



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE
CENTRO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E DE
COMPUTAÇÃO



Estudo de um Sistema de Frenagem Eletromagnética Empregando Correntes Parasitas

Ricardo Ferreira Pinheiro Filho

Orientador:

Prof. Andrés Ortiz Salazar, Dr.

Tese de Doutorado submetida ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Federal do Rio Grande do Norte como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Doutor em Ciências na área de Engenharia Elétrica.
Área de concentração: Automação e Sistemas.

Número de ordem PPgEEC: D130
Natal-RN, novembro de 2014

P654e Pinheiro Filho, Ricardo Ferreira.

Estudo de um sistema de frenagem eletromagnética empregando correntes parasitas / Ricardo Ferreira Pinheiro Filho. – Natal, RN, 2014.

267 f. ; il.

Orientador: Dr. Andrés Ortiz Salazar.

Tese (doutorado) Universidade Federal do Rio Grande do Norte. Centro de Tecnologia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Computação.

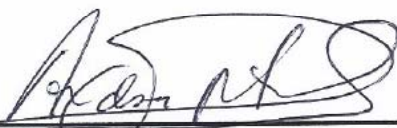
1. Eletromagnetismo – Tese. 2. Correntes parasitas - Tese. 2. Frenagem magnética - Tese. 3. Efeito pelicular - Tese. I. Salazar, Andrés Ortiz. II. Universidade Federal do Rio Grande do Norte. III. Título.

CDU 537.8:621.3

Estudo de um Sistema de Frenagem Eletromagnética Empregando Correntes Parasitas

Ricardo Ferreira Pinheiro Filho

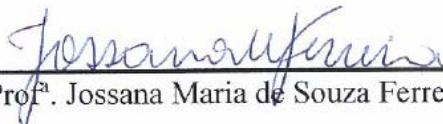
Tese de Doutorado aprovada em 28 de novembro de 2014 pela banca examinadora
composta pelos seguintes membros:



Prof. Andrés Ortiz Salazar, Dr. (orientador) DCA/UFRN



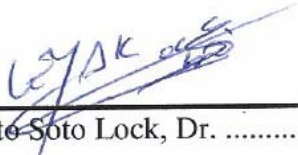
Prof. Carlos Eduardo Trabuco Dórea, Dr. DCA/UFRN



Prof.^a Jossana Maria de Souza Ferreira, Dra. ECT/UFRN



Prof. Filipe de Oliveira Quintaes, Dr. IFRN



Prof. Alberto Soto Lock, Dr. UFPB

“A similaridade da ação, chegando quase à identidade, entre ímãs comuns e correntes eletromagnéticas ou Volta-elétricas está notavelmente de acordo com, e confirma, a teoria do Sr. Ampère, e fornece razões poderosas para acreditar que a ação é a mesma em ambos os casos; mas, como ainda é necessária uma distinção de linguagem, proponho chamar a ação exercida desta forma por ímãs comuns de indução magneto-elétrica ou magnelétrica.”

Michael Faraday,
em seu artigo fundamental, *Experimental Researches in Electricity* de 1831 – alicerçando as bases do eletromagnetismo clássico.

“Ainda lembro – ou ao menos acredito lembrar – que aquela experiência provocou em mim uma impressão profunda e duradoura.”
“Algo muito escondido devia estar por trás das coisas.”

Albert Einstein
sobre como, ainda criança, virando de um lado a outro uma bússola entregue por seu pai, observava, com deslumbramento, a agulha que insistentemente apontava para o norte.

“Descobri uma relação direta entre o magnetismo e a luz, e também entre a eletricidade e a luz – e o campo que isso abre é tão amplo e, acredito, rico, que naturalmente desejo observá-lo primeiro... Na verdade, não tenho tempo para lhe contar o que é, pois agora não vejo ninguém nem faço nada que não apenas trabalhar.”

Michael Faraday,
em carta a um amigo, diante de coisas ‘muito bem escondidas’.

“All types of knowledge, ultimately mean self-knowledge.”

Bruce Lee

“Vision is the art of seeing what is invisible to others.”

Johnathan Swift

“E pur si muove!”

Galileo Galilei

A meus pais,
Ricardo e Cátia, os primeiros;
Carlos Augusto (*in memoriam*) e Zélia, meus avós,
os segundos.

*Em todas as formas,
no melhor e no pior, sempre fui, e sou,
o reflexo combinado de cada um de vocês.*

**À memória de
Judinor Aguirres Guerra Jr., o Bimbo.**

*Amigo, tio, irmão...
Engenheiro, boêmio, professor da arte da vida.*

*Que inspira profundamente a vida
de todos aqueles a quem tocou.*

Agradecimentos

Ao professor Andrés Ortiz, meu orientador, pela paciência e confiança depositadas em mim durante o decurso de todo o período de doutorado.

Aos meus professores do DEE da UFRN e do INEP da UFSC (onde aprendi que a engenharia é mais do que apenas uma profissão), que me formaram engenheiro e me ensinaram a valorizar essa profissão, e que serviram de exemplo e me deram parâmetros sobre os quais caminhar na construção de minha própria carreira como docente.

Aos professores do Departamento de Indústria do Campus Central do IFRN, que há sete anos me receberam entre os seus e nunca se furtaram a colaborar com o que fosse necessário para que eu pudesse aprender a fazer o que eles já faziam tão bem.

Ao Eng. Paulo Luzardo, e aos técnicos do laboratório de Indústria do IFRN, Leonardo, Ricardo e, principalmente, Irapuan, com quem aprendi muito mais do pretendia sobre usinagem mecânica, pela importante e sempre prestativa colaboração que me deram no decorrer deste trabalho, na construção dos protótipos e na condução dos ensaios experimentais.

Ao colega professor Francisco Elvis, pela importante e abnegada contribuição ao longo do processo de simulações computacionais e na importantíssima contribuição na publicação do artigo que divulgou este trabalho.

As alunas de Eletrotécnica Larissi e Nathalia, que fizeram de seu TCC parte importante deste trabalho e contribuíram para que ele pudesse ser finalizado em tempo hábil, e aos seus colegas de turma, Danilo, Almir e Lucas, que colaboraram conosco na confecção dos protótipos.

A todos os amigos que tanto, cada um a seu modo, me ensinaram acerca da vida, da amizade e até de mim mesmo, seja pela presença nos melhores ou piores momentos, seja pelo confronto de idéias, seja por me aconselhar, me amparar ou até por me desafiar a cada momento que precisei. Não poderia dizer que sou quem eu sou se não houvesse desfrutado da amizade e das lições que tive com cada um ao longo de tantas diferentes vidas nos meus tão poucos anos até aqui.

A Kaciê Karoline, que me ensinou a confrontar meus defeitos e a encarar o desafio de ser uma pessoa melhor e de viver um dia de cada vez, valorizando toda experiência fantástica que compartilhamos a cada um deles, pelo carinho, companheirismo, confiança e por todo o apoio nos momentos difíceis.

Aos meus tios, Carlinhos, Cláudio, Cássio, Rivaldo, Roberto, Renato, Maria Alice, Maria Lúcia, Fernando e Lucinha, com quem aprendi sobre a vida de tantas e todas as formas como se é possível ensinar, e que sempre embalaram meus sonhos com todo o carinho, incentivo e confiança; e a todos os meus primos, com quem aprendi a compartilhar afeto, amizades, dores e doçuras, na construção e expansão de uma verdadeira grande família.

Aos meus irmãos Marcelo, Laíze e Rafael, com quem primeiro e por último aprendi a cuidar, compartilhar, colaborar mutuamente, defender, proteger e discutir. Pelo carinho, confiança, amizade e cuidado, mesmo durante todo o período de renúncia que o trabalho nos impõe.

A minha mãe, Cátia, e a minha avó, Zélia, que me ensinaram a amar, incondicionalmente.

A meus avós, Carlos Augusto e Rivaldo, de quem todos herdamos a firmeza de caráter, o desejo pela verdade e pela justiça, por buscar sempre o caminho de maior valor e nunca o mais fácil e o sonho de construção de um mundo melhor. Exemplos sempre vivos de caráter, cuidado permanente com a família, dedicação ao trabalho e aos outros, influência que nunca deixará de ressoar na memória e na vida de todos nós.

Ao meu pai, Ricardo, exemplo de força, caráter, dedicação e fonte de inspiração para uma busca constante de alçar vãos sempre mais altos. De quem herdei o nome, a profissão e tanto mais que tanto nos confunde. Com quem aprendi, e ainda hoje aprendo, a justeza de ação, ética e caráter, o amor pela música, pela ciência, pelas pessoas, pela vida. Por tudo que me ensinou, pelo incentivo e confiança nunca abalada, e pela amizade, sempre presente.

Resumo

O presente trabalho trata do estudo analítico, computacional e experimental dos fenômenos relacionados à indução de correntes parasitas em meios metálicos de baixa permeabilidade para aplicações em sistemas de frenagem eletromagnética embarcadas. São enfocados os fenômenos de geração de forças que se opõem à variação de fluxos magnéticos estacionários, produzidos por alimentação em corrente contínua, postos em movimento pela aplicação de uma força propulsora externa. O estudo é motivado pela busca por solucionar o problema do controle de velocidade dos PIG's empregados na verificação e manutenção de tubulações, e é conduzido com base na sintetização de modelos analíticos, os quais são validados por intermédio de simulações computacionais no ambiente dos Elementos Finitos, providas por softwares de apoio à engenharia; e por meio de ensaios experimentais conduzidos em laboratório sob condições controladas. Por fim, é apresentada uma metodologia para o projeto de sistemas de frenagem dessa natureza com base nos resultados obtidos das análises desenvolvidas ao longo do estudo.

Palavras-chave: eletromagnetismo, correntes parasitas, frenagem magnética, efeito pelicular.

Abstract

This work deals with the analytical, computational and experimental study of phenomena related to the Eddy current induction in low permeability means for embedded electromagnetic braking systems applications. The phenomena of forces generation in opposing to the variation of stationary magnetic flux produced by DC power supplies, set in motion by the application of an external propulsive force are addressed. The study is motivated by search for solving the problem of speed control of PIGs used to verifying and maintaining pipelines, and is led based on the analytical models synthesis, validated by means of computer simulations in Finite Elements environment, provided by engineering support software; and with experimental tests conducted under controlled laboratory conditions. Finally, a damping systems design methodology based on analyzes results conducted throughout the study is presented.

Keywords: electromagnetism, Eddy current, electromagnetic damping, skin depht.

Sumário

Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	xix
Simbologia	xxi
1 Introdução e motivação.....	1
1.1 Motivação	2
1.1.1 Os PIG's na inspeção e manutenção de tubulações.....	2
1.1.2 Origem dos PIG's	4
1.1.3 Classificação e tipos de PIG's	5
1.1.4 Controle de velocidade dos PIG's	7
1.2 Objetivos.....	10
1.2.1 Metodologia de estudo	11
1.3 Conclusão	12
2 Eletroímã empregado na frenagem magnética por correntes parasitas	15
2.1 Correntes parasitas.....	16
2.2 Um histórico do estudo das correntes parasitas.....	17
2.3 Concepção do protótipo.....	18
2.4 Teoria eletromagnética e correntes parasitas.....	20
2.4.1 Fundamentação teórica.....	21
2.5 Frenagem magnética e eletromagnetismo aplicado.....	30
2.5.1 Considerações preliminares e hipóteses simplificadoras.....	30
2.5.2 Modelagem do sistema proposto	41
2.5.3 Modelagem por circuitos equivalentes	50
2.5.4 Considerações acerca do comportamento dinâmico do sistema.....	53
2.6 Efeito pelicular e profundidade de penetração	56
2.6.1 O fenômeno do efeito pelicular	56
2.6.2 Difusão eletromagnética em meios metálicos	59
2.6.3 Decaimento da corrente induzida	61
2.6.4 Efeito pelicular e frenagem magnética	63
2.7 Modelagem do efeito pelicular	63
2.7.1 Comportamento físico do protótipo.....	66
2.7.2 Efeito pelicular sobre as correntes parasitas.....	66
2.7.3 Força de frenagem atuante sobre o sistema	68
2.8 Análise do comportamento do modelo.....	71
2.8.1 Normalização paramétrica do modelo obtido.....	71
2.8.2 Estudo do comportamento estático do sistema.....	73
2.9 Modelagem dinâmica do sistema	75
2.9.1 Ensaios experimentais	76
2.9.2 Obtenção do modelo dinâmico	77
2.10 Conclusão	85

3 Sistema de gerenciamento de energia.....	87
3.1 Princípios de conversão de energia a estado sólido	88
3.1.1 Efeito <i>Chopper</i> (recortador básico)	88
3.1.2 Conversor Buck (reduzidor de tensão)	90
3.1.3 Conversor Boost (elevador de tensão)	94
3.2 Conversão Bidirecional	98
3.2.1 Conversão CC-CA (inversores de tensão)	99
3.2.2 Conversão CC Bidirecional	103
3.3 Conversor proposto	104
3.3.1 Conversor CC-CC Bidirecional	104
3.4 Condicionamento do fluxo de potência	125
3.4.1 Considerações acerca do modelo eletromecânico do sistema	125
3.5 Conclusão	145
4 Simulação do sistema de gerenciamento de energia	147
4.1 Sistema de gerenciamento de energia	147
4.1.1 Simulações do conversor	148
4.2 Conclusão	162
5 Simulação do sistema de frenagem magnética pelo método dos elementos finitos	163
5.1 Sistema de frenagem proposto	163
5.1.1 Protótipo experimental (trem de frenagem)	164
5.1.2 Implementação do sistema em ambiente computacional	164
5.2 Simulação por elementos finitos	166
5.2.1 Comportamento do fluxo magnético	167
5.2.2 Indução das correntes parasitas	172
5.2.3 Força de frenagem	194
5.3 Análise dos resultados	198
5.3.1 Comparação entre os resultados analíticos e computacionais	198
5.3.2 Análise de resultados computacionais obtidos com a substituição da placa condutora	203
5.4 A questão da regeneração da energia eletromecânica	206
5.5 Conclusão	210
6 Metodologia de projeto para sistemas de frenagem por correntes parasitas	211
6.1 Disposições iniciais	211
6.1.1 Aspectos científicos e técnico-econômicos do projeto	212
6.2 Análise paramétrica da estrutura	214
6.2.1 Normalização paramétrica do modelo	214
6.2.2 Estudo do modelo normalizado	221
6.3 Projeto do sistema de frenagem	224
6.3.1 Projeto do sistema de gerenciamento de energia	224
6.3.2 Projeto da unidade eletromagnética	228
6.4 Conclusão	232
7 Resultados dos ensaios experimentais	233
7.1 Sistema de frenagem proposto	233
7.1.1 Gerenciamento de energia (Conversor CC-CC bidirecional)	234
7.1.2 Protótipo experimental (módulo de frenagem)	236
7.2 Resultados experimentais	240
7.2.1 Sistema de gerenciamento de energia	240

7.2.2	Comportamento do sistema de frenagem monitorado experimentalmente	244
7.2.3	Obtenção de modelos experimentais	246
7.3	Análise dos resultados	247
7.3.1	Comparação entre os resultados teóricos e experimentais	247
7.3.2	Comportamento da ação de frenagem	253
7.4	Conclusão	256
8	Considerações finais	257
	Referências Bibliográficas	259

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Ilustração conceitual de um freio de Foucault.	1
Figura 1.2 – Imagem ilustrativa de um PIG no interior de uma tubulação.	2
Figura 1.3 – Resíduos acumulados pelo PIG ao final da corrida (fonte: North American O&G).	4
Figura 1.4 – Diferentes tipos de PIG's (fonte: Bethel Engineering Services Lmted).	5
Figura 1.5 – <i>Cleanning pigs</i> (a) e PIG's MFL (b) (fontes: Queen's University, Marathon Pipeline LCC, TDWilliamson Pipeline Performance).	6
Figura 1.6 – Ilustrações de <i>Intelligent Pigs</i> instrumentados (fontes: Nord Stream AG, TDWilliamson Pipeline Performance).	7
Figura 1.7 – Efeito da variação de pressão à montante sobre a velocidade do sistema ao longo do percurso de um PIG instrumentado no interior de um gasoduto (fonte: O'Donoghue, 2012).	8
Figura 1.8 – Forças e pressões atuantes no PIG.	9
Figura 1.9 – Ilustração de um exemplo de <i>PIG-train</i> modular (fonte: Nord Stream AG). ...	9
Figura 1.10 – Sistema de frenagem magnética proposto para o PIG com a inclusão dos eletroímãs embarcados direcionados radialmente para a superfície interna das paredes da tubulação.	10
Figura 1.11 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de 'módulo de frenagem' (a) e do mesmo protótipo posicionado sobre o 'trilho-guia' (b).	11
Figura 2.1 – Ilustração conceitual de um freio de Foucault.	16
Figura 2.2 – Fenômeno das corrente parasitas numa seção de material magnético percorrido por um fluxo variante no tempo (fonte: Wolski, 2005).	17
Figura 2.3 – Núcleo em perfil do tipo E.	19
Figura 2.4 – Ilustração conceitual da disposição dos eletroímãs que se pretende emular a partir da implementação do protótipo de testes do princípio de frenagem magnética.	19
Figura 2.5 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de 'freio sobre trilho'.	20
Figura 2.6 – Regra de Ampère para determinar a orientação do campo induzido pela passagem de corrente em um condutor.	21
Figura 2.7 – Espira condutora em movimento através de um campo magnético (fonte: Wolski, 2005).	22

Figura 2.8 – Força de reação ao movimento da espira no interior da zona do campo magnetostático (fonte: Wolski, 2005).	23
Figura 2.9 – Regras de Fleming (a) e da ‘mão esquerda’ (b) para determinar os sentidos da corrente induzida e da força magnética, respectivamente.	24
Figura 2.10 – Deformação do fluxo resultante ao redor da espira que se move (fonte: Wolski, 2005).	24
Figura 2.11 – Correntes induzidas em uma superfície condutora, formando “espiras” concêntricas.	25
Figura 2.12 – Indutância mútua entre duas espiras separadas espacialmente (fonte: Griffiths, 2011).	26
Figura 2.13 – Indutância mútua entre espiras eletricamente em série.	27
Figura 2.14 – Fluxo concatenado à indutância própria de uma bobina – formando um indutor e um eletroímã (fonte: Hayt Jr., 1994).	28
Figura 2.15 – Perfil geométrico do núcleo magnético empregado na confecção do eletroímã.	30
Figura 2.16 – Anel de cobre representativo dos enrolamentos do núcleo.	31
Figura 2.17 – Potenciais elétricos induzidos pelo deslocamento do eletroímã.	31
Figura 2.18 – Ilustração das hipóteses simplificadoras consideradas para a modelagem do sistema.	32
Figura 2.19 – Distribuição espacial dos eletroímãs no interior da tubulação.	33
Figura 2.20 – Perfil de superfícies na área de entreferro entre imã e tubulação.	34
Figura 2.21 – Curva da relação entre as áreas sobrepostas do núcleo e do arco de superfície mediante variações do entreferro.	34
Figura 2.22 – Correntes induzidas na superfície metálica se aglutinam: se reforçando (b) e se anulando mutuamente (c) formando dois caminhos resultantes principais (d), que estão sob ação do campo (a).	36
Figura 2.23 – Característica $B \times H$ de um indutor e efeito do entreferro sobre ela.	38
Figura 2.24 – Material ferromagnético desmagnetizado (a) e magneticamente saturado devido à ação de um campo externo (b) (fonte: Wolski, 2005).	39
Figura 2.25 – Magnetização e desmagnetização dos domínios magnéticos e indução residual resultante (fonte: Wolski, 2005).	40
Figura 2.26 – Comportamento da força atuante no sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.	47
Figura 2.27 – Intensidade da força atuante no sistema mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades.	47
Figura 2.28 – Comportamento da constante de entreferro mediante variações no seu comprimento.	48
Figura 2.29 – Característica de variação da força atuante no êmbolo gerada pelas correntes induzidas conforme o aumento da distância de entreferro.	49
Figura 2.30 – Sistema eletroímã-superfície.	50

Figura 2.31 – Circuito análogo magnético do sistema eletroímã-superfície.	51
Figura 2.32 – Circuito magnético reduzido.	51
Figura 2.33 – Reator equivalente elétrico do sistema em repouso.	52
Figura 2.34 – Intensidade da força de frenagem parametrizada sobre o êmbolo mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades em ambos os sentidos.	54
Figura 2.35 – Comportamento parametrizado da força atuante no êmbolo mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.	54
Figura 2.36 – Gráfico de superfície considerando a ação de ambas as variáveis sobre a força de frenagem parametrizada atuante no sistema.	55
Figura 2.37 – Diagrama representativo das curvas de nível da força de frenagem parametrizada sob a ação de ambas as variáveis que definem o sistema.	56
Figura 2.38 – Correntes parasitas induzidas no interior do condutor.	57
Figura 2.39 – Raio de penetração da corrente resultante e distribuição da sua densidade ao longo do diâmetro do condutor.	58
Figura 2.40 – Fluxo de reação produzido pelas correntes induzidas no material condutor fazendo oposição à variação do fluxo alternado que as induziu.	59
Figura 2.41 – Comportamento das correntes parasitas induzidas com a queda da penetração do campo em uma superfície condutora.	60
Figura 2.42 – Deformação do campo ao adentrar uma superfície de alta permeabilidade, causando uma redução acentuada na penetração do fluxo no material.	61
Figura 2.43 – Variação no decaimento da profundidade de penetração com a elevação da frequência e redução da profundidade média para frequências mais elevadas.	62
Figura 2.44 – Perfil da onda “estática” vista pela lâmina com o deslocamento do eletroímã.	64
Figura 2.45 – Onda eletromagnética ‘estacionária’ vista pela superfície condutora devido ao deslocamento do campo do eletroímã sobre ela.	65
Figura 2.46 – Comportamento normalizado da força atuante no sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.	72
Figura 2.47 – Intensidade normalizada da força atuante no sistema mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades.	72
Figura 2.48 – Intensidade normalizada da força de frenagem sobre o sistema mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades em ambos os sentidos.	73
Figura 2.49 – Comportamento normalizado da força atuante no sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.	74
Figura 2.50 – Gráfico de superfície da força de frenagem normalizada em função de ambas as variáveis considerando a ação do efeito pelicular na atenuação do fenômeno a velocidades mais altas.	74
Figura 2.51 – Fotografia do protótipo do ‘módulo de frenagem’	75
Figura 2.52 – Perfil da geometria do núcleo tipo ‘E’, de aço 1020, a ser empregado nos ensaios experimentais (cotas em <i>mm</i>).	75

Figura 2.53 – Curva de magnetização $B \times H$ para aço-carbono (fonte: Guimarães, 2012).	76
Figura 2.54 – Ilustração do sistema empregado nos ensaios experimentais.	76
Figura 2.55 – Comportamento dinâmico normalizado do sistema.....	80
Figura 2.56 – Acomodação da velocidade média no deslocamento do sistema.	81
Figura 2.57 – Gráfico da função posição instantânea do sistema no tempo ao longo do deslocamento do módulo de frenagem.....	82
Figura 2.58 – Comportamento dinâmico normalizado durante o processo de frenagem para k_v unitário e diferentes velocidades de partida.	84
Figura 2.59 – Comportamento dinâmico parametrizado durante o processo de frenagem para velocidades iniciais de 2,5m/s e 4m/s com atuação em diferentes níveis de k_v	84
Figura 3.1 – Tipos distintos de aplicação dos conversores estáticos (fonte: Barbi, 2002)..	87
Figura 3.2 – Circuito recortador de tensão básico.....	88
Figura 3.3 – Tensão de saída do circuito <i>chopper</i>	89
Figura 3.4 – Geração do sinal PWM.	89
Figura 3.5 – Circuito recortador com filtro de saída.	90
Figura 3.6 – Composição da chave PWM.....	91
Figura 3.7 – Conversor redutor de tensão – Buck.....	91
Figura 3.8 – Primeira etapa.	92
Figura 3.9 – Segunda etapa.	92
Figura 3.10 – Formas de onda do conversor buck operando em modo de condução contínua.	93
Figura 3.11 – Modelo conceitual do conversor Buck simplificado.	94
Figura 3.12 – Estrutura básica do conversor CC-CC elevador de tensão – Boost.	94
Figura 3.13 – Modelo conceitual do conversor Boost simplificado.	94
Figura 3.14 – Primeira etapa.	95
Figura 3.15 – Segunda etapa.	96
Figura 3.16 – (a) Estados do conversor boost e (b) formas de onda de corrente de entrada e saída.....	96
Figura 3.17 – Formas de onda do conversor boost operando em modo de condução contínua.	97
Figura 3.18 – Forma de onda da corrente de saída.....	97
Figura 3.19 – (a) Pulsos de comando, (b) tensão V_D pulsada e (c) tensão de saída.....	99
Figura 3.20 – Conversor CC-CA básico.	99
Figura 3.21 – Conversor CC-CA meia-ponte.....	100
Figura 3.22 – Estados da estrutura meia-ponte quando fornecendo tensão de saída positiva.	101

