métodos de controle da forma de onda de excitação [47 – 49];
6. Estudos da caracterização magnética em duas e em três dimensões, sob campos estacionários e rotativos [28, 29, 32, 33, 35, 50 – 52];
7. Estudos da modelagem e separação da perda magnética total em perdas por histerese, por correntes circulantes e perdas em excesso na ausência e na presença de laços $B \times H$ menores [4 – 6, 53 – 63]; e
8. Estudos sobre a influência da componente contínua de campo nas perdas magnéticas [64 – 72].

Poucos pesquisadores brasileiros têm se dedicado ao estudo da caracterização e modelagem magnética de aços elétricos. Do conhecimento do autor, trabalhos nesta área têm sido realizados com destaque por grupos de pesquisa da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC) e da Universidade de São Paulo (USP) em conjunto com o Instituto de Pesquisas Tecnológicas (IPT). A fim de também contribuir para com as pesquisas nesta área, um siste-

ma de medição automatizado para a caracterização de materiais magnéticos moles, denominado SCaMMA, vem sendo implementado no Laboratório de Materiais e Componentes Elétricos (LAMCE) da EMC/UFG e diversos estudos vêm sendo realizados [73 – 84]. Estes estudos contemplam grande parte dos aspectos enfocados pelos pesquisadores nesta área e anteriormente ressaltados, com exceção daqueles destacados nos itens 6 e 8 e os aspectos relatados no item 7 no que se refere à caracterização magnética na presença de laços $B \times H$ menores.

O SCaMMA, desenvolvido em ambiente LabVIEW (acrônimo de *Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*), permite obter, sob campos magnéticos não rotativos e sem componente contínua, o laço $B \times H$, a curva de magnetização inicial, a permeabilidade normal e a perda magnética de aços elétricos e de ferritas. Para cada entrada de dados, as características magnéticas passíveis de determinação através do SCaMMA podem ser obtidas variando-se cada uma das seguintes grandezas: frequência, amplitude da indução magnética e temperatura da amostra. Durante o processo de medição, a amostra (colocada no interior de uma câmara térmica) é desmagnetizada e a forma de onda da indução magnética na mesma, bem como, sua temperatura são controladas. O controle da forma de onda da indução magnética é particularmente importante no processo de caracterização magnética, uma vez que, mantendo-se constantes sua amplitude e frequência e a temperatura do material, a perda magnética varia com sua composição harmônica. Um sistema de caracterização magnética deve idealmente permitir a imposição da forma de onda desejada de indução magnética no material sob teste, seja esta senoidal ou não senoidal, reproduzindo fielmente a mesma condição de operação da aplicação prática. O controle da temperatura da amostra é outro importante requisito da caracterização magnética. Sabe-se que as propriedades de materiais magnéticos são influenciadas pela temperatura e que, sendo assim, o sistema de caracterização deve permitir a obtenção de uma determinada característica na temperatura desejada.

Tendo em vista as limitações dos equipamentos e materiais utilizados no SCaMMA, as faixas de frequência, de amplitude da indução magnética e de temperatura, nas quais a caracterização pode ser feita, são limitadas. De fato, as faixas de frequência e de amplitude da indução magnética factíveis através do SCaMMA dependem de vários fatores, dentre os quais destacam-se: a forma de onda da indução magnética, o dispositivo de ensaio utilizado, e, no caso de aços elétricos, o tipo de aço da amostra (i.e., se de grão orientado (GO) ou de grão não orientado (GNO)). Tipicamente, as faixas são as seguintes: 7 Hz a 2 kHz, de alguns militeslas a 1,8 T e de 20 °C a 85 °C.

A caracterização de aços elétricos através do SCaMMA pode ser realizada por meio do quadro de Epstein [85] ou do denominado Dispositivo de Ensaio à Chapa Única (DCU)

[86 – 88]. Em ambos os casos, as formas de onda das grandezas magnéticas de interesse, isto é, do campo magnético e da indução magnética, são obtidas indiretamente, ou seja, são calculadas a partir de tensões medidas. As seguintes formas de onda simétricas (i.e., sem componente contínua) de indução magnética podem ser impostas à amostra: senoidal, triangular e trapezoidal. Estas formas de onda de indução são obtidas através da imposição de uma forma de onda de tensão de referência ao enrolamento secundário do dispositivo de ensaio. Assim, a fim de obter as referidas formas de onda de indução, são impostos os seguintes tipos de forma de onda de tensão de referência: senoidal, quadrada, e modulada por largura de pulso (*Pulse Width Modulation* (PWM)) com três níveis e referência senoidal. Estas formas de onda de tensão não geram formas de onda de indução magnética com mínimos locais em meio ciclo e, portanto, os respectivos laços $B \times H$ não incluem laços menores.

As características gerais do SCaMMA apresentadas permitem identificar suas principais limitações, as quais constituem motivação para a continuidade do aprimoramento e da expansão de suas potencialidades. Especificamente, as principais limitações do SCaMMA são as seguintes:

- Apenas características magnéticas sob formas de onda de indução magnética sem mínimos locais, as quais não geram laços menores no laço $B \times H$, e sem componente contínua podem ser obtidas; e
- Laços de histerese e perdas por histerese em aços elétricos não podem ser obtidos, pois a frequência fundamental mínima das formas de onda de indução magnética admitida durante a caracterização é da ordem de 7 Hz.

Esta última limitação se deve não à capacidade do sistema de gerar uma forma de onda de indução magnética com frequência inferior a 7 Hz, mas sim a problemas relacionados com a medição e controle desta forma de onda. A caracterização da histerese e das respectivas perdas em aços elétricos deve ser feita em baixas frequências, comumente 1 Hz, e neste caso os sinais de tensão a serem medidos, em função dos quais a indução e o campo magnéticos são calculados, são de baixíssima amplitude e contém ruídos, o que dificulta sua medição e o controle da forma de onda da indução magnética. Para a solução destes problemas pode-se empregar amplificadores de baixa frequência adequados para esta aplicação. A determinação do campo magnético na amostra, em função da tensão medida na saída do transdutor de corrente utilizado, pode também se tornar um problema em frequências desta ordem, pois este transdutor gera sinais em seus terminais que, embora sejam de pequena amplitude, se sobrepõe aos sinais de interesse e podem mascará-los nessa situação. Neste caso, torna-se necessário utili-

zar, por exemplo, um sensor de corrente resistivo ou uma ponteira de corrente com características adequadas. Por sua vez, quando a forma de onda da indução magnética possuir componente contínua, pode ser necessário utilizar, por exemplo, um fluxímetro com características adequadas para sua medição.

Aços elétricos têm sido bastante utilizados na construção de núcleos magnéticos de componentes e equipamentos elétricos de baixa frequência, sendo exemplos clássicos os reatores de compensação reativa em linhas de transmissão, os transformadores de potência e de distribuição e as máquinas elétricas; e exemplos relativamente recentes, como os indutores e transformadores utilizados em conversores eletrônicos de potência. Tanto nas aplicações de potência elevada, da ordem de dezenas ou centenas de quilovolt-ampères, quanto nas aplicações de baixa potência, da ordem de alguns quilovolt-ampères, raramente a forma de onda da indução magnética no núcleo resulta senoidal e é comum encontrar situações em que esta forma de onda possui mínimos locais e componente contínua. Quanto à frequência fundamental da forma de onda da indução magnética presente em núcleos de aço elétrico os valores são diversos. Assim, enquanto que em sistemas de potência a frequência fundamental é de 50 ou 60 Hz, em sistemas elétricos de aviões, navios e submarinos é, em geral, de 400 Hz, e em sistemas eletrônicos de potência pode-se encontrar aplicações em frequências diversas e, em alguns casos, superiores a 1 kHz. Sendo assim, torna-se importante a continuidade de implementação do SCaMMA a fim de que este possa permitir para estes materiais:

1. Estudos da modelagem e separação da perda magnética total em perdas por histerese, por correntes circulantes e perdas em excesso na presença de laços $B \times H$ menores; e
2. Estudos sobre a influência da componente contínua de campo nas características magnéticas.

Os aspectos aqui ressaltados embasaram a proposição ao CNPq do projeto de pesquisa intitulado “Caracterização e modelagem magnética de aços para fins elétricos”. Nessa dissertação, são apresentadas as atividades desenvolvidas no contexto desse projeto.

1.3 Objetivos

Considerando-se os aspectos ressaltados, o principal propósito deste trabalho é o de contribuir para a generalidade, qualidade e confiabilidade de dados e modelos pertinentes às características de materiais magnéticos moles e, em particular, de aços elétricos. A disponibilidade destas informações deverá, por sua vez, contribuir para a análise, simulação computa-

cional e otimização do projeto de equipamentos e componentes magnéticos que empregam estes materiais. Neste sentido, destacam-se como objetivos específicos:

- Desenvolver e validar experimentalmente um novo sistema de controle no SCaMMa que permita caracterizar aços elétricos sob formas de onda de indução magnética com e sem mínimos locais, sem componente contínua, com frequência fundamental na faixa de 1 Hz a 400 Hz e com amplitude na faixa de 0,2 a 1,8 T;
- Desenvolver e validar experimentalmente um novo algoritmo para a obtenção dos parâmetros do modelo escalar clássico de Jiles–Atherton e do modelo escalar modificado de Jiles–Atherton descrito em [23]; e
- Desenvolver e validar experimentalmente um novo algoritmo para a obtenção dos parâmetros envolvidos na modelagem das perdas por histerese, por correntes circulantes e das perdas em excesso na ausência de laços $B \times H$ menores.

1.4 Estruturação

Além deste capítulo introdutório, esta dissertação está dividida em outros cinco capítulos. No Capítulo 2, são detalhadas cinco metodologias de controle da forma de onda da indução magnética, os problemas enfrentados no curso de sua implementação, e as ações realizadas no sentido de saná-los. Além disso, são detalhados os resultados experimentais obtidos com cada uma delas e suas respectivas limitações. As duas primeiras metodologias de controle foram implementadas com base na literatura [48, 89], enquanto que, as três últimas surgiram de modificações realizadas naquela descrita em [89].

No Capítulo 3, são abordadas a teoria e a implementação computacional de algoritmos relacionados aos modelos de Jiles–Atherton, bem como, alguns resultados de testes dos mesmos. Apesar da popularidade deste modelo entre os pesquisadores da área, sua versão original apresenta algumas dificuldades de implementação. Uma delas consiste na determinação de seus cinco parâmetros. O método clássico de determinação destes parâmetros, proposto pelos autores do modelo, segue um procedimento numérico iterativo, supondo que sejam conhecidos nove valores obtidos com base no laço $B \times H$ ou $M \times H$ principal e na curva de magnetização inicial experimentais. Porém, devido às dificuldades de implementação desse método, dificuldades que vão desde a determinação dos nove parâmetros iniciais a desajustes teóricos, passou-se a adotar outros métodos. Assim, métodos de inteligência artificial como, por

exemplo, métodos heurísticos (e.g., “Recozimento Simulado” (*Simulated Annealing*), “Algoritmos Genéticos”, “Redes Neurais”, “Lógica Nebulosa ou Difusa” (*Fuzzy Logic*) e “Otimização por Nuvem de Partículas” (*Particle Swarm Optimization*)) têm sido bastante explorados [90]. Neste trabalho, os parâmetros do modelo de Jiles–Atherton são determinados através do método heurístico conhecido como “Algoritmo do Embaralhamento dos Sapos Saltitantes” (tradução livre de *Shuffled Frog Leaping Algorithm (SFLA)*) [91]. Os motivos que levaram à escolha deste algoritmo em particular são descritos mais adiante.

No Capítulo 4, é apresentada a validação experimental dos modelos de Jiles–Atherton clássico e modificado [23] e dos algoritmos desenvolvidos para a obtenção de seus parâmetros. Estes algoritmos foram desenvolvidos em MATLAB [92]. A escolha desta linguagem foi feita com base na experiência que o autor possui na mesma e na facilidade de inclusão de códigos em MATLAB no ambiente LabVIEW.

No Capítulo 5, são apresentados modelos de perdas magnéticas, tendo como base o modelo proposto por Bertotti [4, 5], e algoritmos desenvolvidos com base no método heurístico *SFLA* para obtenção de seus parâmetros. Além disso, é apresentada a validação experimental destes modelos. Por fim, no Capítulo 6, apresenta-se a conclusão geral deste trabalho e propostas para trabalhos futuros.

2 Algoritmos para o controle da forma de onda da indução magnética no SCaMMA

2.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os algoritmos desenvolvidos no SCaMMA para o controle da forma de onda da indução magnética na amostra de aço elétrico. Para tanto, este sistema é descrito em detalhes.

2.2 O SCaMMA

Na Fig. 8, é apresentado o diagrama esquemático do SCaMMA para o caso em que se emprega o quadro de Epstein como dispositivo de ensaio. Nessa figura, $v_c(t)$ é a tensão de saída do gerador de funções, $v_b(t)$ é a tensão secundária do dispositivo de ensaio, $v_o(t)$ é a tensão de saída do amplificador de potência, $v_e(t)$ é a tensão secundária do transformador isolador, $v_t(t)$ é a tensão secundária do transdutor de corrente.

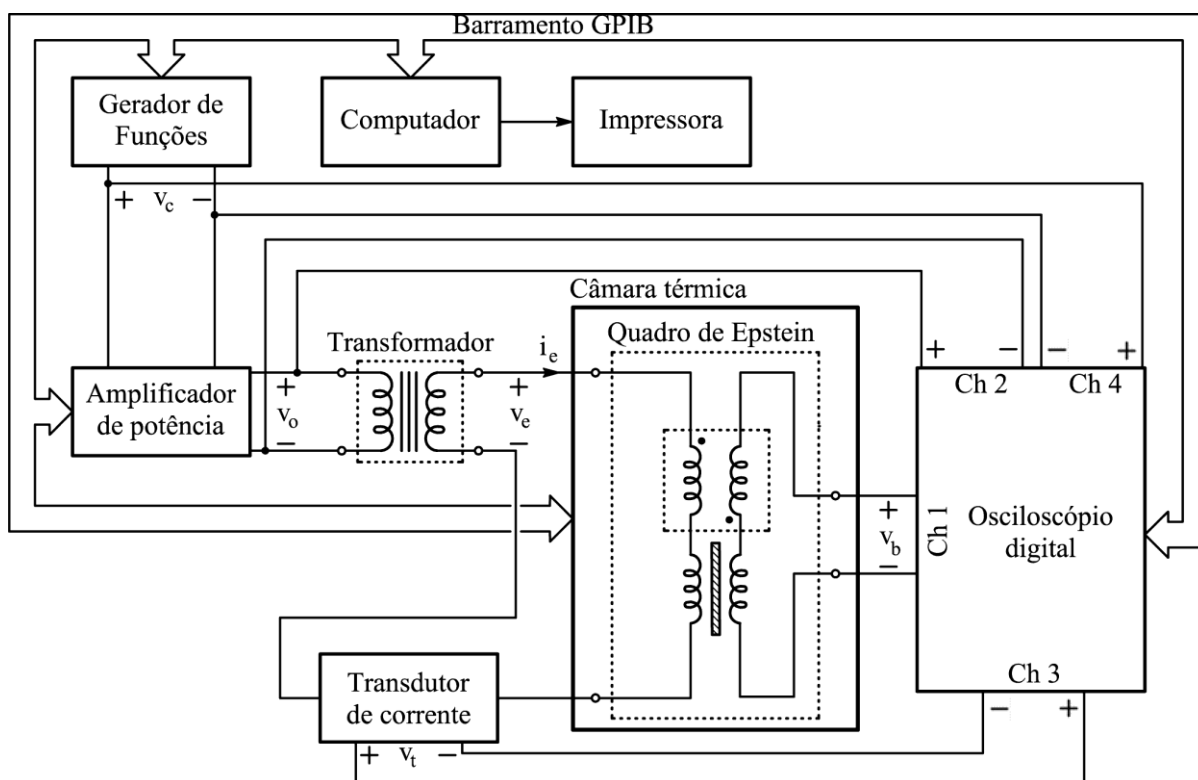


Figura 8 – Diagrama esquemático do SCaMMA usando o quadro de Epstein.

Fonte: LIMA, J. P. F. Sistema de caracterização de materiais magnéticos moles: aplicação à caracterização de aços ao silício. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, 2006. Página: 172.

O SCaMMA conta com programas computacionais específicos em LabVIEW, denominados “Instrumentos Virtuais”¹, os quais foram desenvolvidos para: o controle dos equipamentos do sistema através de uma interface GPIB (*General Purpose Interface Bus*), a configuração do sistema e do ensaio, a aquisição de sinais, o cálculo das variáveis envolvidas na caracterização magnética, a exibição dos resultados e a geração de relatórios de ensaio. Dessa forma, estando o sistema preparado para o início do ensaio, seu operador pode iniciar e acompanhar todo o processo de caracterização magnética através do computador. Os instrumentos virtuais desenvolvidos incluem a proteção de todos os equipamentos e materiais envolvidos no processo de medição em termos de seus limites de operação. Ao realizar a entrada de dados, o usuário é informado sobre os valores mínimos e máximos para a frequência fundamental, a amplitude da indução magnética e a temperatura da amostra. Durante o processo de medição, a amostra é desmagnetizada e a forma de onda da indução magnética na mesma e sua temperatura são controladas de acordo com as configurações do ensaio predefinidas pelo operador. Somente após a convergência destes processos de controle, os quais são realizados para cada ponto de medição, são adquiridos os sinais de tensão e realizados os cálculos das variáveis envolvidas na caracterização magnética.

O gerador de funções é utilizado para gerar a forma de onda da tensão de excitação. Ele é um gerador de formas de onda arbitrárias de 12 bits e 15 MHz e é capaz de receber até 16000 pontos para a definição de um único período. O amplificador de potência, na realidade uma fonte de potência programável operada como tal, é utilizado para amplificar a tensão de saída do gerador de funções, resultando na tensão $v_o(t)$. As características de saída deste amplificador são as seguintes: 0 – 312 V, 0 – 39 A, 0 a 5 kHz. Experimentalmente, verificou-se que a tensão $v_o(t)$ possui componente contínua não nula, a qual, quando aplicada ao enrolamento primário do dispositivo de ensaio, gera uma componente contínua de corrente neste enrolamento e, como consequência, uma componente contínua de campo magnético na amostra, tornando assimétrico o laço $B \times H$. A fim de evitar este efeito indesejável, um transformador isolador de relação 1:1 é inserido entre o amplificador de potência e o quadro de Epstein, de tal forma que a tensão $v_o(t)$ seja aplicada ao seu enrolamento primário e a tensão de alimentação do quadro de Epstein seja sua tensão secundária, $v_e(t)$. O osciloscópio digital, de 12 bits e 400 MHz, é capaz de armazenar até 25000 pontos por canal e é utilizado para adquirir os sinais de tensão de interesse. O controle da temperatura da amostra é realizado através

¹ Instrumento Virtual (IV) é o nome que se dá a programas desenvolvidos em LabVIEW. Um subprograma é designado por subIV.

do controle da câmara térmica, cuja temperatura interna pode ser variada na faixa de $-87\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $191\text{ }^{\circ}\text{C}$. Por sua vez, a corrente de excitação do dispositivo de ensaio pode ser medida através de um transdutor de corrente de $50\text{ A}/5\text{ V}$ e 500 kHz .

As tensões $v_b(t)$ e $v_t(t)$ são empregadas no cálculo da indução e do campo magnéticos na amostra. Logo, a fim de realizar a caracterização desta sob determinada forma de onda de indução magnética, é necessário controlar a forma de onda da tensão $v_b(t)$ de modo a fazê-la convergir para sua referência $v_{br}(t)$. Porém, devido às características não lineares deste sistema, às limitações de seus equipamentos e aos rígidos critérios de convergência, o projeto e a validação desta ação de controle não é uma tarefa simples e pode demandar tempo excessivo. De fato, a forma de onda da tensão $v_b(t)$ é diferente da forma de onda da tensão $v_c(t)$ e a modelagem da relação entre estas tensões, a fim de que se pudesse prever a forma de onda de $v_c(t)$ requerida numa determinada condição, é uma tarefa complexa. Diante disso, inicialmente (i.e., antes das modificações realizadas no SCaMMa no contexto deste trabalho) optou-se por empregar um controlador proporcional [93 – 95]. Na Fig. 9, é apresentado o fluxograma desse algoritmo de controle de forma de onda original do SCaMMa, cujas etapas são descritas em detalhes em [74].

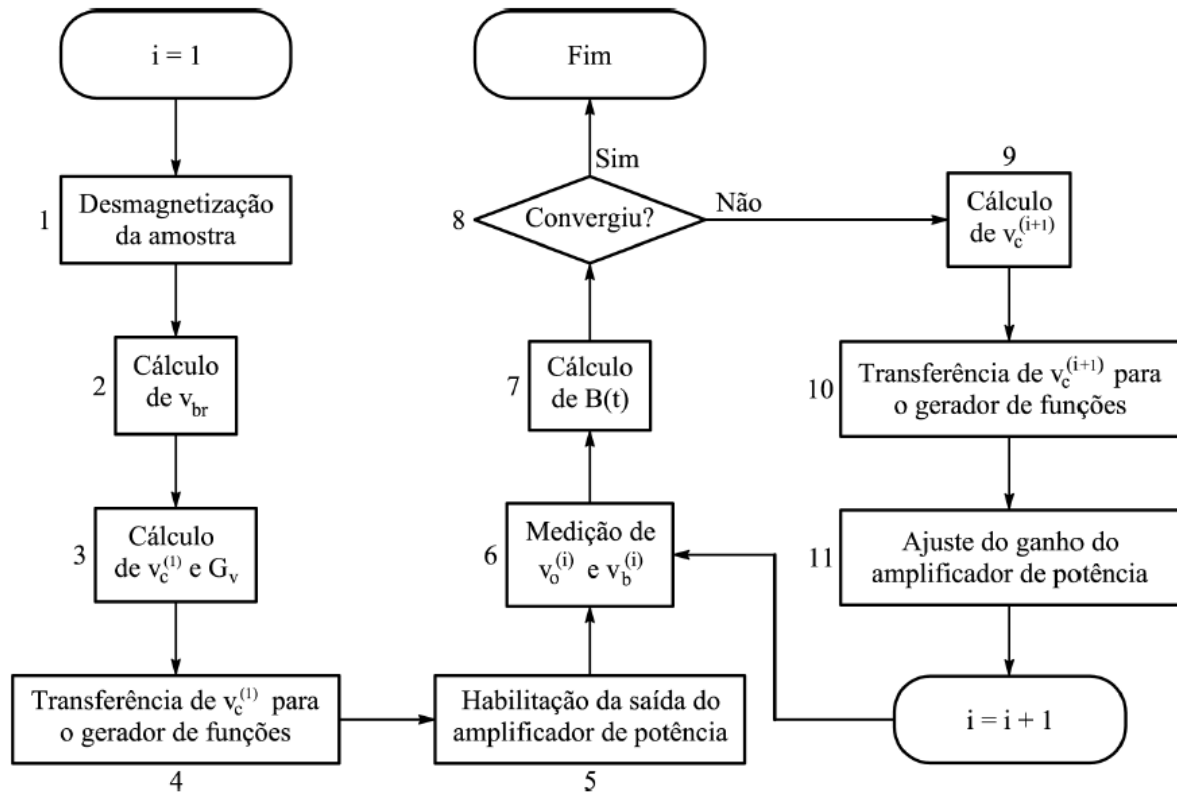


Figura 9 – Fluxograma do algoritmo de controle de forma de onda original do SCaMMa.
 Fonte: LIMA, J. P. F. Sistema de caracterização de materiais magnéticos moles: aplicação à caracterização de aços ao silício. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, 2006. Página: 181.

As etapas desse algoritmo de controle de forma de onda original são descritas resumidamente na sequência:

1. Nesta etapa, realiza-se a desmagnetização da amostra. Para tanto, a mesma é levada lentamente à saturação e, em seguida, a uma indução magnética nula. Este processo automatizado é realizado sob excitação senoidal de 60 Hz e as variações da amplitude da tensão aplicada são realizadas em intervalos de 50 ms a fim de evitar transitórios indesejáveis.
2. Na fase de configuração do sistema, entre outros dados de caráter informativo que são inseridos no programa, o usuário informa qual a forma de onda da tensão de referência no secundário, $v_{br}(t)$, sua frequência fundamental e a amplitude desejada para a indução magnética. Utilizando-se dessas informações, calcula-se a amplitude da tensão de referência, $v_{br}(t)$, de modo que a forma de onda da indução magnética tenha a amplitude desejada.
3. Esta etapa consiste na preparação dos dados que serão enviados ao gerador de funções e ao amplificador de potência na primeira iteração. Nesta iteração, calcula-se a tensão de saída do amplificador de potência, $v_o(t)$, de acordo com (1), onde N_e e N_b representam os números de espiras dos enrolamentos primário e secundário do dispositivo de caracterização, e a tensão de saída do gerador de funções, v_c , de acordo com (2), onde G_v representa o ganho do amplificador de potência.

$$v_o^{(1)}(t) = \frac{N_e}{N_b} v_{br}(t) \quad (1)$$

$$v_c^{(1)}(t) = \frac{v_o^{(1)}(t)}{G_v} \quad (2)$$

4. O gerador de funções só recebe vetores de pontos cujos valores estejam contidos no intervalo $[-1,1]$. Assim, normaliza-se o vetor $v_c(t)$ de acordo com (3), resultando o vetor $v_{c_{gf}}(t)$, antes de enviá-lo ao gerador. A tensão de saída do gerador de funções, $v_c(t)$, é então aplicada à entrada de sinal do amplificador de potência.

$$v_{c_{gf}}^{(1)}(t) = \frac{v_c(t)}{\max(v_c(t))} \quad (3)$$

5. Habilita-se a saída e, com o intuito de evitar transitórios indesejáveis, aumenta-se lentamente o ganho G_v do amplificador de potência até que se atinja o valor previamente calculado na etapa 3 para sua tensão de saída.

6. Adquire-se os sinais $v_o^{(i)}(t)$ e $v_b^{(i)}(t)$. O sinal $v_o^{(i)}(t)$ é usado como fonte de gatilhamento do osciloscópio digital. Por sua vez, o vetor $v_b^{(i)}(t)$ deve ser sincronizado com o vetor $v_c^{(i)}(t)$ para que o mesmo possa ser usado na equação de controle sem erros de defasamento. Este processo de sincronização, denominado “gatilhamento dinâmico”, é detalhado em [74] e resulta um vetor cujo valor do primeiro elemento, $v_b^{(i)}[0]$, coincide com $G_v v_c^{(i)}[0]$.
7. Calcula-se a forma de onda da indução magnética na amostra, $B(t)$, de acordo com (4), onde A é a área da seção transversal da mesma.

$$B(t) = \frac{1}{N_b A} \left[\int_0^t v_b(t) dt - \frac{1}{nT} \int_0^{nT} \left(\int_0^t v_b(t) dt \right) dt \right] \quad (4)$$

8. Verifica-se se houve convergência do processo de controle com base nos erros do fator de forma e da amplitude de $B(t)$ em relação ao fator de forma e à amplitude da indução magnética de referência, $B_{ref}(t)$. Para tanto, os valores máximos admitidos para estes erros devem ser previamente especificados. Caso seja constatada a convergência, finaliza-se a etapa de controle da forma de onda de indução e passa-se à etapa de caracterização. Caso contrário, prossegue-se para a próxima etapa.
9. Calcula-se $v_c^{i+1}(t)$ de acordo com (5), onde o ganho proporcional K_p é dado por (6).

$$v_c^{i+1}(t) = v_c^i(t) - K_p \left(v_b^i(t) - v_{br}(t) \right) \quad (5)$$

$$K_p = k \frac{V_c^i}{V_b^i} \quad (6)$$

Sendo:

- i : i-ésima iteração;
- $v_c^i(t)$: vetor de pontos da tensão $v_c(t)$ na i-ésima iteração [V];
- $v_c^{i+1}(t)$: vetor de pontos da tensão $v_c(t)$ na iteração i+1 [V];
- K_p : ganho proporcional;
- $v_b^i(t)$: vetor de pontos da tensão $v_b(t)$ na i-ésima iteração [V];
- $v_{br}(t)$: vetor de pontos da tensão de referência [V];
- k : coeficiente de realimentação;
- V_c^i : valor eficaz da componente harmônica fundamental da tensão $v_c(t)$ na i-ésima iteração [V]; e
- V_b^i : valor eficaz da componente harmônica fundamental da tensão $v_b(t)$ na i-ésima iteração [V].

10. De maneira análoga ao ocorrido na etapa 4, o vetor $v_c^{i+1}(t)$ é repassado ao gerador de funções para se iniciar uma nova iteração no processo de controle de forma de onda.
11. Por último, ocorre o ajuste do ganho do amplificador de potência. Esta etapa é importante caso, em algum momento, a tensão de saída do gerador de funções, representada pelo vetor $v_c^{i+1}(t)$, ultrapasse o limite máximo de tensão que o próprio gerador de funções consegue atingir. Então, é necessário reduzir a amplitude de $v_c^{i+1}(t)$ e compensar tal redução com um aumento no ganho do amplificador de potência.

Este método de controle da forma de onda de indução magnética mostrou-se preciso, confiável e rápido em frequências na faixa de 7 a 450 Hz, tendo ainda, em alguns casos, convergido para uma frequência mínima de 4 Hz [74].

Com o objetivo de viabilizar a caracterização em frequências inferiores a 7 Hz e, em especial, numa frequência de 1 Hz foram implementadas modificações no SCaMMa e outros algoritmos de controle de forma de onda, os quais são descritos a seguir.

2.3 Implementação do algoritmo de controle de forma de onda descrito em [48]

De acordo com [48], a equação de controle dada por (7) aplica-se a formas de onda de indução magnética arbitrárias, porém sem componente contínua. Todavia, os resultados apresentados em [48] são restritos às formas de onda de tensão moduladas por largura de pulso de dois níveis, com frequência igual a 5 ou 50 Hz, as quais resultam em formas de onda de indução magnética com mínimos locais e amplitude de 1,4 T. Em relação à equação de controle dada por (5), esta nova equação inclui uma parcela que leva em conta a diferença entre as formas de onda de indução magnética medida e de referência².

$$v_c^{i+1} = v_c^i - K_p(v_b^i - v_{br}) + \alpha(B^i - B_r) \quad (7)$$

Sendo:

α : ganho proporcional;

B^i : vetor de pontos da indução real calculada a partir de v_b^i [T]; e

B_r : vetor de pontos da indução de referência calculada a partir de v_{br} [T].

Para realizar a etapa 9 do fluxograma apresentado na Fig. 9, foi desenvolvido o IV “Controle da forma de onda”. Na Fig. 10, apresentam-se o ícone e os conectores desse IV.

² Formas de onda ou vetores no domínio do tempo serão doravante designados sem explicitar tal domínio por (t) .

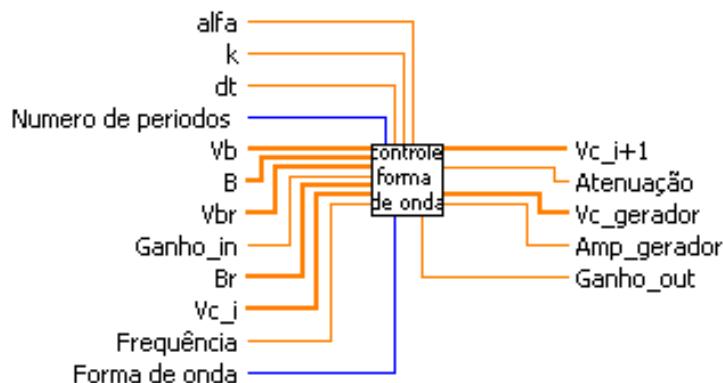


Figura 10 – Ícone e conectores do IV “Controle da forma de onda”.

A fim de melhorar o funcionamento do SCaMMa em baixas frequências optou-se por alterar a lógica utilizada em sua programação, especificamente no que tange ao cálculo do ganho do amplificador de potência. A lógica originalmente adotada permite, na primeira iteração do controle, fixar a amplitude da tensão de saída do gerador de funções num dado valor e calcular o ganho do amplificador de potência em função da amplitude da tensão requerida na saída deste amplificador.

Assim, por exemplo, se a amplitude desta tensão é menor ou igual a 20 V, a amplitude da tensão de saída do gerador de funções é, na primeira iteração do controle, fixada em 2 V. Logo, se a amplitude da tensão requerida na saída do amplificador de potência se tornar menor que 2 V, seu ganho pode ser demasiado baixo. Verificou-se que isto é o que comumente ocorre quando a caracterização é configurada para frequências inferiores a 7 Hz. Desta forma, para frequências inferiores a 7 Hz, a amplitude da tensão de saída do gerador de funções passou a ser fixada em 100 mV.

O ganho do amplificador de potência calculado na primeira iteração do controle é mantido nas iterações seguintes, a menos que, numa dada condição operativa, a amplitude da tensão de saída do gerador de funções se torne maior que 7 V. Neste caso, esta tensão é fixada em 7 V e o ganho do amplificador é corrigido de maneira proporcional. Isto se justifica pelo fato de que a amplitude máxima da tensão de entrada deste amplificador é 7 V.

Após a realização dessa modificação foram realizados testes com base na equação de controle dada por (7). Todos os resultados experimentais descritos neste trabalho foram obtidos utilizando-se o quadro de Epstein com uma amostra de 16 lâminas de aço GNO tipo E170 da ArcelorMittal, cujos dados principais estão detalhados na Tabela 1. Além disso, a temperatura da amostra não foi controlada.

Na Tabela 2, apresentam-se os resultados obtidos sob forma de onda de indução magnética senoidal com frequência de 1 Hz.

Tabela 1 – Especificações técnicas da amostra de aço GNO E170 da ArcelorMittal utilizada nos testes.

Massa [g]	Densidade volumétrica [g/cm ³]	Condutividade [S/m]	Comprimento médio de cada lâmina [cm]	Área de seção transversal [mm ²]
510	7,65	2,22×10 ⁶	27,5220	60,5576

Tabela 2 – Resultados de testes da equação de controle (7) sob forma de $B(t)$ senoidal com frequência de 1 Hz.

k	α	Amplitude da indução [T]	Convergiu?	Nº de iterações
0,5	0,5	1,4	Sim	8
		1,2	Sim	8
		1,0	Sim	7
		0,8	Sim	7
		0,4	Sim	8
		0,2	Sim	5
		0,2	Sim	10
0,8	0,1	1,6	Sim	8
		1,5	Sim	7
		0,6	Sim	4
		0,4	Sim	7
		0,3	Sim	10
	0,2	1,5	Sim	7
		1,4	Sim	6
		1,2	Sim	5
		1,1	Sim	4
		1,0	Sim	3
		0,9	Sim	2
		0,8	Sim	5
		0,7	Sim	5
		0,6	Sim	6
		0,5	Sim	5
		0,4	Sim	4
		0,3	Sim	13
	0,5	1,6	Sim	12
		0,6	Sim	10

Os valores adotados para as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude desta forma de onda foram os mesmos e iguais a 0,5 %. Dessa tabela, observa-se que houve convergência em várias amplitudes da indução magnética e utilizando-se alguns valores de k e α .

Verificou-se que, independentemente do valor escolhido para k , o controle não converge para valores de α inferiores a 0,1 ou superiores a 0,5. Além disso, observou-se que, para amplitudes de indução magnética inferiores a 0,5 T ou superiores a 1,4 T o controle apresenta-se instável, i.e., nem sempre converge.

A experiência de bancada mostra que, especialmente para formas de onda de indução magnética não senoidais, a utilização de tolerâncias para os erros percentuais do fator de forma e da amplitude desta forma de onda como critérios de convergência do controle pode mascarar deformações importantes na mesma. Por este motivo, foi introduzido um parâmetro adicional, definido como *Fitness* em (8), o qual estabelece uma medida de quão próxima está a forma de onda da indução magnética medida daquela de referência.

Em (8), N é a quantidade de pontos de cada um dos vetores destas formas de onda. Nesta subseção e nas subseções 2.4 a 2.5, em que são testadas a funcionalidade e a robustez do controle, valores de *Fitness* calculados de acordo com (8) são considerados aceitáveis se forem menores ou iguais a 5×10^{-5} . Porém, na subseção 2.8 este parâmetro será considerado um critério adicional de convergência do controle. Neste caso, valores de *Fitness* calculados de acordo com (8) são considerados aceitáveis se forem menores ou iguais a 3×10^{-4} .

Caso seja constatado, com base no comportamento dos critérios de convergência e das formas de onda de interesse, que o processo de controle dificilmente convergirá, pode-se optar por interrompê-lo.

$$Fitness = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{B(i) - B_{ref}(i)}{B_{ref\ max}} \right)^2} \quad (8)$$

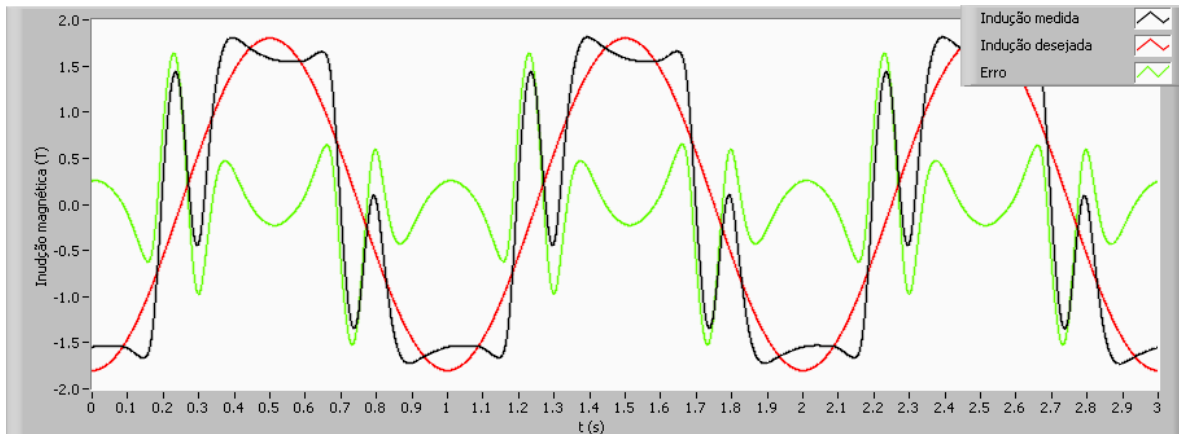
Na Tabela 3, apresentam-se resultados obtidos, com base em (7), sob forma de onda de indução magnética senoidal com frequência de 1 Hz e incluem-se dados sobre o *Fitness*. Nesses e nos casos que se seguem, os valores adotados para as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude desta forma de onda foram os mesmos e iguais a 0,2 % e

Tabela 3 – Resultados de testes da equação de controle (7) sob forma de B senoidal com frequência de 1 Hz.

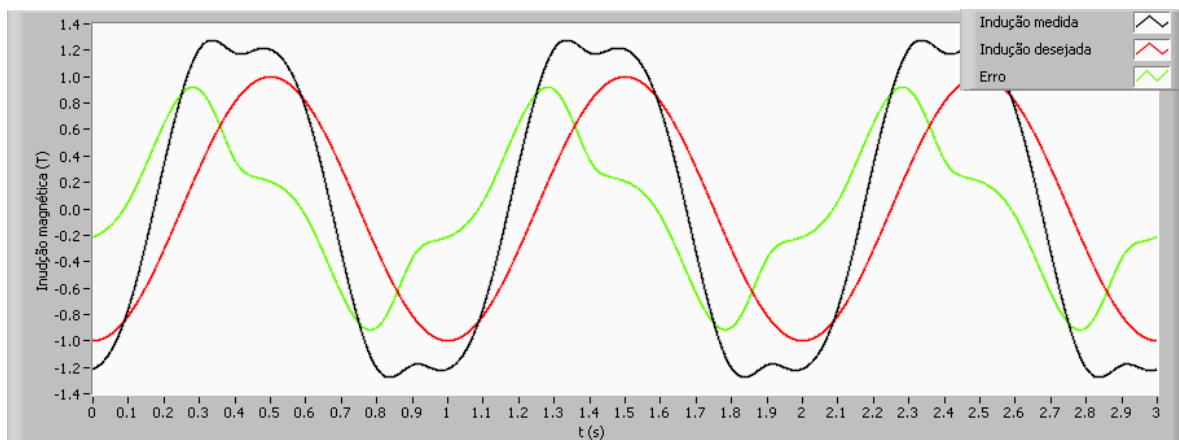
Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	7	Não	$6,2271 \times 10^{-3}$	-3,0259	-1,8606
1,6	7	Não	$5,5195 \times 10^{-3}$	-5,9326	5,6972
1,0	7	Não	$1,0607 \times 10^{-2}$	-3,1132	27,5679
0,5	5	Sim	$3,7165 \times 10^{-4}$	0,1094	-0,0502
0,2	10	Não	$7,3053 \times 10^{-4}$	0,2033	5,0137

os valores adotados para k e α foram iguais a 0,8 e 0,2, respectivamente. Estes resultados, quando comparados àqueles da Tabela 2, permitem concluir que a convergência do controle é instável, inclusive para amplitudes de indução na faixa de 0,5 a 1,4 T.

Na Fig. 11, apresentam-se as formas de onda da indução magnética, medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do controle relativo a amplitudes de indução iguais a 1,8 T e 1,0 T, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 11 – Formas de onda de B , medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do controle para o caso de indução senoidal com frequência igual a 1 Hz e com amplitudes iguais a (a) 1,8 T e (b) 1,0 T.

Na Tabela 4, são apresentados resultados obtidos, com base em (7), sob forma de onda de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz. Nota-se que, para amplitudes de indução inferiores a 1,5 T houve convergência do controle, embora com valores de *Fitness* superiores a 5×10^{-5} em alguns casos.

Observou-se experimentalmente que a convergência do controle é ainda mais difícil para amplitudes de indução superiores a 1,4 T. Em tais situações, a forma de onda da indução magnética tende, a partir de certo número de iterações, a se degradar e, por consequência, os

valores do *Fitness* e dos parâmetros utilizados como critérios de convergência tendem a aumentar. Na Fig. 12, ilustra-se o comportamento do *Fitness* relativo à amplitude de indução igual a 1,8 T, donde percebe-se que, na transição da 12^a para a 13^a iteração, inicia-se a referida degradação.

Tabela 4 – Resultados de testes da equação de controle (7) sob forma de *B* senoidal com frequência de 10 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	15	Não	$2,2397 \times 10^{-3}$	-0,2659	6,3655
1,6	18	Não	$5,5971 \times 10^{-3}$	-1,2825	3,5483
1,5	23	Não	$1,4559 \times 10^{-3}$	0,9001	4,5243
1,4	7	Sim	$2,7267 \times 10^{-4}$	-0,1651	-0,0657
1,3	7	Sim	$1,3109 \times 10^{-4}$	-0,0354	0,0899
1,0	5	Sim	$6,5857 \times 10^{-5}$	-0,0051	0,0815
0,5	6	Sim	$2,4592 \times 10^{-5}$	-0,0097	0,1071
0,3	6	Sim	$4,3922 \times 10^{-5}$	-0,0057	0,1821
0,2	4	Sim	$1,3911 \times 10^{-4}$	0,0172	-0,1876

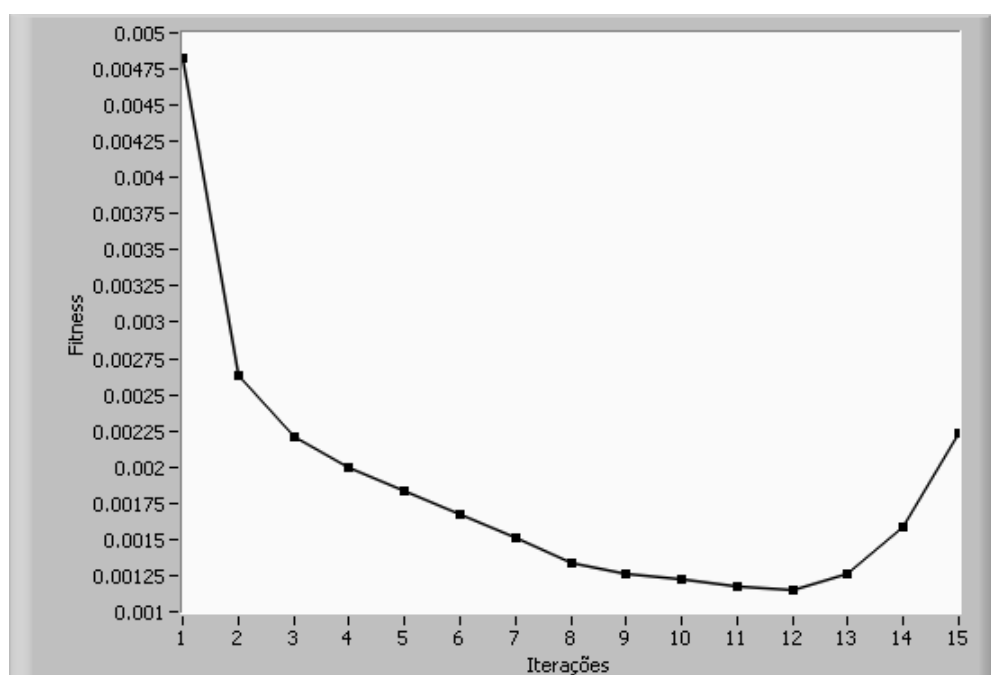


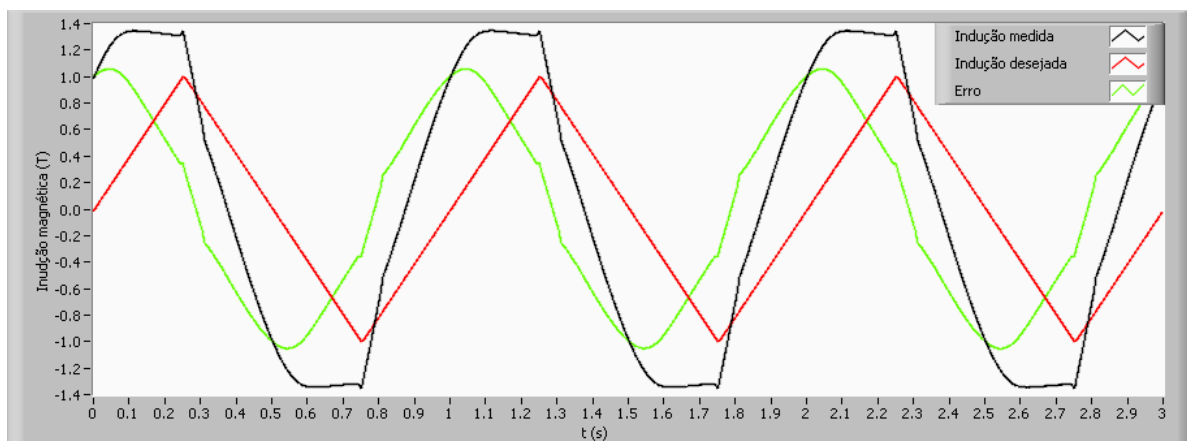
Figura 12 – Comportamento do *Fitness* para o caso de indução senoidal com frequência igual a 10 Hz e com amplitude igual a 1,8 T.

Na Tabela 5, apresentam-se os resultados obtidos, com base em (7), sob forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 1 Hz, donde verifica-se que não houve convergência para nenhuma das amplitudes de indução.

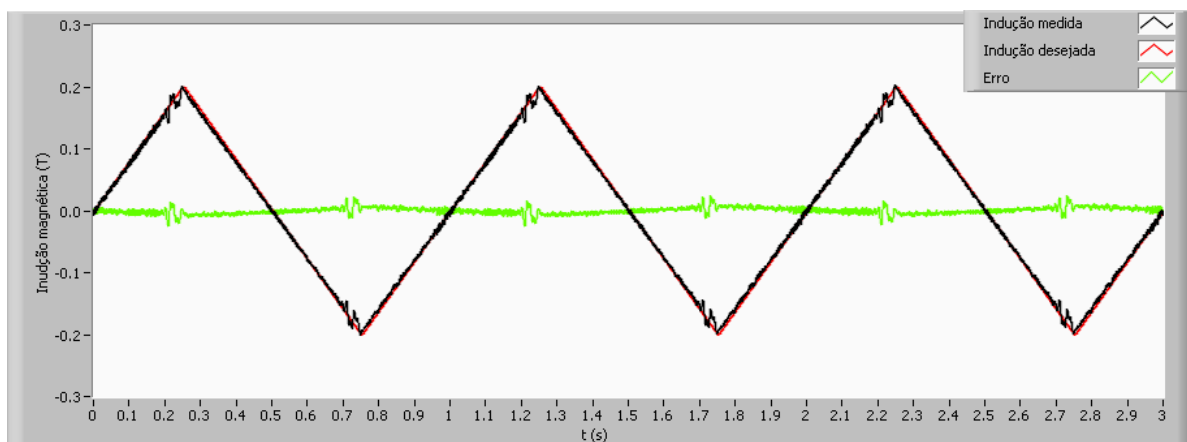
Tabela 5 – Resultados de testes da equação de controle (7) sob forma de B triangular com frequência de 1 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	10	Não	$6,4083 \times 10^{-3}$	-10,1204	-4,8436
1,6	10	Não	$7,6783 \times 10^{-3}$	-4,7619	3,0750
1,0	10	Não	$1,4473 \times 10^{-2}$	-3,9188	34,8181
0,9	13	Não	$2,3197 \times 10^{-3}$	0,4302	18,7124
0,7	13	Não	$1,4717 \times 10^{-3}$	0,1595	-0,4481
0,5	12	Não	$5,0484 \times 10^{-4}$	0,0002	4,1792
0,2	13	Não	$5,4070 \times 10^{-4}$	0,0629	0,2603

Na Fig. 13, são exibidas as formas de onda da indução magnética, medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do controle relativo a amplitudes de indução iguais a 1,0 T e 0,2 T, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 13 – Formas de onda de B , medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do controle relativo a amplitudes de indução iguais a (a) 1,0 T e (b) 0,2 T.

Na Tabela 6, são apresentados os resultados obtidos, com base em (7), sob forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 10 Hz.

Tabela 6 – Resultados de testes da equação de controle (7) sob forma de B triangular com frequência de 10 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	21	Sim	$1,9057 \times 10^{-5}$	0,0065	0,1804
1,6	9	Sim	$1,2998 \times 10^{-5}$	-0,0037	-0,0916
1,0	4	Sim	$3,0521 \times 10^{-5}$	0,0133	0,0188
0,5	5	Sim	$8,5995 \times 10^{-6}$	-0,0012	-0,0204
0,3	4	Sim	$3,2681 \times 10^{-5}$	0,0027	0,1332

Na Fig. 14, apresenta-se o comportamento do *Fitness* ao longo do processo de controle para o caso em que a amplitude da indução magnética triangular foi fixada em 1,8 T.

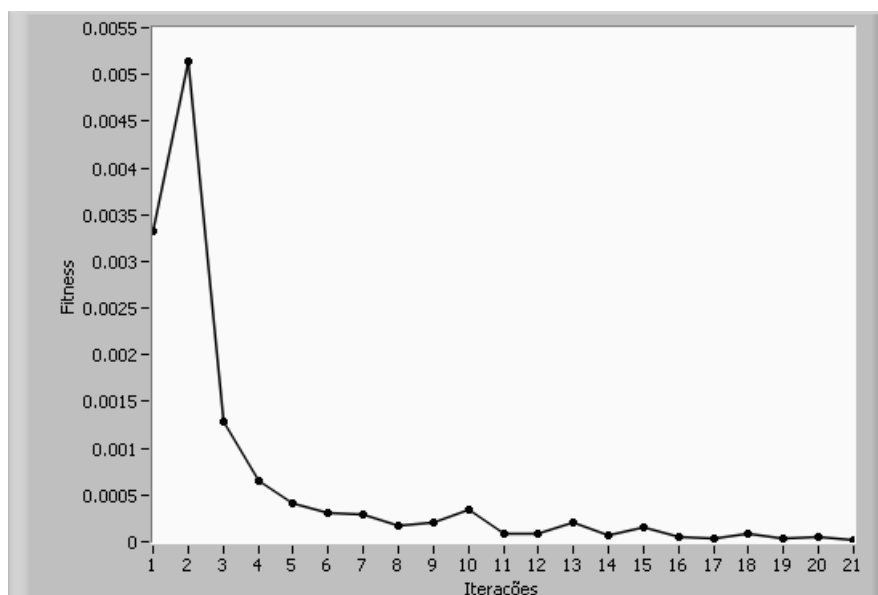


Figura 14 – Comportamento do *Fitness* ao longo do processo de controle para o caso de indução triangular com amplitude igual a 1,8 T e frequência igual a 10 Hz.

Na Fig. 15, são exibidas as formas de onda da indução magnética, medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do controle relativo à amplitude de indução igual a 0,5 T. As formas de onda de B se sobrepõem.

Com base nos resultados apresentados nesta subseção, conclui-se que: i) a equação de controle dada por (7) pode apresentar bons resultados para formas de onda de indução magnética senoidal e triangular com frequência de 10 Hz, embora este comportamento seja instável; e que ii) a referida equação não se aplica para formas de onda de indução magnética senoidal e triangular com frequência de 1 Hz. Portanto, novas opções de controle devem ser investigadas e é este o objetivo da próxima subseção.

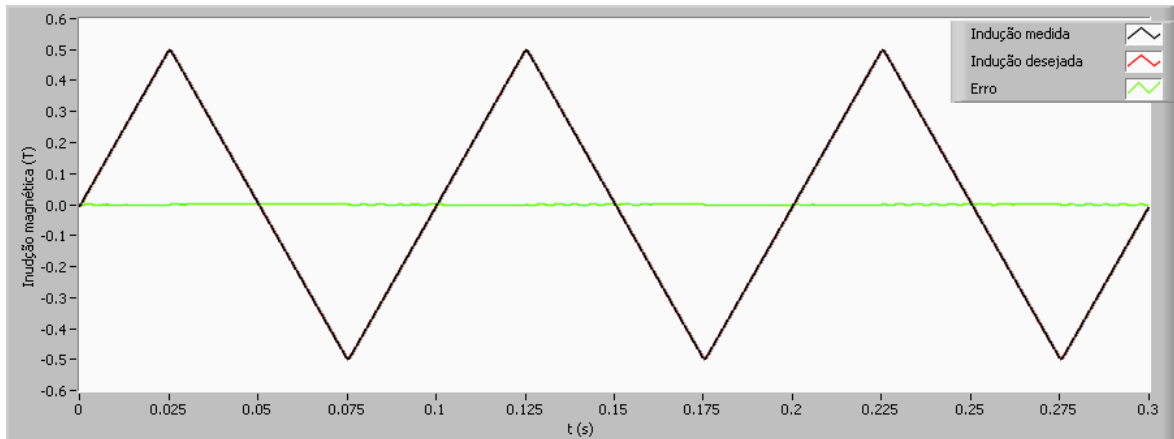


Figura 15 – Formas de onda de B , medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do controle para o caso de indução triangular com amplitude igual a 0,5 T e frequência igual a 10 Hz.

2.4 Implementação do algoritmo de controle de forma de onda descrito em [89]

De acordo com [89], a equação de controle dada por (9) aplica-se a formas de onda de indução magnética arbitrárias, porém sem componente contínua, com frequência na faixa de 0,5 Hz a 2 kHz e amplitude de até 90 % da indução magnética de saturação de aços elétricos. Os resultados apresentados em [89] são para formas de onda de indução magnética dos seguintes tipos: i) senoidal, com frequências de 0,5 Hz e 2 kHz e amplitude de 1,46 T e com frequência de 800 Hz e amplitude de 1,95 T; ii) trapezoidal, com frequência de 20 Hz e amplitude de 1,7 T; e iii) triangular com mínimos locais (gerada por uma tensão modulada por largura de pulso de dois níveis), com frequências de 50 Hz e amplitude de 1,5 T. Nota-se, portanto, que o único caso com frequência inferior a 7 Hz foi para forma de onda de indução magnética senoidal. Embora não tenham informado os valores adotados em cada caso para as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude destas formas de onda, os autores de [89] relatam que o controle converge com erros inferiores a 1 %, para o fator de forma, e a 0,1 %, para a amplitude. Tanto em [48] quanto em [89], não há menção a qualquer outro parâmetro de medição da adaptação (tradução livre de *Fitness*) da forma de onda da indução magnética medida àquela de referência. Além disso, o texto apresentado em [89] é obscuro em relação a alguns aspectos, o que dificulta seu entendimento. Assim, por exemplo, algumas das grandezas definidas nas equações diferem daquelas usadas no diagrama de blocos do controle e o procedimento de controle não é detalhado. Diante dessas dificuldades, optou-se por implementar no SCaMMa um diagrama de blocos similar àquele apresentado nesta referência.

Nesse caso, o controle da tensão de saída do gerador de funções, $v_c(t)$, é realizado em

duas etapas. Na primeira delas emprega-se (9), enquanto que, na segunda corrigem-se os ângulos de fase das componentes harmônicas de $v_c^{i'}$, como é descrito em seguida, a fim de obter v_c^i .

$$v_c^{i'} = v_c^{(i-1)'} + G \cdot \left| v_c^{(i-1)'} \right| \cdot Diff_i; \quad (9)$$

com

$$Diff_i = \frac{(B_{ref} - B_i)}{B_{ref\,m\acute{a}x}}. \quad (10)$$

Sendo:

i : i-ésima iteração;

$v_c^{i'}$: forma de onda da tensão de saída do gerador de funções sem a correção dos ângulos de fase de suas componentes harmônicas [V];

G : ganho do controlador proporcional;

$Diff_i$: diferença relativa entre as formas de onda de indução magnética de referência e medida;

B_{ref} : forma de onda da indução magnética de referência [T];

B_i : forma de onda da indução magnética medida [T]; e

$B_{ref\,m\acute{a}x}$: amplitude da forma de onda da indução magnética de referência [T].

Diferentemente de (7), em (9) a única parcela de correção da tensão de saída do gerador de funções baseia-se na comparação entre as formas de onda de indução magnética de referência e medida. Tendo em vista que esta última é obtida através da integração numérica da tensão secundária, ela está menos sujeita a ruídos. Diante da falta de clareza do texto apresentado em [89], inicialmente considerou-se que o termo $|v_c^{i-1}|$ em (9) é dado pelos valores absolutos do vetor v_c^{i-1} .

Após o cálculo de $v_c^{i'}$, calculam-se as amplitudes e fases de suas primeiras N componentes harmônicas de acordo com (11).

$$v_c^{i'} = \sum_{n=1} [A_n \cdot \cos(k2\pi ft + \varphi_n)] \quad (11)$$

Sendo:

n : ordem da harmônica;

A_n : amplitude da n-ésima harmônica de $v_c^{i'}$ [V];

f : frequência fundamental [Hz];

t : tempo [s]; e

φ_n : fase da n-ésima harmônica de $v_c^{i'}$ [rad].

De acordo com [89], a correção dos ângulos de fase das componentes harmônicas de $v_c^{i'}$ é realizada com base na defasagem entre suas componentes harmônicas e aquelas da corrente de excitação do dispositivo de ensaio, $\alpha_{(k,i)}$. Dessa forma, v_c^i resulta:

$$v_c^i = \sum_{n=1} [A_n \cdot \cos(n2\pi ft + \varphi_n + \alpha_{(n,i)})]; \quad (12)$$

com

$$\alpha_{(n,i)} = \alpha_{(n,i-1)} + G_\alpha \cdot (\alpha_{v_c^{i'}(n,i)} - \alpha_{I(n,i)}). \quad (13)$$

Sendo:

G_α : ganho do controlador de fases;

$\alpha_{(n,i)}$: correção de fase da n -ésima harmônica do vetor $v_c^{i'}$ [rad];

$\alpha_{v_c^{i'}(n,i)}$: fase da n -ésima harmônica do vetor $v_c^{i'}$ [rad]; e

$\alpha_{I(n,i)}$: fase da n -ésima harmônica da corrente de excitação [rad].

O diagrama de blocos do controle proposto em [89] é mostrado na Fig. 16.

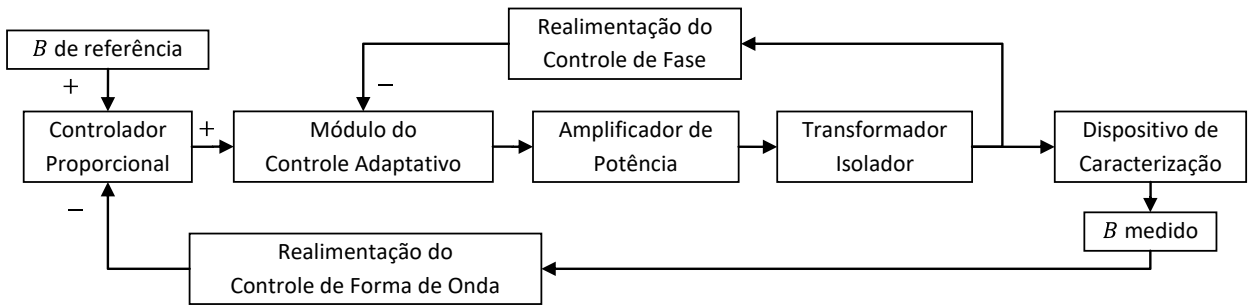


Figura 16 – Diagrama de blocos do controle proposto em [89].

O vetor α_i reúne os ajustes das fases das N harmônicas na i -ésima iteração do processo de controle, e possui a forma mostrada em (14).

$$\alpha_i = [\alpha_{(1,i)}, \alpha_{(2,i)}, \dots, \alpha_{(N,i)}] \quad (14)$$

O vetor $v_c^{i'}$ é o vetor de saída do controlador proporcional, e o vetor v_c^i é o vetor enviado ao gerador de funções a fim de alimentar o sistema. Na iteração seguinte, o sinal a ser corrigido pelo controlador proporcional será o sinal representado pelo vetor $v_c^{i'}$; gerando o vetor $v_c^{(i+1)'}$. Este último, receberá o vetor $\alpha_{(i+1)}$, dando origem ao vetor v_c^{i+1} , que novamente alimentará o sistema.

O processo se repetirá até que a onda de indução magnética obtida satisfaça aos critérios de convergência especificados pelo usuário. Este método de controle de forma de onda é doravante denominado de Controle Novo 1.

2.4.1 Problemas com a equação original do controlador proporcional

A equação original do controlador proporcional do Controle Novo 1, dada por (9), não funciona quando se considera que o vetor $Diff_i$ deve ser diretamente usado na mesma, ou seja, sem qualquer tratamento prévio de dados. Isto foi confirmado através de um caso de fácil

convergência para o SCaMMA em sua configuração original, no qual a forma de onda da indução magnética de referência é senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T. De fato, como pode ser observado na Fig. 17, não ocorre a evolução esperada dos parâmetros relacionados aos critérios de convergência. Neste caso, os valores adotados para o ganho do controlador de fases, G_α , e para o ganho do controlador proporcional, G , foram iguais a 0 e 0,1, respectivamente. Por sua vez, os valores adotados para as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude desta forma de onda foram os mesmos e iguais a 0,2 %.

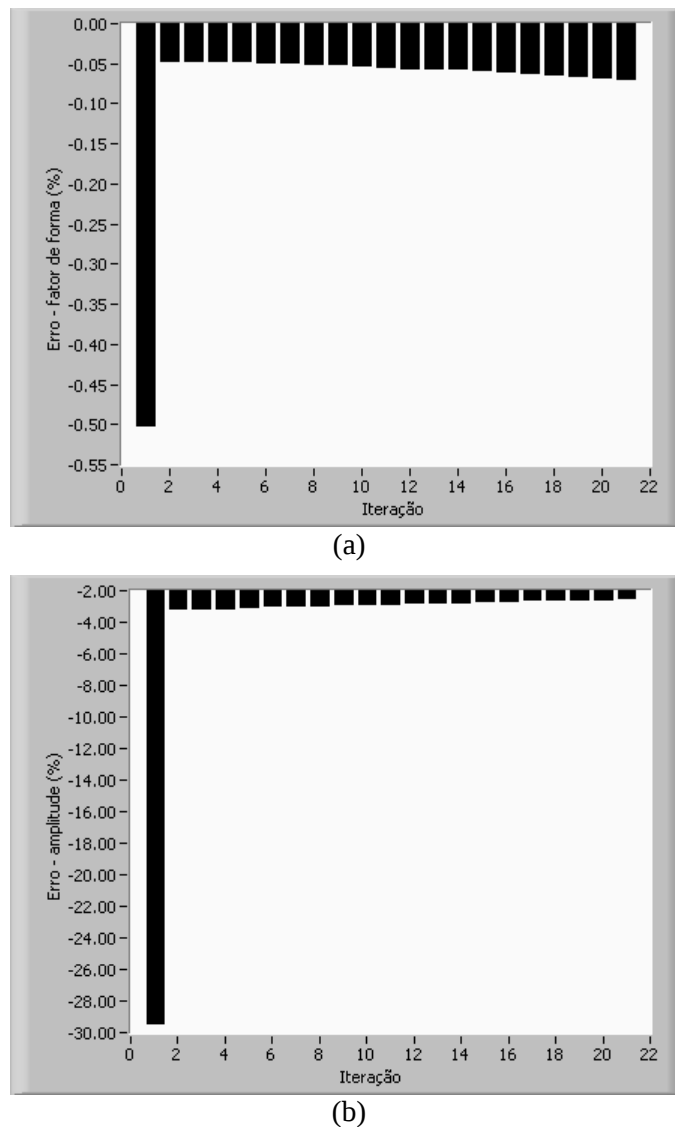


Figura 17 – Comportamento ao longo do processo de controle (a) do erro percentual do fator de forma; e (b) do erro percentual de amplitude, para o caso de indução senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T.

Na Fig. 18, são apresentadas as formas de onda de indução magnética de referência e medida na primeira iteração, e na Fig. 19, exibe-se o respectivo vetor $Diff_i$. Este é o vetor normalizado das diferenças ponto a ponto entre os vetores de indução. Porém, antes de ser inserido em (9), este vetor deve passar por um processo de adequação. Em outras palavras, é

necessário transformar diferenças de níveis de induções em valores de ajuste de tensões, uma vez que o fator $Diff_i$ será multiplicado por um vetor de valores de tensão, $|v_c^{i-1}|$, e posteriormente somado a um vetor de tensão.

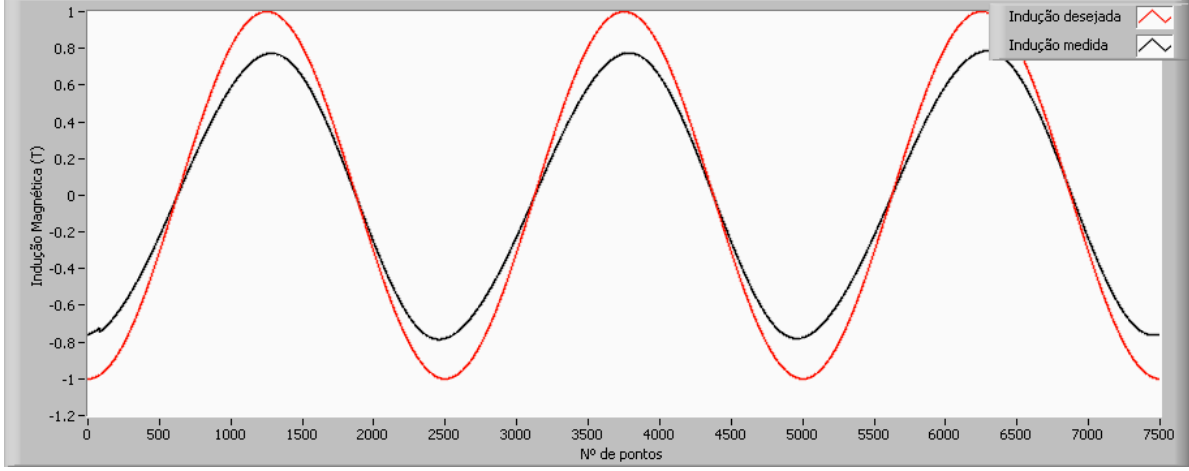


Figura 18 – Formas de onda de da indução magnética de referência e medida na primeira iteração, para o caso de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T.

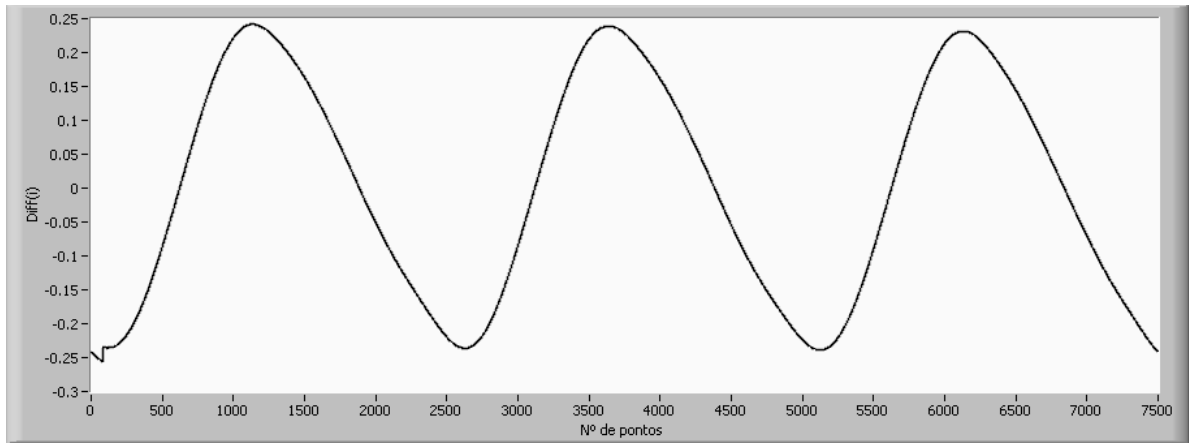


Figura 19 – Forma de onda de $Diff_i$ na primeira iteração do controle, para o caso de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T.

O vetor $Diff_i$, de dimensão N , pode ser expresso como em (15). O elemento d_j ($0 \leq j \leq N - 1$) é igual à divisão da diferença entre $B_{ref}(j)$ e $B_i(j)$ por $B_{ref_{m\acute{a}x}}$.

$$Diff_i = [d_0 \ d_1 \ d_2 \ \cdots \ d_{N-1}] \quad (15)$$

O vetor de pontos que representa a forma de onda de indução medida provém da integração numérica do vetor de pontos relacionado à tensão do secundário do dispositivo de caracterização. Na Fig. 20, é apresentada uma situação fictícia que serve de exemplo para entender o processo de correção do vetor $Diff_i$. Na Fig. 20 (a), os vetores B_{ref} e B_i , que possuem dois pontos cada, foram gerados a partir da integração numérica dos vetores fictícios de

tensão do secundário, v_{br} e v_b , que possuem três pontos cada e estão apresentados na Fig. 20 (b). Supõe-se que $B_{ref\,m\acute{a}x}$ seja igual a 1 T.

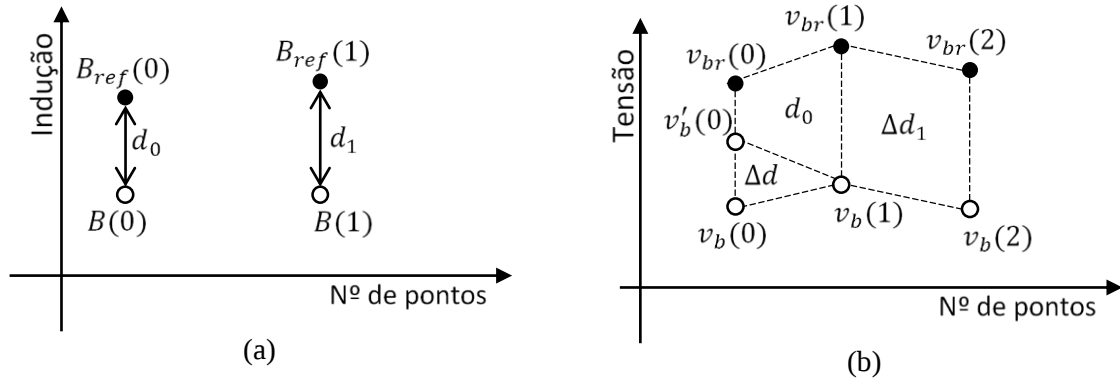


Figura 20 – Situação fictícia para entender o processo de correção do vetor $Diff_i$.

Na Fig. 20 (a), a diferença entre $B_{ref}(0)$ e $B(0)$, d_0 , é igual à área delimitada pelos vértices $v_{br}(0)$, $v_{br}(1)$, $v_b(0)$ e $v_b(1)$, na Fig. 20 (b). Por sua vez, a diferença entre $B_{ref}(1)$ e $B(1)$, d_1 , é igual à soma das áreas d_0 e Δd_1 , totalizando a área delimitada pelos vértices $v_{br}(0)$, $v_{br}(1)$, $v_{br}(2)$, $v_b(0)$, $v_b(1)$ e $v_b(2)$. Para este caso em específico, o vetor $Diff_i$ tem a forma mostrada em (16). Pode-se perceber que o valor do elemento d_1 está em função do valor do elemento d_0 , pois $d_1 = d_0 + \Delta d_1$.

$$Diff_i = [d_0 \ d_1] \quad (16)$$

Dessa forma, uma alteração no valor do ponto $v_b(0)$ para gerar o ponto $v'_b(0)$ (vide Fig. 20 (b)), com o intuito de minimizar d_0 , já acarreta na mudança de todos os valores dos elementos de (16). Neste caso, haverá uma diminuição no valor de d_0 e, consequentemente, no valor de d_1 . O valor da alteração a ser realizada no valor do ponto $v_b(0)$ é calculado com base em d_0 . Com esta modificação, o valor da alteração a ser realizada no valor do ponto $v_b(1)$ não mais será calculada com base em d_1 , mas sim com base em d'_1 , dado por (17).

$$d'_1 = d_1 - \Delta d \quad (17)$$

Pode-se perceber que cada elemento d_j , à exceção do elemento d_0 , está em função do seu antecessor, d_{j-1} ; de modo que (15) pode ser reescrita como em (18).

$$Diff_i = [d_0 \ (d_0 + \Delta d_1) \ (d_1 + \Delta d_2) \ \cdots \ (d_{n-2} + \Delta d_{n-1})] \quad (18)$$

Em resumo, o processo de correção de $Diff_i$ consiste basicamente no redimensionamento dos valores de seus elementos d_j ($0 < j \leq n - 1$), tomando como base o valor da primeira posição, d_0 , cujo valor não será alterado.