Figura 3.23 – Estados da estrutura meia-ponte quando fornecendo tensão de saída negativa.	101
Figura 3.24 – Inversor meia-ponte operando com modulação SPWM.	102
Figura 3.25 – Topologia do conversor meia-ponte bidirecional	103
Figura 3.26 – Conversor CC-CC meia-ponte bidirecional para modo de operação tipo boost.	105
Figura 3.27 – Etapas do conversor quando operando com tensão de entrada positiva.	106
Figura 3.28 – Estados do conversor quando operando com tensão de entrada negativa... 106	
Figura 3.29 – Formas de onda do conversor em ponte operando como topologia boost. . 107	
Figura 3.30 – Formas de onda do conversor em ponte operando como topologia buck conforme apresentado na seção 3.2.1.1.	108
Figura 3.31 – Operação do conversor em modo boost como retificador PWM PFC no semi-ciclo positivo (a) e no semi-ciclo negativo da tensão de rede na entrada (b).	109
Figura 3.32 – Pulsos de comando complementares que realizam a comutação das “chaves PWM”.....	109
Figura 3.33 – Generalização das etapas do conversor em ponte bidirecional.....	110
Figura 3.34 – Estratégia de modulação com comandos alternados.....	110
Figura 3.35 – Etapas de operação do conversor em modo CC-CC <i>half-bridge</i> com seus interruptores submetidos a comutação alternada.....	111
Figura 3.36 – Formas de onda encontradas na operação do conversor CC-CC <i>half-bridge isolado</i> em comutação alternada.....	112
Figura 3.37 – Circuitos equivalentes das etapas de operação do conversor em ponte.	113
Figura 3.38 – Circuitos equivalentes generalizados da operação do conversor.	114
Figura 3.39 – Malhas dos estados topológicos do conversor operando em modo buck....	121
Figura 3.40 – Circuitos equivalentes das etapas de operação do conversor em comutação alternada.	122
Figura 3.41 – Circuitos equivalentes das etapas de operação do conversor <i>half-bridge isolado</i>	124
Figura 3.42 – Sistema de gerenciamento de energia atuando sobre o conjunto eletroímã-superfície.	126
Figura 3.43 – Ilustração da rotação do campo girante de estator (em sentido anti-horário).	128
Figura 3.44 – Tensões senoidais trifásicas e situações das composições elétricas correspondentes às respectivas direções do campo girante.	129
Figura 3.45 – Velocidade dos campos girante do estator (a) e induzido no rotor (b).	129
Figura 3.46 – Operação da máquina de indução como motor.	130
Figura 3.47 – Circuito elétrico equivalente por fase da máquina de indução [Fitzgerald <i>et al.</i> 1975].....	131

Figura 3.48 – Circuito elétrico equivalente da máquina de indução [Fitzgerald <i>et al.</i> 1975].	132
Figura 3.49 – Curva torque x escorregamento da máquina assíncrona [Fitzgerald <i>et al.</i> 1975].	132
Figura 3.50 – Comportamento do modelo da carga mediante variações de escorregamento.	133
Figura 3.51 – Circuito elétrico equivalente da máquina operando na região de carga negativa.	134
Figura 3.52 – Característica de torque da máquina assíncrona com suas regiões de trabalho.	134
Figura 3.53 – Movimento relativo e escorregamento entre rotor e campo girante nas situações de motorização (a), geração (b) e frenagem (c).	135
Figura 3.54 – Perfil dos pólos de rotor e estator e interação entre os campos girante e induzido em condição de motorização (a) e de geração (b).	136
Figura 3.55 – Fluxos de estator e rotor, resultantes da interação entre os campos e o movimento mecânico do rotor em condição de motorização (a), de escorregamento nulo (b) e de geração (c).	136
Figura 3.56 – Ilustração do comportamento do trem-rotor se deslocando sob o trilho-estator na analogia com o motor de passo.	140
Figura 3.57 – Ilustração conceitual de um alternador elementar.	144
Figura 3.58 – Circuito elétrico equivalente de um alternador síncrono [Kosow 1972].	144
Figura 4.1 – Topologia do conversor meia-ponte bidirecional.	147
Figura 4.2 – Circuito do conversor simulado com tensões constantes de entrada e saída.	148
Figura 4.3 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.2.	148
Figura 4.4 – Circuito do conversor empregado na simulação com tensões constantes de entrada.	149
Figura 4.5 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.4.	149
Figura 4.6 – Circuito do conversor com tensões constantes de entrada e variações de carga.	150
Figura 4.7 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.6.	150
Figura 4.8 – Circuito do conversor com capacitores para dividir a tensão de entrada.	151
Figura 4.9 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento CC de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.8.	151

Figura 4.10 – Conversor com capacitores para dividir a tensão de entrada e variações de carga.	152
Figura 4.11 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento CC de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.10.	152
Figura 4.12 – Conversor alimentando um modelo de máquina assíncrona.....	153
Figura 4.13 – Formas de onda das correntes no modelo da MI (a) e das tensões nos capacitores simétricos do barramento CC de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.12.	153
Figura 4.14 – Conversor alimentando um indutor como carga.	154
Figura 4.15 – Formas de onda de tensão e corrente no indutor de carga (a), da corrente na fonte de entrada e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.14.	154
Figura 4.16 – Conversor alimentando um indutor com sua resistência série.	155
Figura 4.17 – Formas de onda de tensão e corrente no indutor de carga (a), da corrente na fonte de entrada e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.16.	155
Figura 4.18 – Circuito do conversor com tensões constantes de entrada e um indutor como carga.	156
Figura 4.19 – Formas de onda de tensão e corrente no indutor de carga (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.18.....	156
Figura 4.20 – Conversor alimentado por retificador dobrador de tensão.....	157
Figura 4.21 – Correntes médias de entrada correspondentes aos circuitos da Figura 4.14 e da Figura 4.16 (a) e das duas fontes ideais da Figura 4.18 (b).	157
Figura 4.22 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro de saída (a) e na fonte de entrada (b) e das tensões nos capacitores de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.20.	157
Figura 4.23 – Diagrama esquemático do circuito do conversor alimentado por um pré-regulador com correção de fator de potência.....	158
Figura 4.24 – Formas de onda dos resultados da simulação para o conversor sendo alimentado por um retificador PFC, mostrando: tensão e corrente da rede (a), tensão e corrente de saída (b) e tensão do barramento CC e de cada um dos seus capacitores (c).	159
Figura 4.25 – Detalhe da inversão de fase da corrente da rede (a) devido à reversão do fluxo de potência de saída (b) para o momento em que o conversor passa a regenerar energia através do retificador PFC.	160
Figura 4.26 – Circuito do conversor <i>half-bridge</i> isolado com comutação alternada.	160
Figura 4.27 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das tensões simétricas sobre os capacitores do barramento de entrada (b) relativas a simulação do conversor <i>half-bridge</i> isolado.....	161
Figura 5.1 – Ilustração conceitual do sistema de frenagem concebido para o protótipo... ..	163

Figura 5.2 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de ‘freio sobre trilho’	164
Figura 5.3 – Ilustração conceitual da geometria implementada em ambiente MEF.....	165
Figura 5.4 – Para simular o deslocamento do eletroímã foi imposta à placa condutora uma velocidade de deslocamento em sentido contrário na direção $\hat{z}$	165
Figura 5.5 – Ilustração da geometria completa inserida na plataforma de simulações do MEF.....	166
Figura 5.6 – Trajetórias das linhas de fluxo que atravessam a superfície condutora de cobre (a) e o aumento do número de linhas com a presença da barra de ferro na superfície posterior (b).....	167
Figura 5.7 – Distorção das linhas de fluxo magnético através da lâmina de cobre sem o anteparo de ferro (a, c) e com ele (b, d) quando a superfície é posta a deslocar-se com velocidades de 2,4 m/s (a, b) e 4,8 m/s (c, d).....	168
Figura 5.8 – Distorção das linhas de fluxo magnético através da lâmina condutora com o sistema em repouso (a) e quando a superfície é posta a deslocar-se no sentido negativo da direção $\hat{z}$ a velocidades de 1 m/s (b), 3 m/s (c) e 5 m/s (d).....	168
Figura 5.9 – Distribuição da densidade de fluxo (de 0,025T a 0,3T) no interior da lâmina condutora em repouso quando são injetados diferentes valores de corrente de enrolamento.	169
Figura 5.10 – Distribuição da densidade do fluxo (de 0,025T a 0,3T), provido por uma $I_{CC} = 5A$, no interior da lâmina condutora em repouso (a) e quando esta se move a 1 m/s (b), 3 m/s (c) e 5 m/s (d) no sentido negativo da direção $\hat{z}$	169
Figura 5.11 – Densidade do fluxo observada na placa condutora em repouso sem o “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 3A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.....	170
Figura 5.12 – Densidade do fluxo observada na placa condutora em repouso sem o “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 5A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.....	171
Figura 5.13 – Potenciais elétricos induzidos na superfície condutora pelo deslocamento, a 1 m/s, do eletroímã alimentado por correntes de 3A (a) e 5A (b).....	172
Figura 5.14 – Potenciais elétricos induzidos na superfície condutora pelo deslocamento, a 3 m/s, do eletroímã alimentado por correntes de 3A (a) e 5A (b).....	173
Figura 5.15 – Potenciais elétricos induzidos na superfície condutora pelo deslocamento, a 5 m/s, do eletroímã alimentado por correntes de 3A (a) e 5A (b).....	173
Figura 5.16 – Inversão da polaridade da diferença de potencial induzida devido à inversão no sentido do deslocamento relativo entre eletroímã e superfície metálica.....	173
Figura 5.17 – Distribuição das densidades de correntes induzidas para uma corrente injetada de 4A e velocidades de deslocamento de 2 m/s (a) e 3 m/s (b).....	174
Figura 5.18 – Distribuição das densidades de correntes induzidas para uma corrente injetada de 4A e velocidades de deslocamento de 4 m/s (a) e 5 m/s (b).....	174

Figura 5.19 – Caminho de circulação das correntes induzidas na lâmina condutora.....	175
Figura 5.20 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 2 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 2A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.	177
Figura 5.21 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 4 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 2A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.	178
Figura 5.22 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 2 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 4A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.	179
Figura 5.23 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 4 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 4A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.	180
Figura 5.24 – Comportamento da densidade máxima de corrente induzida ao longo da profundidade da lâmina condutora mediante variações na velocidade de deslocamento do sistema para quando o guia de ferro não se faz presente.....	182
Figura 5.25 – Comportamento da densidade máxima de corrente induzida ao longo da profundidade da lâmina condutora, quando ela reousa sobre o trilho-guia, mediante variações na velocidade de deslocamento do sistema.	182
Figura 5.26 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 5A$ e quando a lâmina é submetida a deslocamentos a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d) no sentido negativo da direção $\hat{z}$	183
Figura 5.27 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina, com o eletroímã alimentado por $I_{CC} = 2A$ e submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).	183
Figura 5.28 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{CC} = 3A$ quando submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).	184
Figura 5.29 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{CC} = 4A$ quando submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).	185
Figura 5.30 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{CC} = 5A$ quando submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c) e 4 m/s (d).	186
Figura 5.31 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{CC} = 6A$ quando submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c) e 4 m/s (d).	187

Figura 5.32 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina condutora, com o eletroímã submetido a uma velocidade 5 m/s e alimentado por correntes de 5A (a) e 6A (b).	188
Figura 5.33 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície interna da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 1A$ para o sistema submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).	188
Figura 5.34 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 2A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).	189
Figura 5.35 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 3A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).	190
Figura 5.36 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 4A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).	191
Figura 5.37 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 5A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).	192
Figura 5.38 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 6A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).	193
Figura 5.39 – Sobreposição entre as distribuições de densidade de fluxo e de corrente transversais para uma alimentação $I_{CC} = 5A$ e velocidades de 1 m/s (a) e 2 m/s (b).	194
Figura 5.40 – Sobreposição entre as densidades de fluxo e de corrente transversais para uma alimentação $I_{CC} = 5A$ e velocidades de 3 m/s (a) e 4 m/s (b).	195
Figura 5.41 – Sobreposição entre as densidades de fluxo e de corrente transversais para o sistema alimentado com $I_{CC} = 5A$ e movendo-se a uma velocidade de 5 m/s.	195
Figura 5.42 – Sobreposição entre os vetores transversais das densidades de fluxo (em $\hat{y}$) e de corrente (em $\hat{x}$), no interior da lâmina condutora, para uma alimentação de $I_{CC} = 5A$ e velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).	196
Figura 5.43 – Direção vetorial da força de frenagem observada sobre a superfície condutora na simulação por MEF.	197
Figura 5.44 – Distribuição espacial da força de frenagem induzida sobre a superfície em movimento.	197
Figura 5.45 – Comportamento da força magnética mediante variações de velocidade para diferentes correntes de alimentação.	198
Figura 5.46 – Comportamento da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para diferentes velocidades constantes.	199
Figura 5.47 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações de velocidade para diferentes correntes de alimentação.	200
Figura 5.48 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para diferentes velocidades constantes. .	201

Figura 5.49 – Comparação entre o modelo computacional e ambos os modelos teóricos da força magnética mediante variações de velocidade para pequenas correntes de alimentação.	201
Figura 5.50 – Comparação entre o modelo computacional e ambos os modelos teóricos da força magnética mediante variações de velocidade para maiores correntes de alimentação.	202
Figura 5.51 – Comparação entre o modelo computacional e ambos os modelos teóricos da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para baixas velocidades.	202
Figura 5.52 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações de velocidade para o sistema empregando alumínio como material condutor.	203
Figura 5.53 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para o sistema empregando alumínio como material condutor.	204
Figura 5.54 – Demonstração do decaimento da força de frenagem mediante expansão da elevação de velocidade sobre o alumínio para uma corrente de 6A.	205
Figura 5.55 – Distribuição da densidade de fluxo (de 0,025T a 0,3T) no interior da lâmina condutora de cobre (a) e alumínio (b) submetidas a deslocamentos a velocidades de 3m/s (i) e 5m/s (ii).	205
Figura 5.56 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina condutora de cobre (a) e alumínio (b) submetidas a deslocamentos a velocidades de 3m/s (i) e 5m/s (ii).	206
Figura 5.57 – Circuito externo empregado na simulação em MEF através do qual é alimentado o eletroímã.	207
Figura 5.58 – Comportamento da magnitude de corrente líquida no eletroímã em função da velocidade de deslocamento imposta ao sistema para uma tensão de entrada que forneça $I_{CC} = 6A$.	207
Figura 5.59 – Reaproveitamento da energia cinética do veículo de frenagem na geração de eletricidade extraída a partir de contatos ligados às faces laterais da lâmina induzida.	208
Figura 5.60 – Contatos coletores deslizando sobre a lâmina induzida para obtenção de eletricidade gerada pela energia cinética do veículo de frenagem.	209
Figura 6.1 – Ilustração conceitual da estrutura do sistema de frenagem proposto.	211
Figura 6.2 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado para diferentes dimensões de entreferro quando as áreas polares são mantidas constantes.	216
Figura 6.3 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado para diferentes áreas polares quando o entreferro é mantido constante.	217
Figura 6.4 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado para diferentes comprimentos de onda, múltiplos da dimensão ortogonal da sapata polar.	218
Figura 6.5 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado empregando diferentes materiais condutores na lâmina induzida $p/k_{ls} = 0,87$.	220

Figura 6.6 – Comportamento, para variação expandida de velocidade, do sistema normalizado empregando diversos materiais metálicos diferentes na composição da lâmina induzida p/ $k_{ls} = 0,87$.	220
Figura 6.7 – Comportamento da força produzida pelo sistema em função da razão do comprimento de entreferro pela área da sapata polar.	221
Figura 6.8 – Comportamento do sistema em função de k_{ls} quando mantém-se inalterado o entreferro e varia-se a área da sapata polar.	222
Figura 6.9 – Variação da <i>velocidade crítica</i> da resposta do sistema em função da resistividade da lâmina induzida.	223
Figura 6.10 – Comportamento do sistema em função da permeabilidade relativa do material usado na confecção da lâmina induzida, quando supõe-se uma resistividade fixa.	223
Figura 7.1 – Ilustração conceitual da estrutura do protótipo do sistema de frenagem proposto.	233
Figura 7.2 – Protótipo do conversor CC-CC bidirecional em meia ponte.	234
Figura 7.3 – <i>Driver</i> SKHI-22A da Semikron© empregado no acionamento do protótipo.	235
Figura 7.4 – Circuito de geração dos sinais PWM para acionamento do <i>driver</i> .	235
Figura 7.5 – Circuito esquemático do sistema de geração dos sinais PWM concebido para o acionamento dos <i>drivers</i> do braço de IGBT's do conversor.	236
Figura 7.6 – Conversor CC-CC bidirecional montado na bancada de testes.	236
Figura 7.7 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de 'módulo de frenagem'.	237
Figura 7.8 – Estrutura do protótipo experimental.	237
Figura 7.9 – Estrutura do protótipo com eletroímã acoplado.	238
Figura 7.10 – Protótipo experimental posicionado no trilho de aço sobre a lâmina de cobre.	238
Figura 7.11 – Bancada preparada para realização dos ensaios experimentais.	239
Figura 7.12 – Aparato da bancada de ensaios com sensores de velocidade posicionados ao longo do curso de deslizamento do protótipo.	239
Figura 7.13 – Protótipo posicionado para realização dos ensaios de medição de velocidade.	240
Figura 7.14 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) no eletroímã quando o conversor é comandado a injetar corrente positiva na carga: escala de corrente de 10V/4Ω.div.	241
Figura 7.15 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) no eletroímã quando o conversor é comandado a injetar corrente negativa na carga: escala de corrente de 10V/4Ω.div.	241
Figura 7.16 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) de saída quando a carga é alimentada através de um filtro indutivo e o conversor é comandado a injetar corrente positiva na carga: escala de corrente de 500mV/4Ω.div.	241

Figura 7.17 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) de saída quando a carga é alimentada através de um filtro indutivo e o conversor é comandado a injetar corrente negativa na carga: escala de corrente de 500mV/4Ω.div.	242
Figura 7.18 – Arranjo do conversor aplicado ao controle do fluxo de potência entre duas fontes independentes.	243
Figura 7.19 – Formas de onda de tensão ($-v_{ab}$) e corrente ($-i_L$) do lado do indutor de filtragem quando o conversor é comandado em modo de operação buck ($D_1 > 0,5$) a levar energia da fonte E (com 41,5V) para a fonte V_{in} (com 20,9V): escala de corrente de 100mV/4Ω.div.	243
Figura.20 – Formas de onda de tensão ($-v_{ab}$) e corrente ($-i_L$) do lado do indutor de filtragem quando o conversor é comandado em modo de operação boost ($D_1 < 0,5$) a levar energia da fonte V_{in} (com 10V) para a fonte E (com 59,2V): escala de corrente de 500mV/4Ω.div.	243
Figura 7.21 – Comportamento dinâmico do sistema para correntes de alimentação de 0A a 4,5A.	244
Figura 7.22 – Comportamento dinâmico do sistema para correntes de alimentação de 5A a 6,3A.	245
Figura 7.23 – Curvas de velocidade traçadas por ensaios experimentais.....	245
Figura 7.24 – Curvas de velocidade traçadas por ensaios experimentais para I_{CC} a partir de 4,5A.	246
Figura 7.25 – Interpolação das curvas obtidas experimentalmente.....	246
Figura 7.26 – Traçado do comportamento dos modelos obtidos por interpolação.....	247
Figura 7.27 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 3A.....	249
Figura 7.28 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 4,5A.....	249
Figura 7.29 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 5A.....	249
Figura 7.30 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 5,5A.....	250
Figura 7.31 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 6A.....	250
Figura 7.32 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 6,3A.....	250
Figura 7.33 – Comparação das curvas de comportamento do modelo teórico e do modelo experimental do sistema.	251
Figura 7.34 – Comparação do comportamento do modelo teórico e do modelo experimental extraído por interpolações.....	252
Figura 7.35 – Comparação das curvas de comportamento dos modelos teórico e experimental empregando a lâmina de alumínio.....	253

Figura 7.36 – Bancada de ensaios preparada para medir a redução da velocidade do protótipo ao adentrar na zona de influência das correntes parasitas proporcionada pela disposição da lâmina condutora.	254
Figura 7.37 – Trecho de medição da velocidade do sistema em sua passagem da zona de aceleração para a zona de frenagem sob influência da lâmina condutora.....	255
Figura 7.38 – Passagem do protótipo pela região de medição de velocidade em sua entrada na zona de frenagem sobre a lâmina de cobre.....	255
Figura 7.39 – Comportamento da velocidade do sistema ao entrar na zona de frenagem propiciada pela presença da lâmina de cobre.	256

Lista de Tabelas

Tabela 5.1 – Dados inseridos no modelo teórico para comparação e empregados na configuração dos parâmetros das simulações por MEF.	166
Tabela 7.1 – Dados do protótipo empregado nos ensaios experimentais e transpostos na descrição do modelo analítico para confrontá-lo com os resultados dos ensaios experimentais.	248

Simbologia

1. Símbolos utilizados em figuras e expressões matemáticas

<i>Símbolo</i>	<i>Significado</i>	<i>Unidade</i>
β_v	Razão entre velocidade de disparo e velocidade de cruzeiro	-
δ_i	Profundidade de penetração da corrente circulante em um condutor	m
δ_s	Espessura da lâmina condutora	m
∂_p, α^{-1}	Profundidade média de penetração do campo eletromagnético em meios metálicos	m
γ	Constante da profundidade média de penetração do campo eletromagnético no meio metálico	-
$\phi, \phi_1, \phi_2, \phi_{12}, \phi_{21}$	Fluxo magnético	Wb
ϕ_c	Fluxo magnético de reação	Wb
ϕ_{ind}	Fluxo magnético induzido no interior de um condutor	Wb
ϕ_r	Fluxo magnético do rotor da máquina de indução	Wb
ϕ_s	Fluxo magnético do estator da máquina de indução	Wb
ϕ_{total}	Fluxo magnético total na sapata polar	Wb
μ	Permeabilidade magnética do meio	H/m
μ_r	Constante de permeabilidade relativa do meio	H/m
μ_o	Permeabilidade magnética do ar	H/m
λ	Comprimento da onda eletromagnética virtual vista pela superfície condutora	m
θ_g	Ângulo de inclinação do trilho-guia	°
θ_{BI}	Ângulo de incidência entre campo e corrente	°
τ_m, τ_{mec}	Torque mecânico/Conjugado motor	N.m
τ_z	Conjugado resistente sobre o rotor do alternador	N.m
ρ	Resistividade elétrica específica do meio	Ω/m
ρ_s	Resistividade do material da lâmina condutora	Ω/m
ω	Frequência angular da onda eletromagnética virtual vista pela superfície condutora	rad/s
ω_m	Frequência angular da velocidade mecânica de rotação do rotor	rad/s
ω_r	Frequência angular da velocidade de rotação do campo do rotor	rad/s
ω_s	Frequência angular da velocidade síncrona de rotação do campo girante do estator	rad/s
ΔB	Variação de densidade de fluxo magnético	T