Com este procedimento de correção, obteve-se o novo vetor $Diff_i$, conforme apresentado na Fig. 21, para o caso de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz e ampli-

tude de 1,0 T. Na Fig. 22, apresenta-se o resultado obtido utilizando-se as mesmas configurações do controle, e nas Figs. 23 (a) e (b), são apresentadas os respectivos comportamentos dos erros percentuais relativos ao fator de forma e à amplitude.

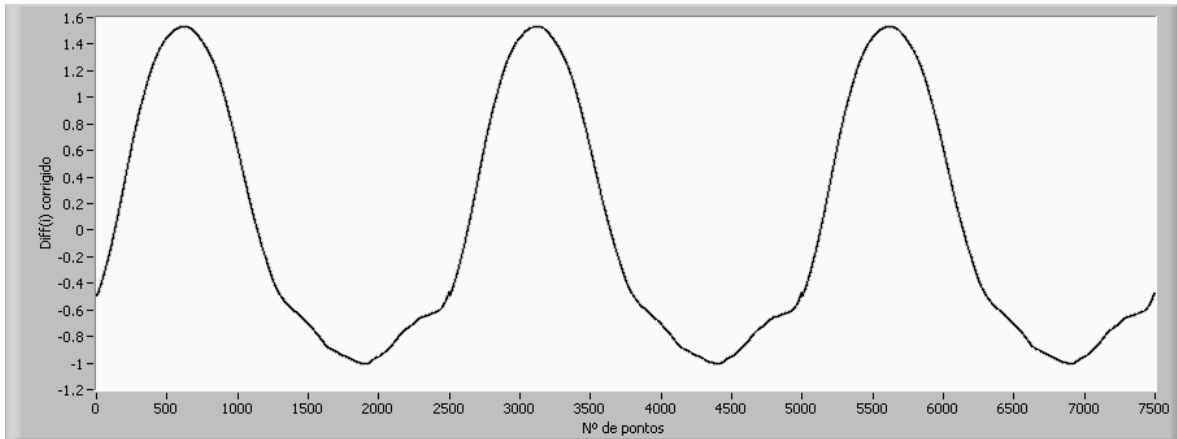


Figura 21 – Forma de onda corrigida do vetor $Diff_i$ na primeira iteração do Controle Novo 1, para o caso de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T.

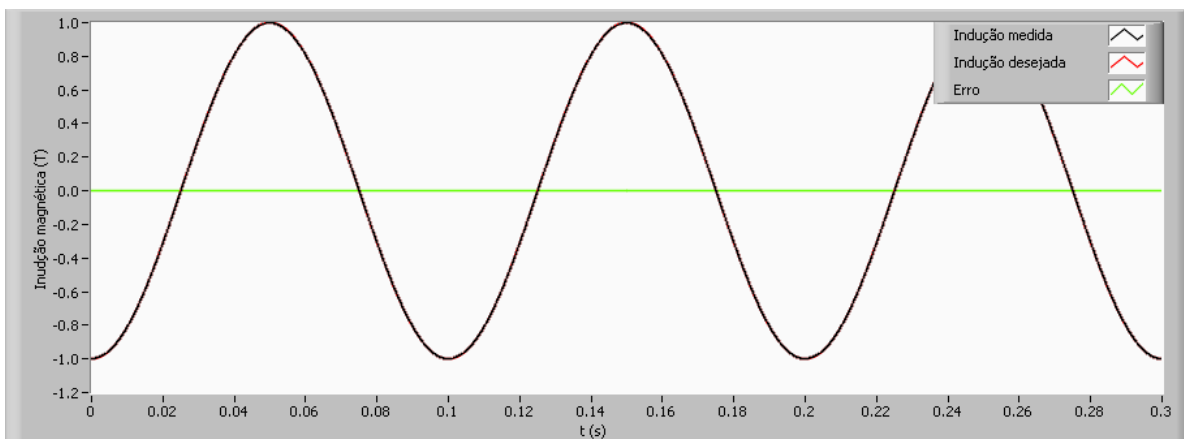
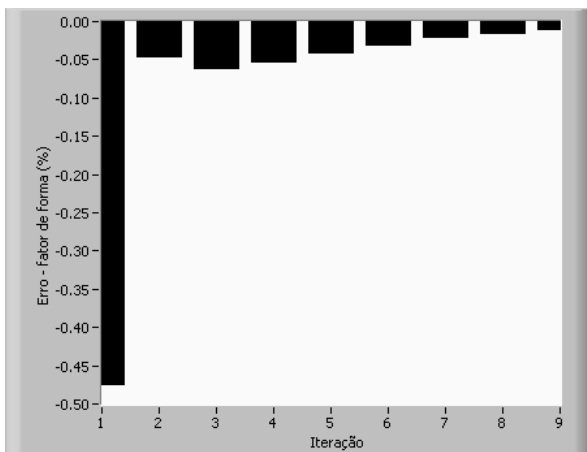
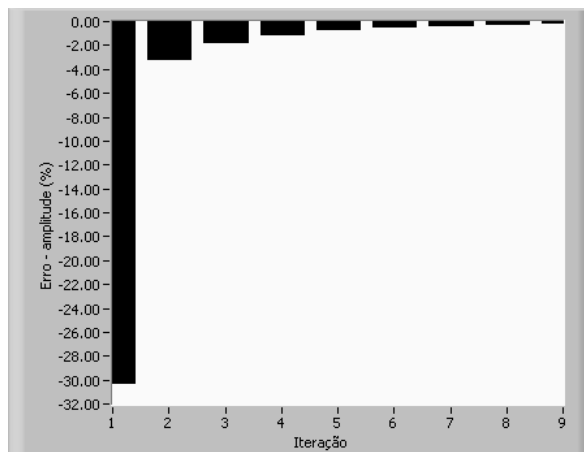


Figura 22 – Formas de onda de B , medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do Controle Novo 1 com a correção do vetor $Diff_i$, para o caso de B senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T.



(a)



(b)

Figura 23 – Comportamento dos erros percentuais (a) do fator de forma e (b) da amplitude, obtidos via Controle Novo 1 com a correção do vetor $Diff_i$, para o caso de B senoidal com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,0 T.

Na Tabela 7, apresenta-se um comparativo entre os desempenhos dos controles Original, cuja equação principal é dada por (7) [48], e Novo 1, sem e com a correção do vetor $Diff_i$, cuja equação principal é dada por (9) [89].

Tabela 7 – Comparativo entre os resultados dos testes da equação principal do controle proporcional realizados na frequência de 10 Hz para uma forma de onda de indução magnética senoidal.

Controle utilizado: Original [48]		Equação principal: $v_c^{i+1} = v_c^i - K_p(v_b^i - v_{br}) + \alpha(B^i - B_r)$			
Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,0	5	Sim	$6,5857 \times 10^{-5}$	-0,0051	0,0815
Controle utilizado: Controle Novo 1 sem a correção do vetor $Diff_i$		Equação principal original: $v_c^{i'} = v_c^{i-1} + G \cdot v_c^{i-1} \cdot Diff_i$			
Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,0	21	Não	$2,0108 \times 10^{-4}$	-0,0696	-2,5178
Controle utilizado: Controle Novo 1 com a correção do vetor $Diff_i$		Equação principal corrigida: $v_c^{i'} = v_c^{i-1} + G \cdot v_c^{i-1} \cdot Diff_i$			
Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,0	9	Sim	$1,3262 \times 10^{-5}$	-0,0106	-0,1611

Portanto, as modificações realizadas em $Diff_i$ permitiram, não só a ocorrência de uma convergência utilizando o Controle Novo 1, como também um melhoramento no valor final da função *Fitness*.

A correção dos ângulos de fase das componentes harmônicas de $v_c^{i'}$ no Controle Novo 1 é abordada a seguir.

2.4.2 Transformada rápida de Fourier e adaptações no controlador de fases

Para que o controle de fases das harmônicas dos sinais envolvidos no processo de controle atue corretamente é necessário conhecer os coeficientes de Fourier que dão ao sinal a forma descrita em (11). Uma série de Fourier é a decomposição do sinal, no domínio do tempo, num somatório de senos e cossenos de diferentes frequências, tal como em (19), em que H é o número máximo de harmônicas consideradas na representação do sinal original. Considerando que o sinal seja periódico, com período T , tem-se que $\omega = 2\pi/T$.

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^H (a_n \cos(\omega kt) + b_n \sin(\omega kt)) \quad (19)$$

O termo a_0 é o valor médio ou componente contínua do sinal e é dado por (20). Os coeficientes a_n e b_n são calculados conforme (21) e (22), respectivamente.

$$a_0 = \frac{\int_0^T f(t) dt}{T} \quad (20)$$

$$a_n = \frac{2 \int_0^T f(t) \cos(\omega n t) dt}{T} \quad (21)$$

$$b_n = \frac{2 \int_0^T f(t) \sin(\omega n t) dt}{T} \quad (22)$$

Os termos A_n e φ_n de (11) podem ser obtidos em função dos termos a_n e b_n de (19) através das relações dadas em (23) e (24).

$$A_n = \sqrt{(a_n)^2 + (b_n)^2} \quad (23)$$

$$\varphi_n = \tan^{-1} \left(\frac{b_n}{a_n} \right) \quad (24)$$

Tendo em vista que os sinais envolvidos no controle são digitais e não analógicos, a determinação dos coeficientes a_n e b_n pode ser feita através de um algoritmo baseado na Transformada Discreta de Fourier (*Discrete Fourier Transform* (DFT)) como, por exemplo, o algoritmo denominado de Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* (FFT)). A DFT converte, de acordo com (25), uma sequência de N pontos no domínio de tempo discreto, $\hat{f}_k$, numa sequência de valores correspondentes no domínio discreto da frequência, $\hat{F}_n$. A DFT inversa é definida em (26).

$$\hat{F}_n = \sum_{k=0}^{N-1} \hat{f}_k \exp \left(-\frac{nk2\pi j}{N} \right) = |\hat{F}_n| \angle \hat{F}_n \quad (25)$$

$$\hat{f}_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \hat{F}_n \exp \left(-\frac{nk2\pi j}{N} \right) \quad (26)$$

O algoritmo FFT reduz enormemente as operações necessárias para o cálculo da DFT quando N for igual a uma potência de base 2 (i.e., $N = 2, 4, 8, 16, 32$).

Para se obter os coeficientes da série de Fourier utilizando o algoritmo FFT, considere-se que o sinal $f(t)$ passou por um processo de amostragem a uma taxa constante, de modo que o vetor $\hat{f}$ resultante possui $N + 1$ amostras igualmente espaçadas no tempo de um valor Δt . A q -ésima amostra deste vetor, indicada por $\hat{f}_q$, é dada por $\hat{f}_q = f(q\Delta t)$. Faz-se, então, uma modificação no primeiro elemento de $\hat{f}$, $\hat{f}_0$, de modo que seu novo valor passa a ser a média aritmética entre o seu antigo valor e o valor de $\hat{f}_N$, mantendo-se os demais elementos.

Além disso, descarta-se do vetor $\hat{f}$ a amostra $\hat{f}_N$. Com isso, o vetor $\hat{f}$ passa a ter somente N amostras. Em (27) está descrita a forma final de $\hat{f}$, sendo $\hat{f}_k$ a k -ésima amostra de $\hat{f}$.

$$\hat{f}_k = \begin{cases} \left(\frac{\hat{f}_0 + \hat{f}_N}{2} \right) & ; k = 0 \\ \hat{f}_k & ; 1 \leq k \leq N - 1 \end{cases} \quad (27)$$

O próximo passo é inserir o vetor $\hat{f}$ no algoritmo FFT. A resposta do algoritmo FFT consiste de um vetor contendo os N coeficientes $\hat{F}_n$ ($0 \leq n \leq N - 1$) da DFT associada ao vetor $\hat{f}$. Estes coeficientes são números complexos e estão relacionados ao domínio discreto de frequência. Assim, determinam-se os coeficientes da série de Fourier seguindo as relações (28), (29) e (30), com n variando de 0 a $N/2$ (donde se conclui que $H = N/2$).

$$a_0 = \frac{1}{N} \Re(\hat{F}_0) \quad (28)$$

$$a_n = \frac{2}{N} \Re(\hat{F}_n) \quad (29)$$

$$b_n = \frac{2}{N} \Im(\hat{F}_n) \quad (30)$$

O valor de n é limitado a $N/2$, pois os coeficientes restantes são os complexos conjugados dos coeficientes da primeira metade, arranjados de tal forma que: o coeficiente $\hat{F}_{N/2+1}$ é o complexo conjugado do coeficiente $\hat{F}_{N/2-1}$; $\hat{F}_{N/2+2}$ é o complexo conjugado de $\hat{F}_{N/2-2}$; e assim sucessivamente, até o ponto em que se constata que $\hat{F}_{N-1}$ é o complexo conjugado de $\hat{F}_1$. O uso destes coeficientes complexos conjugados não acrescenta nada ao cálculo dos coeficientes da série de Fourier, pois geram os mesmos valores de a_n e b_n já conhecidos.

Conhecendo, então, os coeficientes da série de Fourier, fica fácil determinar os parâmetros A_n e φ_n . O parâmetro A_n é determinado por (31). No caso do controlador de fases implementado, o interesse concentra-se somente no parâmetro φ_n , o qual é dado por (32).

$$A_n = \sqrt{(a_n)^2 + (b_n)^2} = \sqrt{\left(\frac{2}{N} \Re(\hat{F}_n) \right)^2 + \left(\frac{2}{N} \Im(\hat{F}_n) \right)^2} = \frac{2}{N} |\hat{F}_n| \quad (31)$$

$$\varphi_n = \tan^{-1} \left(\frac{b_n}{a_n} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{\Im(\hat{F}_n)}{\Re(\hat{F}_n)} \right) = \angle \hat{F}_n \quad (32)$$

Foi necessária uma adaptação para que o controle de fases viesse a funcionar corretamente. De acordo com (13), o ganho G_α multiplicaria a diferença entre os vetores de fases das

harmônicas de $v_c^{i'}$ (vetor de pontos calculado pelo controlador proporcional na i -ésima iteração) e da corrente de excitação. Porém, isto resultou em distorções muito grandes nos sinais que seriam enviados ao gerador de funções. Então, decidiu-se utilizar a tensão medida na saída do amplificador de potência, $v_o(t)$, no lugar da corrente de excitação. O objetivo seria minimizar as distorções que ocorrem na passagem do sinal pelo amplificador de potência. Portanto, a nova equação utilizada no controle de fases é dada por (33).

$$\alpha_{(n,i)} = \alpha_{(n,i-1)} + G_\alpha \cdot (\alpha_{v_c^{i'}(n,i)} - \alpha_{v_o(n,i)}) \quad (33)$$

Tendo corrigido a equação principal do controlador proporcional e tendo adaptado a equação do controle de fases, pôde-se efetivamente testar o novo controle de forma de onda.

A programação do Controle Novo 1 foi desenvolvida no instrumento virtual de “Controle de forma de onda” existente no SCaMMa, de modo que o usuário possa escolher este novo tipo de controle ou qualquer um dos dois tipos já existentes (vide Fig. 24).

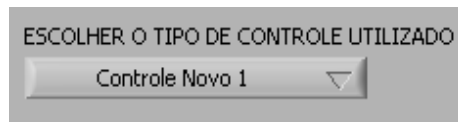


Figura 24 – Estrutura do painel frontal do IV “Controle de forma de onda” para escolher o tipo de controle.

Na Fig. 25, apresenta-se o ícone com o painel de conectores do Controle Novo 1, onde os conectores relativos aos dados de entrada estão à esquerda do ícone e os conectores relativos aos dados de saída estão à direita do ícone. Os dados de entrada são: a frequência fundamental dos sinais envolvidos, “Frequência”; a forma de onda da tensão de saída do amplificador de potência, “Vo”; a forma de onda da tensão de saída do controlador proporcional na iteração $i-1$, “Out'(i-1)”; a forma de onda da indução magnética de referência, “Bref”; a forma de onda da indução magnética medida, “B”; e os valores de $\alpha_{(n,i-1)}$, “alpha_i-1”. Os dados de saída são: a forma de onda tensão de saída do controlador proporcional na iteração i , “Out'_i”; os valores de $\alpha_{(n,i)}$, “alpha_i”; e a forma de onda da tensão de saída do controlador, “Out_i”. Esta última é enviada ao gerador de funções na i -ésima iteração.

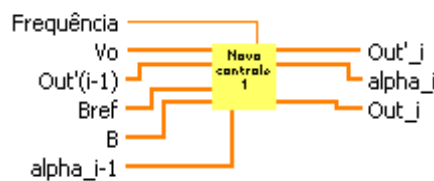


Figura 25 – Ícone e painel de conectores do subIV “Controle Novo 1”.

Ao longo do processo de controle pode ocorrer o deslocamento lateral da forma de onda da indução magnética medida em relação à forma de onda da indução magnética de refe-

rência. O Controle Novo 1 realiza a correção deste deslocamento através de uma técnica denominada “gatilhamento dinâmico” [79]. Porém, verificou-se que o emprego desta técnica provoca impactos indesejáveis no controle de fases. A solução encontrada foi a de anular o vetor $\alpha_{(n,i-1)}$ quando se realiza esta correção. De fato, o controlador proporcional e o controlador de fases funcionam alternadamente e de maneira isolada um do outro. Ou seja, numa determinada iteração, enquanto o ganho G do controlador proporcional é diferente de zero, o ganho G_α do controlador de fases é igualado a zero. Na iteração subsequente, invertem-se as condições; G é igualado a zero e G_α é diferente de zero. Esta foi a maneira encontrada para atender ao fluxo de dados sugerido por [89] e exposto na Fig. 16.

2.4.3 Resultados obtidos através do Controle Novo 1

Resultados obtidos com base no Controle Novo 1 são apresentados nesta subseção. Em todos os casos, as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude da forma de onda de indução magnética foram iguais e iguais a 0,2 %. Os resultados obtidos sob forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 10 Hz são apresentados na Tabela 8. Neste caso, o ganho do controlador proporcional, G , foi fixado em 0,3 e o ganho do controlador de fases, G_α , em 0,01.

Tabela 8 – Resultados de testes do Controle Novo 1 obtidos sob forma triangular de B com frequência de 10 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	14	Sim	$5,8751 \times 10^{-5}$	0,1472	0,1021
1,7	11	Sim	$6,0384 \times 10^{-5}$	0,1047	0,1443
1,6	11	Sim	$8,7267 \times 10^{-6}$	-0,0142	-0,1906
1,0	12	Sim	$3,0835 \times 10^{-5}$	-0,0094	0,0422
0,5	8	Sim	$1,5204 \times 10^{-5}$	0,0007	0,0968
0,3	9	Sim	$1,9564 \times 10^{-5}$	0,0110	0,0871

Embora o processo de controle tenha convergido de acordo com as tolerâncias predefinidas, observa-se que os valores de *Fitness* nem sempre podem ser considerados aceitáveis (i.e., inferiores a 5×10^{-5}). De acordo com os dados da Tabela 8, isto ocorre para elevadas amplitudes de indução magnética. Estes elevados valores de *Fitness* ocorrem pelo fato de que o controle não consegue ajustar as transições, tanto a ascendente quanto a descendente, da tensão quadrada no secundário do dispositivo de ensaio. Na Fig. 26, apresenta-se o que ocorre na

transição ascendente desta forma de onda. Na Fig. 27, apresenta-se o fato de que tais problemas não ocorrem para baixas amplitudes de indução magnética.

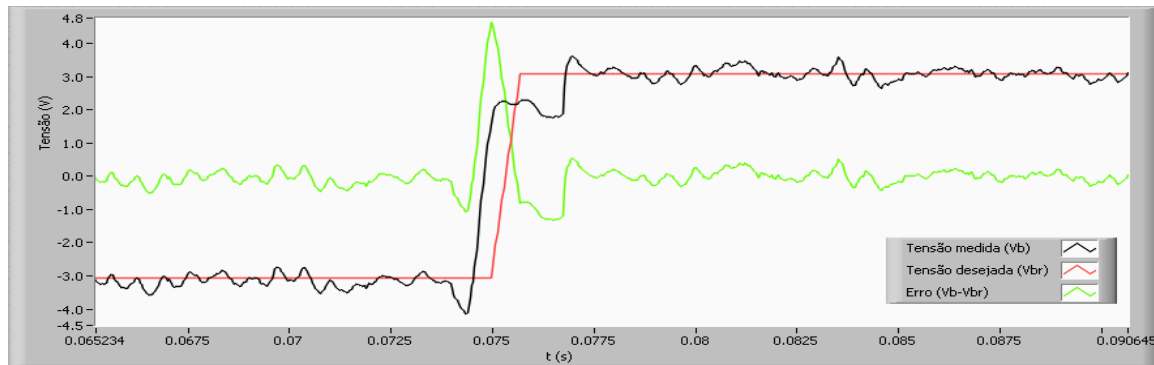


Figura 26 – Detalhe de uma transição ascendente da forma de onda da tensão secundária na última iteração do Controle Novo 1 (forma de onda de B triangular com frequência de 10 Hz e amplitude de 1,7 T).

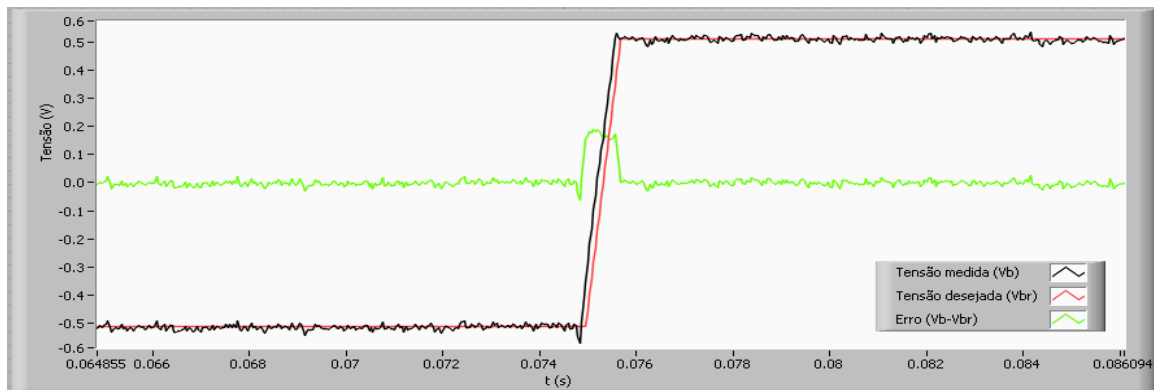


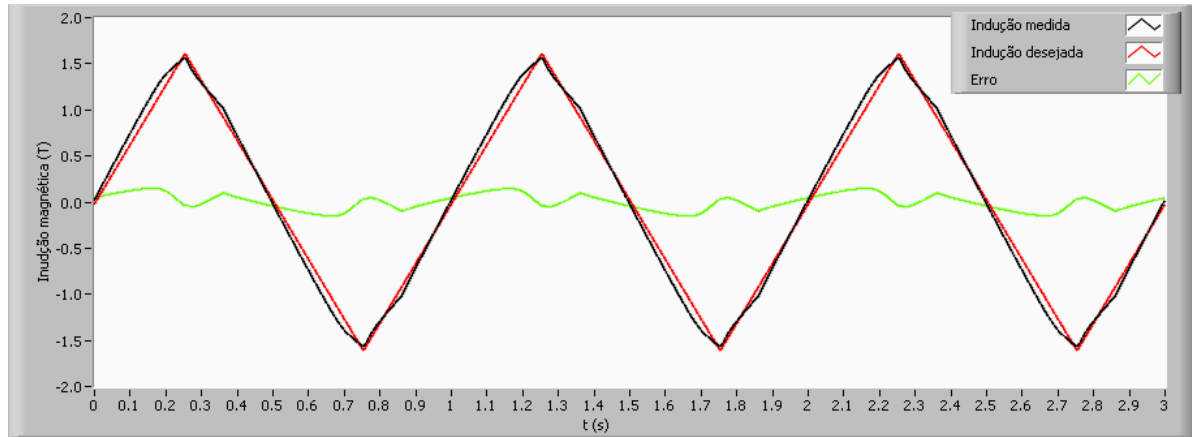
Figura 27 – Detalhe de uma transição ascendente da forma de onda da tensão secundária na última iteração do Controle Novo 1 (forma de onda de B triangular com frequência de 10 Hz e amplitude de 0,3 T).

Na Tabela 9, são apresentados os resultados obtidos sob forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 1 Hz. Neste caso, o ganho do controlador proporcional, G , foi fixado em 1 e o ganho do controlador de fases, G_α , em 0,01. Estes resultados mostram que em nenhum caso houve convergência, tendo o processo sido encerrado devido à estagnação dos valores dos critérios de convergência. Novamente, isto se explica pelo fato de que o controle não consegue ajustar as transições, tanto a ascendente quanto a descendente, da tensão quadrada no secundário do dispositivo de ensaio.

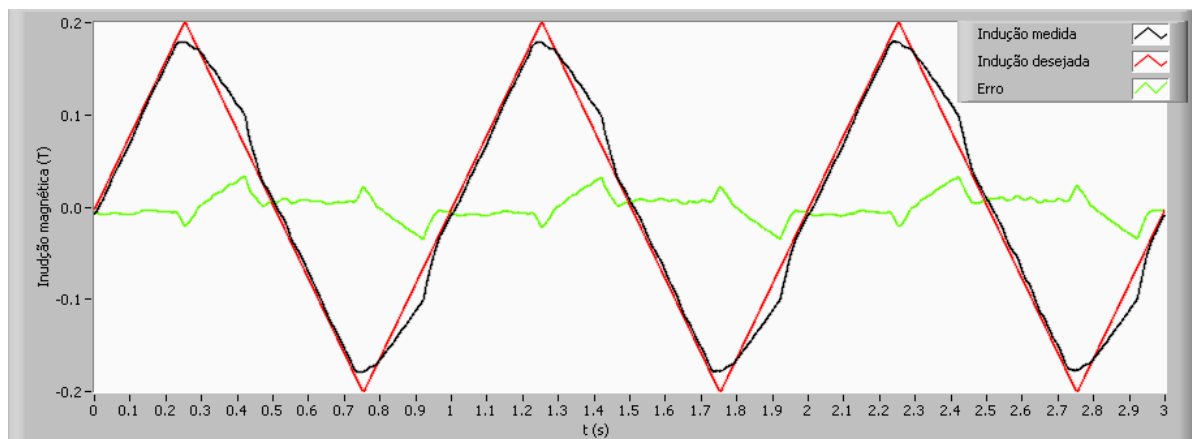
Tabela 9 – Resultados de testes do Controle Novo 1 obtidos sob forma triangular de B com frequência de 1 Hz.

Amplitude da indução (T)	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma (%)	Erro da amplitude (%)
1,6	47	Não	$5,1354 \times 10^{-4}$	-1,6131	-2,2526
1,0	46	Não	$6,7428 \times 10^{-4}$	-0,2524	2,9025
0,5	40	Não	$6,0522 \times 10^{-4}$	-0,2932	-2,3523
0,2	50	Não	$5,7290 \times 10^{-4}$	-1,1825	-10,3736

Na Fig. 28, apresentam-se as formas de onda de indução magnética, medida e de referência, e o erro entre elas na última iteração do controle e para os casos em que a amplitude desta última foi fixada em 1,6 T e 0,2 T.



(a)



(b)

Figura 28 – Formas de onda de B , medida e de referência, e o erro entre elas na última iteração do Controle Novo 1 e para os casos em que a amplitude desta última, do tipo triangular com frequência de 1 Hz, foi fixada em (a) 1,6 T e (b) 0,2 T.

Os resultados obtidos sob forma de onda de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz são apresentados na Tabela 10. Neste caso, o ganho do controlador proporcional, G , foi fixado em 0,3 e o ganho do controlador de fases, G_α , em 0,01.

Diferentemente do que ocorreu com o uso do Controle Original [48], houve convergência inclusive para amplitudes de indução superiores a 1,6 T. Embora o processo de controle tenha convergido de acordo com as tolerâncias predefinidas, observa-se que os valores de *Fitness* nem sempre podem ser considerados aceitáveis (i.e., inferiores a 5×10^{-5}). De acordo com os dados da Tabela 10, isto ocorre para elevadas amplitudes de indução magnética.

Na Tabela 11, apresentam-se os resultados obtidos sob forma de onda de indução

magnética senoidal com frequência de 1 Hz. Neste caso, o ganho do controlador proporcional, G , foi fixado em 1 e o ganho do controlador de fases, G_α , em 0,01.

Tabela 10 – Resultados de testes do Controle Novo 1 obtidos sob forma de B senoidal com frequência de 10 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	33	Sim	$1,9791 \times 10^{-4}$	-0,0511	0,1479
1,7	21	Sim	$2,2882 \times 10^{-4}$	-0,0864	0,1762
1,6	17	Sim	$1,2789 \times 10^{-4}$	-0,0190	-0,0780
1,5	13	Sim	$6,7610 \times 10^{-5}$	-0,0010	-0,0392
1,3	6	Sim	$3,9280 \times 10^{-5}$	-0,0057	0,0889
1,0	9	Sim	$1,1772 \times 10^{-5}$	0,0050	-0,0445
0,5	7	Sim	$2,6538 \times 10^{-5}$	0,0181	0,1407
0,3	6	Sim	$2,9841 \times 10^{-5}$	-0,0262	-0,1169
0,2	6	Sim	$3,2818 \times 10^{-5}$	-0,0198	-0,0894

Tabela 11 – Resultados dos testes do Controle Novo 1 obtidos sob forma de B senoidal com frequência de 1 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	30	Não	$1,1671 \times 10^{-3}$	2,0810	-16,1986
1,6	67	Não	$4,5682 \times 10^{-4}$	-0,8924	-0,5739
1,5	65	Não	$3,4087 \times 10^{-4}$	-0,0506	3,1845
1,4	39	Sim	$1,0190 \times 10^{-4}$	-0,1088	-0,1505
1,2	36	Sim	$4,9648 \times 10^{-5}$	0,0048	0,0888
1,0	34	Sim	$1,0808 \times 10^{-4}$	-0,0225	-0,0727
0,7	32	Sim	$1,0640 \times 10^{-4}$	-0,1881	0,1453
0,5	32	Sim	$6,9517 \times 10^{-5}$	-0,0782	0,1157
0,4	41	Não	$1,5572 \times 10^{-4}$	0,2586	1,7648
0,2	27	Não	$4,6606 \times 10^{-4}$	-1,5455	2,9103

Neste caso, houve convergência apenas para amplitudes de indução na faixa de 0,5 a 1,4 T. Nas situações onde não houve convergência, observou-se que a forma de onda da indução magnética tende, a partir de certo número de iterações, a se degradar e, por consequência, os valores do *Fitness* e dos parâmetros utilizados como critérios de convergência tendem a aumentar. Observou-se ainda que, nestes casos, pode ocorrer uma estagnação dos valores do *Fitness* e dos parâmetros utilizados como critérios de convergência. Isso está ilustrado na Fig. 29, onde é mostrado o comportamento do *Fitness* relativo à amplitude de indução igual a 0,4 T.

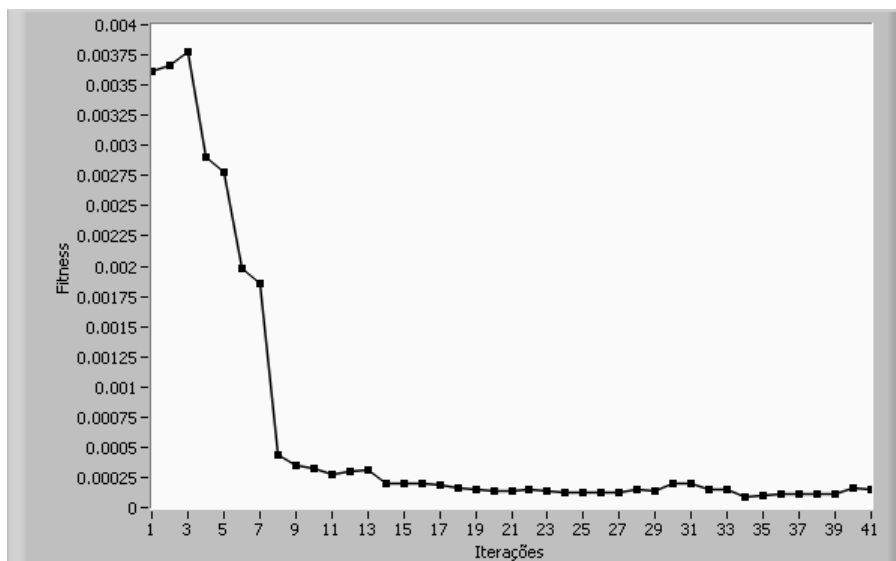


Figura 29 – Comportamento do *Fitness* para o caso de indução senoidal com frequência igual a 1 Hz e com amplitude igual a 0,4 T.

Com base nos resultados apresentados nesta subseção, conclui-se que: i) o Controle Novo 1 pode apresentar bons resultados para formas de onda de indução magnética senoidal e triangular com frequência de 10 Hz e senoidal com frequência de 1 Hz, mas com amplitude limitada a 1,4 T neste último caso; e que ii) este controle não se aplica para formas de onda de indução magnética triangular com frequência de 1 Hz. Portanto, novas opções de controle devem ser investigadas e é este o objetivo da próxima subseção.

2.5 Implementação do Controle Novo 2

A fim de buscar novas alternativas para o controle da forma de onda de indução magnética no SCaMMA, foram investigadas modificações no Controle Novo 1. O novo controle assim obtido, denominado de Controle Novo 2, é mais simples do que o Controle Novo 1. Dessa forma, o usuário do SCaMMA pode agora escolher uma dentre 3 alternativas de controle. A opção pelo Controle Novo 2 é mostrada na Fig. 30.

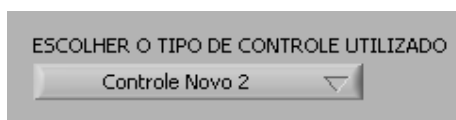


Figura 30 – Estrutura do painel frontal do IV “Controle de forma de onda” para escolher o tipo de controle.

O Controle Novo 2 não utiliza o controlador de fases desenvolvido para o Controle Novo 1, mas apenas o controlador proporcional. Três tipos de configurações foram implementadas e testadas (as quais se diferenciam basicamente pelo tipo de equação principal adotada)

utilizando-se formas de onda de indução magnética senoidais e triangulares com frequência de 10 e de 1 Hz. Em todos os casos, as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude da forma de onda de indução magnética foram os mesmos e iguais a 0,2 %.

A primeira delas, denominada configuração 2.1, faz uso da amplitude da tensão de saída do gerador de funções referente à iteração anterior, $v_c^{i-1}_{max}$, em substituição ao termo $|v_c^{i-1}|$ usado no Controle Novo 1. Esta equação tem a forma apresentada em (34). Nessa configuração, a parcela de correção aumenta ao longo do processo de controle e tende a acelerá-lo e até mesmo a desestabilizá-lo. De fato, observou-se que, quando o valor de $v_c^{i-1}_{max}$ excede a 1 V, o controle se torna instável.

$$v_c^i = v_c^{i-1} + G \cdot v_c^{i-1}_{max} \cdot Diff_i \quad (34)$$

Com base nos resultados, concluiu-se que essa configuração pode apresentar bons resultados para formas de onda de indução magnética senoidal e triangular com frequência de 10 Hz, na faixa de 0,2 a 1,8 T, e com frequência de 1 Hz, na faixa de 0,2 a 1,6 T. Estes resultados representam um avanço em relação aos resultados obtidos anteriormente nas mesmas condições.

A segunda, denominada configuração 2.2, faz uso do valor eficaz da tensão de saída do gerador de funções também referente à iteração anterior, $v_c^{i-1}_{rms}$, em substituição ao termo $|v_c^{i-1}|$ usado no Controle Novo 1. Esta equação tem a forma dada em (35). Nesta configuração, a parcela de correção também aumenta ao longo do processo de controle e tende a acelerá-lo, mas este aumento é menor do que aquele que ocorre na configuração 2.1. Da mesma forma que na configuração 2.1, observou-se que, quando o valor de $v_c^{i-1}_{rms}$ excede a 1 V, o controle se torna instável.

$$v_c^i = v_c^{i-1} + G \cdot v_c^{i-1}_{rms} \cdot Diff_i \quad (35)$$

Com base nos resultados, concluiu-se que essa configuração pode apresentar bons resultados para formas de onda de indução magnética senoidal e triangular com frequência de 10 Hz, na faixa de 0,2 a 1,8 T. Porém, com frequência de 1 Hz, esta configuração do controle pode apresentar bons resultados apenas em faixas restritas de amplitude da indução, i.e., de 0,5 a 1,5 T, para indução triangular, e de 0,2 a 1,5 T, para indução senoidal.

Na terceira configuração, denominada 2.3, a parcela de correção é composta somente pelo produto entre o ganho G e o fator $Diff_i$. Esta equação tem a forma mostrada em (36), donde se observa que a porcentagem do vetor $Diff_i$ usada na parcela de correção não varia.

$$v_c^i = v_c^{i-1} + G \cdot Diff_i \quad (36)$$

Na sequência serão apresentados os resultados obtidos especificamente com o uso da configuração 2.3 do Controle Novo 2 no controle de ondas de indução magnética triangular e senoidal com frequências iguais a 10 e 1 Hz.

2.5.1 Resultados obtidos através da configuração 2.3 do Controle Novo 2

Na Tabela 12, apresentam-se os resultados obtidos através da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 10 Hz. O valor do ganho do controlador proporcional G foi fixado em 0,3.

Tabela 12 – Resultados de testes da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de B triangular com frequência de 10 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	48	Sim	$4,1807 \times 10^{-5}$	-0,0630	-0,1875
1,6	30	Sim	$8,6326 \times 10^{-6}$	-0,0039	-0,1966
1,0	6	Sim	$4,4896 \times 10^{-5}$	-0,0181	0,0617
0,5	18	Sim	$4,6884 \times 10^{-6}$	-0,0018	-0,0343
0,3	17	Sim	$9,8438 \times 10^{-6}$	-0,0094	0,0562

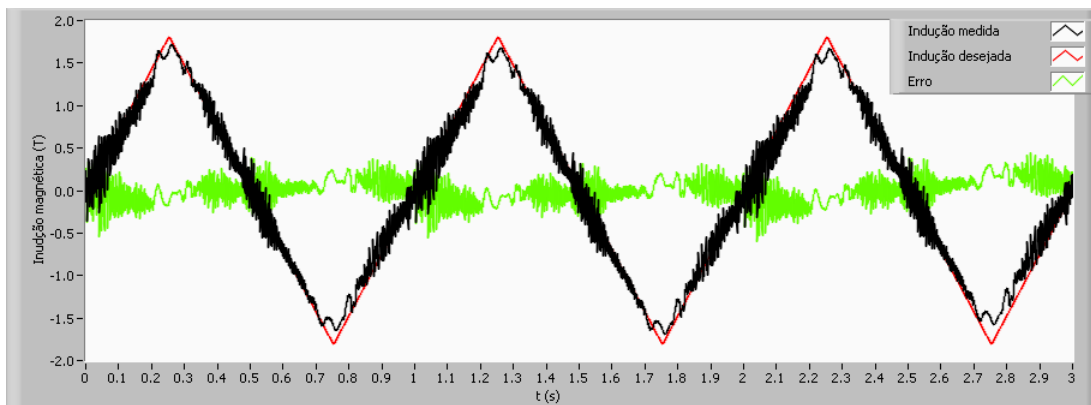
Destes resultados, observa-se que, além da convergência numa ampla faixa de amplitudes de indução, os valores finais do *Fitness* e dos erros do fator de forma e de amplitude são menores do que os valores máximos predefinidos.

Na Tabela 13, são apresentados os resultados para forma de onda de indução triangular com frequência de 1 Hz. O valor do ganho do controlador proporcional G foi fixado em 0,3.

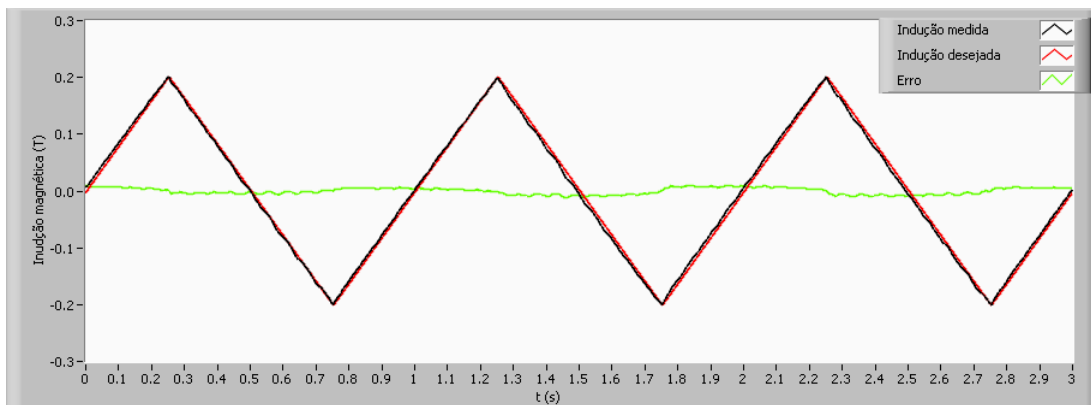
Tabela 13 – Resultados de testes da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de B triangular com frequência de 1 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	45	Não	$9,1789 \times 10^{-4}$	0,0826	-6,6502
1,7	37	Não	$7,1678 \times 10^{-4}$	0,3525	2,2098
1,6	76	Sim	$9,7969 \times 10^{-5}$	-0,0984	-0,1432
1,0	39	Sim	$1,7061 \times 10^{-5}$	-0,0059	0,1758
0,5	15	Sim	$6,2558 \times 10^{-5}$	-0,0483	-0,1405
0,2	31	Sim	$1,6047 \times 10^{-4}$	-0,0894	0,1882

Nesse caso, houve convergência apenas para amplitudes de indução na faixa de 0,2 a 1,6 T; embora com alguns valores elevados de *Fitness*. Nas Figs. 31 (a) e (b), são apresentadas as respectivas formas de onda de indução magnética, medida e de referência, e o erro entre elas na última iteração do Controle Novo 2, configuração 2.3, para os casos em que a amplitude desta última foi fixada em 1,8 T e 0,2 T, respectivamente. Na Fig. 31 (a), podem ser observadas oscilações na forma de onda da indução magnética medida. Tais ondulações resultaram na não convergência do controle.



(a)



(b)

Figura 31 – Formas de onda de B , medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do Controle Novo 2, configuração 2.3, para os casos em que a amplitude desta última foi fixada em (a) 1,8 T e (b) 0,2 T.

Na Tabela 14, apresentam-se os resultados obtidos através da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de indução magnética senoidal com frequência de 10 Hz. O valor do ganho do controlador proporcional G foi fixado em 0,6. Neste caso, houve convergência para amplitudes de indução na faixa de 0,2 a 1,8 T; embora ocorram valores elevados de *Fitness*.

Tabela 14 – Resultados de testes da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de B senoidal com frequência de 10 Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	25	Sim	$9,4620 \times 10^{-5}$	0,0179	0,0424
1,6	20	Sim	$3,7343 \times 10^{-5}$	0,0156	0,1603
1,0	3	Sim	$1,9714 \times 10^{-5}$	-0,0024	-0,1539
0,5	4	Sim	$8,2260 \times 10^{-6}$	0,0061	0,1064
0,2	5	Sim	$8,8097 \times 10^{-6}$	-0,0093	0,0868

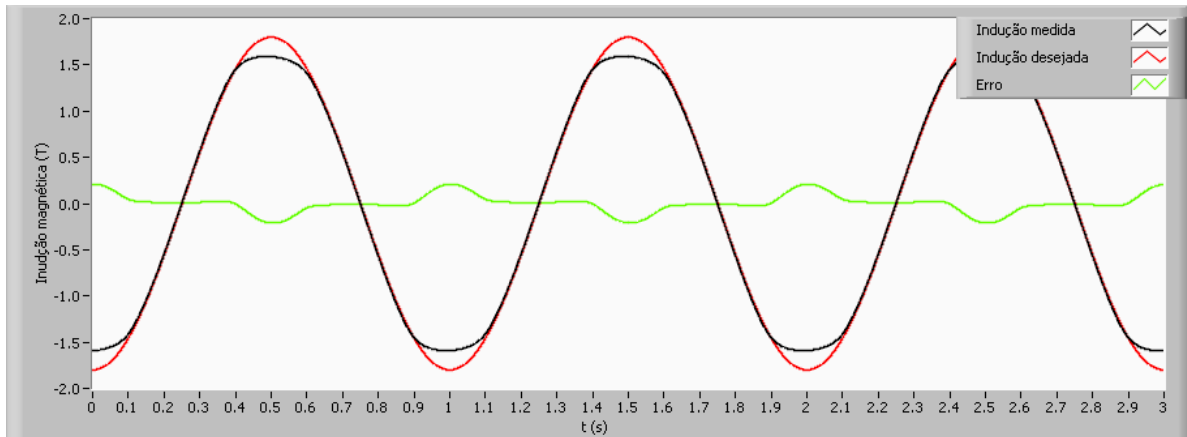
Na Tabela 15, apresentam-se os resultados obtidos através da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de indução magnética senoidal com frequência de 1 Hz. O valor do ganho do controlador proporcional G foi fixado em 0,3.

Tabela 15 – Resultados de testes da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de B senoidal com frequência de 1 Hz.

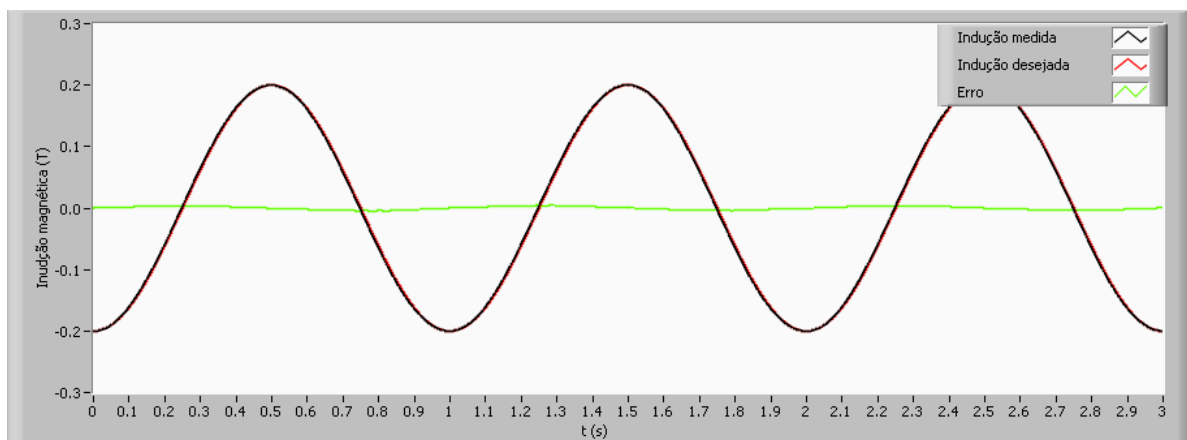
Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,8	75	Não	$6,1032 \times 10^{-4}$	-1,0426	-11,5665
1,6	65	Sim	$1,6356 \times 10^{-4}$	-0,1373	-0,1457
1,0	6	Sim	$7,9720 \times 10^{-5}$	-0,0597	0,1635
0,5	7	Sim	$3,7170 \times 10^{-5}$	-0,0068	0,1539
0,3	13	Sim	$3,8462 \times 10^{-5}$	-0,0044	0,0766
0,2	10	Sim	$2,9809 \times 10^{-5}$	-0,0272	-0,0158

Nas Figs. 32 (a) e (b), são exibidas as formas de onda de indução magnética, medida e de referência, e o erro entre elas na última iteração do Controle Novo 2, configuração 2.3, para os casos em que a amplitude desta última, do tipo senoidal com frequência de 1 Hz, foi fixada em 1,8 T e 0,2 T, respectivamente. Devido ao elevado número de iterações executadas sem que tenha havido convergência, o processo foi encerrado no primeiro caso. É interessante observar que, neste caso, não houve deformações consideráveis nas ondas medidas.

Com base nos resultados apresentados nesta subseção, conclui-se que a configuração 2.3 do Controle Novo 2 pode apresentar bons resultados para formas de onda de indução magnética senoidal e triangular com frequência de 10 Hz, na faixa de 0,2 a 1,8 T, e com frequência de 1 Hz, na faixa de 0,2 a 1,6 T. Por ser a configuração mais simples e robusta, i.e., propiciando menores riscos à estabilidade do processo de controle, essa configuração passou a ser a principal configuração do Controle Novo 2.



(a)



(b)

Figura 32 – Formas de onda de B , medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do Controle Novo 2, configuração 2.3, para os casos em que a amplitude desta última, do tipo senoidal com frequência de 1 Hz, foi fixada em (a) 1,8 T e (b) 0,2 T.

A partir de então, todos os procedimentos de controle passaram a ser realizados com essa configuração e todos os dados experimentais passaram a ser adquiridos através do seu uso. Torna-se, então, necessário explorar suas potencialidades, principalmente para o controle de formas de onda de indução magnética com mínimos locais. Tais formas de onda geram laços menores no interior do laço $B \times H$ maior, como está ilustrado na Fig. 33.

A fim de realizar tal exploração, implementou-se um IV no SCaMMA para gerar formas de onda de tensão do tipo PWM de dois níveis e referência senoidal³, pois estas, quando impostas ao secundário do dispositivo de ensaio, resultam em formas de onda de indução magnéticas triangulares com mínimos locais. Os parâmetros deste tipo de forma de onda de tensão permitem definir o número e a amplitude dos laços menores no interior do laço $B \times H$ maior, além da amplitude deste laço. Tensões com este tipo de forma de onda são comumente

³ Doravante referida como PWM-2N senoidal.

geradas por inversores eletrônicos de potência e empregadas, por exemplo, para o controle de máquinas elétricas.

O primeiro teste foi realizado, com sucesso, através da imposição, ao secundário do dispositivo de caracterização, de uma tensão PWM-2N senoidal cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Na Fig. 33, é exibido o respectivo laço $B \times H$, no qual a amplitude da indução é de 1,3 T.

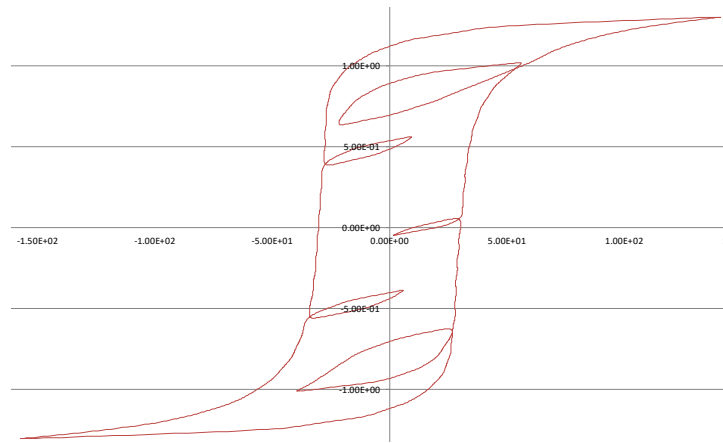


Figura 33 – Laço $B \times H$ contendo cinco laços menores.

Todavia, num segundo teste, realizado de modo que a amplitude da indução fosse de 0,5 T, não houve convergência do controle. Neste caso, a forma de onda da tensão no secundário do quadro de Epstein apresentou ondulações em alguns trechos, as quais foram responsáveis pela referida não convergência. Pôde-se verificar que, de fato, este problema ocorria para amplitudes de indução inferiores a 1,0 T, o que fez com que nossas atenções se voltassem para a resolução deste problema.

Inicialmente, suspeitou-se de que o transdutor de corrente pudesse estar, de alguma forma, interferindo no controle. De acordo com o fabricante [96], este transdutor gera em seus terminais de entrada uma tensão quadrada, cuja amplitude é da ordem de 7 mV e cuja frequência é da ordem de 220 Hz. Esta tensão, por sua vez, gera uma corrente que se sobrepõe à corrente no primário do dispositivo de ensaio. As consequências disso podem ser notadas quando os sinais adquiridos são de baixa amplitude. Além disso, conforme verificado em [74], este transdutor gera em seus terminais de saída uma tensão triangular, cuja amplitude é da ordem de 0,4 mV e cuja frequência é da ordem de 220 Hz. Por este motivo, previu-se a aquisição de sensores de corrente resistivos para o desenvolvimento deste projeto. Todavia, a substituição do transdutor por um destes sensores não resolveu o problema do controle e o trabalho realizado na busca de uma solução para o mesmo será descrito mais adiante.

Com este propósito, algumas modificações tiveram que ser realizadas no SCaMMA. Tais modificações envolveram essencialmente dois aspectos, sendo que o primeiro está relacionado à aquisição dos sinais envolvidos no controle de forma de onda e o segundo à maneira como é realizado o processo de sincronização dos mesmos. Como anteriormente citado, este processo foi denominado de “gatilhamento dinâmico” [74].

A seguir são detalhadas as modificações realizadas no SCaMMA com o objetivo de viabilizar a caracterização de aços elétricos sob formas de onda de indução magnética com mínimos locais e resultantes da integração de formas de onda de tensão do tipo PWM-2N senoidal.

2.6 Modificações na aquisição de sinais

A primeira modificação realizada quanto à aquisição de sinais foi a substituição do transdutor de corrente por um sensor de corrente resistivo (SCR). Na Fig. 34, apresenta-se o diagrama esquemático do SCaMMA usando o quadro de Epstein e um SCR. Nas Figs. 35 e 36, são exibidas comparações entre os laços $B \times H$ e entre as formas de onda do campo magnético obtidas através da medição indireta deste campo via transdutor de corrente e SCR. Em ambos os casos, a amplitude da indução é de 1 T e os resultados foram obtidos através da imposição, ao secundário do dispositivo de caracterização, de uma tensão PWM-2N senoidal cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 30 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 5 Hz.

Estas duas figuras evidenciam as distorções introduzidas pelo transdutor de corrente na forma de onda do campo magnético e, por consequência, no laço $B \times H$. De fato, a medição indireta desta forma de onda nesta aplicação (i.e., caracterização magnética de aços elétricos) é comumente feita através de sensores de corrente resistivos [97]. Os sensores de corrente resistivos adquiridos são do tipo Kelvin e têm resistências nominais iguais a 0,5 Ω , 1,5 Ω e 5 Ω , com tolerâncias iguais a 0,1 %. Na Tabela 16, são apresentadas suas resistências medidas e outras de suas especificações.

Tabela 16 – Dados técnicos dos SCR utilizados no LAMCE.

Resistência nominal [Ω]	Resistência medida [Ω]	Erro em relação ao valor nominal [%]	Potência nominal [W]	Corrente nominal [A, eficaz]
0,5	0,507	1,40	7,50	3,87
1,5	1,510	0,67	4,00	1,63
5,0	5,010	0,20	1,25	0,50

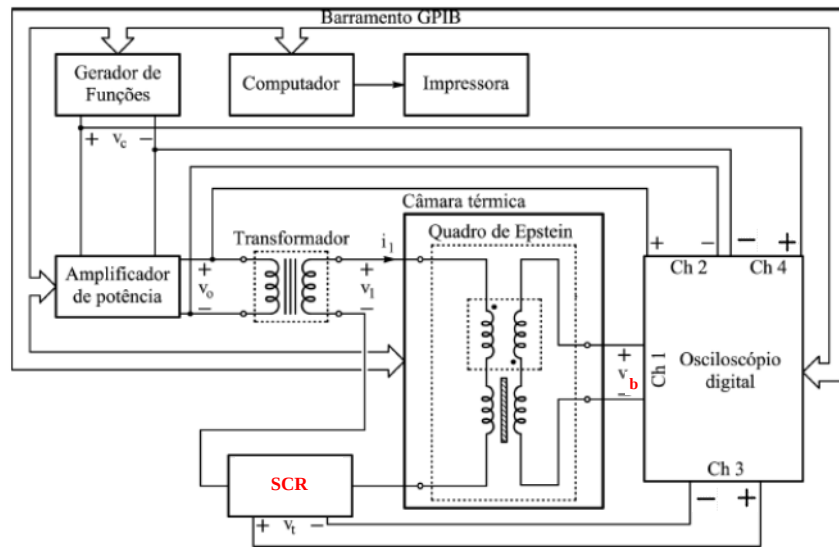


Figura 34 – Diagrama esquemático do SCAmMa usando o quadro de Epstein e um sensor de corrente resistivo (SCR).

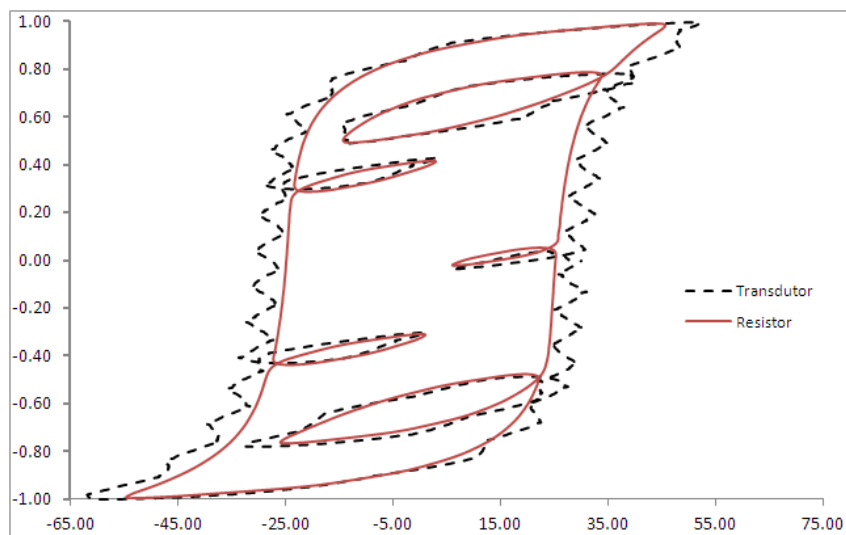


Figura 35 – Comparação entre os laços $B \times H$ obtidos com o uso do transdutor de corrente e com o SCR.

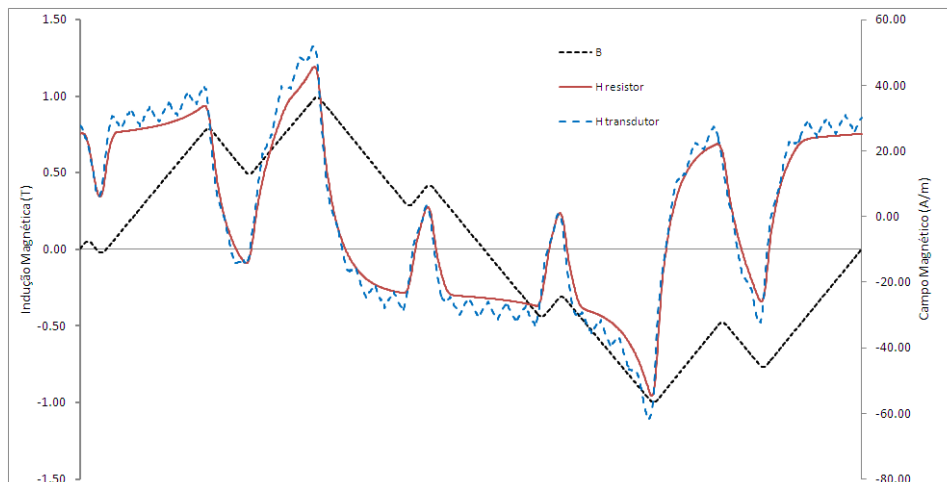


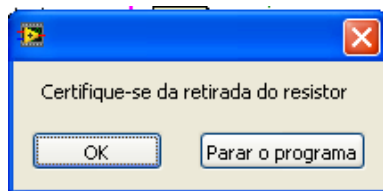
Figura 36 – Comparação entre as formas de onda do campo magnético obtidas via transdutor de corrente e SCR.

A escolha de qual SCR utilizar numa determinada condição depende da forma de onda da indução magnética, de sua amplitude e frequência. Na Tabela 17, apresentam-se alguns exemplos de escolha. Como não é possível prever com segurança qual o SCR adequado para uma dada condição, utiliza-se inicialmente o de maior potência ou dados já conhecidos acerca do respectivo valor eficaz da corrente no primário do dispositivo de ensaio.

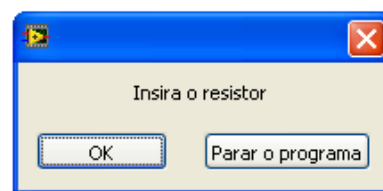
Tabela 17 – Compatibilidade entre os SCR e as características da forma de onda da indução magnética.

Forma de onda da indução	Frequência fundamental [Hz]	Amplitude [T]	Corrente medida [mA, eficaz]	SCR permitidos		
				0,5 Ω	1,5 Ω	5 Ω
Triangular	1	1,5	145,44	✓	✓	✓
Triangular	1	1,6	522,05	✓	✓	×
Triangular	10	1,6	508,00	✓	✓	×
Triangular	60	1,6	534,06	✓	✓	×

Durante a desmagnetização da amostra não se deve utilizar um SCR, pois a corrente no primário do dispositivo de ensaio pode atingir um valor eficaz suficiente para danificá-lo. Através das caixas de diálogo mostradas nas Figs. 37 (a) e (b), o programa instrui o usuário sobre o momento correto de retirar ou inserir o SCR no sistema. Ainda não foi implementado algum dispositivo que possa fazer este chaveamento de maneira automatizada; logo, as mudanças devem ser realizadas manualmente.



(a)



(b)

Figura 37 – Caixas de diálogo que instruem o operador do SCaMMa sobre a retirada ou inserção do SCR no sistema.

A substituição do transdutor de corrente por um SCR evidenciou que o primeiro não era um dos responsáveis pela não convergência do processo de controle nas condições anteriormente referidas, mas sim as ondulações em alguns trechos da forma de onda da tensão no secundário do dispositivo de ensaio. Na Fig. 38, exhibe-se esta forma de onda que, neste caso, foi adquirida na primeira iteração do controle. A tensão de referência é uma onda PWM-2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Neste caso, a amplitude da indução é de 1 T. Desta figura, percebe-se grandes ondulações na forma de onda da tensão medida, principalmente em sua parte inferior (negativa), e isto atrapalha

enormemente o controle desta tensão. Mesmo após algumas iterações do controle, tais ondulações persistem, como pode ser observado na Fig. 39.

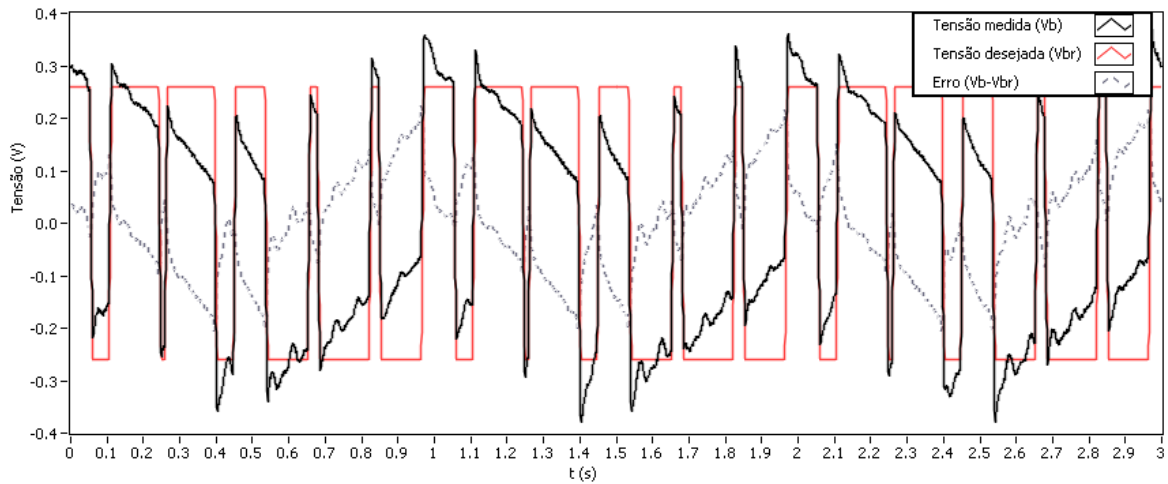


Figura 38 – Formas de onda da tensão de referência e medida (na primeira iteração do controle) no secundário do dispositivo de ensaio. A tensão de referência é uma onda PWM–2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Neste caso, a amplitude da indução é de 1 T.

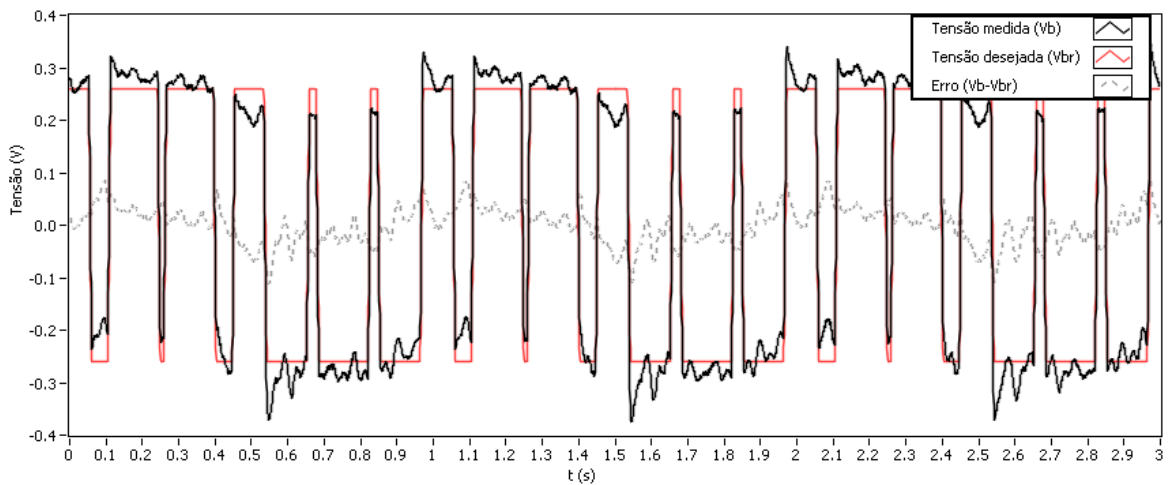


Figura 39 – Formas de onda da tensão de referência e medida (após algumas iterações do controle) no secundário do dispositivo de ensaio. A tensão de referência é uma onda PWM–2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Neste caso, a amplitude da indução é de 1 T.

Na tentativa de suprimir tais ondulações foi feita uma investigação sobre suas causas. Inicialmente, surgiu a ideia de se colocar um capacitor de cerâmica de $1 \mu\text{F}^4$ em paralelo com o secundário do dispositivo de ensaio, como mostrado na Fig. 40, pois suspeitou-se que estas ondulações estivessem relacionadas a efeitos capacitivos presentes no dispositivo de ensaio. Feito isso, tais ondulações desapareceram, conforme apresentado na Fig. 41.

⁴ Não há nenhum motivo especial para a escolha deste valor específico de capacitância.

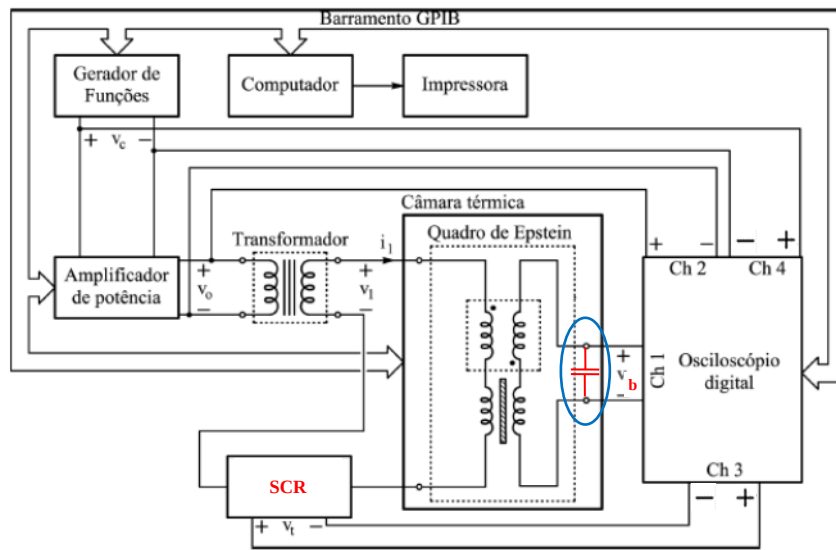


Figura 40 – Diagrama esquemático do SCaMMA com um capacitor conectado em paralelo com o secundário do dispositivo de ensaio.

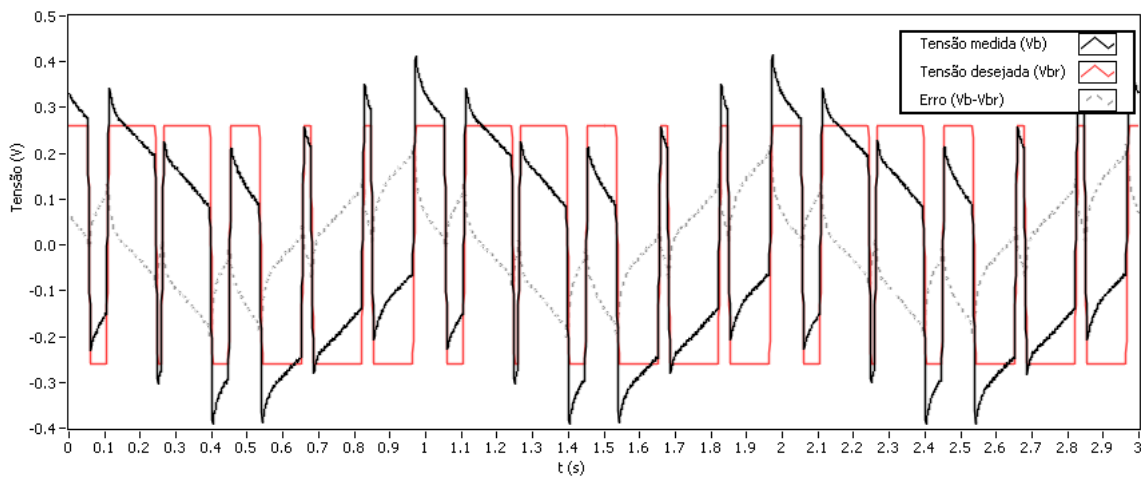


Figura 41 – Formas de onda da tensão de referência e medida (na primeira iteração do controle) no secundário do dispositivo de ensaio e com um capacitor em paralelo com o mesmo. A tensão de referência é uma onda PWM-2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Neste caso, a amplitude da indução é de 1 T.

Todavia, imaginando que esta seria a solução definitiva para o problema inicial de não convergência do controle sob amplitudes de indução inferiores a 1 T e frequência de 1 Hz, surgiram duas importantes questões: a) qual seria o embasamento teórico que daria sustentação à utilização deste capacitor nesta posição? b) qual seria o impacto disso nas características magnéticas?

A resposta à primeira destas questões poderia ser dada com base na análise do circuito equivalente do sistema de medição e, principalmente, do dispositivo de ensaio (neste caso, o quadro de Epstein). Fazem parte do circuito equivalente do quadro de Epstein as capacitâncias próprias de seus enrolamentos e aquela entre estes enrolamentos. Uma análise deste circuito

equivalente pode ser encontrada em [98]. A conclusão de que uma análise teórica, porém realística, acerca da influência (nas características magnéticas) do valor da capacitância e do local em que o capacitor externo é inserido somente poderia ser obtida com base em simulações do respectivo circuito equivalente, cujos parâmetros deveriam, para tanto, ter valores definidos por medição. Esta árdua tarefa não será empreendida aqui.

Nossa opção será por investigar, experimentalmente, a influência (nas características magnéticas) do valor da capacitância e do local em que o capacitor externo é inserido. Para tanto, sabendo-se que esta influência seria tanto menor quanto menor fosse a capacitância do capacitor utilizado, seria então necessário verificar empiricamente qual seria a menor capacitância, dentre aquelas disponíveis, que eliminasse as ondulações e, ao mesmo tempo, tivesse impacto desprezível nas características magnéticas e o local em que o respectivo capacitor deveria ser instalado.

Nas Tabelas 18 e 19, resultados em **negrito** indicam que as referidas ondulações não ocorreram. As células hachuradas indicam que houve convergência com as tolerâncias aos erros de amplitude e de fator de forma da forma de onda da indução magnética iguais e iguais a 0,1 %. Por sua vez, os demais números indicam que as ondulações ocorreram. Finalmente, as células com um traço indicam que não houve convergência do controle, mesmo que com valores mais elevados para as tolerâncias aos referidos erros.

O primeiro conjunto de testes foi feito tendo como referência uma tensão do tipo PWM-2N senoidal, com frequência da portadora igual a 5 vezes a frequência do sinal de referência e índice de modulação igual a 0,8. Neste caso, a amplitude da indução foi fixada em 1,2 T. Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 18. Nessa tabela, são informados os valores da perda magnética total (*Perda*), da amplitude do campo magnético (H_p) e do campo coercitivo (H_{co}). Os testes foram feitos variando-se a frequência do sinal de referência e os valores das capacitâncias. Os respectivos capacitores foram colocados em paralelo com o secundário do quadro de Epstein. Dessa tabela, observa-se que, para uma dada frequência do sinal de referência, os valores obtidos são bastante próximos, o que indica que o impacto do uso do capacitor é pequeno. De fato, os valores das características magnéticas são praticamente os mesmos para uma dada frequência do sinal de referência; sendo próximos até mesmo dos valores obtidos nos testes realizados sem capacitor no secundário. Porém, para a frequência do sinal de referência igual a 1 Hz só foi possível obter convergência a partir do capacitor de 6,8 nF. Portanto, a capacitância adequada do capacitor a ser utilizado sob tais condições seria de, no mínimo, 6,8 nF.

Tabela 18 – Resultados de testes sobre a influência da capacitância de capacitores em paralelo com o secundário do quadro de Epstein em algumas características magnéticas obtidos sob uma tensão de referência do tipo PWM–2N senoidal, com frequência da portadora igual a 5 vezes a frequência do sinal de referência e índice de modulação igual a 0,8 e com amplitude da indução fixada em 1,2 T.

Frequência da portadora [Hz]	25	15	5	25	15	5	25	15	5
Frequência da referência [Hz]:	5	3	1	5	3	1	5	3	1
Capacitância:	<i>Perda</i> [W/kg]			H_p [A/m]			H_{co} [A/m]		
Sem capacitor	0,113	0,065	–	93,3	93,5	–	30,83	29,71	–
1,5 pF	0,112	0,065	–	91,9	93,3	–	30,73	29,71	–
6,8 nF	0,113	0,065	0,021	93,0	92,9	93,8	30,85	29,70	28,40
0,33 μ F	0,112	0,065	0,020	91,6	92,1	92,0	30,80	29,64	28,35
1 μ F	0,112	0,065	0,020	92,8	92,8	91,9	30,85	29,68	28,32

O segundo conjunto de testes também foi feito tendo como referência uma tensão do tipo PWM–2N senoidal, com frequência da portadora igual a 5 vezes a frequência do sinal de referência e índice de modulação igual a 0,8 e, além disso, com os respectivos capacitores colocados em paralelo com o secundário do quadro de Epstein. Porém, neste caso, a amplitude da indução foi fixada em 0,5 T. Os resultados obtidos são apresentados na Tabela 19. Desta tabela, observa-se que, para uma dada frequência do sinal de referência, os valores obtidos são bastante próximos, o que indica que o impacto do uso do capacitor é pequeno. De fato, os valores das características magnéticas são praticamente os mesmos para uma dada frequência do sinal de referência; sendo próximos até mesmo dos valores obtidos dos testes realizados sem capacitor no secundário. Porém, para frequências do sinal de referência iguais a 1 ou 3 Hz só foi possível obter convergência a partir dos capacitores de 0,33 μ F e 6,8 nF, respectivamente. Portanto, a capacitância adequada do capacitor a ser utilizado sob tais condições seria de, no mínimo, 0,33 μ F.

Tabela 19 – Resultados de testes sobre a influência da capacitância de capacitores em paralelo com o secundário do quadro de Epstein em algumas características magnéticas obtidos sob uma tensão de referência do tipo PWM–2N senoidal, com frequência da portadora igual a 5 vezes a frequência do sinal de referência e índice de modulação igual a 0,8 e com amplitude da indução fixada em 0,5 T.

Frequência portadora (Hz)	25	15	5	25	15	5	25	15	5
Frequência da referência (Hz):	5	3	1	5	3	1	5	3	1
Capacitância:	<i>Perda</i> [W/kg]			H_p [A/m]			H_{co} [A/m]		
Sem capacitor	0,026	–	–	34,4	–	–	22,57	–	–
1,5 pF	0,026	–	–	34,9	–	–	22,71	–	–
6,8 nF	0,026	0,015	–	34,7	33,8	–	22,57	21,72	–
0,33 μ F	0,026	0,015	0,005	34,7	33,5	32,1	22,69	21,58	20,64
1 μ F	0,026	0,015	0,005	34,8	33,9	31,5	22,69	21,76	20,48

Novos testes foram realizados colocando-se um capacitor de $1\ \mu\text{F}$ em paralelo com o secundário do transformador isolador (vide Fig. 42), de modo que, a princípio, não houvesse influência sobre as características magnéticas. De fato, diferentemente do caso anterior, em que o capacitor é colocado no secundário do dispositivo de ensaio, neste caso este secundário continua em circuito aberto. Assim, com a imposição de uma dada forma de onda de tensão sobre o mesmo resultaria a respectiva forma de onda da indução e, em resposta, a esperada forma de onda do campo. Por meio da observação da Fig. 43, nota-se que, com a introdução deste capacitor neste local, as ondulações inicialmente presentes na forma de onda da tensão no secundário do dispositivo de ensaio foram eliminadas.

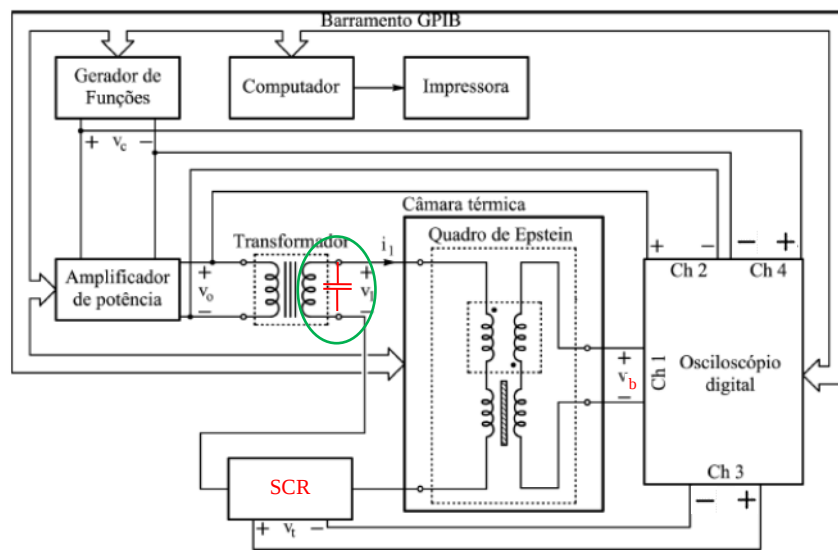


Figura 42 – Diagrama esquemático do SCaMMA com um capacitor conectado em paralelo com o secundário do transformador isolador.

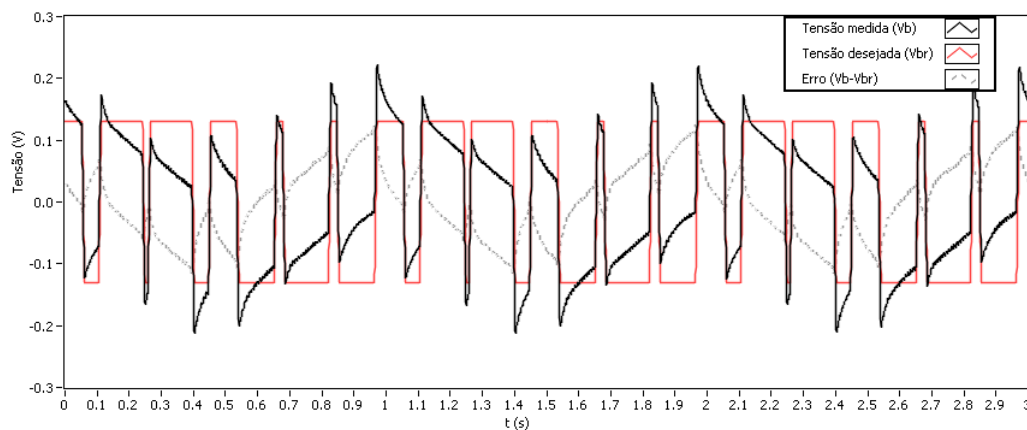


Figura 43 – Formas de onda da tensão de referência e medida (na primeira iteração do controle) no secundário do dispositivo de ensaio e com um capacitor em paralelo com o secundário do transformador isolador. A tensão de referência é uma onda PWM-2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Neste caso, a amplitude da indução é de 0,5 T.

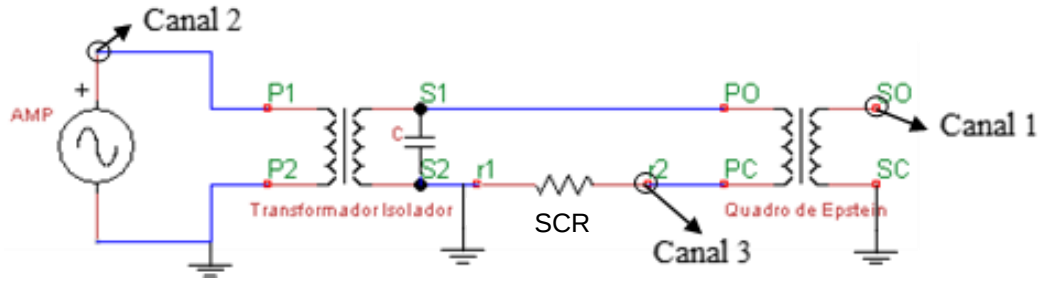


Figura 45 – Configuração de ligação dos componentes do SCaMMA após as modificações.

As modificações na configuração de ligação dos componentes do SCaMMA não resolveram os problemas relacionados ao eventual deslocamento relativo entre as formas de onda das tensões medida e de referência no enrolamento secundário do dispositivo de ensaio. Diante disso, partiu-se para a realização de modificações no subIV responsável pelo “gatilhamento dinâmico”.

2.7 Modificações no “gatilhamento dinâmico”

As modificações realizadas no subIV, responsável pelo “gatilhamento dinâmico”, não envolveram sua parte lógica. Apenas modificou-se os dois vetores (de pontos das formas de onda) de entrada empregados na sincronização.

Na forma original, o par de vetores v_0 e $G_v v_c$ era enviado a este subIV. O vetor $G_v v_c$ funcionava como uma referência e o sinal medido v_0 era deslocado de modo a, idealmente, anular o deslocamento relativo entre eles. Apresenta-se esse procedimento na Fig. 46. Em (a) tem-se as formas de onda fornecidas ao subIV responsável pelo “gatilhamento dinâmico” e, em (b), tem-se as formas de onda de saída deste subIV. Nota-se que os vetores possuem formas diferentes e, em determinadas situações, isto pode ser um fator decisivo para o sucesso de sua sincronização.

A fim de evitar ou minimizar o surgimento de deslocamentos relativos entre as formas de onda de interesse ao longo do processo de controle e assim contribuir para sua convergência, o sinal v_0 medido foi substituído pelo sinal v_c medido (vide Fig. 42) e sua referência calculada, que antes era $G_v v_c$, passou a ser v_c . Na Fig. 47, é apresentado o resultado obtido após essa modificação.

Após as modificações descritas, o controle passou a ter um bom desempenho. Porém, conforme anteriormente ressaltado, a experiência na bancada do SCaMMA mostrou que o número de iterações requerido para a convergência do controle pode ser reduzido quando se uti-

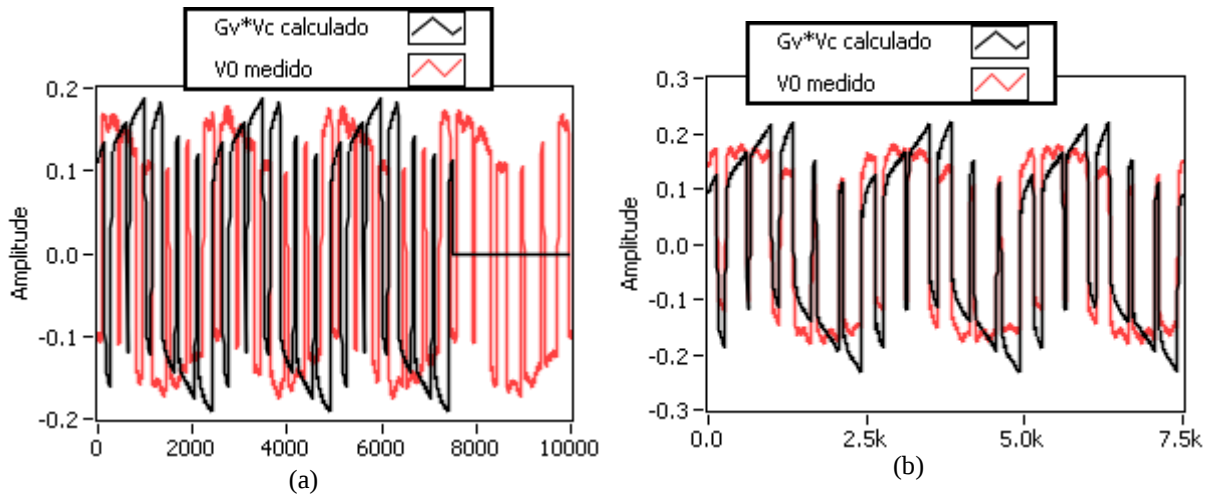


Figura 46 – Procedimento de sincronização realizado pelo subIV responsável pelo “gatilhamento dinâmico”.

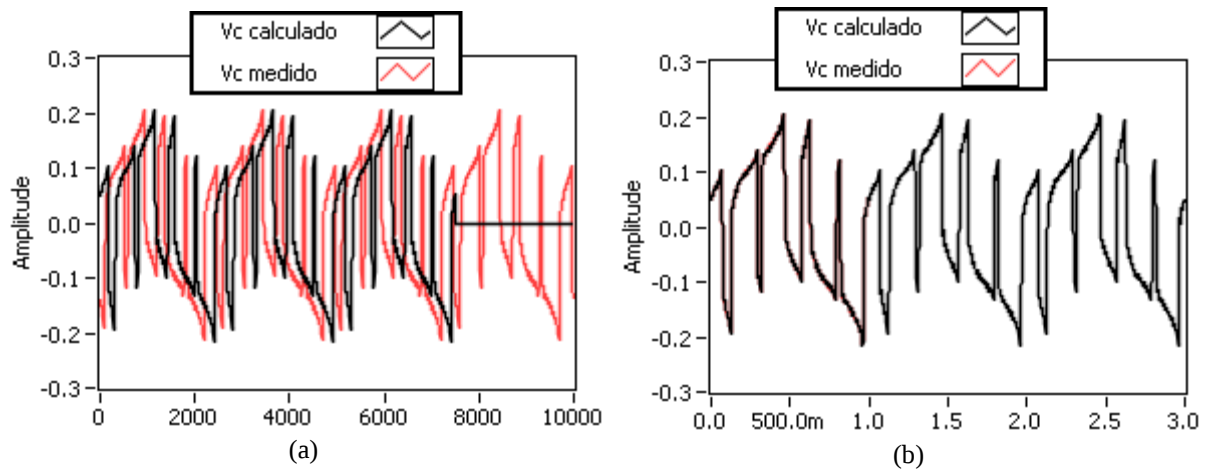


Figura 47 – Procedimento de sincronização realizado pelo subIV responsável pelo “gatilhamento dinâmico” após sua modificação.

liza, num outro experimento, dados obtidos em um experimento de sucesso, desde que este seja realizado para a mesma forma de onda de indução magnética e com amplitude igual àquela do experimento anterior. Neste sentido, foram feitas modificações no SCaMMa a fim de permitir ao usuário salvar estes dados, logo após a convergência ou a interrupção do processo de controle, a fim de que os mesmos possam ser usados para realizar outro experimento ou continuar o experimento interrompido. A experiência na bancada do SCaMMa mostrou que, neste caso, o número de iterações requerido para a convergência do controle é drasticamente reduzido em comparação àquela que ocorreria sem o uso destes dados. Tais modificações são detalhadas a seguir.

Os dados a serem salvos são os seguintes: o vetor que representa a tensão de saída do gerador de funções no controle (v_c calculado), o vetor normalizado que é passado ao gerador

de funções, o ganho do amplificador de potência e a amplitude tensão de saída do gerador de funções na última iteração. Quando o processo converge, ou quando o usuário finaliza a execução, o programa o conduz a janelas de salvamento de cada um desses dados. Após isso, caso o usuário queira reutilizar dados que antes salvou, basta reiniciar o processo de caracterização e, após o processo de desmagnetização da amostra, escolher a opção “OK” da caixa de diálogo “Deseja utilizar dados de controle armazenados?” (vide Fig. 48). Ao clicar em “Cancel” o procedimento padrão de controle se inicia.

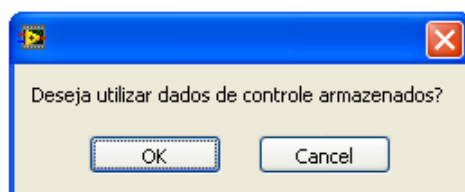


Figura 48 – Caixa de diálogo que permite ao usuário optar ou não pelo uso de dados de controle previamente salvos.

Na Fig. 49, apresenta-se a estrutura sequencial que realiza o carregamento dos dados previamente armazenados. Toda esta estrutura sequencial está inserida numa estrutura condicional que está vinculada à decisão do usuário de usar ou não os arquivos armazenados. No âmbito da programação do sistema, esta estrutura encontra-se dentro do subIV “Primeira iteração”, cujo ícone e painel de conectores são exibidos na Fig. 50.

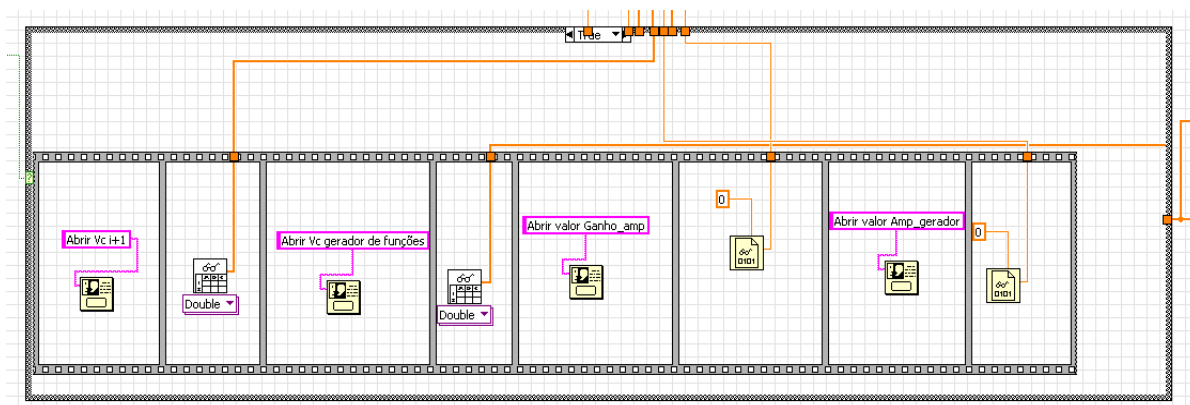


Figura 49 – Estrutura que realiza o carregamento dos dados armazenados.



Figura 50 – Ícone e painel de conectores do subIV “Primeira iteração”.

2.8 Resultados adicionais

Em todos os casos ilustrados a seguir, as tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude foram os mesmos e iguais a 0,2 %. Além disso, o *Fitness* foi adotado como um terceiro critério de convergência e, para esse propósito, sua tolerância foi fixada em 3×10^{-4} e o ganho do controlador proporcional, G , foi fixado em 0,5. A adoção do *Fitness* como um terceiro critério de convergência se justifica pelo fato de que, mesmo após o atendimento às tolerâncias aos erros percentuais do fator de forma e da amplitude, a forma de onda da indução pode ainda apresentar algumas deformações visíveis em relação à sua referência. Com este novo critério, tais deformações tendem a ser sensivelmente minimizadas.

Na Tabela 20, são apresentados os resultados obtidos para forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 1 Hz. Estes resultados foram obtidos com um capacitor de 1 μ F em paralelo com o secundário do transformador isolador.

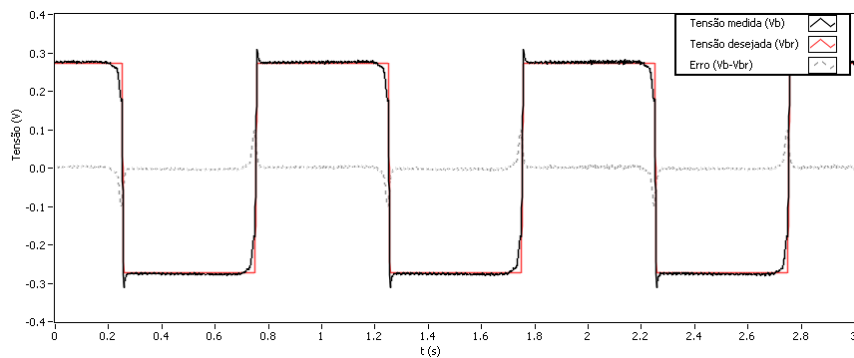
Desses resultados, observa-se que, além da convergência numa ampla faixa de amplitudes de indução, os valores finais do *Fitness* e dos erros do fator de forma e de amplitude são muito menores do que os valores máximos predefinidos. Porém, para amplitudes de indução superiores a 1,6 T o processo foi interrompido após um grande número de iterações (e.g., 127, no caso de 1,8 T) sem que houvesse convergência.

Tabela 20 – Resultados de testes da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de indução magnética triangular com frequência de 1 Hz.

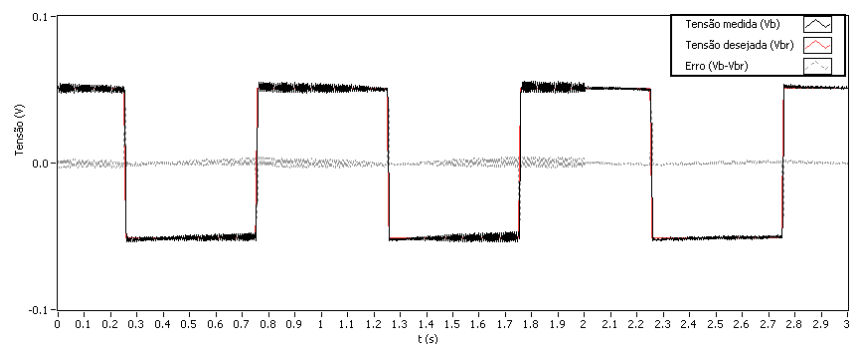
Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,6	81	Sim	$1,6528 \times 10^{-4}$	-0,05	-0,11
1,5	61	Sim	$1,7465 \times 10^{-4}$	0,02	0,20
1,4	30	Sim	$1,2713 \times 10^{-4}$	-0,07	-0,05
1,3	16	Sim	$7,0210 \times 10^{-5}$	0,04	-0,01
1,2	12	Sim	$9,1572 \times 10^{-5}$	-0,09	-0,19
1,1	9	Sim	$8,0146 \times 10^{-5}$	-0,06	0,02
1,0	11	Sim	$3,2064 \times 10^{-5}$	0,06	0,05
0,9	9	Sim	$3,6401 \times 10^{-5}$	-0,01	0,14
0,8	14	Sim	$4,3607 \times 10^{-5}$	-0,03	0,00
0,7	9	Sim	$2,8521 \times 10^{-5}$	-0,01	0,13
0,6	9	Sim	$5,1127 \times 10^{-5}$	-0,01	0,15
0,5	9	Sim	$3,7870 \times 10^{-5}$	-0,01	0,11
0,4	12	Sim	$3,2418 \times 10^{-5}$	0,00	-0,16
0,3	10	Sim	$6,1532 \times 10^{-5}$	0,01	-0,17
0,2	13	Sim	$1,5954 \times 10^{-4}$	0,01	0,40

De fato, nestes casos as tolerâncias ao erro de amplitude e de *Fitness* não foram satisfeitas, embora a tolerância ao erro de fator de forma tenha sido. Para a convergência do processo de controle com a amplitude da indução fixada em 0,2 T, foi necessário aumentar a tolerância ao erro de amplitude para 0,4 %.

Nas Figs. 51 e 52, são apresentadas, respectivamente, as formas de onda da tensão no secundário do quadro de Epstein e da indução magnética, medidas e desejadas (ou de referência), para alguns dos casos apresentados na Tabela 20. Da Fig. 52, observa-se uma excelente adaptação entre as formas de onda da indução.

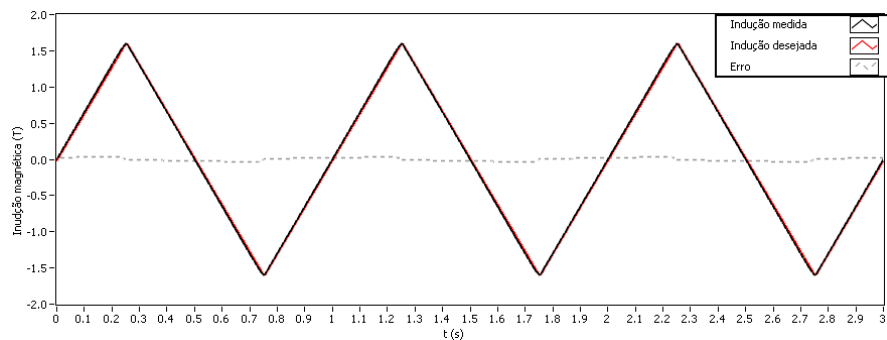


(a)

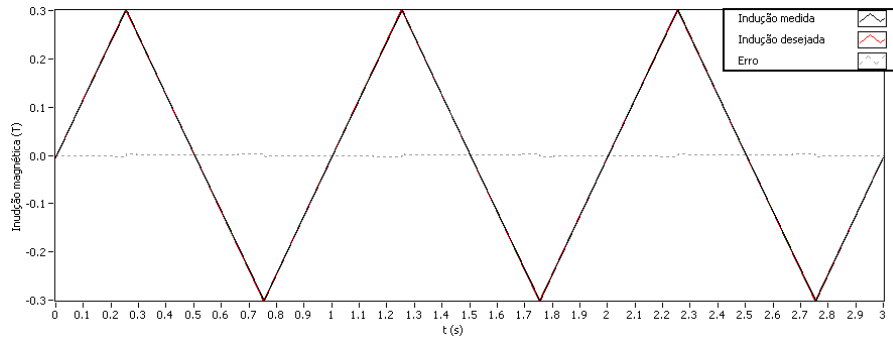


(b)

Figura 51 – Formas de onda da tensão no secundário do quadro de Epstein, medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do Controle Novo 2, configuração 2.3, para os casos em que a amplitude da indução, do tipo triangular com frequência de 1 Hz, foi fixada em (a) 1,6 T e (b) 0,3 T.



(a)



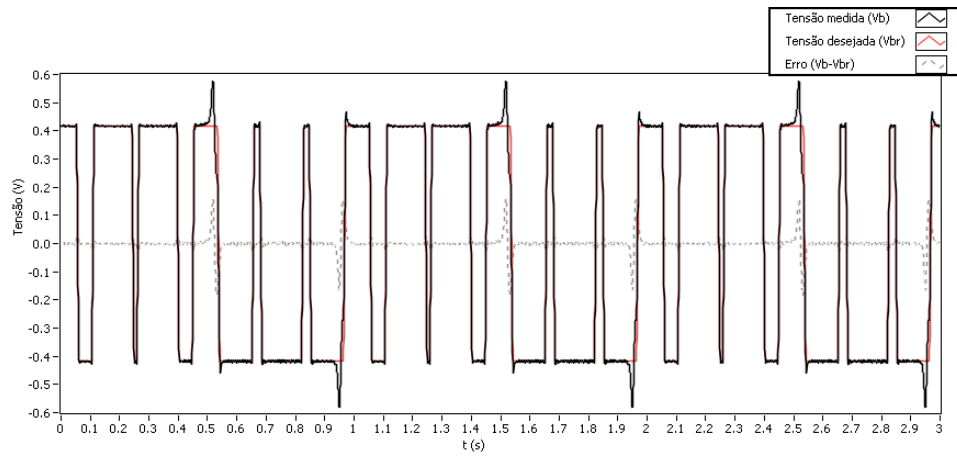
(b)

Figura 52 – Formas de onda de indução magnética, medida e de referência, e do erro entre elas na última iteração do Controle Novo 2, configuração 2.3, para os casos em que a amplitude desta última, do tipo triangular com frequência de 1 Hz, foi fixada em (a) 1,6 T e (b) 0,3 T.

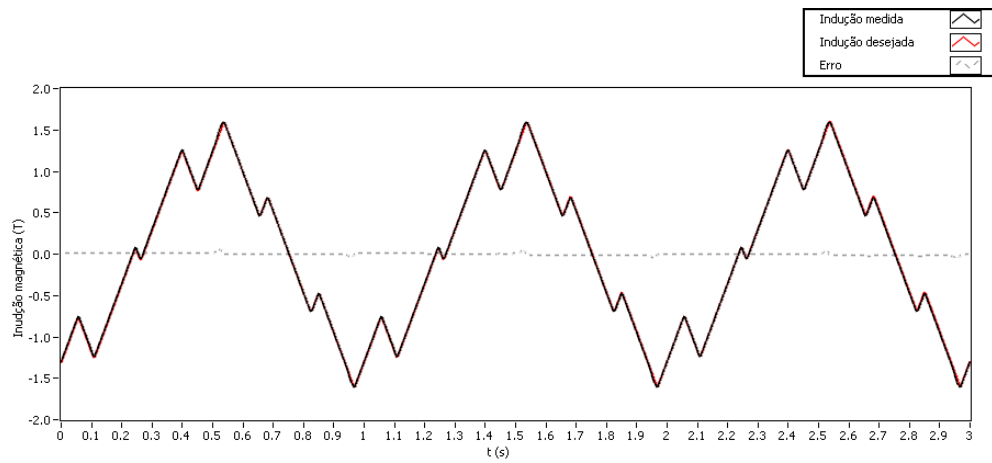
Na Tabela 21, apresentam-se os resultados obtidos utilizando como tensão de referência uma onda PWM–2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: índice de modulação, m , igual a 0,8; frequência da portadora, f_p , igual a 6 Hz; e frequência do sinal de referência, f_r , igual a 1 Hz. Neste caso, também foi utilizado um capacitor de 1 μ F em paralelo com o secundário do transformador isolador. Na Fig. 53, exibem-se informações relacionadas ao teste com amplitude da indução fixada em 1,6 T. Na Fig. 54, exibem-se informações relacionadas ao teste com a amplitude da indução fixada em 0,2 T.

Tabela 21 – Resultados de testes da configuração 2.3 do Controle Novo 2 para forma de onda de indução magnética triangular com mínimos locais, obtida com base numa forma de onda de tensão de referência do tipo PWM–2N senoidal, cujos parâmetros são os seguintes: $m = 0,8$; $f_p = 6$ Hz; e $f_r = 1$ Hz.

Amplitude da indução [T]	Nº de iterações	Convergiu?	<i>Fitness</i>	Erro do fator de forma [%]	Erro da amplitude [%]
1,6	28	Sim	$9,2828 \times 10^{-5}$	0,09	–0,01
1,5	46	Sim	$1,7087 \times 10^{-4}$	–0,15	–0,03
1,4	30	Sim	$1,7739 \times 10^{-4}$	–0,05	–0,10
1,3	20	Sim	$5,9213 \times 10^{-5}$	0,01	0,10
1,2	10	Sim	$8,8963 \times 10^{-5}$	–0,01	0,07
1,1	11	Sim	$6,5740 \times 10^{-5}$	0,02	0,02
1,0	9	Sim	$9,1029 \times 10^{-5}$	–0,01	0,16
0,9	13	Sim	$5,4111 \times 10^{-5}$	0,00	–0,06
0,8	12	Sim	$6,6414 \times 10^{-5}$	0,01	–0,13
0,7	12	Sim	$7,9798 \times 10^{-5}$	–0,01	–0,02
0,6	9	Sim	$1,5732 \times 10^{-4}$	–0,03	–0,08
0,5	14	Sim	$1,9477 \times 10^{-4}$	–0,04	–0,10
0,4	18	Sim	$6,8820 \times 10^{-5}$	0,00	0,11
0,3	19	Sim	$7,8129 \times 10^{-5}$	0,02	0,16
0,2	23	Sim	$7,7661 \times 10^{-5}$	0,01	0,06

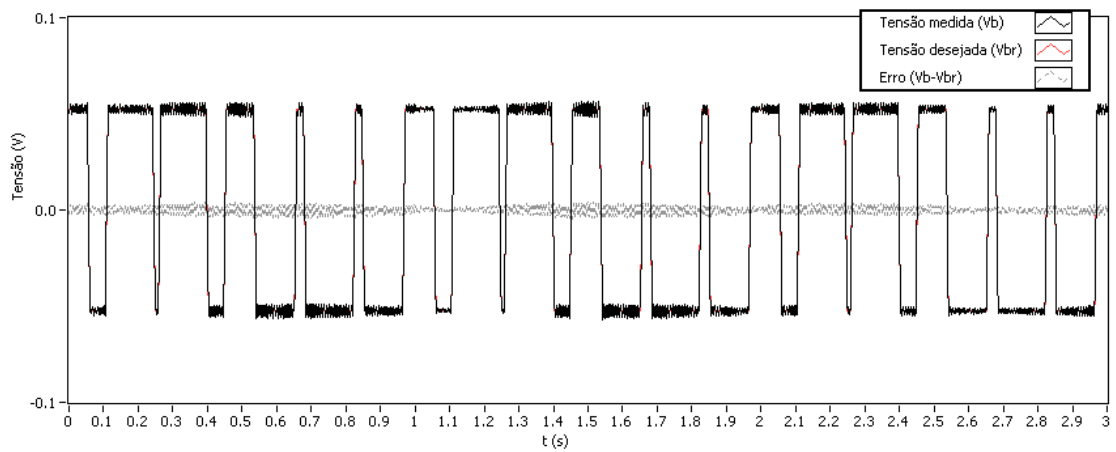


(a)



(b)

Figura 53 – (a) Formas de onda da tensão de referência e medida no secundário do dispositivo de ensaio, e do erro entre elas e (b) formas de onda de indução magnética, medida e de referência, e do erro entre elas.



(a)

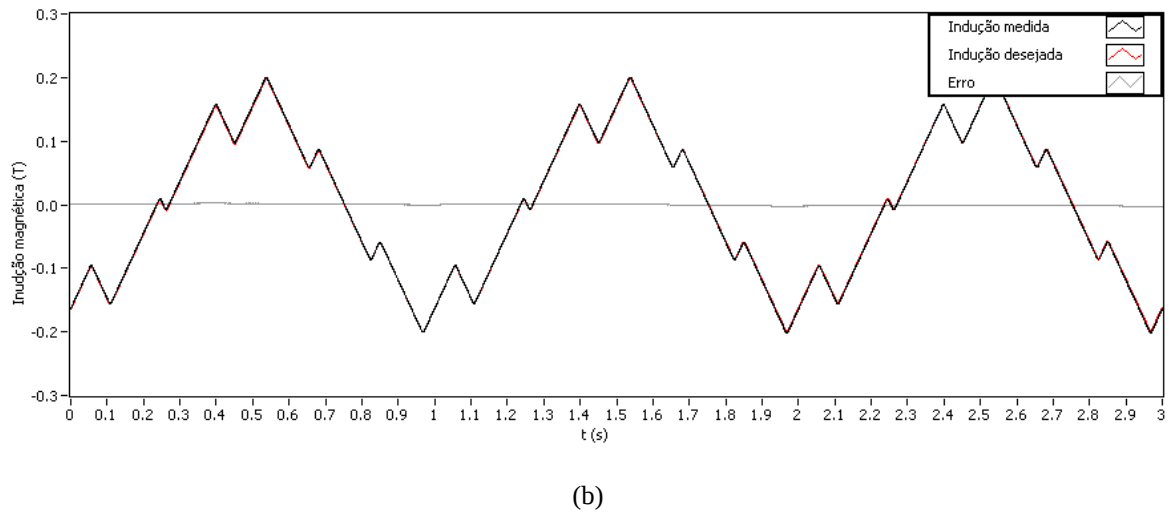


Figura 54 – (a) Formas de onda da tensão de referência e medida no secundário do dispositivo de ensaio e do erro entre elas e (b) formas de onda de indução magnética, medida e de referência, e do erro entre elas.

Com base nos resultados apresentados nesta subseção, conclui-se que a configuração 2.3 do Controle Novo 2 pode apresentar bons resultados para formas de onda de indução magnética triangular com mínimos locais, frequência de 1 Hz e amplitudes na faixa de 0,2 a 1,6 T.

3 Modelos de Jiles–Atherton e algoritmos relacionados aos mesmos

3.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os modelos de Jiles–Atherton clássico e modificado [23] e os algoritmos desenvolvidos para a obtenção de seus parâmetros e para sua execução.

3.2 O modelo clássico de Jiles–Atherton

Na origem de seu trabalho, Jiles e Atherton se basearam nas ideias sobre ferromagnetismo de Maxwell (interação mútua entre momentos magnéticos), de Weidemann (dipolos magnéticos moleculares), de Ewing (interação mútua entre momentos magnéticos), de Langevin (teoria matemática do paramagnetismo), e de Weiss (interação entre os domínios magnéticos e conceito de campo magnético efetivo). A argumentação física para o modelo baseia-se principalmente na interpretação da mudança de magnetização do material em termos da movimentação das paredes dos domínios [54]. Portanto, o modelo de Jiles–Atherton possui fundamentos físicos que explicam o comportamento magnético dos materiais e provém de uma linha de desenvolvimento cujas contribuições estão ligadas à física do problema.

Comparado ao modelo de Preisach, o modelo de Jiles–Atherton tem algumas vantagens, dentre essas: um pequeno conjunto de parâmetros; uma formulação com equações diferenciais transcendentais de primeira ordem e não lineares; e um baixo esforço computacional. Outra vantagem significativa do modelo de Jiles–Atherton refere-se à quantidade e a facilidade de obtenção dos dados experimentais necessários, ou seja, os cinco parâmetros do modelo podem, a princípio, ser obtidos a partir de um único laço de histerese centrado que tenha atingido a saturação. Porém, com estes parâmetros, os laços internos podem não ser adequadamente representados. Os parâmetros do modelo para estes laços requerem, além do valor da magnetização de saturação M_s dados experimentais obtidos para cada um deles. Uma desvantagem do modelo de Jiles–Atherton em relação ao modelo de Preisach é que ele não representa adequadamente laços menores.

Os modelos tipo Jiles–Atherton incluem informação sobre a história da excitação apenas através do estado atual, ou seja, modelam apenas não linearidades de histerese com memória local.

O modelo original de Jiles–Atherton, doravante denominado modelo JA, desenvolvido para materiais isotrópicos, considera: as energias envolvidas na movimentação e ancoragem (parâmetro k [A/m]) das paredes de domínios e na interação entre domínios (parâmetro α [adimensional]); a temperatura e os momentos dos domínios magnéticos (parâmetro a [A/m]); a reversibilidade das paredes de domínio (parâmetro c [adimensional]); e a magnetização máxima (parâmetro M_s [A/m]). Esforços têm sido feitos também a fim de tornar este modelo aplicável a materiais anisotrópicos através de sua versão vetorial.

Quando se verifica a influência dos parâmetros do modelo JA sobre o respectivo laço de histerese previsto pelo mesmo, conclui-se que:

- A magnetização de saturação, M_s , influencia a magnetização máxima a ser obtida no modelo e a magnetização ou indução remanente. O campo coercitivo sofre pouca alteração com mudanças em M_s ;
- O parâmetro a advém da teoria de Langevin e está relacionado aos momentos dos domínios magnéticos e à temperatura. O aumento deste parâmetro inclina o laço no sentido horário, diminuindo os valores da indução, B_s , correspondente à magnetização de saturação, M_s , e da magnetização, M_r , e indução, B_r , remanentes. Este parâmetro tem pequena influência sobre o campo coercitivo H_c ;
- O parâmetro k está relacionado à perda por histerese. Seu aumento alarga o laço, aumentando o valor do campo coercitivo. Um material sem imperfeições, onde as paredes de domínio se deslocariam livremente, teria $k = 0$ e sua magnetização seria descrita pela equação anisterética. Este parâmetro tem pequena influência sobre M_s ;
- Também da teoria de Langevin, o parâmetro α está relacionado com as interações entre os domínios do material ferromagnético. O aumento deste parâmetro aumenta a retangularidade do laço e os valores da indução e magnetização remanentes. Este parâmetro tem pequena influência sobre M_s e H_c ; e
- O parâmetro c , relacionado à reversibilidade, modifica a curva inicial de magnetização e o laço, principalmente nas regiões de baixa indução.

Originalmente, o modelo JA é direto, ou seja, é uma função da variável independente campo magnético, H , a partir da qual se calcula a magnetização total, M . A variável H_e , chamada de campo magnético efetivo ou campo médio de Weiss, é dada pela soma do campo externo aplicado, H , com o campo molecular, αM , devido à interação deste com os domínios magnéticos, de acordo com (37).

$$H_e = H + \alpha M \quad (37)$$

A variável H_e está relacionada com a indução efetiva B_e que Weiss utilizou para a adaptação da função de Langevin a materiais ferromagnéticos, pois esta função foi originalmente desenvolvida para materiais paramagnéticos.

A magnetização total M é decomposta em duas componentes, a magnetização reversível, M_{rev} , e a magnetização irreversível, M_{irr} , de acordo com (38).

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (38)$$

A magnetização reversível M_{rev} correlaciona-se com a energia armazenada envolvida na deformação reversível das paredes de domínios e na rotação reversível dos domínios. São fenômenos geralmente experimentados na porção inicial da curva de magnetização e nos extremos do laço de histerese. A energia correspondente à magnetização reversível é completamente ressarcida à fonte. Por sua vez, a magnetização irreversível, M_{irr} , correlaciona-se com a energia perdida nos processos irreversíveis das paredes de domínio, incluindo os deslocamentos através de ancoragens (ou grampeamentos) e as rotações irreversíveis dos domínios. Esta energia perdida constitui as perdas por histerese. A histerese e as respectivas perdas estão relacionadas, portanto, a estes processos irreversíveis.

Nesse modelo, a energia suprida ao material, w_t , é igual à energia necessária para variar sua magnetização anisterética, w_m , a qual é reversível, mais a energia perdida no ciclo de histerese do material, w_h , ou seja, a energia perdida para superar os grampeamentos das paredes de domínio ao longo de um ciclo de magnetização, a qual é irreversível. Logo, caso não existam perdas por histerese, a magnetização prevista por este modelo segue a curva anisterética modificada de Langevin, a qual é expressa por (39). Esta magnetização é, por este motivo, denominada de anisterética.

$$M_{an} = M_s \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right] \quad (39)$$

De acordo com este modelo, as magnetizações total, M , e anisterética, M_{an} , coincidem na região de saturação. Além das equações anteriores, o modelo possui ainda as equações:

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}); \quad (40)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta}. \quad (41)$$

As constantes M_s , a , c , k e α são os parâmetros do modelo e δ é um parâmetro direcional identificado pelo sentido da evolução da magnetização conforme (42).

$$\delta = \begin{cases} -1, & \frac{dH}{dt} < 0 \\ 1, & \frac{dH}{dt} \geq 0 \end{cases} \quad (42)$$

De (37) a (41), obtém-se (43).

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \left(\frac{dM_{irr}}{dH_e} \right) + c \left(\frac{dM_{an}}{dH_e} \right)}{1 - \alpha(1-c) \left(\frac{dM_{irr}}{dH_e} \right) - \alpha c \left(\frac{dM_{an}}{dH_e} \right)} \quad (43)$$

Esta equação permite calcular as variações da magnetização, M , com relação às variações do campo magnético aplicado, H . Entretanto, em muitos casos a indução magnética, B , é conhecida e não o campo magnético aplicado, fato este que leva à utilização do modelo inverso de Jiles–Atherton, denominado de modelo JA^{-1} . O modelo inverso JA^{-1} pode ser diretamente empregado na resolução de problemas eletromagnéticos através do MEF com formulação em potencial vetor magnético [21] e é mais adequado aos sistemas de caracterização magnética, pois nestes casos a forma de onda desejada para $B(t)$ é, em geral, previamente definida.

Para o modelo JA^{-1} o cálculo das variações da magnetização com relação às variações da indução é feito de acordo com (44) [21].

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \left(\frac{dM_{irr}}{dB_e} \right) + \left(\frac{c}{\mu_0} \right) \left(\frac{dM_{an}}{dH_e} \right)}{1 + \mu_0(1-\alpha)(1-c) \left(\frac{dM_{irr}}{dB_e} \right) + c(1-\alpha) \left(\frac{dM_{an}}{dH_e} \right)}; \quad (44)$$

com

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{\mu_0 k \delta}; \quad (45)$$

e com a densidade de fluxo magnético efetiva, B_e , dada por (46).

$$B_e = \mu_0 H_e \quad (46)$$

Na Fig. 55, é apresentado o fluxograma correspondente ao procedimento numérico para o modelo JA^{-1} .

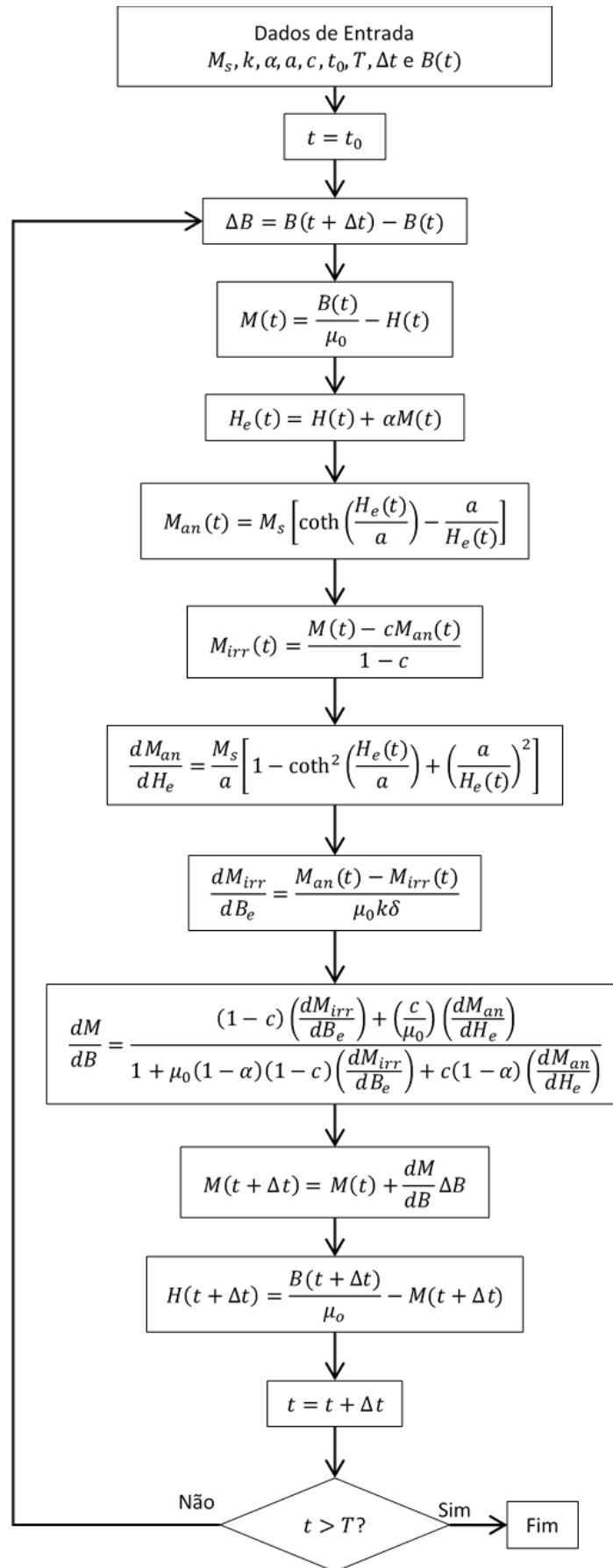


Figura 55 – Procedimento numérico para o modelo JA^{-1} .

3.3 Algoritmos numéricos para identificação dos cinco parâmetros dos modelos JA e JA⁻¹

Nesta subseção são apresentados os algoritmos numéricos para identificação dos cinco parâmetros dos modelos JA e JA⁻¹ descritos em [54], os quais não são baseados em métodos de otimização. O objetivo é implementá-los computacionalmente, analisar seus desempenhos e, com base nos resultados destas análises, propor um algoritmo de otimização para este propósito. Esses algoritmos são baseados em processos numéricos iterativos e requerem como entrada nove parâmetros. Estes parâmetros são obtidos a partir da curva de magnetização inicial e de dois laços de histerese, sendo um deles utilizado apenas para se determinar o valor de M_s , ou então, caso o valor de M_s seja obtido de outra maneira, de apenas um laço. Uma vez alcançada a convergência, segundo algum critério de erro, ou então alcançado o número máximo de iterações, estes processos se encerram e têm como resultado os parâmetros do modelo.

De fato, foram os próprios autores do modelo que propuseram um conjunto de equações para obtenção destes parâmetros a partir das susceptibilidades em regiões distintas das curvas de magnetização e dos valores de H_c , M_r , M_m e de M_s [20]. A ideia dos mesmos baseou-se na influência de cada parâmetro nas curvas de magnetização, como foi descrito. Todavia, estes autores não apresentaram o algoritmo utilizado para tal.

Na Fig. 56, são indicados os pontos particulares das curvas de onde serão obtidas as equações para o cálculo dos parâmetros. Considerando-se que M_s é obtido diretamente do laço de histerese principal, são necessárias quatro equações a fim de determinar os quatro parâmetros restantes. Cabe ressaltar que a determinação prática de M_s não é tão simples quanto possa parecer, pois, na região de saturação (i.e., quando a magnetização torna-se constante e igual a M_s para valores elevados de campo magnético), o circuito alimentado torna-se praticamente um curto-circuito e a corrente atinge valores elevados. A relação entre M_s e B_s (i.e., o valor de B correspondente a M igual a M_s) é dada por (47).

$$M_s = \frac{B_s}{\mu_0} - H|_{M=M_s} \quad (47)$$

As susceptibilidades diferenciais χ_c , χ_m e χ_r são calculadas de acordo com (48) para pontos (H, M) correspondentes, respectivamente, a $(H_c, 0)$, (H_m, M_m) e $(0, M_r)$. A susceptibilidade diferencial χ_{in} é calculada na região próxima a origem da curva de magnetização inicial, i.e., no ponto $(H \rightarrow 0, M \rightarrow 0)$.

$$\chi \triangleq \lim_{\Delta H, \Delta M \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta H} = \frac{dM}{dH} \quad (48)$$

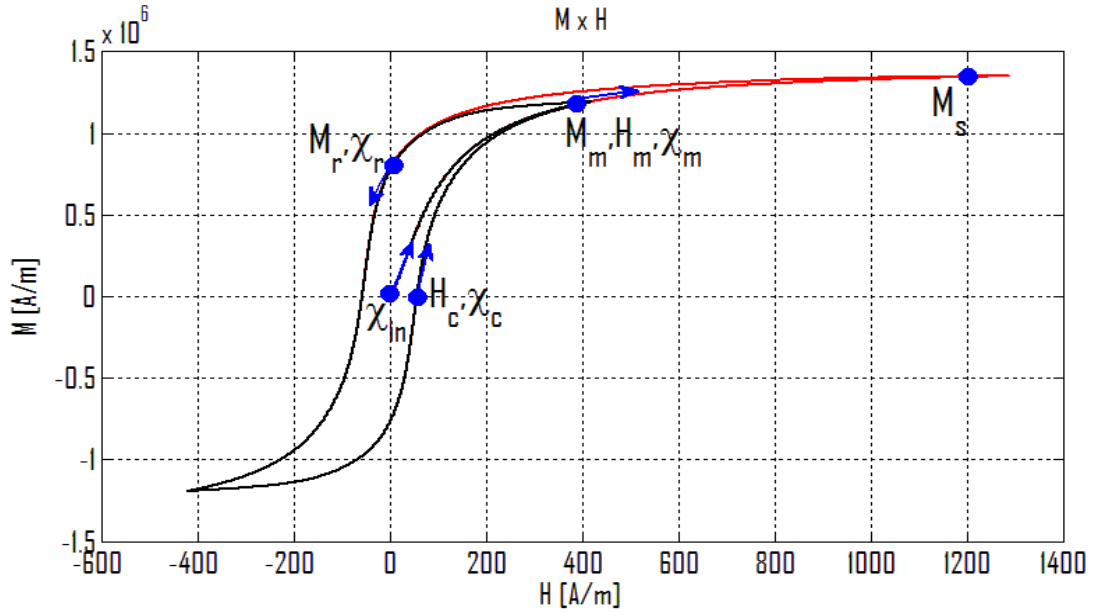


Figura 56 – Identificação dos nove parâmetros requeridos pelos algoritmos descritos em [54].

O ponto (H_m, M_m) , mostrado na Fig. 56, é obtido para um laço em que a amplitude da magnetização é menor que M_s . Neste ponto é possível definir dois valores para a susceptibilidade diferencial χ_m calculada para H igual a H_m , sendo um para $dM/dH > 0$ e outro para $dM/dH < 0$. No algoritmo utiliza-se o valor de χ_m obtido para $dM/dH > 0$.

As equações utilizadas para o cálculo dos parâmetros k , α , a , e c são detalhadas a seguir. Estes parâmetros são obtidos com base nas definições de χ_c , χ_r , χ_m e de χ_{in} , respectivamente, e nas respectivas influências dos mesmos sobre as curvas de magnetização.

Fazendo $M = M_{irr}$ em (37) e derivando a equação resultante em relação a H , obtém-se:

$$\frac{dH_e}{dH} = 1 + \alpha \frac{dM_{irr}}{dH}. \quad (49)$$

De (41) e (49), obtém-se:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dH} = \left(\frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \right) \left(1 + \alpha \frac{dM_{irr}}{dH} \right). \quad (50)$$

A partir de (50), define-se a susceptibilidade diferencial irreversível, dada por (51).

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (51)$$

De (38) e (40), obtém-se:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right). \quad (52)$$

Substituindo (51) em (52), resulta em (53).

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)(M_{an} - M_{irr})}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} \right) \quad (53)$$

O parâmetro k é determinado pela susceptibilidade χ_c calculada no ponto do ramo ascendente do laço onde a magnetização é nula e o campo é igual ao campo coercitivo. Para este ramo, tem-se $\delta = +1$. Logo, de (53), define-se:

$$\chi_c = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{\substack{H=H_c \\ M=0 \\ \delta=+1}} = \frac{(1-c)(M_{an}(H_c, 0) - M_{irr}(H_c, 0))}{k - \alpha(M_{an}(H_c, 0) - M_{irr}(H_c, 0))} + c \left(\left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{\substack{H=H_c \\ M=0}} \right). \quad (54)$$

De (38) e (40), obtém-se ainda:

$$M_{irr} = \frac{M - cM_{an}}{1 - c}. \quad (55)$$

Donde, para a magnetização igual a zero e o campo igual ao campo coercitivo, tem-se:

$$M_{irr}(H_c, 0) = -\frac{cM_{an}(H_c, 0)}{1 - c}. \quad (56)$$

Substituindo (56) em (54), obtém-se (57). Além disso, para uma estimativa grosseira do parâmetro k , pode-se, para materiais magnéticos moles, fazê-lo aproximadamente igual a H_c , conforme (58).

$$k = \frac{M_{an}(H_c, 0)}{(1-c)} \left[\alpha + \frac{(1-c)}{\chi_c - c \left(\left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{\substack{H=H_c \\ M=0}} \right)} \right] \quad (57)$$

$$k \approx H_c \quad (58)$$

Cabe ressaltar que M_{an} é função de M_s , a e α ; portanto, seu valor ou o valor de sua derivada num dado ponto (H, M) não são passíveis de determinação sem o conhecimento desses parâmetros.

O parâmetro α é determinado pela susceptibilidade χ_r calculada no ponto do ramo descendente do laço onde o campo é nulo e a indução ou a magnetização é igual ao seu valor remanente. Para este ramo, tem-se $\delta = -1$. Logo, de (53), define-se:

$$\chi_r = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{\substack{H=0 \\ M=M_r \\ \delta=-1}} = \frac{(1-c)(M_{an}(0, M_r) - M_{irr}(0, M_r))}{-k - \alpha(M_{an}(0, M_r) - M_{irr}(0, M_r))} + c \left(\left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{\substack{H=0 \\ M=M_r}} \right). \quad (59)$$

Sendo que para o caso em que o campo é nulo e a magnetização é igual à remanente, obtém-se de (55):

$$M_{irr}(0, M_r) = \frac{M_r - cM_{an}(0, M_r)}{1 - c}. \quad (60)$$

Substituindo (60) em (59), obtém-se a magnetização remanente, dada por (61), donde, conhecendo-se os parâmetros M_s , a , k e c , determina-se o parâmetro α .

$$M_r = M_{an}(0, M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{(1-c)} - \frac{1}{\chi_r - c \left(\frac{dM_{an}}{dH} \right) \Big|_{\substack{H=0 \\ M=M_r}}}} \quad (61)$$

O parâmetro a é determinado pela susceptibilidade χ_m calculada no ponto do ramo ascendente do laço onde o campo e a indução ou a magnetização são iguais aos seus valores máximos. Para este ramo, tem-se $\delta = +1$. Para tanto, considera-se que as susceptibilidades histerética e anisterética na ponta do laço, i.e., em $(H, M) = (H_m, M_m)$, sejam iguais. De fato, isto só ocorre para laços em que a saturação é atingida, pois somente nesta situação a curva de magnetização inicial coincide com a curva anisterética. Logo,

$$\chi_m = \frac{dM}{dH} \Big|_{H=H_m} = \frac{dM_{an}}{dH} \Big|_{H=H_m}. \quad (62)$$

Sendo que para o caso em que a magnetização é igual a M_m , obtém-se de (55):

$$M_{irr}(H_m, M_m) = \frac{M_m - cM_{an}(H_m, M_m)}{1 - c}. \quad (63)$$

Logo, de (53), define-se:

$$\chi_m = \frac{dM}{dH} \Big|_{\substack{H=H_m \\ M=M_m \\ \delta=+1}} = \frac{(1-c)(M_{an}(H_m, M_m) - M_{irr}(H_m, M_m))}{k - \alpha(M_{an}(H_m, M_m) - M_{irr}(H_m, M_m))} + c\chi_m. \quad (64)$$

Substituindo (63) em (64), resulta (65), donde, conhecendo-se os parâmetros M_s , α , k e c , obtém-se o parâmetro a .

$$M_m = M_{an}(H_m, M_m) - \frac{(1-c)k\chi_m}{\alpha\chi_m + 1} \quad (65)$$

O parâmetro c é determinado pela susceptibilidade inicial, χ_{in} , calculada na região próxima a origem da curva de magnetização inicial, i.e., no ponto $(H \rightarrow 0, M \rightarrow 0)$. Nessa região ainda não existe influência dos processos de perda e, ao incrementar de maneira infinitesimal o campo externo aplicado, o respectivo incremento na magnetização ocorre apenas em

função do incremento na energia armazenada nos dipolos magnéticos do material, sem existir qualquer tipo de perda. Isto significa que nessa região ocorrem apenas processos reversíveis. Logo, para a determinação deste parâmetro, considera-se $M_{irr} = 0$. De fato, no modelo JA, a componente de magnetização reversível, M_{rev} , é determinada pelo parâmetro c (vide (40)). Dessa forma, de (40) e (48), define-se a susceptibilidade χ_{in} por:

$$\chi_{in} \triangleq \lim_{H \rightarrow 0^+} \frac{dM}{dH} = c \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{H \rightarrow 0^+}. \quad (66)$$

No ponto em questão, a magnetização anisterética é dada por (67).

$$M_{an}(H \rightarrow 0, M \rightarrow 0) = M_s \frac{H_e}{3a} = M_s \frac{H + \alpha M}{3a} \quad (67)$$

Assim, de (66) e (67), resulta:

$$\chi_{in} = \frac{cM_s}{3a} \left(1 + \alpha \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H \rightarrow 0} \right) = \frac{cM_s}{3a} (1 + \alpha \chi_{in}). \quad (68)$$

Portanto, conhecendo-se M_s , α e a , obtém-se o parâmetro c de (69).

$$c = \frac{3a\chi_{in}}{(1 + \alpha\chi_{in})M_s} \quad (69)$$

Os autores do modelo e aqueles que fazem uso do mesmo adotam um procedimento em que se faz M igual a zero em (67) antes de derivá-la em relação a H , apesar de se ter $M = M_{rev} = cM_{an}$. Seguindo este procedimento, ao invés de (69), obtém-se (70), a qual só é válida se $\alpha\chi_{in} \ll 1$.

$$c = \frac{3a\chi_{in}}{M_s} \quad (70)$$

Uma vez determinados, com base em dados experimentais, os valores de χ_c , χ_m , χ_r , χ_{in} , H_c , H_m , M_m , M_r e M_s , procede-se conforme as orientações contidas no parágrafo seguinte a fim de se determinar estes quatro parâmetros do modelo.

A obtenção dessas susceptibilidades a partir de dados experimentais requer um ajuste para cada curva em torno do ponto de cálculo. No caso da susceptibilidade inicial existe uma dificuldade adicional, pois ela deve ser obtida em valores de indução menores que 10 mT para aços elétricos. Assim, a tensão envolvida pode ser muito ruidosa e de amplitude muito pequena, sendo necessário utilizar um amplificador especial e um procedimento adequado de filtragem.

No equacionamento proposto por Jiles–Atherton [20], o parâmetro c é obtido de (70). Em seguida, os valores de α , a , e k são obtidos através de (61), (65) e (57), respectivamente,

com base num processo iterativo. Além disso, outra restrição é imposta aos parâmetros a e α , de acordo com (71), sendo χ_{an} a susceptibilidade anisterética para ($H \rightarrow 0$, $M \rightarrow 0$).

$$\chi_{an} = \lim_{H, M \rightarrow 0^+} \frac{dM_{an}}{dH} = \frac{M_s}{3a - \alpha M_s} \quad (71)$$

Assim, é necessário ainda obter, experimentalmente, a curva anisterética a fim de calcular esta susceptibilidade.

Vale ressaltar que em [20], não é indicado como se obtém a estimativa inicial dos parâmetros para a repetição sucessiva de cálculo até que se encontre variações paramétricas dentro de uma faixa tolerável. Além disso, o respectivo algoritmo não é apresentado e algumas das equações são obtidas com base em suposições e considerações, tornando-as não exatas. Mesmo que os parâmetros buscados atinjam valores satisfatórios num processo de cálculo utilizando estas equações, eles terão intrinsecamente as aproximações assumidas.

Utilizando-se das mesmas equações e considerações propostas por Jiles e Atherton, com exceção do dado de entrada χ_{an} , foi proposto em [54] um algoritmo numérico para cálculo dos parâmetros do modelo JA. Este algoritmo, aqui denominado de AJA-1, utiliza o Método da Secante para a solução iterativa de (61) e (65) a fim de calcular os parâmetros α e a , respectivamente. O fluxograma deste algoritmo é apresentado na Fig. 57, enquanto que os fluxogramas dos algoritmos para cálculo dos parâmetros α e a , respectivamente, são apresentados na Fig. 58 e na Fig. 59.

Para a obtenção dos nove dados de entrada para o algoritmo, utiliza-se do ramo ascendente de um laço de histerese, como mostra a Fig. 60. Nota-se que a susceptibilidade inicial, χ_{in} , é obtida através de (48) aplicada ao ponto $(-H_m, -M_m)$ para o ramo ascendente. A escolha deste ponto é uma arbitrariedade. Uma possível tentativa para dar uma certa razão física para esta escolha se constitui na suposição de que, nesta região, a rotação dos domínios magnéticos é a característica principal no processo de magnetização do material e de que nela ocorre uma menor perda e, conseqüentemente, uma menor componente de magnetização irreversível. Além disso, o sentido escolhido é o início do processo de remagnetização do material, o qual acredita-se ocorrer com uma certa espontaneidade da mesma forma que ocorre quando o material no estado desmagnetizado é submetido a um pequeno campo externo.

Alheio à possível não veracidade desta argumentação e ao fato de não se conhecer um motivo físico convincente para esta escolha, observou-se em [54] que os resultados obtidos para um primeiro conjunto de parâmetros são razoáveis. De fato, em [54], é proposto outro algoritmo que emprega este (i.e., o AJA-1) para a estimativa inicial do conjunto de parâmetros do modelo.

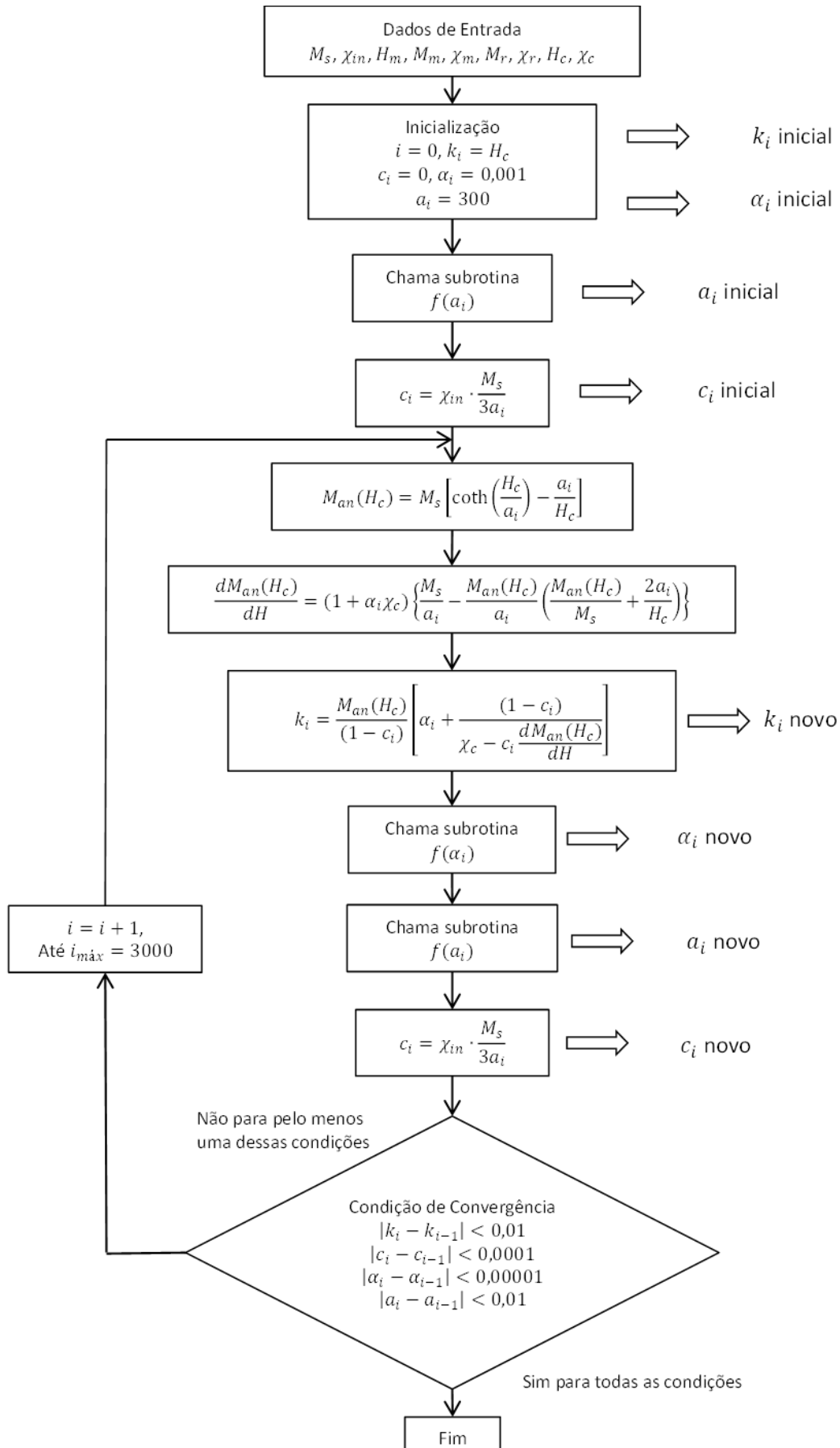


Figura 57 – Fluxograma do AJA-1 para obtenção dos parâmetros do modelo JA.

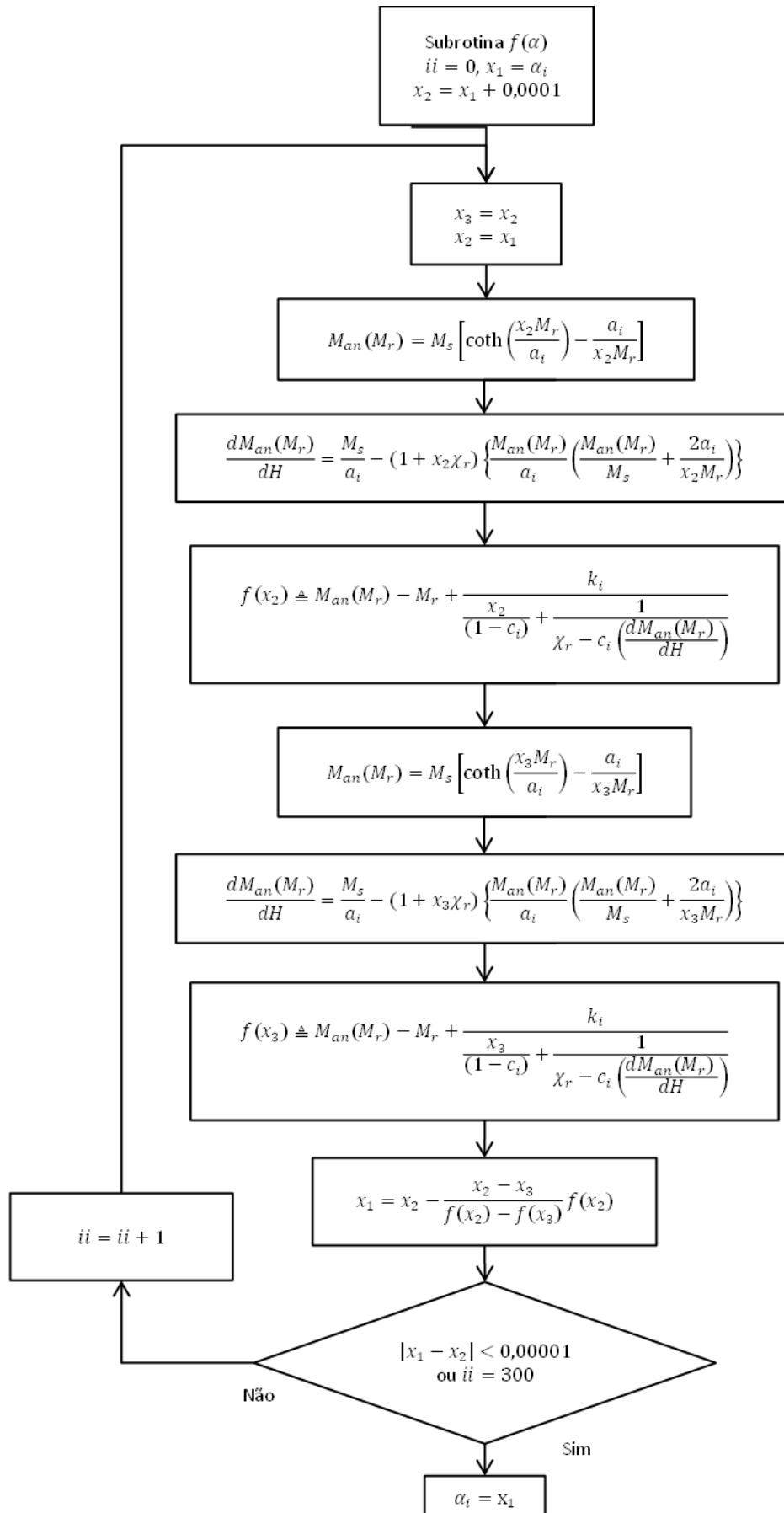


Figura 58 – Fluxograma do algoritmo para cálculo do parâmetro α .

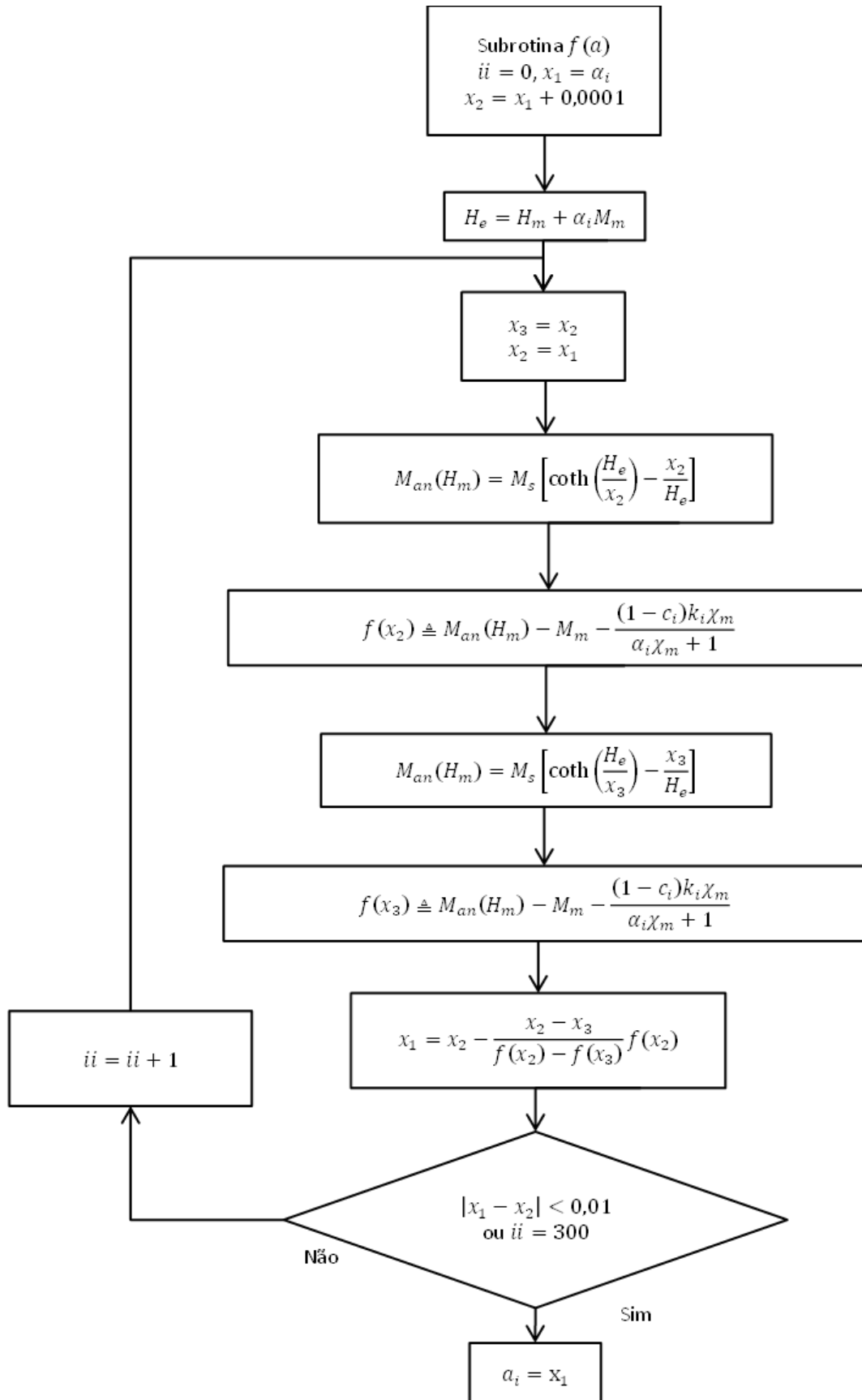


Figura 59 – Fluxograma do algoritmo para cálculo do parâmetro a .

Na estratégia mostrada na Fig. 60, o valor de M_s é estimado. Para tanto, extrapola-se a reta do ponto (H_m, M_m) ao ponto (H_s, M_s) , sendo que o valor utilizado para H_s é da ordem de 10 vezes o valor de H_c e superior a, no mínimo, 10 % do valor de H_m [54].