Δi	Variação de corrente	A
ΔI_L	Ondulação de corrente em alta frequência no indutor de filtragem do conversor CC-CC	A
$\Delta I_{L_{\max}}$	Máxima ondulação de corrente em alta frequência no indutor de filtragem	A
$\overline{\Delta I_L}$	Ondulação de corrente em alta frequência normalizada no indutor de filtragem	-
$\overline{\Delta I_{L_{\max}}}$	Máxima ondulação de corrente em alta frequência normalizada no indutor de filtragem	A
Δt	Variação de tempo	s
$\Delta t_1, \Delta t_2$	Tempo de condução dos interruptores comandados	s
ΔT_{nucleo}	Elevação de temperatura no núcleo dos elementos magnéticos	°C
A_e	Área transversal do núcleo magnético	m ²
	Área da sapata polar	
A_S	Área da seção transversal da lâmina condutora no sentido de circulação da corrente induzida	m ²
A_w	Área da janela do carretel	m ²
B	Densidade de fluxo magnético	T
$B_{\max}$	Densidade máxima de fluxo magnético	T
B_{SAT}	Densidade saturação do fluxo no meio magnético	T
B_{total}	Densidade total do fluxo na sapata polar	T
C	Capacitância	F
$d_{\max}$	Diâmetro máximo do condutor fundamental	m
d	Distância percorrida entre dois pontos	m
D	Razão cíclica	-
D_1, D_2	Razão cíclica dos interruptores complementares	-
$d(s)$	Variável de controle (razão cíclica)	-
$\vec{E}$	Vetor campo elétrico	V/m
E, e, V_i	Tensão da fonte de alimentação de entrada dos conversores em modo de operação buck	V
E_{cc}	Tensão da excitatriz do alternador	V
$e_g(t), e_g'(t)$	Tensões geradas pelo alternador	V
$e_L(t)$	Tensão aplicada à carga pelo alternador	V
$e_z(t)$	Queda de tensão nos enrolamentos de armadura	V
$\mathcal{E}_k$	Tensão sobre o k-ésimo elemento de uma malha	V
fem	Força eletromotriz	V
$fem_{ind}, \mathcal{E}_{ind}$	Força eletromotriz induzida	V
$\mathcal{E}, e(t), e_{ind}(t)$		
f_{cem}	Força contra-eletromotriz induzida	V
$\mathfrak{F}_{mm}$	Força magnetomotriz	V
f_{ocup}	Fator de ocupação da área da janela do núcleo	-
f_S	Frequência de comutação	Hz

F_{ima}	Força de frenagem total produzida sobre o eletroímã	N
F_{imp}	Força propulsora que dá movimento ao sistema	N
$F_{ind}, \vec{F}_{ind}$	Força de frenagem induzida total	N
F'_{ind}, F''_{ind}	Modelos da força de frenagem induzida obtido por interpolações computacionais	-
$\overline{F_{ind}}, \overline{F'_{ind}}, \overline{F_{ind.1}}$	Força de frenagem normalizada	-
$F_{mag}, \vec{F}_{mag}$	Força magnética induzida	N
F_{sup}	Força de frenagem produzida por cada superfície polar do eletroímã	N
$g, \vec{g}$	Aceleração da gravidade	m/s ²
g_{θ}	Componente da aceleração da gravidade na direção do movimento sobre o trilho-guia (a θ)	m/s ²
$H, \vec{H}$	Intensidade de campo magnético	H/m
H_{ext}	Campo magnético externamente aplicado a um meio ferromagnético	H/m
$I, i(t)$	Corrente elétrica	A
i_a, i_b, i_c	Correntes trifásicas da rede aplicadas aos enrolamentos do estator	A
i_{ar}	Corrente de armadura	A
$i_{indA}, i_{indB}, i_{indC}$	Correntes induzidas nos enrolamentos do rotor	A
I_C, i_C	Corrente no capacitor do barramento CC	A
I_{CC}	Corrente injetada no enrolamento do eletroímã	A
I_D, i_D	Correntes através dos diodos	A
I_{ef}	Corrente eficaz no enrolamento do eletroímã	A
I_{es}	Corrente eficaz por fase aplicada ao circuito equivalente da máquina de indução	A
I_{ex}	Corrente da excitatriz da máquina síncrona	A
I_{in}, i_{in}	Corrente de entrada do conversor em modo boost	A
I_{ind}, i_{ind}	Corrente induzida nas superfícies condutoras	A
I_k	Corrente através do k-ésimo ramo de um nó de circuito	A
I_L, i_L	Corrente no indutor de filtragem do conversor CC-CC	A
I_{liq}	Corrente líquida definida para o enrolamento do eletroímã	A
I_m, I_{mag}	Corrente de magnetização nos enrolamentos de estator da máquina de indução	A
I_o, i_o	Corrente de saída do conversor em modo boost	A
I_{out}, i_{out}	Corrente de saída do conversor em modo buck	A
I_r'	Corrente de rotor eficaz por fase no circuito equivalente da máquina de indução	A
I_{rr}	Corrente de recuperação reversa do diodo	A

I_s, i_s	Correntes através dos interruptores comandados	A
$i_z(t)$	Corrente de carga fornecida pelo alternador	A
$J, \vec{J}$	Densidade de corrente	A/m ²
J_m	Densidade máxima da corrente induzida na superfície condutora	A/m ²
$J_{\max}$	Densidade máxima de corrente	A/m ²
$\frac{J_{\max}}{J_{\max}}$	Densidade máxima de corrente parametrizada	kA/m ²
J_{ind}	Densidade de corrente induzida	A/m ²
$J_{ind}z$	Densidade da corrente induzida circulando na direção do eixo $\hat{z}$	A/m ²
k_d	Coefficiente empírico de dispersão do fluxo no entreferro	-
k_f	Coefficiente empírico de redução da força devido à dispersão do fluxo e ângulo de incidência entre fluxo magnético e corrente elétrica induzida	-
k_{ts}	Relação entre as dimensões de entreferro e área polar	-
k_{norm}	Constantes de normalização paramétricas do modelo	-
k_v	Constante paramétrica do modelo dinâmico	-
k_λ	Razão entre o comprimento da onda deslizante e a medida transversal da sapata polar	-
k_w	Fator de ocupação da janela pelos enrolamentos do transformador	-
L	Indutância	H
L_{ima}	Indutância do eletroímã vista pela fonte de alimentação	H
L_{in}	Indutância de entrada do conversor em modo boost	H
L_f	Indutância de filtragem da componente de alta frequência da corrente do eletroímã	H
l	Comprimento	m
ℓ	Comprimento do trecho de condutor imerso no campo magnético	m
ℓ_{entr}	Comprimento do entreferro	m
ℓ_{esp}	Comprimento médio de uma espira	m
ℓ_s	Comprimento lateral da sapata polar/comprimento da unidade de superfície atravessada pelo fluxo magnético	m
ℓ_x, ℓ_y	Dimensões laterais da sapata polar do eletroímã	m
N	Número espiras de um enrolamento	-
n_{cond}	Número de condutores em paralelo nos enrolamentos	-
n_{esp}, N_{ima}	Número espiras do enrolamento do eletroímã	-
n_{ima}	Número de eletroímãs empregados	-
n_p	Número de pares de pólos do eletroímã	-

P	Potência	W
P_{cu}	Perdas por efeito Joule nos enrolamentos dos elementos magnéticos	W
P_D	Potência dissipada nos diodos	W
$P_{D_{com}}$	Perdas por comutação nos diodos	W
$P_{D_{cond}}$	Perdas por condução nos diodos	W
P_{in}	Potência de entrada do conversor	W
P_{nucleo}	Perdas no núcleo dos elementos magnéticos	W
P_o, P_{out}	Potência de saída dos conversores	W
P_S	Potência dissipada nos interruptores do conversor	W
$P_{S_{com}}$	Perdas por comutação nos interruptores do conversor	W
$P_{S_{cond}}$	Perdas por condução nos interruptores do conversor	W
$P_{semicondutores}$	Perdas totais em todos os semicondutores	W
q	Carga elétrica	C
v_{S1}, v_{S2}	Sinais de comando dos interruptores do conversor bidirecional	V
R	Resistência elétrica	Ω
R_L	Resistência dos enrolamentos do eletroímã	Ω
R_S	Resistência da lâmina condutora na área de superfície atravessada pelo fluxo magnético	Ω
$R_{th_{DA}}$	Resistência térmica entre dissipador e ambiente	$^{\circ}\text{C/W}$
$R_{th_{JC}D}, R_{th_{JC}S}$	Resistência térmica entre junção e encapsulamento do dispositivo eletrônico	$^{\circ}\text{C/W}$
$R_{th_{CA}D}, R_{th_{CA}S}$	Resistência térmica entre encapsulamento do dispositivo e ambiente	$^{\circ}\text{C/W}$
$R_{th_{nucleo}}$	Resistência térmica do núcleo magnético	$^{\circ}\text{C/W}$
$\Re$	Relutância magnética	A/Wb
$\Re_{entr}$	Relutância magnética do entreferro	A/Wb
$\Re_{ckt}$	Relutância total do circuito magnético	A/Wb
$\Re_{nucleo}$	Relutância do núcleo magnético	A/Wb
$\Re_{sup}$	Relutância do trecho do trilho-guia que compõe o circuito magnético	A/Wb
s	Escorregamento na máquina de indução trifásica	-
S_{Cu}	Área de cobre total dos condutores do enrolamento do eletroímã	m^2
S_{cond}	Área do condutor fundamental do enrolamento do eletroímã	m^2
S_{fio}	Área do condutor fundamental considerando o seu isolamento	m^2
S_{skin}	Área de cobre do condutor fundamental	m^2

t	Tempo	s
t_1, t_2	Período de condução dos interruptores complementares	s
t_A, t_B		
T	Temperatura	°C
T_a	Temperatura ambiente	°C
T_{jD}, T_{jS}	Temperatura de junção do dispositivo eletrônico	°C
T_{dD}	Contribuição dos diodos para a temperatura do dissipador	°C
T_{dS}	Contribuição dos IGBT's para a temperatura do dissipador	°C
$T_{d\min}$	Temperatura no dissipador para a menor temperatura de junção estipulada dentre os vários semicondutores montados nele	°C
t_f	Tempo de bloqueio do IGBT	s
t_{on}	Período de condução dos interruptores	s
t_{off}	Período de bloqueio dos interruptores	s
t_r	Tempo de entrada em condução do IGBT	s
t_{rr}	Tempo de recuperação reversa dos diodos	s
T_a	Temperatura ambiente	°C
T_S	Período de comutação	s
$v, v(t)$	Velocidade	m/s
$\vec{v}$	Vetor velocidade	m/s
v_{cr}	Velocidade crítica de deslocamento do sistema	m/s
$v_m, \overrightarrow{v_m}$	Velocidade linear do êmbolo-rotor	m/s
$v_S, \overrightarrow{v_S}$	Velocidade síncrona linear do campo deslizante do trilho-estator	m/s
$\overline{v(t)}$	Velocidade normalizada	-
$\overline{V_{med}}$	Velocidade média normalizada	-
v_{PIG}	Velocidade de trânsito do PIG	m/s
V	Tensão elétrica	V
V_1, V_2	Tensões simétricas no barramento do conversor	V
V_A, V_B, V_C		
V_a, V_b, V_c	Tensões trifásicas da rede	V
V_{ab}, v_{ab}	Tensão de saída PWM do conversor	V
V_C, v_C	Tensão no capacitor do barramento CC	V
V_{C1}, V_{C2}	Tensão sobre os capacitores do barramento CC	V
V_{CC}	Tensão do barramento CC	V
V_{ca}, v_{ca}	Componente alternada da tensão do barramento CC	V

V_{CEoff}	Tensão sobre os IGBT's quando em corte	V
V_{CEsat}	Tensão de saturação dos IGBT's em condução	V
V_d	Tensão de condução do diodo	V
V_D, v_D	Tensão reversa sobre os diodos	V
V_{es}	Tensão eficaz por fase aplicada ao circuito equivalente da máquina de indução	V
V_{in}, v_{in}	Tensão da fonte de alimentação de entrada dos conversores em modo de operação boost	V
$v_L(t)$	Tensão sobre indutância	V
V_L, v_L	Tensão sobre o indutor do conversor CC-CC	V
V_{nucleo}	Volume do núcleo magnético	m ³
V_o, v_o	Tensão de saída do conversor em modo boost	V
V_{out}, v_{out}	Tensão de saída do conversor em modo buck	V
V_{pwm}	Sinal dente de serra/triangular do modulador PWM	V
V_Q, v_Q	Tensão direta aplicada sobre os IGBT's	V
V_S, v_S	Tensão direta aplicada sobre os interruptores comandados	V
v_{S1}, v_{S2}	Sinal de comando para os interruptores	V
V_{ref}	Sinal de referência da modulação SPWM	V
V_r	Tensão de rotor eficaz por fase no circuito equivalente da máquina de indução	V
V_{tri}	Sinal triangular do modulador PWM	V
W	Energia/trabalho	J
$\overline{x(t)}$	Deslocamento normalizado do sistema	m
X_L	Reatância indutiva	Ω
Z	Impedância	Ω
Z_{arm}	Impedância do enrolamento de armadura do alternador	Ω
Z_L	Carga alimentada pelo alternador	Ω
Z_o, Z_{out}	Impedância de carga do conversor	Ω

2. Símbolos representativos de componentes de circuito elétrico

<i>Símbolo</i>	<i>Significado</i>
C	Capacitor de saída dos conversores buck e boost
C_o	Capacitor do filtro de saída do conversor em modo buck
C_1, C_2	Capacitores do barramento do conversor
$C_1 - C_{15}, C_{r10}$	Capacitâncias componentes dos circuitos conversores em arquivos de simulação computacional
C_f	Capacitor componente do circuito de comando
	Capacitor série de desacoplamento do transformador do conversor CC-CC half-bridge
D_1, D_2	Diodos em anti-paralelo com os interruptores do conversor CC-CC
$D_{r1} - D_{r4}$	Diodos do retificador de saída do conversor CC-CC half-bridge
$D_1 - D_{36}, D_{r14} - D_{r21}$	Diodos componentes dos circuitos conversores em arquivos de simulação computacional
I_{ref}	Fonte de corrente componente de circuito em arquivo de simulação computacional
L	Indutor dos conversores buck e boost
$L_1 - L_{12}, L_{cc7}$	Indutâncias componentes dos circuitos conversores em arquivos de simulação computacional
L_{in}	Indutor de entrada do conversor em modo boost
L_o	Indutor de saída do conversor em modo buck
P_1, P_2, P_3	Potenciômetros componentes do circuito de comando
R_{es}, R_r', r_m	Resistências do circuito equivalente da máquina de indução
R_{c1}, R_{c2}, R_{c3}	Resistores componentes do circuito de comando
R_{shunt}	Resistor <i>shunt</i>
$R_1 - R_{21}, R_i$	Resistências componentes dos circuitos conversores em arquivos de simulação computacional
R_{cc8}, R_{cc9}	
S, N	Indicação dos pólos magnéticos
S_1, S_2, D_1, D_2	Interruptores comandados do conversor e seus respectivos diodos de roda livre
$S_1 - S_{16}, S_{21}$	Interruptores comandados ideais componentes dos circuitos conversores em arquivos de simulação computacional
S_{22}, S_{r7}, S_{r8}	
$V_1, V_2, V_3, V_4, V_6, V_8, V_9$	Fontes de tensão componentes dos circuitos conversores em arquivos de simulação computacional
$V_{10}, V_{13}, V_{14}, V_{16}, V_{18}, V_{22}$	
$V_{26}, V_{27}, V_{cc11} - V_{cc13}$	
V_{in}, C_{in}, R_1, R_2	Componentes do circuito elétrico externo empregado para alimentação do eletroímã na simulação em ambiente MEF
X_{es}, X_r', X_m	Reatâncias do circuito equivalente da máquina de indução
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Eixos fundamentais do espaço vetorial

3. Acrônimos e abreviaturas

<i>Símbolo</i>	<i>Significado</i>
CA	Corrente alternada
CAE	<i>Computer Aided Engineering</i> (Engenharia Auxiliada por Computador)
CC	Corrente contínua
DCA	Departamento de Engenharia de Computação e Automação
d.d.p.	Diferença de potencial elétrico
EMI	<i>Electromagnetic Interference</i> (Interferência Eletromagnética)
IFRN	Instituto de Educação, Ciência e Tecnologia do Rio Grande do Norte
IGBT	<i>Insulated Gate Bipolar Transistor</i>
LAMP	Laboratório de Avaliação e Medição em Petróleo
MEF	Metódo dos Elementos Finitos
MFL	<i>Magnetic Flux Leakege</i> (Dispersão de Fluxo Magnético)
MRU	Movimento Retilíneo Uniforme
PETROBRAS	Petróleo Brasileiro S.A.
PIG	<i>Pipeline Inspection Gadget</i> (Dispositivo de Inspeção de Dutos)
PWM	<i>Pulse Width Modulation</i> (Modulação por largura de pulso)
PFC	<i>Power Factor Correction</i> (Correção do Fator de Potência)
SPWM	<i>Sinusoidal Pulse Width Modulation</i> (Modulação PWM Senoidal)
UFRN	Universidade Federal do Rio Grande do Norte

4. Índices e sub-índices

<i>Símbolo</i>	<i>Significado</i>
<i>ef, rms</i>	Valor eficaz de uma grandeza
<i>ind</i>	Grandeza induzida
<i>max, m</i>	Valor máximo de uma grandeza
<i>med, md</i>	Valor médio de uma grandeza
<i>min</i>	Valor mínimo de uma grandeza
<i>pk</i>	Valor de pico de uma grandeza
<i>total</i>	Valor total (completo) de uma grandeza
<i>x, y, z</i>	Componente de uma grandeza em uma única direção no espaço

5. Símbolos de unidades de grandezas físicas

<i>Símbolo</i>	<i>Nomenclatura</i>	<i>Significado</i>
Ω	Ohm	Impedância elétrica
A	Ampère	Corrente elétrica
C	Coulomb	Carga elétrica
F	Farad	Capacitância
g	grama	Massa
H	Henry	Indutância
Hz	Hertz	Frequência
J	Joule	Energia/Trabalho
m	metro	Comprimento
N	Newton	Força
rad	radiano	Medida angular
s	segundo	Tempo
T	Tesla	Densidade de fluxo magnético
V	Volt	Tensão elétrica/Potencial elétrico
W	Watt	Potência
Wb	Webber	Fluxo magnético
°C	grau centígrado	Temperatura
°	grau trigonométrico	Ângulo
”	polegada	Comprimento/Diâmetro

Capítulo 1

Introdução e motivação

O uso do efeito de correntes parasitas na frenagem eletromagnética é bastante difundido, tanto em meios acadêmicos, quanto industriais. Desde o estudo da teoria eletromagnética clássica até na literatura tradicional acerca de conversores eletrônicos e eletromecânicos de energia, as correntes parasitas são tratadas com maior ou menor grau de profundidade.

A maior parte dos trabalhos acerca de frenagem eletromagnética disponíveis na literatura especializada trata de aplicações em elementos de sistemas rotativos e/ou empregando materiais não-magnéticos, ou seja, materiais de baixa permeabilidade magnética e condutividade elétrica substancialmente mais elevada do que as ligas ferrosas utilizadas na confecção das tubulações de gasodutos e oleodutos costumeiramente encontrados na indústria petrolífera, ponto de motivação para o desenvolvimento deste trabalho.

O exemplo clássico do *freio de Foucault* (Figura 1.1) é o mais conhecido. Nele, emprega-se um disco de alumínio ou cobre para interpor uma resistência ao torque de máquinas rotativas no intuito de reduzir a sua velocidade; simular uma variação da carga mecânica acoplada ao seu eixo; ou até mesmo abreviar a sua frenagem no momento de seu desligamento, dissipando sua energia inercial na forma de efeito Joule, pela ação das correntes parasitas circulantes no disco.

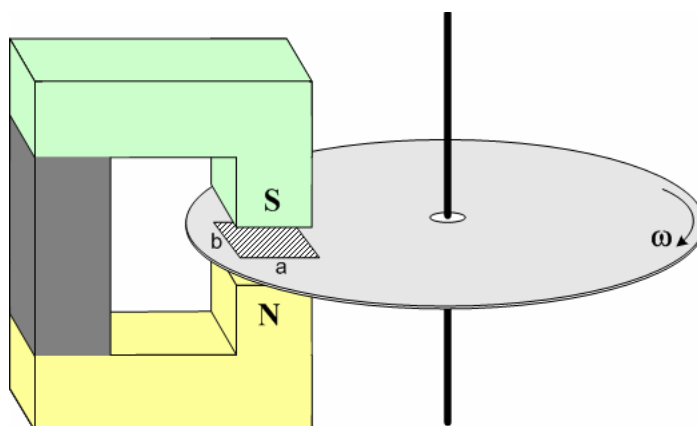


Figura 1.1 – Ilustração conceitual de um freio de Foucault.

Este trabalho visa: adaptar os conceitos de frenagem por indução magnética a meios com deslocamento linear, caso dos PIG's que circulam nas tubulações de óleo e gás (os quais serão abordados na sequência), como também em qualquer setor industrial que os empregue; desenvolver uma técnica de projeto de uso prático e alcançar uma metodologia para a análise do fenômeno e desenvolvimento de futuras tecnologias que se valham da

teoria eletromagnética clássica em aplicações de frenagem das mais diversas naturezas e de forma eficiente.

1.1 Motivação

A motivação para um estudo acerca dos efeitos de frenagem eletromagnética por meio do uso das forças produzidas pelas correntes parasitas induzidas em um material condutor metálico nasce dentro de um projeto sediado no LAMP/UFRN, em parceria com a PETROBRAS, no qual se estudam avanços nas técnicas de controle da velocidade de deslocamento de PIG's destinados à utilização em tubulações de transporte de petróleo e gás.

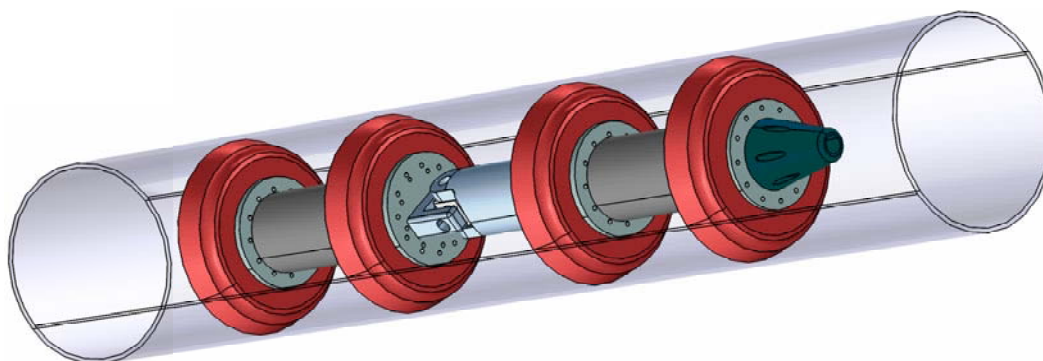


Figura 1.2 – Imagem ilustrativa de um PIG no interior de uma tubulação.

A proposta original tratava do emprego de uma válvula de *by-pass* controlando a vazão do fluido propulsor através do PIG. Um aditivo a essa proposta inicial consiste na implantação de eletroímãs ao sistema, no intuito de reforçar a operação de controle de velocidade através da ação de correntes parasitas induzidas na superfície da tubulação.

1.1.1 Os PIG's na inspeção e manutenção de tubulações

O uso do petróleo pelo homem é uma prática que vem sendo difundida e aperfeiçoada através de eras da nossa civilização. Há antigos registros do seu uso nas mais variadas aplicações por diversos povos ao longo da história, tais como os fenícios, babilônios, egípcios e macedônios [Souza 2005].

O petróleo esteve presente no desenvolvimento das sociedades humanas ao longo de muitos séculos, mas foi em meados do século XIX que seu uso passou a se expandir em escalas nunca antes registradas. Os avanços tecnológicos que alavancaram a segunda revolução industrial, aliados às novas tecnologias para tratamento, condicionamento e refino do petróleo em combustíveis que viriam a substituir com ampla eficiência o uso do carvão e seus derivados transformaram o petróleo em um dos produtos comerciais mais lucrativos. O seu emprego na propulsão dos motores a combustão interna o elevou ao patamar de uma das principais fontes de energia para toda a população mundial. Além de ter se convertido, com o advento da indústria petroquímica, uma das principais matérias primas para centenas de novos compostos empregados em uma incalculável gama de produtos de consumo produzidos a partir de seus derivados [Souza 2005].

A expansão da aplicabilidade do petróleo e do gás natural levou a uma busca por novas e maiores jazidas ao redor do mundo, muitas vezes encontradas em depósitos submersos, de difícil acesso e distantes das grandes refinarias e indústrias de derivados.

Para o transporte do material, novas tecnologias foram produzidas; uma série de técnicas envolvendo escoamento de fluidos através de tubulações de médio e longo alcance foi desenvolvida; e um aparato significativo de redes de linhas de dutos de transporte passou a ser empregado por todo o mundo, levando a matéria extraída dos grandes poços produtores e transportando-a através do globo aonde quer que fosse necessário.