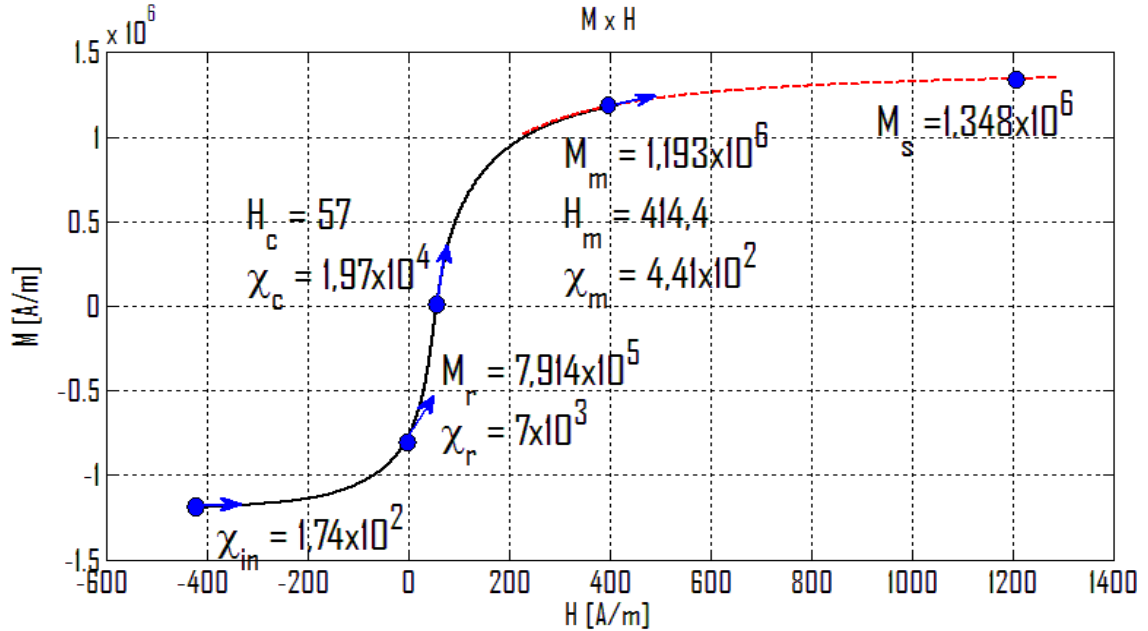


Figura 60 – Dados experimentais para a determinação dos parâmetros do modelo JA [54].

A fim de mensurar quão próximo estão os laços de histerese medido e previsto pelo modelo JA⁻¹, empregou-se o erro médio quadrático (*Mean Squared Error* (MSE)) dos respectivos campos magnéticos H_{exp} e H_{sim} , de acordo com (72). Nesta equação, n é o número de elementos dos respectivos vetores de dados e i é o i -ésimo elemento de cada vetor.

A forma de onda da indução magnética utilizada para a simulação do modelo é aquela obtida experimentalmente, de modo que a medida do ajuste dos resultados previstos pelo modelo aos resultados experimentais é realizada somente através do MSE das formas de onda de campo magnético.

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n \left(H_{sim}(i) - H_{exp}(i) \right)^2 \quad (72)$$

Outro algoritmo numérico para determinação dos parâmetros do modelo JA apresentado em [54] é descrito na Fig. 61. Este algoritmo, aqui denominado de AJA-2, emprega aquele descrito para uma estimativa inicial dos parâmetros para daí então realizar um melhor ajuste do laço de histerese previsto àquele obtido experimentalmente. O objetivo então é obter menores valores para o MSE. O AJA-2 constitui-se numa lógica sequencial de tomada de decisões que não está baseada em nenhuma teoria de otimização, sendo as decisões tomadas através do valor atual da função objetivo MSE_i , buscando levar seu valor a zero.

No AJA-2, o conjunto de dados de entrada identificado como $(\Delta M_s, \Delta k, \Delta \alpha, \Delta \alpha$ e $\Delta c)$ é utilizado para modificar individualmente cada um dos cinco parâmetros do modelo e, após uma única modificação em um dos cinco parâmetros, avalia-se o impacto dessa modificação no valor da função MSE. Caso essa variação em um dos parâmetros resulte em uma diminuição do MSE, então o novo valor é atribuído ao parâmetro que está sendo avaliado no momento. Caso contrário, ou seja, se a variação do parâmetro gera um aumento no valor do MSE, atribui-se ao parâmetro seu valor original e o processo segue com a variação de um novo parâmetro.

O fluxograma da sub-rotina de variação do parâmetro, X_{param} , é mostrado na Fig. 62.

Com a evolução da aproximação da curva simulada com a curva experimental, o AJA-2 minimiza as variações paramétricas com o intuito de refinar o ajuste, e assim, conseguir resultados satisfatórios. O fator DIV fornece um tipo de velocidade para a aproximação e o número máximo de iterações, ii_{max} , gera um tipo de aceleração de convergência do parâmetro em questão.

A fim de avaliar os desempenhos dos algoritmos AJA-1 e AJA-2 descritos em [54], estes foram computacionalmente implementados. Os testes de desempenho foram então realizados tomando-se como referência laços de histerese artificiais, i.e., gerados através do modelo JA^{-1} com parâmetros conhecidos (e não laços de histerese obtidos experimentalmente) e com formas de onda de indução magnética senoidal de diferentes amplitudes e frequência igual a 1 Hz. Com base nestes laços de histerese, foram então obtidos os valores de $\chi_c, \chi_m, \chi_r, \chi_{in}, H_c, H_m, M_m, M_r$ e M_s , de acordo com a metodologia exposta na Fig. 60, a fim de obter os dados de entrada para o AJA-1. Os parâmetros do modelo obtidos com o AJA-1 são então fornecidos ao AJA-2. A avaliação de desempenho dos algoritmos neste caso é feita com base no MSE de cada um.

Os resultados obtidos, quando comparados com os resultados apresentados em [54], foram ruins, ou seja, os valores de MSE foram muito elevados. Esses resultados serão apresentados mais adiante no texto. Mesmo após diversas tentativas e algumas modificações no algoritmo original. Estas modificações são descritas a seguir e os locais onde estas foram feitas são identificados numericamente nas Figs. 61 e 62. A condição estabelecida em ① foi alterada para $MSE_2 < MSE_{i=0} \times 10^{-9}$. Com isso, a margem aceitável para o MSE foi consideravelmente diminuída. Em ② e ③, a modificação realizada foi $DIV = 1,01$. Essas passagens geravam valores elevados de DIV , o que em ④ acarreta valores muito pequenos de $\Delta M_s, \Delta k, \Delta \alpha, \Delta \alpha$ e Δc . Quando isso ocorre, a evolução do ajuste é enormemente retardada.

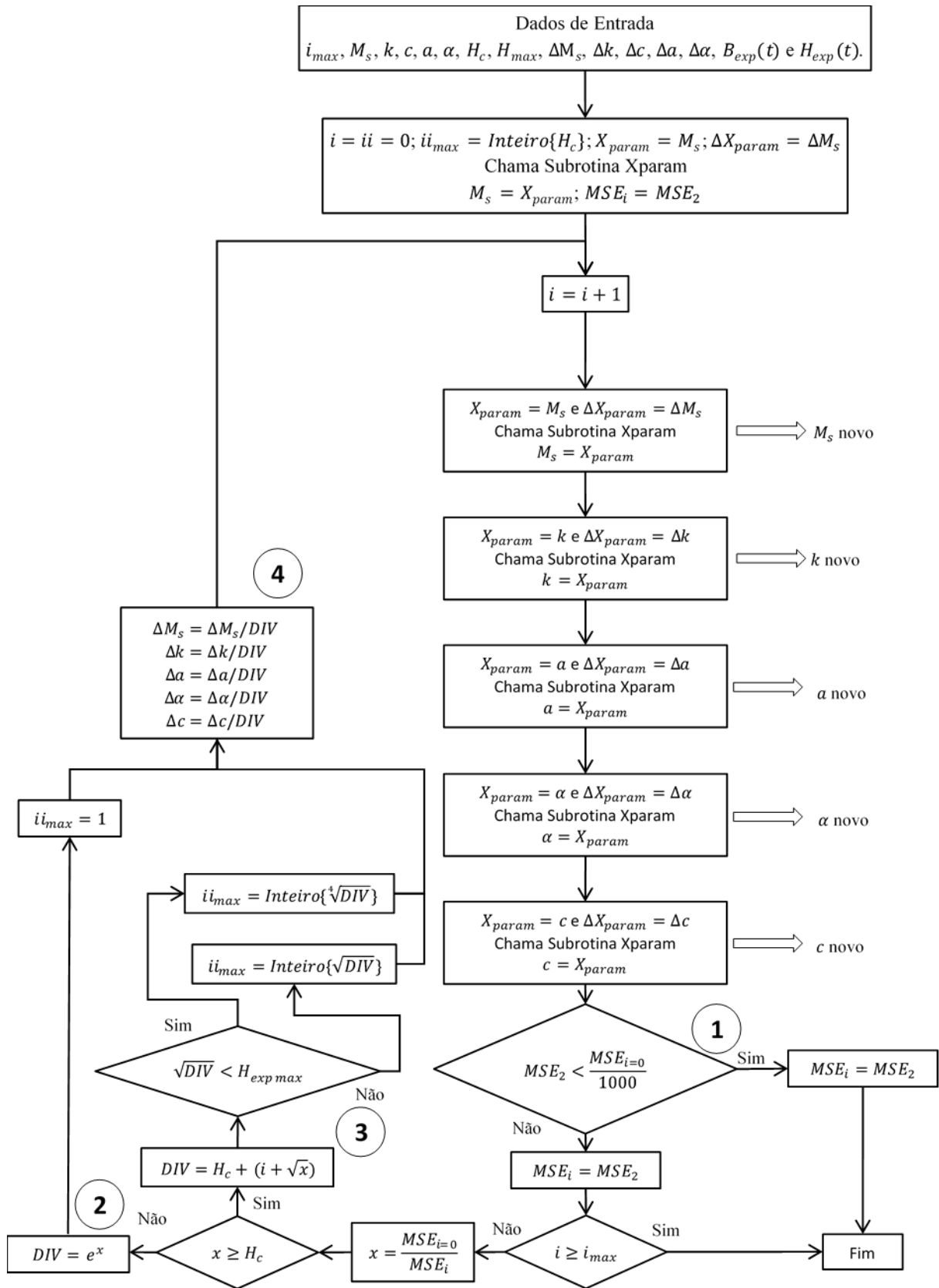


Figura 61 – Fluxograma do AJA-2 para obtenção dos parâmetros do modelo JA.

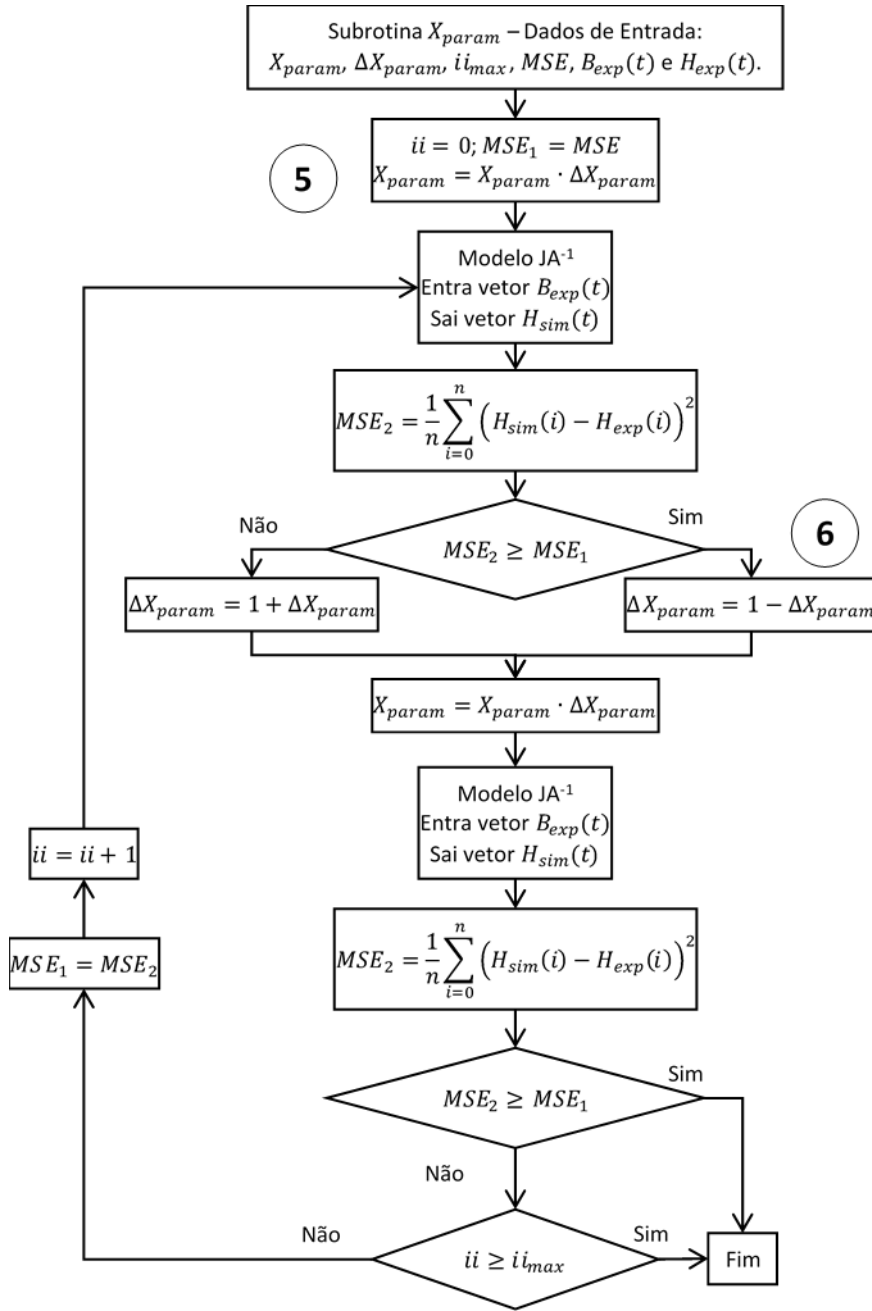


Figura 62 – Fluxograma do algoritmo de variação do parâmetro X_{param} .

O motivo é que, com valores muito pequenos do conjunto de variações paramétricas (ΔM_s , Δk , Δa , $\Delta \alpha$ e Δc) a execução da sub-rotina X_{param} não surtirá efeito algum, tendo em vista que se a variação de um dado parâmetro for pequena, a variação do resultado final (i.e., do ajuste) será menor ainda e o parâmetro em questão ficará praticamente estagnado em seu valor atual.

Implementou-se uma renovação do conjunto de variações paramétricas, já que no decorrer das iterações do algoritmo, os valores dos 5 parâmetros principais se estagnavam, con-

forme mencionado, para que a sub-rotina X_{param} voltasse a gerar valores novos para os parâmetros principais diferentes dos valores antigos e assim o processo de busca pelos parâmetros ideais voltasse a progredir.

Em ⑤, foi feito $X_{param} = X_{param}(1 + \Delta X_{param})$, pois tudo indica que houve um equívoco de digitação no trabalho original.

Em ⑥, foi feito $\Delta X_{param} = (1 - \Delta X_{param}) / (1 + \Delta X_{param})$, já que em ⑤ foi feito um acréscimo em X_{param} que, por sua vez, resultou numa piora do ajuste. Então, é necessário, em ⑥, desfazer-se de tal acréscimo e fazer, agora, um decréscimo em X_{param} . Trata-se, portanto, de um algoritmo que requer uma reelaboração mais profunda, como afirma o seu próprio autor [54].

As condições de repetição da malha principal do algoritmo apresentado na Fig. 62 podem ser mudadas em função do material, da amplitude máxima da indução ou do tipo do laço de histerese ao qual estão relacionados os dados de entrada para o mesmo, se teórico ou experimental. Estas condições afetam a definição do número máximo de iterações e o valor do parâmetro DIV utilizado no cálculo dos valores de ΔM_s , Δk , Δa , $\Delta \alpha$ e Δc ao longo da execução do AJA-2. Assim, se o ajuste destas condições não estiver adequado para um determinado caso, o algoritmo pode não executar todos os caminhos possíveis. Em tal situação, pode ser necessário aumentar o número máximo de iterações a fim de obter uma solução satisfatória. Além disso, se o algoritmo entrar prematuramente em uma das condições de maneira inadequada, sua convergência será dificultada devido à ocorrência de oscilações na evolução dos valores dos parâmetros, o que também requereria o aumento do número máximo de iterações.

Além do conjunto inicial de parâmetros, o desempenho do processo de otimização está condicionado aos valores iniciais de ΔM_s , Δk , Δa , $\Delta \alpha$ e Δc , os quais deveriam ser escolhidos através de um estudo de sensibilidade.

Portanto, ao aplicar algoritmos numéricos que não estão baseados em algum método de otimização, tais como o AJA-1 e AJA-2, não se sabe se os parâmetros por eles encontrados serão aqueles próprios de um laço de histerese do material. Também não se sabe se sua convergência leva a uma solução cujo conjunto paramétrico é função das restrições intrínsecas às condições impostas pelo usuário ou das próprias restrições intrínsecas à natureza do processo numérico de minimização do MSE. Dessa forma, não se sabe se o conjunto de parâmetros encontrado constitui-se num ótimo local ou global do problema.

Diante desses fatos, surge a necessidade de empregar métodos de otimização mais sofisticados ao problema de identificação dos parâmetros do modelo JA. Dentre as mais diver-

sas técnicas de inteligência artificial que há no momento, optou-se pelo *SFLA*. Esta opção foi tomada com base em [91], onde o desempenho do *SFLA* foi comparado aos seguintes métodos heurísticos: “Recozimento Simulado” (*Simulated Annealing*), “Algoritmos Genéticos”, “Otimização por Nuvem de Partículas” (*Particle Swarm Optimization*), “Evolução Diferencial” (*Differential Evolution*), e “Busca Direta” (*Direct Search*). Desta comparação, concluiu-se que o *SFLA* é de fácil implementação e calibração e apresenta melhor precisão e menor tempo computacional do que os métodos de otimização com os quais foi comparado [91].

3.4 O algoritmo do embaralhamento dos sapos saltitantes

O *SFLA* é um método heurístico de busca inspirado na evolução memética dos sapos quando estes procuram por comida [99]. Este algoritmo consiste numa regra para os saltos dos sapos, com o objetivo de realizar uma busca local, e numa regra para o embaralhamento memético, com o objetivo de produzir uma troca geral de informações entre os sapos. Em essência, é a combinação dos benefícios dos Algoritmos Meméticos (*Memetic Algorithms*) que se baseiam nos Algoritmos Genéticos e com os benefícios dos Algoritmos de Otimização por Nuvem de Partículas (*Particle Swarm Optimization*), os quais se baseiam no comportamento da população (i.e., das soluções).

O *SFLA* se inicia com uma população inicial de P soluções hipotéticas denominadas de “sapos”, as quais são criadas aleatoriamente num espaço multidimensional. A posição da i -ésima solução pode ser determinada por $X_i = (x_{i1}, x_{i2}, \dots, x_{iN_{var}})$, em que N_{var} é o número de variáveis de interesse.

O próximo passo consiste em avaliar estas soluções de acordo com uma função denominada de função de mérito ou de aptidão (tradução livre de *Fitness*). A implementação do *SFLA* neste trabalho, diferentemente daquela descrita em [91], foi voltada para o modelo JA⁻¹ e tem por objetivo selecionar o conjunto de parâmetros que minimize a função de mérito definida em (73). Nesta equação, N é o número de pontos das formas de onda dos campos magnéticos simulado, H_{sim} , e medido, H_{exp} , e $H_{exp\ m}$ é o valor máximo deste último.

$$Fitness = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{H_{sim}(i) - H_{exp}(i)}{H_{exp\ m}} \right)^2} \quad (73)$$

Em seguida, as soluções são classificadas de acordo com a ordem decrescente de seus respectivos valores de *Fitness*. Em outras palavras, as melhores soluções, a princípio, ficam

no fim da lista. De acordo com [91], valores de *Fitness* calculados de acordo com (73) são considerados bons se forem menores ou iguais a $1,5 \times 10^{-3}$.

Particiona-se, então, a população de soluções em m conjuntos, cada um contendo n soluções, sendo isto feito da seguinte forma: a primeira solução vai para o primeiro conjunto, a segunda solução para o segundo conjunto, a m -ésima solução para o m -ésimo conjunto, a $(m+1)$ -ésima solução para o primeiro conjunto, a $(m+2)$ -ésima solução para o segundo e assim sucessivamente. Em cada um dos m conjuntos, identificam-se as soluções com o melhor e o pior valor de *Fitness*, as quais são denotadas por X_b e X_w , respectivamente, e a solução com o menor valor de *Fitness* dentre todas as outras, a qual é denotada por X_g .

Dentro de cada conjunto, a pior solução (i.e., X_w) é alterada de forma a assemelhar-se com a melhor solução presente no conjunto. Esta alteração é realizada de acordo com (74) e (75). A variável *rand* representa um número aleatório entre 0 e 1, obtido a partir de uma função densidade de probabilidade uniforme. A variável C é um fator de aceleração.

$$D_i = rand \times (X_b - X_w) \quad (74)$$

$$nova X_w = atual X_w + C \times D_i \quad (75)$$

Caso a *nova* X_w gere uma solução melhor, ela substituirá a antiga X_w . Caso contrário, repetem-se os cálculos estabelecidos em (74) e (75), mas substituindo-se X_b por X_g . Se nenhum avanço for conquistado, então uma nova solução é gerada aleatoriamente a fim de substituir X_w . Este processo é repetido num único conjunto por um determinado número de vezes, até que o próximo conjunto passe a receber estes mesmos procedimentos. Após todos os conjuntos serem explorados, as soluções são misturadas e ordenadas de maneira decrescente em termos de *Fitness*, como no início do processo, para daí então serem particionadas novamente para que todo o processo possa se repetir. O processo é interrompido quando um dos seguintes critérios de parada é satisfeito: a) a diferença relativa entre os valores consecutivos de *Fitness* de X_g é menor que uma tolerância predefinida; ou b) o número máximo de iterações é atingido. Na Fig. 63, apresenta-se o fluxograma do *SFLA*, tendo sido adotados os seguintes valores para os parâmetros deste algoritmo: $P = 200$, $m = 25$, $C = 1,75$, $g = 10$ e $e = 200$ [91].

Os valores iniciais dos parâmetros do modelo são gerados aleatoriamente pela função de distribuição uniforme nos intervalos estabelecidos em (76) [91].

$$0,5H_c < a < 5H_c; \quad \frac{0,5H_c}{M_m} < \alpha < \frac{0,7H_c}{M_m}; \quad M_m < M_s < 1,8M_m; \quad (76)$$

$$0 < c < 1; \quad 0,5H_c < k < 5H_c.$$

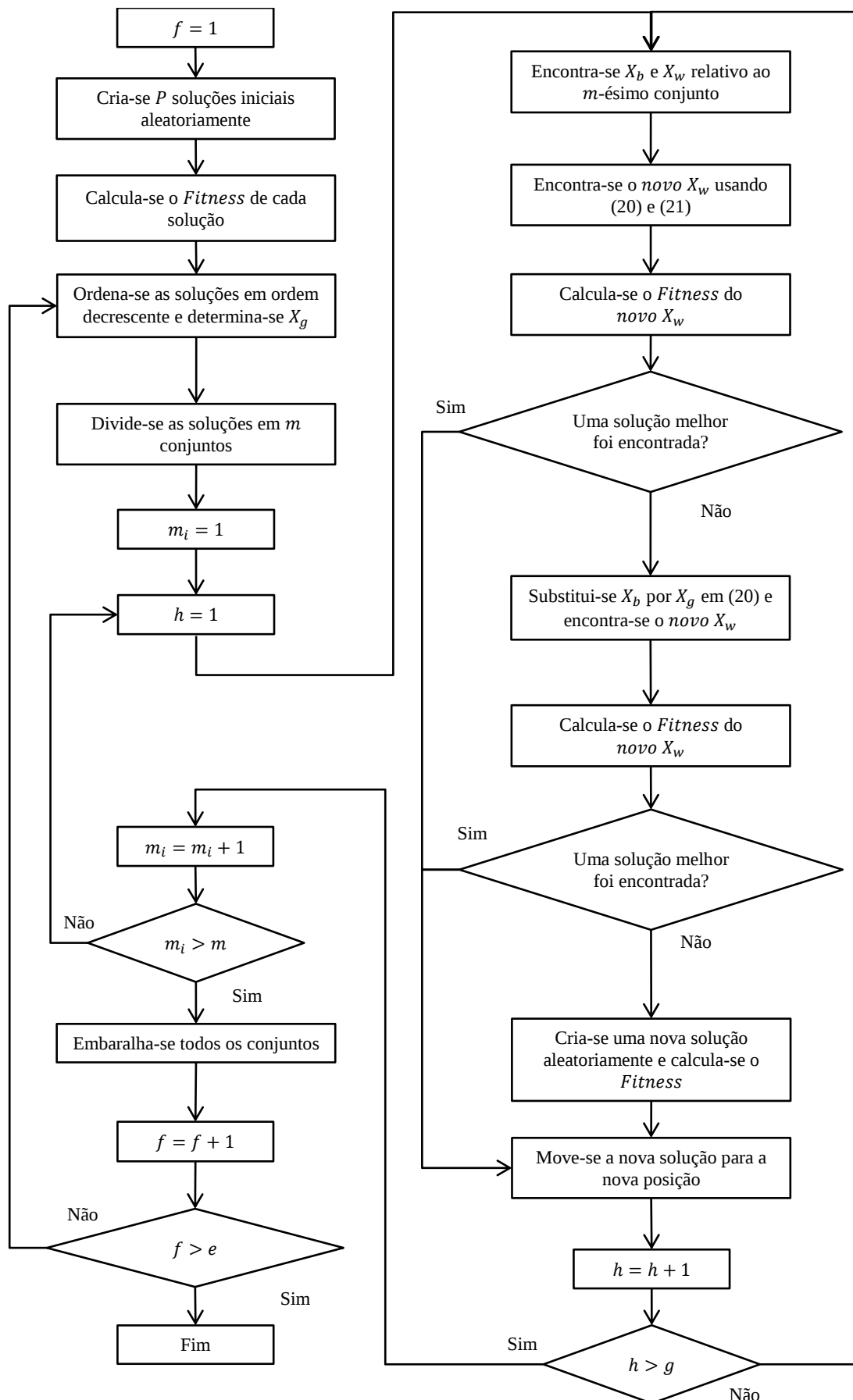


Figura 63 – Fluxograma do SFLA.

3.4.1 Resultados obtidos através do SFLA implementado para determinação dos parâmetros do modelo JA

Utilizando o SFLA implementado, obteve-se os resultados mostrados desde a Tabela 22 à Tabela 24 e nas Figs. 64 e 65 para os mesmos casos analisados com o algoritmo AJA-2.

Tabela 22 – Avaliação de desempenho dos algoritmos AJA-2 e SFLA para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 1,47$ T.

Parâmetros	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
de referência do modelo	$1,47 \times 10^6$	70,00	0,34	89,0000	0,00016900
calculados pelo AJA-2	$1,47 \times 10^6$	69,99	0,34	89,0138	0,00016903
Diferença relativa [%]	0,0000	-0,001	0,00	0,0155	0,0178
MSE do AJA-2	$1,2786 \times 10^{-6}$				
calculados pelo SFLA	$1,47 \times 10^6$	69,9999	0,3400	89,0000	0,00016900
Diferença relativa [%]	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
<i>Fitness</i>	$3,5800 \times 10^{-10}$				

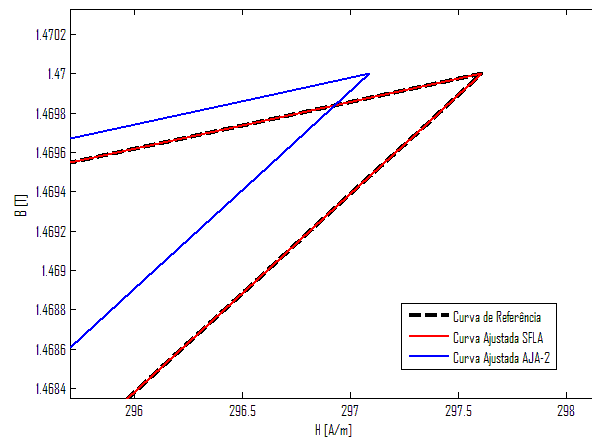


Figura 64 – Detalhe da comparação nos extremos dos laços de histerese gerados pelo modelo JA⁻¹ com parâmetros conhecidos (curva de referência), com parâmetros obtidos através do AJA-2 e com parâmetros obtidos através do SFLA para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 1,47$ T.

Tabela 23 – Avaliação de desempenho dos algoritmos AJA-2 e SFLA para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 0,7$ T.

Parâmetros	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
de referência do modelo	$1,4700 \times 10^6$	70,0000	0,3400	89,0000	0,00016900
calculados pelo AJA-2	$1,4690 \times 10^6$	70,0210	0,3394	88,7326	0,00016863
Diferença relativa [%]	-0,0680	0,0300	-0,0882	-0,3004	-0,2189
MSE do AJA-2	$4,06 \times 10^{-6}$				
calculados pelo SFLA	$1,4700 \times 10^6$	70,0000	0,3400	88,9999	0,00016900
Diferença relativa [%]	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
<i>Fitness</i>	$2,07 \times 10^{-10}$				

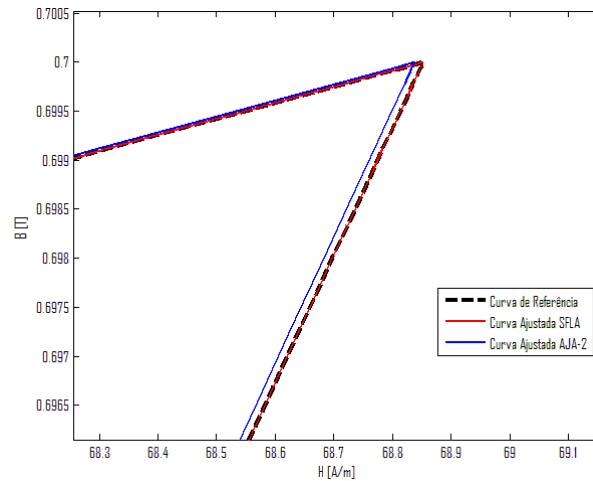


Figura 65 – Detalhe da comparação nos extremos dos laços de histerese gerados pelo modelo JA^{-1} com parâmetros conhecidos (curva de referência), com parâmetros obtidos através do AJA-2 e com parâmetros obtidos através do *SFLA* para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 0,7$ T.

Tabela 24 – Avaliação de desempenho dos algoritmos AJA-2 e *SFLA* para uma forma de onda de indução senoidal com $B_m = 0,8$ T.

Parâmetros	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
de referência do modelo	$1,0000 \times 10^6$	150,0000	0,5000	50,0000	0,00015000
calculados pelo AJA-2	$1,1626 \times 10^6$	78,9500	0,4363	194,513	0,00045346
Diferença relativa [%]	16,2600	-47,36	-12,7400	289,0260	202,3067
MSE do AJA-2	4,8474				
calculados pelo <i>SFLA</i>	$1,0 \times 10^6$	150,0000	0,5000	50,0000	0,00015000
Diferença relativa [%]	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
<i>Fitness</i>	$1,22 \times 10^{-10}$				

Ao analisar estes resultados percebe-se que o *SFLA* apresenta desempenho superior ao AJA-2 em termos de precisão do ajuste dos parâmetros e, além disso, não apresenta as desvantagens deste mencionadas anteriormente, dentre elas a falta de robustez. O sucesso obtido com a implementação do *SFLA* fez com que este fosse o algoritmo escolhido neste trabalho para determinação dos parâmetros do modelo modificado de Jiles–Atherton descrito em [23]. Este é o assunto da próxima subseção.

3.5 O modelo modificado de Jiles–Atherton proposto em [23]

Embora o modelo JA original seja capaz de representar, com precisão aceitável, laços de histerese simétricos sem laços menores, ele falha na representação de laços de histerese simétricos com laços menores, ou seja, os laços menores descritos por este modelo original não se ajustam àqueles obtidos experimentalmente [23].

Os autores de [23] observaram que a elevada derivada da componente irreversível da magnetização com relação ao campo no trecho referente ao fechamento do laço é responsável pelo comportamento não físico dos laços menores, ou seja, ao não fechamento dos mesmos. Dessa forma, propõem limitar a referida derivada mediante a introdução de um novo parâmetro físico relacionado às perdas no modelo JA^{-1} . Esta proposta pode também ser aplicada no sentido de ajustar os laços internos simétricos obtidos com o mesmo conjunto de parâmetros do modelo original e determinados com base no laço simétrico principal (i.e., aquele em que se atinge a saturação do material). Neste caso, o novo parâmetro permanece constante ao longo de todo o laço simétrico interno. Infelizmente, em [23] é apresentado apenas um caso simples em que existem apenas dois laços menores, não tendo sido demonstrada a robustez da proposta na presença de laços menores em diferentes posições do laço maior e com diferentes amplitudes.

O novo parâmetro, R , é introduzido na equação (45), a qual passa a ser escrita como em (77).

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{M_{an} - RM_{irr}}{\mu_0 k \delta} \quad (77)$$

Para um laço de histerese simétrico principal, o valor de R é igual a 1 e, para cada laço de histerese simétrico interno, o valor de R é constante e diferente de 1. Em [23], é feito um ajuste de curva a fim de determinar R em função da amplitude da indução em laços de histerese simétricos internos. Assim, de acordo com os autores, quando o interesse está em ajustar um laço menor, o valor de R pode ser calculado com base na curva ajustada e na amplitude da indução na qual este laço se inicia. Em [23], não é apresentado o algoritmo empregado para cálculo do valor de R associado a cada laço interno ou menor, mas é possível concluir que, para cada laço menor está associado apenas um valor de R .

3.5.1 O *SFLA* aplicado à determinação dos parâmetros do modelo JA^{-1} modificado

Um novo *SFLA* foi implementado computacionalmente para identificação dos parâmetros do modelo JA^{-1} modificado. Este algoritmo permite identificar:

- os cinco parâmetros do modelo original, fixando-se um valor para o parâmetro R . Esta opção de simulação é denominada de “5P” e pode ser escolhida para um laço de histerese, com ou sem laços menores;
- no caso de laço de histerese sem laços menores, o valor de R , fixando-se os valores

dos cinco parâmetros do modelo original relacionados ao mesmo, os quais podem ser obtidos através do próprio algoritmo através da opção “5P”. Esta opção de simulação é denominada de “R”; e

- no caso de laço de histerese com laços menores, o valor de R , para o laço como um todo ou o conjunto de valores de R associados à cada uma de suas partes, fixando-se os valores dos cinco parâmetros do modelo original relacionados ao mesmo, os quais podem ser obtidos através do próprio algoritmo através da opção “5P”. Para tanto, escolhe-se a opção de simulação denominada de “R”.

Assim, na opção “5P”, o algoritmo é capaz de, a partir de um laço externo, principal ou não, e com $R = 1$, determinar os cinco parâmetros do modelo original que modelam este laço e, em seguida, na opção “R”, determinar o valor de R para um laço interno ou até mesmo para o próprio laço externo utilizando estes cinco parâmetros. Na Fig. 66, são exibidos resultados obtidos através desta opção. Nela estão apresentados três laços artificiais, sendo um externo e dois internos, e dois laços internos simulados.

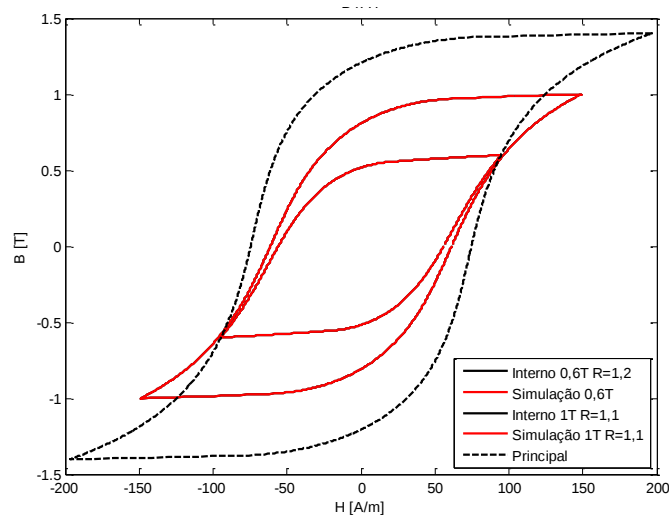


Figura 66 – Comparação entre os laços de histerese internos gerados pelo modelo JA^{-1} com parâmetros conhecidos e com parâmetros obtidos através do *SFLA* na opção “R” para uma forma de onda de indução senoidal com $B_p = 0,6$ T e $B_p = 1$ T.

O laço externo foi construído com os parâmetros da Tabela 25. Os dois laços internos artificiais foram construídos com estes mesmos parâmetros, porém com valores de R iguais a 1,2 e 1,1 para valores máximos de indução iguais a 0,6 T e 1 T, respectivamente. Estes valores foram escolhidos a título de ilustração e, como não são baseados em dados experimentais, resultaram em laços que não são verdadeiramente internos ao laço externo. Dos resultados apresentados na Tabela 26, verifica-se que o algoritmo conseguiu obter para os laços internos simulados os mesmos parâmetros adotados para os laços internos artificiais. Por este motivo,

Tabela 25 – Parâmetros utilizados para o laço externo com $B_p = 1,4$ T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R
$1,7 \times 10^6$	90	0,10	90	$1,5 \times 10^{-4}$	1,00

Tabela 26 – Dados de entrada e resultados de simulação obtidos na opção “R” para laços internos.

Parâmetros utilizados para o laço interno artificial com $B_p = 1$ T:						Perda no laço artificial [J/m ³]:
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	256,1760
$1,70 \times 10^6$	90	0,10	90	$1,5 \times 10^{-4}$	1,10	
Parâmetros na opção “R” para o laço interno simulado com $B_p = 1$ T:						Perda no laço simulado [J/m ³]:
Fixados					Obtido	256,1760
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	
$1,70 \times 10^6$	90	0,10	90	$1,5 \times 10^{-4}$	1,10	$Fitness = 1,5905 \times 10^{-11}$
Parâmetros utilizados para o laço interno artificial com $B_p = 0,6$ T:						Perda no laço artificial [J/m ³]:
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	126,3291
$1,70 \times 10^6$	90	0,10	90	$1,5 \times 10^{-4}$	1,20	
Parâmetros na opção “R” para o laço interno simulado com $B_p = 0,6$ T:						Perda no laço simulado [J/m ³]:
Fixados					Obtido	126,3291
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	
$1,70 \times 10^6$	90	0,10	90	$1,5 \times 10^{-4}$	1,20	$Fitness = 1,9035 \times 10^{-12}$

os laços internos artificiais, em preto, estão sob os respectivos laços simulados, em vermelho. As perdas magnéticas associadas aos laços internos simulados e seus respectivos laços internos artificiais são também idênticas.

Quando aplicado a laços de histerese com laços menores, o algoritmo determina, através da opção “R”, um valor de R para o laço como um todo ou o valor de R para o laço externo e um ou dois valores de R para cada laço menor – sendo um para o ramo descendente e outro para o ramo ascendente do laço menor. O primeiro elemento do vetor de valores de R assim obtido refere-se ao laço externo, enquanto que os valores ou os pares de elementos que se seguem referem-se ao laço menor como um todo ou aos ramos dos laços menores encontrados ao percorrer o laço externo no sentido anti-horário a partir do ponto $(H_c, 0)$. O primeiro e segundo elementos de cada par referem-se, respectivamente, aos valores de R para os ramos descendente e ascendente, caso o laço menor se inicie no ramo ascendente do laço externo, ou aos valores de R para os ramos ascendente e descendente, caso o laço menor se inicie no ramo descendente do laço externo.

De fato, para se modelar laços de histerese com laços menores foram testadas duas metodologias. Na primeira delas, aqui denominada de “ B e H não recortados”, são utilizados

todos os pontos do vetor B . Estes pontos são então fornecidos ao algoritmo e este se encarrega de, na opção “5P” (i.e., com o valor de R predefinido), buscar os cinco parâmetros do modelo original para o laço experimental. Assim, quando todos os pontos do vetor B são fornecidos ao algoritmo do modelo JA^{-1} juntamente com os cinco parâmetros encontrados, sua saída é o vetor “ H não recortado” (i.e., com todos os seus pontos).

Na Fig. 67, são apresentados os resultados obtidos para um laço de histerese com dois laços menores. Neste caso, os parâmetros do laço artificial foram obtidos através do próprio algoritmo com base em resultados experimentais advindos do SCaMMa e utilizando a metodologia “ B e H não recortados”. As respectivas formas de onda da indução e do campo magnéticos experimentais são mostradas na Fig. 68. Estas formas de onda têm frequência fundamental de 1 Hz. Isto foi feito pelo fato de que não é possível gerar laços de histerese artificiais realísticos com laços menores, pois não se tem o que é, de fato, a incógnita do problema, i.e., o conjunto de valores de R . Por outro lado, procura-se com isso manter a uniformidade de abordagem do trabalho quanto à validação teórica dos algoritmos implementados.

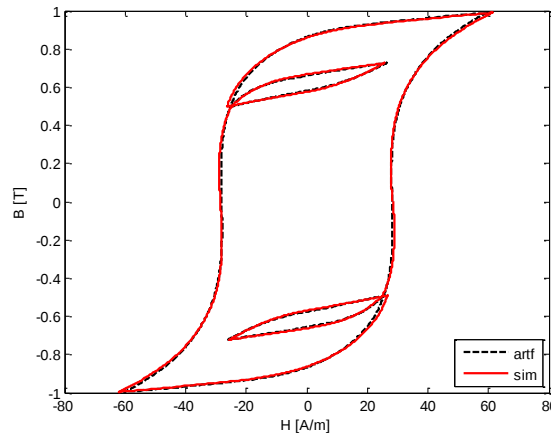


Figura 67 – Comparação entre os laços de histerese com dois laços menores obtidos através do modelo JA^{-1} com parâmetros identificados pelo $SFLA$ para a forma de onda de indução experimental com $B_p = 1$ T e frequência fundamental de 1 Hz.

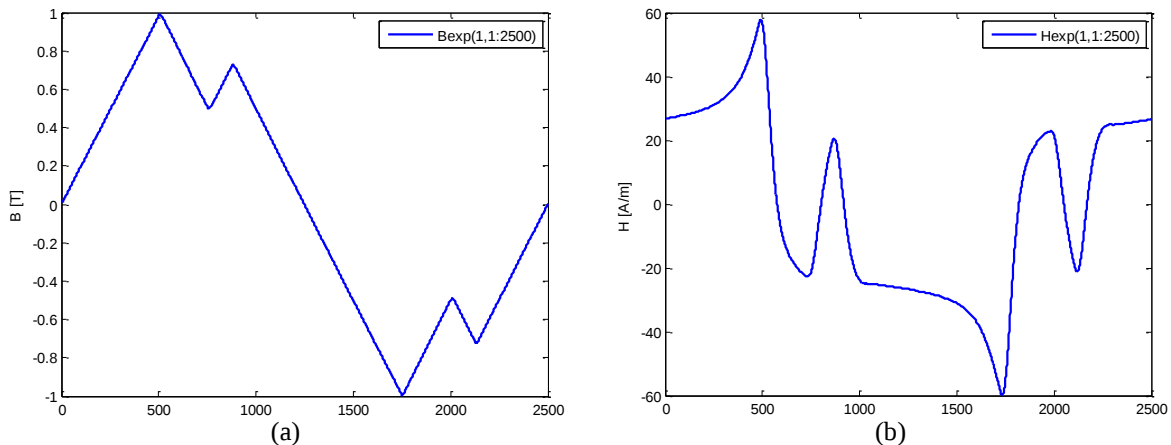


Figura 68 – Formas de onda experimentais da (a) indução e do (b) campo magnéticos.

Na Tabela 27, são apresentados os resultados relativos à Fig. 67, onde os laços menores superior e inferior são designados por 1 e 2, respectivamente. Dessa tabela, verifica-se que o algoritmo conseguiu obter um conjunto de parâmetros que representa os laços externo e menores simulados com um bom valor de *Fitness*. Todavia, embora as diferenças entre as perdas magnéticas totais associadas aos laços simulado e artificial sejam aceitáveis (neste caso, da ordem de 1 %), aquelas entre os laços menores simulados e artificiais apresentam diferenças significativas (neste caso, da ordem de 7,5 %).

Tabela 27 – Resultados de simulação de laço de histerese com laços menores.

Parâmetros na opção “5P” para o laço artificial com $B_p = 1,0$ T:						Perdas [J/m³]:
Obtidos:					Fixado:	Total no laço artificial: 109,2942
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	Perda no laço externo: 103,1735
$1,4961 \times 10^6$	45,84	0,3573	90,3991	$1,9093 \times 10^{-4}$	1,00	Perda nos laços menores: 6,1207
Parâmetros na opção “R” para o laço artificial com $B_p = 1,0$ T:						Perda no laço menor (1): 3,0321
$[R] = [1 \ 1,0229 \ 0,8860 \ 1,0229 \ 0,8860]$						Perda no laço menor (2): 3,0886
$Fitness = 7,6841 \times 10^{-4}$						
Parâmetros na opção “5P” para o laço simulado com $B_p = 1,0$ T:						Perdas [J/m³]:
Obtidos:					Fixado:	Total no laço simulado: 110,5441
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	Perdas no laço externo: 103,9676
$1,6143 \times 10^6$	49,47	0,3963	132,0780	$2,5746 \times 10^{-4}$	1,00	Perdas nos laços menores: 6,5765
Parâmetros na opção “R” para o laço simulado com $B_p = 1,0$ T:						Perdas no laço menor (1): 3,2568
Fixados:					Obtido:	Perdas no laço menor (2): 3,3196
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	$Fitness = 2,6575 \times 10^{-4}$
$1,6143 \times 10^6$	49,47	0,3963	132,0780	$2,5746 \times 10^{-4}$	1,0084	
Parâmetros na opção “R” para o laço simulado com $B_p = 1,0$ T:						$[R] = [1 \ 0,9866 \ 0,9541 \ 0,9860 \ 0,9546]$

Na Fig. 69, é apresentada a comparação entre os laços de histerese com dois laços menores gerados através do modelo JA^{-1} , sendo um deles obtido com base em resultados experimentais advindos do SCaMMa e utilizando a metodologia “ B e H não recortados”, e o outro através do $SFLA$ e utilizando a metodologia “ B e H recortados”. Na Tabela 28, são apresentados os resultados relativos à Fig. 69, donde se verifica que o algoritmo conseguiu obter um conjunto de parâmetros que representa os laços externo e menores simulados com um valor de *Fitness* ainda melhor do que o anterior. Além disso, tanto as diferenças entre as perdas magnéticas totais associadas aos laços simulado e artificial (neste caso, da ordem de 0,15 %) quanto aquelas entre os laços menores simulados e artificiais (neste caso, da ordem de -0,4 %) são muito menores do que as obtidas na simulação anterior. Entretanto, esta metodologia se mostrou limitada com o uso de dados experimentais, como será mostrado a seguir.

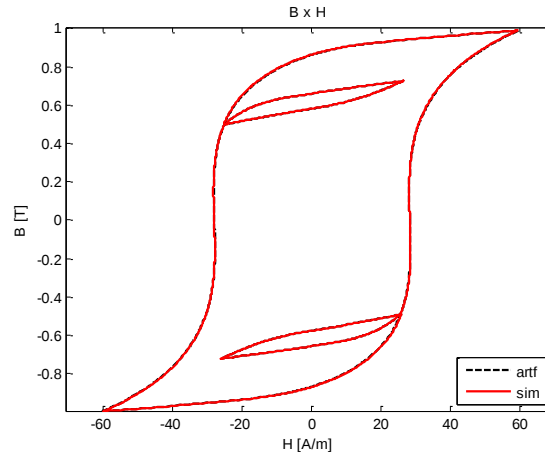


Figura 69 – Comparação entre os laços de histerese com dois laços menores gerados através do modelo JA^{-1} com parâmetros conhecidos e com parâmetros obtidos pelo *SFLA* para a forma de onda de indução experimental com $B_m = 1$ T e frequência fundamental de 1 Hz.

Tabela 28 – Resultados de simulação de laço de histerese com laços menores.

Parâmetros na opção “5P” para o laço artificial com $B_p = 1,0$ T:						Perdas [J/m³]:
Obtidos:					Fixado:	Total no laço artificial: 109,2942
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	Perda no laço externo: 103,1735
$1,4961 \times 10^6$	45,8400	0,3573	90,3991	$1,9093 \times 10^{-4}$	1,00	Perda total nos laços menores: 6,1207
Parâmetros na opção “R” para o laço artificial com $B_p = 1,0$ T:						Perda no laço menor (1): 3,0321
$[R] = [1 \ 1,0229 \ 0,8860 \ 1,0229 \ 0,8860]$						Perda no laço menor (2): 3,0886
$Fitness = 7,6841 \times 10^{-4}$						
Parâmetros na opção “5P” para o laço simulado com $B_p = 1,0$ T:						Perdas [J/m³]:
Obtidos:					Fixado:	Total no laço simulado: 109,4390
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	Perda no laço externo: 103,3429
$1,4992 \times 10^6$	45,85	0,3576	91,1821	$1,9209 \times 10^{-4}$	1,00	Perda total nos laços menores: 6,0961
Parâmetros na opção “R” para o laço simulado com $B_p = 1,0$ T:						Perda no laço menor (1): 3,0197
Fixados:					Obtido:	Perda no laço menor (2): 3,0763
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R	$Fitness = 1,1132 \times 10^{-4}$
$1,4992 \times 10^6$	45,85	0,3576	91,1821	$1,9209 \times 10^{-4}$	0,9974	
Parâmetros na opção “R” para o laço simulado com $B_p = 1,0$ T:						$[R] = [1 \ 1,0224 \ 0,8876 \ 1,0224 \ 0,8877]$

De fato, nas Figs. 70 (a) e (b), fica evidenciado que o laço simulado, identificado na legenda desta figura como “sim”, apesar de certa discordância com o laço experimental, já se aproxima bem do mesmo. Ainda no contexto da metodologia “ B e H não recortados”, prosseguiu-se com a execução do algoritmo na opção “R” para o ajuste dos parâmetros R associados a cada uma das partes do laço. Para tanto, são fornecidos ao algoritmo os valores anteriormente obtidos para os cinco parâmetros do modelo original. Dessa forma, o algoritmo obtém o conjunto $[R]$ descrito na subseção 3.5.1.

Este procedimento melhora a modelagem do laço de histerese, como pode ser observado no laço identificado na legenda da Fig. 70 como “sim – ajuste dos R”. Após os ajustes dos parâmetros R_s , o *Fitness* final entre os laços “sim – ajuste dos R” e “exp” resultou igual a $6,4215 \times 10^{-4}$. A diferença percentual das perdas ocorridas somente nos laços menores resultou igual a 22,47 % e a das perdas ocorridas no laço como um todo, 1,42 %.

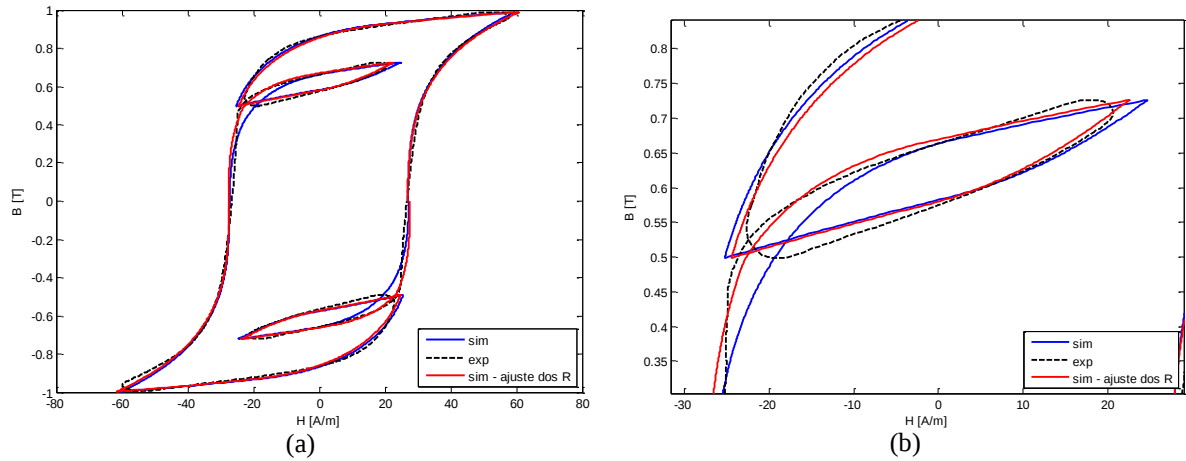


Figura 70 – (a) Comparação entre os laços de histerese obtidos experimentalmente (exp) e através do modelo JA^{-1} com parâmetros advindos do *SFLA* nas opções “5P” (sim) e “R” (sim – ajuste dos R) através da metodologia “ B e H não recortados”; (b) Detalhe do laço menor superior.

A segunda metodologia (“ B e H recortados”) para se modelar laços de histerese com laços menores separa o vetor de pontos da forma de onda da indução em duas partes, sendo uma relativa às regiões da mesma sem mínimos locais e, portanto, relacionadas ao laço externo, e outra relativa às regiões onde ocorrem mínimos locais. Assim, por exemplo, após suprimir os trechos que geram mínimos locais, a forma de onda mostrada na Fig. 68 (a) resulta aquela mostrada na Fig. 71 (a). Diz-se então que o vetor B foi recortado. Em seguida, recorta-se o vetor H , ou seja, retira-se do vetor original os pontos cujos índices são os mesmos dos pontos que foram retirados de B . Dessa maneira, a forma de onda mostrada na Fig. 68 (b) resulta aquela mostrada na Fig. 71 (b).

Uma vez determinados B e H recortados, estes vetores são passados ao algoritmo e inicialmente busca-se somente os cinco parâmetros. Assim, somente a parte externa do laço é alvo da modelagem. Posteriormente, procede-se com a determinação dos elementos do vetor $[R]$ relativos aos laços menores e, para tanto, utiliza-se os cinco parâmetros anteriormente determinados. Porém, os resultados obtidos com essa metodologia são insatisfatórios. Como pode ser observado nas Figs. 72 (a) e (b).

Por fim, esclarece-se que esse novo algoritmo é composto de três funções, as quais foram denominadas: FindParam, FindLoss e JAinversemod. A função FindParam presta-se à determinação dos parâmetros do modelo JA^{-1} modificado, a função FindLoss ao cálculo das

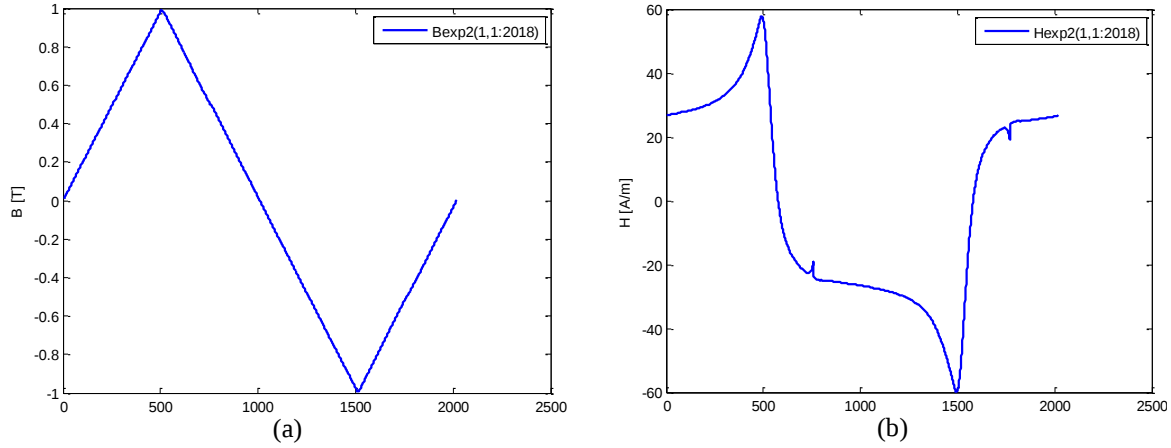


Figura 71 – (a) Parcela da forma de onda experimental da indução magnética com dois mínimos locais resultante da exclusão das regiões relacionadas a estes mínimos; (b) Parcela da forma de onda experimental do campo magnético relacionada à forma de onda indução magnética mostrada em (a).

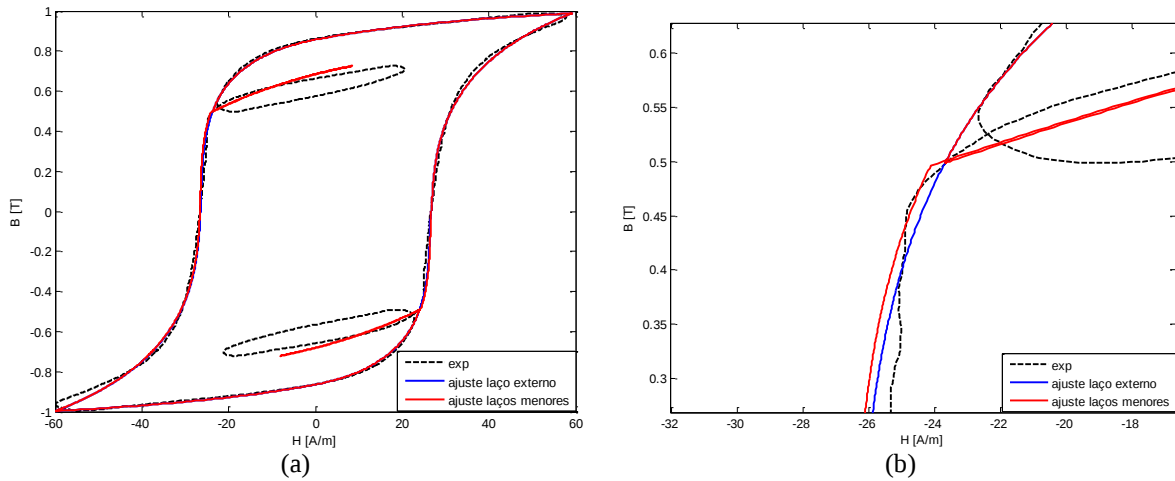


Figura 72 – (a) Comparação entre os laços de histerese obtidos experimentalmente com o auxílio do transdutor de corrente (exp) e através do modelo JA^{-1} com parâmetros advindos do *SFLA* nas opções 5P (ajuste laço externo) e R (ajuste laços menores) através da metodologia B e H recortados; (b) Detalhe do laço menor superior.

perdas por histerese relacionadas aos laços externo e menores e a função $JA_{inversemod}$ ao cálculo de $H(t)$ através do modelo JA^{-1} modificado.

O fluxograma relativo à função `FindParam` é apresentado na Fig. 73. Ao se requisitar esta função, verifica-se a existência ou não de mínimos locais na forma de onda da indução, B_{exp} . Caso haja mínimos locais, estes são então identificados, bem como, os respectivos laços menores.

O fluxograma da função `JAinversemod` é idêntico àquele mostrado na Fig. 55, com exceção da equação que inclui o parâmetro R . Como dados de entrada, devem ser fornecidos à esta função os valores de M_s , k , c , a , α , B_{exp} e R_{in} , sendo R_{in} o vetor de valores de R . O número de elementos deste vetor depende do número de laços menores no laço a ser modelado.

O fluxograma relativo à função `FindLoss` é apresentado na Fig. 74. Como dados de entrada da função `FindLoss`, devem ser passadas as seguintes variáveis: B_{exp} , H_{exp} e fid .

Além dessas três funções, este novo algoritmo inclui um ambiente chamado de Teste_JA, através do qual determina-se as seguintes variáveis: B_{exp} , H_{exp} , fid , H_c e M_m . Em particular, o valor de M_m é obtido de (78).

$$M_m = \frac{B_{exp\ m}}{4\pi \times 10^{-7}} - H_{exp\ m} \quad (78)$$

Como dados de entrada da função FindParam devem ser passadas as seguintes variáveis: B_{exp} , H_{exp} , H_c , M_m , $flag$, $Param_{in}$ e fid . A variável $flag$ indica a opção escolhida para a simulação, i.e., se é “5P” ou “R”. O vetor de dados $Param_{in}$ depende da variável $flag$. Se $flag = “5P”$, então $Param_{in}$ contém o valor de R . Se $flag = “R”$, então $Param_{in}$ contém os valores dos cinco parâmetros do modelo original. Por sua vez, a variável fid contém o endereço de onde serão armazenadas as informações geradas ao longo da execução das instruções da função FindParam.

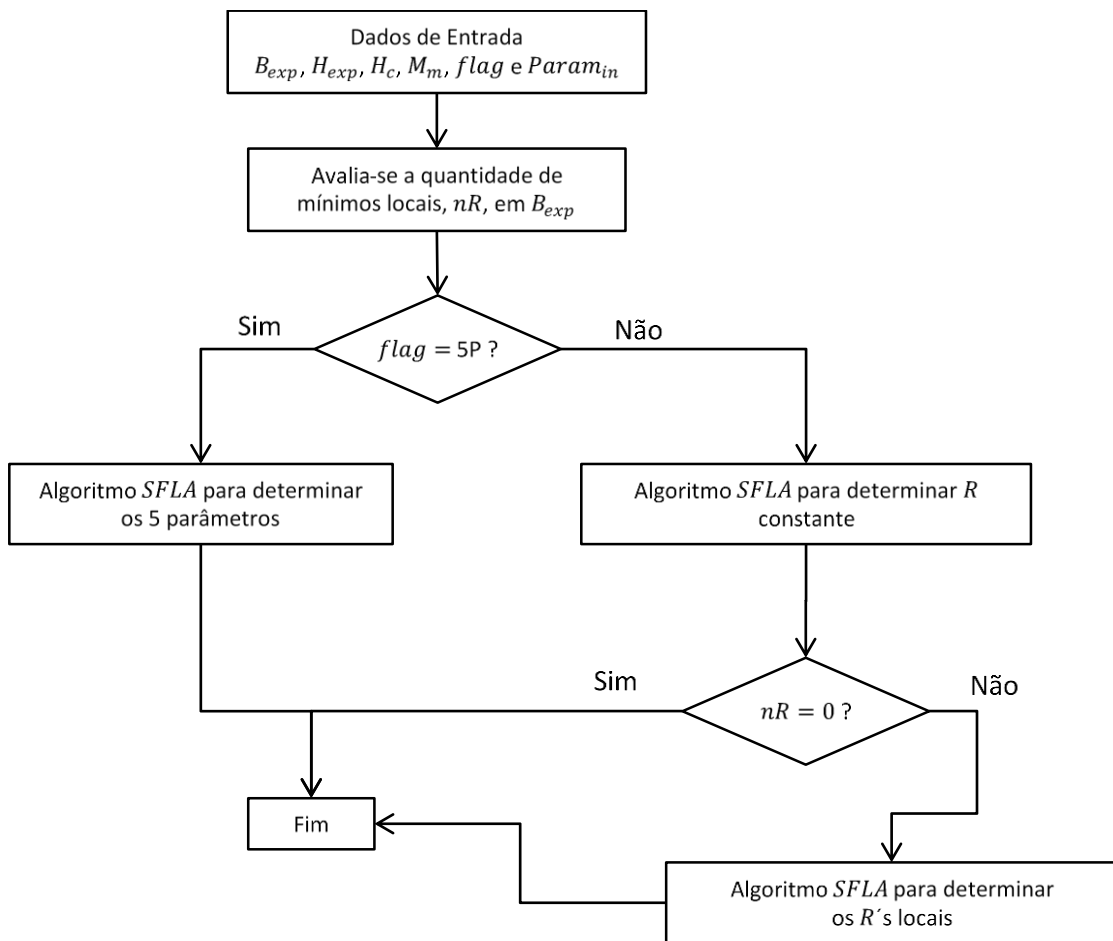


Figura 73 – Fluxograma relativo à função FindParam.

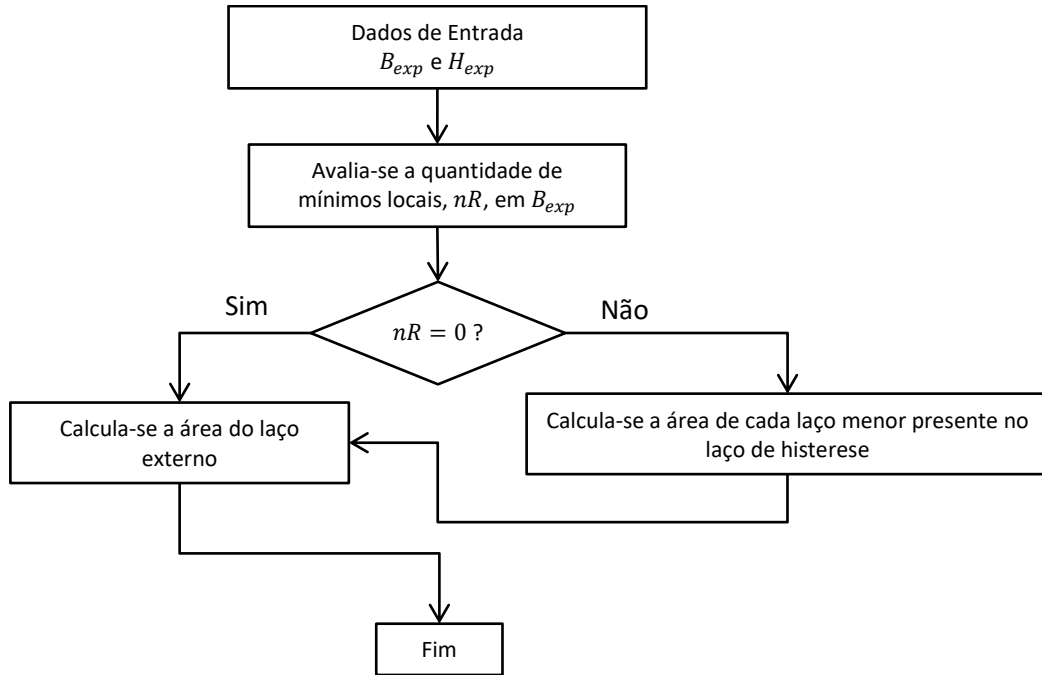


Figura 74 – Fluxograma relativo à função FindLoss.

3.6 Sobre a validação do algoritmo SFLA implementado

O SFLA implementado neste trabalho foi desenvolvido com base em [91], onde valores de *Fitness* menores ou iguais a $1,5 \times 10^{-3}$ são considerados bons. Todavia, a experiência adquirida neste trabalho com a execução de várias simulações permitiu observar que, para valores de *Fitness* maiores do que 5×10^{-4} , as discordâncias entre os laços ajustado e de referência podem ser consideráveis. Além disso, em [91] emprega-se o modelo JA, enquanto que, neste trabalho emprega-se o modelo JA⁻¹. Outro parâmetro importante no julgamento da qualidade do ajuste é o erro na perda por histerese definido por (79), onde W_{hsim} e W_{hexp} são as perdas por histerese obtidas com base em dados de simulação e experimentais, respectivamente, as quais são dadas em joule/metro³. Neste trabalho, valores de $\Delta W_h(\%)$ inferiores a 5 % são considerados bons.

$$\Delta W_h(\%) = \left| \frac{W_{hsim} - W_{hexp}}{W_{hexp}} \right| \times 100\% \quad (79)$$

Os dados experimentais utilizados na simulação não passaram por nenhum tratamento matemático além daqueles implícitos ao próprio SCAmMa. Em todos os exemplos a frequência fundamental das formas de onda é 1 Hz. Os dados experimentais foram obtidos através do SCAmMa e utilizando o quadro de Epstein e um conjunto de amostras de aço elétrico tipo GNO, cujas especificações serão apresentadas mais adiante.

Os exemplos apresentados demonstram a funcionalidade, a precisão, e a robustez do algoritmo *SFLA* implementado para a determinação dos parâmetros dos modelos JA^{-1} original e modificado.

A precisão é demonstrada através da aplicação do algoritmo a identificação dos parâmetros de um laço de histerese cujos parâmetros sejam conhecidos. De fato, o algoritmo encontra exatamente os mesmos parâmetros.

A robustez é demonstrada através de sua aplicação a várias situações, incluindo-se aquelas em que o laço de histerese inclui laços menores. Neste caso, o algoritmo identifica o valor de R para o laço como um todo ou o conjunto de valores de R associados a cada uma de suas partes fixando-se os valores dos cinco parâmetros do modelo original relacionados ao mesmo, os quais podem ser obtidos através do próprio algoritmo através da opção “5P”. Para tanto, escolhe-se a opção de simulação denominada de “R”. Apesar da robustez do algoritmo, o modelo JA^{-1} modificado não apresenta a exatidão aceitável, a menos que critérios de exatidão menos rigorosos do que aqueles aqui definidos sejam estabelecidos. Quanto a este aspecto, destaca-se que em [23], onde é apresentado o modelo JA^{-1} modificado, não é descrito o algoritmo empregado para cálculo do valor de R associado a cada laço interno ou menor e nem os critérios de precisão adotados. Além disso, é possível concluir de [23] que, para cada laço menor está associado apenas um valor de R . Logo, o algoritmo aqui proposto constitui-se em relevante contribuição para a identificação dos parâmetros do modelo JA^{-1} modificado proposto em [23].

Foram exploradas ainda duas metodologias para a identificação do conjunto de parâmetros R associado a laços menores, as quais foram denominadas “ B e H não recortados” e “ B e H recortados”. Deste estudo, concluiu-se que a metodologia “ B e H recortados” não apresenta resultados aceitáveis.

Na sequência, serão explorados, com base em dados experimentais, mais alguns aspectos e funcionalidades do modelo JA^{-1} . Serão apresentadas algumas metodologias de ajuste dos laços internos e alguns resultados validando ou contestando as proposições encontradas na literatura. Também serão grandemente explorados os casos envolvendo laços menores no laço de histerese. Com o auxílio de uma vasta base experimental, aplicar-se-á a metodologia proposta em [23] a fim de atestar sua funcionalidade.

4 Validação de modelos de Jiles–Atherton e de algoritmos para a obtenção de seus parâmetros

4.1 Introdução

Neste capítulo, apresenta-se a validação experimental dos modelos de Jiles–Atherton clássico e modificado [23] e dos algoritmos desenvolvidos para obtenção de seus parâmetros.

A fim de obter os resultados experimentais descritos neste capítulo, foram realizadas várias caracterizações magnéticas através da imposição, ao secundário do quadro de Epstein, de tensões quadradas, tensões quadradas com pulso e tensões do tipo PWM–2N senoidal; todas de frequência fundamental igual a 1 Hz. Com isso, foi possível obter um conjunto experimental bem diversificado de laços de histerese e os respectivos parâmetros dos referidos modelos com base nos algoritmos *SFLA* anteriormente descritos. A condutividade elétrica do material utilizado não é fornecida no catálogo do fabricante. Diante disso, optou-se pelo valor utilizado em [54] para o mesmo material.

4.2 Validação do modelo clássico de Jiles-Atherton

O modelo JA original é capaz de representar uma grande variedade de laços de histerese sem laços menores. Estes laços de histerese foram obtidos através da imposição ao secundário do quadro de Epstein de uma onda de tensão quadrada, com frequência fundamental de 1 Hz, o que resulta numa onda triangular de indução magnética na amostra cuja amplitude depende da amplitude da primeira.

Uma vez determinados experimentalmente os laços de histerese sem laços menores, cujos valores de indução de pico, B_p , estão entre 0,2 e 1,6 T, com variação de 0,1 T entre eles, buscou-se, em cada caso, o melhor conjunto de parâmetros que pudesse adequar a resposta do modelo ao respectivo laço experimental. Sendo assim, foi achado um conjunto diferente de parâmetros para cada valor de B_p . Os dados relativos a essas buscas estão na Tabela 29.

Esses dados foram obtidos com o uso do algoritmo *SFLA* na opção ‘5P’ para a determinação dos cinco parâmetros originais do modelo JA⁻¹. Embora não tenham sido impostas quaisquer condições para que o algoritmo *SFLA* restringisse a busca de parâmetros a uma dada região, a região de busca adotada foi a seguinte [91]: $M_{max} < M_s < 1,8M_{max}$; $0,5H_c <$

Tabela 29 – Resultados da busca pelos cinco parâmetros do modelo JA original aplicado a laços de histerese sem laços menores.

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,60	1,3127×10 ⁶	52,98	0,097547	87,2482	2,7507×10 ⁻⁴	4,6274×10 ⁻⁴
1,50	1,2361×10 ⁶	77,53	0,493522	28,8567	1,0619×10 ⁻⁴	3,1517×10 ⁻⁴
1,40	1,1851×10 ⁶	46,10	0,240976	18,6524	6,9066×10 ⁻⁵	2,3455×10 ⁻⁴
1,30	1,2700×10 ⁶	52,85	0,375858	33,0314	9,8937×10 ⁻⁵	3,4124×10 ⁻⁴
1,20	1,3180×10 ⁶	51,05	0,373546	36,7217	9,9829×10 ⁻⁵	2,9814×10 ⁻⁴
1,10	1,3457×10 ⁶	48,28	0,357832	37,9955	9,7754×10 ⁻⁵	2,6116×10 ⁻⁴
1,00	1,3510×10 ⁶	44,83	0,345001	41,0164	1,0153×10 ⁻⁴	2,4078×10 ⁻⁴
0,90	1,3121×10 ⁶	51,12	0,340772	28,0192	8,0434×10 ⁻⁵	3,1331×10 ⁻⁴
0,80	1,4364×10 ⁶	77,68	0,317523	21,2464	7,5720×10 ⁻⁵	2,5255×10 ⁻⁴
0,70	1,6733×10 ⁶	122,83	0,270306	21,9375	9,2278×10 ⁻⁵	2,5182×10 ⁻⁴
0,60	2,0977×10 ⁶	241,30	0,213166	25,7081	1,2525×10 ⁻⁴	4,3317×10 ⁻⁴
0,50	1,6826×10 ⁶	200,98	0,230936	26,2131	1,3867×10 ⁻⁴	3,5544×10 ⁻⁴
0,40	1,2519×10 ⁶	147,41	0,253568	25,5963	1,4894×10 ⁻⁴	3,3034×10 ⁻⁴
0,30	9,6940×10 ⁵	119,92	0,255656	24,9527	1,6350×10 ⁻⁴	2,8360×10 ⁻⁴
0,20	6,8210×10 ⁵	133,46	0,287540	29,7544	2,6337×10 ⁻⁴	3,4316×10 ⁻⁴

$k < 5H_c$; $0 < c < 1$; $0,5H_c < a < 5H_c$; $0,5H_c/M_{max} < \alpha < 0,7H_c/M_{max}$. O subscrito *max* indica os valores máximos dos parâmetros aos quais ele foi relacionado, e H_c representa o campo magnético coercivo. As marcações em itálico na Tabela 29 são indicações de que os respectivos valores estão fora da área de busca adotada. A região de busca inicial é só uma estimativa, e não há no modelo nada que obrigue os parâmetros a se situarem somente numa determinada região de busca. No entanto, essa é ainda uma discussão em aberto, pois no caso dos algoritmos determinísticos, a região de busca será determinada pela condição inicial imposta ao algoritmo, condição esta que na maioria das vezes está atrelada a alguns pontos específicos do laço de histerese, podendo o resultado final estar dentro ou fora das regiões de busca definidas nos algoritmos heurísticos. Nesse cenário de tantas incertezas, os resultados em itálico na Tabela 29 não podem ser desprezados.

Embora os valores da coluna relacionada à função *Fitness* sejam próximos uns dos outros, isso pode mascarar uma limitação do modelo; há, de fato, uma grande diferença de resposta do modelo nos casos 1,5 T e 1,6 T, em relação aos demais. Confirma-se isso na Tabela 30. Nela, estão presentes os valores calculados para as perdas por histerese relacionadas ao laço experimental e ao laço simulado, bem como, a diferença percentual entre ambos, tendo como referência a perda experimental. É possível notar que nos dois primeiros casos, as diferenças percentuais são superiores a 2 %. Nos demais casos, não passam de 0,5 %.

Tabela 30 – Comparações entre as perdas dos laços de histerese experimentais e simulados.

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença percentual [%]
1,60	294,656332	301,526748	2,3317
1,50	242,766318	237,107938	-2,3308
1,40	196,16324	196,527878	0,1859
1,30	160,91332	160,220084	-0,4308
1,20	134,499813	134,151937	-0,2586
1,10	113,263704	113,030379	-0,2060
1,00	94,959046	94,862308	-0,1019
0,90	78,734800	78,805149	0,0893
0,80	63,249178	63,409398	0,2533
0,70	52,199671	52,371059	0,3283
0,60	41,956916	42,159861	0,4837
0,50	32,431199	32,543578	0,3465
0,40	23,634366	23,706877	0,3068
0,30	15,821077	15,846731	0,1622
0,20	8,864535	8,894082	0,3333

Isso se deve à incapacidade de a resposta do modelo acompanhar as curvaturas da parte central do laço experimental. Esse efeito já tem início no laço de B_p igual a 1,4 T, e vai se acentuando na medida em que o nível máximo de indução vai aumentando. Na Fig. 75, apresentam-se o laço experimental de B_p igual a 1,6 T e o seu respectivo laço simulado, exemplificando com clareza o que ocorre entre os dois laços, e esclarecendo, portanto, o motivo de a diferença percentual entre as perdas ter superado os 2 %.

Contudo, a variação dos valores da magnetização de saturação para cada caso, conforme apresentado na Tabela 29, é questionável; mesmo diante de bons resultados, como os apresentados para a faixa de valores de B_p que vai 0,2 T a 1,4 T. O fato é que, para uma dada temperatura, a magnetização de saturação é constante para cada material; sendo assim, não há explicação física para justificar a variação do parâmetro M_s . De fato, a magnetização de saturação deveria ser obtida experimentalmente, a partir do laço de histerese principal. Esta magnetização influencia a magnetização máxima a ser obtida no modelo e a magnetização ou indução remanente; por sua vez, o campo coercitivo sofre pouca alteração com mudanças na mesma.

A alternativa imediata é então fixar o parâmetro M_s no valor encontrado para o laço externo e prosseguir, para cada laço interno, com a busca dos quatro parâmetros restantes.

Essa alternativa será abordada detalhadamente mais adiante. O ideal seria que com apenas os cinco parâmetros determinados para o laço externo, fosse possível modelar todos os laços internos. Porém, o conjunto de cinco parâmetros determinado para o laço externo, quando aplicado aos laços internos, não gera resultados aceitáveis. Por exemplo, considerando-se como laço externo aquele com B_p igual a 1,5 T e usando os parâmetros obtidos para o mesmo para modelar laços com B_p iguais a 1,0 T, 0,6 T e 0,2 T, tem-se o resultado mostrado na Fig. 76. Nota-se um afastamento entre o laço experimental e o laço simulado, sendo tal afastamento maior quanto menor for o valor de B_p . O fato de não se poder usar um valor específico do parâmetro M_s para cada laço e a impossibilidade de se usar um único conjunto para todos os laços têm suscitado várias alternativas para a correta modelagem dos laços internos. Essa questão será detalhada na próxima seção, assim como serão apresentados os resultados de algumas propostas encontradas na literatura.

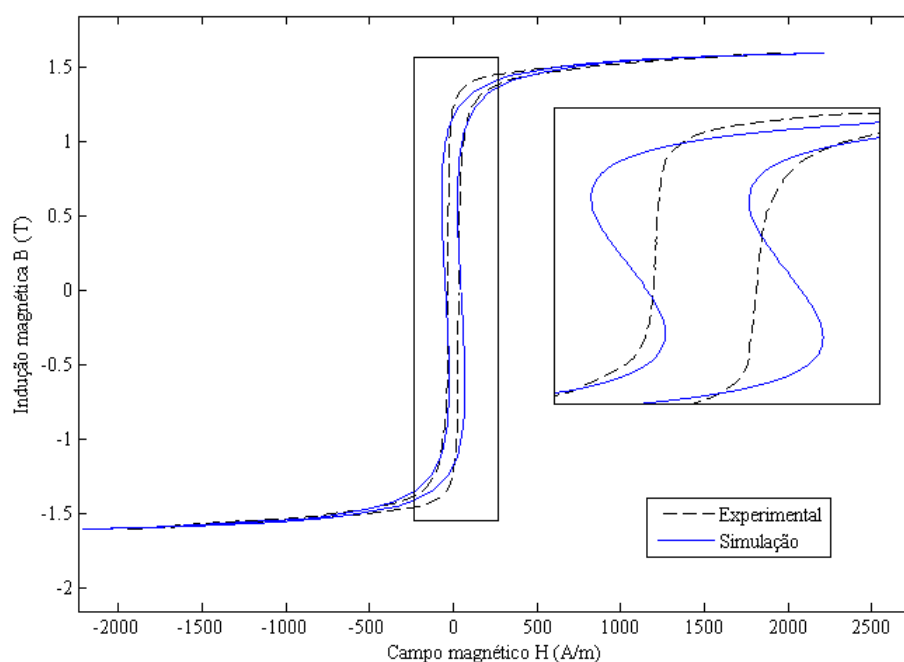


Figura 75 – Comparação entre o laço experimental e o laço simulado resultante, ambos com $B_p = 1,6$ T.

Como foi adiantado no parágrafo anterior, uma alternativa para solucionar a questão da correta modelagem dos laços internos é adotar o parâmetro M_s do laço externo e fixá-lo para os demais laços internos, de maneira que, para cada laço interno, os quatro parâmetros restantes sejam determinados com base no valor adotado para o parâmetro M_s . Nessa circunstância, o algoritmo *SFLA*, mesmo utilizando a opção “5P”, pode ser ajustado para buscar somente os quatros parâmetros restantes, permanecendo o valor do parâmetro M_s inalterado durante todo o processo de busca e igual ao valor relativo ao laço externo.

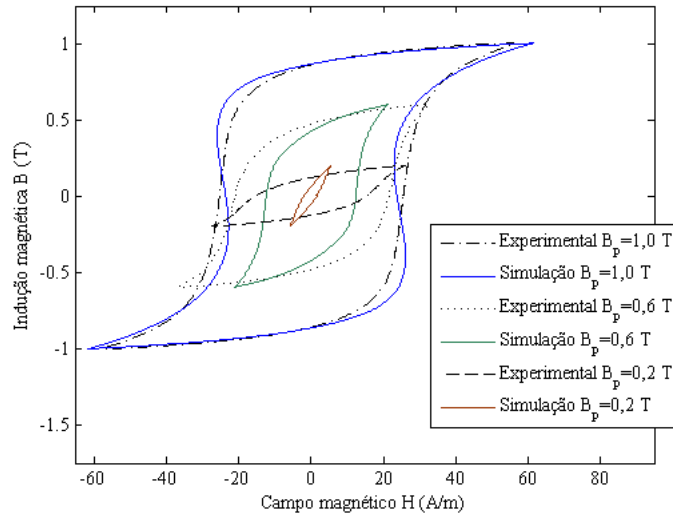


Figura 76 – Comparação entre laços de histerese experimentais e os respectivos laços simulados. Estes últimos obtidos com os mesmos parâmetros utilizados para modelar o laço externo ($B_p = 1,5$ T).

Como pode ser notado na Fig. 75, o ajuste do laço simulado ao laço experimental com $B_p = 1,6$ T não ficou bom. Sendo assim, decidiu-se adotar como laço externo o laço experimental com $B_p = 1,5$ T, mesmo o seu laço simulado não tendo um ajuste tão bom quanto o ajuste do laço simulado ao laço experimental com $B_p = 1,4$ T. O conjunto de parâmetros obtido para o laço simulado com $B_p = 1,5$ T é levemente diferente do conjunto apresentado na Tabela 29. Isso se deve ao algoritmo de busca de parâmetros, pois por se tratar de um método heurístico, a resposta de uma execução nem sempre é exatamente igual à resposta de outra execução; porém, ambas são satisfatórias, na medida em que conseguem aproximar ao máximo o laço simulado do laço experimental. Além disso, o esforço computacional requerido para se chegar em todas as execuções à resposta ótima resultaria em pouco acréscimo no resultado final; ou seja, os valores de *Fitness* continuariam próximos de $3,15 \times 10^{-4}$ e a diferença percentual entre as perdas seria próxima dos atuais 2,4 %. Portanto, os dois conjuntos apresentados são aceitáveis. Então, com o uso do algoritmo *SFLA* na opção “5P” para a determinação dos cinco parâmetros originais do modelo JA^{-1} , porém sem incluir o parâmetro M_s no processo de busca, sendo a região de busca dos demais parâmetros adotada para estes casos a mesma apresentada em [91], foi possível gerar os resultados apresentados na Tabela 31.

As perdas e as diferenças percentuais para cada um dos casos apresentados na Tabela 31 estão apresentadas na Tabela 32. Pode-se constatar que quase não há diferença entre os valores de *Fitness* da Tabela 31 e os valores da Tabela 29 (a maioria dos casos apresentou um valor próximo a 3×10^{-4}). No entanto, uma ressalva pode ser feita, considerando-se os valores das diferenças percentuais entre as perdas para os casos de B_p igual a 0,2 T e 1,4 T. Esses dois valores são bastante elevados quando comparados com os respectivos valores da Tabela 30.

Tabela 31 – Resultados da busca pelos cinco parâmetros do modelo JA aplicado a laços de histerese sem laços menores, adotando um valor de M_s , referente ao laço com B_p igual a 1,5 T, fixo para todos os laços.

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	$Fitness$
1,50	$1,2365 \times 10^6$	75,11	0,476229	29,0895	$1,0623 \times 10^{-4}$	$3,1498 \times 10^{-4}$
1,40	$1,2365 \times 10^6$	60,28	0,403204	30,2503	$1,0262 \times 10^{-4}$	$3,8695 \times 10^{-4}$
1,30	$1,2365 \times 10^6$	46,88	0,309613	29,2115	$9,0512 \times 10^{-5}$	$3,8825 \times 10^{-4}$
1,20	$1,2365 \times 10^6$	45,69	0,328454	29,0265	$8,7048 \times 10^{-5}$	$4,9875 \times 10^{-4}$
1,10	$1,2365 \times 10^6$	46,16	0,346196	28,9532	$8,5708 \times 10^{-5}$	$5,3744 \times 10^{-4}$
1,00	$1,2365 \times 10^6$	46,67	0,354504	29,4152	$8,6345 \times 10^{-5}$	$4,8101 \times 10^{-4}$
0,90	$1,2365 \times 10^6$	47,43	0,352448	29,4614	$8,6604 \times 10^{-5}$	$4,2905 \times 10^{-4}$
0,80	$1,2365 \times 10^6$	48,74	0,342513	27,34	$8,1124 \times 10^{-5}$	$3,3346 \times 10^{-4}$
0,70	$1,2365 \times 10^6$	55,16	0,320631	24,7241	$8,2322 \times 10^{-5}$	$3,3528 \times 10^{-4}$
0,60	$1,2365 \times 10^6$	75,14	0,302636	22,5077	$9,2271 \times 10^{-5}$	$4,5606 \times 10^{-4}$
0,50	$1,2365 \times 10^6$	101,11	0,284497	23,3892	$1,1329 \times 10^{-4}$	$3,6792 \times 10^{-4}$
0,40	$1,2365 \times 10^6$	143,52	0,255898	25,4876	$1,4781 \times 10^{-4}$	$3,3039 \times 10^{-4}$
0,30	$1,2365 \times 10^6$	179,08	0,203448	24,9078	$1,7140 \times 10^{-4}$	$3,0631 \times 10^{-4}$
0,20	$1,2365 \times 10^6$	257,12	0,147868	24,7519	$2,2457 \times 10^{-4}$	$4,0504 \times 10^{-4}$

Tabela 32 – Comparações entre as perdas dos laços de histerese experimental e simulado.

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m³]	Perda no laço simulado [J/m³]	Diferença percentual [%]
1,50	242,7663	236,865677	-2,4306
1,40	196,1632	198,096304	0,9854
1,30	160,9133	161,213669	0,1867
1,20	134,4998	134,643069	0,1065
1,10	113,2637	113,477357	0,1886
1,00	94,95905	95,082493	0,1300
0,90	78,73481	78,74799	0,0167
0,80	63,24918	63,15074	-0,1556
0,70	52,19967	52,208714	0,0173
0,60	41,95692	42,087058	0,3102
0,50	32,43120	32,509226	0,2406
0,40	23,63437	23,704674	0,2975
0,30	15,82108	15,897789	0,4849
0,20	8,864535	8,967004	1,1559

No entanto, através da fixação do parâmetro M_s , é possível obter curvas mais suaves de variação dos parâmetros, como mostrado na Fig. 77, a qual está relacionada com os dados da Tabela 31. Por sua vez, as curvas mostradas na Fig. 78, a qual está relacionada com os da-

dos da Tabela 29, não são suaves como aquelas da Fig. 77. Nessas figuras, apresentam-se os valores relativos que os parâmetros, em cada um dos laços internos, têm em relação ao valor do respectivo parâmetro correspondente ao laço externo.

Como o laço com $B_p = 1,5$ T foi considerado o laço externo, seus parâmetros estão associados ao valor 100 %. Assim, é possível traçar as curvas já apresentadas, pois em cada laço interno tem-se conjuntos distintos de parâmetros. No caso da Fig. 77, não há a curva relacionada ao parâmetro M_s , visto que ele é constante para todos os laços internos e igual ao valor usado no laço externo; logo, sua curva de variação seria uma reta horizontal fixa em 100 %.

A variação percentual dos parâmetros do modelo JA^{-1} para os diferentes laços internos foi também abordada em [100], onde uma figura similar à Fig. 77 é apresentada para um aço elétrico. Entretanto, diferentemente do que foi apresentado, na figura apresentada em [100], os valores percentuais dos parâmetros do modelo aumentam com a amplitude da indução.

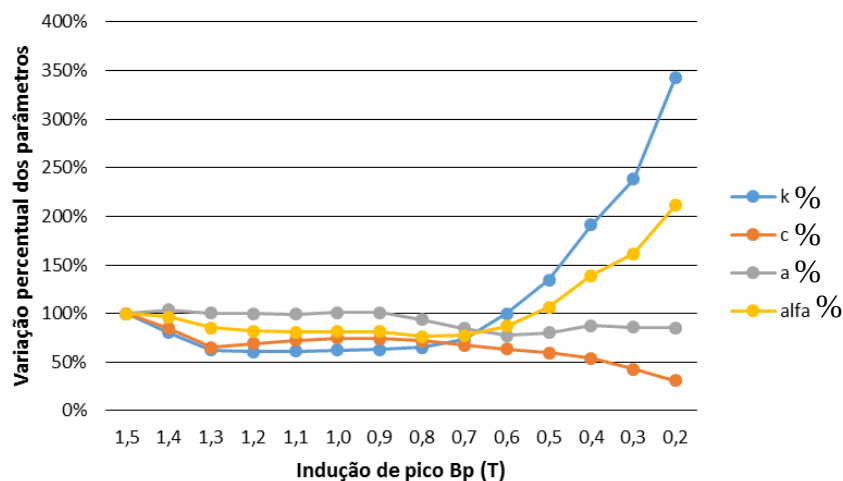


Figura 77 – Curvas de variação percentual dos quatro parâmetros da Tabela 31 em função do valor de B_p .

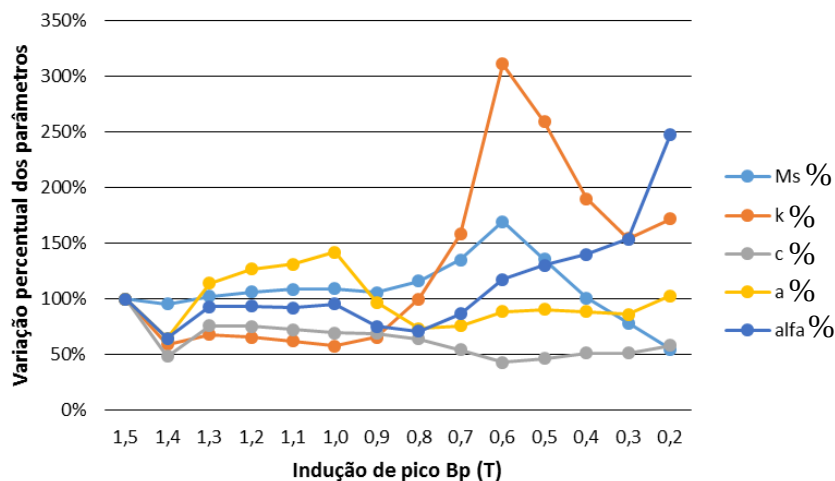


Figura 78 – Curvas de variação percentual dos cinco parâmetros da Tabela 29 em função do valor de B_p .

A fim de adaptar a resposta do modelo JA^{-1} a laços de histerese internos, foi proposto em [101] a fixação dos parâmetros M_s e c , e a determinação, para cada um dos laços internos, dos parâmetros restantes (k , a e α) mediante uma função preestabelecida. Com este mesmo objetivo, foi proposto em [23] a inclusão de um novo parâmetro no modelo. No intuito de verificar a validade destas propostas, foram feitos alguns testes e os resultados dos mesmos são expostos na sequência.

4.2.1 Validação da metodologia de modelagem dos laços internos proposta em [101]

Na metodologia proposta em [101], considera-se que, para um dado conjunto de laços de histerese sem laços menores, os parâmetros M_s e c , obtidos para a simulação do laço externo, deveriam permanecer constantes na modelagem de todos os laços internos em questão. Os outros três parâmetros do modelo (k , a e α) seriam determinados a partir de funções de Langevin modificadas, tendo como base os valores dos respectivos parâmetros referentes ao laço externo. A função de Langevin descreve o comportamento físico da magnetização anisterética, M_{an} , conforme (80), sendo a um dos parâmetros do modelo JA^{-1} , e H_e o campo magnético efetivo, dado por (81). Por sua vez, as referidas funções de Langevin modificadas são dadas por (82), (83) e (84).

$$M_{an} = M_s \left(\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right) \quad (80)$$

$$H_e = H + \alpha M \quad (81)$$

Seguindo a sugestão apresentada em [101], foi adotada a seguinte nomenclatura para os parâmetros do modelo JA^{-1} : k_{ext} , a_{ext} e α_{ext} são os valores encontrados para o laço externo; k_{int} , a_{int} e α_{int} são os valores calculados para cada um dos laços internos. De acordo com este trabalho, com apenas os conjuntos de parâmetros de dois laços de histerese experimentais (i.e., o laço externo e um dos laços internos), seria possível obter os coeficientes β , σ e λ das funções de Langevin modificadas, uma vez que a variável ΔB , dada por (85), já seria conhecida. Em (85), $B_{p(e)}$ é o valor máximo de indução referente ao laço externo e $B_{p(i)}$ é o valor máximo de indução referente ao laço interno.

$$k_{int} = \frac{k_{ext}}{\coth\left(\frac{\beta}{\Delta B}\right) - \frac{\Delta B}{\beta}} \quad (82)$$

$$a_{int} = \frac{a_{ext}}{\coth\left(\frac{\sigma}{\Delta B}\right) - \frac{\Delta B}{\sigma}} \quad (83)$$

$$\alpha_{int} = \frac{\alpha_{ext}}{\coth\left(\frac{\lambda}{\Delta B}\right) - \frac{\Delta B}{\lambda}} \quad (84)$$

$$\Delta B = B_{p(e)} - B_{p(i)} \quad (85)$$

Uma vez determinados os parâmetros β , σ e λ , afirmou-se que, com a variação do parâmetro ΔB através da variação de $B_{p(i)}$ (i.e., com $B_{p(e)}$ constante), poder-se-ia encontrar os três parâmetros do modelo JA^{-1} restantes para modelar cada um dos laços internos. Dessa forma, os parâmetros k , a e α , utilizados na modelagem de um certo laço interno, foram calculados em função do valor de pico de indução $B_{p(i)}$ do próprio laço interno a ser modelado.

Uma série de testes foi realizada no intuito de verificar a validade dessa metodologia. Para tanto, o laço com $B_{p(e)}$ igual a 1,2 T foi adotado como laço externo e, como laços internos, foram adotados os laços com $B_{p(i)}$ iguais a: 1,0, 0,8, 0,6, 0,4 e 0,2 T. Utilizando novamente o algoritmo *SFLA* na opção “5P”, foi possível encontrar os dados descritos na Tabela 33. Logo, fixando os parâmetros M_s e c em $1,3286 \times 10^6$ A/m e 0,367206, respectivamente, e utilizando o algoritmo *SFLA* para encontrar os outros três parâmetros restantes para o laço interno com $B_{p(i)}$ igual a 0,6 T, foram encontrados os valores apresentados na Tabela 34.

Tabela 33 – Parâmetros do modelo JA^{-1} obtidos para o laço externo com B_p igual a 1,2 T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R
$1,3286 \times 10^6$	50,93	0,367206	37,6067	$1,0049 \times 10^{-4}$	1,00

Tabela 34 – Parâmetros do modelo JA original obtidos para o laço interno com $B_{p(i)} = 0,6$ T, mediante a fixação dos parâmetros M_s e c relativos ao laço externo com $B_{p(e)} = 1,2$ T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
$1,3286 \times 10^6$	38,27	0,367206	63,7075	$1,4335 \times 10^{-4}$

Nesse caso, a perda magnética referente ao laço de histerese experimental com $B_{p(i)}$ igual a 0,6 T é de $41,96 \text{ J/m}^3$. A perda referente ao laço simulado é de $41,83 \text{ J/m}^3$. Portanto, há uma diferença percentual de 0,31 % entre as perdas, considerando como referência o valor experimental. O *Fitness* é igual a $5,83 \times 10^{-4}$. O resultado pode ser visualizado na Fig. 79.

Mediante o uso dos parâmetros da Tabela 33 e da Tabela 34, e também através do uso de (82), (83) e (84), determina-se os parâmetros σ , λ e β . Os parâmetros σ e λ foram determinados através de (86) e (87), com o uso da função do MATLAB denominada “fzero”, que encontra as raízes de funções contínuas de uma variável. Nesses casos, $\Delta B = 1,2 \text{ T} - 0,6 \text{ T}$, correspondendo a $B_{p(e)}$ e a $B_{p(i)}$. Sendo assim, foram encontrados $\sigma = 1,3995$ e $\lambda = 1,9892$.

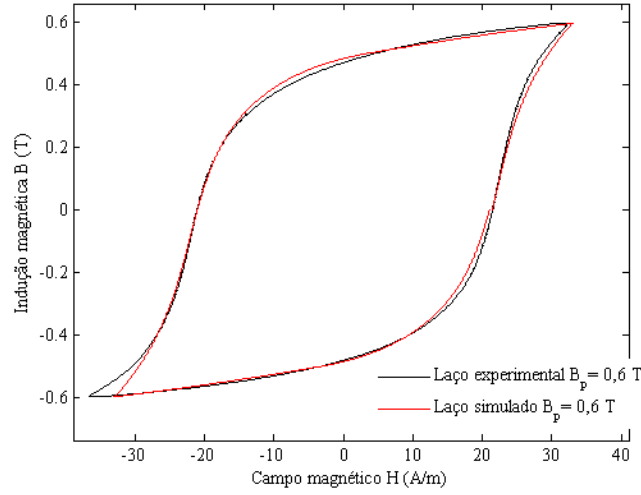


Figura 79 – Comparação entre o laço experimental com $B_{p(i)} = 0,6$ T e o laço simulado obtido com os parâmetros da Tabela 34.

$$\coth\left(\frac{\sigma}{0,6}\right) - \frac{0,6}{\sigma} = \frac{37,6067}{63,7075} = 0,5903 \quad (86)$$

$$\coth\left(\frac{\lambda}{0,6}\right) - \frac{0,6}{\lambda} = \frac{1,0049 \times 10^{-4}}{1,4335 \times 10^{-4}} = 0,7010 \quad (87)$$

A determinação do parâmetro β só foi possível após uma modificação em (82), a qual se tornou (88). Seria impossível determinar um valor para esse parâmetro com a equação dada em [101], uma vez que, diferentemente dos outros dois parâmetros, foi observada uma diminuição no valor do parâmetro k_{int} quando comparado com k_{ext} . Portanto, substituiu-se a divisão entre k_{ext} e a função de Langevin modificada pela multiplicação entre estes elementos. Sendo assim, através de (89), foi encontrado $\beta = 2,4074$.

$$k_{int} = k_{ext} \times \left(\coth\left(\frac{\beta}{\Delta B}\right) - \frac{\Delta B}{\beta} \right) \quad (88)$$

$$\coth\left(\frac{\beta}{0,6}\right) - \frac{0,6}{\beta} = \frac{38,27}{50,93} = 0,7514 \quad (89)$$

Então, conhecendo os valores dos parâmetros σ , λ e β , foi feita a aplicação desta metodologia aos demais laços internos. Os resultados estão na Tabela 35. Os resultados gráficos relativos aos dois laços mais internos podem ser visualizados na Fig. 80.

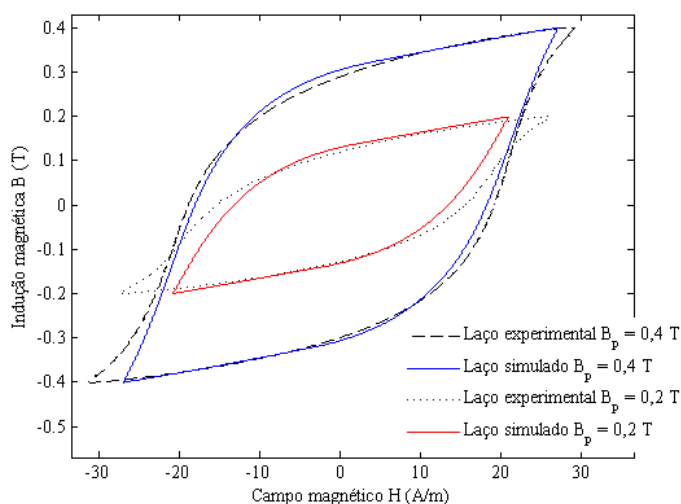
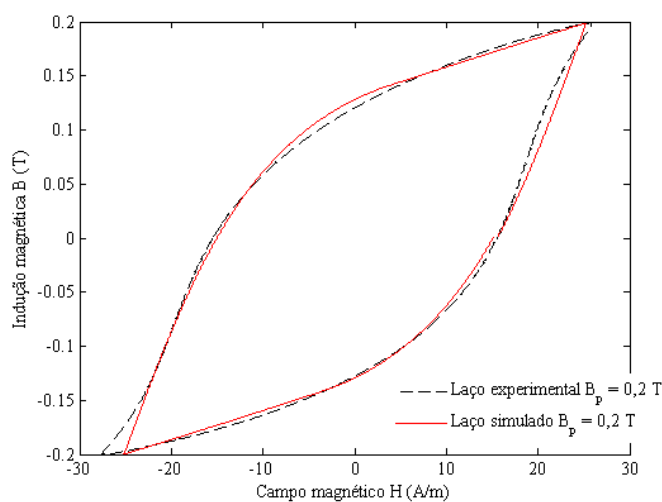
Com o intuito de verificar a influência da escolha de um dos laços internos como base da metodologia, repetiu-se a análise realizada; porém, desta vez trocando o laço com $B_{p(i)}$ igual a 0,6 T pelo laço com $B_{p(i)}$ igual a 0,2 T. Logo, fixando os parâmetros M_s e c em $1,3286 \times 10^6$ A/m e 0,367206, respectivamente, e utilizando o algoritmo *SFLA* para encontrar os outros três parâmetros restantes para o laço interno com $B_{p(i)}$ igual a 0,2 T, foram encontrados os valores apresentados na Tabela 36. O resultado gráfico pode ser visto na Fig. 81.

Tabela 35 – Parâmetros do modelo JA obtidos para os demais laços internos segundo a proposta de [101].

$B_{p(i)}$ [T]	k [A/m]	a [A/m]	α	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	<i>Fitness</i>
1,0	46,6989	43,8770	$1,1172 \times 10^{-4}$	94,96	96,00	1,10	$3,5111 \times 10^{-4}$
0,8	42,4684	52,5223	$1,2577 \times 10^{-4}$	63,25	65,25	3,16	$5,6962 \times 10^{-4}$
0,4	34,2540	76,6353	$1,6426 \times 10^{-4}$	23,63	23,06	2,41	$7,8794 \times 10^{-4}$
0,2	30,6071	90,5985	$1,8768 \times 10^{-4}$	8,86	7,91	10,72	$1,8496 \times 10^{-3}$

Tabela 36 – Parâmetros do modelo JA obtidos para o laço interno com $B_{p(i)} = 0,2$ T, mediante a fixação dos parâmetros M_s e c relativos ao laço externo com $B_{p(e)} = 1,2$ T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R
$1,3286 \times 10^6$	33,00	0,367206	105,9430	$2,0622 \times 10^{-4}$	1,00

Figura 80 – Comparação entre os laços experimentais e os laços simulados obtidos com os parâmetros da Tabela 35 para os laços internos com $B_{p(i)}$ iguais a 0,4 T e 0,2 T.Figura 81 – Comparação entre o laço experimental com $B_{p(i)}$ igual a 0,2 T e o laço simulado obtido com os parâmetros da Tabela 36.

Nesse caso, a perda magnética referente ao laço de histerese experimental com $B_{p(i)}$ igual a 0,2 T é de 8,86 J/m³. A perda referente ao laço simulado é de 8,85 J/m³. Portanto, há uma diferença percentual de 0,11 % entre as perdas, considerando como referência o valor experimental. O *Fitness* é igual a $6,06 \times 10^{-4}$. Os parâmetros σ e λ foram determinados através de (90) e (91), com o uso da função do MATLAB denominada “fzero”. Nesses casos, ΔB é igual a 1,2 T menos 0,2 T. Sendo assim, foram encontrados: $\sigma = 1,1564$ e $\lambda = 1,7322$.

$$\coth\left(\frac{\sigma}{1}\right) - \frac{1}{\sigma} = \frac{37,6067}{105,9430} = 0,3550 \quad (90)$$

$$\coth\left(\frac{\lambda}{1}\right) - \frac{1}{\lambda} = \frac{1,0049 \times 10^{-4}}{2,0622 \times 10^{-4}} = 0,4873 \quad (91)$$

Através de (92), encontrou-se β igual a 2,7794.

$$\coth\left(\frac{\beta}{1}\right) - \frac{1}{\beta} = \frac{33,00}{50,93} = 0,6479 \quad (92)$$

Então, conhecendo os valores dos parâmetros σ , λ e β , foi feita a aplicação dessa metodologia aos demais laços internos. Os resultados estão na Tabela 37 e os resultados gráficos relativos aos dois laços mais internos dessa mesma tabela podem ser visualizados na Fig. 82.

Tabela 37 – Parâmetros do modelo JA obtidos para os demais laços internos segundo a metodologia apresentada em [101].

$B_{p(i)}$ [T]	k [A/m]	a [A/m]	α	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	<i>Fitness</i>
1,0	47,2652	45,4699	$1,1361 \times 10^{-4}$	94,96	97,69	2,87	$6,2645 \times 10^{-4}$
0,8	43,6005	56,9554	$1,3060 \times 10^{-4}$	63,25	67,53	6,77	$1,2888 \times 10^{-3}$
0,6	39,9452	71,7102	$1,5229 \times 10^{-4}$	41,96	44,50	6,05	$1,9530 \times 10^{-3}$
0,4	36,3686	88,3270	$1,7791 \times 10^{-4}$	23,63	25,09	6,18	$1,5828 \times 10^{-3}$

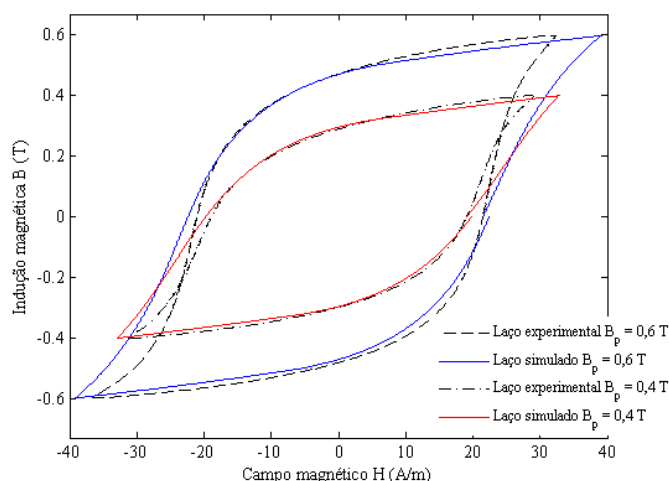


Figura 82 – Comparação entre os laços experimentais e os laços simulados obtidos com os parâmetros da Tabela 37 para os laços internos com $B_{p(i)}$ iguais a 0,6 T e 0,4 T.

Ainda verificando a influência da escolha de um dos laços internos como base da metodologia, repetiu-se a análise já realizada nos dois casos (na primeira análise, $B_{p(i)} = 0,6$ T, e na segunda análise, $B_{p(i)} = 0,2$ T); porém, desta vez adotando o laço interno com $B_{p(i)}$ igual a 1,0 T. Os parâmetros M_s e c continuaram iguais a $1,3286 \times 10^6$ A/m e 0,367206, respectivamente. Utilizando o algoritmo *SFLA* para determinar os outros três parâmetros restantes para o laço interno com $B_{p(i)} = 1,0$ T, foram encontrados os valores apresentados na Tabela 38.

Tabela 38 – Parâmetros do modelo JA obtidos para o laço interno com $B_{p(i)}$ igual a 1,0 T, mediante a fixação dos parâmetros M_s e c relativos ao laço externo com $B_{p(e)}$ igual a 1,2 T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R
$1,3286 \times 10^6$	49,18	0,367206	35,1567	$9,3477 \times 10^{-5}$	1,00

Nesse caso, a perda magnética referente ao laço de histerese experimental com $B_{p(i)}$ igual a 1,0 T é de $94,96$ J/m³. A perda referente ao laço simulado é de $94,44$ J/m³. Portanto, há uma diferença percentual de $-0,55$ % entre as perdas, considerando como referência o valor experimental. O *Fitness* é igual a $2,5681 \times 10^{-4}$.

Diferentemente do que ocorreu nas duas análises anteriores, foi observada a diminuição dos valores dos parâmetros k , a e α relativos ao laço interno com $B_{p(i)}$ igual a 1,0 T quando comparados com os parâmetros relativos ao laço externo. Diante disso, seria impossível determinar os parâmetros σ , λ e β com base em (82), (83) e (84). Portanto, modificou-se (83) e (84) de forma análoga à modificação realizada em (82) que resultou em (88); ou seja, substituiu-se a divisão entre os parâmetros do laço externo e as suas respectivas funções de Langevin modificadas, pela multiplicação entre esses elementos. Então, seguindo a mesma maneira adotada nos dois casos anteriores, os valores encontrados para os parâmetros σ , λ e β são, respectivamente, 3,0699, 2,8658 e 2,7794. Conhecendo os valores dos parâmetros σ , λ e β , foi feita a determinação dos parâmetros k , a e α para os demais laços internos. Os resultados estão na Tabela 39 e os resultados gráficos relativos a alguns dos laços internos podem ser visualizados na Fig. 83.

Tabela 39 – Parâmetros do modelo JA obtidos para os demais laços internos segundo a metodologia apresentada em [101].

$B_{p(i)}$ [T]	k [A/m]	a [A/m]	α	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	<i>Fitness</i>
0,8	47,43	32,7067	$8,6464 \times 10^{-5}$	63,25	58,99	-6,73	$7,8593 \times 10^{-4}$
0,6	45,68	30,2593	$7,9465 \times 10^{-5}$	41,96	30,78	-26,64	$3,0757 \times 10^{-3}$
0,4	43,93	27,8415	$7,2593 \times 10^{-5}$	23,63	11,77	-50,19	$5,6100 \times 10^{-3}$
0,2	33,00	25,5190	$6,6078 \times 10^{-5}$	8,86	2,11	-76,18	$8,6475 \times 10^{-3}$

Considerando somente os valores percentuais das diferenças entre as perdas magnéticas apresentadas nas três análises anteriores, isto é, fazendo uma síntese das diferenças percentuais apontadas na Tabela 35, na Tabela 37 e na Tabela 39, nota-se que a escolha do laço interno que fará dupla com o laço externo tem papel importante no resultado final. Sendo o laço externo fixo, com seu nível máximo de indução $B_{p(e)}$ igual a 1,2 T, nas três análises anteriores, variou-se o nível máximo de indução $B_{p(i)}$ referente ao segundo laço experimental exigido pela metodologia apresentada em [101]. Assim, os valores assumidos por $B_{p(i)}$ foram iguais a 0,2 T, 0,6 T e 1,0 T, e de acordo com cada um desses valores, pode-se notar um comportamento diferente das curvas que descrevem as diferenças percentuais entre as perdas magnéticas em função do nível máximo de indução de cada laço. Ilustra-se isso na Fig. 84.

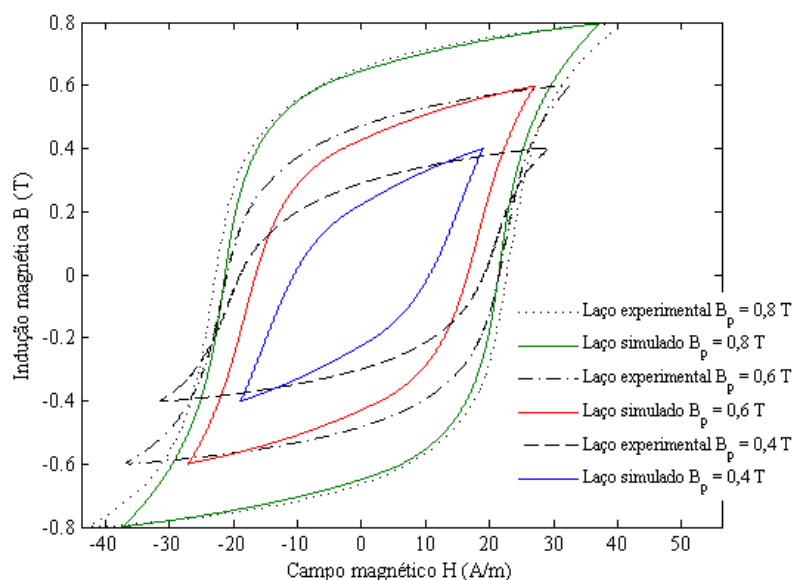


Figura 83 – Comparação entre os laços experimentais e os laços simulados obtidos com os parâmetros da Tabela 39 para os laços internos com $B_{p(i)}$ iguais a 0,8 T, 0,6 T e 0,4 T.

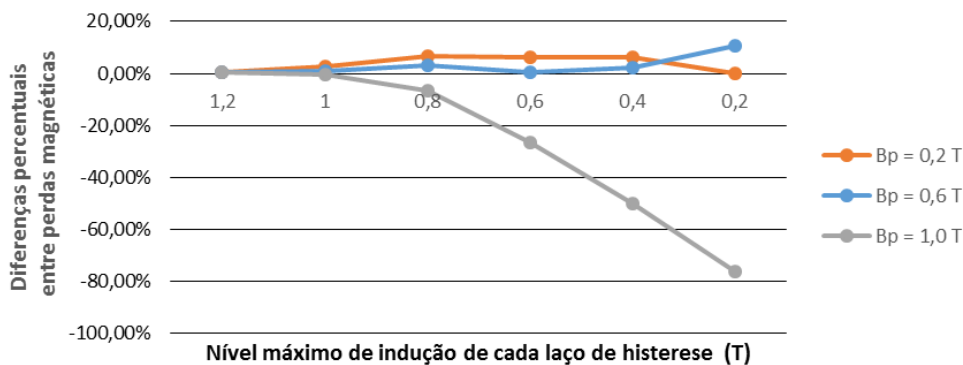


Figura 84 – Comportamento diferente das curvas que descrevem as diferenças percentuais entre as perdas magnéticas em função do nível máximo de indução de cada laço.

Portanto, ao final dessas três análises, a conclusão que se chega é de que esta metodologia também não propiciou resultados satisfatórios. Isso se deve a dois principais aspectos negativos da metodologia apresentada em [101]. O primeiro deles é o fato de que a determinação do parâmetro β só foi possível após uma modificação em (82), a qual se tornou (88). Seria impossível determinar um valor para esse parâmetro com a equação dada em [101]. Haveria, de fato, um erro em (82)? O segundo aspecto negativo está relacionado ao critério utilizado para a escolha de qual laço interno deveria fazer dupla com o laço externo. Em [101], o laço externo adotado foi o de $B_{p(e)} = 1,5$ T, e o laço interno escolhido para compor a dupla, o laço de $B_{p(i)} = 0,75$ T. No entanto, nada foi esclarecido a respeito dessa escolha.

Tendo em mente a Fig. 84, nota-se que esta escolha causa impacto nas curvas de diferenças percentuais de perdas magnéticas. Assim, seria necessário fazer uma varredura em todos os laços internos para saber qual deles deveria ser usado como dupla do laço externo na determinação dos parâmetros σ , λ e β , escolhendo aquele que gerasse uma curva de diferenças percentuais (semelhantes às curvas da Fig. 84) o mais próximo do zero possível. Logo, esses dois fatos juntos inviabilizam a metodologia apresentada em [101], e contradizem, em alguns pontos, às ideias apresentadas no mesmo.

Em [101], em relação ao laço externo e à sua simulação com base nos cinco parâmetros apresentados, não há a indicação da diferença entre as perdas magnéticas calculadas em cada um dos laços, nem há a indicação da qualidade do ajuste conseguido com aqueles cinco parâmetros. E essa falta de informação se dá também com os demais laços internos ajustados. Assim, não há como avaliar precisamente o quanto os resultados obtidos neste trabalho se aproximaram daqueles apresentados em [101].

Apenas como complementação aos testes já realizados, foram feitas buscas dos parâmetros k , a e α , para cada um dos laços internos ao laço com $B_p = 1,2$ T, utilizando-se o algoritmo *SFLA*. Os parâmetros M_s e c foram fixados em $1,3286 \times 10^6$ A/m e 0,367206, respectivamente (exatamente os mesmos adotados nas três últimas análises da metodologia proposta em [101]). Os valores encontrados estão na Tabela 40. A partir do exame da coluna relativa à diferença percentual entre as perdas magnéticas, nota-se que os resultados das simulações com esses parâmetros são muito bons. Daí, conclui-se que a variação dos valores dos parâmetros k , a e α , em função do nível máximo de indução de cada laço de histerese, desobedece às funções de Langevin modificadas, sugeridas em [101]. Na Fig. 85, são apresentados os valores percentuais relativos dos três parâmetros do modelo, em função do nível de indução máximo de cada laço, adotando como referência os valores relacionados ao laço com $B_p = 1,2$ T.

Tabela 40 – Parâmetros do modelo JA original obtidos para os laços internos, mediante a fixação dos parâmetros M_s e c relativos ao laço externo com B_p igual a 1,2 T.

B_p [T]	k [A/m]	a [A/m]	α	Diferença entre as perdas magnéticas [%]
1,2	50,93	37,6067	$1,0049 \times 10^{-4}$	0,34
1,1	49,64	35,3769	$9,4356 \times 10^{-5}$	-0,33
1,0	49,18	35,1567	$9,3477 \times 10^{-5}$	-0,55
0,9	44,73	43,9985	$1,0993 \times 10^{-4}$	-0,95
0,8	41,20	49,1736	$1,1625 \times 10^{-4}$	-0,87
0,7	40,26	54,1338	$1,2687 \times 10^{-4}$	-0,71
0,6	38,27	63,7075	$1,4335 \times 10^{-4}$	-0,31
0,5	37,16	69,1012	$1,5168 \times 10^{-4}$	-0,21
0,4	35,83	77,0756	$1,6405 \times 10^{-4}$	-0,17
0,3	34,56	88,0066	$1,7977 \times 10^{-4}$	-0,38
0,2	33,00	105,943	$2,0622 \times 10^{-4}$	-0,11

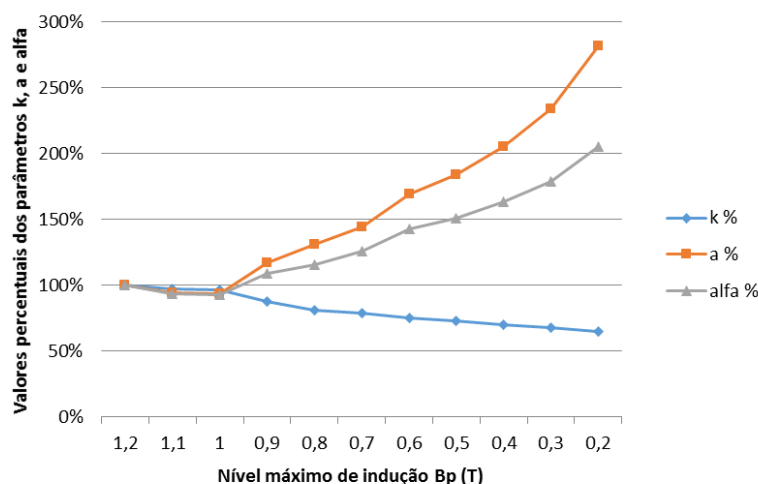


Figura 85 – Valores percentuais relativos dos três parâmetros do modelo em função do nível de indução máxima de cada laço, adotando como referência os valores relacionados ao laço com B_p igual a 1,2 T.

4.3 Validação do modelo modificado de Jiles–Atherton proposto em [23] para a modelagem dos laços internos

Em [23], também é apresentada uma proposta de modificação do modelo JA^{-1} para que o problema da modelagem dos laços internos seja resolvido. A principal sugestão desse trabalho é uma modificação na componente de magnetização irreversível, M_{irr} , do modelo JA^{-1} . De acordo com os autores, essa modificação também ajudaria na resolução de uma deficiência do modelo em relação à modelagem dos laços menores. A seguir são apresentados resultados para a validação desta proposta no que tange a laços internos. Os resultados para a validação desta proposta no que tange a laços menores é abordada mais adiante.

A sugestão presente naquele trabalho consiste em limitar a taxa de variação da magnetização total mediante a introdução de um fator de dissipação adicional nas equações do modelo. Como a magnetização irreversível é a componente da magnetização total relacionada à dissipação de energia, é natural escolhê-la para receber o fator de dissipação adicional. E, segundo os autores, essa limitação é conseguida através da inserção de um parâmetro R em (93), a qual é reescrita conforme (94). Ainda segundo os autores, esse parâmetro, juntamente com os outros cinco do modelo original, seria capaz de melhorar a resposta do modelo JA⁻¹ no que diz respeito à modelagem dos laços internos utilizando os cinco parâmetros do laço externo. Para o laço externo, o seu valor deveria ser igual a 1, isto é, a configuração original do modelo JA. Contudo, para cada um dos laços internos, deveria ser associado um valor específico para este novo parâmetro – diferente de 1 –, e tal valor deveria permanecer constante ao longo de todo o laço simulado. Dessa forma, a relação entre o parâmetro R para cada laço interno e o valor de pico da respectiva forma de onda de B poderia ser obtida.

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{\mu_0 k \delta} \quad (93)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{M_{an} - RM_{irr}}{\mu_0 k \delta} \quad (94)$$

Então, seguindo o exemplo apontado no artigo, adotou-se o laço com B_p igual a 1,2 T como laço externo; e como laços internos, os laços com B_p iguais a: 1,0 T, 0,8 T, 0,6 T, 0,4 T e 0,2 T. Portanto, os dados descritos na Tabela 33 foram novamente considerados para a modelagem do laço externo. A perda magnética presente no laço experimental é de 134,50 J/m³; por sua vez, a perda presente no laço simulado é de 134,96 J/m³. Portanto, há uma diferença percentual de 0,34 %. O *Fitness* resultou igual a $3,1732 \times 10^{-4}$. O resultado gráfico está na Fig. 86. Os parâmetros apontados na Tabela 29, relativos ao valor de B_p igual a 1,2 T, poderiam ser usados para os propósitos dessa verificação, mas optou-se por realizar a busca pelos cinco parâmetros novamente e seguir com o uso dos dados apresentados na Tabela 33.

Usando os parâmetros da Tabela 33 para modelar os laços internos, foram obtidos os resultados apresentados na Tabela 41, os quais estão sintetizados na Fig. 87. Nota-se que, a partir do laço interno com $B_p = 0,6$ T, as diferenças entre os laços experimentais e os simulados aumentam. Nos dois primeiros casos, isto é, nos laços internos com B_p igual a 1,0 T e a 0,8 T, as diferenças percentuais entre as perdas magnéticas foram acima do ideal (1 %). Entretanto, vale ressaltar que entre o laço simulado e o experimental há uma boa concordância, nos dois casos.

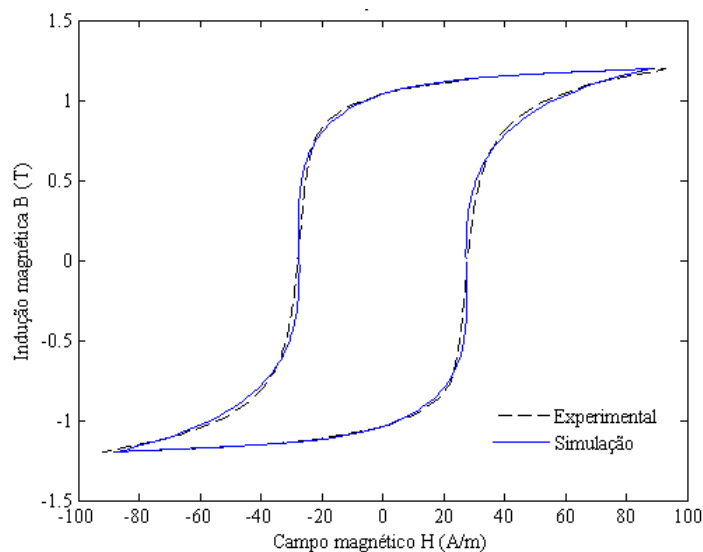


Figura 86 – Laço experimental e simulado, ambos com $B_p = 1,2$ T.

Tabela 41 – Respostas do modelo JA^{-1} original.

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	<i>Fitness</i>
1,0	94,96	98,34	3,56	$4,6610 \times 10^{-4}$
0,8	63,25	64,70	2,29	$5,8972 \times 10^{-4}$
0,6	41,96	36,88	-12,11	$1,5456 \times 10^{-3}$
0,4	23,63	15,78	-33,22	$3,6653 \times 10^{-3}$
0,2	8,86	3,06	-65,46	$6,8285 \times 10^{-3}$

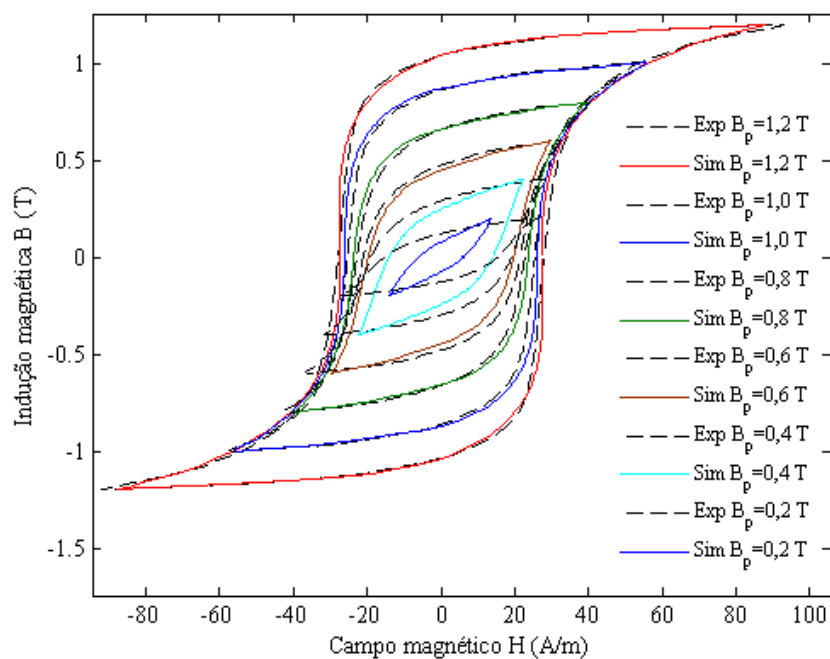


Figura 87 – Conjunto de laços internos modelados com os cinco parâmetros relativos ao laço externo ($B_p = 1,2$ T), sem realizar os ajustes do parâmetro R .

Os casos mais críticos são os casos dos dois laços mais internos, ou seja, os cinco parâmetros obtidos para o laço externo falham enormemente quando aplicados aos laços mais internos. Este fato não ocorreu no exemplo apresentado em [23]; pois, apesar dos desajustes naturais do modelo original, pelo menos se observou graficamente uma maior proximidade dos dois laços mais internos aos seus respectivos laços experimentais.

Em [23], não são apresentados dados acerca das diferenças percentuais entre as perdas prevista pelo modelo e experimental, e também não há uma medida que avalie o grau de conformidade entre os laços.

Os parâmetros foram obtidos através de um procedimento de ajuste baseado num algoritmo genético com codificação real desenvolvido por um dos autores daquela mesma referência [23]. Embora não haja nada indicando explicitamente o uso desse algoritmo genético para encontrar os valores do parâmetro R , acredita-se que o mesmo algoritmo foi usado também para esse fim.

Seguindo a metodologia apresentada em [23], e de posse dos resultados mostrados na Tabela 41 e na Fig. 87, procedeu-se à busca pelo parâmetro R para cada laço interno. Assim, adotando os valores dos cinco parâmetros do modelo JA^{-1} apresentados na Tabela 33, e utilizando o algoritmo *SFLA* na opção “R” para achar os valores do parâmetro R mais correto para cada caso, pôde-se gerar os dados apresentados na Tabela 42 e ilustrados na Fig. 88. O primeiro caso seguiu a tendência esperada. Houve uma diminuição no valor da diferença percentual entre as perdas e uma leve diminuição no valor do *Fitness*. Portanto, para este caso, a metodologia apresentada em [23] funcionou. Entretanto, contrariando ao que foi sugerido, os valores do parâmetro R não aumentaram conforme o valor de B_p diminuía, e tampouco, os valores das diferenças percentuais entre as perdas apresentaram quedas significativas. Novamente, a partir do laço interno com $B_p = 0,6$ T, aconteceu uma mudança inesperada na evolução do parâmetro R , pois esperava-se um valor maior do que 1, mas foi encontrado um valor menor do que 1.

Tabela 42 – Resposta do modelo com ajuste do parâmetro R .

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	R	<i>Fitness</i>
1,0	94,96	95,88	0,97	1,0362	$4,4762 \times 10^{-4}$
0,8	63,25	61,20	-3,24	1,0904	$5,0032 \times 10^{-4}$
0,6	41,96	38,06	-9,29	0,9316	$1,3688 \times 10^{-3}$
0,4	23,63	17,98	-23,91	0,4848	$2,8860 \times 10^{-3}$
0,2	8,86	3,35	-62,19	-0,2956	$6,4970 \times 10^{-3}$

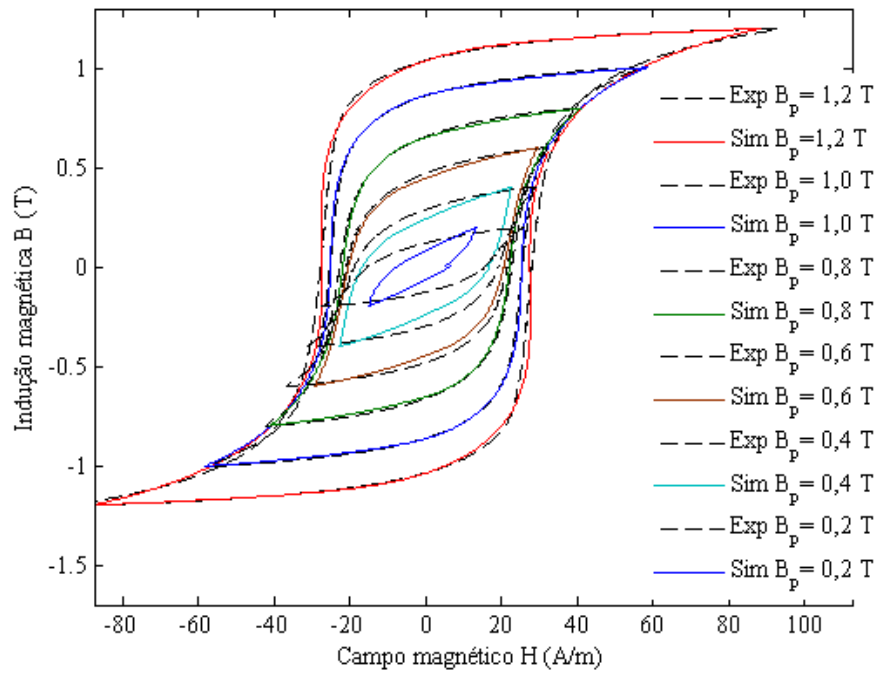


Figura 88 – Conjunto de laços internos modelados com os cinco parâmetros relativos ao laço externo ($B_p = 1,2$ T), em que foram realizados os ajustes do parâmetro R em cada caso.

Em todos os casos, a diminuição do valor *Fitness* com o ajuste do parâmetro R foi insignificante. Acredita-se que não há nada de errado com o algoritmo *SFLA* que gerou esses valores do parâmetro R ; pois, ao se observar, em cada caso, as curvas dos valores de *Fitness* em função do parâmetro R , é possível concluir que os valores apresentados na Tabela 42 são realmente os melhores valores possíveis. Como exemplo, na Fig. 89 (a), é apresentado o gráfico da variação do *Fitness* em função do parâmetro R para o caso do laço interno com $B_p = 1,0$ T. Nota-se que o valor de R que minimiza o *Fitness* é justamente o valor 1,0362, assinalado na Tabela 42. Igualmente, na Fig. 89 (b), é apresentado o gráfico para o caso do laço interno com B_p igual a 0,8 T. Através do uso da função do MATLAB denominada “fminsearch”, que é uma implementação do método simplex (um método de busca direta, portanto, dependente da solução inicial que é passada ao algoritmo, sendo mais propenso a se aderir a mínimos locais e a não encontrar mínimos globais do que os métodos heurísticos), e utilizando em todos os casos o valor 1 como estimativa inicial para o valor de R , pôde-se encontrar os mesmos valores apresentados na Tabela 42. Portanto, os dados apresentados são confiáveis, representando bem a incapacidade do modelo JA^{-1} em ajustar laços internos utilizando os parâmetros do laço externo.

Com o objetivo de avaliar até que ponto a escolha do laço externo pode influenciar no desempenho da metodologia apresentada em [23], repetiu-se a análise anterior, adotando-se o laço com $B_p = 1,0$ T como laço externo, e como laços internos, os laços com B_p iguais a: 0,8,

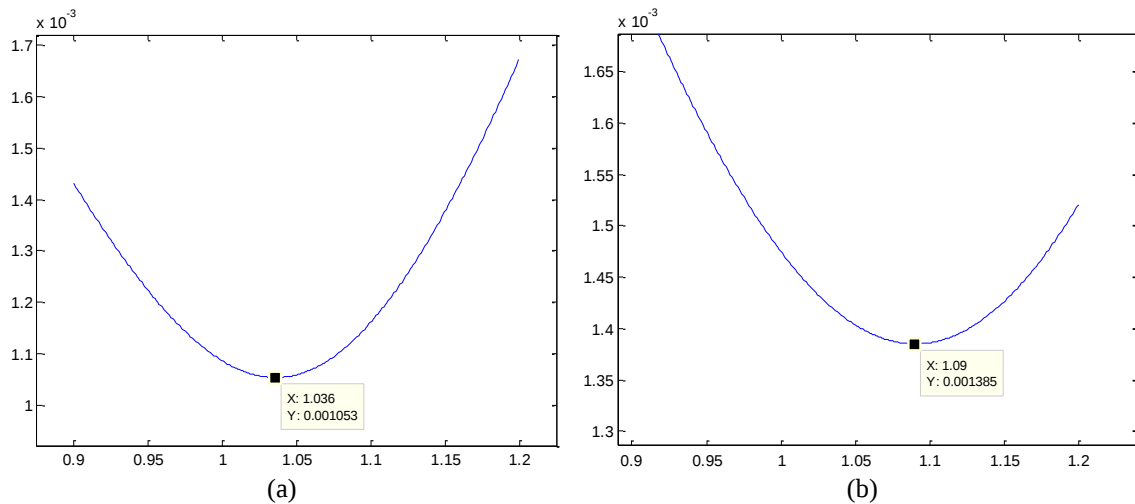


Figura 89 – Variação do *Fitness* em função do parâmetro R para o caso do laço interno com B_p igual a (a) 1,0 T e (b) 0,8 T.

Tabela 43 – Parâmetros do modelo JA obtidos para o laço externo com B_p igual a 1,0 T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	α [A/m]	α	R
$1,3442 \times 10^6$	45,05	0,346929	40,0846	$1,0026 \times 10^{-4}$	1,00

0,6, 0,4 e 0,2 T. Então, utilizando novamente o algoritmo *SFLA* na opção “5P”, foi possível encontrar os dados descritos na Tabela 43. A perda magnética presente no laço experimental é de $94,96 \text{ J/m}^3$; por sua vez, a perda presente no laço simulado é de $94,70 \text{ J/m}^3$. Portanto, há uma diferença percentual de $-0,27 \%$. O *Fitness* resultou igual a $2,40 \times 10^{-4}$, ou seja, esse conjunto de parâmetros encontrado também é válido e representa bem o laço experimental.

De posse dos resultados mostrados na Tabela 43, realizou-se a busca pelos parâmetros R que fariam os ajustes corretos dos laços internos simulados aos respectivos laços internos experimentais. Os resultados das buscas pelo parâmetro R mais correto para cada caso estão apresentados na Tabela 44. Como na primeira abordagem, foi utilizado o algoritmo *SFLA* na opção “R” para achar estes valores. No caso do laço interno com $B_p = 0,8$ T, houve uma pequena diminuição no valor da função *Fitness*. No entanto, a diferença percentual entre as perdas, em termos absolutos, praticamente não se alterou. Portanto, para este caso, a metodologia apresentada em [23] pouco impactou na exatidão da simulação. Contrariando ao que foi apresentado em [23], os valores de R não aumentaram à medida que B_p diminuía. Novamente, a partir do laço interno de $B_p = 0,6$ T, aconteceu uma mudança inesperada na evolução do parâmetro R , pois esperava-se um valor maior do que 1, mas encontrou-se um valor menor do que 1. Assim como antes, em todos os casos, a diminuição do valor *Fitness* com o ajuste do parâmetro R foi mínima. Os valores de *Fitness*, cuja ordem de grandeza é de 10^{-3} , indicam que a resposta do modelo ficou longe do esperado, invalidando, assim, os resultados obtidos.

Tabela 44 – Resposta do modelo JA com ajuste do parâmetro R .

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	R	<i>Fitness</i>
0,8	63,25	62,40	−1,34	1,0468	$3,5064 \times 10^{-4}$
0,6	41,96	40,25	−4,08	0,9150	$1,0145 \times 10^{-3}$
0,4	23,63	21,30	−9,86	0,3728	$1,9016 \times 10^{-3}$
0,2	8,86	4,60	−48,08	0,0665	$5,5588 \times 10^{-3}$

Repetiu-se, pela terceira e última vez, a metodologia de acerto dos laços internos apontada em [23]. Porém, desta vez, foi adotado como laço externo o laço com $B_p = 1,4$ T; e como laços internos, os laços com valores de B_p iguais a: 1,2, 1,0, 0,8, 0,6, 0,4 e 0,2 T. O objetivo dessa terceira rodada de testes seria a busca pela constatação de que realmente a sugestão de acerto dos laços internos indicada em [23] não é coerente, independentemente da escolha do laço experimental adotado como laço externo. Então, novamente utilizando o algoritmo *SFLA* na opção “5P” para encontrar os cinco parâmetros originais do modelo JA^{−1} referentes ao laço externo, foi possível encontrar os dados apresentados na Tabela 45. A perda magnética presente no laço experimental é de 196,16 J/m³; por sua vez, a perda presente no laço simulado é de 194,68 J/m³. Portanto, há uma diferença percentual de −0,75 %. O *Fitness* resultou igual a $2,31 \times 10^{-4}$.

Tabela 45 – Parâmetros do modelo JA obtidos para o laço externo com B_p igual a 1,4 T.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	R
$1,1868 \times 10^6$	47,38	0,269996	19,0707	$7,1287 \times 10^{-5}$	1,00

Usando os mesmos parâmetros da Tabela 45 para modelar os laços internos, foram obtidos os resultados apresentados na Tabela 46. Assim como nas demais abordagens, os casos mais críticos são os casos dos dois laços mais internos. O que é marcante é a disparidade que há entre os laços simulados e os seus respectivos laços experimentais. Isso pode ser evidenciado pelos valores elevados das diferenças percentuais entre as perdas magnéticas e de *Fitness*.

Mais uma vez, seguindo a metodologia apresentada em [23] e de posse dos resultados mostrados na Tabela 45, realizou-se a busca pelos valores de R que ajustam corretamente os laços internos simulados aos seus respectivos laços experimentais. Os resultados das buscas pelo parâmetro R mais correto para cada caso estão apresentados na Tabela 47. Como na primeira abordagem, o algoritmo *SFLA* na opção “R” foi utilizado para achar estes valores. Os três primeiros casos seguiram a tendência esperada. Houve um aumento no valor do parâmetro R à medida que B_p diminuía e, apesar de não ter havido evolução na diferença percentual

Tabela 46 – Resposta do modelo JA sem ajuste do parâmetro R .

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	<i>Fitness</i>
1,2	134,50	149,34	11,03	$1,2580 \times 10^{-3}$
1,0	94,96	106,17	11,80	$1,7556 \times 10^{-3}$
0,8	63,25	68,02	7,54	$1,8006 \times 10^{-3}$
0,6	41,96	38,69	-7,79	$1,7492 \times 10^{-3}$
0,4	23,63	16,67	-29,45	$3,8224 \times 10^{-3}$
0,2	8,86	3,30	-62,75	$7,3993 \times 10^{-3}$

Tabela 47 – Resposta do modelo com ajuste do parâmetro R .

B_p [T]	Perda no laço experimental [J/m ³]	Perda no laço simulado [J/m ³]	Diferença [%]	R	<i>Fitness</i>
1,2 T	134,50	146,59	8,99	1,0401	$1,1475 \times 10^{-3}$
1,0 T	94,96	101,63	7,02	1,1117	$1,4805 \times 10^{-3}$
0,8 T	63,25	63,36	0,17	1,2094	$1,4175 \times 10^{-3}$
0,6 T	41,96	41,49	-1,12	0,7228	$1,5344 \times 10^{-3}$
0,4 T	23,63	21,06	-10,88	-0,8629	$2,1111 \times 10^{-3}$
0,2 T	8,86	3,28	-62,98	1,1957	$7,3974 \times 10^{-3}$

entre as perdas e nos valores de *Fitness*, novamente, a partir do laço interno de B_p igual a 0,6 T, aconteceu uma mudança inesperada na evolução do parâmetro R . Esperava-se um valor maior do que 1, mas foi encontrado um valor menor do que 1. Outro fato que causou estranheza foi o surgimento de um valor negativo para o parâmetro R relacionado ao laço com B_p igual a 0,4 T. Em [23], não há a indicação de que o parâmetro R possa assumir valores negativos. Assim como antes, em todos os casos, a diminuição dos valores de *Fitness*, com o ajuste do parâmetro R , foi insignificante.

Mediante a análise dos resultados acima descritos, a conclusão imediata que se chega é que a metodologia apresentada em [23] se mostrou ineficaz. De uma maneira geral, a inserção do parâmetro R no modelo não causa grande impacto. De fato, nota-se que a diminuição dos valores de *Fitness*, com o ajuste do parâmetro R , foi insignificante em todos os casos. Além disso, as diferenças percentuais entre as perdas magnéticas continuaram elevadas, mesmo com o R já ajustado em seu valor ótimo. Vale ressaltar que, em todos os testes acima apresentados, as simulações de laços com B_p abaixo de 0,6 T ficaram muito distantes dos seus respectivos laços experimentais. Talvez uma explicação para isso surja da observação, na Tabela 29 e na Tabela 31 (ou também na Fig. 77 e na Fig. 78), dos valores dos cinco parâmetros do modelo

JA^{-1} referentes aos laços com B_p menores ou igual a 0,6 T. É possível notar, nesses laços especificamente, que em cada um dos parâmetros originais do modelo há uma grande variação em seus valores de um conjunto para o outro. Isso significa que é realmente muito difícil achar um conjunto só, com 5 parâmetros, que contemple todos esses laços mais internos, de modo que a grande diferença entre esses conjuntos fique mascarada pela variação do R .

Do que foi exposto até o momento, fica a conclusão de que para se modelar corretamente os laços de histerese, pode-se tanto fixar o parâmetro M_s referente ao laço externo e encontrar os outros quatro parâmetros restantes para cada laço interno, como foi feito para se obter os dados da Tabela 31 e Tabela 32, quanto fixar o parâmetro c juntamente com o parâmetro M_s , como foi feito para se obter os dados da Tabela 40. Nessas duas situações, é possível obter resultados bastante satisfatórios com relação ao cálculo de perdas, tendo em vista que as diferenças percentuais permaneceram dentro de limites aceitáveis. E esses foram, portanto, os estudos sobre uma das limitações do modelo JA^{-1} : a incorreta modelagem de laços internos quando se utilizam os parâmetros relativos ao laço externo.

Na próxima seção, é feita uma análise mais aprofundada sobre a metodologia de acerto dos laços menores proposta em [23].

4.4 Validação do modelo modificado de Jiles–Atherton proposto em [23] para a modelagem dos laços menores

Outra grande desvantagem do modelo JA^{-1} é a incorreta representação de laços menores. Uma das formas de se obter um laço de histerese contendo laços menores é, por exemplo, através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com pulsos em cada semiciclo, como apresentado na Fig. 90.

Dessa maneira, a posição e o tamanho desses laços menores podem ser controlados através da configuração adequada dos pulsos inseridos nesta onda. Valendo-se de uma onda quadrada de tensão em que cada pulso inserido na mesma tem amplitude de 0,17 V, 0,1 s de duração e aparecem na onda 0,2 s após cada transição entre os níveis positivo e negativo da tensão quadrada, ou vice-versa, foram obtidos dados experimentais a fim de verificar o desempenho do modelo JA^{-1} modificado, proposto em [23], quanto à modelagem de laços de histerese contendo laços menores. Esses dados compreendem os laços de histerese que possuem valores de pico de indução entre 0,3 T e 1,5 T. Na Tabela 48, são apresentados alguns dos

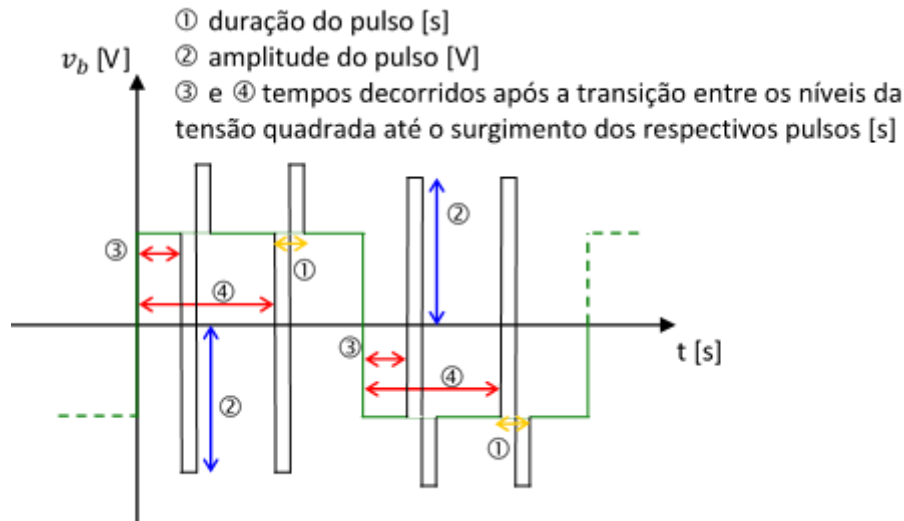


Figura 90 – Onda de tensão quadrada com pulsos em cada semiciclo.

Tabela 48 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada laço menor tem 0,2 T de amplitude pico a pico) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo (cada pulso tem 0,1 s de duração e está alocado a 0,2 s após cada transição entre os níveis da tensão quadrada). Fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,5$ T.