As crescentes demandas por novas técnicas de transporte de matéria prima através de oleodutos e gasodutos têm trazido avanços substanciais, não apenas na obtenção de tecnologias aplicadas à indústria petroquímica, como também ao conhecimento científico ligado à área de modelos de fluidos e de comportamento de tubulações. Segundo Souza:

“Esse crescente desafio tem levado as empresas de petróleo a promoverem atividades de pesquisa e desenvolvimento, contando com a participação não apenas de pesquisadores ligados à indústria petrolífera, mas também daqueles ligados às universidades. Tais iniciativas têm contribuído para o alcance de importantes desafios tecnológicos existentes nas atividades ligadas à produção e ao transporte de petróleo, principalmente no ambiente offshore.

“Entre os principais problemas operacionais existentes na indústria do petróleo que devem ser objetos de pesquisa, pode ser citada a ocorrência da deposição de materiais orgânicos ou inorgânicos no interior dos dutos” [Souza, 2005].

Além do problema da deposição de matéria no interior das tubulações, os dutos de transporte de petróleo e gás também sofrem com o fenômeno da corrosão da liga metálica que os constitui, assim como da freqüente presença de falhas ou danos estruturais relacionados à sua montagem, manutenção ou provocadas por intempéries naturais ou acidentes nos arredores do caminho da linha. É necessário, portanto, realizar-se, não apenas a limpeza periódica no interior das tubulações, como também o monitoramento constante das suas condições de operação e da integridade da sua superfície interna.

Entre os métodos mais empregados para realizar a aferição das condições de dutos e tubulações dos mais diversos setores industriais, está o *pigging* [Souza 2003, Tolmasquim 2004, Souza 2005], que consiste em executar a passagem de PIG's por toda a extensão da linha, de modo a obter informações acerca das suas condições de operação e integridade física das várias seções do seu trajeto.

Os PIG's são instrumentos que realizam diversas funções relativas à operação, manutenção, limpeza e conservação dos oleodutos e gasodutos que transportam estes combustíveis desde suas fontes de extração até os centros consumidores ao redor do mundo.

Além de seu emprego na indústria petrolífera, os PIG's podem encontrar aplicações em operações de manutenção e inspeção de tubulações de diversos outros setores industriais.

Inseridos no interior dos dutos de transporte de material, estes equipamentos viajam por toda a sua extensão, impulsionados pela pressão exercida pelo próprio produto transportado ou, em determinadas situações, por outros fluidos (como água ou nitrogênio, por exemplo) empregados na manutenção, limpeza ou esvaziamento da tubulação [Tolmasquim 2004].

1.1.2 Origem dos PIG's

A origem do termo **PIG** não é terminantemente explicada. Em sites comerciais especializados são encontradas referências etimológicas que o tratam como acrônimos para diversas expressões, tais como [Rigzone 2012] *Pipeline Intervention Gadget* ou *Pipeline Inspection Gauge*, por exemplo. Mas em meio à literatura acadêmica específica, a versão mais aceita é a de que o termo faz referência ao ruído provocado pelo atrito dos mais antigos PIG's com as paredes da tubulação ao longo do seu trajeto e a sua aparência suja, ao ser retirado das tubulações que, em ambos os aspectos, o assemelhava a um porco (*pig*, em inglês) [Souza 2005].



Figura 1.3 – Resíduos acumulados pelo PIG ao final da corrida (fonte: North American O&G).

O histórico das operações com PIG's é relativamente antigo. Embora a sua tecnologia venha se aprimorando continuamente, as notificações do emprego dos PIG's mais primitivos datam do século XIX e, em alguns casos, contêm informações um tanto duvidosas [Souza 2003]. Um breve histórico das origens desta tecnologia é apresentado por Souza, sendo aqui transcrito nas suas palavras:

“A primeira operação com “pig” aconteceu por volta do ano de 1870. Após transportar petróleo por um ou dois anos, a vazão das linhas começava a decrescer e a pressão nas bombas a aumentar, indicando que depósitos estariam se formando na parede dos dutos. Muitos artifícios foram testados para remover a parafina, mas por um longo tempo eles não surtiram efeito. Surgiu a idéia de se bombear algo por dentro do duto, como um feixe de trapos, e o resultado foi positivo. Mais tarde, os trapos foram substituídos por couro.

“Um outro relato sobre a utilização de “pig” aconteceu em 1904, em que uma bola de borracha foi lançada numa linha de 4” para verificar se um deslizamento de rocha, ocorrido durante a construção

do duto, teria causado alguma restrição na vazão do duto.” [Souza 2003].

1.1.3 Classificação e tipos de PIG's

Os PIG's são classificados conforme a função a que se destinam quando da sua utilização no interior da tubulação. As funções mais específicas se enquadram entre as suas três aplicações mais usuais e, de acordo com seu emprego, os PIG's costumam ser classificados como [Souza *et al.* 2011]:

Utility pigs: também referidos como *cleanning pigs*, que realizam a função de limpeza da tubulação, separação de produtos e remoção de fluidos;

In-line Inspection pigs: também conhecidos como *pigs* instrumentados, *intelligent pigs* ou *smart pigs*, empregados para aferir informações sobre as condições da tubulação, bem como averiguações acerca da localização e extensão de quaisquer danos ou problemas operacionais ao longo da linha, como corrosões, defeitos de fabricação e/ou de montagem ou mesmo acúmulo de resíduos, por exemplo;

Special Duty pigs: são equipamentos que possuem uma função mais específica, tais como os *plugs*, empregados para realizar o isolamento por pressão de uma seção específica de tubulação para permitir o esvaziamento para reparos no duto, substituição de trechos danificados, ou mesmo ampliações planejadas da linha.



Figura 1.4 – Diferentes tipos de PIG's (fonte: Bethel Engineering Services Lmted).

Dentre as diversas operações executadas por meio dos PIG's nas tubulações das instalações industriais de petróleo e gás, destacam-se [Souza *et al.* 2011]:

- Separação de produtos;
- Limpeza de restos e depósitos;
- Medição de diâmetro interno;

- Localização de obstruções;
- Remoção de fluidos;
- Medições da geometria da tubulação;
- Inspeção interna;
- Inibição de corrosão;
- Desobstrução e melhoria da eficiência do fluxo;
- Interrupção de fluxo de linhas e isolamento de seções.

O desenvolvimento e aprimoramento dos diversos tipos de PIG's é um processo que vem sendo conduzido de forma contínua. Existem, na atualidade, mais de 300 tipos diferentes de PIG's, com as mais variadas especificações para o atendimento específico de cada demanda dos setores industriais ligados a operação de dutos e tubulações [Souza 2005]. Dentre estes, destacam-se os PIG's instrumentados do tipo **MFL**, baseado na dispersão do fluxo magnético (*Magnetic Flux Leakage*) [Souza 2005], que permitem a inspeção da integridade das tubulações por meio da indução de correntes parasitas e aferição da indutância mútua observada entre instrumentos e parede tubular.

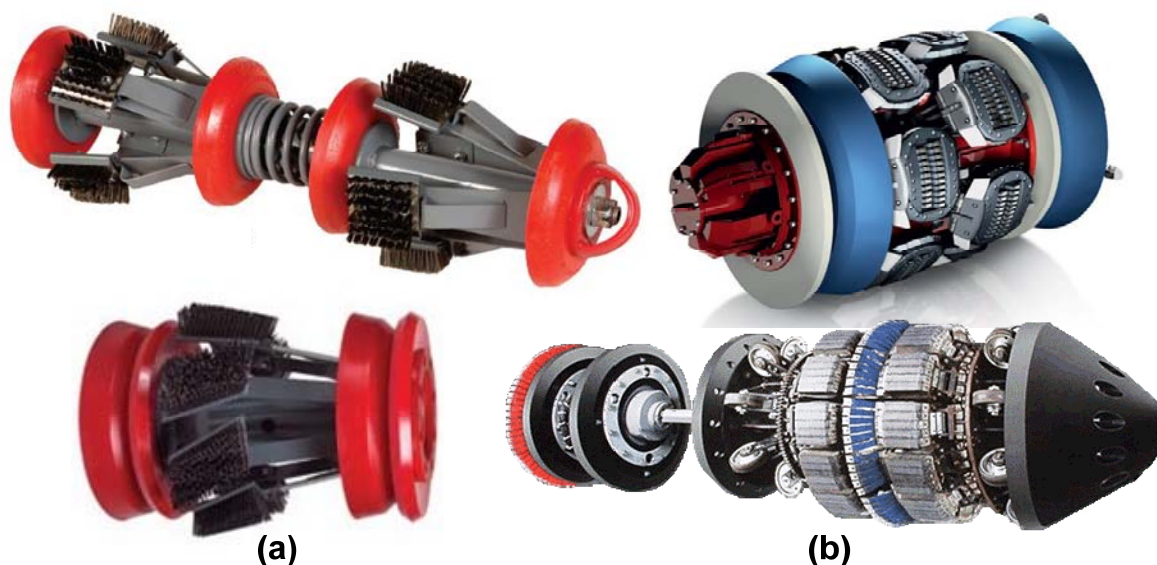


Figura 1.5 – *Cleaning pigs* (a) e PIG's MFL (b) (fontes: Queen's University, Marathon Pipeline LCC, TDWilliamson Pipeline Performance).

Dentre as múltiplas especificações de PIG's empregadas atualmente pela PETROBRAS, aqueles que retêm a maior atenção do projeto ora vinculado ao LAMP são os do tipo instrumentado, os quais operam com vasta gama de instrumentos de sensoriamento e controle embarcados para averiguar a superfície interna das tubulações em busca de detectar quaisquer possíveis falhas estruturais ou operacionais, derivadas de depósito de resíduos, desgastes, corrosão, defeitos de fabricação, montagem, soldagem ou até mesmo erros de manobra ou manutenção inadequada.

Com a crescente demanda pela utilização de tantos tipos diferentes de PIG's em operação nos dutos de todo o mundo, com novas propostas tecnológicas surgindo a cada instante, um dos desafios no emprego dessa tecnologia encontra-se no controle da velocidade de tráfego do equipamento no interior das tubulações.

1.1.4 Controle de velocidade dos PIG's

A velocidade dos PIG's em seu percurso no interior das tubulações é mantida pela força propulsora, provida pela pressão à montante do dispositivo. A manutenção dessa velocidade, entretanto, frequentemente encontra dificuldades diversas ao longo do trajeto do PIG, sobretudo em linhas de transmissão de gás. Quanto menor a densidade do fluido transportado, o qual responde pela propulsão do PIG, mais sujeito a variações estará a sua velocidade [O'Donoghue 2012].

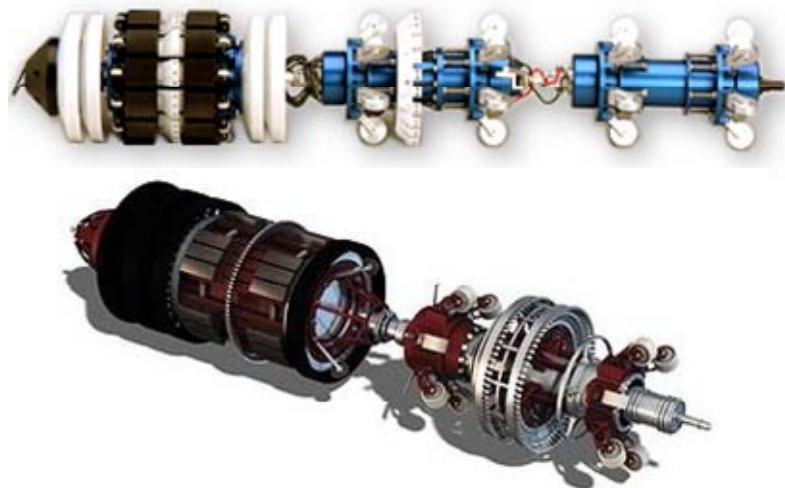


Figura 1.6 – Ilustrações de *Intelligent Pigs* instrumentados (fontes: Nord Stream AG, TDWilliamson Pipeline Performance).

Variações de pressão acarretam variações na velocidade de trânsito dos PIG's, estas podem surgir devido a diversos fatores, tais como [O'Donoghue 2012]: mudanças na especificação dos dutos ao longo da linha, com variações do seu diâmetro ou da espessura da parede tubular; passagem da tubulação por terrenos montanhosos ou por meio de diferentes profundidades oceânicas, acarretando variações tanto de pressão quanto de densidade do fluido ao longo da linha; presença de líquidos no interior de linhas de gás; além de irregularidades na superfície dos dutos, como depósitos de resíduos ou danos na estrutura metálica do diâmetro interno das linhas, que venham a dificultar a passagem do PIG, gerando um aumento da pressão imposta pelo fluido à montante que empurra o aparelho até que possa desprendê-lo.

No momento desse desprendimento, ou em quaisquer outras situações em que a pressão a jusante se torne muito baixa, como resultado da elevação da força propulsora do seu trajeto linear, o PIG pode ser arremessado a uma velocidade muitas vezes maior do que a sua velocidade de deslocamento usual, acelerado pela força resultante da elevada pressão imposta pelo fluido a montante, a qual passa a se reduzir lentamente, revertendo ao seu valor de regime ao vencer as irregularidades físicas que dificultavam o seu movimento adiante.

Essa aceleração momentânea, que se repete muitas vezes ao longo de um trajeto completo de uma linha de dutos, resulta, conseqüentemente, em uma oscilação intermitente e imprevisível na velocidade de deslocamento do PIG através da tubulação, gerando falhas e imprecisões na medição do perfil da superfície dos dutos e reduzindo a confiabilidade

dos dados colhidos pelos instrumentos embarcados, que teriam sua maior eficiência sob condições de velocidade de deslocamento perfeitamente constantes [O'Donoghue 2012].

A recuperação do valor inicial de pressão e, conseqüentemente, de velocidade do deslocamento do PIG se dá de forma lenta, em vista do que seria necessário para efetuar-se um bom monitoramento da linha objeto de análise.

A Figura 1.7 ilustra o problema das irregularidades de condições de trânsito no interior dos dutos de circulação dos PIG's, mostrando a variação de velocidade do equipamento diante de algum cenário desfavorável à manutenção de uma pressão constante, que se torna danoso aos dados que os instrumentos têm a função de colher ao longo do percurso da linha, no intuito de traçar o perfil da sua superfície e averiguar a sua integridade.

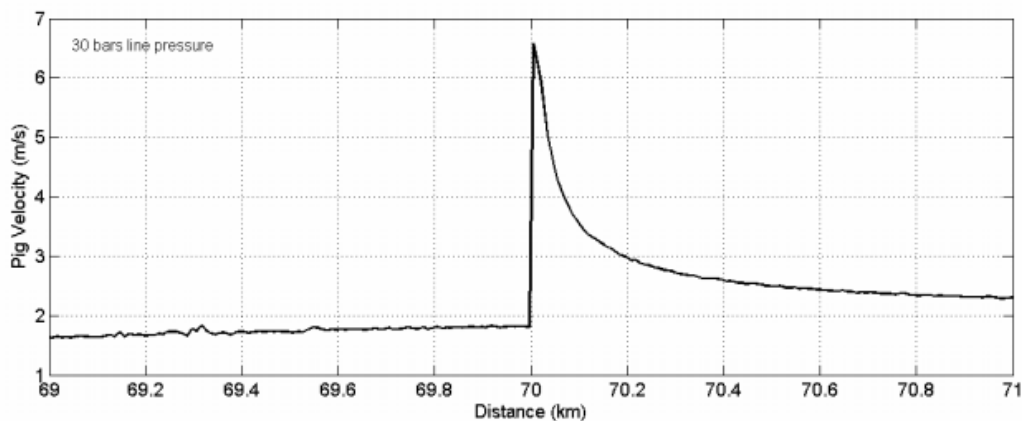


Figura 1.7 – Efeito da variação de pressão à montante sobre a velocidade do sistema ao longo do percurso de um PIG instrumentado no interior de um gasoduto (fonte: O'Donoghue, 2012).

A maioria dos PIG's instrumentados, ou mesmo outros tipos de PIG's, como os de limpeza, tem uma velocidade de trânsito muito baixa. Sobretudo aqueles empregados em tubulações de baixo calibre, na maioria não conseguem exceder velocidades de 2 m/s. Mesmo os PIG's para tubulações de maior diâmetro, não mantêm um bom funcionamento a velocidades mais elevadas. Principalmente os do tipo instrumentado, que requerem uma velocidade de tráfego controlada para realizar uma boa inspeção da integridade da parede tubular. Tipicamente, devido ao atrito com as paredes e à própria dinâmica do fluido no interior dos dutos, as suas velocidades de trânsito não excedem a faixa de 5m/s e, na maioria dos casos, não consegue exceder velocidades da ordem de 1 a 2m/s [Varghese 2011, O'Donoghue 2012, Money 2012, Housseinalipour *et al.* 2007]. Serão esses os sistemas aos quais será dedicado esse estudo.

Uma das formas de tentar atuar sobre o PIG de modo a controlar a sua velocidade, reduzindo os tempos de interrupção da aferição de dados e acelerando a recuperação da velocidade de tráfego ideal, é o controle da pressão atuante na base posterior do sistema através da inclusão de válvulas que dêem escape ao fluido quando conveniente, “bypassando” o PIG através do seu próprio interior (Figura 1.8), e reduzam a sua vazão quando houver necessidade de elevar a pressão para recuperar a velocidade original de percurso mais rapidamente.

Essa técnica, apesar de eficiente, resulta em uma dinâmica de controle lenta, devido à natureza do deslocamento dos fluidos no interior dos dutos, além de ser impraticável em “*PIG-trains*” [O'Donoghue 2012], PIG's mais longos, formados por estruturas modulares sequencialmente dispostas no interior do duto (como aquele ilustrado pela Figura 1.9).

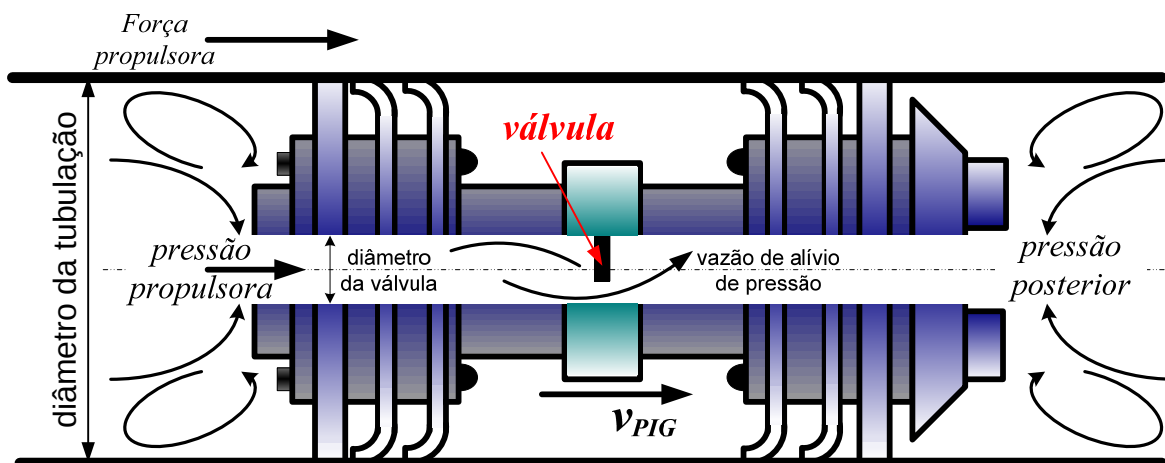


Figura 1.8 – Forças e pressões atuantes no PIG.

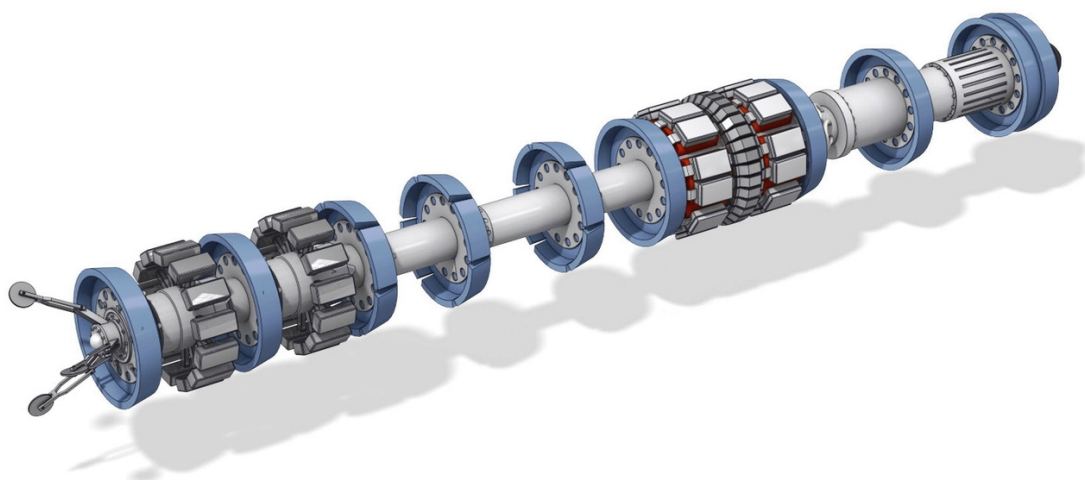


Figura 1.9 – Ilustração de um exemplo de *PIG-train* modular (fonte: Nord Stream AG).

Uma forma de reforçar esse efeito e reduzir o tempo de recuperação da velocidade de cruzeiro do aparelho no momento do seu disparo seria a inserção, embarcado no próprio PIG, de um sistema de frenagem magnética (Figura 1.10) empregando a força obtida de correntes parasitas induzidas na superfície da tubulação de material ferromagnético, que viria a se contrapor ao movimento axial do PIG.

Na tentativa de se opor à variação de fluxo magnético, que produziria uma variação na corrente induzida na superfície da tubulação, por resultado direto da Lei de Faraday-Lenz, a força produzida no PIG, em sentido oposto ao seu deslocamento, seria tão maior quanto maior fosse a sua velocidade de deslocamento.

Este efeito, que será abordado em detalhes nos capítulos subsequentes, é o foco deste trabalho, que tem por objetivo estudar o comportamento de um **módulo cinético** que se desloca longitudinalmente em relação a uma superfície de material metálico (tal qual um PIG) carregando um eletroímã, através do qual se pretende controlar a sua velocidade de trânsito em relação à superfície.

Um sistema dessa natureza, acoplado ao corpo de um PIG instrumentado e aliado à ação das válvulas de controle de pressão, permitiria uma mais rápida recuperação da pressão anterior de trabalho que impulsiona o dispositivo e, conseqüentemente, da sua velocidade de deslocamento ao longo da linha.

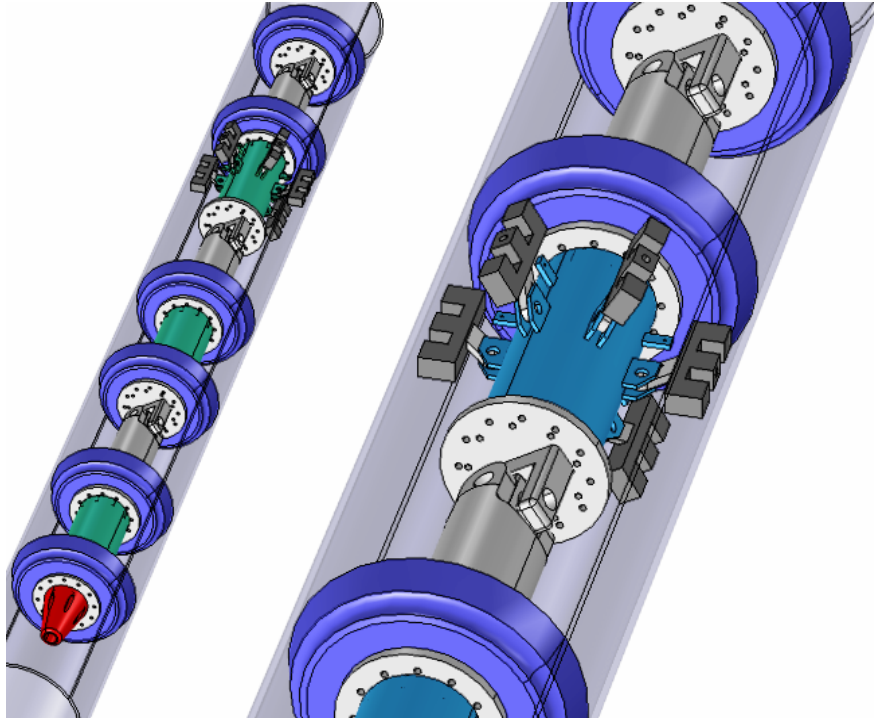


Figura 1.10 – Sistema de frenagem magnética proposto para o PIG com a inclusão dos eletroímãs embarcados direcionados radialmente para a superfície interna das paredes da tubulação.