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,50	$1,2424 \times 10^6$	52,17	0,1541	31,9671	$1,0147 \times 10^{-4}$	$3,4527 \times 10^{-4}$
1,40	$1,2424 \times 10^6$	43,04	0,1391	31,6793	$9,4218 \times 10^{-5}$	$5,5572 \times 10^{-4}$
1,00	$1,2424 \times 10^6$	34,69	0,2217	41,1929	$1,0399 \times 10^{-4}$	$1,4005 \times 10^{-3}$
0,60	$1,2424 \times 10^6$	34,90	0,3370	63,2548	$1,4558 \times 10^{-4}$	$1,3794 \times 10^{-3}$
0,30	$1,2424 \times 10^6$	32,99	0,4326	96,7774	$2,0668 \times 10^{-4}$	$7,4504 \times 10^{-4}$

resultados da busca pelos 5 parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a esses laços. Da mesma forma como foi feito anteriormente, adotou-se para o parâmetro M_s o valor referente ao laço com $B_p = 1,5$ T. De fato, a magnetização de saturação é, para uma dada temperatura, constante para cada material; porém, há uma pequena diferença entre o valor indicado na Tabela 48 e o indicado na Tabela 31. Esta diferença é de cerca de 0,48 % (tomando como referência o valor indicado na Tabela 31), de modo que não invalida os dados da Tabela 48.

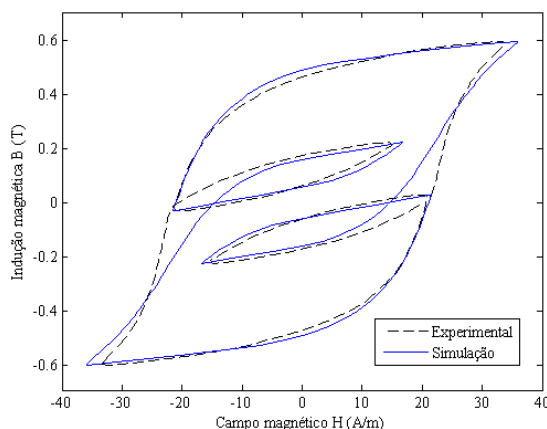
Os valores elevados da função *Fitness* na Tabela 48 já indicam a dificuldade que o modelo JA^{-1} tem em simular laços menores, e isso fica ainda mais evidente quando se faz a análise dos resultados das perdas magnéticas calculadas para os laços experimentais, em comparação com as perdas calculadas para os laços simulados.

Na Tabela 49, apresenta-se essa comparação entre perdas, para cada um dos diferentes valores de B_p . Além da perda total ocorrida em cada laço, estão apontados: o total de perdas ocorridas nos laços menores e a perda ocorrida na formação do laço externo. Dentre as colu-

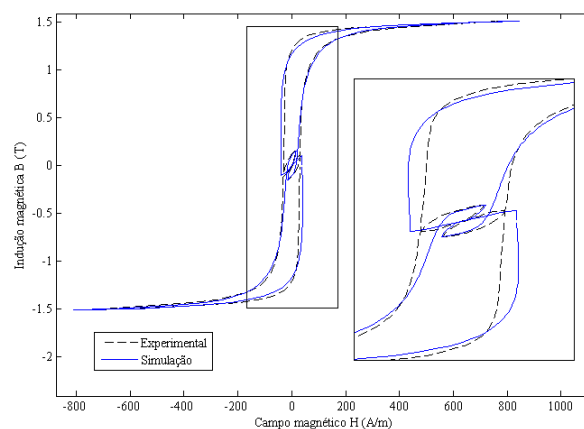
nas destinadas aos valores das diferenças percentuais, a que apresenta os maiores valores é a coluna relacionada às diferenças percentuais entre o total das perdas ocorridas nos laços menores. Isso ocorre porque nessas partes do laço de histerese, o modelo JA^{-1} é incapaz de acompanhar o formato dos laços menores experimentais, como mostrado na Fig. 91 (a), a qual revela a dificuldade no fechamento dos laços menores do laço simulado. O exemplo ilustrado na Fig. 91 (b) foi o que apresentou a maior diferença percentual entre o total das perdas ocorridas nos laços menores que, conforme indicado na Tabela 49, foi de $-36,99\%$.

Tabela 49 – Comparações entre as perdas ocorridas no laço de histerese experimental e no laço simulado. O laço experimental possui 2 laços menores (cada qual com 0,2 T de amplitude pico a pico) e foi obtido através da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo (cada pulso tem 0,1 s de duração e está alocado a 0,2 s após cada transição entre os níveis da tensão quadrada).

B_p [T]	Total de perdas ocorridas nos laços menores [J/m ³]			Perda ocorrida no laço externo [J/m ³]			Perda total [J/m ³]		
	Exp.	Sim.	Dif. [%]	Exp.	Sim.	Dif. [%]	Exp.	Sim.	Dif. [%]
1,50	8,4062	5,2964	-36,99	246,1766	244,1876	-0,81	254,5828	249,4841	-2,00
1,00	6,7004	4,8518	-27,59	93,6118	92,0085	-1,71	100,3123	96,8603	-3,44
0,60	6,1451	4,4033	-28,34	41,2241	41,5257	0,73	47,3691	45,9290	-3,04
0,30	6,4901	5,8210	-10,31	14,0337	13,9260	-0,77	20,5238	19,7470	-3,78



(a)



(b)

Figura 91 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos (a) $B_p = 0,6$ T e (b) $B_p = 1,5$ T. Cada laço menor tem 0,2 T de amplitude pico a pico.

O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo (cada pulso tem 0,1 s de duração e está alocado a 0,2 s após cada transição entre os níveis da tensão quadrada).

Em [23], afirma-se que: i) sua principal contribuição é a modificação do modelo JA^{-1} , a fim de se realizar a modelagem correta dos laços menores; e ii) que tal modificação no modelo permitiria também a correta modelagem dos laços internos, utilizando os mesmos cinco parâmetros encontrados para a modelagem do laço externo. No que diz respeito aos ajustes

dos laços internos, de acordo com o que já foi exposto, sabe-se que essa modificação do modelo JA^{-1} original, através da inserção do parâmetro R , não gerou os resultados esperados. Contudo, é importante verificar se esta modificação do modelo JA^{-1} é eficaz para a modelagem dos laços menores.

Segundo os autores de [23], a resposta errônea do modelo JA^{-1} , no que tange ao não fechamento dos laços menores, ocorre devido à elevada taxa de variação da magnetização. Por este motivo, os autores propuseram limitar a taxa de variação da magnetização total através da introdução de um fator de dissipação adicional na equação relativa à derivada da componente de magnetização irreversível. Como esta é a componente da magnetização total relacionada à dissipação de energia, é natural escolhê-la para receber o fator de dissipação adicional. Para tanto, considerou-se que o surgimento de laços menores no laço de histerese externo está associado a uma perturbação num determinado estado magnético do material. Assim, o processo de magnetização poderia ser considerado majoritariamente reversível. Como a magnetização total é a soma de duas componentes, a reversível e a irreversível, foi sugerida a limitação da taxa de variação da componente irreversível da magnetização. Ainda de acordo com estes autores, essa limitação é conseguida através da inserção do parâmetro R , conforme apresentado em (94), a qual é repetida aqui como (95).

$$\frac{dM_{irr}}{dB_e} = \frac{M_{an} - R \cdot M_{irr}}{\mu_0 k \delta} \quad (95)$$

Em [23], afirma-se que R deve ser aplicado localmente, isto é, deve assumir valores constantes e diferentes de 1 somente quando o modelo estiver sendo aplicado nas simulações dos laços menores ou internos. Assim, no momento em que a execução da simulação estiver processando dados relativos ao laço externo, R deve ser igualado a 1. A partir do momento em que se detectar o início de um laço menor, R deve assumir um valor específico e permanecer constante até seu fechamento. Essa versão do modelo JA^{-1} foi denominada aqui de “ JA^{-1} modificado 1”. Tendo em vista a possibilidade, como proposto neste trabalho, de, ao invés de se utilizar um único valor de R para cada laço menor, adotar dois valores, isto é, um para o ramo ascendente e outro para o ramo descendente do laço menor, surgiu então mais uma versão do modelo JA^{-1} , denominada aqui de “ JA^{-1} modificado 2”. Com a utilização de dois valores de R para cada laço menor, espera-se que haja certa evolução nos ajustes dos laços menores, tendo em mente que por vezes as curvaturas dos ramos ascendente e descendente dos laços menores são bem distintas. Um par de R para cada laço menor seria justificável, portanto, do ponto de vista de se tentar modelar com mais exatidão os diferentes mecanismos de dissipação que ocorrem em cada parte do laço menor.

Nas análises a seguir são apresentados resultados obtidos através do modelo JA^{-1} original e de suas versões modificadas 1 e 2. Primeiramente, tais análises são voltadas para casos simples de laços de histerese contendo apenas dois laços menores. Estes laços são obtidos através da imposição de ondas de tensão do tipo quadrada com um pulso em cada semiciclo. Posteriormente, estas análises são estendidas a laços de histerese provenientes da imposição de ondas de tensão do tipo PWM-2N senoidal, os quais possuem vários laços menores de diferentes amplitudes e posições no laço externo. As frequências fundamentais destas ondas são, em todos os casos, iguais a 1 Hz. Porém, suas demais características são variadas de modo a gerar laços externos e menores de diferentes amplitudes e laços menores em diferentes posições do laço externo que os contém.

4.4.1 Onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo: caso 1

Neste caso, impõe-se ao secundário do quadro de Epstein uma forma de onda de tensão quadrada de frequência fundamental 1 Hz com 1 pulso de 0,1 s de duração em cada semiciclo, com cada pulso alocado a 0,2 s do início de cada semiciclo. Ao todo foram realizados 16 testes, sendo que a amplitude dos pulsos foi variada de acordo com os valores 85 mV, 0,17 V, 0,42 V e 0,68 V. O objetivo foi o de obter laços de histerese com dois laços menores alocados numa dada posição do laço externo, porém de diferentes amplitudes. Partindo-se desses valores de amplitude dos pulsos, foi possível obter laços menores com amplitudes pico a pico iguais a 0,1 T, 0,2 T, 0,5 T e 0,8 T.

Para os laços de histerese com laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,1 T, os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4, 1,2, 0,6 e 0,3 T. Para os laços de histerese com laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,2 T, os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4, 1,2, 1,0, 0,8, 0,6 e 0,4 T.

Para os laços de histerese com laços menores de amplitudes pico a pico iguais a 0,5 T e 0,8 T, os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4, 1,2 e 1,0 T. No entanto, serão apresentados somente alguns dos resultados obtidos. Os demais resultados, embora não sejam aqui apresentados, serviram de base para a conclusão que se obteve acerca desse assunto, conforme abordado na seção 4.4.4.

Para cada um dos laços de histerese analisados, foram determinados os cinco parâmetros do modelo JA^{-1} e também os valores do parâmetro R , de acordo com as duas versões modificadas do modelo, aplicados localmente em cada um dos laços menores. Na sequência do

texto, serão expostas as tabelas contendo, além desses parâmetros, os valores das perdas ocorridas em cada situação analisada, bem como as diferenças percentuais das perdas magnéticas calculadas nos laços simulados em relação às perdas calculadas nos laços experimentais.

Nesse primeiro exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 50; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 51 e na Tabela 52. Na Tabela 53 e na Tabela 54, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados nas Figs. 92 e 93.

Tabela 50 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada qual com 0,1 T de amplitude pico a pico), provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (85 mV de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,1922 \times 10^6$	51,51	0,2857	19,1024	$6,5084 \times 10^{-5}$	$5,5979 \times 10^{-4}$
0,60	$1,1922 \times 10^6$	37,36	0,3646	63,9929	$1,5577 \times 10^{-4}$	$2,0585 \times 10^{-3}$

Tabela 51 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso com 85 mV de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1922×10 ⁶	51,51	0,2857	19,1024	6,5084×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
-2,9273		-2,8488		4,7168×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
3,4654×10 ⁹	-55,1583	7,1487×10 ⁸	-6,5666	4,5789×10 ⁻⁴

Tabela 52 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 0,6$ T, obtido a partir da imposição de uma tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso com 85 mV de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1922×10 ⁶	37,36	0,3646	63,9929	1,5577×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
-0,2295		-0,2619		1,2023×10 ⁻³
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
5,4454×10 ⁹	-3,0105	1,4088×10 ¹⁰	6,8098	1,4665×10 ⁻³

Tabela 53 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 – cada pulso com 85 mV de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	1,1966	-0,8051	-167,28	-0,1861	-115,55	-0,0020	-100,17
Laço menor 2	1,2532	-0,8040	-164,16	-0,1881	-115,01	-0,0207	-101,65
Laços menores	2,4498	-1,6090	-165,68	-0,3743	-115,28	-0,0228	-100,93
Laço externo	195,7275	181,5468	-7,25	194,1707	-0,80	199,8599	2,11
Total	198,1773	179,9378	-9,20	193,7965	-2,21	199,8371	0,84

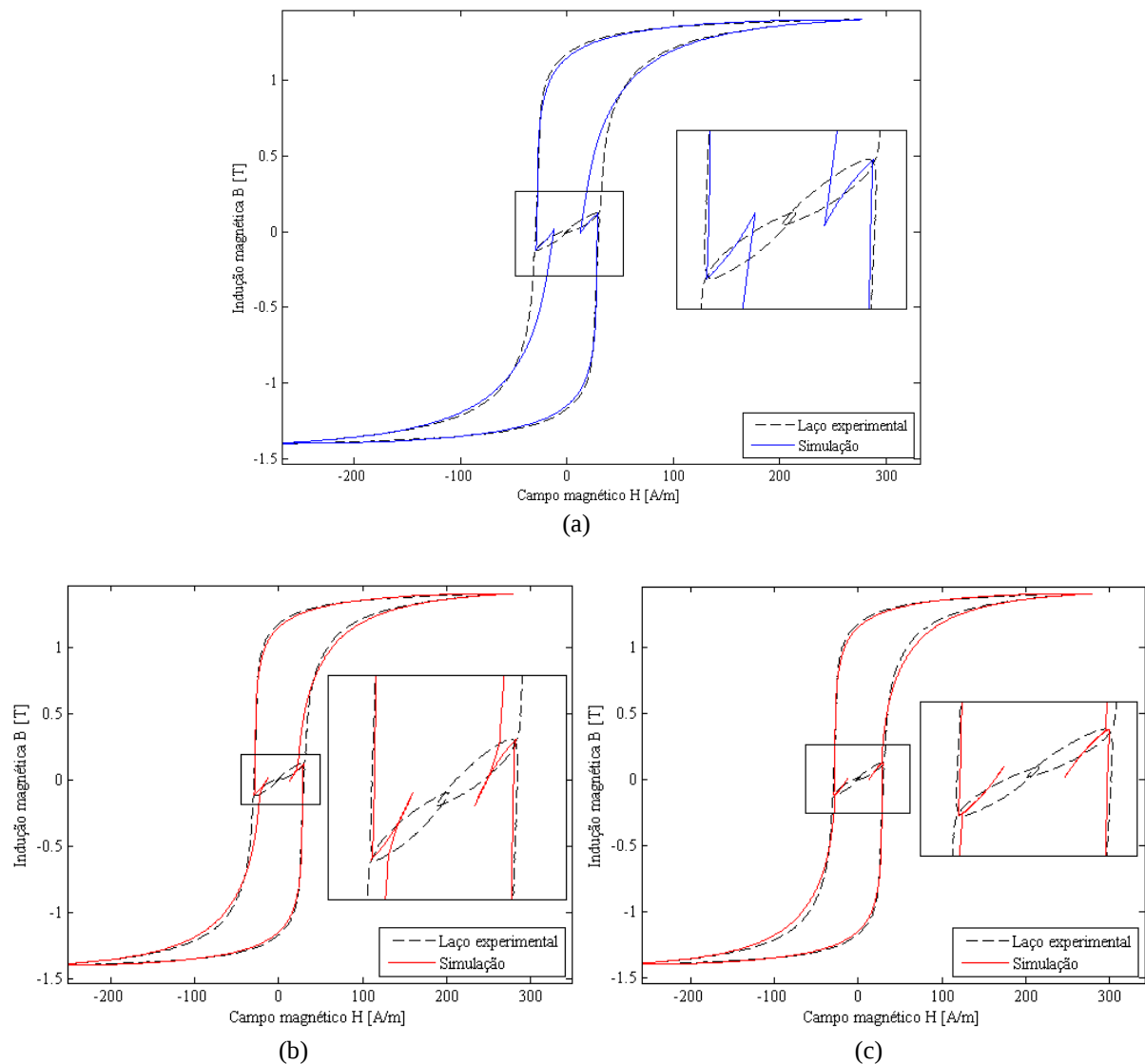


Figura 92 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (85 mV de amplitude).

Tabela 54 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 0,6$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 – cada pulso tem 85 mV de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	0,7480	-0,2898	-138,74	0,2932	-60,80	-0,0043	-100,57
Laço menor 2	0,7147	-0,2998	-141,95	0,3102	-56,60	0,0039	-99,45
Laços menores	1,4628	-0,5895	-140,30	0,6034	-58,75	-0,0004	-100,03
Laço externo	41,1550	39,7336	-3,45	42,5672	3,43	43,3535	5,34
Total	42,6178	39,1440	-8,15	43,1707	1,30	43,3532	1,73

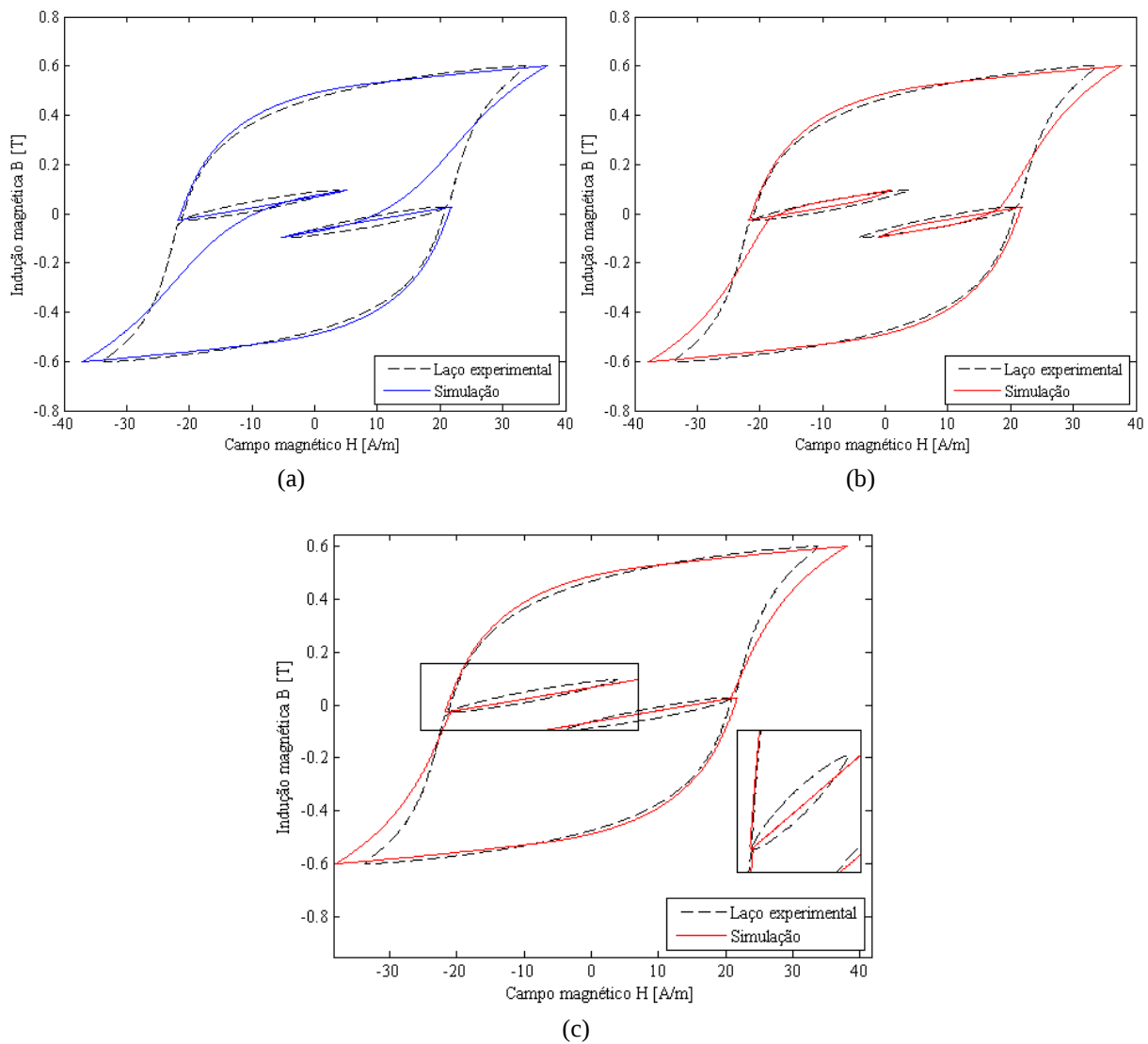


Figura 93 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 0,6$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso tem 85 mV de amplitude).

Nesse segundo exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 55; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 56 e Tabela 58.

Na Tabela 57 e na Tabela 59, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais.

Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Figs. 94 e 95.

Tabela 55 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada qual com 0,8 T de amplitude pico a pico) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,1807 \times 10^6$	42,61	0,1671	17,5277	$6,1203 \times 10^{-5}$	$2,7168 \times 10^{-4}$
1,00	$1,1807 \times 10^6$	34,76	0,2446	33,0607	$9,1913 \times 10^{-5}$	$9,3753 \times 10^{-4}$

Tabela 56 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude)

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1807×10 ⁶	42,61	0,1671	17,5277	6,1203×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
0,9876		0,9913		2,7018×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
0,9198	1,1313	0,9252	1,1044	2,7291×10 ⁻⁴

Tabela 57 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 – cada pulso tem 0,68 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	41,5654	39,8760	-4,06	40,1435	-3,42	35,1477	-15,44
Laço menor 2	41,7751	40,0046	-4,24	39,9633	-4,34	36,1424	-13,48
Laços menores	83,3405	79,8807	-4,15	80,1067	-3,88	71,2901	-14,46
Laço externo	198,5804	196,3497	-1,12	198,6936	0,06	193,2028	-2,71
Total	281,9209	276,2303	-2,02	278,8004	-1,11	264,4928	-6,18

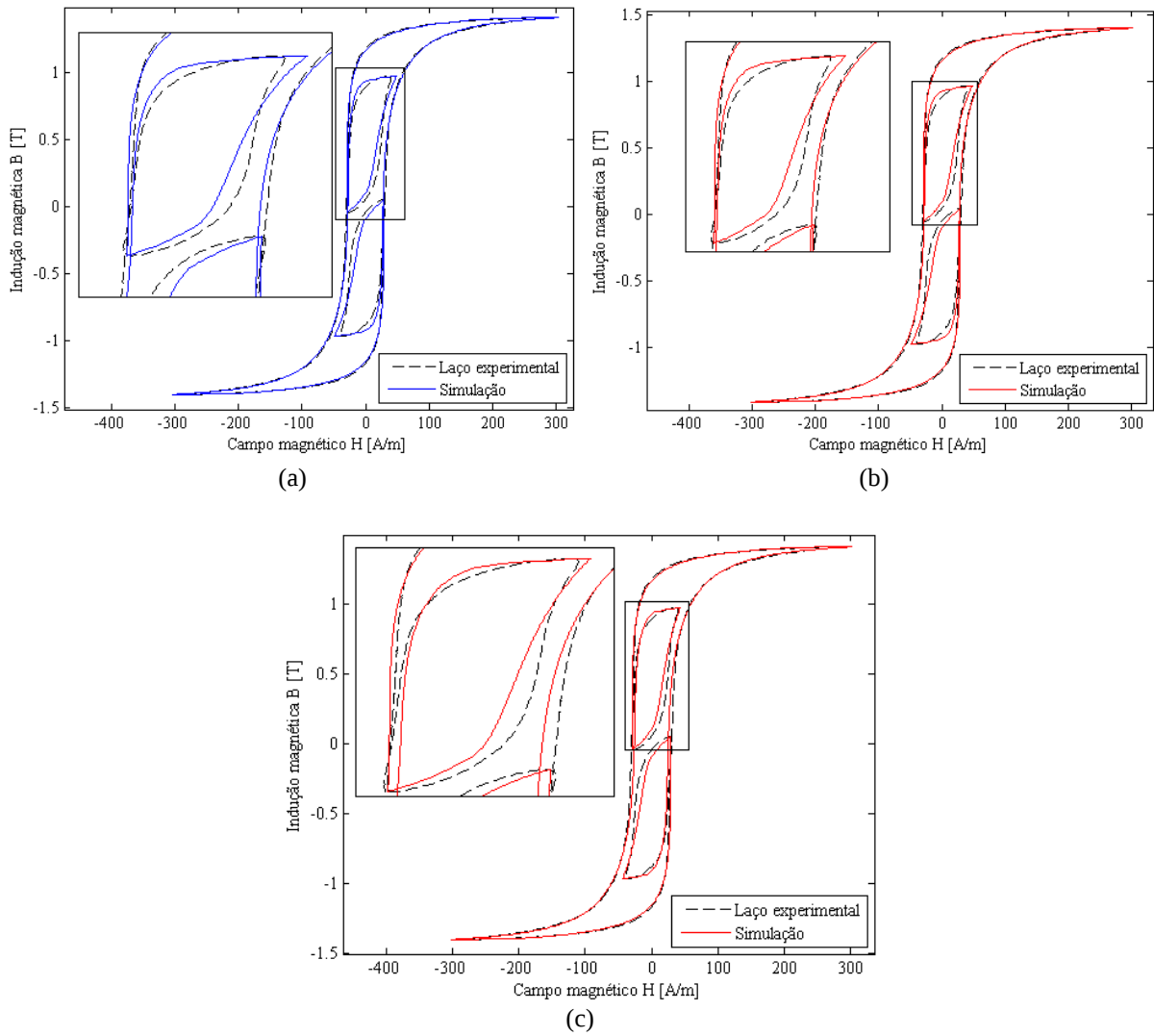


Figura 94 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

Tabela 58 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,0$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1807×10 ⁶	34,76	0,2446	33,0607	9,1913×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0052		1,0065		9,2340×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
0,9936	1,0404	0,9950	1,0399	9,3531×10 ⁻⁴

Tabela 59 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,0$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 – cada pulso tem 0,68 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	38,1779	36,5697	-4,21	36,4097	-4,63	35,2316	-7,72
Laço menor 2	38,2556	36,5334	-4,50	36,3053	-5,10	35,2171	-7,94
Laços menores	76,4335	73,1031	-4,36	72,7150	-4,87	70,4487	-7,83
Laço externo	97,6118	95,9127	-1,74	96,9269	-0,70	96,4879	-1,15
Total	174,0453	169,0158	-2,89	169,6318	-2,54	166,9367	-4,08

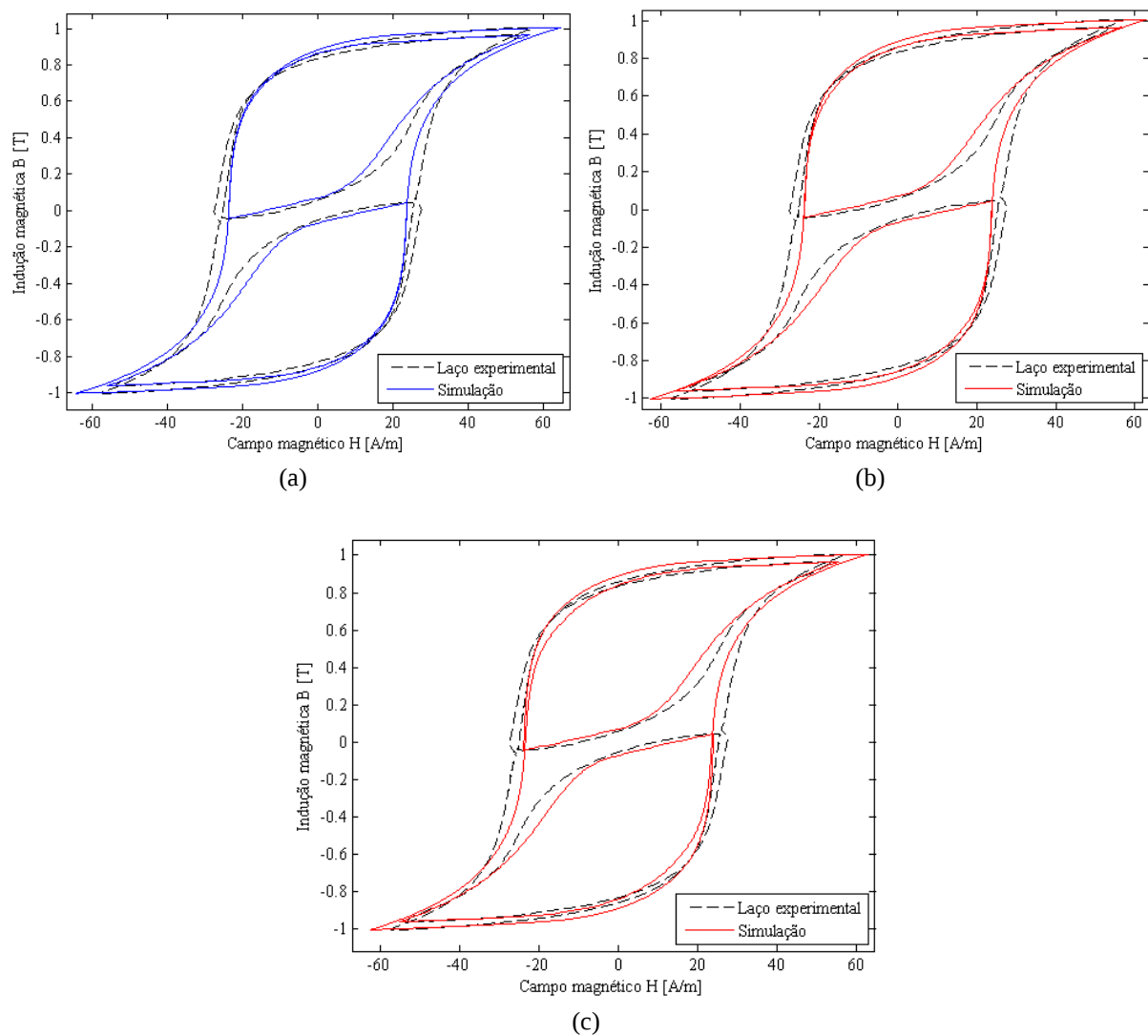


Figura 95 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. Os laços possuem ambos $B_p = 1,0$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, ao secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 1 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

4.4.2 Onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo: caso 2

No caso 2, a segunda bateria de testes, impôs-se ao secundário do quadro de Epstein uma forma de onda de tensão quadrada de frequência fundamental 1 Hz com 1 pulso de 0,1 s de duração em cada semiciclo, e estando cada pulso alocado a 0,35 s do início de cada semiciclo. Ao todo foram realizados 14 testes, sendo que a amplitude dos pulsos foi variada de acordo com os valores 85 mV, 0,17 V, 0,42 V e 0,68 V. O objetivo era obter laços de histerese com dois laços menores, alocados numa dada posição do laço externo, porém de amplitudes pico a pico variáveis. Partindo-se desses valores de amplitude dos pulsos, foi possível obter laços menores com amplitudes pico a pico iguais a 0,1 T, 0,2 T, 0,5 T e 0,8 T.

Para os laços de histerese com laços menores de amplitude pico a pico iguais a 0,1 T e a 0,2 T, os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4, 1,2, 0,6 e 0,3 T. Para os laços de histerese com laços menores de amplitude pico a pico iguais a 0,5 T e a 0,8 T, os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4, 1,2 e 1,0 T.

No entanto, somente serão apresentados alguns dos resultados obtidos. Os demais resultados, embora não apresentados, serviram de base para a conclusão que se obteve acerca desse assunto, conforme abordado na seção 4.4.4. De fato, para cada um dos laços de histerese analisados, foram determinados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} e também os valores do parâmetro R aplicados localmente em cada um dos laços menores – segundo as duas versões modificadas do modelo JA^{-1} . Na sequência do texto, serão expostas as tabelas contendo, além desses parâmetros, os valores das perdas ocorridas em cada situação analisada, bem como as diferenças percentuais das perdas magnéticas calculadas nos laços simulados em relação às perdas calculadas nos laços experimentais.

Nesse primeiro exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 60; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 61 e na Tabela 63. Na Tabela 62 e na Tabela 64, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 96 e na Fig. 97.

Tabela 60 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada qual com 0,1 T de amplitude pico a pico) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 85 mV de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,2152 \times 10^6$	35,88	0,0693	26,6208	$7,8093 \times 10^{-5}$	$6,9394 \times 10^{-4}$
0,60	$1,2152 \times 10^6$	33,82	0,4151	102,218	$2,4040 \times 10^{-4}$	$1,3804 \times 10^{-3}$

Tabela 61 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 85 mV de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,2152×10 ⁶	35,88	0,0693	26,6208	7,8093×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0183		1,0174		6,3448×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0243	0,9738	1,0408	0,9982	6,0016×10 ⁻⁴

Tabela 62 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 – cada pulso tem 85 mV de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	3,3047	5,3191	60,96	5,1914	57,09	3,3958	2,76
Laço menor 2	3,1813	5,3807	69,14	5,6447	77,43	3,3395	4,97
Laços menores	6,4860	10,6999	64,97	10,8361	67,07	6,7353	3,84
Laço externo	196,0038	184,9237	-5,65	186,8213	-4,68	186,0019	-5,10
Total	202,4898	195,6236	-3,39	197,6575	-2,39	192,7372	-4,82

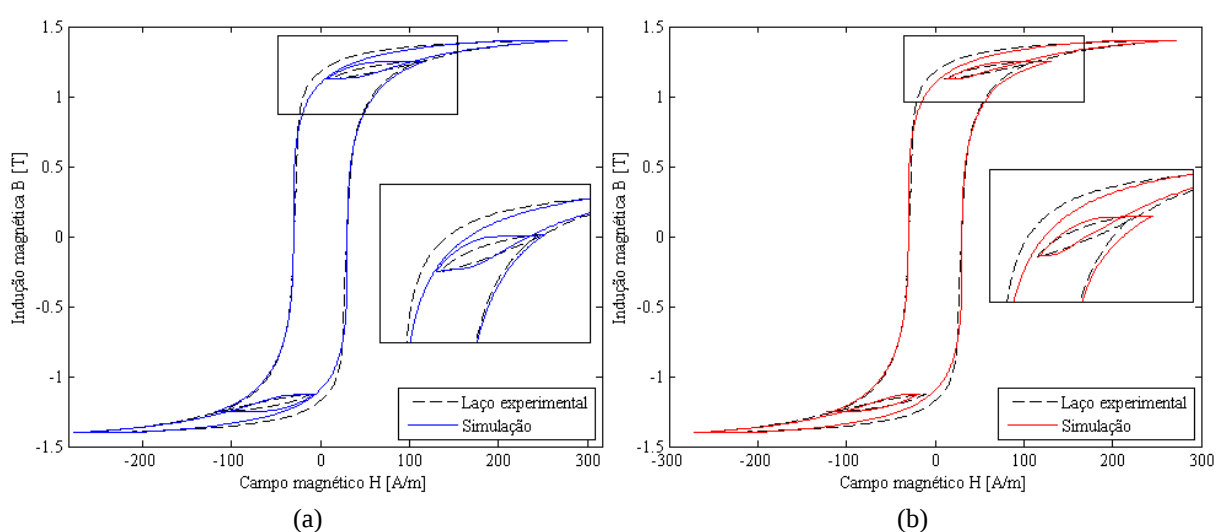


Figura 96 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 85 mV de amplitude).

Tabela 63 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 0,6$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 85 mV de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,2152×10 ⁶	33,82	0,4151	102,218	2,4040×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0721		1,0668		9,9918×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0731	1,0600	1,0637	1,0626	9,8565×10 ⁻⁴

Tabela 64 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 0,6$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 – cada pulso tem 85 mV de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	0,9232	0,4645	-49,69	0,8060	-12,69	0,7657	-17,06
Laço menor 2	0,9416	0,4712	-49,96	0,8000	-15,04	0,7849	-16,64
Laços menores	1,8648	0,9357	-49,82	1,6060	-13,88	1,5506	-16,85
Laço externo	41,3923	40,8083	-1,41	41,8726	1,16	41,8594	1,13
Total	43,2571	41,7440	-3,50	43,4787	0,51	43,4100	0,35

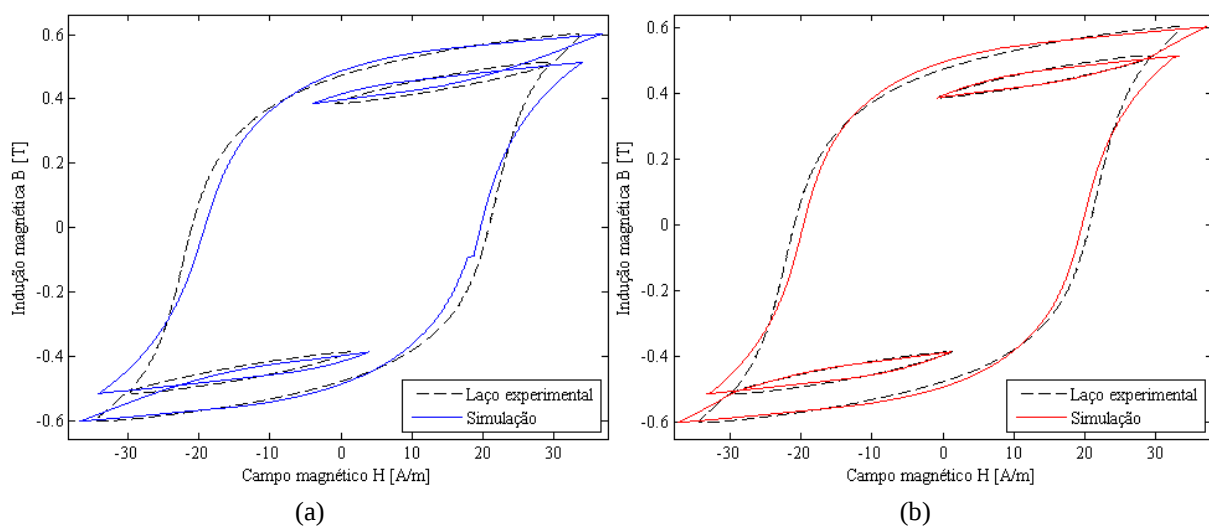


Figura 97 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 0,6$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 85 mV de amplitude).

Nesse segundo exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 65; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 66 e na Tabela 68.

Na Tabela 67 e na Tabela 69, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais.

Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 98 e na Fig. 99.

Tabela 65 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada qual com 0,5 T de amplitude pico a pico) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,42 V de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,1830 \times 10^6$	38,73	0,0909	18,7195	$5,8343 \times 10^{-5}$	$4,4360 \times 10^{-4}$
1,00	$1,1830 \times 10^6$	34,85	0,2555	36,9119	$9,9541 \times 10^{-5}$	$8,3931 \times 10^{-4}$

Tabela 66 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,42 V de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1830×10 ⁶	38,73	0,0909	18,7195	5,8343×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0552		1,0544		3,6332×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0755	1,0272	1,0750	1,0294	3,7214×10 ⁻⁴

Tabela 67 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 – cada pulso tem 0,42 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	26,0560	29,0731	11,58	29,2304	12,18	26,4702	1,59
Laço menor 2	25,9343	29,0353	11,96	29,0940	12,18	26,5701	2,45
Laços menores	51,9902	58,1084	11,77	58,3245	12,18	53,0403	2,02
Laço externo	199,6623	194,4781	-2,60	197,4692	-1,10	196,6057	-1,53
Total	251,6525	252,5865	0,37	255,7937	1,65	249,6460	-0,80

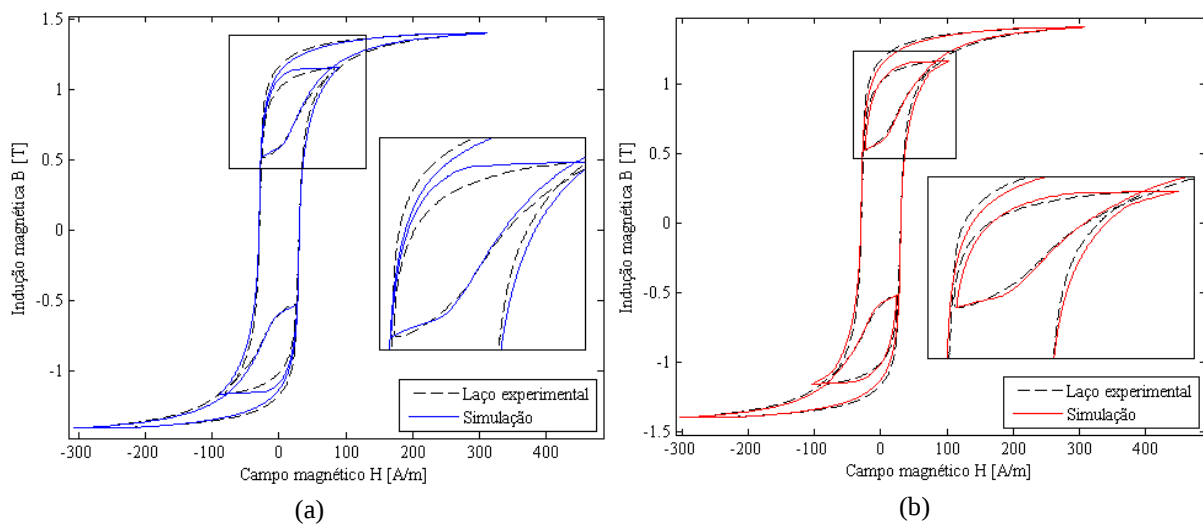


Figura 98 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. Os laços possuem $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,42 V de amplitude).

Tabela 68 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,0$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,42 V de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1830×10 ⁶	34,85	0,2555	36,9119	9,9541×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0333		1,0309		7,9338×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0115	1,0665	1,0065	1,0775	8,1241×10 ⁻⁴

Tabela 69 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,0$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 – cada pulso tem 0,42 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	18,9085	18,1362	-4,08	18,0478	-4,55	19,0415	0,70
Laço menor 2	19,0012	18,2386	-4,01	18,1140	-4,67	19,3710	1,95
Laços menores	37,9097	36,3749	-4,05	36,1618	-4,61	38,4125	1,33
Laço externo	94,7095	93,8978	-0,86	95,2295	0,55	95,4682	0,80
Total	132,6191	130,2727	-1,77	131,3913	-0,93	133,8807	0,95

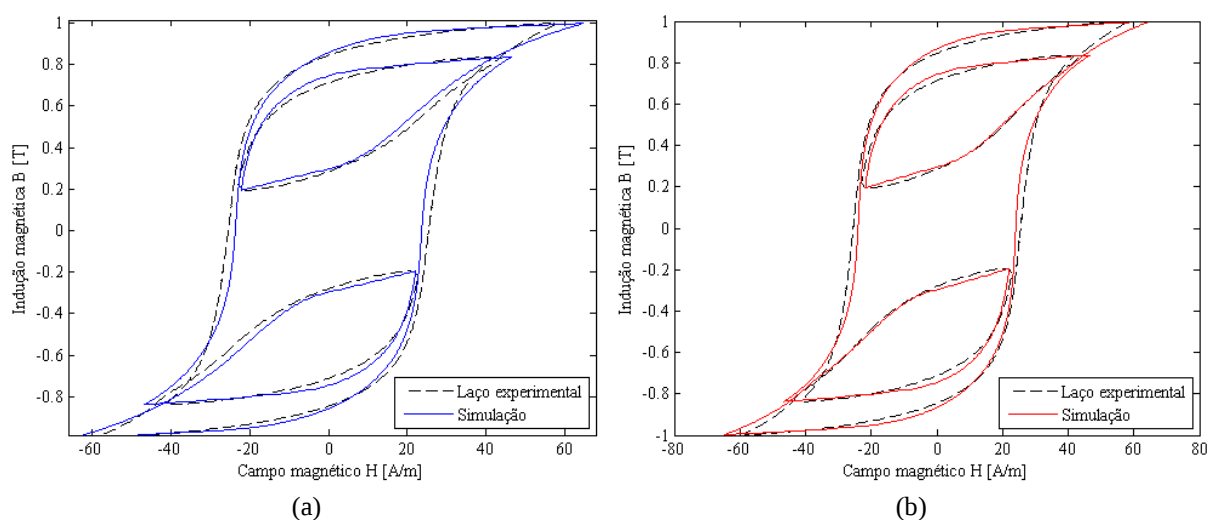


Figura 99 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. Os laços possuem ambos $B_p = 1,0$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,42 V de amplitude).

Nesse terceiro exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 70; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 71. Na Tabela 72, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 100.

Tabela 70 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada qual com 0,8 T de amplitude pico a pico) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,1914 \times 10^6$	42,25	0,1725	20,6198	$6,6856 \times 10^{-5}$	$3,5866 \times 10^{-4}$

Tabela 71 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1914×10 ⁶	42,25	0,1725	20,6198	6,6856×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0433		1,0351		3,2541×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0424	1,0332	1,0204	1,0458	3,2498×10 ⁻⁴

Tabela 72 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 2 – cada pulso tem 0,68 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	46,1362	46,3989	0,57	45,9628	-0,38	45,5145	-1,35
Laço menor 2	46,2490	46,3903	0,31	45,8939	-0,77	47,2504	2,17
Laços menores	92,3852	92,7892	0,44	91,8567	-0,57	92,7649	0,41
Laço externo	195,6826	192,4640	-1,64	194,2603	-0,73	194,0474	-0,84
Total	288,0678	285,2531	-0,98	286,1170	-0,68	286,8124	-0,44

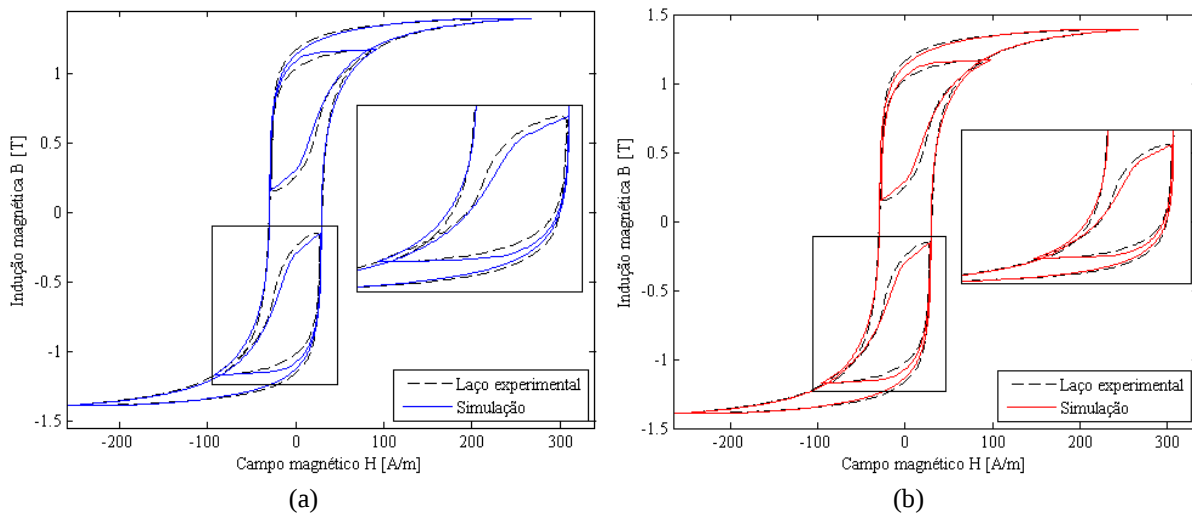


Figura 100 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. Os laços possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

4.4.3 Onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo: caso 3

Na terceira bateria de testes, impôs-se ao secundário do quadro de Epstein uma forma de onda de tensão quadrada de frequência fundamental 1 Hz com 1 pulso de 0,05 s de duração em cada semiciclo, e estando cada pulso alocado a 0,1 s do início de cada semiciclo.

Ao todo foram realizados 4 testes, sendo que a amplitude dos pulsos foi variada de acordo com os valores 0,34 V e 0,68 V. O objetivo era obter laços de histerese com dois laços menores, alocados numa dada posição do laço externo, porém de amplitudes pico a pico variáveis. Partindo-se desses valores de amplitude dos pulsos, foi possível obter laços menores com amplitudes pico a pico de 0,2 T e 0,4 T.

Para os laços de histerese com laços menores de amplitude pico a pico iguais a 0,2 T e a 0,4 T, os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4 e 1,2 T.

No entanto, somente serão apresentados alguns dos resultados obtidos. Os demais resultados, embora não apresentados, serviram de base para a conclusão que se obteve acerca desse assunto, conforme abordado na seção 4.4.4. Para cada um dos laços de histerese analisados, foram determinados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} e também os valores do parâmetro R aplicados localmente em cada um dos laços menores – segundo as duas versões modificadas do modelo JA^{-1} . Na sequência do texto, serão expostas as tabelas contendo, além desses parâmetros, os valores das perdas ocorridas em cada situação analisada, bem como as diferenças percentuais das perdas magnéticas calculadas nos laços simulados em relação às perdas calculadas nos laços experimentais.

Nesse primeiro exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 73; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 74.

Na Tabela 75, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 101.

Tabela 73 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (cada qual com 0,2 T de amplitude pico a pico) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,34 V de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,1846 \times 10^6$	40,91	0,1334	18,8177	$6,4451 \times 10^{-5}$	$2,6016 \times 10^{-4}$

Tabela 74 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,34 V de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,1846×10 ⁶	40,91	0,1334	18,8177	6,4451×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0237		1,0298		2,5765×10 ⁻⁴
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0196	1,0486	1,0229	1,0596	2,5948×10 ⁻⁴

Tabela 75 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 – cada pulso tem 0,34 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	5,5042	4,8872	-11,21	4,8674	-11,57	4,5467	-17,40
Laço menor 2	5,4817	4,9027	-10,56	4,8756	-11,06	4,4618	-18,61
Laços menores	10,9860	9,7900	-10,89	9,7430	-11,31	9,0085	-18,00
Laço externo	195,4682	194,2588	-0,62	193,4129	-1,05	192,6210	-1,46
Total	206,4542	204,0488	-1,17	203,1559	-1,60	201,629	-2,34

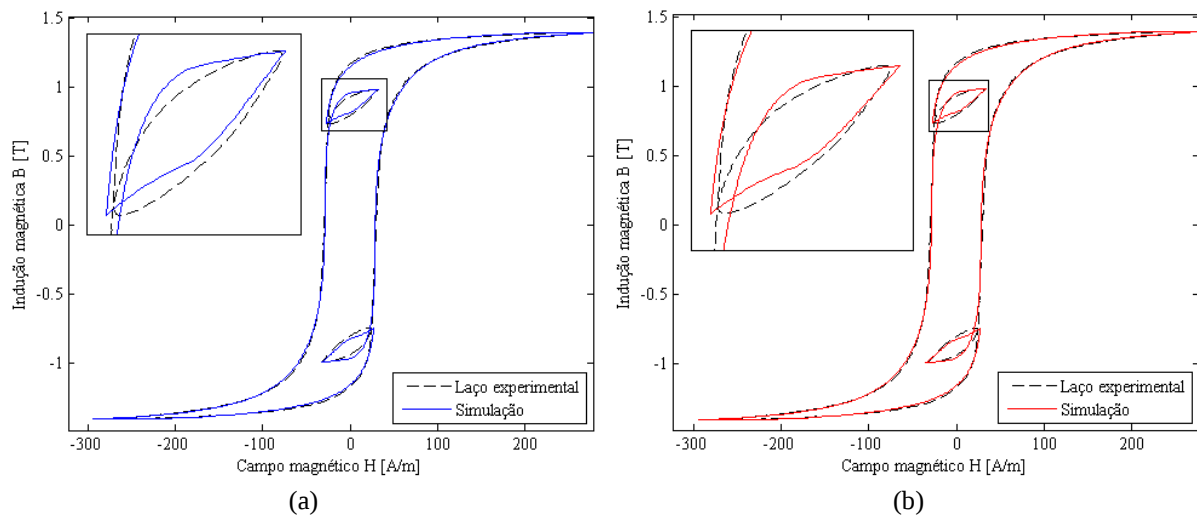


Figura 101 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,34 V de amplitude).

Nesse segundo exemplo, foram utilizados os parâmetros descritos na Tabela 76; fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T. Os resultados estão na Tabela 77. Na Tabela 78, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 102.

Tabela 76 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 2 laços menores (de amplitude total 0,4 T) provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,1861 \times 10^6$	40,62	0,1448	18,9979	$6,3813 \times 10^{-5}$	$3,1764 \times 10^{-4}$
1,20	$1,1861 \times 10^6$	35,18	0,1787	28,7514	$8,6314 \times 10^{-5}$	$7,1218 \times 10^{-4}$

Tabela 77 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
$1,1861 \times 10^6$	40,62	0,1448	18,9979	$6,3813 \times 10^{-5}$
Simulação JA^{-1} modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		Valor do R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0214		1,0215		$2,8958 \times 10^{-4}$
Simulação JA^{-1} modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		Par de R para o laço menor 2		$Fitness$
1,0113	1,0534	1,0109	1,0475	$2,7040 \times 10^{-4}$

Tabela 78 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 – cada pulso tem 0,68 V de amplitude); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	22,4524	22,3107	-0,63	22,6010	0,66	19,0244	-15,27
Laço menor 2	22,1923	22,3148	0,55	22,5799	1,75	19,4938	-12,16
Laços menores	44,6447	44,6255	-0,04	45,1809	1,20	38,5182	-13,72
Laço externo	195,8460	194,4389	-0,72	193,5715	-1,16	192,5875	-1,66
Total	240,4907	239,0644	-0,59	238,7524	-0,72	231,1057	-3,90

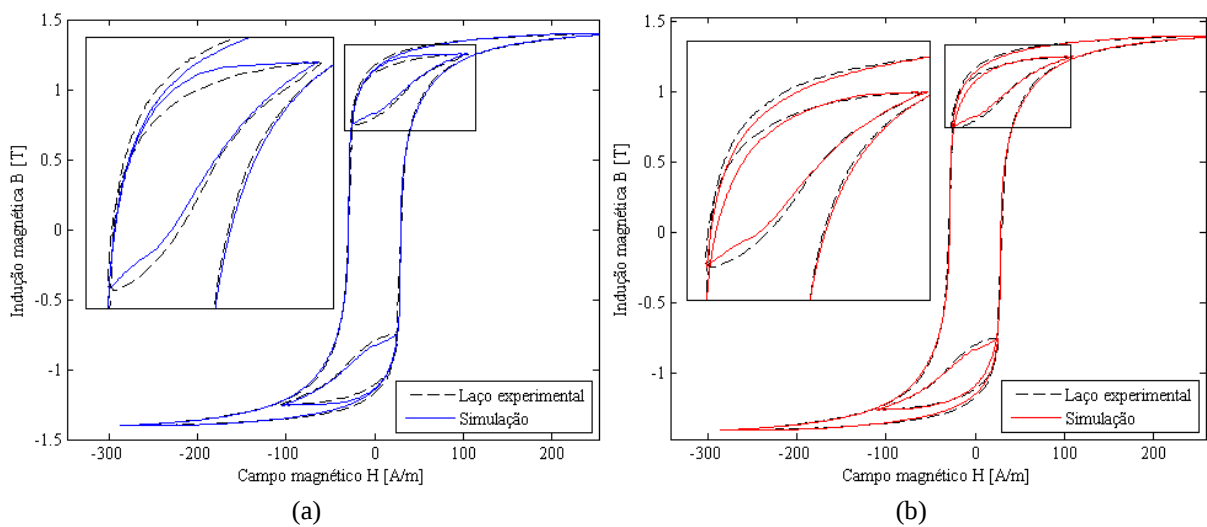


Figura 102 – Verificação da resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. Os laços possuem $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição de uma tensão quadrada com 1 pulso em cada semiciclo: caso 3 (cada pulso tem 0,68 V de amplitude).

4.4.4 Sobre a modelagem dos laços de histerese com laços menores gerados por ondas de tensão quadradas com um pulso em cada semiciclo

Com base nos resultados e nas análises descritas nesta dissertação, é possível afirmar que a aplicação local do parâmetro R não é uma garantia de que os laços menores gerados a partir do modelo JA^{-1} modificado proposto em [23] se ajustem de modo adequado aos laços menores experimentais. O uso do parâmetro R é, na verdade, uma tentativa de adequar o modelo JA^{-1} a algo para o qual ele não foi concebido. Portanto, critérios razoáveis de julgamento devem ser utilizados a fim de determinar se os referidos ajustes dos laços menores são, ou não, eficazes.

É difícil estabelecer contornos exatos das regiões de bom desempenho de cada versão do modelo JA^{-1} . O interesse desse estudo está na modelagem correta dos laços menores. Em última instância, isso significa que os erros entre as perdas por histerese, previstas pelo modelo e experimentais, relacionadas à cada um dos laços menores e ao laço externo deveriam ser idealmente nulos. Na tentativa de realizar uma avaliação coerente, optou-se por montar quadros gerais qualitativos que assinalam quando a utilização de determinada versão do modelo JA^{-1} produz, ou não, valores de perdas nos laços menores próximos aos valores de perdas encontrados nos laços menores experimentais. O critério aqui adotado foi o seguinte: em cada análise realizada, valida-se a versão do modelo JA^{-1} utilizada na modelagem, se o erro percentual da previsão do modelo em relação ao valor experimental, relativo somente ao total de perdas por histerese nos laços menores, for menor ou igual, em valor absoluto, a 10 %.

Essa análise não tem a pretensão de descrever exatamente o comportamento do modelo JA^{-1} na modelagem específica de cada laço menor que porventura venha ocorrer no laço de histerese. Mas sim de fazer apontamentos sobre qual versão do modelo JA^{-1} analisada é mais vantajosa em determinada região em que se encontra o laço menor a ser modelado. Para isso, os laços menores foram divididos em três regiões de acoplamento ao ramo ascendente do laço de histerese: inferior, central e superior. A região central compreende a porção do ramo ascendente localizada entre $-B_p/2$ e $+B_p/2$. Logicamente, as regiões inferior e superior compreendem respectivamente as porções localizadas abaixo de $-B_p/2$ e acima de $+B_p/2$. No quadro geral de resposta do modelo JA^{-1} apresentado na Tabela 79, por exemplo, nota-se que o modelo JA^{-1} original tem facilidade em modelar laços menores de amplitude pico a pico iguais a 0,5 e a 0,8 T, e situados nas regiões central ou superior do laço de histerese; o que não ocorre com laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,1 ou 0,2 T situados na região central.

Tabela 79 – Quadro geral de respostas do modelo JA⁻¹ original relacionadas à modelagem dos laços menores.

Regiões de ocorrência dos laços menores no ramo ascendente do laço de histerese:	B_p [T]	Amplitude pico a pico dos laços menores [T]				
		0,1	0,2	0,4	0,5	0,8
Superior	1,4	×	✓	–	×	✓
	1,2	✓	✓	–	✓	✓
	1,0	–	–	–	✓	✓
	0,6	×	×	–	–	–
	0,3	×	✓	–	–	–
Central	1,4	×	×	–	✓	✓
	1,2	×	×	–	✓	✓
	1,0	–	×	–	✓	✓
	0,8	–	×	–	–	–
	0,6	×	×	–	–	–
	0,4	–	×	–	–	–
	0,3	×	–	–	–	–
Inferior	1,4	–	×	✓	–	–
	1,2	–	✓	✓	–	–

Observando o quadro geral de resposta do modelo JA⁻¹ apresentado na Tabela 80, percebe-se que não é tão vantajoso utilizar a versão modificada 1 para modelar laços menores de amplitude pico a pico iguais a 0,5 e 0,8 T e situados nas regiões central e superior dos laços de histerese, uma vez que o próprio modelo original já consegue realizar bem essa tarefa. Essa tabela também revela que na modelagem de laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,1 T, essa metodologia é ineficaz. Contudo, fica evidente que é vantajoso utilizar essa metodologia quando se tem laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,2 T situados na parte central de laços com B_p entre 1,0 e 0,6 T.

O mesmo tipo de quadro qualitativo foi feito para ilustrar o desempenho da versão modificada 2 do modelo JA⁻¹. O quadro geral de resposta desta versão do modelo JA⁻¹ está na Tabela 81. Nota-se o bom desempenho no ajuste dos laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,2 T situados na parte superior dos laços. Teve-se um bom desempenho também no ajuste dos laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,1 T situados na parte superior dos laços com B_p superior a 1,0 T. Além do mais, fica evidente que é vantajoso utilizar essa metodologia quando se tem laços menores de amplitude pico a pico igual a 0,2 T situados na parte central de laços com B_p entre 1,0 e 0,4 T. Fora isso, o desempenho dessa metodologia manteve-se nos mesmos padrões do modelo original e do modelo modificado 1.

Tabela 80 – Quadro geral de respostas do modelo JA⁻¹ modificado 1 relacionadas à modelagem dos laços menores.

Regiões de ocorrência dos laços menores no ramo ascendente do laço de histerese:	B_p [T]	Amplitude pico a pico dos laços menores [T]				
		0,1	0,2	0,4	0,5	0,8
Superior	1,4	×	✓	–	×	✓
	1,2	×	×	–	✓	✓
	1,0	–	–	–	✓	✓
	0,6	×	✓	–	–	–
	0,3	×	✓	–	–	–
Central	1,4	×	×	–	✓	✓
	1,2	×	×	–	✓	✓
	1,0	–	✓	–	✓	✓
	0,8	–	✓	–	–	–
	0,6	×	✓	–	–	–
	0,4	–	×	–	–	–
	0,3	×	–	–	–	–
Inferior	1,4	–	×	✓	–	–
	1,2	–	✓	✓	–	–

Tabela 81 – Quadro geral de respostas do modelo JA⁻¹ modificado 2 relacionadas à modelagem dos laços menores.

Regiões de ocorrência dos laços menores no ramo ascendente do laço de histerese:	B_p [T]	Amplitude pico a pico dos laços menores [T]				
		0,1	0,2	0,4	0,5	0,8
Superior	1,4	✓	✓	–	✓	✓
	1,2	✓	✓	–	✓	✓
	1,0	–	–	–	✓	✓
	0,6	×	✓	–	–	–
	0,3	×	✓	–	–	–
Central	1,4	×	×	–	✓	×
	1,2	×	×	–	✓	✓
	1,0	–	✓	–	✓	✓
	0,8	–	✓	–	–	–
	0,6	×	✓	–	–	–
	0,4	–	✓	–	–	–
	0,3	×	–	–	–	–
Inferior	1,4	–	×	×	–	–
	1,2	–	✓	✓	–	–

Não é possível, portanto, estabelecer com exatidão qual dentre as duas metodologias analisadas é a mais proveitosa e se, em qualquer circunstância, a maneira de acertar os laços menores simulados via parâmetro R vai gerar os resultados esperados. Essa é uma questão complexa, e como se viu, por vezes é indiferente o uso de qualquer uma destas duas metodologias, sendo mais cômodo em certas ocasiões o uso do próprio modelo original.

Vale ressaltar que em todos os casos analisados até aqui, no tocante aos ajustes dos laços menores, não houve diminuição significativa dos valores de *Fitness* quando se corrige a resposta do modelo JA^{-1} via parâmetro R .

4.4.5 Onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1

Repetiu-se a análise apresentada ao longo das seções 4.4.1 à 4.4.4, substituindo-se a forma de onda de tensão quadrada com um pulso em cada semiciclo por uma onda de tensão do tipo PWM–2N senoidal, com fator de modulação igual a 0,5, frequência da portadora igual a 6 Hz e frequência do sinal modulante igual a 1 Hz. Configurando, assim, o caso 1. Nesse caso, o laço de histerese resultante possui 5 laços menores, 3 deles acoplados ao ramo ascendente e 2 deles acoplados ao ramo descendente, como mostrado na Fig. 103.

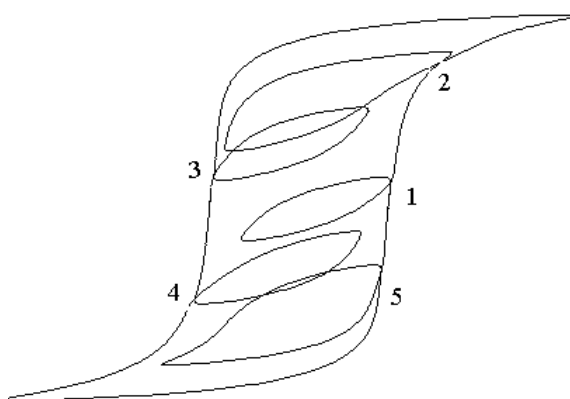


Figura 103 – Apresentação da codificação utilizada na identificação dos laços menores. O laço foi obtido através de uma onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1.

Os valores das amplitudes pico a pico de cada laço menor variam entre si, isto é, cada laço menor pode possuir uma amplitude pico a pico específica e diferente das amplitudes pico a pico dos demais; e variam em termos absolutos quando se muda o valor de B_p . Os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4, 1,2, 1,0, 0,6 e 0,3 T. No entanto, somente serão apresentados alguns dos resultados obtidos, especificamente os casos de indução de pico iguais a 1,4 T e 0,3 T.

Os demais resultados, embora não apresentados, serviram de base para a conclusão

que se obteve acerca desse assunto e que é abordada ao final desta seção. Para cada um dos laços menores, foram determinados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} , vide Tabela 82 (fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T), e também os valores do parâmetro R segundo as duas versões modificadas do modelo JA^{-1} .

Na sequência do texto, são expostas as tabelas contendo, além desses parâmetros, os valores das perdas ocorridas em cada situação analisada, bem como as diferenças percentuais das perdas calculadas para os laços simulados em relação às perdas calculadas para os laços experimentais.

Tabela 82 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 5 laços menores provenientes da imposição de uma onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1.

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,2407 \times 10^6$	45,91	0,1903	32,3355	$9,4727 \times 10^{-5}$	$5,5285 \times 10^{-4}$
0,30	$1,2407 \times 10^6$	38,84	0,4434	139,022	$2,9754 \times 10^{-4}$	$1,8104 \times 10^{-3}$

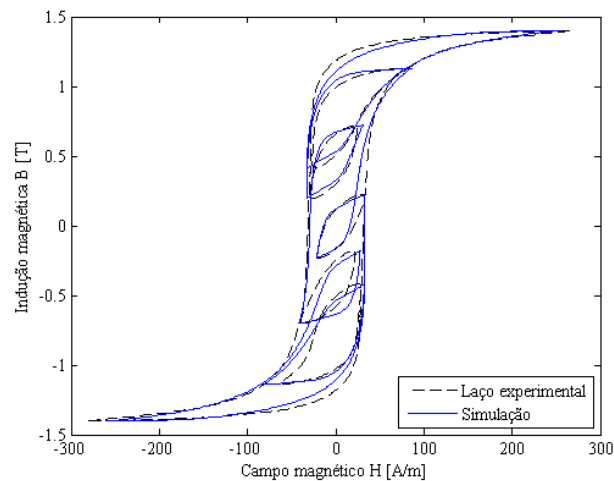
Na primeira análise, com B_p igual a 1,4 T, foram utilizados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} descritos na Tabela 82. Os resultados estão na Tabela 83. Na Tabela 84, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 104.

Tabela 83 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1.

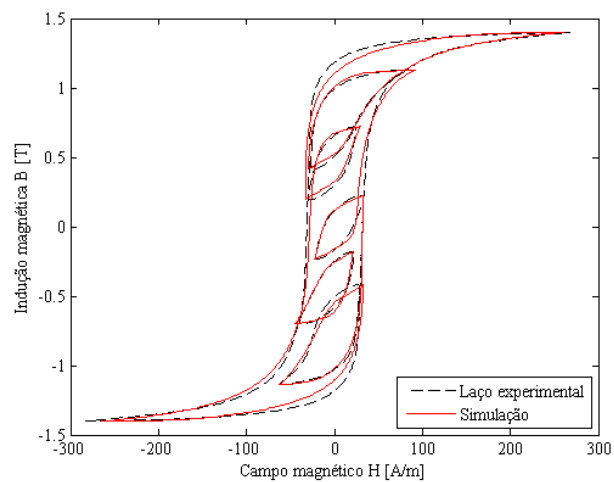
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,2407×10 ⁶	45,91	0,1903	32,3355	9,4727×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		0,1979		$Fitness$
Valor do R para o laço menor 2		1,0370		4,9762×10 ⁻⁴
Valor do R para o laço menor 3		1,0029		
Valor do R para o laço menor 4		1,3231		
Valor do R para o laço menor 5		0,9564		
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		1,3537	−0,3650	$Fitness$
Par de R para o laço menor 2		1,0470	0,9934	4,6020×10 ⁻⁴
Par de R para o laço menor 3		0,9656	1,0805	
Par de R para o laço menor 4		1,3135	1,3238	
Par de R para o laço menor 5		0,9043	1,0376	

Tabela 84 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM-2N senoidal: caso 1); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	11,5377	9,1675	-20,54	11,1443	-3,41	11,0446	-4,27
Laço menor 2	29,2252	32,6653	11,77	32,6733	11,80	29,9625	2,52
Laço menor 3	15,1037	14,4328	-4,44	14,4330	-4,44	13,1889	-12,68
Laço menor 4	14,6814	14,3514	-2,25	14,5747	-0,73	14,7022	0,14
Laço menor 5	28,2094	32,9697	16,87	32,4287	14,96	26,4889	-6,10
Laços menores	98,7575	103,5867	4,89	105,2541	6,58	95,3871	-3,41
Laço externo	207,8324	193,4548	-6,92	200,3881	-3,58	197,7532	-4,85
Total	306,5899	297,0415	-3,11	305,6422	-0,31	293,1403	-4,39



(a)



(b)

Figura 104 – Resposta do modelo JA^{-1} original (a) e modificado 2 (b) no acerto de laços menores. Os laços possuem $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através de uma onda de tensão PWM-2N senoidal: caso 1.

Na segunda análise, com B_p é igual a 0,3 T, foram utilizados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} descritos na Tabela 82. Os resultados estão na Tabela 85. A Tabela 86 apresenta as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 105.

Tabela 85 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 0,3$ T e obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
$1,2407 \times 10^6$	38,84	0,4434	139,022	$2,9754 \times 10^{-4}$
Simulação JA^{-1} modificado 1				
Valor do R para o laço menor 1		−0,8926		$Fitness$
Valor do R para o laço menor 2		1,0690		$1,2386 \times 10^{-3}$
Valor do R para o laço menor 3		0,7206		
Valor do R para o laço menor 4		1,3926		
Valor do R para o laço menor 5		0,9580		
Simulação JA^{-1} modificado 2				
Par de R para o laço menor 1		−1,1571	−0,4568	$Fitness$
Par de R para o laço menor 2		1,0499	1,0656	$1,2187 \times 10^{-3}$
Par de R para o laço menor 3		0,7322	0,7410	
Par de R para o laço menor 4		1,1849	1,6484	
Par de R para o laço menor 5		0,9815	0,9394	

Tabela 86 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 0,3$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	0,5996	0,0885	–85,24	0,5202	–13,24	0,4930	–17,78
Laço menor 2	1,4146	1,0957	–22,54	1,0935	–22,70	1,1081	–21,67
Laço menor 3	0,7773	0,3570	–54,07	0,6830	–12,13	0,6626	–14,76
Laço menor 4	0,8169	0,2705	–66,89	0,4559	–44,19	0,5290	–35,24
Laço menor 5	1,6039	1,3774	–14,12	1,4862	–7,34	1,5222	–5,09
Laços menores	5,2124	3,1891	–38,82	4,2388	–18,68	4,3149	–17,22
Laço externo	16,7964	16,1144	–4,06	17,3595	3,35	17,3254	3,15
Total	22,0087	19,3034	–12,29	21,5983	–1,86	21,6403	–1,67

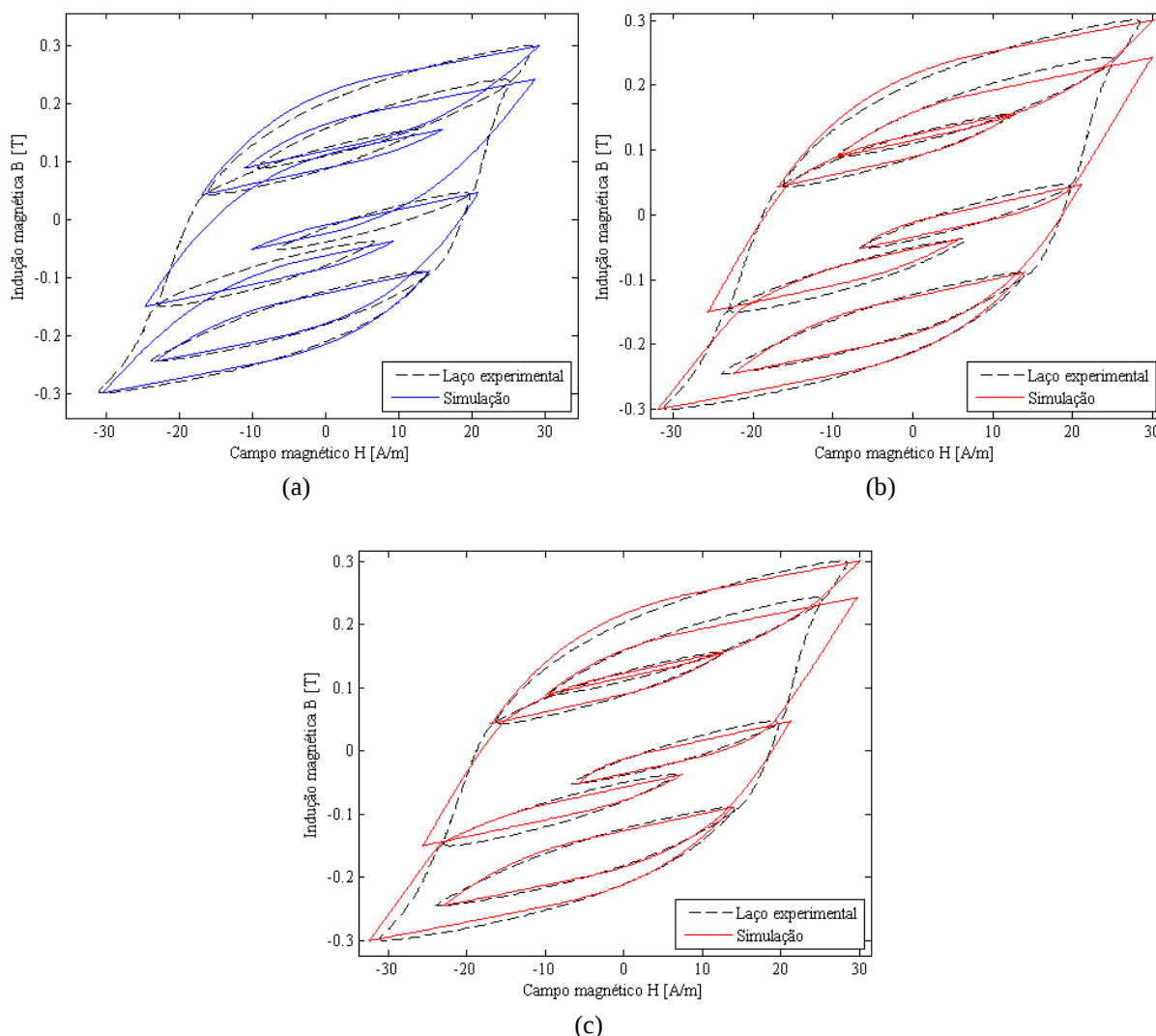


Figura 105 – Resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem $B_p = 0,3$ T. O laço experimental foi obtido através de uma onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 1.

Na tentativa de realizar uma avaliação coerente, optou-se por montar um quadro geral qualitativo, envolvendo todos os casos analisados, que assinala quando a utilização de determinada versão do modelo JA^{-1} produz, ou não, valores de perdas, em cada um dos laços menores, próximos aos valores de perdas encontrados em seus respectivos laços menores experimentais. Esse quadro contempla também uma avaliação sobre o cálculo do total de perdas ocorridas nos laços menores. O critério adotado foi o seguinte: em cada análise realizada, valida-se a versão do modelo JA^{-1} utilizada na modelagem, se a diferença percentual do item sob avaliação pertencente ao laço simulado não superar, em valor absoluto, 10 % em relação ao item sob avaliação pertencente ao laço experimental.

O quadro geral da aplicação do modelo JA^{-1} em laços de histerese provenientes da imposição de ondas de tensão PWM–2N senoidal com fator de modulação 0,5, frequência da

Tabela 87 – Quadro geral de respostas do modelo JA^{-1} original, modificado 1 e modificado 2 relacionadas à modelagem dos laços menores presentes nos laços de histerese advindos da imposição de tensões PWM–2N senoidal com fator de modulação 0,5, frequência da portadora 6 Hz e frequência do sinal modulante 1 Hz.

Versões utilizadas:	B_p [T]	Número dos laços menores					Todos os laços menores
		1	2	3	4	5	
Original	1,4	×	×	✓	✓	×	✓
	1,2	×	✓	✓	×	✓	✓
	1,0	×	✓	×	×	✓	✓
	0,6	×	✓	×	×	✓	×
	0,3	×	×	×	×	×	×
Modificado 1	1,4	✓	×	✓	✓	×	✓
	1,2	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1,0	×	✓	✓	×	✓	✓
	0,6	✓	✓	✓	×	✓	✓
	0,3	×	×	×	×	✓	×
Modificado 2	1,4	✓	✓	×	✓	✓	✓
	1,2	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	1,0	✓	✓	✓	✓	✓	✓
	0,6	×	✓	✓	×	✓	✓
	0,3	×	×	×	×	✓	×

portadora 6 Hz e frequência do sinal modulante 1 Hz, indicado na Tabela 87, por exemplo, revela que o modelo JA^{-1} original teve facilidade em modelar os laços menores 2 e 5 dos laços com B_p igual a 0,6, 1,0 e 1,2 T. Isso significa que as perdas, tanto no laço menor 2 quanto no 5, calculadas através do modelo original, possuem um erro, em módulo, menor do que 10 % em relação às respectivas perdas calculadas através do laço experimental. Além do que, com respeito à perda total nos laços menores, o modelo original conseguiu retornar valores dentro da margem de ± 10 % para os laços de histerese com B_p igual a 1,0, 1,2 e 1,4 T. Porém, isto não ocorreu para laços de histerese com B_p igual a 0,6 T e 0,3 T.

De fato, com a utilização das versões do modelo JA^{-1} “modificado 1” e “modificado 2” houve uma reconfiguração do quadro geral de respostas. O laço menor 1, por exemplo, passou a ser melhor representado, principalmente nos laços de histerese com B_p igual a 1,2 ou 1,4 T. De uma maneira geral, houve um avanço na representação dos laços menores através das versões modificadas do modelo JA^{-1} . Além disso, é possível notar vários avanços pontuais em relação à versão original. Uma comparação direta dos quadros que ilustram as respos-

tas das versões “modificado 1” e “modificado 2” leva à conclusão de que esta última é levemente superior à primeira, no que diz respeito à abrangência de casos em que as perdas dos laços menores simulados ficaram dentro da margem de erro absoluto de 10 %, pois, no quesito precisão, elas empatam. Em todos os casos analisados até aqui, no tocante aos ajustes dos laços menores, não houve diminuição significativa dos valores de *Fitness* quando se corrige a resposta do modelo JA^{-1} via parâmetro R .

4.4.6 Onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2

Repetiu-se a análise da seção anterior, utilizando-se uma onda de tensão do tipo PWM–2N senoidal com fator de modulação igual a 0,5, frequência da portadora igual a 11 Hz e frequência do sinal modulante igual a 1 Hz. Configurando, assim, o caso 2.

Nesse caso, o laço de histerese resultante possui 10 laços menores, 5 deles acoplados ao ramo ascendente e 5 deles acoplados ao ramo descendente, como ilustrado na Fig. 106.

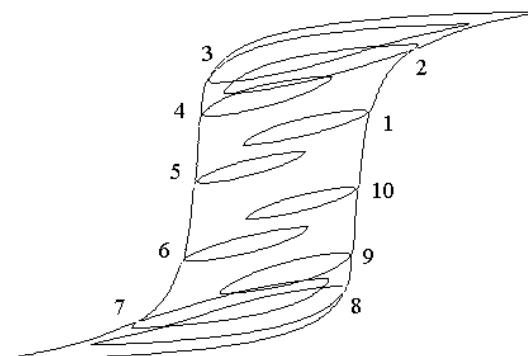


Figura 106 – Apresentação da codificação utilizada na identificação dos laços menores. O laço foi obtido através de uma onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2.

Os valores das amplitudes pico a pico de cada laço menor são variados, isto é, cada laço menor pode possuir uma amplitude pico a pico específica e diferente das amplitudes pico a pico dos demais; e variam em termos absolutos quando se muda o valor de B_p . Os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4 T, 1,2 T, 1,0 T, 0,6 T e 0,3 T. No entanto, somente serão apresentados alguns dos resultados obtidos, especificamente os casos de indução de pico iguais a 1,4 T e 0,3 T. Os demais resultados, embora não apresentados, serviram de base para a conclusão que se obteve acerca desse assunto e que é abordada ao final desta seção. Para cada laço menor, foram determinados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} , vide Tabela 88 (fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T), e também os valores do parâmetro R , segundo as duas versões modificadas do modelo JA^{-1} .

Tabela 88 – Resultados da busca dos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese com 10 laços menores provenientes da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2.

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,2344 \times 10^6$	50,93	0,1790	29,8151	$8,6367 \times 10^{-5}$	$6,1488 \times 10^{-4}$
0,30	$1,2344 \times 10^6$	69,14	0,6847	359,003	$8,3366 \times 10^{-4}$	$2,0611 \times 10^{-3}$

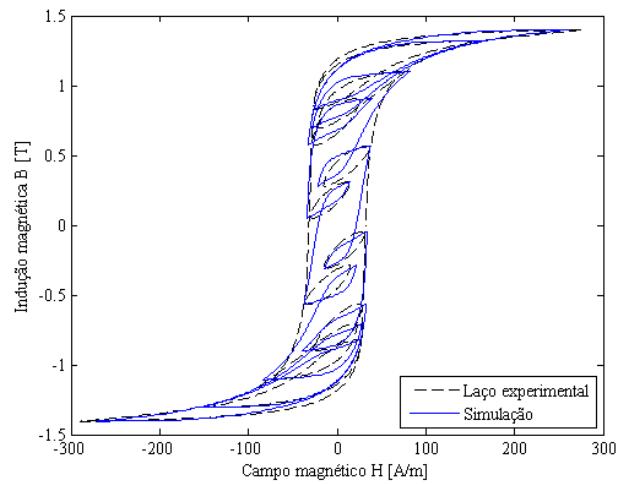
Na sequência do texto, serão expostas as tabelas contendo, além desses parâmetros, os valores das perdas ocorridas em cada situação analisada, bem como as diferenças percentuais das perdas magnéticas calculadas nos laços simulados em relação às perdas calculadas nos laços experimentais.

Na primeira análise, com B_p igual a 1,4 T, foram utilizados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} descritos na Tabela 88. Os resultados estão na Tabela 89.

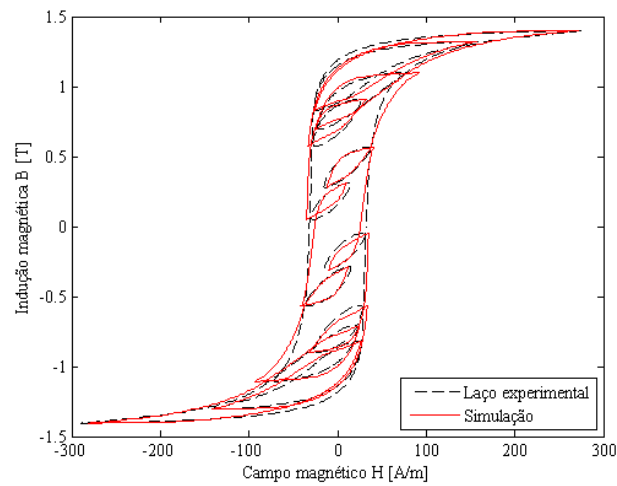
Na Tabela 90, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 107.

Tabela 89 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 1,4$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2.

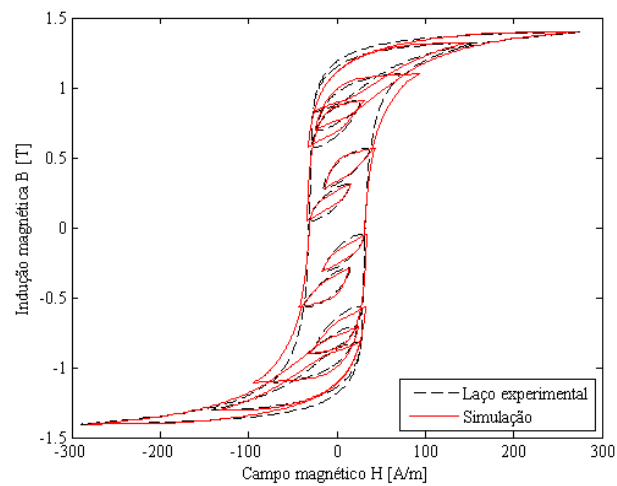
M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
1,2344×10 ⁶	50,93	0,1790	29,8151	8,6367×10 ⁻⁵
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
R laço menor 1	1,5486	R laço menor 6	1,5547	$Fitness$ 5,1191×10 ⁻⁴
R laço menor 2	1,0542	R laço menor 7	1,0523	
R laço menor 3	0,9871	R laço menor 8	0,9814	
R laço menor 4	0,9214	R laço menor 9	0,9285	
R laço menor 5	0,5290	R laço menor 10	0,5506	
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R laço menor 1		1,4387; 1,6501		$Fitness$ 4,9743×10 ⁻⁴
Par de R laço menor 2		1,0526; 1,0398		
Par de R laço menor 3		0,9770; 1,0027		
Par de R laço menor 4		0,9043; 0,9941		
Par de R laço menor 5		1,1662; −0,2383		
Par de R laço menor 6		1,4284; 1,6383		
Par de R laço menor 7		1,0541; 1,0334		
Par de R laço menor 8		0,9686; 1,0047		
Par de R laço menor 9		0,9090; 1,0011		
Par de R laço menor 10		1,2268; −0,2640		



(a)



(b)



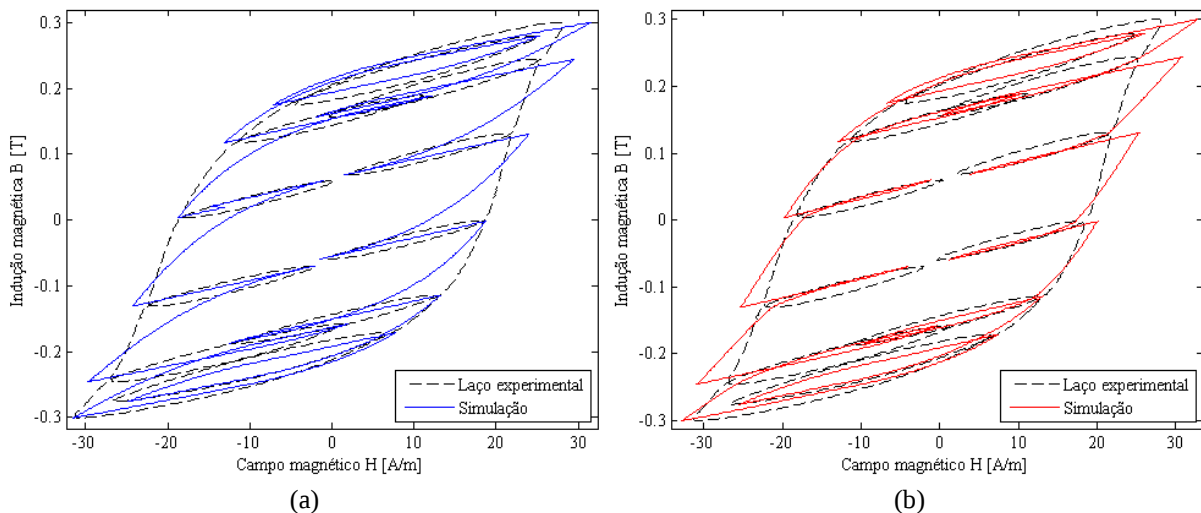
(c)

Figura 107 – Resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. O laço experimental e o laço simulado possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através da imposição, no secundário do dispositivo de caracterização, de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2.

Tabela 90 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 1,4$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	5,8466	3,2975	–43,60	4,8888	–16,38	5,5012	–5,91
Laço menor 2	14,3011	14,7801	3,35	15,4028	7,70	14,8749	4,01
Laço menor 3	24,6000	27,5448	11,97	26,4175	7,39	24,7542	0,63
Laço menor 4	8,5128	7,8100	–8,26	8,0249	–5,73	7,0858	–16,76
Laço menor 5	4,7985	1,7011	–64,55	2,3257	–51,53	3,2341	–32,60
Laço menor 6	5,7462	3,4681	–39,65	4,8947	–14,82	5,3313	–7,22
Laço menor 7	14,1524	15,3025	8,13	15,9852	12,95	15,1708	7,20
Laço menor 8	23,3034	26,7126	14,63	25,4855	9,36	23,1967	–0,46
Laço menor 9	8,7819	7,8262	–10,88	7,9648	–9,30	7,0782	–19,40
Laço menor 10	4,9153	1,9029	–61,29	2,5191	–48,75	3,5108	–28,57
Laços menores	114,9582	110,3459	–4,01	113,9091	–0,91	109,7379	–4,54
Laço externo	213,5420	196,7503	–7,86	217,2514	1,74	216,1537	1,22
Total	328,5002	307,0962	–6,52	331,1605	0,81	325,8916	–0,79

Na segunda análise, com B_p igual a 0,3 T, foram utilizados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} descritos na Tabela 88. Os resultados estão na Tabela 91. Na Tabela 92, são apresentadas as perdas calculadas em cada um dos laços analisados e os respectivos erros percentuais entre os valores teóricos e experimentais. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 108.



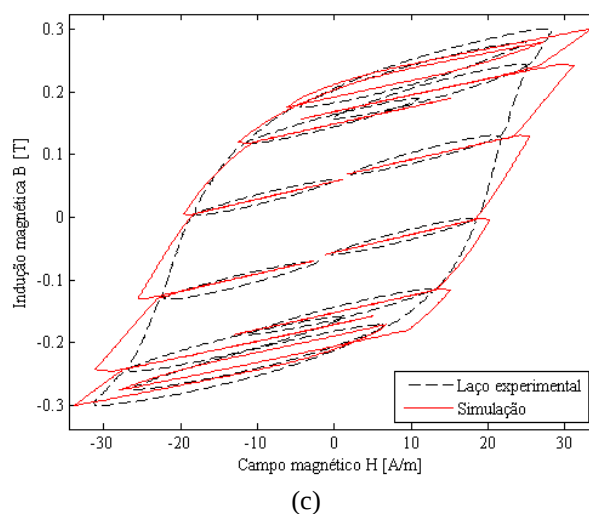


Figura 108 – Resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. Os laços possuem ambos $B_p = 0,3$ T. O laço experimental foi obtido através de uma forma de onda de tensão PWM-2N senoidal: caso 2.

Tabela 91 – Parâmetros do modelo JA^{-1} utilizados na modelagem de um laço de histerese com $B_p = 0,3$ T, obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM-2N senoidal: caso 2.

M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α
$1,2344 \times 10^6$	69,14	0,6847	359,003	$8,3366 \times 10^{-4}$
Simulação JA ⁻¹ modificado 1				
R laço menor 1	1,4793	R laço menor 6	1,4575	$Fitness$
R laço menor 2	1,0770	R laço menor 7	1,0824	$1,7711 \times 10^{-3}$
R laço menor 3	1,0215	R laço menor 8	1,0177	
R laço menor 4	0,8695	R laço menor 9	0,8358	
R laço menor 5	0,4117	R laço menor 10	0,4138	
Simulação JA ⁻¹ modificado 2				
Par de R laço menor 1		$-8,3763 \times 10^{10}$; 39,3543		$Fitness$
Par de R laço menor 2		$-2,6197 \times 10^{10}$; 1,2289		$2,0183 \times 10^{-3}$
Par de R laço menor 3		1,0528; 1,0168		
Par de R laço menor 4		5,8401; $-2,9483$		
Par de R laço menor 5		$1,3724 \times 10^9$; $-0,2717$		
Par de R laço menor 6		$-3,4451 \times 10^{10}$; 1,8219		
Par de R laço menor 7		$-2,5998 \times 10^9$; 1,3478		
Par de R laço menor 8		1,0902; 0,6972		
Par de R laço menor 9		$1,1170 \times 10^{10}$; 0,5742		
Par de R laço menor 10		$5,2876 \times 10^9$; $-0,3281$		

Tabela 92 – Comparação entre: as perdas ocorridas no laço de histerese experimental de $B_p = 0,3$ T (obtido a partir da imposição de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 2); as perdas calculadas para o laço simulado utilizando o modelo JA^{-1} original; e as perdas calculadas para os laços simulados utilizando os modelos JA^{-1} modificado 1 e 2.

Perdas [J/m ³]	Experimental	Simulação JA^{-1} original	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 1	Diferença [%]	Simulação JA^{-1} modificado 2	Diferença [%]
Laço menor 1	0,2322	–0,2085	–189,79	–0,0375	–116,15	–0,0030	–101,29
Laço menor 2	0,4637	–0,0485	–110,46	0,0354	–92,37	–0,0326	–107,03
Laço menor 3	0,6643	0,4693	–29,35	0,4355	–34,44	0,4284	–35,51
Laço menor 4	0,3157	–0,0714	–122,62	0,0996	–68,45	–0,0011	–100,35
Laço menor 5	0,2069	–0,1568	–175,79	0,0049	–97,63	–0,0053	–102,56
Laço menor 6	0,2434	–0,1760	–172,31	–0,0444	–118,24	–0,0214	–108,79
Laço menor 7	0,5432	–0,0349	–106,42	0,0570	–89,51	–0,0069	–101,27
Laço menor 8	0,7618	0,4468	–41,35	0,4150	–45,52	0,4520	–40,67
Laço menor 9	0,3549	–0,0626	–117,64	0,1542	–56,55	0,0021	–99,41
Laço menor 10	0,2026	–0,1537	–175,86	0,0053	–97,38	–0,0003	–100,15
Laços menores	3,9887	0,0036	–99,91	1,1251	–71,79	0,8119	–79,64
Laço externo	17,1101	16,1501	–5,61	17,6002	2,86	18,1976	6,36
Total	21,0988	16,1537	–23,44	18,7252	–11,25	19,0094	–9,90

Finaliza-se esta seção repetindo a análise realizada na seção anterior, conforme indicado na Tabela 93. A análise dessa tabela revela que o modelo JA^{-1} original tem facilidade em modelar poucos laços menores e que esses casos de sucesso, além de estarem esparsos no quadro geral de respostas, não passam de 2 ou 3 laços menores em cada laço de histerese avaliado. De fato, com a utilização das versões do modelo JA^{-1} “modificado 1” e “modificado 2”, houve uma reconfiguração do quadro geral de respostas. É bem verdade que a versão “modificado 1” não adicionou tantos casos de sucesso quanto era desejado, limitando-se a incorporar apenas 3 casos novos de sucesso. Por outro lado, a versão “modificado 2” proporcionou uma expressiva reconfiguração desse quadro; vale reparar que os casos de sucesso estão todos aglutinados em núcleos e esses núcleos compreendem somente laços menores pertencentes a laços de histerese com B_p maior do que 1,0 T. Essa pode ser uma tendência da qual não se pode escapar: à medida em que se aumenta o número de laços menores no laço de histerese, o modelo JA^{-1} torna-se adequado somente para laços com induções de pico elevadas.

Em todos os casos analisados até aqui, no tocante aos ajustes dos laços menores, não houve diminuição significativa dos valores de *Fitness* quando se corrige a resposta do modelo JA^{-1} via parâmetro R .

Tabela 93 – Quadro geral de respostas do modelo JA^{-1} original, modificado 1 e modificado 2 relacionadas à modelagem dos laços menores presentes nos laços de histerese advindos da utilização de ondas de tensão PWM–2N senoidal com fator de modulação 0,5, frequência da portadora 11 Hz e frequência do sinal modulante 1 Hz.

Versões utilizadas:	B_p [T]	Número dos laços menores										Todos os laços menores
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
Original	1,4	x	✓	x	✓	x	x	✓	x	x	x	✓
	1,2	x	✓	x	x	x	x	✓	x	x	x	✓
	1,0	x	x	✓	x	x	x	✓	✓	x	x	x
	0,6	x	x	✓	x	x	x	x	x	x	x	x
	0,3	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Modificado 1	1,4	x	✓	✓	✓	x	x	x	✓	✓	x	✓
	1,2	x	✓	x	x	x	x	✓	x	x	x	✓
	1,0	x	✓	✓	x	x	x	✓	✓	x	x	x
	0,6	x	x	✓	x	x	x	x	x	x	x	x
	0,3	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
Modificado 2	1,4	✓	✓	✓	x	x	✓	✓	✓	x	x	✓
	1,2	✓	✓	✓	✓	x	✓	✓	✓	✓	x	✓
	1,0	x	✓	✓	✓	x	x	✓	✓	x	x	x
	0,6	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x
	0,3	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x	x

4.4.7 Onda de tensão PWM–2N senoidal: caso 3

Por fim, repetiu-se a análise da última seção, substituindo-se a forma de onda de tensão por uma onda de tensão do tipo PWM–2N senoidal com fator de modulação igual a 0,6, frequência da portadora igual a 21 Hz e frequência do sinal modulante igual a 1 Hz. Nesse caso, o laço de histerese resultante possui 20 laços menores, 10 deles acoplados ao ramo ascendente e 10 deles acoplados ao ramo descendente, como mostrado na Fig. 109. Os valores de pico da indução foram estabelecidos iguais a 1,4 T e 0,2 T. Para cada um deles, foram determinados os cinco parâmetros fundamentais do modelo JA^{-1} , vide Tabela 94.

No entanto, a princípio, nem mesmo o modelo JA^{-1} original funcionou. Não foi possível determinar os valores das perdas através do laço simulado. Além disso, por mais que se gaste tempo e esforço computacional no uso das versões modificado 1 e 2, nada se altera no aspecto geral do laço simulado. Os resultados gráficos dessa análise podem ser visualizados na Fig. 110 e na Fig. 111.

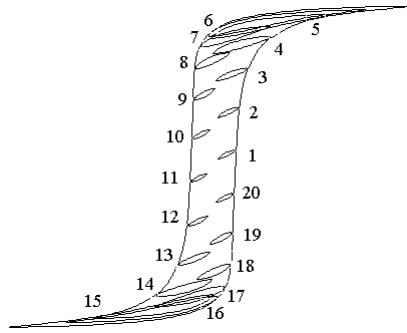


Figura 109 – Apresentação da codificação utilizada na identificação dos laços menores. O laço foi obtido através de uma onda de tensão PWM–2N senoidal com fator de modulação 0,6, frequência da portadora 21 Hz e frequência do sinal modulante 1 Hz.

Tabela 94 – Resultados da busca pelos parâmetros do modelo JA^{-1} aplicado a laços de histerese provenientes da imposição de uma onda de tensão PWM–2N senoidal com fator de modulação 0,6, frequência da portadora 21 Hz e frequência do sinal modulante 1 Hz. Fixou-se o parâmetro M_s referente ao laço com $B_p = 1,4$ T.

B_p [T]	M_s [A/m]	k [A/m]	c	a [A/m]	α	<i>Fitness</i>
1,40	$1,2395 \times 10^6$	65,54	0,2505	28,2620	$7,7773 \times 10^{-5}$	$6,8198 \times 10^{-4}$
0,20	$1,2395 \times 10^6$	141,22	0,8870	1513,21	$3,5911 \times 10^{-3}$	$1,5507 \times 10^{-3}$

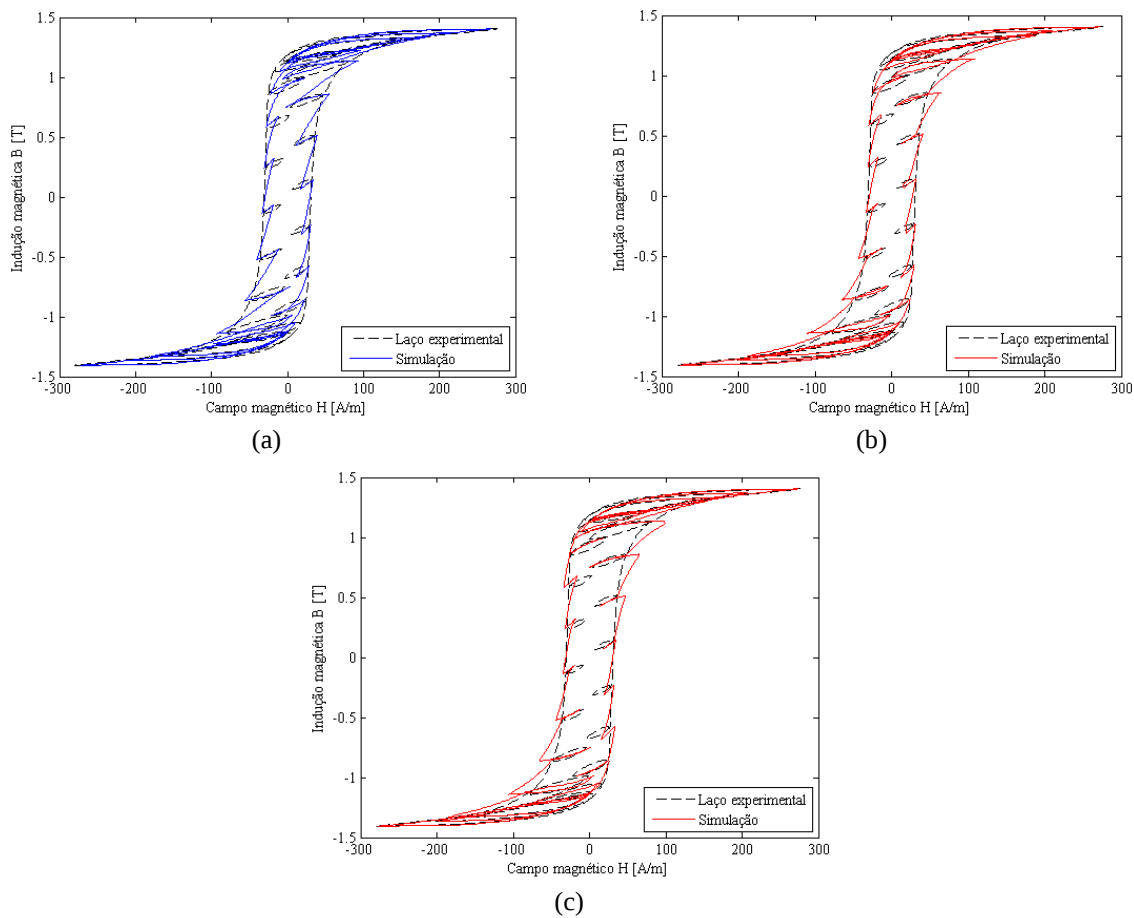


Figura 110 – Resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. Os laços possuem ambos $B_p = 1,4$ T. O laço experimental foi obtido através de uma forma de onda de tensão PWM–2N senoidal com fator de modulação igual a 0,6, frequência da portadora igual a 21 Hz e frequência do sinal modulante igual a 1 Hz.

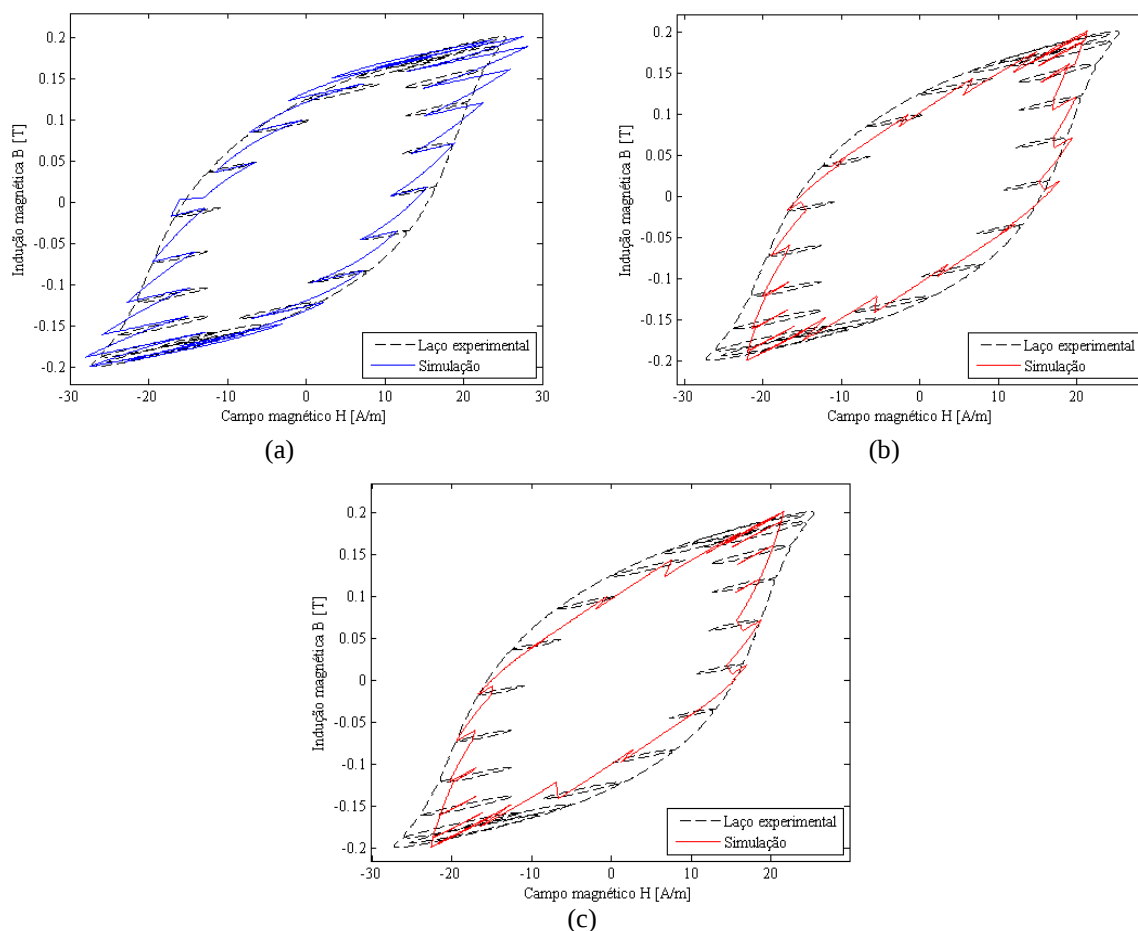


Figura 111 – Resposta do modelo JA^{-1} original (a), modificado 1 (b) e modificado 2 (c) no acerto de laços menores. Os laços possuem ambos $B_p = 0,2$ T. O laço experimental foi obtido através de uma forma de onda de tensão PWM-2N senoidal com fator de modulação igual a 0,6, frequência da portadora igual a 21 Hz e frequência do sinal modulante igual a 1 Hz.

De todas as análises realizadas neste capítulo, conclui-se que o modelo JA^{-1} é, de fato, uma importante ferramenta nos estudos do fenômeno da histerese magnética. Contudo, a sua aplicação em situações em que a magnetização do material se dá de uma maneira mais complexa faz com que a sua utilização fique restrita a alguns casos específicos, tendo em vista que nem sempre é possível confiar nos resultados que o mesmo fornece. Como mencionado, a aplicação local do parâmetro R não é uma garantia de que os laços menores gerados a partir do modelo JA^{-1} se ajustem aos laços menores experimentais. O uso do parâmetro R é, na verdade, uma tentativa de adequar o modelo JA^{-1} a algo para o qual ele não foi concebido. Quando se trata de laços de histerese com poucos laços menores, por vezes é indiferente o uso desta ou daquela metodologia de emprego de valores de R (JA^{-1} modificado 1 ou 2), sendo mais cômodo em certas ocasiões o uso do próprio modelo original. Por outro lado, quando se trata de configurações mais complexas dos laços de histerese, i.e., de laços de histerese contendo vários laços menores e de diferentes aspectos entre si, pode-se dizer que a versão JA^{-1} modificado 2 é levemente superior em relação às demais.

5 Modelos de perdas magnéticas e algoritmos para a obtenção de seus parâmetros

5.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados modelos de perdas magnéticas, tendo como base o modelo proposto por Bertotti [4, 5], e algoritmos desenvolvidos com base no método heurístico *SFLA* para obtenção de seus parâmetros. Além disso, é apresentada a validação experimental destes modelos quando aplicados a formas de onda de indução dos tipos senoidal e trapezoidal, as quais não possuem mínimos locais e, portanto, não geram laços menores.

5.2 O modelo de perdas magnéticas de Bertotti

No modelo proposto por Bertotti, a perda magnética total, W_{total} [J/kg], é subdividida em três parcelas distintas do ponto de vista fenomenológico, quais sejam: as perdas por histerese W_h [J/kg], as perdas por correntes circulantes (ou clássicas), W_{cl} [J/kg], e as perdas em excesso (ou anômalas), W_{exc} [J/kg]. Assim,

$$W_{total} = W_h + W_{cl} + W_{exc}; \quad (96)$$

com:

$$W_h = \frac{1}{m_v} \int_{B(0)}^{B(T)} H(t) \cdot dB(t); \quad (97)$$

$$W_{cl} = \frac{\sigma d^2}{12 f_0 m_v} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt; \text{ e} \quad (98)$$

$$W_{exc} = \frac{\sqrt{\sigma G V_0 S}}{f_0 m_v} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1,5} dt. \quad (99)$$

Sendo:

m_v : densidade volumétrica do material [kg/m³];

σ : condutividade elétrica do material [S/m];

d : espessura nominal da amostra [m];

T : período da onda de indução [s];

- f_0 : frequência fundamental da onda de indução [Hz];
 $B(t)$: indução magnética presente na amostra [T];
 G : constante adimensional (igual a 0,1356);
 V_0 : parâmetro que caracteriza a distribuição estatística interna dos campos coercitivos locais [A/m]; e
 S : área de seção transversal da amostra [m²].

É importante salientar que no desenvolvimento de (98) foi considerado que no material ferromagnético há uma dependência linear da indução magnética B em relação ao campo magnético H , i.e. que $B = \mu H$ (sendo μ a permeabilidade magnética [H/m]); e que a validade dessa expressão está limitada à faixa de frequência de magnetização do material em que o efeito pelicular é desprezível. Substituindo-se (98) e (99) em (96), origina-se (100).

$$W_{total} = W_h + \frac{\sigma d^2}{12 f_0 m_v} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{\sqrt{\sigma G V_0 S}}{f_0 m_v} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1,5} dt \quad (100)$$

Na literatura, o modelo da perda magnética em aços ao silício é, em geral, apresentado em termos da energia dissipada por ciclo e por unidade de massa [J/kg] e não em função da potência média dissipada por unidade de massa [W/kg], provavelmente devido às grandes variações da potência com a frequência [6].

A dependência da perda magnética total com relação à geometria da amostra pode ser analisada através da observação do comportamento de suas componentes: W_h independente da geometria, sendo exclusivamente relacionada à microestrutura do material; W_{cl} varia com o quadrado da espessura de lâmina; e W_{exc} pode depender da espessura de lâmina através de V_0 e de S .

Neste caso, duas situações extremas podem ser consideradas [6]: a) quando o tamanho dos objetos magnéticos é pequeno em comparação à espessura da amostra, o produto $S \cdot V_0$ é constante e W_{exc} não varia com a espessura da amostra, d ; e b) quando os domínios são largamente espaçados, prevê-se que W_{exc} depende de $\sqrt{d}$. Em todos os casos, nenhuma dependência com relação à largura da lâmina é prevista.

A dependência da perda magnética total com relação à forma de onda da indução magnética pode também ser analisada através da observação do comportamento de suas componentes: W_h depende de B_p e depende da forma de onda da indução magnética, apenas quando esta possui mínimos locais; W_{cl} e W_{exc} dependem da forma de onda da indução magnética, pois dependem de integrais de suas derivadas.

Todavia, a dependência de W_{exc} em relação à forma de onda da indução magnética é

ainda mais complexa, pois V_0 depende de B_p . Logo, se a forma de onda da indução magnética não possui mínimos locais e se forem conhecidos os valores de m_v , σ , d , S , e de W_h , então o único parâmetro desconhecido em (100) é V_0 . Considerando-se que W_h e V_0 dependem de B_p , então (100) fica definida como sendo função de f para um dado B_p .

Além disso, já que W_h independe da forma de onda da indução magnética quando esta não possui mínimos locais, então o valor de V_0 neste caso pode ser obtido, para um dado B_p , a partir de medições da perda magnética total sob indução magnética senoidal em, no mínimo, duas frequências. Entretanto, na prática, muitos valores de frequência distintos são usados a fim de se obter um bom ajuste para a resposta do modelo. Isto se justifica pelo fato de que o comportamento experimental de $W_h + W_{exc}$ em função de $\sqrt{f}$, para um dado B_p , pode ser ajustado por uma reta. O intercepto desta reta é igual à perda por histerese e V_0 pode ser calculado com base em sua inclinação.

Na presença de mínimos locais na forma de onda da indução, o problema de modelagem das perdas magnéticas torna-se bastante complexo, pois neste caso a determinação das perdas por histerese requer um modelo como, por exemplo, o de Jiles-Atherton ou de Preisach. Além disso, a determinação das perdas em excesso requer uma simplificação, como proposto em [6]. Em [6], tais perdas são obtidas como a soma daquelas devidas ao laço externo e aos laços menores. Estas últimas são obtidas como a soma das perdas devidas a cada laço menor, considerando-se que as perdas em excesso devidas a laços menores com a mesma amplitude pico a pico são idênticas, independentemente da posição destes no laço externo, e iguais às perdas por correntes circulantes num laço interno de mesma amplitude pico a pico.

Sendo assim, os procedimentos para determinação do parâmetro V_0 relacionado à modelagem das perdas em excesso no laço externo e no i -ésimo laço menor, com amplitude pico a pico igual a $2B_{pi}$, é análogo àquele descrito para um laço qualquer sem laços menores. Logo, o parâmetro V_0 pode ser determinado em função de B_p e aplicado tanto a laços externos quanto a laços menores [6].

5.2.1 O modelo de perdas magnéticas de Bertotti aplicado a formas de onda de indução dos tipos senoidal e trapezoidal

Para um regime senoidal de indução, com $B(t)$ dada por (101), é fácil mostrar que (100) pode ser reescrita como (102).

$$B(t) = B_p \sin(2\pi f_0 t) \quad (101)$$

$$W_{total(sen)}(B_p, f_0) = W_h + \frac{\sigma \pi^2 d^2 f_0}{6m_v} \cdot B_p^2 + \frac{8,76 \sqrt{\sigma G V_0 S f_0}}{m_v} \cdot B_p^{1,5} \quad (102)$$

Por sua vez, o regime trapezoidal de indução magnética resulta da aplicação de uma forma de onda de tensão PWM de 3 níveis ao enrolamento secundário do dispositivo magnético, como mostra a Fig. 112. Esta forma de onda de tensão constitui-se de uma série de n_p pulsos alocados em meio ciclo de onda, tendo cada um deles a mesma amplitude V_p e uma duração τ_i específica de cada pulso. A indução magnética aumenta a uma taxa constante quando $v(t) = V_p$, permanece constante quando $v(t) = 0$, e diminui a uma taxa constante quando $v(t) = -V_p$. Facilmente determina-se a derivada da indução magnética em relação ao tempo, e esta última assume as formas descritas em (103).

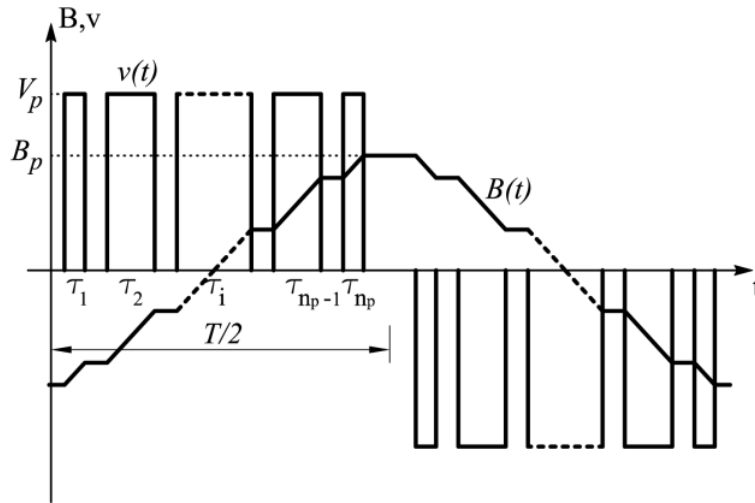


Figura 112 – Onda de tensão PWM de 3 níveis e a indução trapezoidal resultante.

Fonte: LIMA, J. P. F. Sistema de caracterização de materiais magnéticos moles: aplicação à caracterização de aços ao silício. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, 2006. Página: 101.

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{trap} = 0, \text{ quando } v(t) = 0$$

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{trap} = \frac{2B_p}{\sum_{i=1}^{n_p} \tau_i}, \text{ quando } v(t) = V_p \quad (103)$$

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{trap} = \frac{-2B_p}{\sum_{i=1}^{n_p} \tau_i}, \text{ quando } v(t) = -V_p$$

Utilizando as relações apresentadas em (103) para calcular as integrais do segundo membro de (100) é possível chegar em (104), que é a expressão para a perda magnética total para um regime de indução magnética trapezoidal.

$$W_{total(trap)}(B_p) = W_h + \frac{2\sigma d^2}{3m_v \sum_{i=1}^{n_p} \tau_i} \cdot B_p^2 + \frac{4}{m_v} \cdot \sqrt{\frac{2\sigma G V_0 S}{\sum_{i=1}^{n_p} \tau_i}} \cdot B_p^{1,5} \quad (104)$$

Utilizando o ciclo de trabalho, γ , da tensão PWM de 3 níveis, definido por (105), pode-se reescrever (104) como sendo (106), sendo f_0 a frequência fundamental da tensão PWM (e conseqüentemente a frequência fundamental da indução trapezoidal). O ciclo de trabalho é o percentual do período em que a tensão PWM de 3 níveis é não nula.

$$\gamma = 2f_0 \sum_{i=1}^{n_p} \tau_i \quad (105)$$

$$W_{total(trap)}(B_p, f_0) = W_h + \frac{4\sigma d^2 f_0}{3m_v \gamma} \cdot B_p^2 + \frac{8}{m_v} \cdot \sqrt{\frac{\sigma G V_0 S f_0}{\gamma}} \cdot B_p^{1,5} \quad (106)$$

Embora (102) e (106) sejam expressas em função de B_p para $f_0 = f$, nada impede que as mesmas sejam expressas em função de f para $B_p = B_{p0}$. Nestas equações, W_h depende de B_p apenas, isto é, não depende da forma de onda da indução. Porém, em termos práticos W_h deve ser obtido sob uma forma de onda triangular de indução com frequência fundamental igual, no caso de aços elétricos, a 1 Hz. Neste sentido, pode-se modelar a dependência de W_h em relação a B_p . Nos modelos denominados B1 e B2, apresentados nas seções 5.3 e 5.4, procura-se modelar as perdas por histerese através, respectivamente, do modelo de Steinmetz [60] e da teoria de subdivisão destas perdas em duas outras, denominadas de perdas por histerese em altas e em baixas induções [56].

5.3 O modelo B1

Um dos modelos mais utilizados para a previsão das perdas por histerese na ausência de laços menores é a equação empírica de Steinmetz [60], dada por (107). Nesta equação, a constante k_h depende do material e do sistema de unidades adotado e o expoente α depende apenas do material. A influência da microestrutura do material sobre este parâmetro não está totalmente esclarecida [60].

$$W_h = k_h \cdot B_p^\alpha \quad (107)$$

O modelo B1 utiliza (107) em (102) e em (106) para prever as perdas por histerese sob indução senoidal e trapezoidal, respectivamente. As equações resultantes podem ser reescritas como (108), a qual é referida como modelo B1. Neste modelo, V_0 é considerado independente

de B_p . Isto implica que o parâmetro $k_{exc}|_{f_0}$ independe de B_p , mas depende de f_0 . Por sua vez, os parâmetros k_h e α não dependem da frequência f_0 nem de B_p , enquanto que, o parâmetro $k_{cl}|_{f_0}$ depende da frequência f_0 , mas não de B_p .

$$W_{B1}(B_p, f_0) = k_h \cdot B_p^\alpha + k_{cl}|_{f_0} \cdot B_p^2 + k_{exc}|_{f_0} \cdot B_p^{1,5} \quad (108)$$

O modelo B1 não se limita só à expressão dada em (108); na realidade, ele pode assumir duas formas. Na segunda forma desse modelo, apresentada em (109), o valor de pico da indução magnética B_{p0} torna-se um valor fixo, e o valor da frequência fundamental f da forma de onda de indução torna-se a variável independente. De acordo com (110) e (111), se os parâmetros k_{cl} e k_{exc} forem conhecidos para uma determinada frequência f_0 , então é possível determiná-los para qualquer outra frequência f . Logo, se for mantido o valor B_{p0} , o modelo B1, através de (109), pode ser usado para prever perdas magnéticas em qualquer frequência f .

$$W_{B1}(B_{p0}, f) = k_h \cdot B_{p0}^\alpha + k_{cl}|_f \cdot B_{p0}^2 + k_{exc}|_f \cdot B_{p0}^{1,5} \quad (109)$$

$$k_{cl}|_f = \frac{f}{f_0} \cdot k_{cl}|_{f_0} \quad (110)$$

$$k_{exc}|_f = \sqrt{\frac{f}{f_0}} \cdot k_{exc}|_{f_0} \quad (111)$$

Vários métodos para determinação dos parâmetros do modelo B1 foram propostos na literatura, incluindo o Método de Newton Clássico [55] (cuja meta seria a determinação dos parâmetros sem recorrer aos dados experimentais da perda por histerese) e algoritmos genéticos [75, 84]. Particularmente nesses dois casos, necessita-se de dois conjuntos de dados experimentais obtidos para uma dada forma de onda de indução. No experimento 1, fixa-se a frequência fundamental da indução num valor f_0 e varia-se o valor de pico da indução. Tem-se com isso uma amostragem de como as perdas, numa dada frequência, evoluem com a variação do valor de pico da indução. No experimento 2, ocorre o inverso do experimento 1; fixa-se o valor de pico da indução num valor B_{p0} e varia-se a frequência fundamental f da indução. Com isso, tem-se uma amostragem de como as perdas, num dado valor de pico da indução, evoluem com a variação do valor da frequência fundamental da indução.

Assim, os valores dos parâmetros do modelo utilizados em (108) e (109) devem resultar erros percentuais entre as perdas totais previstas e medidas em ambos os experimentos 1 e 2 inferiores a uma dada tolerância. Além destes erros, utiliza-se, como critério de avaliação da proximidade entre os dados previstos e os dados experimentais, o coeficiente de determi-

nação R^2 , dado por (112), onde: W_{exp} representa o vetor de dados experimentais; W_{sim} representa o vetor de dados simulados; e n é a quantidade de pontos em cada um desses vetores.

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_n (W_{exp} - W_{sim})^2}{\sum_n \left(W_{exp} - \frac{\sum_n W_{exp}}{n} \right)^2} \quad (112)$$

Em relação ao coeficiente de determinação R^2 , quanto mais próximo de 1 for esse coeficiente, melhor será considerada a resposta do modelo. Dessa forma, para serem consideradas aceitáveis as previsões do modelo de perdas, deseja-se que os erros percentuais estejam dentro dos limites de $\pm 5\%$ e que o coeficiente R^2 valha aproximadamente 1.

5.3.1 Validação do *SFLA* adaptado à busca dos parâmetros do modelo B1

A fim de validar os modelos de perdas magnéticas aplicados a formas de onda de indução dos tipos senoidal e trapezoidal são empregados dois conjuntos de dados experimentais. O primeiro foi obtido para uma forma de onda de indução do tipo senoidal através de dois experimentos, designados como 1 e 2. No experimento 1, a frequência fundamental, f_0 , foi fixada em 60 Hz, e os valores de pico da indução magnética foram variados de 0,2 a 1,7 T, enquanto que, no experimento 2, a indução de pico, B_{p0} , foi fixada em 1,0 T, e os valores da frequência foram variados de 20 a 1000 Hz. O segundo conjunto de dados foi obtido para uma forma de onda de indução magnética do tipo trapezoidal através de dois experimentos, também designados como 1 e 2. No experimento 1, a frequência fundamental, f_0 , foi fixada em 60 Hz, e os valores de pico da indução magnética foram variados de 0,2 a 1,7 T, enquanto que, no experimento 2, a indução de pico, B_{p0} , foi fixada em 0,8 T, e os valores da frequência foram variados de 30 a 300 Hz. Na Tabela 95 e na Tabela 96, são apresentados os respectivos conjuntos de dados experimentais.

Para a determinação dos parâmetros do modelo B1 foi empregado o algoritmo *SFLA*. Assim como em todas as ocasiões anteriores em que foi utilizado esse algoritmo, os valores dos principais parâmetros utilizados foram: número de soluções $P = 200$; número de núcleos $m = 25$; número de evoluções de cada núcleo antes do embaralhamento $g = 10$; número de embaralhamentos $e = 200$; e fator multiplicativo $C = 1,75$. Deve-se atentar para o fato de que se a resposta dos modelos de previsão for dada em joules por quilograma J/kg, os parâmetros k_h , k_{cl} e k_{exc} devem variar entre 0 e 1.

Tabela 95 – Dados experimentais obtidos no SCaMMa através de um regime $B(t)$ senoidal.

Experimento 1 $f_0 = 60 \text{ Hz}$		Experimento 2 $B_{p0} = 1,0 \text{ T}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{total(sen)}(B_p, f_0) \text{ [mJ/kg]}$	$f \text{ [Hz]}$	$W_{total(sen)}(B_{p0}, f) \text{ [mJ/kg]}$
0,2	1,2241	20	16,1660
0,3	2,6657	50	21,5600
0,4	4,6388	60	23,0667
0,5	6,8735	100	29,2000
0,6	9,3690	200	42,3750
0,7	12,2392	300	54,4367
0,8	15,5250	500	77,2640
0,9	19,2317	800	109,7425
1,0	23,4067	1000	132,0240
1,1	28,0383	–	–
1,2	33,3517	–	–
1,3	39,5067	–	–
1,4	47,3033	–	–
1,5	57,0000	–	–
1,6	68,6883	–	–
1,7	81,0533	–	–

Tabela 96 – Dados experimentais obtidos no SCaMMa através de um regime $B(t)$ trapezoidal.

Experimento 1 $f_0 = 60 \text{ Hz}$		Experimento 2 $B_{p0} = 0,8 \text{ T}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{total(trap)}(B_p, f_0) \text{ [mJ/kg]}$	$f \text{ [Hz]}$	$W_{total(trap)}(B_{p0}, f) \text{ [mJ/kg]}$
0,2	1,5324	20	12,6720
0,3	3,2892	30	14,3980
0,4	5,6553	50	17,6744
0,5	8,4458	60	19,2633
0,6	12,3907	100	24,3650
0,7	15,3050	150	30,8307
0,8	19,5933	200	37,9385
0,9	24,3467	300	52,1933
1,0	30,0117	–	–
1,1	36,7233	–	–
1,2	43,8800	–	–
1,3	52,6683	–	–
1,4	62,4283	–	–
1,5	78,3167	–	–
1,6	93,1733	–	–
1,7	111,9083	–	–

Contudo, se a resposta dos modelos de previsão for dada em mJ/kg, os parâmetros k_h , k_{cl} e k_{exc} devem variar entre 0 e 1000. Por conveniência, geralmente, as perdas são dadas em mJ/kg. Dessa maneira, a faixa de busca dos parâmetros k_h , k_{cl} e k_{exc} adotada na implementação desse algoritmo *SFLA* foi de 0 a 1000. E a faixa de busca do parâmetro α adotada foi de 1 a 2.

A determinação apropriada de uma função de avaliação é um dos aspectos importantes na implementação de um algoritmo de otimização. O algoritmo *SFLA* trabalha com a minimização da função de avaliação f_{aval} ; portanto, especificamente nesse desenvolvimento, o interesse recaiu sobre o segundo termo do segundo membro de (112) (a raiz quadrada reescrita em (113)), a qual deveria ser levada o mais próximo possível de 0.

$$f_{aval} = \sqrt{\frac{\sum_n (W_{exp} - W_{sim})^2}{\sum_n \left(W_{exp} - \frac{\sum_n W_{exp}}{n} \right)^2}} \quad (113)$$

A função de avaliação deve contemplar os dois experimentos ao mesmo tempo. Se f_{aval} for aplicada somente a um dos experimentos (1 ou 2), ela será designada por $f_{aval}|_i$, como em (114); tendo o índice i o valor referente ao experimento ao qual f_{aval} foi associada; e sendo $n_{exp(i)}$ a quantidade de dados contidos no i -ésimo experimento. Diante disso, a função de avaliação adotada, designada por (115), foi pensada para ser a média ponderada entre os valores das duas funções de avaliação parciais ($f_{aval}|_1$ e $f_{aval}|_2$). Nesse caso, os pesos da média ponderada são os números de dados contidos em cada um dos experimentos. Eis o motivo da escolha: o fato de os pesos da média ponderada serem os números de dados contidos em cada um dos experimentos confere mais equilíbrio às avaliações dessa função.

$$f_{aval}|_i = \sqrt{\frac{\sum_{n_{exp(i)}} (W_{exp(i)} - W_{sim(i)})^2}{\sum_{n_{exp(i)}} \left(W_{exp(i)} - \frac{\sum_{n_{exp(i)}} W_{exp(i)}}{n_{exp(i)}} \right)^2}} \quad (114)$$

$$f_{aval} = \frac{(n_{exp1} \cdot f_{aval}|_1 + n_{exp2} \cdot f_{aval}|_2)}{(n_{exp1} + n_{exp2})} \quad (115)$$

A adaptação do algoritmo *SFLA* desenvolvido para a determinação dos parâmetros do modelo B1 necessitava de uma validação experimental. Nessa etapa de validação, utilizaram-se os mesmos dados experimentais apresentados inicialmente em [55], advindos da utilização de um regime senoidal de indução, e que estão descritos na Tabela 97.

Da mesma maneira como foi feita em [84], o processo de validação do algoritmo *SFLA* adaptado à determinação dos parâmetros do modelo B1 deu-se mediante a comparação entre os dados experimentais da Tabela 97 e as previsões realizadas pelo modelo B1 utilizando os parâmetros determinados pelo algoritmo *SFLA*. Na Tabela 98, é apresentada a resposta final do algoritmo *SFLA* adaptado à determinação dos parâmetros do modelo B1.

Tabela 97 – Dados experimentais advindos de um regime $B(t)$ senoidal e utilizados em [55] para encontrar os parâmetros do modelo B1.

Experimento 1 $f_0 = 50 \text{ Hz}$		Experimento 2 $B_{p0} = 1,0 \text{ T}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$f \text{ [Hz]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$
0,100	0,3959	10	13,652
0,148	0,8149	25	16,731
0,198	1,3757	50	21,078
0,301	2,6727	60	22,795
0,397	4,3068	80	25,415
0,505	6,4859	100	28,607
0,601	8,7385	150	35,730
0,702	11,302	200	42,140
0,803	14,118	300	55,525
0,905	17,349	–	–
1,014	21,078	–	–
1,110	24,916	–	–

Tabela 98 – Respostas do algoritmo *SFLA* na obtenção dos parâmetros do modelo B1, tendo como base experimental os dados descritos na Tabela 97.

k_h	α	k_{cl}	k_{exc}	R_{exp1}^2	R_{exp2}^2
10,1460	1,6919	5,4562	5,1718	0,9893	0,9815

Ambos os coeficientes de determinação R_{exp1}^2 e R_{exp2}^2 retornaram valores bem próximos de 1. Isso indica que a resposta é satisfatória. Considerando os dados do experimento 1 da Tabela 97, apresenta-se na Tabela 99 uma comparação entre a previsão proporcionada pelo conjunto de parâmetros descrito na Tabela 98.

Na Tabela 100, é apresentada uma comparação semelhante à apresentada na Tabela 99, porém tal comparação é relativa ao experimento 2 da Tabela 97.

Portanto, ficou comprovado, através dessas duas últimas análises, o bom desempenho do algoritmo *SFLA* adaptado à determinação dos parâmetros do modelo B1.

Tabela 99 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 97 e a previsão realizadas através do uso do conjunto de parâmetros apresentado na Tabela 98.

$f_0 = 50 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através dos conjuntos de parâmetros apresentados na Tabela 98	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{sim} \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
0,100	0,396	0,424	7,182
0,148	0,815	0,814	-0,073
0,198	1,376	1,325	-3,712
0,301	2,673	2,679	0,237
0,397	4,307	4,279	-0,642
0,505	6,486	6,441	-0,691
0,601	8,738	8,668	-0,812
0,702	11,302	11,307	0,041
0,803	14,118	14,239	0,856
0,905	17,349	17,491	0,818
1,014	21,078	21,278	0,951
1,110	24,916	24,876	-0,161
Coeficiente de determinação R^2		0,9893	

Tabela 100 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 97 e a previsão realizada através do uso do conjunto de parâmetros apresentado na Tabela 98.

$B_{p0} = 1,0 \text{ T}$		Previsões realizadas através dos conjuntos de parâmetros apresentados na Tabela 98	
$f \text{ [Hz]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{sim} \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
10	13,652	13,550	-0,746
25	16,731	16,531	-1,195
50	21,078	20,774	-1,442
60	22,795	22,359	-1,913
80	25,415	25,418	0,011
100	28,607	28,373	-0,820
150	35,730	35,473	-0,721
200	42,140	42,315	0,414
300	55,525	55,552	0,048
Coeficiente de determinação R^2		0,9815	

5.3.2 Limitação do modelo B1

O motivo de a resposta do modelo B1, a uma dada frequência f_0 , não ser satisfatória para valores de B_p acima de 1,2 T (independentemente do tipo de regime de indução analisado) [55, 75, 84], pode ser explicado através da análise específica da parcela do modelo B1 responsável pela modelagem das perdas por histerese. Através da comparação entre as respostas possíveis geradas por (116) e os valores experimentais das perdas por histerese, é possível perceber que essa forma de modelar as perdas por histerese possui grandes limitações relacionadas aos níveis mais elevados de indução. Para isso, foram utilizados como referência os dados experimentais medidos com o uso do SCaMMA através da imposição de um regime triangular de indução com frequência fundamental igual a 1 Hz. Esses dados estão apresentados na Tabela 101.

$$W_h = k_h \cdot B_p^\alpha \quad (116)$$

Tabela 101 – Dados experimentais colhidos com o uso do SCaMMA através de um regime triangular de indução magnética com frequência fundamental igual a 1 Hz.

$f_0 = 1 \text{ Hz}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$
0,2	1,1529
0,3	2,0672
0,4	3,0900
0,5	4,2414
0,6	5,4815
0,7	6,8260
0,8	8,2631
0,9	10,099
1,0	12,408
1,1	14,794
1,2	17,573
1,3	21,028
1,4	25,627
1,5	31,718
1,6	38,523

Utilizando a função ‘fit’ do MATLAB na opção ‘power1’, foram realizadas algumas tentativas de ajustar o modelo descrito em (116) aos dados experimentais apresentados na Tabela 101. Assim, descreve-se na Tabela 102 os resultados relativos à determinação dos

parâmetros de (116), utilizando diferentes faixas de dados da Tabela 101. Além dos dois parâmetros k_h e α , são apresentados também os coeficientes de determinação R^2 , calculados de duas formas: a primeira (parcial), considerando somente os dados utilizados na determinação de k_h e α , e a segunda (total), com todos os dados disponíveis.

Antes de prosseguir, é necessário fazer algumas considerações sobre o expoente α do modelo B1. No desenvolvimento inicial da equação empírica de Steinmetz (107), foi afirmado que α deveria valer exatamente 1,6 [2, 56]. Ademais, outros trabalhos já encontraram valores para α próximos a 1,6. Porém, essa é uma questão ainda em aberto e alguns trabalhos têm tentado estabelecer alguma relação entre os parâmetros intrínsecos do material com os valores do expoente α . O fato é que geralmente os valores desse parâmetro não ultrapassam o valor 2; embora não haja explicitamente algo que proíba o valor de α de ser superior a 2.

Tabela 102 – Determinação dos parâmetros k_h e α com base nos dados experimentais da Tabela 101.

Faixa de valores B_p [T]/ W_{exp} [mJ/kg] usados na determinação dos parâmetros de (116):	k_h	α	R^2 parcial	R^2 total
de 0,2/1,1529 até 1,6/38,523	12,61	2,251	0,9871	0,9871
de 0,2/1,1529 até 1,4/25,627	12,93	1,885	0,9924	0,9602
de 0,2/1,1529 até 1,0/12,408	12,06	1,534	0,9971	0,8323
de 0,2/1,1529 até 0,9/10,099	11,61	1,458	0,9993	0,7791
de 0,2/1,1529 até 0,8/8,2631	11,33	1,418	1,0000	0,7467

Como pode ser constatado na própria Tabela 102, o expoente α não excede o valor 2 a partir da eliminação dos valores experimentais relacionados aos valores de B_p iguais a 1,5 e 1,6 T do processo de determinação dos parâmetros do modelo de histerese. Além disso, nota-se o comportamento crescente dos valores de R^2 parcial com a diminuição da faixa de valores usados na determinação dos parâmetros. Ao passo que os valores de R^2 total decrescem com a diminuição da faixa de valores. Isso decorre do fato de que com a diminuição da faixa de valores, as previsões do modelo de perdas vão ficando mais exatas em relação aos dados experimentais utilizados na determinação e mais distantes dos demais dados experimentais. Essa dinâmica pode ser melhor entendida analisando-se a Fig. 113.

Portanto, através dos resultados obtidos é possível afirmar que não há como encontrar uma dupla de parâmetros k_h e α , dentre os exemplos acima, e realizar previsões através de (116) que se aproxime bem em toda a faixa de indução (de 0,2 a 1,6 T). De outro modo, à medida que se aumenta a faixa de valores utilizados na determinação dos parâmetros k_h e α , os erros percentuais aumentam na faixa que vai de 0,2 até 1,2 T; e à medida que se diminui a

faixa de valores utilizados na determinação daqueles parâmetros, os erros percentuais aumentam na faixa que vai de 1,3 até 1,6 T.

De acordo com [75], não há nenhuma explicação definitiva na literatura sobre as causas da limitação do modelo B1. No entanto, diante das limitações evidentes que a modelagem da perda por histerese através da equação de Steinmetz pode gerar na resposta final do modelo B1, tentou-se uma nova abordagem no tocante à modelagem das perdas por histerese. Propôs-se então, em [75], o modelo B2, sendo este basicamente uma variação do modelo B1.

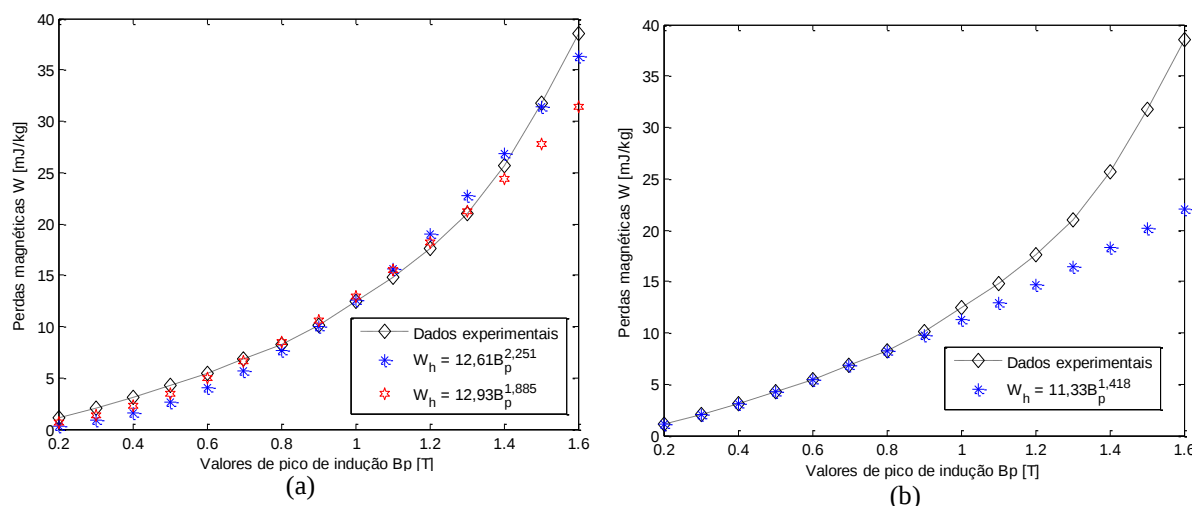


Figura 113 – (a) Avaliação das previsões de perdas por histerese, utilizando na fórmula clássica de Steinmetz dois conjuntos diferentes de parâmetros. (b) Avaliação da previsão de perda por histerese, utilizando na fórmula clássica de Steinmetz o conjunto de parâmetros obtidos com o uso dos pares B_p/W_{exp} que vão de 0,2 T/1,1529 mJ(kg)⁻¹ até 0,8 T/8,2631 mJ(kg)⁻¹. A base experimental consta na Tabela 101.

5.4 O modelo B2

Nesse novo modelo de previsão de perdas magnéticas, a parcela de previsão relativa à perda por histerese não é mais determinada pela equação de Steinmetz, e sim pelo somatório de dois polinômios: $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$; o primeiro referente às perdas nas “baixas induções” e o segundo referente às perdas nas “altas induções”. Esses dois polinômios são determinados mediante ajustes polinomiais realizados com base nos dados experimentais das perdas por histerese, que idealmente deveriam ser obtidos através da imposição de induções magnéticas triangulares de frequência fundamental próxima a 0 Hz. As demais parcelas de perdas (clássica e por excesso) são incorporadas ao modelo B2 sem alterações.

Da mesma maneira que o modelo B1, o modelo B2 pode assumir duas formas. Na primeira delas, descrita em (117), o valor de pico da indução é a variável independente e o valor da frequência fundamental da forma de onda de indução f_0 é fixo. Na segunda forma,

apresentada em (118), o valor de pico da indução magnética B_{p0} torna-se um valor fixo, e o valor da frequência fundamental f da forma de onda de indução torna-se a variável independente. As expressões (119) e (120), respectivamente, garantem que se os parâmetros k_{cl} e k_{exc} forem conhecidos para uma determinada frequência f_0 , então é possível determiná-los para qualquer outra frequência f . Logo, se for mantido o mesmo valor B_{p0} , o modelo B2, através de (118), pode ser usado para prever perdas magnéticas em qualquer frequência f .

$$W_{B2}(B_p, f_0) = W_{h(LI)} + W_{h(HI)} + k_{cl}|_{f_0} \cdot B_p^2 + k_{exc}|_{f_0} \cdot B_p^{1,5} \quad (117)$$

$$W_{B2}(B_{p0}, f) = W_{h(LI)} + W_{h(HI)} + k_{cl}|_f \cdot B_{p0}^2 + k_{exc}|_f \cdot B_{p0}^{1,5} \quad (118)$$

$$k_{cl}|_f = \frac{f}{f_0} \cdot k_{cl}|_{f_0} \quad (119)$$

$$k_{exc}|_f = \sqrt{\frac{f}{f_0}} \cdot k_{exc}|_{f_0} \quad (120)$$

De acordo com [56], é possível que os movimentos irreversíveis das paredes dos domínios magnéticos sejam predominantes na área do laço de histerese perto do ponto coercitivo, enquanto que a aniquilação e nucleação dos domínios sejam predominantes na região do laço de histerese situada além do ponto de máxima permeabilidade, μ_{max} . Diante dessa ideia, foi proposto um procedimento de subdivisão das perdas por histerese, o qual é a base da modelagem das perdas por histerese relacionadas ao modelo B2.

O procedimento de subdivisão das perdas por histerese acontece da seguinte maneira. Tomando o ramo ascendente do laço de histerese, acha-se o primeiro ponto de máxima permeabilidade ($\mu_{max} = B_{\mu_{max}}/H_{\mu_{max}}$). Este último é o ponto de tangência entre a parte do ramo ascendente situada no primeiro quadrante e uma reta também situada no primeiro quadrante e que passa pela origem do plano $B \times H$. Após a determinação desse ponto de máxima permeabilidade, traça-se uma linha horizontal nivelada em $B_{\mu_{max}}$. Tomando agora o ramo descendente do laço de histerese, acha-se o segundo ponto de máxima permeabilidade ($\mu_{max} = -B_{\mu_{max}}/-H_{\mu_{max}}$). O segundo ponto de máxima permeabilidade μ_{max} é o ponto de tangência entre a parte do ramo descendente situada no terceiro quadrante e uma reta também situada no terceiro quadrante e que passa pela origem do plano $B \times H$. Após a determinação desse ponto de máxima permeabilidade, traça-se uma linha horizontal nivelada em $-B_{\mu_{max}}$. A área do laço de histerese compreendida entre as linhas niveladas em $B_{\mu_{max}}$ e $-B_{\mu_{max}}$ é denominada de “perdas por histerese em baixas induções”, $W_{h(LI)}$. Finalmente, a soma das áreas

do laço de histerese situadas acima da linha nivelada em $B_{\mu_{max}}$ e abaixo da linha nivelada em $-B_{\mu_{max}}$ iguala-se às “perdas por histerese em altas induções”, $W_{h(HI)}$. Na Fig. 114, é apresentada uma ilustração desse procedimento de subdivisão das perdas por histerese.

Seguindo essa metodologia de subdivisão das perdas por histerese, pôde-se determinar, com base nos dados da Tabela 101, as parcelas correspondentes às perdas por histerese em “baixas induções” e em “altas induções” apresentadas na Tabela 103.

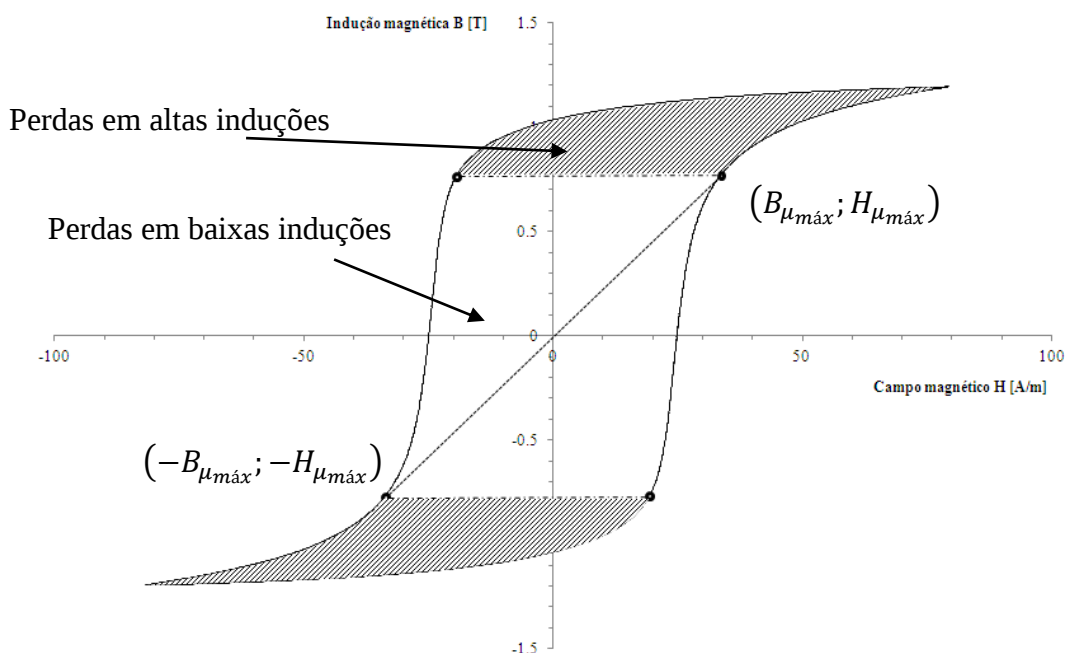


Figura 114 – Ilustração do procedimento de subdivisão das perdas por histerese.

Tabela 103 – Resultados da subdivisão das perdas por histerese.