1.2 Objetivos

No intuito de proceder com um primeiro passo na condução da pesquisa que trará subsídios para a elaboração do sistema de frenagem que possa futuramente atender às necessidades de controle de velocidade dos PIG's instrumentados e visando também oferecer suporte para o desenvolvimento de projetos que contemplem o emprego da tecnologia de frenagem eletromagnética nos mais diversos sistemas industriais e/ou relacionados às áreas de transporte, transmissão de movimento etc., será elaborado um estudo sobre a aplicação dos fenômenos eletromagnéticos aplicados ao amortecimento do movimento de um protótipo elaborado na forma de um veículo experimental.

No decorrer do estudo, será conduzida a modelagem do efeito da frenagem produzida pela inserção do eletroímã a um módulo que se movimenta sobre uma superfície de metal. Sendo apreciadas, como variáveis de entrada, uma velocidade imposta artificialmente ao sistema e uma corrente CC a ser aplicada a um eletroímã nele embarcado, verificando, inicialmente o efeito destas variáveis para, posteriormente, seguir com estudos mais específicos, tanto por via de técnicas de simulação computacional, quanto por meio de testes experimentais propiciados pela confecção de um protótipo de pequena escala.

O objetivo do estudo é trazer uma análise prática e aplicada do comportamento do módulo transitando sobre uma superfície condutora de baixa relutância quando da aplicação de um campo magnético que desliza nele embarcado, gerando correntes parasitas por meio de indução magnética, e averiguar o quão relevantes podem ser os efeitos produzidos pela interação de tais correntes com o próprio campo que as induz sobre o deslocamento do sistema. Assim serão aferidas as magnitudes das forças produzidas por tal interação e a importância da atuação dessas forças sobre o módulo como resultado de uma reação proporcional a sua velocidade de deslocamento.

Será verificada, em seguida, a viabilidade do controle da reação ao deslocamento do sistema, buscando obter controle direto sobre a sua velocidade de trânsito através da variação da corrente imposta ao eletroímã (inicialmente por meio de uma fonte CC e, posteriormente, podendo-se aplicar um controle direto desta corrente fazendo uso de um conversor CC-CC) e, conseqüentemente, da densidade de fluxo a ela associada e da indução magnética provocada pelo deslocamento radial deste fluxo.

Adicionalmente, tenciona-se verificar a viabilidade de regeneração da energia cinética desprendida pelo deslocamento do sistema por meio de conversão eletromecânica, para observar se há a possibilidade de que esta energia gasta possa ser recuperada por uma técnica apropriada de controle do conversor CC-CC (bidirecional), para a realimentação de um virtual banco autônomo de baterias embarcado ao próprio sistema que se vale da ação de frenagem (tais quais aqueles que navegam no interior dos PIG's instrumentados), no intuito de elevar os seus níveis de autonomia.

1.2.1 Metodologia de estudo

O estudo ora em curso será conduzido, inicialmente, de forma a obter-se analiticamente um modelo simples e eficiente do sistema de frenagem que transita embarcado ao módulo, deslizando sobre uma superfície de metal de alta condutividade posta sobre um “trilho-guia” de liga ferromagnética (Figura 1.11b), tendo em vista a obtenção de uma técnica prática e eficiente de análise e projeto de freios eletromagnéticos lineares.

O estudo avançará com a introdução de simulações computacionais empregando o método de elementos finitos (MEF), por meio de *softwares* CAE (*Computer Aided Engineering*) comerciais, desenvolvidos para este fim.

Por fim, o modelo desenvolvido será validado em experimentos de bancada, por meio da confecção de um protótipo de pequena escala composto por uma unidade eletromagnética do “módulo deslizante” sustentado por roldanas que terão a função de fornecer liberdade de deslocamento ao eletroímã sobre uma superfície metálica ao mesmo tempo em que o mantém seguro a uma posição transversal fixa (Figura 1.11), sustentando assim um entreferro constante ao longo do deslocamento do sistema.

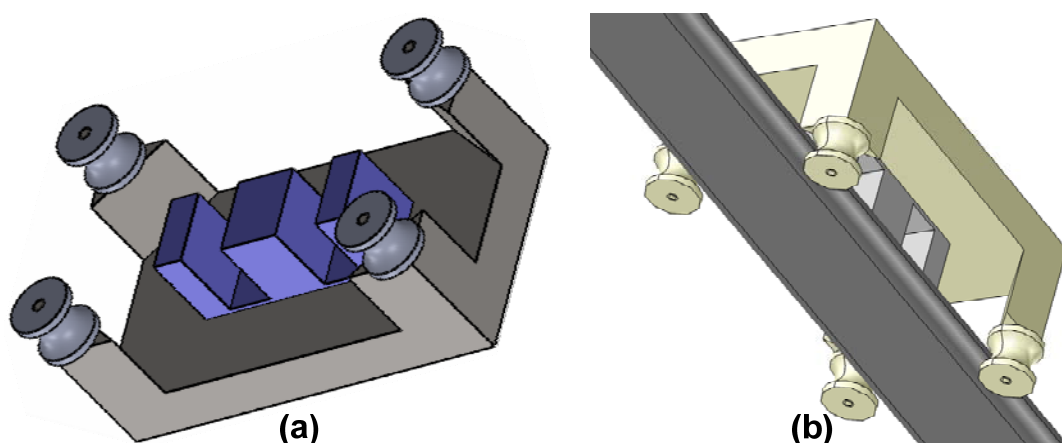


Figura 1.11 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de ‘módulo de frenagem’ (a) e do mesmo protótipo posicionado sobre o ‘trilho-guia’ (b).

Serão usados, na confecção dos eletroímãs, núcleos de liga metálica ferro-carbono (aço 1020), especificamente usinados para este fim, em forma de núcleos do **tipo E**.

Principalmente em virtude da sua praticidade e facilidade de manufatura, além da vantagem de ser um material que apresenta elevado índice de densidade de saturação.

1.3 Conclusão

O problema do controle de velocidade dos PIG's instrumentados que serve de mote para o estudo apresentado neste trabalho é uma questão da mais alta envergadura quando se penetra na profundidade dos conceitos abarcados, prevendo aplicações das mais diversas em uma larga gama de sistemas de movimento linear ou não.

A frenagem magnética, da forma como se propõe aplicar, pode igualmente ser desenvolvida tanto para PIG's empregados em vários outros campos industriais além da indústria petrolífera, quanto pelos mais diversos setores desde sistemas de transporte até as mais usuais máquinas operatrizes, de elevação de carga, transmissão de movimento ou mesmo delicados sistemas mecânicos de mais alta precisão.

A redução dos desgastes provocados pelo atrito dos sistemas de frenagem tradicionais, com a possibilidade de elevar-se substancialmente a vida útil e a confiabilidade, reduzindo-se o tempo de parada e manutenção, de maquinários dos mais diversos, por si só, já justifica os estudos na área de frenagem eletromagnética que ora são conduzidos.

Através deste trabalho, dá-se um primeiro passo em direção a uma nova diversificação das linhas de pesquisa, associadas ao campo do controle eletromagnético de sistemas mecânicos, já existentes no LAMP/UFRN [Ferreira 2006, Paiva 2007, Victor 2012].

Avançando no estudo das estratégias de modelagem, simulação, prototipagem e experimentação dos fenômenos associados ao uso do eletromagnetismo na frenagem de sistemas de deslocamento linear, abrir-se-ão as portas para diversas novas pesquisas direcionadas ao aprofundamento neste campo.

O documento dividirá os resultados da pesquisa ao longo de sete capítulos, sendo eles sequenciados segundo a seguinte distribuição:

Visão geral e Modelagem – o **segundo capítulo**, além de trazer uma revisão histórica e científica do estudo dos fenômenos da frenagem magnética e, particularmente, das correntes parasitas e do efeito pelicular, responsável pelo decaimento da profundidade de penetração do campo magnético em meios metálicos com a elevação das taxas de variação de fluxo, trata dos detalhes da modelagem matemática da estrutura e da posterior análise crítica e qualitativa do modelo obtido. Traz também uma visão geral do estudo, atravessando as técnicas de simulação computacional e desaguando na descrição pormenorizada do protótipo implementado para aferição e validação do modelo analítico sintetizado, objetivando fechar uma metodologia de análise do problema acompanhada de uma abordagem prática para uma técnica de projeto de sistemas de frenagem em meios metálicos não magnéticos;

Gerenciamento de energia – o **terceiro capítulo** trata da concepção e análise do sistema de gerenciamento de energia empregado para acionamento do eletroímã embarcado no protótipo, buscando contextualizar com a teoria eletromecânica conhecida, a partir de analogias desenvolvidas entre o sistema em estudo e diferentes conversores eletromecânicos, para verificar a validade dos modelos propostos e inferir acerca de suas similaridades e da sua aplicabilidade ao sistema objeto do estudo.

Enfocando os princípios de conversão de energia observados nas máquinas elétricas síncronas e assíncronas, além dos transformadores;

Simulações – o **quarto** e o **quinto capítulos** tratam da simulação dos sistemas propostos, utilizando *softwares* de engenharia computacional adequadamente definidos tanto para a simulação de circuitos e sistemas eletrônicos, quanto para realização das simulações dos fenômenos físicos relacionados à operação do sistema de frenagem empregando o método dos elementos finitos (MEF). No **quinto capítulo** também é desenvolvida a validação inicial do modelo desenvolvido a partir da comparação e análise crítica dos resultados obtidos com as simulações empregando o MEF;

Metodologia de projeto – no **sexto capítulo** trata-se da elaboração de uma metodologia para projeto de sistemas de frenagem magnética lineares, conformando todas as informações adquiridas no estudo realizado com a discussão de uma técnica prática e de fácil aplicabilidade para o projeto de sistemas dessa natureza;

Resultados experimentais – o **sétimo capítulo** trata da confecção do protótipo desenvolvido, dos resultados obtidos de seus ensaios experimentais e da comparação do desempenho do sistema com o desempenho aferido pela análise do modelo analítico sintetizado.

Por fim, são analisados os resultados alcançados com a implementação experimental do protótipo em laboratório e são discutidos e avaliados os ganhos científicos, técnicos e tecnológicos obtidos do estudo desenvolvido, dando direcionamento e levantando proposições para o seguimento das pesquisas nesta linha.

Capítulo 2

Eletroímã empregado na frenagem magnética por correntes parasitas

Desde a antiguidade, o homem já detém conhecimento da existência da força magnética. Os primeiros registros conhecidos de observações acerca das propriedades magnéticas dos ímãs datam da antiga Grécia [Assis 2011, Cherman 2004]. É atribuída a Tales de Mileto (século VI a.C.) a impressão de que a *magnetita*, mineral oriundo da província da Magnésia cujas propriedades magnéticas são naturais, seria uma “pedra com alma” [Guimarães 2011]. Os gregos também detinham um conhecimento rudimentar acerca da eletricidade. A atração de pedaços de palha por peças atritadas de âmbar (uma resina fóssil, a qual os gregos chamavam *elektro*) fora comparada por Plínio, o Velho, no século I d.C., ao efeito da atração exercida pelos ímãs sobre o ferro. Na sua *História Natural*, Plínio escreve que o âmbar atritado “atrai palha, folhas secas e a casca da tília, do mesmo modo que o ímã atrai o ferro” [Guimarães 2011]. É, provavelmente, o mais antigo registro histórico de como a curiosidade humana relacionou essas duas forças da natureza.

A fundamentação da teoria eletromagnética, tal qual a conhecemos hoje, é sustentada sobre as relações apresentadas por James Clerk Maxwell, cujo trabalho consistiu em sintetizar as descobertas ocorridas acerca dos fenômenos eletromagnéticos conhecidos até então, e postular a sua teoria sob a forma de quatro equações que descreviam todo o comportamento dos campos elétricos e magnéticos, dando ênfase a sua inexorável afinidade mútua. Com isso, Maxwell, que publicou os resultados de sua pesquisa em 1867 (ano em que Faraday morreu) e viera a falecer em 1879 (ano de nascimento de Albert Einstein), desenvolvera uma teoria fechada e completa do eletromagnetismo, que foi posteriormente comprovada experimentalmente por Heinrich Hertz e se mantém até hoje como principal pilar de sustentação do conhecimento humano acerca dessa ramo científico [Cruz 2005, Cardoso 2011].

Embora, tanto antes quanto posteriormente a Maxwell, diversos estudiosos, teóricos e práticos, tenham acrescentado importantes contribuições ao estudo da eletrodinâmica e dos fenômenos eletromagnéticos, tais como Hans Christian Ørsted, Charles Coulomb, Carl F. Gauss e Wilhelm Weber, Jean-Baptiste Biot e Félix Savart, Joseph Henry, James Prescott Joule, Heinrich Hertz, Ambrose Fleming, Léon Foucault, Heinrich Lenz, Gustav Kirchhoff, William Sturgeon, Joseph Thomson, Hendrik Lorentz, entre tantos outros; provavelmente os maiores saltos em termos de contribuições ao desbravamento do eletromagnetismo, antes da sua formatação por Maxwell, vieram dos trabalhos de André-Marie Ampère e Michael Faraday.

Dando sequência aos estudos de Ørsted (o primeiro a relatar oficialmente, em 1820, a observação da criação de campos magnéticos por influência de correntes elétricas), Ampère, ao desvendar o fenômeno da indução magnética como efeito de correntes elétricas, e Faraday, ao decifrar o mecanismo da indução elétrica por meio da variação do fluxo magnético, conectaram definitivamente a eletricidade ao magnetismo [Martins 2007]

e abriram a “caixa de pandora” do *eletromagnetismo* (termo cunhado por Ørsted [Assis & Chaib 2011]) para o homem. A partir de então, diversos estudos enfocaram a relação inexorável entre essas duas forças da natureza que, dali em diante, tornavam-se uma.

2.1 Correntes parasitas

Com o avanço das investigações acerca dos fenômenos que relacionavam tão intrinsecamente a eletricidade e o magnetismo, não tardou muito para que o efeito das correntes parasitas (ou **correntes de Foucault**), até então despercebido e de pouca relevância, viesse à tona. Ainda no século XIX, o fenômeno se tornava conhecido, apontado, independentemente, pelos franceses François Arago [Rival 1997] e, posteriormente, Léon Foucault, curiosamente mais conhecido pelos seus estudos no campo da velocidade da luz [Rival 1997, Rooney 2013] e pelo seu famoso pêndulo, artefato que comprovaria o movimento rotacional da terra [Rival 1997, Johnson 2008].

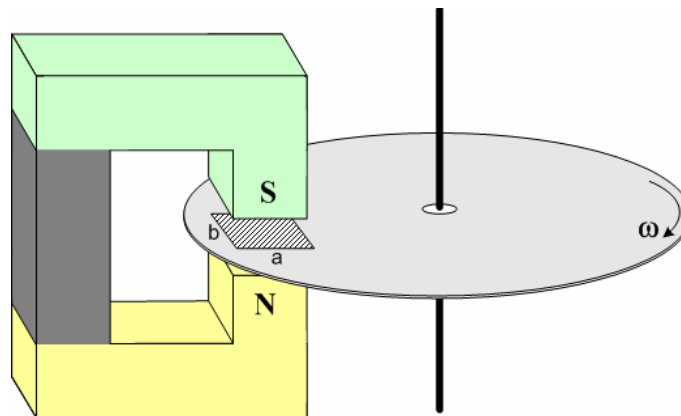


Figura 2.1 – Ilustração conceitual de um freio de Foucault.

O aparelho montado por Foucault para realizar a demonstração de sua descoberta ficou então conhecido como **freio de Foucault** (Figura 2.1), e se tornou a primeira aplicação tecnológica a empregar as correntes parasitas de forma prática. Desde então, e até o início do século passado, as correntes parasitas têm sido vistas muito mais como um problema a ser minimizado do que como um fenômeno a ser ‘domado’ em benefício da ciência e da tecnologia.

O surgimento das correntes parasitas é uma consequência direta do efeito da indução eletromagnética descrito por Faraday [Young & Freedman 2009]. Se uma variação de fluxo é capaz de induzir diferenças de potencial e, portanto, corrente elétrica em um condutor imerso nesse fluxo, é de se esperar que em um material condutor percorrido por esse mesmo fluxo variante no tempo passe a existir uma corrente elétrica que o circunde, circulando paralelamente a sua superfície transversal, formando circuitos fechados tangenciais ao longo do percurso longitudinal do fluxo magnético no interior do material.

No interior do material também ocorre o surgimento de correntes induzidas ao redor de cada linha de fluxo, mas em seu percurso elas se anulam mutuamente, ao passo que se concatenam ao redor da superfície, como ilustrado na Figura 2.2, formando uma corrente circulante ao redor do somatório de todas as linhas de fluxo no interior do elemento ferromagnético.

O efeito direto dessa circulação indesejada de correntes é o desprendimento de energia na forma de efeito Joule, aquecendo o material magnético e reduzindo a eficiência de equipamentos eletromagnéticos e eletromecânicos.

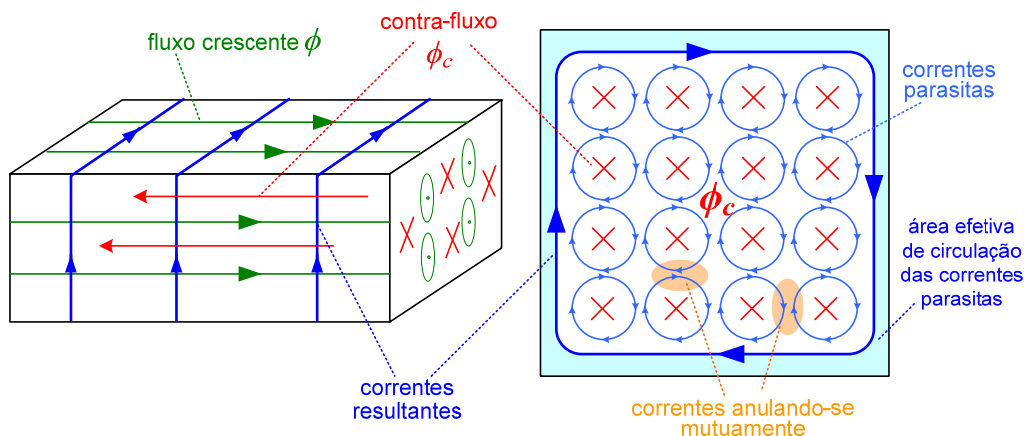


Figura 2.2 – Fenômeno das corrente parasitas numa seção de material magnético percorrido por um fluxo variante no tempo (fonte: Wolski, 2005).

Mas como demonstrado pelo próprio Foucault, essas correntes tinham mais a oferecer à engenharia do que aparentemente apenas causar desperdícios de energia e aquecimento indesejado de equipamentos. O uso da indução eletromagnética e das correntes parasitas viria a se converter em fonte de novas tecnologias, como nos campos do aquecimento por indução, da detecção de metais, do sensoriamento não destrutivo de superfícies e da frenagem eletromagnética. Era preciso aprender a conviver com sua existência e minimizar os seus efeitos quando estes se tornassem inconvenientes, assim como empregá-las de modo a tirar proveito de sua presença da forma mais eficiente possível.

2.2 Um histórico do estudo das correntes parasitas

Um breve histórico do estudo das correntes parasitas é apresentado por Dietrich em [Dietrich 2000], que trata do estado da arte desse conceito a partir do relato de Davies em 1963. Um resumo das investigações históricas envolvendo os efeitos das correntes parasitas é tratado a partir de transcrições da pesquisa de Dietrich, com base nas observações de Davies e seus antecessores.

A primeira tentativa de análise de freios empregando correntes parasitas foi realizada em 1906, por Rudenberg. Segundo as palavras de Dietrich:

“Essa análise era baseada na solução da equação da difusão mas pecava na descrição do comportamento do freio por considerar a permeabilidade do ferro como sendo constante. Grun também segue o mesmo caminho em 1959.

“Rosenberg, em 1923, conseguiu bons resultados na descrição do funcionamento do freio mas, por considerar o fluxo por pólo constante, só descrevia a contento o comportamento do freio para rotações e excitações altas.

“A primeira análise mais apurada do tema foi realizada por Gibbs, em 1946, que contemplava a variação da permeabilidade no ferro (não linearidade)” [Dietrich 2000].

O trabalho de Dietrich, em 2000 [Dietrich 2000], faz uso de métodos de elementos finitos (MEF) para simular a ação das correntes parasitas em meios não lineares partindo das análises realizadas por Davies, o qual segue as proposições de Gibbs (1946).

O uso das simulações por Elementos Finitos por Dietrich tinha a intenção de “*criar subsídios para uma análise simplificada para freios de correntes parasitas heteropolares*” [Dietrich 2000], concentrando sua atenção em um sistema rotativo (máquina elétrica) constituído por material ferromagnético.

Paralelamente a Davies, outros estudos acerca do acoplamento magnético observado no efeito das correntes parasitas também foram conduzidos por Malti e Hansen (1963); Barnes apresentou um modelo computacional de um freio magnético a disco em 1993; Choluta *et al.* empregam um sistema semelhante, aliado à frenagem por controle do campo do estator, para uso em aplicações automotivas, em 2005; e em 1996, Simeu e Georges trouxeram uma proposta de modelagem para um freio magnético.

Gay e Ehsani apresentaram uma análise paramétrica de um sistema de frenagem empregando o método dos elementos finitos (2006), fruto da experiência em aplicações voltadas à tecnologia automobilística.

Em 2007, a questão atrai novos olhares de físicos, quando Silveira, Levin e Rizzato estudam o fenômeno da queda desacelerada de ímãs permanentes de neodímio no interior de um cilindro de cobre. Na experiência com o cobre, o efeito das correntes parasitas se torna ainda mais evidente e impressionante do que no uso de elementos ferromagnéticos.

Srivastava e Kumar trazem uma nova abordagem aproximada, empregando transformadas de Fourier, para o cálculo da força de frenagem de um freio de correntes parasitas induzidas em disco em 2009; e em 2011, Mayergoyz *et al.* fazem uma análise do fenômeno das correntes parasitas encontradas em condutores não-lineares.

Outros trabalhos de destaque no estudo dos fenômenos associados às correntes parasitas foram apresentados por Pluk *et. al.* em 2014 e por Gulbahce, Kocabas e Atalay, em 2013. Este estudou a influência da espessura de lâminas condutoras na força produzida pelas correntes nelas induzidas.

Como comentado anteriormente, a maior parte do que é discutido na literatura, é direcionado para situações-problema nas quais o tema é estudado em seus efeitos sobre materiais ferromagnéticos, ou mesmo com foco em sistemas rotativos, relacionados a aplicações na frenagem de máquinas elétricas e torques mecânicos em geral.

O estudo a ser apresentado neste trabalho requer uma abordagem fundamental, e ao mesmo tempo mais simples, para adaptar-se o escopo das investigações ao caso de um eletroímã deslocando-se em trânsito linear, através do interior de uma tubulação, em seu sentido axial. Tal abordagem pode ser observada com maior similaridade nos estudos de Shigui Zhou *et. al.* que em 2012, embora tenha chegado a modelos de maior complexidade, apresenta resultados substancialmente semelhantes aos obtidos adiante.

2.3 Concepção do protótipo

Para a confecção do protótipo a ser implementado neste trabalho, foram usadas, como modelo para os núcleos confeccionados, partes de núcleos magnéticos comerciais de ferrite com pólos dispostos simetricamente formando um perfil do **tipo E** (Figura 2.3), alocados o mais próximo possível da superfície metálica sobre a qual devem se locomover, emulando o efeito de unidades magnéticas que percorreriam o interior de uma tubulação metálica (Figura 2.4).

O protótipo consiste de uma versão simplificada do sistema, dotado de um único eletroímã, embarcado sobre um pequeno ‘carrinho’ que corre sobre um trilho formado a

partir de uma lâmina plana de metal não magnético posicionada sobre uma barra composta por uma liga de ferro-carbono (aço 1020). Esta versão simplificada do sistema visa obter uma apreciação mais rápida dos resultados experimentais, para serem analisados à luz do modelo sintetizado. A Figura 2.5 mostra algumas vistas conceituais do ‘freio sobre trilho’ implementado.

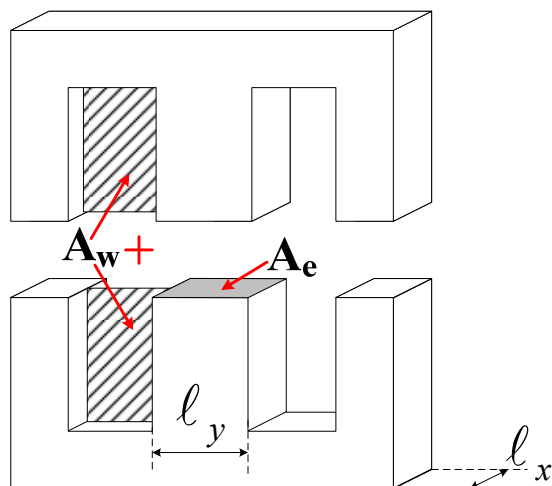


Figura 2.3 – Núcleo em perfil do tipo E.

Os experimentos com o “carrinho”, ou “módulo de frenagem”, montado para carregar o eletroímã, têm a intenção de comprovar a validade, e aferir quantitativamente, os efeitos de frenagem provocados por uma força contrária ao movimento progressivo do sistema, resultante da interação do campo magnético produzido pelo próprio eletroímã e as correntes parasitas induzidas por este campo quando da variação pontual de fluxo ocasionada pelo seu deslocamento.

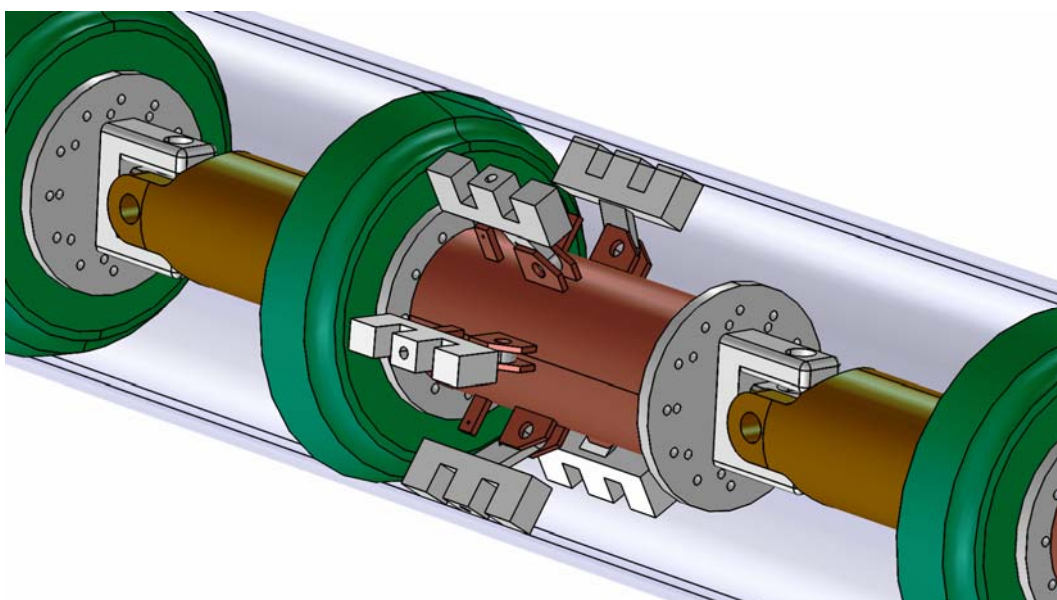


Figura 2.4 – Ilustração conceitual da disposição dos eletroímãs que se pretende emular a partir da implementação do protótipo de testes do princípio de frenagem magnética.

Na Figura 2.3, A_e se refere à seção transversal do núcleo tipo E, por onde circula o fluxo induzido pelas espiras que são dispostas através de A_w , a área disponível de janela para o carretel do conjunto, cuja função é disponibilizar o espaço necessário à passagem dos enrolamentos pelos quais irão circular as correntes que induzirão o campo magnético no interior do núcleo.

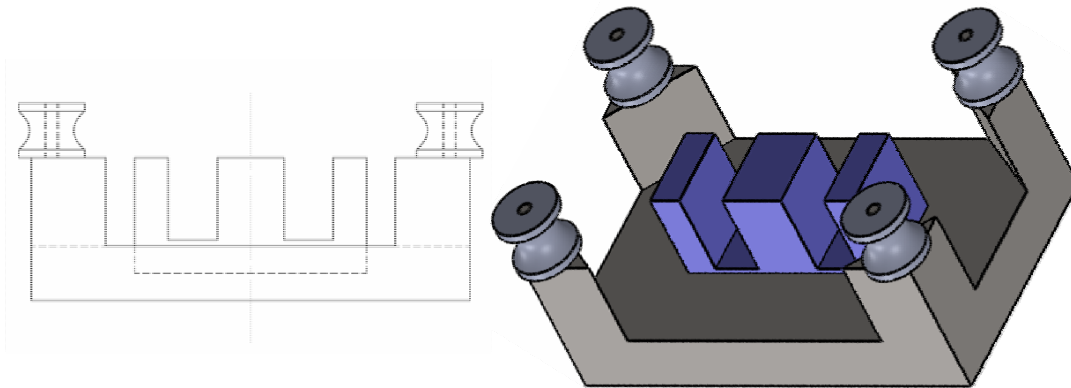


Figura 2.5 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de ‘freio sobre trilho’.

Os eletroímãs, construídos sobre meio núcleo tipo ‘E’, seriam alocados à margem do volume interior do tubo cilíndrico, formando, com a superfície da tubulação, um circuito magnético cujo entreferro será dado pela distância entre as extremidades do núcleo e a superfície interna do duto. A qual deve ser, preferencialmente, a menor possível, para que sua relutância não venha a reduzir excessivamente a densidade de fluxo no núcleo e, conseqüentemente, a capacidade de indução de correntes na superfície do cilindro. O mesmo se dá entre as extremidades do núcleo quando embarcado no ‘freio sobre trilho’, geometricamente próximo à superfície do trilho que o suporta para garantir a máxima densidade de fluxo que se possa alcançar.

O suporte ferromagnético utilizado como “trilho” para o deslizamento do protótipo, além de servir como guia para o caminho do ‘módulo de frenagem’, também serve de suporte para adequar a posição das lâminas condutoras sobre a sua superfície e o mais próximo possível do caminho de deslocamento dos pólos do eletroímã. Adicionalmente, a presença do trilho sob as lâminas condutoras oferece um caminho de baixa relutância para a passagem do fluxo produzido no eletroímã, permitindo que uma maior quantidade de linhas de fluxo a atravesse, elevando a intensidade de fluxo através dela e a profundidade de penetração do campo, reduzindo o efeito pelicular que minimiza as correntes induzidas. Com isso, é possível se aproximar o sistema por um modelo mais simples.

Os pormenores da geometria do núcleo empregado no protótipo serão avaliados em detalhes no decorrer do trabalho e têm fundamental relevância no estudo analítico a ser desenvolvido para equacionar a operação de frenagem do módulo que se desloca sobre a superfície metálica.

2.4 Teoria eletromagnética e correntes parasitas

O estudo analítico realizado para descrever o comportamento do eletroímã parte das leis básicas do eletromagnetismo aplicadas à indução magnética e tem como base os estudos apresentados por Medeiros Filho [1980] e Barbi [2001].

Inicialmente serão consideradas as leis da teoria eletromagnética clássica aplicadas ao sistema objeto de estudo para, em seguida, proceder com as considerações necessárias

para simplificar, analisar e modelar adequadamente o efeito da frenagem por correntes parasitas atuantes no meio metálico, alcançando assim, uma técnica de análise do problema que permita avaliar as diversas variáveis passíveis de manipulação para se realizar o controle do sistema.

2.4.1 Fundamentação teórica

A análise do funcionamento do sistema de frenagem parte dos princípios da **Lei de Faraday-Lenz** e da **Lei de Ampère**. Esta, em sua forma original, anterior à intervenção de Maxwell, é perfeitamente válida em meios contínuos sólidos [Griffiths 2011], como é o caso do sistema em foco.

A lei de Ampère, dada por (2.2), que inaugura a era da *eletrodinâmica* (termo criado por ele próprio para diferenciar-se do *eletromagnetismo* de Ørsted [Assis & Chaib 2011]), enuncia que uma corrente elétrica (que, por definição, trata-se de carga elétrica em movimento) circulando em um meio condutor induz um campo magnético cujas linhas de fluxo se posicionam em direção tangencial ao caminho de circulação da corrente. O sentido de orientação dessas linhas de fluxo, tal como ilustrado na Figura 2.6, é dado pela **regra de Ampère** (também conhecida como “regra da mão direita”).

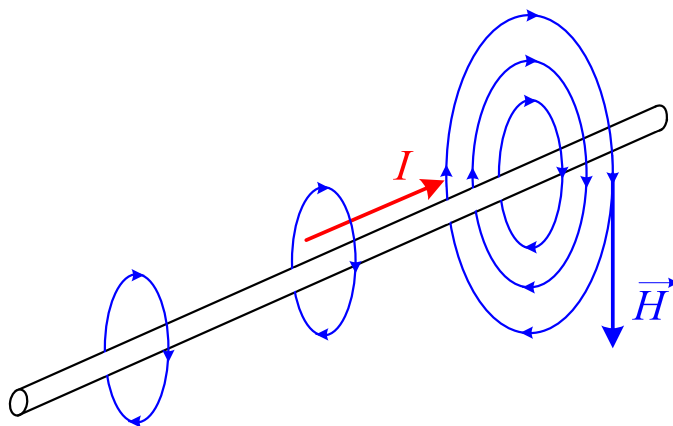


Figura 2.6 – Regra de Ampère para determinar a orientação do campo induzido pela passagem de corrente em um condutor.

$$e(t) = -\frac{d\phi(t)}{dt} \rightarrow \text{Lei de Faraday-Lenz} \quad (2.1)$$

$$I = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \rightarrow \text{Lei de Ampère} \quad (2.2)$$

Já pela lei da indução de Faraday, dada por (2.1), sabe-se que uma variação de fluxo magnético resulta na indução de um campo elétrico (e uma **Força Eletromotriz**), por consequência, se um campo elétrico confinado a um meio condutor na forma de um circuito fechado produz a circulação de uma corrente neste circuito, tem-se que a variação de fluxo magnético concatenado a um circuito fechado leva analogamente à indução de um campo elétrico, e consequentemente, uma corrente proporcional à variação de fluxo que a gerou. Foi Faraday, também, que primeiro imaginou o conceito de campo magnético, tratando-o como sendo constituído por “linhas de força”, e propôs a idéia daquilo que hoje se denomina de *linhas de fluxo magnético* [Bassalo 2007].

O acréscimo de Lenz à lei de Faraday resulta de uma intervenção no sentido de reafirmar a terceira lei de Newton no escopo da eletrodinâmica. Assim, a lei de Lenz determina que a corrente induzida (ou o campo elétrico da qual ela resulta) se projeta no sentido de se opor a variação de fluxo que a produziu. Ou, mais especificamente, o sentido da corrente induzida pela variação de um fluxo magnético é tal que ela venha a induzir um novo fluxo magnético (contra-fluxo) que virá a se opor à variação do fluxo que a induziu.

Esse fenômeno se manifesta nos transformadores, devido à variação senoidal da corrente aplicada ao enrolamento primário, causando uma variação no fluxo induzido no interior do núcleo magnético que, por sua vez, induz uma corrente no enrolamento secundário que busca criar um contra-fluxo para se contrapor à variação do fluxo que a está induzindo. Nos motores elétricos assíncronos essa reação à variação do fluxo, resultado do campo girante induzido pelas correntes do estator, se manifesta na criação de um campo no rotor, produto das correntes ali induzidas, que produz um torque mecânico, arrastando o rotor na direção do campo girante, buscando se opor a variação de fluxo vista pelos enrolamentos rotóricos.

Outra forma de manifestação desse fenômeno ocorre caso se tenha uma espira condutora atravessando um campo magnético constante. Nesse caso, é o movimento cinético da espira, e não a variação na orientação do campo, que produz a reação que vai se opor à variação do fluxo que atravessa o interior da espira.

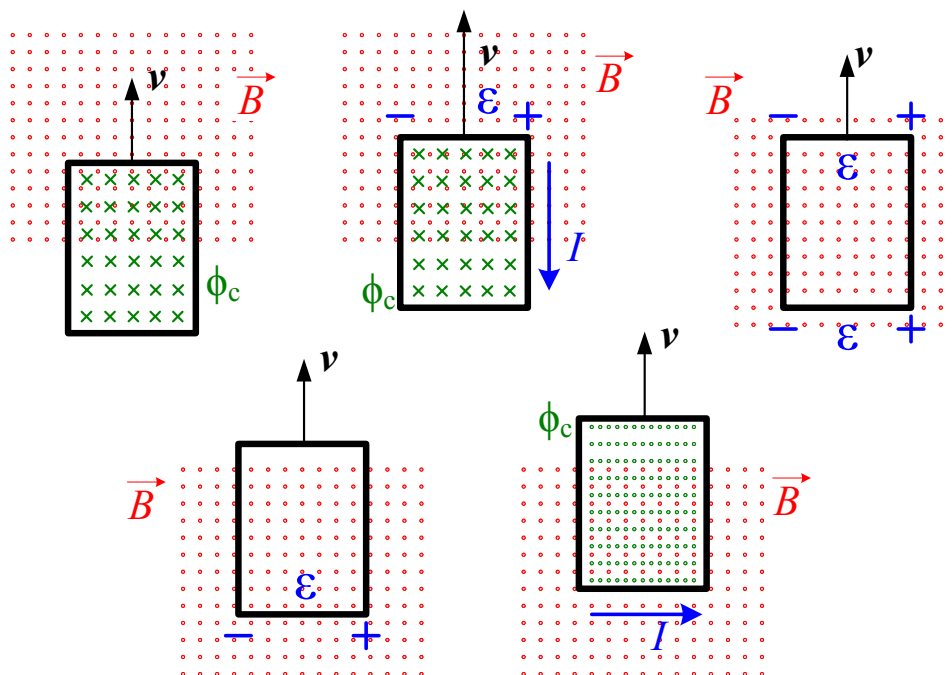


Figura 2.7 – Espira condutora em movimento através de um campo magnético (fonte: Wolski, 2005).

Como representado na Figura 2.7, o movimento da espira através da área onde está orientado o campo magnético produz uma variação do fluxo envolto no interior da mesma. Essa variação de fluxo, semelhante ao que ocorre num transformador, induz uma corrente no interior do condutor cujo sentido deverá ser tal a induzir um **fluxo de reação** (contra-fluxo) que se oponha a esta variação, tentando manter constante o fluxo concatenado no interior da espira. Ou seja, se o movimento da espira é tal que a faça se inserir na zona de influência do campo magnético, levando ao aumento do número de linhas de fluxo enlaçadas no seu interior geométrico, será induzida uma corrente, no sentido de induzir novas linhas de campo, que variará conforme ocorra a variação do fluxo enlaçado por ela,

buscando preencher o seu espaço interno com novas linhas de campo que tendam a manter constante o fluxo no seu interior.

O sentido da corrente induzida pela interação eletromecânica do condutor e o campo (no ponto tangencial ao ângulo reto entre ambos) pode ser determinado pela **regra de Fleming**, na qual se dispõem os dedos indicador, polegar e médio da mão direita de forma ortogonal uns aos outros, apontando os sentidos do fluxo, do movimento e da corrente induzida, respectivamente (Figura 2.9a).

Adicionalmente, a interação entre o campo disposto no espaço e o novo campo induzido pela lei de Lenz, produzirá uma força que se oporá ao movimento da espira que adentra a zona de ação do campo original, empurrando-a para fora desta, na tentativa de evitar a variação de fluxo e se opor ao movimento que desequilibra o fluxo enlaçado pela própria espira (Figura 2.8).

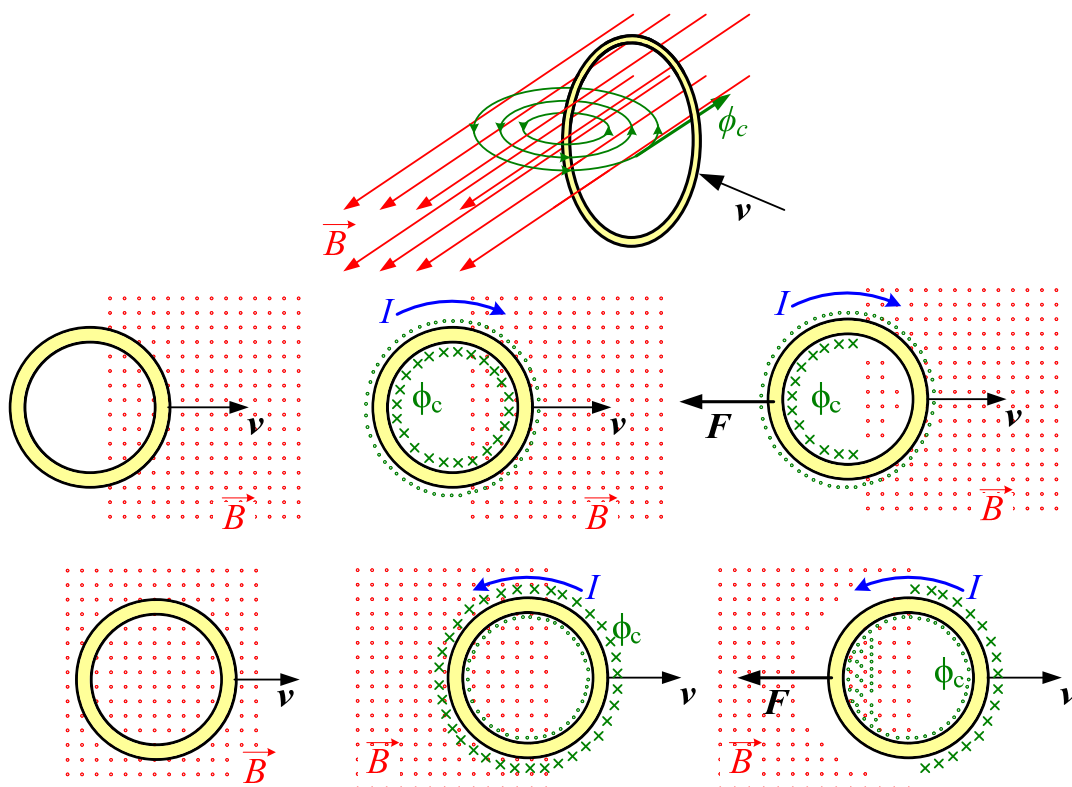


Figura 2.8 – Força de reação ao movimento da espira no interior da zona do campo magnetostático (fonte: Wolski, 2005).

Essa força de reação é a **Força Magnética** sobre a carga imersa num campo, é dada pela **lei da força de Lorentz**, expressa por (2.3) [Griffiths 2011], e surge sobre uma carga em movimento no interior de um campo magnético, podendo ser aplicada ao caso de uma corrente (fluxo de carga) circulando no interior de um condutor, convertendo-se na expressão (2.4) [Griffiths 2011].

$$\vec{F}_{mag} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.3)$$

$$\vec{F}_{mag} = \int (\vec{I} \times \vec{B}) dl = \int I(d\vec{l} \times \vec{B}) \quad (2.4)$$

Onde $d\vec{l}$ é um vetor na direção do comprimento do condutor inserido na zona de influência do campo magnético constante.

A direção dessa força, em se tratando de um produto vetorial, é ortogonal aos vetores que a originaram, e o seu sentido pode ser determinado pela regra conhecida como “regra da mão esquerda”, semelhante à regra de Fleming, sendo convencionada com a disposição dos dedos indicador, médio e polegar, agora da mão esquerda, formando 90° entre si, de modo a apontar, respectivamente, os sentidos do campo, corrente e da força magnética produzida (Figura 2.9b).

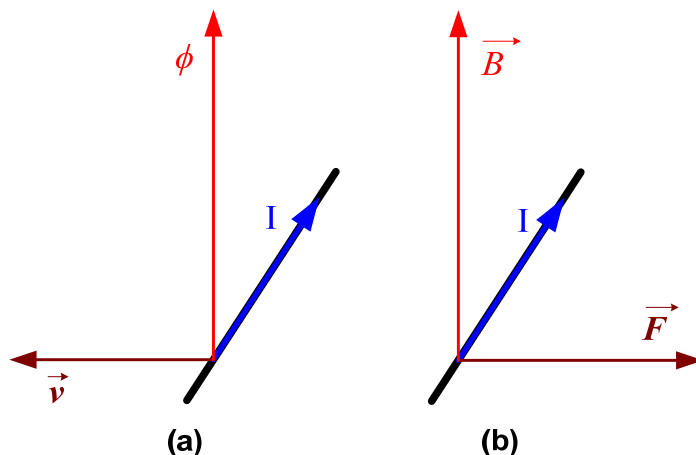


Figura 2.9 – Regras de Fleming (a) e da ‘mão esquerda’ (b) para determinar os sentidos da corrente induzida e da força magnética, respectivamente.

O módulo da força de interação entre campo e corrente pode ser obtido da resolução da integral (2.4) [Griffiths 2011, Medeiros Filho 1980] ao longo do comprimento do trecho de condutor que atravessa o campo, resultando em:

$$F_{mag} = BI\ell \sin \theta_{BI} \quad (2.5)$$

onde θ_{BI} faz referência ao ângulo de incidência do vetor densidade de fluxo $\mathbf{B}$ em relação a disposição espacial do condutor de comprimento ℓ .

Da superposição entre os fenômenos descritos pelas regras de Fleming e da ‘mão esquerda’ pode-se compreender o efeito da força de reação que se opõe ao movimento da espira que se insere na zona do campo magnético. A composição entre ambas as regras mostra que a interação entre um campo magnético, variante do ponto de vista do condutor, e a corrente induzida pela variação deste campo em seu interior resulta numa força que se opõe ao movimento que provoca a variação da intensidade de fluxo, arrastando a espira contra o movimento que a originou (Figura 2.8 e Figura 2.10).

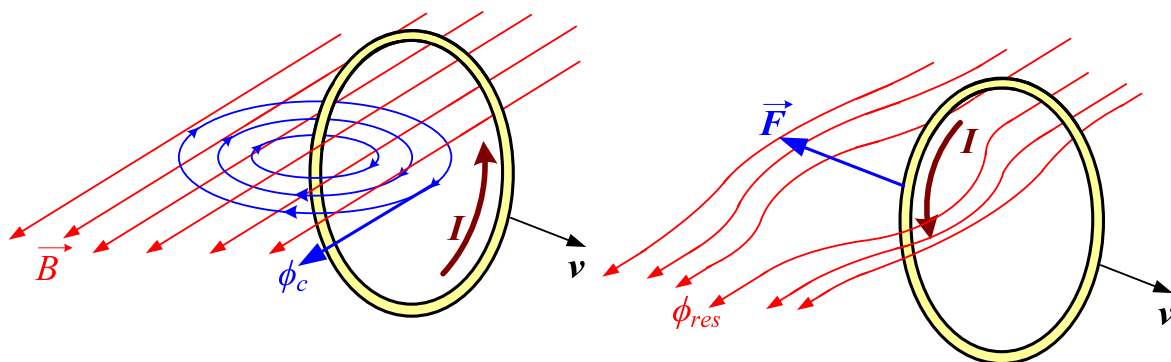


Figura 2.10 – Deformação do fluxo resultante ao redor da espira que se move (fonte: Wolski, 2005)

Esse mesmo princípio pode ser estendido ao movimento de uma superfície condutora que se aproxima/afasta de um campo magnético (Figura 2.11), resultando na mesma reação contrária ao movimento que a produz, e é o mesmo princípio empregado pelo freio de Foucault para realizar a frenagem do disco de alumínio (ou cobre) girante.