B_p [T]	Perdas por histerese em “altas induções” $W_{h(HI)}$ [mJ/kg]	Perdas por histerese em “baixas induções” $W_{h(LI)}$ [mJ/kg]	$B_{\mu_{max}}$ [T]
0,2	$2,6523 \times 10^{-4}$	1,159472026	0,1972
0,3	$5,5360 \times 10^{-4}$	2,066620392	0,2987
0,4	$1,2796 \times 10^{-3}$	2,944261438	0,3974
0,5	$2,3872 \times 10^{-3}$	4,23895634	0,4961
0,6	$3,4588 \times 10^{-3}$	5,336483007	0,5953
0,7	0,121034118	6,704879869	0,6919
0,8	0,548243399	7,714834118	0,7049
0,9	1,217482484	9,071215425	0,7467
1,0	2,330951634	10,07719033	0,7677
1,1	3,453263399	11,34120261	0,7988
1,2	5,26177085	12,31170562	0,8204
1,3	7,927501569	13,10074405	0,8232
1,4	12,12414784	13,50470654	0,8279
1,5	18,77631359	12,95064719	0,8033
1,6	25,17874876	13,33730497	0,7944

Após o procedimento da subdivisão das perdas por histerese, procedeu-se com a determinação dos dois polinômios ajustados aos dados das perdas em “baixas induções” e em “altas induções”, respectivamente. Em [84], para os dados relacionados às “baixas induções” foi utilizado um polinômio de grau 3, e para os dados relacionados às “altas induções” foi utilizado um polinômio de grau 5. No entanto, nenhuma informação sobre a escolha dos graus dos polinômios e sobre o procedimento de determinação dos coeficientes dos polinômios foi encontrada nessa referência. Além da determinação dos polinômios do modelo B2 via ajuste polinomial, é necessário determinar os dois parâmetros k_{cl} e k_{exc} , uma vez que as parcelas relativas às perdas clássicas e por excesso continuam iguais às parcelas do modelo B1. Para os ajustes polinomiais foi utilizada a função “polyfit” do MATLAB e para a determinação dos parâmetros k_{cl} e k_{exc} foi utilizado o algoritmo *SFLA*.

Com relação às respostas do modelo B2 apresentadas em [84], nota-se que ocorreu algo praticamente oposto à resposta do modelo B1, ou seja, nas partes que o modelo B1 falhou, o modelo B2 obteve êxito, e nas partes que o modelo B1 obteve êxito, o B2 deixou a desejar. A justificativa apresentada aponta os dados experimentais utilizados na determinação dos dois polinômios do modelo B2 como causa dessa resposta inesperada. Foram utilizados, naquela oportunidade, dados experimentais adquiridos por meio da imposição de um regime senoidal de indução com frequência fundamental igual a 7 Hz. Isso porque na ocasião em que o estudo foi realizado, o SCaMMA ainda não era capaz de realizar caracterizações utilizando induções com frequências inferiores a 7 Hz. Logo, de acordo com essa justificativa, os supostos valores das perdas por histerese estariam supervalorizados e isso ocasionaria erros nas previsões do modelo. De fato, a análise dos erros gerados pelo modelo B2 revela que as previsões do modelo estão acima dos valores experimentais; o que dá certo sentido à justificativa apresentada.

Prosseguiu-se, então, com a tentativa de verificar se realmente a justificativa apresentada tinha fundamento. Para tanto, o presente estudo contou com a utilização de valores apropriados de perdas por histerese em substituição aos valores inapropriados anteriormente utilizados. Então, de início, tomando como base os valores descritos na Tabela 103, decidiu-se utilizar os mesmos graus de polinômios usados em [84] para a determinação dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$. Os resultados dessa determinação estão apresentados em (121) e (122).

$$W_{h(LI)}(B_p) = -7,34B_p^3 + 15,92B_p^2 + 1,33B_p^1 + 0,38 \quad (121)$$

$$W_{h(HI)}(B_p) = -0,08B_p^5 + 15,36B_p^4 - 31,14B_p^3 + 26,39B_p^2 - 9,72B_p^1 + 1,18 \quad (122)$$

A partir da determinação dos dois polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$, é possível determinar

os demais parâmetros do modelo B2. Usando a base experimental descrita na Tabela 95 (dados obtidos com o uso do SCaMMA, por meio da imposição de um regime de indução senoidal) e o algoritmo *SFLA*, encontraram-se os seguintes valores: $k_c = 5,59$ e $k_{exc} = 6,45$. A partir daí, tem-se (123) e (124). Os quadros comparativos com as previsões destas duas últimas expressões estão apresentados na Tabela 104 e na Tabela 105, respectivamente.

$$W_{B2}(B_p, 60) = W_{h(LI)}(B_p) + W_{h(HI)}(B_p) + 5,59 \cdot B_p^2 + 6,45 \cdot B_p^{1,5} \quad (123)$$

$$W_{B2}(1, f) = W_{h(LI)}(1,0) + W_{h(HI)}(1,0) + \frac{f}{60} \cdot 5,59 \cdot 1^2 + \sqrt{\frac{f}{60}} \cdot 6,45 \cdot 1^{1,5} \quad (124)$$

Analisando os resultados da Tabela 104, nota-se que inesperadamente somente os erros percentuais relativos à faixa de B_p entre 1,0 e 1,7 T ficaram dentro dos limites aceitáveis de ± 5 %. Isso desmonta a ideia central de concepção do modelo B2. Analisando também os dados da Tabela 105, nota-se que os erros percentuais relativos às frequências 20, 50 e 60 Hz ficaram foram superiores a 5 %, fato que dificilmente ocorria com a utilização do modelo B1.

Tabela 104 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 95 e a previsão realizada pelo modelo B2.

$f_0 = 60 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(B_p, 60) = W_{h(LI)}(B_p) + W_{h(HI)}(B_p) + 5,59 \cdot B_p^2 + 6,45 \cdot B_p^{1,5}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(B_p, 60) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
0,2	1,2241	2,091541	70,8682
0,3	2,6657	3,498903	31,2581
0,4	4,6388	5,429125	17,0364
0,5	6,8735	7,767584	13,0077
0,6	9,3690	10,440087	11,4322
0,7	12,2392	13,410994	9,5744
0,8	15,5250	16,682298	7,4544
0,9	19,2317	20,293083	5,5191
1,0	23,4067	24,319158	3,8984
1,1	28,0383	28,872795	2,9761
1,2	33,3517	34,102513	2,2513
1,3	39,5067	40,192909	1,7370
1,4	47,3033	47,364495	0,1293
1,5	57,0000	55,873559	-1,9762
1,6	68,6883	66,012039	-3,8963
1,7	81,0533	78,107394	-3,6346
Coeficiente de determinação R^2		0,9448	

Tabela 105 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 95 e a previsão realizada pelo modelo B2.

$B_{p0} = 1,0 \text{ T}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(1, f) = W_{h(LI)}(1,0) + W_{h(HI)}(1,0) + \frac{5,59 \cdot 1^2 f}{60} + \sqrt{\frac{f}{60}} \cdot 6,45 \cdot 1^{1,5}$	
$f \text{ [Hz]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(1, f) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
20	16,1660	17,866323	10,5179
50	21,5600	22,825517	5,8697
60	23,0667	24,319158	5,4299
100	29,2000	29,922622	2,4747
200	42,3750	42,687831	0,7382
300	54,4367	54,650340	0,3925
500	77,2640	77,478805	0,2780
800	109,7425	110,358354	0,5612
1000	132,0240	131,769531	-0,1927
Coeficiente de determinação R^2		0,9772	

Aproveitando os dois polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ descritos em (121) e (122), usando a base experimental descrita na Tabela 96 (dados obtidos com o SCAmMa, através da imposição de um regime de indução trapezoidal) e usando o algoritmo *SFLA*, encontraram-se os valores $k_c = 10,33$ e $k_{exc} = 6,65$. A partir daí, tem-se (125) e (126). As comparações entre as previsões destas duas últimas expressões e os dados da Tabela 96 estão apresentados na Tabela 106 e na Tabela 107, respectivamente.

$$W_{B2}(B_p, 60) = W_{h(LI)}(B_p) + W_{h(HI)}(B_p) + 10,33 \cdot B_p^2 + 6,65 \cdot B_p^{1,5} \quad (125)$$

$$W_{B2}(0,8, f) = W_{h(LI)}(0,8) + W_{h(HI)}(0,8) + \frac{f}{60} \cdot 10,33 \cdot 0,8^2 + \sqrt{\frac{f}{60}} \cdot 6,65 \cdot 0,8^{1,5} \quad (126)$$

Analisando-se os resultados apresentados na Tabela 106, percebe-se que somente os erros percentuais relativos à faixa de B_p entre 0,6 e 1,0 T ficaram dentro dos limites aceitáveis de $\pm 5 \%$. E, novamente, isso desmonta a ideia central de concepção do modelo B2. Analisando-se, também, os dados da Tabela 107, nota-se que os erros percentuais relativos às frequências 20 e 30 Hz foram superiores a 5 %.

Pelos resultados apresentados até então, pode-se concluir que a expectativa de que o modelo B2 seria superior ao modelo B1 a princípio se desfez. Muitas dúvidas surgiram então, logo, nesse cenário de incerteza, optou-se por avaliar o modelo B2 mediante a adoção de quatro valores diferentes para os graus dos polinômios e comparar os seus resultados finais.

Tabela 106 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 96 e a previsão realizada pelo modelo B2.

$f_0 = 60 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(B_p, 60) = W_{h(LI)}(B_p) + W_{h(HI)}(B_p) + 10,33 \cdot B_p^2 + 6,65 \cdot B_p^{1,5}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(B_p, 60) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
0,2	1,5324	2,298719	50,0127%
0,3	3,2892	3,957853	20,3300%
0,4	5,6553	6,237405	10,2924%
0,5	8,4458	9,022386	6,8265%
0,6	12,3907	12,238352	-1,2293%
0,7	15,3050	15,849484	3,5576%
0,8	19,5933	19,857633	1,3489%
0,9	24,3467	24,301768	-0,1844%
1,0	30,0117	29,257605	-2,5126%
1,1	36,7233	34,837336	-5,1357%
1,2	43,8800	41,189415	-6,1317%
1,3	52,6683	48,498375	-7,9174%
1,4	62,4283	56,984677	-8,7198%
1,5	78,3167	66,904564	-14,5717%
1,6	93,1733	78,549931	-15,6948%
1,7	111,9083	92,248198	-17,5681%
Coeficiente de determinação R^2		0,7857	

Tabela 107 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 96 e a previsão realizada pelo modelo B2.

$B_{p0} = 0,8 \text{ T}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(0,8, f) = W_{h(LI)}(0,8) + W_{h(HI)}(0,8) + \frac{10,33 \cdot 0,8^2 f}{60} + \sqrt{\frac{f}{60}} \cdot 6,65 \cdot 0,8^{1,5}$	
$f \text{ [Hz]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(0,8, f) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
20	12,6720	13,438991	6,0526%
30	14,3980	15,158238	5,2802%
50	17,6744	18,341114	3,7722%
60	19,2633	19,857633	3,0851%
100	24,3650	25,650147	5,2746%
150	30,8307	32,540768	5,5468%
200	37,9385	39,214803	3,3641%
300	52,1933	52,187735	-0,0107%
Coeficiente de determinação R^2		0,9201	

O intuito seria verificar se a escolha desses graus pode influenciar a resposta final do modelo B2. Para tanto, foram adotados, em cada sessão de teste, os valores: 4, 6, 8 e 10 (valores utilizados simultaneamente para ambos os polinômios). As expressões seguintes apresentam os polinômios encontrados em cada caso.

As expressões que definem $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ por meio de polinômios de grau 4 estão apresentadas em (127) e (128), respectivamente.

$$W_{h(LI)}(B_p) = -1,76B_p^4 - 1,00B_p^3 + 8,19B_p^2 + 4,97B_p^1 - 0,15 \quad (127)$$

$$W_{h(HI)}(B_p) = 15B_p^4 - 30,52B_p^3 + 25,93B_p^2 - 9,57B_p^1 + 1,16 \quad (128)$$

As expressões que definem $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ por meio de polinômios de grau 6 estão apresentadas em (129) e (130), respectivamente.

$$W_{h(LI)}(B_p) = 38,12B_p^6 - 201,08B_p^5 + 412,08B_p^4 - 420,69B_p^3 + 225,81B_p^2 - 48,72B_p^1 + 4,7 \quad (129)$$

$$W_{h(HI)}(B_p) = -61,38B_p^6 + 331,38B_p^5 - 685,52B_p^4 + 702,10B_p^3 - 367,36B_p^2 + 91,12B_p^1 - 8,23 \quad (130)$$

As expressões que definem $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ por meio de polinômios de grau 8 estão apresentadas em (131) e (132), respectivamente.

$$W_{h(HI)}(B_p) = \{0,12B_p^8 - 0,79B_p^7 + 2,09B_p^6 - 2,96B_p^5 + 2,46B_p^4 - 1,23B_p^3 + 0,37B_p^2 - 0,05B_p^1 + 0,0035\} \times 1000 \quad (131)$$

$$W_{h(LI)}(B_p) = \{-0,28B_p^8 + 1,81B_p^7 - 4,87B_p^6 + 7,06B_p^5 - 6B_p^4 + 3,05B_p^3 - 0,91B_p^2 + 0,14B_p^1 - 0,01\} \times 1000 \quad (132)$$

As expressões que definem $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ por meio de polinômios de grau 10 estão apresentadas em (133) e (134), respectivamente.

$$W_{h(LI)}(B_p) = \{0,04B_p^{10} - 0,33B_p^9 + 1,10B_p^8 - 2,02B_p^7 + 2,21B_p^6 - 1,43B_p^5 + 0,49B_p^4 - 0,04B_p^3 - 0,03B_p^2 + 0,01B_p^1 - 0,001\} \times 10^4 \quad (133)$$

$$W_{h(HI)}(B_p) = \{-0,01B_p^{10} + 1B_p^9 - 0,38B_p^8 + 0,83B_p^7 - 1,15B_p^6 + 1,05B_p^5 - 0,63B_p^4 + 0,25B_p^3 - 0,06B_p^2 + 0,01B_p^1 - 0,0005\} \times 10^5 \quad (134)$$

De posse dos quatro pares de polinômios (equações de (127) a (134), correspondendo aos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ com diferentes graus), pôde-se determinar os demais parâmetros do modelo B2 usando o algoritmo *SFLA*. Foram determinados os valores $k_c = 5,5867$ e $k_{exc} = 6,4700$ quando se utilizou no modelo B2 os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ com grau 4.

Quando se utilizou os polinômios com grau 6, foram determinados os valores $k_c = 5,5667$ e $k_{exc} = 6,5241$. Quando se utilizou os polinômios com grau 8, foram determinados os valores $k_c = 5,4674$ e $k_{exc} = 6,8697$. E finalmente, foram determinados os valores $k_c = 5,4211$ e $k_{exc} = 7,0333$ quando se utilizou no modelo B2 os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ com grau 10.

Os valores dos parâmetros k_c e k_{exc} , apresentados no parágrafo anterior, foram calculados usando novamente a base experimental descrita na Tabela 95. As comparações entre as previsões de cada uma das configurações do modelo B2 e os dados experimentais estão apresentados na Tabela 108 e na Tabela 109, respectivamente.

Analizando-se os resultados apresentados na Tabela 108, percebe-se que a faixa de erros percentuais aceitáveis se estreitou à medida que o grau dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ utilizados nos testes aumentou. Por exemplo, com a utilização dos polinômios de grau 4 e grau 6, a faixa dos erros percentuais aceitáveis compreendeu os valores B_p de 1,0 a 1,7 T.

Tabela 108 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 95 e as previsões realizadas através do modelo B2 com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo diferentes graus.

$f_0 = 60 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através de $W_{B2}(B_p, 60) [\text{mJ/kg}]$ com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo os graus: 4, 6, 8 e 10							
$B_p [\text{T}]$	$W_{exp} [\text{mJ/kg}]$	Grau 4	Erros [%]	Grau 6	Erros [%]	Grau 8	Erros [%]	Grau 10	Erros [%]
0,2	1,22	2,03	65,99	1,94	58,23	2,00	63,19	2,01	63,88
0,3	2,67	3,53	32,40	3,69	38,63	3,66	37,25	3,71	39,06
0,4	4,64	5,50	18,30	5,56	19,89	5,63	21,37	5,61	20,93
0,5	6,87	7,82	13,71	7,76	12,97	7,95	15,70	8,04	16,92
0,6	9,37	10,46	11,67	10,37	10,70	10,56	12,69	10,64	13,57
0,7	12,24	13,40	9,52	13,36	9,18	13,47	10,04	13,51	10,3747
0,8	15,52	16,66	7,28	16,70	7,56	16,77	8,02	16,84	8,4449
0,9	19,23	20,26	5,35	20,37	5,90	20,53	6,73	20,65	7,3812
1,0	23,41	24,30	3,81	24,41	4,29	24,73	5,65	24,87	6,2468
1,1	28,04	28,88	2,99	28,94	3,22	29,36	4,70	29,47	5,1168
1,2	33,35	34,14	2,36	34,14	2,36	34,49	3,41	34,62	3,80
1,3	39,51	40,26	1,90	40,24	1,85	40,44	2,36	40,62	2,82
1,4	47,30	47,44	0,29	47,47	0,35	47,72	0,88	47,90	1,27
1,5	57,00	55,93	-1,88	56,04	-1,68	56,66	-0,60	56,85	-0,27
1,6	68,69	65,98	-3,94	66,03	-3,87	66,41	-3,31	66,63	-3,00
1,7	81,05	77,91	-3,87	77,34	-4,58	73,04	-9,89	70,67	-12,81
Coeficiente de determinação R^2		0,9434		0,9396		0,9029		0,8799	

Tabela 109 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 95 e as previsões realizadas através do modelo B2 com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo diferentes graus.

$B_{p0} = 1,0 \text{ T}$		Previsões realizadas através de $W_{B2}(1, f)$ [mJ/kg] com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo os graus: 4, 6, 8 e 10							
f [Hz]	W_{exp} [mJ/kg]	Grau 4	Erros [%]	Grau 6	Erros [%]	Grau 8	Erros [%]	Grau 10	Erros [%]
20	16,17	17,84	10,35	17,94	10,98	18,18	12,46	18,28	13,09
50	21,56	22,80	5,77	22,91	6,28	23,22	7,70	23,35	8,31
60	23,07	24,30	5,34	24,41	5,82	24,73	7,21	24,87	7,81
100	29,20	29,91	2,42	30,02	2,81	30,37	4,02	30,53	4,55
200	42,37	42,68	0,72	42,79	0,97	43,16	1,85	43,33	2,24
300	54,44	54,64	0,38	54,74	0,56	55,09	1,20	55,25	1,49
500	77,26	77,47	0,27	77,54	0,36	77,78	0,67	77,89	0,81
800	109,74	110,36	0,56	110,36	0,57	110,37	0,58	110,38	0,58
1000	132,02	131,77	-0,19	131,73	-0,22	131,56	-0,35	131,48	-0,41
Coeficiente de determinação R^2		0,9776		0,9756		0,9695		0,9667	

Além da faixa de erros percentuais aceitáveis, os coeficientes de determinação R^2 também decresceram com o aumento dos graus dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$, pode-se constatar isso tanto na Tabela 108 quanto na Tabela 109. Portanto, esses fatos indicam que não é tão vantajoso trabalhar com polinômios de ordens elevadas compondo a parcela de perda por histerese do modelo B2.

Os valores dos parâmetros k_c e k_{exc} , apresentados a seguir, foram calculados usando novamente a base experimental descrita na Tabela 96. Foram determinados os valores $k_c=10,3217$ e $k_{exc}=6,6848$ quando se utilizou no modelo B2 os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ com grau 4 em ambos. Quando se utilizou os polinômios com grau 6, foram determinados os valores $k_c=10,3475$ e $k_{exc}=6,6209$. Quando se utilizou os polinômios com grau 8, foram determinados os valores $k_c=10,4093$ e $k_{exc}=6,5241$. E finalmente, foram determinados os valores $k_c=10,4539$ e $k_{exc}=6,4317$ quando se utilizou no modelo B2 os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ com grau 10.

As comparações entre as previsões de cada uma das configurações do modelo B2 e os dados da Tabela 96 estão apresentados na Tabela 110 e na Tabela 111, respectivamente.

Analisando-se os resultados apresentados na Tabela 110, percebe-se que a faixa de erros percentuais aceitáveis se manteve à medida que o grau dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ utilizados nos testes aumentou, ou seja, com a utilização dos polinômios de grau 4 ao grau 10, a faixa dos erros percentuais aceitáveis compreendeu apenas os valores B_p de 0,6 a 1,0 T. Di-

ferentemente da amplitude da faixa de erros percentuais aceitáveis, os coeficientes de determinação R^2 decresceram com o aumento dos graus dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$, pode-se constatar isso somente na Tabela 110.

Quanto à evolução dos coeficientes de determinação R^2 na Tabela 111, houve uma elevação dos seus valores com o aumento dos graus dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$. Consta-se que, ao contrário do caso anterior, é levemente vantajoso trabalhar com polinômios de ordens elevadas compondo a parcela de perda por histerese do modelo B2.

Partindo-se dos resultados apresentados neste texto, percebe-se que o modelo B2 provou-se ineficaz na modelagem das perdas magnéticas ocorridas sob regimes senoidal e trapezoidal de indução magnética. Além da utilização dos valores corretos da perda por histerese na determinação dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$, foram testadas algumas configurações, envolvendo mudanças principalmente nos graus desses polinômios (com efeito, são justamente os polinômios os elementos que diferenciam o modelo B2 do modelo B1); no entanto, nenhuma resposta satisfatória foi alcançada com esse modelo.

Tabela 110 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 96 e as previsões realizadas através do modelo B2 com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo diferentes graus.

$f_0 = 60 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através de $W_{B2}(B_p, 60)$ [mJ/kg] com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo os graus: 4, 6, 8 e 10							
B_p [T]	W_{exp} [mJ/kg]	Grau 4	Erros [%]	Grau 6	Erros [%]	Grau 8	Erros [%]	Grau 10	Erros [%]
0,2	1,53	2,24	46,21	2,14	39,44	2,16	41,24	2,15	40,54
0,3	3,29	4,00	21,31	4,14	25,92	4,05	23,03	4,06	23,46
0,4	5,65	6,30	11,38	6,35	12,30	6,33	11,99	6,26	10,74
0,5	8,45	9,08	7,46	9,00	6,50	9,07	7,34	9,08	7,53
0,6	12,39	12,27	-1,00	12,14	-2,04	12,18	-1,73	12,17	-1,76
0,7	15,30	15,85	3,56	15,76	2,99	15,69	2,50	15,62	2,08
0,8	19,59	19,84	1,26	19,83	1,20	19,68	0,47	19,63	0,17
0,9	24,35	24,28	-0,27	24,32	-0,10	24,23	-0,46	24,21	-0,54
1,0	30,01	29,25	-2,54	29,29	-2,41	29,32	-2,29	29,30	-2,37
1,1	36,72	34,85	-5,09	34,84	-5,14	34,94	-4,86	34,87	-5,05
1,2	43,88	41,24	-6,02	41,15	-6,22	41,15	-6,22	41,07	-6,39
1,3	52,67	48,58	-7,77	48,46	-7,99	48,28	-8,33	48,23	-8,42
1,4	62,43	57,08	-8,57	57,00	-8,69	56,83	-8,96	56,77	-9,06
1,5	78,32	66,97	-14,48	66,97	-14,48	67,14	-14,27	67,06	-14,37
1,6	93,17	78,54	-15,71	78,47	-15,78	78,37	-15,89	78,29	-15,97
1,7	111,91	92,07	-17,72	91,37	-18,36	86,55	-22,66	83,88	-25,04
Coeficiente de determinação R^2		0,7852		0,7808		0,7530		0,7362	

Tabela 111 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 96 e as previsões realizadas através do modelo B2 com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo diferentes graus.

$B_{p0} = 0,8 \text{ T}$		Previsões realizadas através de $W_{B2}(0, 8, f)$ [mJ/kg] com os polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ tendo os graus: 4, 6, 8 e 10							
f [Hz]	W_{exp} [mJ/kg]	Grau 4	Erros [%]	Grau 6	Erros [%]	Grau 8	Erros [%]	Grau 10	Erros [%]
20	12,67	13,41	5,86	13,41	5,83	13,27	4,73	13,22	4,33
30	14,40	15,14	5,13	15,13	5,08	14,99	4,09	14,93	3,72
50	17,67	18,32	3,67	18,31	3,61	18,17	2,80	18,11	2,47
60	19,26	19,84	2,99	19,83	2,93	19,69	2,19	19,63	1,89
100	24,36	25,64	5,22	25,62	5,16	25,48	4,60	25,43	4,35
150	30,83	32,53	5,51	32,51	5,46	32,39	5,06	32,34	4,88
200	37,94	39,20	3,33	39,19	3,31	39,08	3,02	39,04	2,90
300	52,19	52,182	-0,03	52,17	-0,04	52,10	-0,17	52,08	-0,22
Coeficiente de determinação R^2		0,9212		0,9220		0,9308		0,9343	

5.5 Análise das demais parcelas utilizadas tanto no modelo B1 quanto no modelo B2

A rigor, a soma dos polinômios $W_{h(LI)}$ e $W_{h(HI)}$ deve retornar os valores dos dados experimentais que os originaram. E se mesmo assim, a determinação dos outros dois parâmetros do modelo B2 não foi capaz de ajustar a resposta final do mesmo aos dados experimentais; isso é um indício de que algo de errado estava ocorrendo com as outras duas parcelas do modelo (perda clássica e perda por excesso). Não havendo mais o que propor de modificação na parcela relativa às perdas por histerese, passou-se à análise das demais parcelas utilizadas tanto no modelo B1 quanto no modelo B2.

Nos modelos B1 e B2, a parcela correspondente à perda por correntes circulantes, repetida em (135), é uma expressão cujo fundamento analítico está nas equações de Maxwell. Como já esclarecido, no desenvolvimento dessa expressão foi considerado que no material ferromagnético há uma dependência linear da indução magnética B em relação ao campo magnético H (i.e. $B = \mu H$, sendo μ constante), e que a validade dessa expressão está limitada à faixa de frequência de magnetização do material em que o efeito pelicular é desprezível.

$$W_{cl} = \frac{\sigma d^2}{12f_0 m_v} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (135)$$

O parâmetro k_{cl} depende da frequência f_0 , mas não do valor de B_p . Já o parâmetro k_{exc} teoricamente depende tanto da frequência f_0 quanto do pico de indução B_p . A dependência de k_{exc} da variável B_p pode ser explicada, pelo menos em parte, pela sua dependência implícita do parâmetro V_0 ; mas nos estudos iniciais envolvendo esse modelo, considerou-se apenas a dependência de k_{exc} em relação à f_0 . Na tentativa de entender o real comportamento dos coeficientes k_{cl} e k_{exc} dos modelos B1 e B2, passou-se então a uma abordagem mais precisa dos termos das equações analíticas que modelam as perdas medidas sob os regimes de indução senoidal (136) e trapezoidal (137).

$$W_{total(sen)}(B_p, f_0) = W_h + \frac{\sigma \pi^2 d^2 f_0}{6m_v} \cdot B_p^2 + \frac{8,76\sqrt{\sigma G V_0 S f_0}}{m_v} \cdot B_p^{1,5} \quad (136)$$

$$W_{total(trap)}(B_p, f_0) = W_h + \frac{4\sigma d^2 f_0}{3m_v \gamma} \cdot B_p^2 + \frac{8}{m_v} \cdot \sqrt{\frac{\sigma G V_0 S f_0}{\gamma}} \cdot B_p^{1,5} \quad (137)$$

Considerando $G = 0,1356$ e utilizando os parâmetros da Tabela 1, os coeficientes da segunda e terceira parcelas do segundo termo de (136) passam a ser os valores descritos em (138) e (139), respectivamente. Dessa forma, (136) passa a ser (140), com $W_{total(sen)}(B_p, 60)$ em mJ/kg.

$$\frac{\sigma \pi^2 d^2 f_0}{6m_v} = 7,1603 \times 10^{-3} \quad (138)$$

$$\frac{8,76\sqrt{\sigma G S f_0}}{m_v} = 1,8936 \times 10^{-2} \quad (139)$$

$$W_{total(sen)}(B_p, 60) = W_h + (7,1603) \cdot B_p^2 + (18,936) \cdot \sqrt{V_0} \cdot B_p^{1,5} \quad (140)$$

Considerando $\gamma = 0,5$ e $G = 0,1356$, e utilizando os parâmetros da Tabela 1, os coeficientes da segunda e terceira parcelas do segundo termo de (137) passam a ser os valores descritos em (141) e (142), respectivamente. Dessa forma, (137) passa a ser (143), com $W_{total(trap)}(B_p, 60)$ expressa em mJ/kg.

$$\frac{4\sigma d^2 f_0}{3m_v \gamma} = 1,1608 \times 10^{-2} \quad (141)$$

$$\frac{8}{m_v} \cdot \sqrt{\frac{\sigma G S f_0}{\gamma}} = 2,4456 \times 10^{-2} \quad (142)$$

$$W_{total(trap)}(B_p, 60) = W_h + (11,608) \cdot B_p^2 + (24,456) \cdot \sqrt{V_0} \cdot B_p^{1,5} \quad (143)$$

Tanto em (140) quanto em (143), a única variável ainda desconhecida é o parâmetro V_0 . Decidiu-se averiguar, então, o comportamento deste último em função de B_p . Para isso, foram utilizados os dados da Tabela 101 e os dados relativos ao experimento 1 das Tabelas 95 e 96. Os resultados estão nas Tabelas 112 e 113, respectivamente. Além disso, nas Figs. 115 e 116, são apresentadas, de forma gráfica, as respectivas variações do parâmetro V_0 nos dois casos analisados, juntamente com os respectivos polinômios de ajuste.

Tabela 112 – Determinação do comportamento do parâmetro V_0 em função de B_p com base nos dados experimentais obtidos com indução senoidal a 60 Hz (dados do experimento 1 da Tabela 95).

B_p [T]	$V_0(B_p)$	K_{exc}	B_p [T]	$V_0(B_p)$	K_{exc}
0,2	$1,6147 \times 10^{-2}$	2,4062	1,0	$4,1086 \times 10^{-2}$	3,8382
0,3	$2,1788 \times 10^{-4}$	0,2795	1,1	$4,3960 \times 10^{-2}$	3,9702
0,3	$7,0827 \times 10^{-3}$	1,5936	1,2	$4,8254 \times 10^{-2}$	4,1595
0,5	$1,5819 \times 10^{-2}$	2,3816	1,3	$5,1636 \times 10^{-2}$	4,3028
0,6	$2,2151 \times 10^{-2}$	2,8182	1,4	$5,9359 \times 10^{-2}$	4,6134
0,7	$2,9497 \times 10^{-2}$	3,2521	1,5	$6,9508 \times 10^{-2}$	4,9923
0,8	$3,9104 \times 10^{-2}$	3,7445	1,6	$9,5370 \times 10^{-2}$	5,8477
0,9	$4,2496 \times 10^{-2}$	3,9035	-	-	-

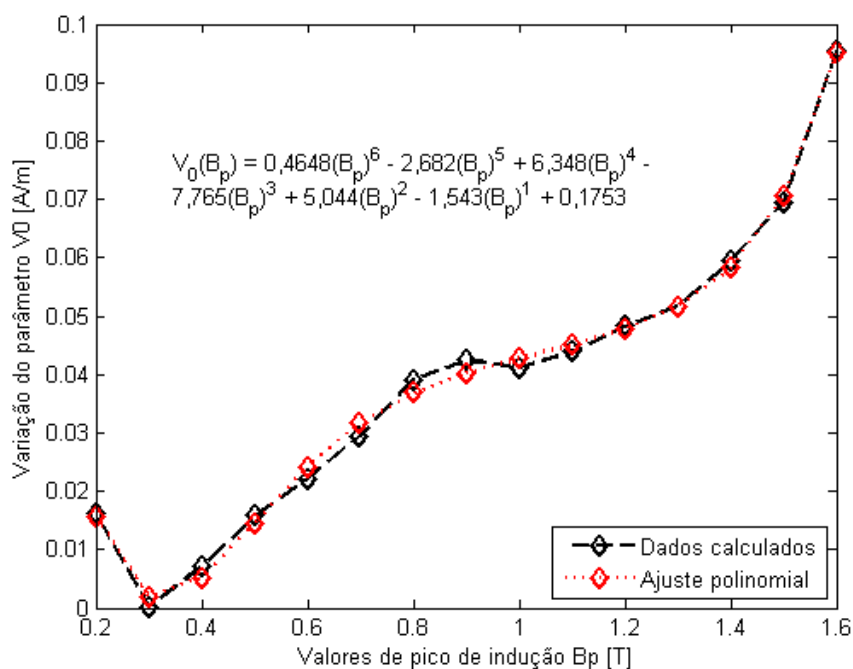


Figura 115 – Ilustração da variação do parâmetro V_0 em função de B_p com base nos dados da Tabela 112.

Tabela 113 – Determinação do comportamento do parâmetro V_0 em função de B_p com base nos dados experimentais obtidos com indução trapezoidal a 60 Hz (dados do experimento 1 da Tabela 96).

B_p [T]	$V_0(B_p)$	K_{exc}	B_p [T]	$V_0(B_p)$	K_{exc}
0,2	$1,5034 \times 10^{-3}$	0,9482	1,0	$6,0105 \times 10^{-2}$	5,9956
0,3	$1,9465 \times 10^{-3}$	1,0790	1,1	$7,8079 \times 10^{-2}$	6,8336
0,3	$1,3097 \times 10^{-2}$	2,7988	1,2	$8,9020 \times 10^{-2}$	7,2967
0,5	$2,2691 \times 10^{-2}$	3,6839	1,3	$1,1001 \times 10^{-1}$	8,1114
0,6	$2,7563 \times 10^{-2}$	4,0602	1,4	$1,2028 \times 10^{-1}$	8,4816
0,7	$3,7976 \times 10^{-2}$	4,7658	1,5	$2,0781 \times 10^{-1}$	11,148
0,8	$4,9701 \times 10^{-2}$	5,4521	1,6	$2,5379 \times 10^{-1}$	12,320
0,9	$5,3847 \times 10^{-2}$	5,6749	-	-	-

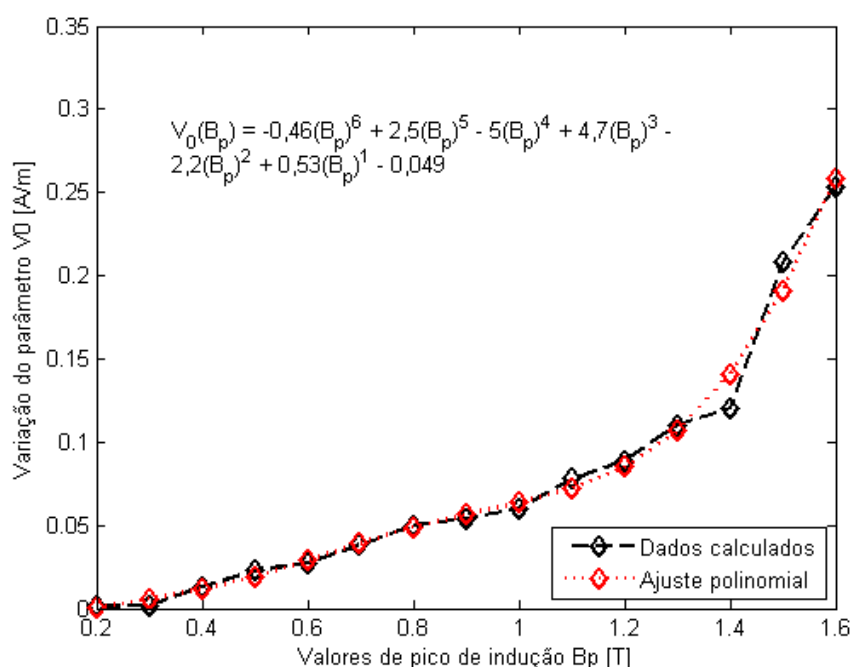


Figura 116 – Ilustração da variação do parâmetro V_0 em função de B_p com base nos dados da Tabela 113.

Dessa forma, é possível notar que o parâmetro V_0 não é constante, como se considerou nos estudos iniciais, e que sua utilização correta pode acarretar numa melhora significativa das respostas do modelo B1 e B2. Com efeito, considerando que em (140) e em (143) a parcela W_h pode ser determinada, por exemplo, pelos polinômios $W_{h(LI)}(B_p)$ e $W_{h(HI)}(B_p)$ apresentados respectivamente em (129) e (130); tem-se, desse modo, para a parcela W_h , o formato apresentado em (144). Logo, com a utilização dessa mesma parcela tanto em (140) quanto em (143), junto com o emprego dos respectivos polinômios de ajuste descritos nas Figs. 115 e 116, é possível obter resultados muito satisfatórios. Mediante a observação das Figs. 117 e 118 e das tabelas de 114 a 117, atesta-se isso.

$$\begin{aligned}
 W_h(B_p) &= W_{h(LI)}(B_p) + W_{h(HI)}(B_p) \\
 &= -23,26B_p^6 + 130,3B_p^5 - 273,44B_p^4 + 281,41B_p^3 - 141,55B_p^2 \\
 &\quad + 42,40B_p - 3,53
 \end{aligned} \tag{144}$$

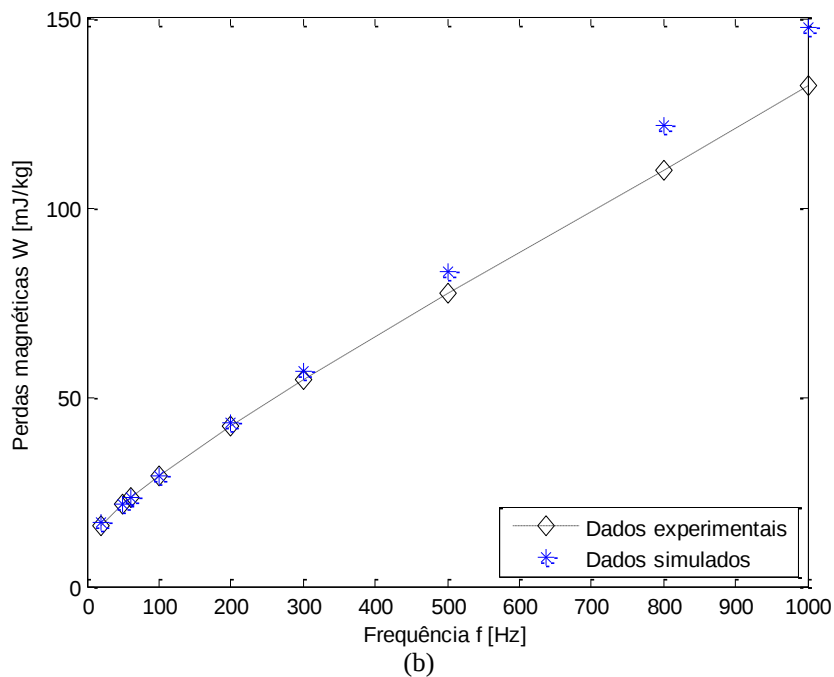
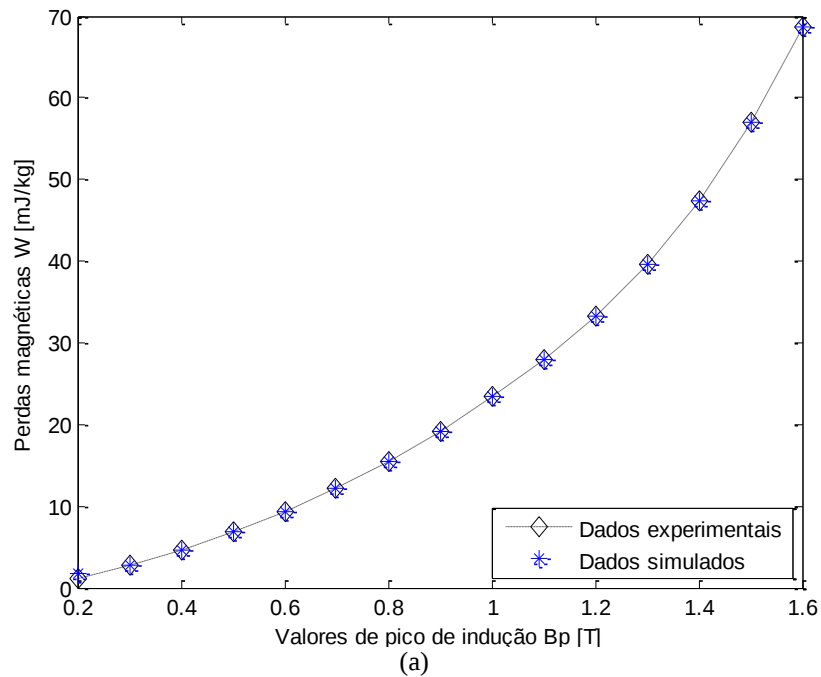


Figura 117 – Resposta do modelo B2 mediante a utilização de (144) e do polinômio de ajuste apresentado na Fig. 115 (referente aos valores do parâmetro V_0 apresentados na Tabela 112): (a) $R^2 = 0,9923$; (b) $R^2 = 0,8218$.

Tabela 114 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 95 e a resposta do modelo B2 com a utilização de (144) e do polinômio de ajuste apresentado na Fig. 115.

$f_0 = 60 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(B_p, 60) = W_h(B_p) + (7,16) \cdot B_p^2 + (18,94) \cdot \sqrt{V_0(B_p)} \cdot B_p^{1,5}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(B_p, 60) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
0,2	1,2241	1,6294	33,11
0,3	2,6657	2,9067	9,04
0,4	4,6388	4,5128	-2,71
0,5	6,8735	6,6637	-3,05
0,6	9,3690	9,2804	-0,95
0,7	12,2392	12,2975	0,48
0,8	15,5250	15,653118	0,82
0,9	19,2317	19,332698	0,52
1,0	23,4067	23,395303	-0,05
1,1	28,0383	27,980122	-0,21
1,2	33,3517	33,300745	-0,15
1,3	39,5067	39,639580	0,34
1,4	47,3033	47,352866	0,10
1,5	57,0000	56,881195	-0,21
1,6	68,6883	68,725801	0,05
Coeficiente de determinação R^2 : 0,9923			

Tabela 115 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 95 e a resposta do modelo B2 com a utilização de (144) e do polinômio de ajuste apresentado na Fig. 115.

$B_{p0} = 1,0 \text{ T}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(1, f) = W_h(1) + \frac{(7,16) \cdot 1^2 f}{60} + (18,936) \cdot \sqrt{V_0(1)} \cdot \sqrt{\frac{f}{60}} \cdot 1^{1,5}$	
$f \text{ [Hz]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(1, f) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
20	16,1660	16,9667	4,95
50	21,5600	21,8607	1,39
60	23,0667	23,3953	-0,05
100	29,2000	29,3083	0,37
200	42,3750	43,3361	2,27
300	54,4367	56,8768	4,48
500	77,2640	83,2924	7,80
800	109,7425	122,0885	11,25
1000	132,0240	147,6439	11,83
Coeficiente de determinação R^2 : 0,8218			

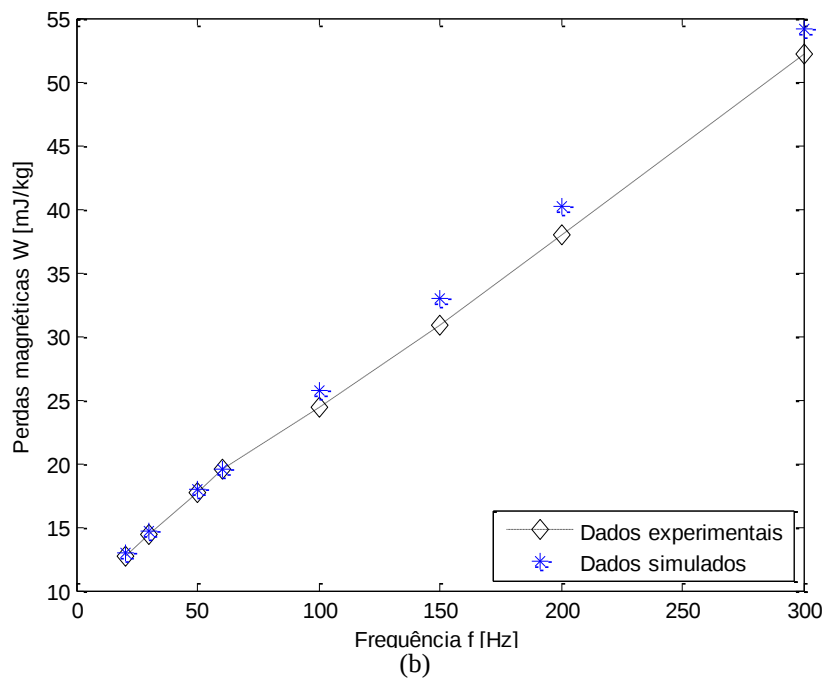
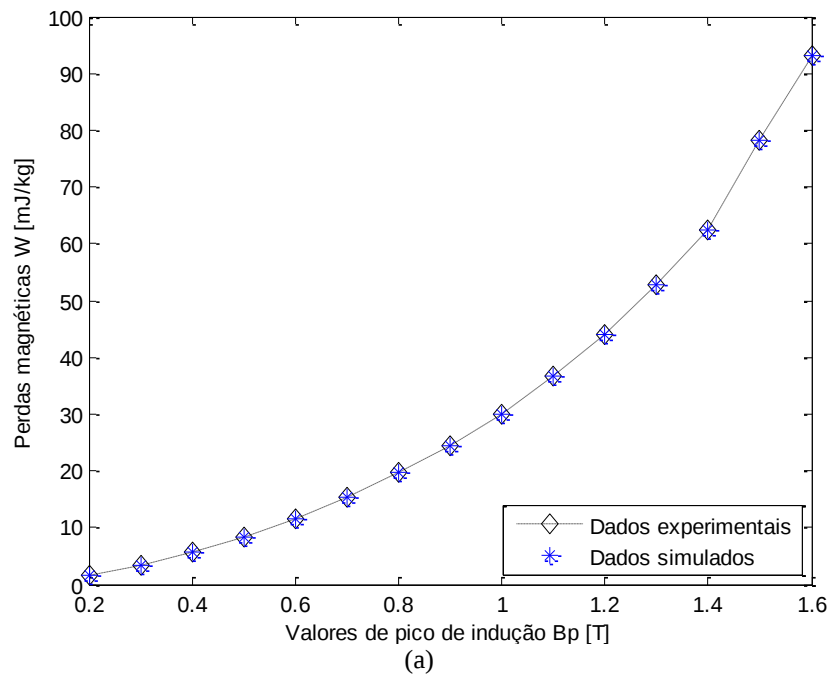


Figura 118 – Resposta do modelo B2 mediante a utilização de (144) e do polinômio de ajuste apresentado na Fig. 116 (referente aos valores do parâmetro V_0 apresentados na Tabela 113). (a) $R^2 = 0,9953$; (b) $R^2 = 0,8770$.

Tabela 116 – Comparação entre os dados do experimento 1 da Tabela 96 e a previsão realizada pelo modelo B2 mediante a utilização de (144) e do polinômio de ajuste apresentado na Fig. 116.

$f_0 = 60 \text{ Hz}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(B_p, 60) = W_h(B_p) + (11,608) \cdot B_p^2 + (24,456) \cdot \sqrt{V_0(B_p)} \cdot B_p^{1,5}$	
$B_p \text{ [T]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(B_p, 60) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
0,2	1,5324	1,6798	9,6197
0,3	3,2892	3,3444	1,6784
0,4	5,6553	5,5858	-1,2286
0,5	8,4458	8,2713	-2,0664
0,6	12,3907	11,4014	-1,2631
0,7	15,3050	15,2934	-0,0758
0,8	19,5933	19,7986	1,0479
0,9	24,3467	24,5356	0,7761
1,0	30,0117	29,9226	-0,2968
1,1	36,7233	36,6073	-0,3159
1,2	43,8800	43,8545	-0,0582
1,3	52,6683	52,7984	0,2469
1,4	62,4283	62,5530	0,1998
1,5	78,3167	78,1273	-0,2418
1,6	93,1733	93,2277	0,0584
Coeficiente de determinação R^2 : 0,9953			

Tabela 117 – Comparação entre os dados do experimento 2 da Tabela 96 e a previsão realizada pelo modelo B2 mediante a utilização de (144) e do polinômio de ajuste apresentado na Fig. 116.

$B_{p0} = 0,8 \text{ T}$		Previsões realizadas através de: $W_{B2}(0,8, f) = W_h(0,8) + \frac{(11,61) \cdot 0,8^2 f}{60} + (24,46) \cdot \sqrt{V_0(0,8)} \cdot \sqrt{\frac{f}{60}} \cdot 0,8^{1,5}$	
$f \text{ [Hz]}$	$W_{exp} \text{ [mJ/kg]}$	$W_{B2}(0,8, f) \text{ [mJ/kg]}$	Erros [%]
20	12,6720	13,1971	4,1439
30	14,3980	14,9415	3,7747
50	17,6744	18,2205	3,0901
60	19,2633	19,7986	1,0479
100	24,3650	25,8865	6,2447
150	30,8307	33,2093	7,7150
200	37,9385	40,3544	6,3679
300	52,1933	54,3368	4,1069
Coeficiente de determinação R^2 : 0,8770			

6 Conclusão geral

Um dos objetivos firmados para este trabalho foi o de desenvolver e validar experimentalmente um novo sistema de controle no SCaMMA que permitisse caracterizar aços elétricos sob formas de onda de indução magnética com e sem mínimos locais, sem componente contínua, com frequência fundamental na faixa de 1 Hz a 400 Hz e com amplitude na faixa de 0,2 a 1,8 T. A fim de atingir a este objetivo, conforme descrito no capítulo 2, foi necessário realizar diversas modificações no “software” e algumas no “hardware” deste sistema, desenvolver e validar experimentalmente cinco estratégias de controle da forma de onda da indução magnética. Com isso, este objetivo foi alcançado. A estratégia de controle denominada “configuração 2.3 do Controle Novo 2” mostrou-se estável e capaz de impor à amostra de aço elétrico formas de onda de indução magnética com e sem mínimos locais, sem componente contínua, com frequência fundamental a partir de 1 Hz e com amplitude na faixa de 0,2 a 1,6 T. Tendo em vista que, antes da implementação desta nova estratégia de controle, a caracterização de aços elétricos através do SCaMMA se limitava à formas de onda de indução magnética sem mínimos locais, sem componente contínua, e com frequência fundamental maior ou igual a 7 Hz, entende-se que houve um grande avanço. De fato, agora é possível caracterizar a histerese magnética destes materiais, a qual comumente é feita em 1 Hz. Ademais, foi possível testar o limite superior de frequência em que esta nova estratégia é válida. Para ondas triangulares de indução, o controle funcionou até 600 Hz; para ondas triangulares com mínimos locais provenientes da integração de ondas de tensão PWM-2N senoidal, na média o controle funcionou até 100 Hz (esse limite depende da configuração adotada para a onda de tensão). A experiência na bancada e a literatura mostram que o maior desafio nesta área se concentra no controle de formas de onda de indução com baixa frequência fundamental (i.e., menor ou igual a 3 Hz), baixa amplitude (i.e., menor ou igual a 0,4 T) e alta amplitude (i.e., maior ou igual a 1,4 T). Ressalta-se que, a partir de certa frequência, a amplitude da forma de onda de indução deve ser limitada em função das limitações dos componentes do SCaMMA. Essa implementação é, portanto, uma contribuição original deste trabalho.

Outro objetivo firmado para este trabalho foi o de desenvolver e validar experimentalmente um novo algoritmo para a obtenção dos parâmetros do modelo escalar clássico de Jiles–Atherton e do modelo escalar modificado de Jiles–Atherton descrito em [23]. No que tange aos novos programas computacionais, este objetivo foi alcançado, tendo sido implementados um *SFLA* para identificação dos parâmetros dos modelos de Jiles–Atherton. O *SFLA*

pode ser executado de duas formas diferentes, sendo uma delas voltadas para laços de histerese sem laços menores e a outra para laços de histerese com laços menores. Em qualquer caso, o *SFLA* busca o conjunto de parâmetros ótimo para a modelagem do laço de histerese. Especificamente, no caso de laços de histerese com laços menores, o *SFLA* busca um conjunto de parâmetros cujo número de elementos pode chegar a ser igual a seis mais duas vezes o número de laços menores. Isto significa que ao laço externo está associado um parâmetro adicional e a cada laço menor podem estar associados dois parâmetros adicionais, o que confere em alguns casos maior precisão à modelagem da histerese magnética em relação ao modelo originalmente proposto. A viabilização da obtenção de laços de histerese incluindo laços menores através do SCaMMA, possibilitou a validação do *SFLA* desenvolvido para o modelo de Jiles–Atherton, o que constitui-se em mais uma contribuição original deste trabalho. Além disso, com o uso do *SFLA*, pôde-se aprofundar um pouco mais na investigação das limitações do modelo de Jiles–Atherton e os resultados advindos dessa atividade são de grande valor, e podem resultar em trabalhos importantes futuramente.

O terceiro e último objetivo firmado para esse trabalho foi o de desenvolver e validar experimentalmente um novo algoritmo para a obtenção dos parâmetros envolvidos na modelagem das perdas por histerese, por correntes circulantes e das perdas em excesso na ausência de laços $B \times H$ menores. No que tange à modelagem destas perdas para formas de onda de indução sem mínimos locais esse objetivo foi atingido. Uma adaptação do algoritmo *SFLA* foi desenvolvida para esse fim, e diante dos resultados confiáveis gerados por esse algoritmo, foi possível avançar nas análises envolvendo os modelos de previsão de perdas B1 e B2. Assim, ficou claro que uma atenção maior deveria ser empregada nas demais parcelas desses modelos. Por fim, apresenta-se um indicativo de como deveria ser a abordagem inicial da utilização desses dois modelos. Espera-se que com isso futuros trabalhos possam se basear nas análises realizadas a respeito desse assunto.

Sugere-se como propostas para trabalhos futuros:

- A modelagem das perdas magnéticas em aços elétricos para formas de onda de indução com mínimos locais;
- O desenvolvimento de uma metodologia para a caracterização magnética de aços elétricos, através do SCaMMA, para formas de onda de indução magnética com componente contínua;
- A modelagem das perdas magnéticas em aços elétricos para formas de onda de indução com componente contínua; e

- O desenvolvimento de uma metodologia para obtenção de características magnéticas de aços elétricos, através do SCaMMA, utilizadas na modelagem das perdas magnéticas em aços elétricos através do modelo de Preisach.

Alguns dos resultados deste trabalho foram divulgados em artigos apresentados em congressos, quais sejam:

- PINHEIRO, M. L. P.; SILVA, W. G.; BATISTA, A. J. Digital Control Algorithm of Magnetic Induction Waveform Applied to Silicon Steels Characterization. In: MOMAG 2016 - 12º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo/17º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica - LAWOFS 2016 - Latin American Workshop on Optical Fiber Sensors, 2016, Porto Alegre. Anais do MOMAG 2016, 2016. v. 1. p. 1-6.
- PINHEIRO, M. L. P.; SILVA, W. G.; BATISTA, A. J. Digital Control of Magnetic Induction Waveform Applied to Silicon Steel Sheets Characterization. In: Conference on Precision Electromagnetic Measurements, 2016, Ottawa. CPEM 2016 Conference digest, 2016. v. 1. p. 1-2.
- PINHEIRO, M. L. P.; BRITO, L. C.; BATISTA, A. J. Identificação dos Parâmetros de um Modelo de Jiles–Atherton Modificado para a Histerese Magnética Através do Algoritmo de Embaralhamento dos Sapos Saltitantes. In: Congresso de Pesquisa, Ensino e Extensão da UFG (XIII CONPEEX), 2016, Goiânia. Anais do XIII CONPEEX. Goiânia: UFG, 2016. v. 1. p. 1-5.

A versão estendida do segundo artigo mencionado foi submetida à revista *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* e encontra-se em fase de revisão.

Referências

- [1] GUIMARÃES, A. P. **A pedra com alma**. Rio de Janeiro: Civilização brasileira, 2011. 335 p.
- [2] STEINMETZ, C. P. On the law of hysteresis (originally published in 1892), **Proc. of the IEEE**, v. 72, n. 2, 1984. p. 197–221.
- [3] JORDAN, H. Die ferromagnetischen Konstanten fur schwache Wechselfelder, **Elektr. Nach. Techn.**, v. 1, 1924.
- [4] BERTOTTI, G. Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations, **J. Appl. Phys.**, v. 57, n. 6, 1985. p. 2110–2117.
- [5] BERTOTTI, G. General properties of power losses in soft ferromagnetic materials, **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 24, n. 1, 1988. p. 621–630.
- [6] BARBISIO, E.; FIORILLO, F.; RAGUSA, C. Predicting loss in magnetic steels under arbitrary induction waveform and with minor hysteresis loops, **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 40, n. 4, 2004. p. 1810–1819.
- [7] SIMÃO, C.; SADOWSKI, N.; BATISTELA, N. J. Análise da perda por histerese com base na equação de steinmetz adaptada para laços menores de histerese. In: MOMAG 2008. In: **Anais do MOMAG 2008**, p. 941–944.
- [8] MAYERGOYZ, I. D. **Mathematical models of hysteresis and their applications**. New York: Elsevier Science Inc., 2003. 498 p.
- [9] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. **Introduction to magnetic materials**. New Jersey: John Wiley & Sons, 2009. 550 p.
- [10] BERTOTTI, G. Hysteresis in magnetism – For Physicists, Materials Scientists, and Engineers. San Diego: Academic Press Inc., 1998. 569 p.
- [11] COBHAM ANTENNA SYSTEMS. Opera Simulation Software. Version 16R1: Cobham Vector Fields Simulation Software, 2014. CD-ROM.
- [12] ANSYS, Inc. ANSYS Maxwell. ANSYS, Inc., 2014. CD-ROM.
- [13] JSOL Corp. JMAG. Version 13.1: JSOL, 2014. Corp. CD-ROM.
- [14] PREISACH, F. “Über die magnestische nachwirfung”, **Zietschrift fur Physik** 94, p. 277–302, 1935.
- [15] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L. Ferromagnetic hysteresis. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. MAG-19, 1983. p. 2183–2185.

- [16] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L. Theory of the magnetization process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 17, 1984. p. 1265–1281.
- [17] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L. Theory of ferromagnetic hysteresis. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 61, 1986. p. 48–60.
- [18] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L. Theory of ferromagnetic hysteresis. **J. Appl. Phys.**, v. 55, 1984. p. 2115–2120.
- [19] JILES, D. C.; THOELKE, J. B. Theory of ferromagnetic hysteresis: determination of model parameters from experimental hysteresis loops. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 25, n. 5, 1989. p. 3928–3930.
- [20] JILES, D. C.; THOELKE, J. B.; DEVINE, M. K. Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 28, n. 1, 1992. p. 27–35.
- [21] SADOWSKI, N.; BATISTELA, N. J.; BASTOS, J. P. A.; LAJOIE–MAZENC, M. An inverse Jiles–Atherton model to take into account hysteresis in time–stepping finite–element calculations. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 38, n. 2, 2002. p. 797–800.
- [22] TAKAHASHI, N.; MIYABARA, S.I.; FUJIWARA, K. Problems in practical finite element using Preisach hysteresis model. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 35 n. 3, 1999. p. 1243–1246.
- [23] LEITE, J. V.; BENABOU, A.; SADOWSKI, N. Accurate minor loops calculation with a modified Jiles–Atherton hysteresis model, **COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering**, v. 28, n. 3, 2009. p. 741–749.
- [24] BATISTA, A. J.; FAGUNDES, J. C. S.; VIAROUGE, P. An automated measurement system for core loss characterization. **IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement**, v. 48, n. 2, p. 663–667, 1999.
- [25] THOTTUVELIL, V. J.; WILSON, T. G.; OWEN JR., H. A. High–frequency measurement techniques for magnetic cores. **IEEE Trans. on Power Electronics**, v. 5, n. 1, p. 41–53, 1990.
- [26] GULDNER, H.; SCHMIDT, N. Unconventional determination of parameters for magnetic components in power electronics. In: **Proc. in Power Conversion**, p. 15–28.
- [27] TAN, F. D.; VOLLIN, J. L.; CUK, S. M. A practical approach for magnetic core–loss characterization. In: **IEEE APEC 1993, IEEE APEC Proc.**, 1993, p. 572–578.

- [28] NAKATA, T.; TAKAHASHI, N.; FUJIWARA, K.; NAKANO, M. Measurement of magnetic characteristics along arbitrary directions of grain-oriented silicon steel up to high flux densities. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 29, n. 6, p. 3544–3546, 1993.
- [29] SALZ, W. A two-dimensional measuring equipment for electrical steel. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 30, n. 3, p. 1253–1257, 1994.
- [30] KHANLOU, A.; MOSES, A. J.; MEYDAN, T.; BECKLEY, P. A computadorized on-line power loss testing system for the steel industry, based on the RCP compensation technique. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 31, n. 6, p. 3385–3387, 1995.
- [31] NAMJOSHI, K. V.; LAVERS, J. D.; BIRINGER, P. P. Eddy-current power loss in toroidal cores with rectangular cross section. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 34, n. 3, p. 636–641, 1998.
- [32] NAKANO, M.; NISHIMOTO, H.; FUJIWARA, K.; TAKAHASHI, N. Improvements of single sheet testers for measurement of 2-D magnetic properties up to high flux density. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 34, n. 5, p. 3965–3967, 1999.
- [33] SIEVERT, J. Recent advances in the one- and two-dimensional magnetic measurement technique for electrical sheet steel. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 26, n. 5, p. 2553–2558, 1990.
- [34] PFUTZNER, H.; SCHÖNHUBER, P. On the problem of the field detection for single sheet testers. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 27, n. 2, p. 778–785, 1991.
- [35] SIEVERT, J. The measurement of magnetic properties of electrical sheet steel – survey of methods and situation of standards. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, vs. 215–216, p. 647–651, 2000.
- [36] HRIBERNIK, B. et al. Numerical estimation of the field error of single and double sheet testers. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 34, n. 5, p. 3276–3279, 1998.
- [37] MATSUBARA, K. et al. Effects of impedances of primary winding and mutual inductor on the distortion of flux waveform in single sheet tester. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 31, n. 6, p. 3382–3384, 1995.
- [38] NAKATA, T.; TAKAHASHI, N.; FUJIWARA, K. Effects of eddy currents in the specimen in a single sheet tester on measurement errors. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 26, n. 5, p. 1641–1643, 1990.
- [39] REINERT, J.; BROCKMEYER, A.; DE DONCKER, R. W. Calculation of losses in ferro and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation. **IEEE Trans. on Industry Applications**, v. 37, n. 4, p. 1055–1061, 2001.

- [40] AOULI, R.; AKROUNE, M.; DAMI, M. A.; MOUILLET, A. Characterization of electric alloys for electric drives. In: **IEE Proc. of the Scientific Measurement Technology**, v. 143, n. 3, p. 173–176, 1996.
- [41] MOSES, A. J.; TUTKUN, N. Investigation of power loss in wound toroidal cores under PWM excitation. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 33, n. 5, p. 3763–3765, 1997.
- [42] BOGLIETTI, A.; FERRARIS, P.; LAZZARI, M.; PROFUMO, F. Effects of different modulation index on the iron losses in soft magnetic materials supplied by PWM inverter. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 39, n. 6, p. 3234–3236, 1993.
- [43] BOGLIETTI, A.; FERRARIS, P.; LAZZARI, M.; PROFUMO, F. Iron losses in magnetic materials with six-step and PWM inverter supply. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 27, n. 6, p. 5334–5336, 1991.
- [44] MO, W. K.; CHENG, D. K.; LEE, Y. S. Simple approximations of the DC biasing on the core loss of power ferrites and their use in design of magnetic components. **IEEE Industry Applications Society**, p. 1139–1146, 1997.
- [45] BRISSONNEAU, P.; LEBouc, D. Core losses with trapezoidal waveform induction. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 20, n. 5, p. 1484–1486, 1984.
- [46] LANCAROTTE, M. S.; PENTEADO, A. A. Previsão do aumento das perdas magnéticas na presença de harmônicos. In: Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 3., **Anais do III Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo**, 1998, p. 112–115.
- [47] MATSUBARA, K. et al. Acceleration technique of waveform control for single sheet tester. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 31, n. 6, p. 3400–3402, 1995.
- [48] BARBÍSIO, E.; FIORILLO, F.; RAGUSA, C. Accurate measurement of magnetic power losses and hysteresis loops under generic induction waveforms with minor loops. In: Soft Magnetic Materials Conference, 16., **Proc. 16th Soft Magnetic Materials Conference**, 2004, p. 257–262.
- [49] ZUREK, S.; MARKETOS, P.; MEYDAN, T.; MOSES, A. J. Use of novel adaptive digital feedback for magnetic measurements under controlled magnetizing conditions, **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 41, n. 11, p. 4242–4249, 2005.
- [50] ENOKIZONO, M.; TODAKA, T.; KANAO, S.; SIEVERT, J. Two-dimensional magnetic properties of silicon steel sheet subjected to a rotating field. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 29, n. 6, p. 3550–3552, 1993.
- [51] ENOKIZONO, M.; MORI, S.; BENDA, O. A treatment of magnetic reluctivity tensor for rotating magnetic field. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 33, n. 2, p. 1608–1611, 1997.

- [52] NENCIB, N.; SPORNIC, S.; KEDOUS–LEBOUC, A.; CORNUT, B. Macroscopic anisotropy characterization of SiFe using a rotational single sheet tester. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 31, n. 6, p. 4047–4049, 1995.
- [53] AMAR, M.; PROTAT, F. A simple method for the estimation of power losses in silicon iron sheets under alternating pulse voltage excitation. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 30, n. 2, 1994.
- [54] BATISTELA, N. J. **Caracterização e modelagem eletromagnética de lâminas de aço ao silício**. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Santa Catarina, 2001. 210 p.
- [55] MENDES, F. B. R. **Análise de medidas de perdas magnéticas em lâminas de aço ao silício**. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Santa Catarina, 2004.
- [56] LANDGRAF, F. J. G. et al. Hysteresis loss subdivision. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. 2494–2498, 2008.
- [57] FIORILLO, F.; NOVIKOV, A. An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 26, n. 5, 1990.
- [58] MANYAGE, M. J.; MTHOMBENI, T. L.; PILLAY, A.; BOGLIETTI, A. Improved prediction of core losses in induction motors. In: Electric Machines & Drives Conference, **Proc. of the Electric Machines & Drives Conference**, 2007, p. 531–536.
- [59] APPINO, C.; FIORILLO, F.; RAGUSA, C.; XIE, B. Magnetic losses at high flux densities in non-oriented Fe–Si alloys. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. 2526–2529, 2008.
- [60] LANDGRAF, F. J. G.; EMURA, M.; CAMPOS, M. F. On the law of hysteresis. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 320, p. e531–e534, 2008.
- [61] WEIDENFELLER, B.; ANHALT, M. Effect of laser treatment on high and low induction loss components of grain oriented iron–silicon sheets. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 322, p. 69–72, 2010.
- [62] KRINGS, A.; SOULARD, J. Overview and comparison of iron loss models for electrical machines. **Proc. of the International Symposium on Power Electronics Electrical Drives Automation and Motion**, 2010, p. 878–883.
- [63] ZIRKA, S. E.; MOROZ, Y. I.; MARKETOS, P.; MOSES, A. J. Loss separation in non-oriented electrical steels. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 46, n. 2, p. 286–289, 2010.
- [64] MO, W. K.; CHENG, D. K. W.; LEE, Y. S. Simple approximations of the DC flux influence on the core loss power electronics ferrites and their use in design of magnetic components. **IEEE Trans. on Industrial Electronics**, v. 44, n. 6, p. 788–799, 1997.

- [65] BAGULEY, C. A.; CARSTEN, B.; MADAWALA, U. K. The effect of DC bias conditions on ferrite core losses. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 44, n. 2, p. 246–252, 2008.
- [66] BARBISIO, E. et al. Prediction of magnetic power losses in soft laminations under DC-biased supply. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, vs. 290–291, p. 1476–1479, 2005.
- [67] BARBISIO, E. et al. Analysis of AC magnetic properties in SiFe laminations under DC-biased magnetization. **Physica B**, v. 343, p. 127–131, 2004.
- [68] ENOKIZONO, M.; MATSUO, H. A measurement system for two-dimensional DC-biased properties of magnetic materials. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, vs. 254–255, p. 39–42, 2003.
- [69] FIORILLO, F. DC and AC magnetization processes in soft magnetic materials. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, vs. 242–245, p. 77–83, 2002.
- [70] YANASE, S.; OKAZAKI, Y.; ASANO, T. AC magnetic properties of electrical steel core under DC-biased magnetization. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, vs. 215–216, p. 156–158, 2000.
- [71] SIMÃO, C. et al. Evaluation of hysteresis losses in iron sheets under DC-biased inductions. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 45, n. 3, p. 1158–1161, 2009.
- [72] SIMÃO, C.; SADOWSKI, N.; BATISTELA, N. J. Análise da perda por histerese com base na equação de Steinmetz adaptada para laços menores de histerese. In: MOMAG 2008, **Anais do MOMAG 2008**, 2008, pp. 941–944.
- [73] MAIA, E. M. M. Sistema de medição automatizado para caracterização de materiais magnéticos moles: aplicação à caracterização de ferritas. Dissertação (Mestrado), Universidade Federal de Goiás, 2004.
- [74] LIMA, J. P. F. Sistema de caracterização de materiais magnéticos moles: aplicação à caracterização de aços ao silício. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, 2006.
- [75] SILVA, C. L. B. Caracterização e modelagem de perdas em aços ao silício na ausência de laços B–H menores. Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Goiás, 2009.
- [76] BATISTA, A. J.; MAGALHÃES, M. V. C. Implementação de um instrumento virtual em LabVIEW para controle de um analisador de impedância via interface GPIB. Florianópolis–SC, **Anais da 58ª Reunião Anual da SBPC**, 2006, p. 1–3.
- [77] LIMA, J. P. F.; BATISTA, A. J.; MACHADO, P. C. M.; MARRA, E. G. Losses prediction in silicon steel sheets for magnetic induction waveforms without local minima. Re-

- cife – PE. **Anais da VII International Conference on Industrial Applications**, 2006, p. 1–8.
- [78] LIMA, J. P. F.; BATISTA, A. J.; MACHADO, P. C. M. Automated measurement system for soft magnetic materials characterization–application to silicon steel. Foz do Iguaçu – PR. **Anais do XVII Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais**, 2006, p. 5112–5123.
- [79] LIMA, J. P. F.; BATISTA, A. J.; MARRA, E. G. Magnetic–induction waveform control method applied to silicon steel characterization. Recife – PE. **Anais da VII International Conference on Industrial Applications**, 2006, p. 1 – 8.
- [80] LIMA, J. P. F.; BATISTA, A. J.; MACHADO, P. C. M. Automated measurement system for silicon steel magnetic characterization. Recife – PE. **Anais da VII International Conference on Industrial Applications**, 2006, p. 1–8.
- [81] BATISTA, A. J.; LIMA, J. P. F. Numerical analysis of the field distribution in a single sheet tester. Florianópolis – SC. **Anais do MOMAG 2008**, 2008, p. 320–325.
- [82] SILVA, C. L. B.; BATISTA, A. J. Determination of the parameters in a model for the magnetic losses. João Pessoa–PB. **Anais do 8th International Seminar on Electrical Metrology**, 2009, p. 1–5.
- [83] SILVA, C. L. B.; BATISTA, A. J.; TEIXEIRA, W. C. E. A genetic algorithm for parameters identification in a model of losses in magnetic steels. Bonito–MS. **Anais da 10th Brazilian Power Electronics Conference**, 2009, p. 116–123.
- [84] BATISTA, A. J.; SILVA, C. L. B.; ALVARENGA, B. P. Measurement and prediction of magnetic losses in silicon steel sheets. Goiânia–GO. **Anais do IV Simpósio Brasileiro de Sistemas Elétricos**, 2012, p. 1–6.
- [85] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS – ABNT. ABNT NBR 5161: Produtos Laminados Planos de Aço para Fins Elétricos– Verificação das Propriedades, Rio de Janeiro, 1977.
- [86] ASTM publication A804/A804M–99. Standard Test Methods for Alternating–Current Magnetic Properties of Materials at Power Frequencies Using Sheet–Type Test Specimens, 1999.
- [87] IEC publication 404–03:1992. Part 03. Methods of Measurement of the Magnetic Properties of Magnetic Sheet and Strip by Means of a Single Sheet Tester, 1992.
- [88] JIS publication C 2556: 1996. Methods of Measurement of the Magnetic Properties of Magnetic Steel Sheet and Strip by Means of a Single Sheet Tester, 1996.

- [89] ZUREK, S.; MARKETOS, P.; MEYDAN, T.; MOSES, A. J. Use of novel adaptive digital feedback for magnetic measurements under controlled magnetizing conditions. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 41 n. 11, 2005. p. 4242–4249.
- [90] CHWASTEK, K.; SZCZYGLOWSKI, J. Estimation methods for the Jiles–Atherton model parameters – a review. **Przegląd Elektrotechniczny**, ISSN 0033–2097, R. 84 NR 12/2008.
- [91] NAGHIZADEH, R. A.; VAHIDI, B.; HOSSEINIAN, S. H. Parameter identification of Jiles–Atherton model using SFLA. **COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering**, v. 31, n. 4, 2012. p. 1293–1309.
- [92] MathWorks Inc. MATLAB Version R2008a. MathWorks Inc. 2014. CD–ROM.
- [93] YAMAGUCHI, T.; MATSUBARA, K. A new method of controlling flux waveform based on microcomputer composition of excitation function. **Trans. IEE of Japan**, Part A, v. 104, n. 4, 1984. p. 230.
- [94] MATSUBARA, K. et al. Acceleration technique of waveform control for single sheet tester. **IEEE Trans. on Magnetics**, v. 31, n. 6, 1995. p. 3400–3402.
- [95] SHUO, L. et al. Study of single sheet tester for a.c. magnetization characteristics measurement. **Electrical Machines and Systems**, v. 1, 2001. , p. 361–364.
- [96] LEM Datasheet. Current transducer CT 50–T. LEM, 2 p.
- [97] ZUREK, S. Effect of shunt resistor value on the measurement of magnetic properties. **International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics**, v. 48, 2015, p. 187–194.
- [98] FIORILLO, F. **Measurement and characterization of magnetic materials**. San Diego: Elsevier Inc., 2004. 667 p.
- [99] AFZALAN, E.; TAGHIKHANI, M. A.; SEDIGHIZADEH, M. Optimal placement and sizing of DG in radial distribution networks using SFLA. **International Journal of Energy Engineering**, v. 2, ed. 3, 2012. p. 73–77.
- [100] RAULET, M. A. **Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques liés à leur environnement en génie électrique**. Villeurbanne: Memorial, Université Claude Bernard de Lyon, 2011. 120 p.
- [101] HAMIMID, M.; MIMOUNE, S. M.; FELIACHI, M. Evaluation of minor hysteresis loops using Langevin transforms in modified inverse Jiles–Atherton model. **Physica B**, v. 429, 2013. pp. 115–118.