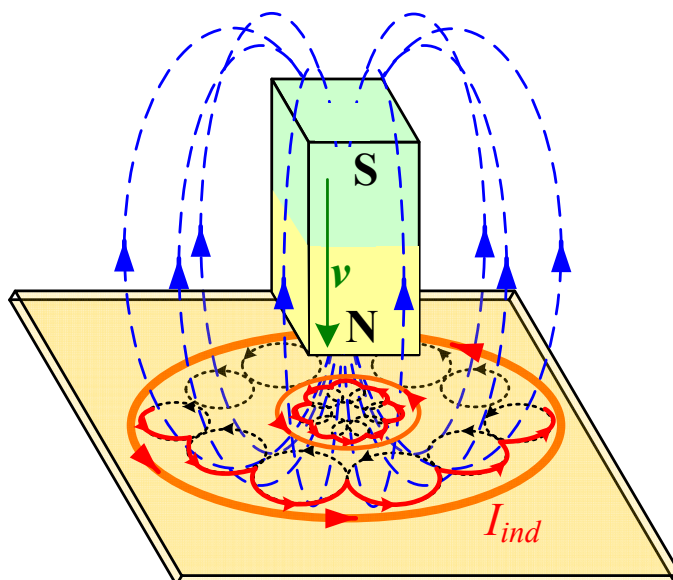


Figura 2.11 – Correntes induzidas em uma superfície condutora, formando “espiras” concêntricas.

Nesse caso, a corrente induzida pela variação de fluxo se distribui espacialmente na forma de círculos concêntricos que enlaçam o fluxo que penetra a superfície, formando inúmeras espiras infinitesimais distribuídas sobre a espessura da superfície metálica, ao largo da área de penetração do campo, conforme ilustra a Figura 2.11.

Análise semelhante pode ser estendida para o movimento de um ímã que se desloca ao longo de uma superfície metálica estacionária. Nesse caso, a variação de fluxo é ‘vista’ pela superfície estática à medida que o ímã se desloca sobre ela, arrastando o seu campo consigo. O deslocamento do campo produz uma variação de fluxo pontual que também se desloca, acompanhando o movimento do ímã e induzindo uma corrente na superfície metálica que, por efeito da lei de Lenz, terá orientação espacial no sentido de produzir um contra-fluxo que se oponha à variação do fluxo que se desloca e, consequentemente, ao movimento que produz essa variação.

Em decorrência da terceira lei de Newton, a força que atua sobre a superfície condutora no sentido de preservá-la da variação de fluxo que a atravessa, atua com igual intensidade, e em sentido contrário, sobre o ímã. Sendo, portanto, a superfície imóvel, o efeito da força magnética será ‘sentido’ pelo ímã que se desloca, na forma de uma força de rejeição ao seu movimento que atue no sentido de se opor a variação de fluxo pontual provocada pelo deslocamento do campo e, consequentemente, do próprio ímã.

Assim, a força de ‘arrasto’ que atuaria sobre a superfície, empurrando-a na direção do movimento do ímã, para se opor à variação do fluxo que incide sobre ela própria, se transforma, por conversão eletromecânica, numa força que atua sobre o próprio ímã, no sentido contrário à sua trajetória, por se opor ao movimento relativo entre ambos, reduzindo a velocidade do ímã por ação de uma força que se contrapõe ao seu deslocamento em relação à posição de repouso da superfície condutora.

É o caso do estudo apresentado por Silveira *et al.* em 2007, no qual um ímã tem o seu movimento de queda através de um cilindro de cobre freado pelo efeito das correntes parasitas induzidas na superfície do cilindro, que induzem um campo no sentido de se opor

a variação de fluxo imposta pela descida do ímã, opondo-se, conseqüentemente, ao movimento de queda que lhe dá origem.

2.4.1.1 Indução e indutância

As deduções diretas das formulações de Ampère, Faraday e Lenz, encontram paralelo nos experimentos de Joseph Henry sobre indução magnética. Henry, enrolando um fio condutor em volta de um núcleo de ferro, percebeu que quanto mais voltas eram dadas com o fio ao redor do núcleo, mais força era possível obter para erguer até mais de uma tonelada de ferro. O seu experimento foi o mais poderoso eletroímã construído até então [Notaroš 2012, Bodanis 2008].

A descoberta de uma relação indissociável entre a eletricidade e o magnetismo desenvolveu-se para relações mais particulares, dentre as quais, a primeira a ser percebida foi a indução magnética provocada pela circulação de uma corrente ao longo de um meio condutor. Inicialmente observada por Ørsted, mas sistematizada por Ampère e seus sucessores [Martins 2007], essa relação entre fluxo e corrente recebeu o nome de **indutância**, grandeza que passou a ser definida pela letra **L** (de Lenz), conforme (2.7), a partir da relação (2.6) entre fluxo e corrente numa espira.

$$\phi = LI \quad (2.6)$$

Tal que:

$$L = \frac{\phi}{I} \quad (2.7)$$

A indutância é uma constante que tem sua magnitude dependente da geometria e do meio de circulação de fluxo e corrente e é independente de grandezas variáveis como tensões, correntes ou o próprio fluxo magnético. Essa relação de independência se torna um aporte importante à sua aplicação prática. Como no caso do acoplamento magnético entre dois meios ou sistemas elétricos.

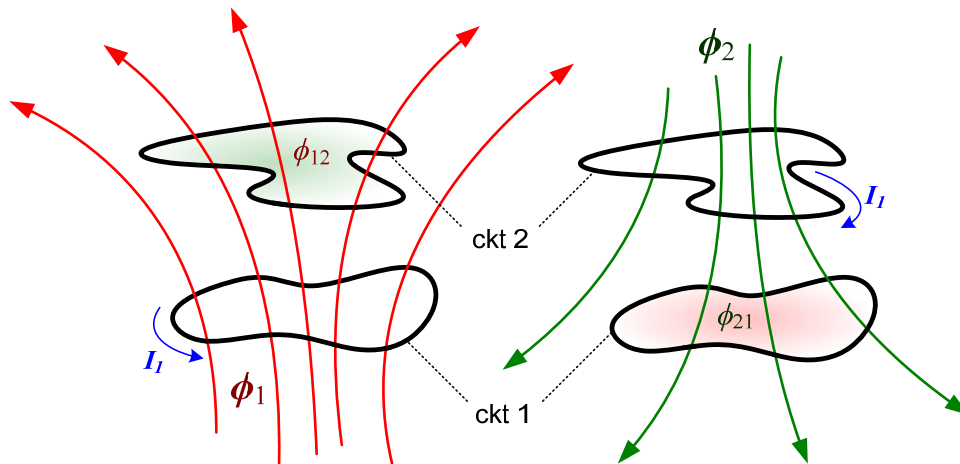


Figura 2.12 – Indutância mútua entre duas espiras separadas espacialmente (fonte: Griffiths, 2011).

A relação entre corrente e fluxo induzido em dois circuitos, ou espiras, separadas por uma distância tal que parte do fluxo produzido em uma delas alcance o interior da região enlaçada pela outra mediante a aplicação de determinada corrente, é um exemplo da imutabilidade da indutância (Figura 2.12). Independentemente dos formatos ou disposições das espiras, a parcela do fluxo produzido pela circulação de uma corrente I_1 no circuito 1

que é enlaçada pelo circuito 2 é sempre idêntica ao fluxo que alcança o circuito 1 no momento da circulação da mesma corrente I_1 através do circuito 2 [Griffiths 2011].

Essa relação eletromagnética de causa-e-efeito entre os dois circuitos recebe o nome de **indutância mútua** entre os circuitos 1 e 2, e caracteriza o acoplamento magnético existente entre ambos.

Esse acoplamento se torna evidente no caso de variar-se a corrente circulante em uma das espiras, o que provoca o surgimento (ou indução) de uma corrente na segunda espira, tal qual explicado anteriormente, no intuito de se opor a variação de fluxo produzida pela variação da corrente na outra espira.

Esse é o princípio, descoberto por meio do experimento de Faraday, empregado nos transformadores, a partir da ciência de que a variação de fluxo através do interior de uma bobina provocará uma reação na forma de uma *força contra-eletromotriz* (f_{cem}), que será dada pela somatória das forças contra-eletromotrices induzidas em cada uma das espiras enroladas em sequência, conectadas eletricamente ‘em série’ (daí a somatória das forças eletromotrices como produto da lei das tensões nas malhas de Kirchhoff) e acopladas magneticamente à bobina com diferente número de espiras de onde se originou o fluxo.

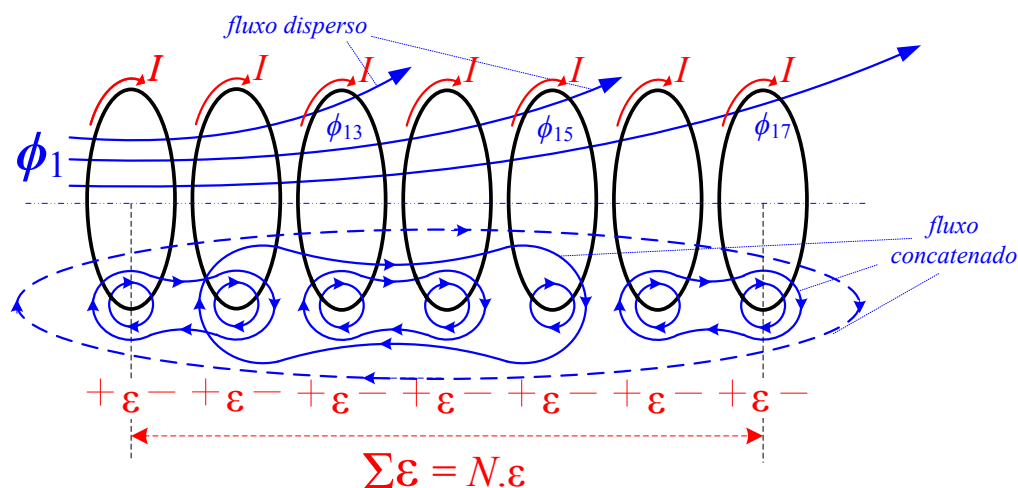


Figura 2.13 – Indutância mútua entre espiras eletricamente em série.

$$\begin{aligned} \sum \mathcal{E}_k &= 0 \\ \sum I_k &= 0 \end{aligned} \rightarrow \text{Leis de Kirchhoff} \quad (2.8)$$

Se essa variação de fluxo é capaz de produzir uma força contra-eletromotriz em uma espira através do acoplamento magnético, parece lógico imaginar que essa mesma variação de fluxo possa produzir uma reação na própria espira, tal qual ocorre quando do deslocamento de uma espira sobre a área coberta por um campo magnético estacionário, a corrente circulante na espira buscará também se opor à variação de fluxo sobre si mesma.

Esse é o fenômeno descrito pela expressão (2.6), ao qual se dá o nome de autoindutância, **indutância própria** ou, simplesmente, indutância. Propriedade dos indutores, também conhecidos como **reatores**, empregados em circuitos elétricos, que produz aquilo que se costuma chamar de “inércia de corrente”, relacionada à rejeição que um reator oferece a variações em sua corrente, tão mais forte quanto mais rápida for essa variação.

Em um circuito CA, essa ‘inércia’ se caracteriza pela defasagem da corrente devido à força contra-eletromotriz auto-induzida, que se opõe a variação da corrente que circula

pelo indutor, tentando gerar uma corrente em sentido oposto que, adicionada à corrente original, produz uma impedância à passagem da corrente CA (proporcional à sua frequência) e a conseqüente defasagem de 90° da corrente resultante em relação à tensão presente sobre o elemento.

Assim como ocorre nos transformadores, essa contraposição à variação do fluxo no interior da espira é alavancada pelo agrupamento de várias espiras ligadas eletricamente em série e espacialmente muito próximas umas das outras, fazendo com que algumas linhas de fluxo se coadunem, reforçando-se mutuamente (Figura 2.13). Desse fenômeno resulta que a indutância observada em uma bobina, pela igualdade (2.7) acrescida de um fator de ‘agrupamento’ das espiras, passa a ser expressa por (2.9).

$$L = N \frac{\phi}{I} \quad (2.9)$$

Onde

N : número de espiras que compõem a bobina da indutância.

Essa indutância mútua encontrada entre as espiras de uma mesma bobina, as quais estão ligadas eletricamente em série (sendo percorridas, portanto, pela mesma corrente) e não mais apenas acopladas magneticamente, é reforçada pela interação entre os campos induzidos por cada espira, todos no mesmo sentido assim como a corrente em todas as espiras, fazendo com que o fluxo resultante através da bobina seja concatenado através de toda a sua extensão axial (Figura 2.14). Isso torna a bobina, percorrida por corrente CC, um dipolo magnético.

Já quando a esse fluxo concatenado é dado um caminho de circulação na forma de um circuito magnético fechado, o fluxo, agora confinado ao meio magnético, não produz um dipolo, mas converte a bobina em um elemento indutor, cuja principal característica nos circuitos elétricos é a alternância entre o armazenamento e a emissão da energia acumulada no campo magnético.

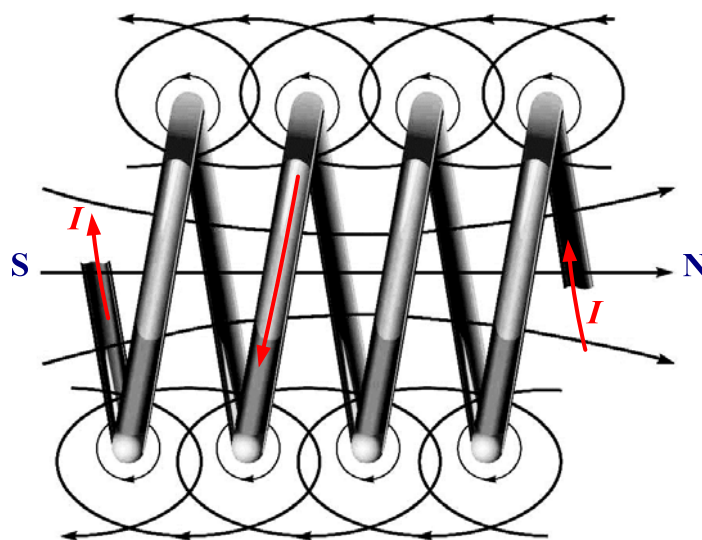


Figura 2.14 – Fluxo concatenado à indutância própria de uma bobina – formando um indutor e um eletroímã (fonte: Hayt Jr., 1994).

Essa energia é aquela necessária ao indutor para vencer a força contra-eletromotriz auto-induzida e fazer com que a corrente circule pelo enrolamento da bobina. Essa mesma

força contra-eletromotriz será despreendida pelo conjunto de espiras no desligamento da bobina, fazendo com que toda a energia ‘armazenada’ no campo do indutor, seja liberada. Isso se deve a uma nova tentativa da sua indutância própria de se opor a variação da corrente imposta pelo desligamento do circuito. Essa energia acumulada no campo magnético e devolvida a cada ciclo, que é dada pela expressão (2.10), é a razão da potência relacionada ao indutor em um sistema elétrico não realizar trabalho líquido e, portanto, ser chamada de **potência reativa**, em alusão à **reatância indutiva**, esta sim, variante com a frequência da corrente alternada através do indutor.

$$W = \frac{1}{2} LI^2 \quad (2.10)$$

A energia no indutor depende apenas da geometria e do meio magnético sobre o qual é construída a sua bobina, dados implícitos na constante **L**, e da corrente que circula por ela.

Se a indutância, como já dito, é invariável para um circuito com espiras acopladas magneticamente cuja geometria, predefinida, é igualmente constante, a reatância, por sua vez, é proporcional à frequência da corrente circulante no indutor segundo (2.11), que expressa o valor da componente em quadratura da impedância na aplicação da forma complexa da **Lei de Ohm** em corrente alternada, dada por (2.12), tal que o módulo da impedância total possa ser expresso por (2.13).

$$X_L = 2\pi fL = \omega L \quad (2.11)$$

$$v(t) = Z \cdot i(t) = (R + jX_L) i(t) \quad (2.12)$$

$$|Z| = \sqrt{R^2 + X_L^2} \quad (2.13)$$

A reatância indutiva é o que provoca uma elevação da impedância de um circuito com a elevação da frequência da tensão aplicada a ele. Isso se deve, como já mencionado, à propriedade de “inércia de corrente” inerente aos indutores, que reage à variação da corrente tão mais fortemente quanto mais rápida for essa variação. Desta feita, o indutor reage com a elevação da força contra-eletromotriz em seus terminais, tal como em (2.14), a qual tem a função de se opor à variação de corrente que lhe dá origem, reduzindo a tensão sobre a resistência total vista do indutor. Ou seja, é a Lei de Faraday-Lenz agindo para se opor à variação do fluxo decorrente da aplicação da corrente alternada.

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} \quad (2.14)$$

De certa forma, a reatância presente como componente da impedância de circuitos em corrente alternada insere a Lei de Faraday-Lenz no cerne da Lei de Ohm, fazendo sentir o seu efeito quando da aplicação de tensões e correntes variantes no tempo a circuitos reativos.

Tecnicamente, a Lei de Ohm, por ser intrinsecamente associada à **primeira Lei de Joule** (dada em (2.15) [Martins 2007, Guedes 2014]), só se aplica a impedâncias puramente resistivas, não sendo definida para impedâncias nas quais a energia não seja totalmente consumida na forma de calor. A expressão (2.12), portanto, ao mesmo tempo em que a expande, também a nega de forma contundente ao referir-se a uma relação volt-ampère que não é totalmente convertida em trabalho real.

$$W = Ri^2 \cdot t = vi \cdot t \quad \rightarrow \text{Lei de Joule} \quad (2.15)$$

$$v(t) = Ri(t) \quad \rightarrow \text{Lei de Ohm} \quad (2.16)$$

Não obstante, essa expressão, nomeada, como já citado, por Edmininster [Edmininster 1976] como *forma complexa da lei de Ohm*, é frequentemente empregada como uma extrapolação da **Lei de Ohm** (cuja formulação original é diligentemente obtida de (2.12), para o caso em que a reatância é nula, conforme exposto em (2.16)), como uma forma de obter-se a relação volt-ampère de sistemas imbuídos de reatância, que processam energia sem dissipá-la por inteiro.

2.5 Frenagem magnética e eletromagnetismo aplicado

Com base nos fundamentos do eletromagnetismo e partindo da análise dos elementos ora apresentados, é possível estudar o emprego de tais conceitos ao problema em questão, examinando a aplicação dos fenômenos relacionados à indução de correntes parasitas ao funcionamento do sistema de frenagem proposto no escopo deste trabalho.

Tendo como referência o estudo efetuado até então e a técnica de projeto de elementos magnéticos apresentada por Barbi [Barbi 2001], é possível, considerando as especificidades do protótipo concebido e as características geométricas e eletromagnéticas das peças e materiais empregados, sintetizar um modelo de boa abrangência e fácil aplicabilidade, que permita chegar a uma análise adequada do sistema e alcançar uma técnica de projeto simples e eficiente para sistemas de frenagem desta natureza.

2.5.1 Considerações preliminares e hipóteses simplificadoras

A geometria do núcleo adotado para a construção do eletroímã é a de um núcleo tipo E, tido como uma metade de um núcleo E-E para transformador, cuja seção transversal é definida como A_e , conforme representado pela área hachurada na Figura 2.15.

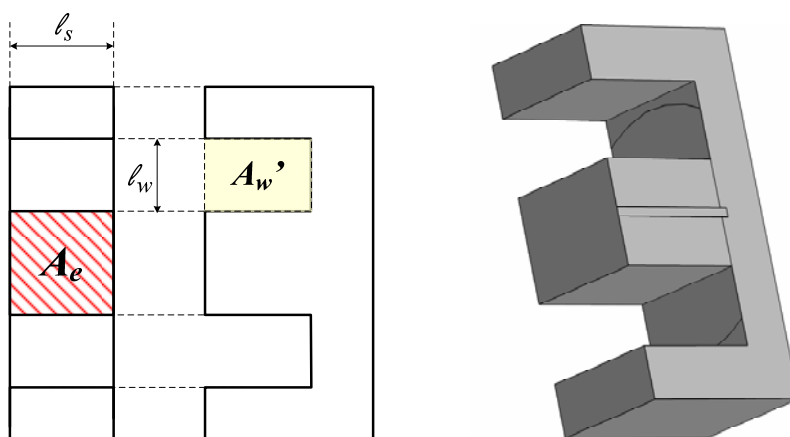


Figura 2.15 – Perfil geométrico do núcleo magnético empregado na confecção do eletroímã.

O enrolamento que provocará a indução do campo magnético será posicionado ao redor da perna central do núcleo, ocupando o espaço entre esta e as pernas externas, tendo sua seção transversal de cobre acomodada na área A_w' , que representa metade da área A_w .

de janela típica para um núcleo fechado completo. Este enrolamento aparece representado na Figura 2.16, tal qual será feito na simulação do elemento eletromagnético, por um anel de cobre que circunda a perna central do núcleo e atravessa a sua área de janela, ocupando uma secção (cerca de 70%) representativa da fração da janela efetivamente atravessada pelo cobre, por onde circulará a **corrente líquida** que induzirá o campo magnético. Esta ‘corrente líquida’ é empregada para simplificar o modelo e a execução das simulações, sendo definida pela corrente eficaz do enrolamento multiplicada pelo seu número de espiras, conforme dado em (2.17).

$$I_{liq} = NI_{ef} \quad (2.17)$$

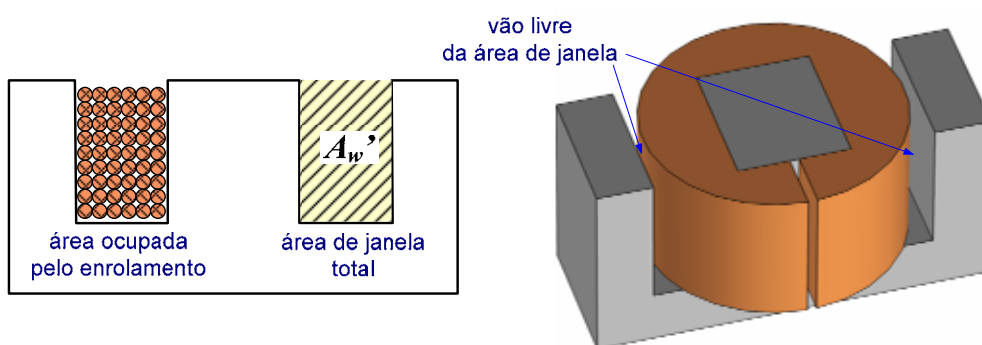


Figura 2.16 – Anel de cobre representativo dos enrolamentos do núcleo.

A distribuição do fluxo magnético que circula no interior do núcleo é frequentemente considerada constante [Barbi 2001]. Assume-se que haja um decaimento dessa densidade nas bordas de sua seção transversal, conforme o perfil desenhado na Figura 2.18b, que pode ser desprezado na implementação do modelo matemático do sistema.

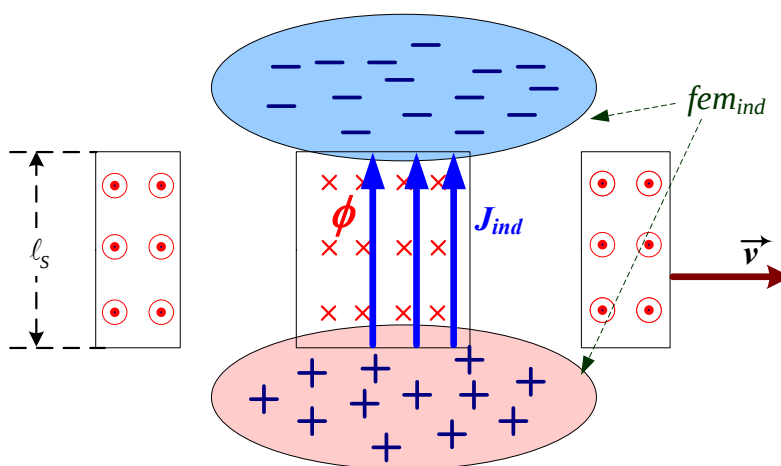


Figura 2.17 – Potenciais elétricos induzidos pelo deslocamento do eletroímã.

As correntes parasitas surgem devido ao movimento do eletroímã sobre uma superfície condutora próxima a ele. Segundo a Lei de Faraday-Lenz, conforme é dado na expressão (2.1), ocorre a indução de uma **força eletromotriz** que buscará se opor à variação do fluxo vista pela superfície quando do deslocamento do campo sobre ela (Figura 2.17). Essa **fem** resulta da disposição de um campo elétrico induzido pela variação

do campo magnético que se move e, no que ocorre no interior de um meio condutor, produzirá a indução de correntes que ali encontram caminho para circular entre os potenciais elétricos induzidos na superfície às margens dos pólos magnéticos que se deslocam.

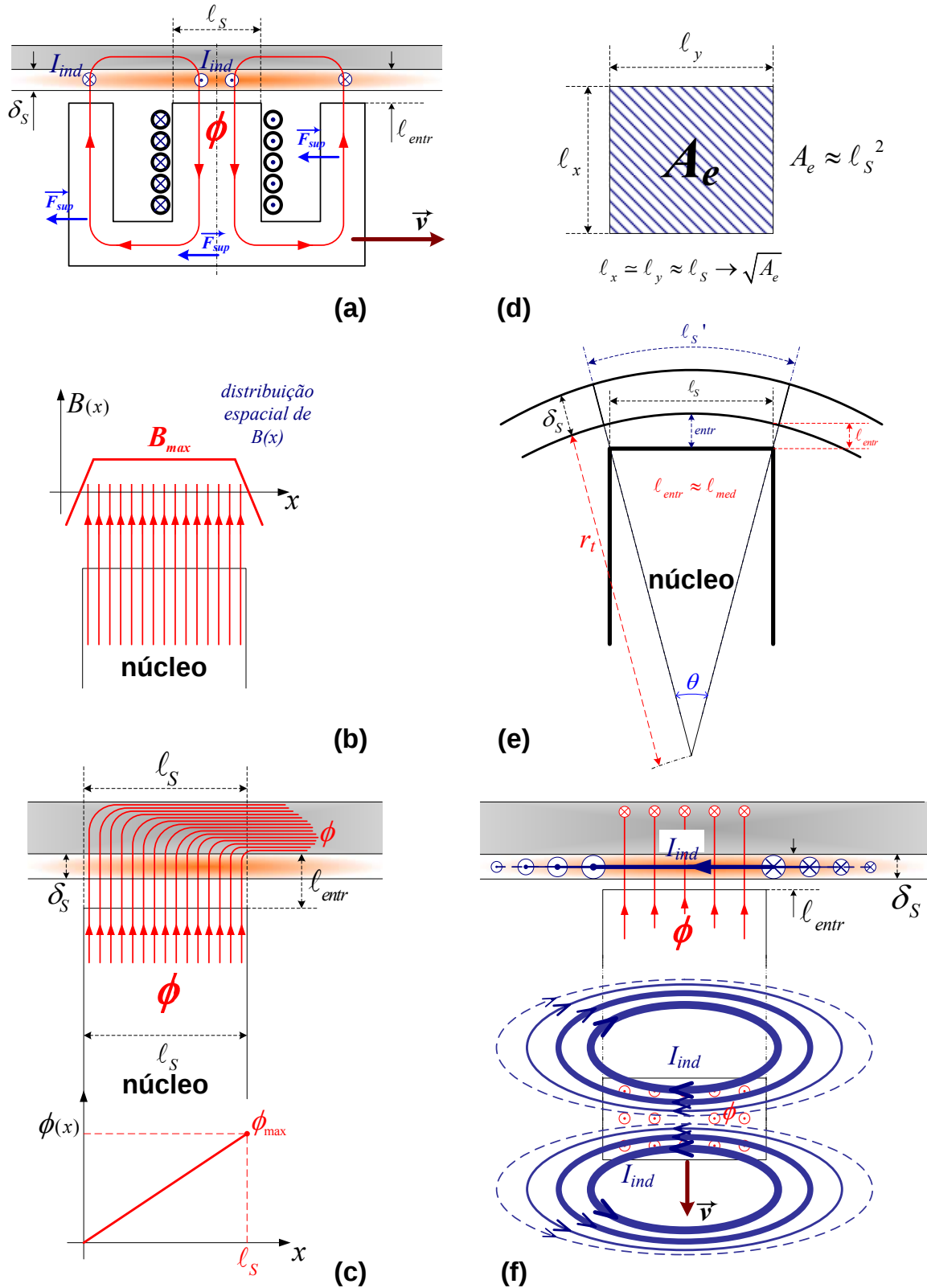


Figura 2.18 – Ilustração das hipóteses simplificadoras consideradas para a modelagem do sistema.

Esse fenômeno é ilustrado pela Figura 2.17, que mostra a **d.d.p.** produzida pelo deslocamento do pólo magnético sobre a superfície metálica e a corrente que ela faz circular no interior do material condutor.

A disposição espacial dos núcleos no interior da tubulação por onde o sistema virtualmente correria os disporia geometricamente eqüidistantes uns dos outros ao longo do perímetro interno da tubulação, conforme representa a Figura 2.19, distribuindo a força de frenagem ao redor da sua circunferência.

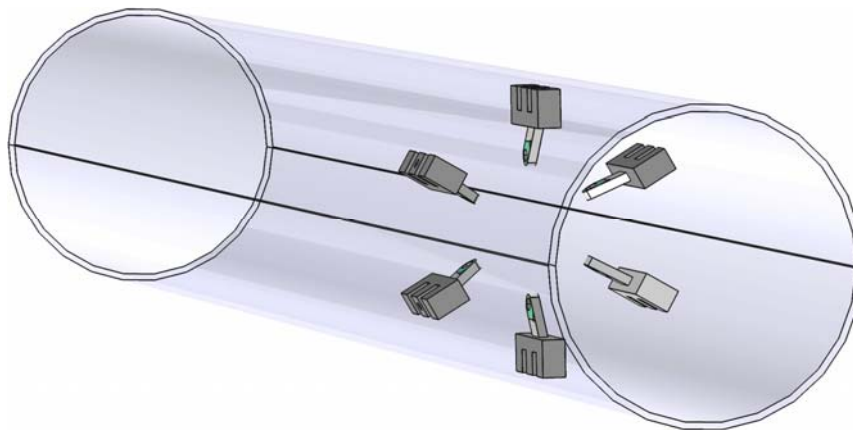


Figura 2.19 – Distribuição espacial dos eletroímãs no interior da tubulação.

A geometria da seção transversal do núcleo também será aproximada para o perfil de um polígono perfeito, considerando que as dimensões de suas faces apresentam comprimentos relativamente semelhantes. Assim, tal como é ilustrado na Figura 2.18d, será considerado que $\ell_x \approx \ell_y = \ell_s$. Onde ℓ_s será definida como sendo o comprimento útil de superfície por onde circulará o fluxo confinado ao material condutor. Mesmo com imprecisões na manufatura do núcleo magnético, esta aproximação é válida e pode ser corrigida. Com isso, a área da seção transversal do núcleo passará a ser ponderada conforme a igualdade (2.18).

$$A_e \approx \ell_s^2 \quad (2.18)$$

Outra consideração a ser feita se refere ao entreferro, ℓ_{entr} , o espaço de ar entre as extremidades do núcleo e a superfície metálica. Como a superfície do núcleo tem um perfil reto, enquanto a superfície da tubulação tem forma cilíndrica, o espaço de aproximação entre ambos não é constante por todo o volume do entreferro, já que a superfície do tubo tem a forma de um arco de circunferência sobre as extremidades do núcleo (Figura 2.20). Em decorrência dessa diferença de perfis, além de uma variação no entreferro, tem-se também uma diferença entre as superfícies de circulação do fluxo magnético, que sofre espraiamento ao deixar o núcleo reto e se inserir na superfície em arco da parede da tubulação.

Para a geometria adotada no protótipo experimental, que utiliza uma superfície plana como trilho para o deslocamento do “móvel frenante”, essa diferença não existe. Já supondo o projeto de um sistema que resguardasse as características da tubulação, entretanto, ainda assim é possível perceber que a diferença observada no entreferro é mínima, assim como a diferença nas dimensões da área de penetração do fluxo magnético entre núcleo (ℓ_s) e o arco de superfície (ℓ_s'), desde que o núcleo empregado tenha dimensões bem inferiores ao perímetro da tubulação, como pode ser visto na Figura 2.18e e confirmado no detalhe da Figura 2.20.

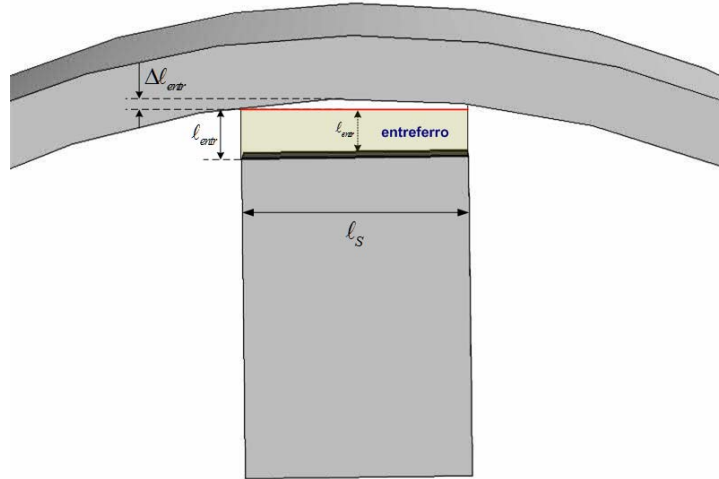


Figura 2.20 – Perfil de superfícies na área de entreferro entre imã e tubulação.

Calculando-se a variação de entreferro ao longo do arco de superfície posicionado sobre a extremidade do núcleo magnético para as dimensões de núcleo empregadas neste trabalho e um diâmetro tubular de 5” tem-se, conforme ilustrado na Figura 2.20:

$$\Delta\ell_{entr} \approx 0,1876\text{mm} \quad (2.19)$$

Tampouco a área de superfície sofre variação substancial em virtude das peculiaridades geométricas do sistema. Sendo a diferença calculada da ordem de 0,042%.

A influência da geometria se torna tão menor quanto menor for a relação entre o tamanho do núcleo e o raio da tubulação. Então, mesmo considerando tubulações maiores e estruturas maiores para serem transportadas, é razoável pressupor que um maior número de eletroímãs seria empregado para executar a função de frenagem, elevando ainda mais esta relação, que pode ser determinada pela expressão (2.20):

$$k_s = 1 - \frac{A_{sup}}{A_e} = \frac{2\pi}{180^\circ} \frac{r_t}{\ell_s} \arctan\left(\frac{\ell_s}{2(r_t - \ell_{entr})}\right) - 1 \quad (2.20)$$

Onde

A_{sup} : área do arco da superfície cilíndrica sobre a seção transversal do núcleo;

r_t : raio da superfície interna da tubulação.

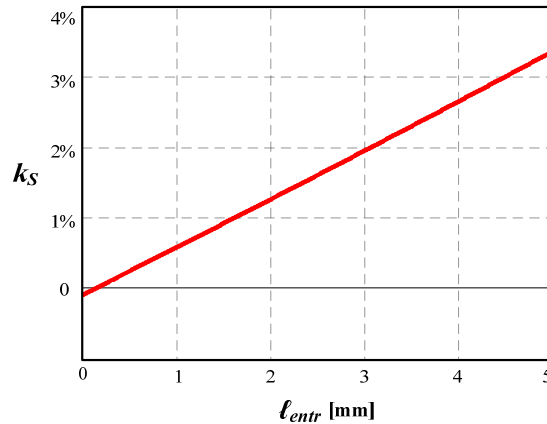


Figura 2.21 – Curva da relação entre as áreas sobrepostas do núcleo e do arco de superfície mediante variações do entreferro.

Diante do exposto, pode-se optar por desconsiderar o espraçamento do fluxo magnético, ainda levando em consideração que, uma vez que esse espraçamento ocorra, as linhas de campo tenderiam a formar um ‘vácuo magnético’ na região de maior entreferro (em decorrência da elevação da relutância) ocupando, efetivamente, uma área ainda menor do que já ocupava quando da sua circulação através do núcleo magnético. Tornando a razão entre ambas, relativamente, ainda mais próxima da unidade.

Esta aproximação torna-se desnecessária e a modelagem ainda mais exata na hipótese de empregarem-se núcleos construídos com bordas de perfil em arco que acompanhem a curvatura da superfície cilíndrica interna da tubulação, reduzindo o efeito de espraçamento das linhas de campo no entreferro, já que o tornaria constante por toda a superfície do pólo magnético.

É no intuito de reduzir essa variação pontual no entreferro que os eletroímãs são orientados no sentido do eixo tubular (Figura 2.19), e não no sentido do seu diâmetro, o que ocasionaria uma área de arco substancialmente maior. Posicionados com a sua menor dimensão transversalmente ao eixo cilíndrico, reduz-se o tamanho do arco de superfície, aproximando-o do comprimento tangencial do ímã.

Essa disposição ocasiona o surgimento de três pontos de indução de correntes parasitas, em sentidos diferentes, ao longo do deslocamento do eletroímã sob a superfície da tubulação, um dos quais (a perna central), induzindo uma corrente em sentido oposto ao das duas correntes induzidas pelos pólos das extremidades, em virtude da separação do fluxo em direção a estas, conforme é ilustrado tanto pela Figura 2.18a quanto pela Figura 2.22a, que ilustra essa distribuição para o caso de uma lâmina plana.

Cada um desses três pontos, alinhados ao comprimento longitudinal do trilho, induz correntes transversais (Figura 2.18f) que se deslocam na mesma velocidade do “veículo frenante” e produzem, no mesmo sentido, forças de orientação oposta ao deslocamento dos pólos, reforçando-se umas às outras para tentar impedir a variação de fluxo ‘vista’ pela superfície. Esse efeito também é ilustrado pela Figura 2.18a.

Para analisar a indução dessas correntes, considera-se o sentido e a velocidade de deslocamento do veículo sobre a superfície condutora. A indução das correntes parasitas nessa superfície se deve ao deslocamento do campo observado na lâmina condutora em virtude do curso do “módulo de frenagem”, que faz com que a superfície metálica ‘enxergue’ um fluxo que se movimenta ao longo do seu comprimento.

Por inspeção da Figura 2.18f, e observando que a distribuição transversal das correntes induzidas tende a formar caminhos mais curtos na proximidade da área de penetração do fluxo e mais longos à medida que cresce a circunferência da ‘espira induzida’ na superfície condutora, tem-se que as correntes induzidas nas proximidades do centro do fluxo encontram menores resistências (devido ao seu percurso direto de um lado a outro da d.d.p. induzida) em virtude da segunda lei de Ohm, expressa por (2.21).

$$R = \rho \frac{\ell}{S} \quad (2.21)$$

Isso leva a concluir que a densidade de corrente será maior imediatamente sob os pólos magnéticos. Já pela observância da Figura 2.22b, percebe-se que na região entre as extremidades e a perna central do núcleo, onde as correntes induzidas em cada lado se concatenam a margem das áreas polares, submetidas a uma menor d.d.p. para orientar sua circulação, espalhando-se e produzindo densidades mais baixas. Esse arranjo espacial das correntes induzidas pode ser observado na Figura 2.22, de onde se conclui, pela Figura 2.22d, que ilustra o desenho de circulação das correntes resultantes, que as maiores densidades de corrente são encontradas nos espaços sob os pólos do núcleo, por onde o

fluxo tem acesso à superfície da parede metálica, podendo ser desprezada, para efeito de interação com o fluxo concatenado, qualquer corrente que não circule exatamente sob as áreas polares alocadas nas extremidades do núcleo e na sua perna central. Na verdade, aquelas se devem à dispersão das correntes efetivamente induzidas sobre as superfícies polares, formando caminhos fechados entre os pólos através da “concatenação” entre elas.

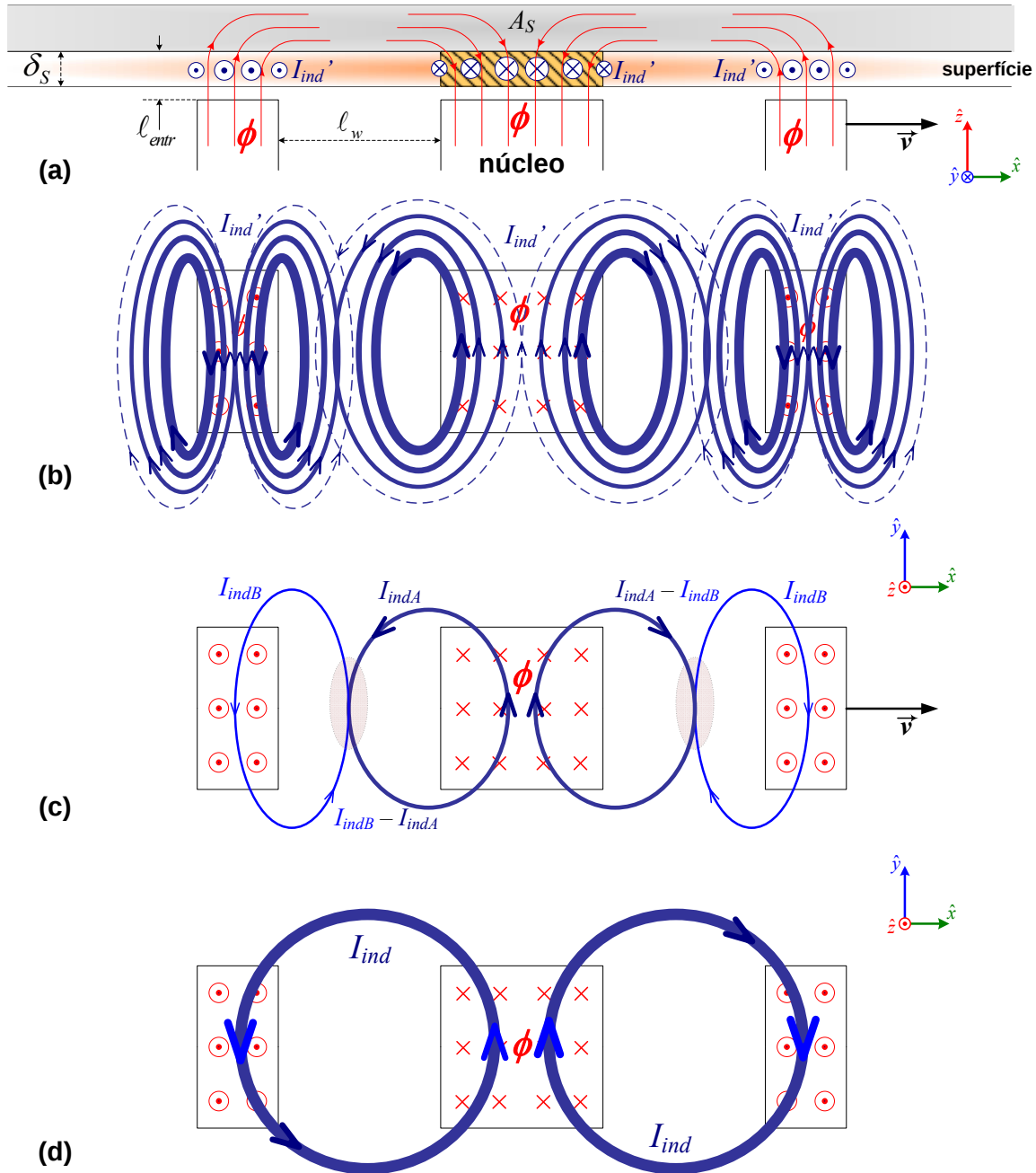


Figura 2.22 – Correntes induzidas na superfície metálica se aglutinam: se reforçando (b) e se anulando mutuamente (c) formando dois caminhos resultantes principais (d), que estão sob ação do campo (a).

Como resultado direto dessa análise, conclui-se que resta às correntes induzidas um caminho útil de circulação cuja seção transversal é delimitada pelo vão das superfícies polares do núcleo, exatamente onde as mesmas correntes interagem com o fluxo que atravessa a lâmina condutora. Ao comprimento desse vão será atribuída a própria denominação ℓ_s , conforme apontado na Figura 2.15.

Como já mencionado, considera-se constante a distribuição da densidade de fluxo no interior da seção transversal do núcleo magnético. Com isso, é fácil visualizar o crescimento instantâneo da densidade de fluxo na superfície condutora estacionária à medida que o veículo vai se deslocando e as linhas de fluxo vão sendo arrastadas por ele. A Figura 2.18c representa a forma como a densidade de fluxo varia ao longo da seção transversal, não do ímã, mas da superfície exposta ao seu campo magnético. Essa variação se dá tanto espacialmente, quanto no tempo. Espacialmente, segundo a função (dada por (2.22)) obtida por inspeção da Figura 2.18c, pela forma como as linhas de campo distribuídas na extremidade do eletroímã penetram e se reorientam no interior do circuito magnético posterior à superfície; e no tempo, em decorrência do movimento desse campo magnético ao longo do comprimento longitudinal da lâmina condutora, levando a densidade de fluxo pontual a se modificar a cada instante devido à mudança de posição provocada pelo deslocamento do eletroímã.

$$A_e B(x) = \phi(x) = \frac{\phi_{total}}{\ell_s/2} x = 2 \frac{\phi_{total}}{\ell_s} x \quad (2.22)$$

Quanto maior a velocidade de trânsito do módulo sobre a superfície condutora, maior a taxa de variação pontual do fluxo magnético que se desloca, elevando consigo o efeito de indução da força eletromotriz associada a esse movimento, tão mais intensa quanto maior for a velocidade do sistema, criando as correntes induzidas que “deslizam” sobre a lâmina produzindo a força magnética que acompanha e atua sobre o eletroímã, no sentido de se opor ao seu deslocamento.

A sequência da análise do comportamento do sistema de frenagem magnética associada ao módulo deslizante se baseia nos princípios básicos do eletromagnetismo aplicados ao estudo geométrico e dinâmico do seu próprio movimento.

Novamente pelas leis de Ampère e de Faraday-Lenz, aplicadas à geometria do núcleo empregado, tem-se, respectivamente, as igualdades expressas em (2.23) e (2.24).

$$\mathfrak{I}_{mm} = \oint H \cdot dl = H \cdot l = N \cdot i \quad (2.23)$$

$$e(t) = -N \frac{d\phi(t)}{dt} = -N \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \quad (2.24)$$

Onde $\mathfrak{I}_{mm}$ corresponde ao análogo magnético da tensão elétrica, chamado de **força magnetomotriz**, e tem seu valor escalar relacionado à intensidade do campo magnético (**H**), bem como à corrente que circula pelas espiras do enrolamento que o induz.

De igual forma, a equação (2.24) é a expressão matemática da lei de Faraday-Lenz, que relaciona a diferença de potencial induzida nos terminais de um enrolamento ao seu número de espiras e à taxa de variação instantânea do fluxo concatenado.

A energia que alimenta o eletroímã será fornecida por uma fonte CC que, injetando corrente no enrolamento, propiciará o surgimento do campo induzido que desenvolverá o acoplamento magnético entre a fonte e o circuito magnético formado pelo sistema *núcleo-entreferro-superfície metálica*. Do ponto de vista da eletricidade, o circuito magnético se converte em um elemento do circuito elétrico ligado à fonte de energia, que o ‘enxergará’ simplesmente como um indutor, onde as relações elétricas são submetidas à relação volt-ampère expressa por (2.25), e cuja indutância (**L**) relaciona-se ao número de espiras que concatenam o fluxo magnético e à relutância magnética total ($\mathfrak{R}_{ckt}$) que o circuito

magnético oferece à passagem desse fluxo. A indutância vista pela fonte será, então, dada por (2.26) [Sadiku 2012].

$$e(t) = L \frac{di(t)}{dt} \quad (2.25)$$

$$L = \frac{N^2}{\mathfrak{R}_{ckt}} \quad (2.26)$$

A relutância total, no circuito análogo magnético, é composta pela soma das relutâncias encontradas no núcleo do eletroímã, na superfície metálica do trilho ferromagnético e do entreferro disposto entre ambos. Este entreferro, composto não apenas pela massa de ar que preenche o espaço entre núcleo e superfície, mas também pela lâmina condutora de permeabilidade relativa unitária, apresenta uma relutância tão mais elevada do que os meios ferromagnéticos para a condução do fluxo que podem-se considerar as demais relutâncias como desprezíveis em face ao seu valor absoluto, considerando-se, portanto, a relutância total do circuito magnético como sendo praticamente a própria relutância do mesmo. A qual, além de ser função da permeabilidade magnética do ar (μ_o), é diretamente proporcional ao comprimento (ℓ_{entr}) e inversamente proporcional à área transversal (A_e) do espaço entre os meios magnéticos, conforme dado pela igualdade (2.27).

$$\mathfrak{R}_{ckt} \simeq \mathfrak{R}_{entr} = \frac{\ell_{entr}}{\mu_o A_e} \quad (2.27)$$

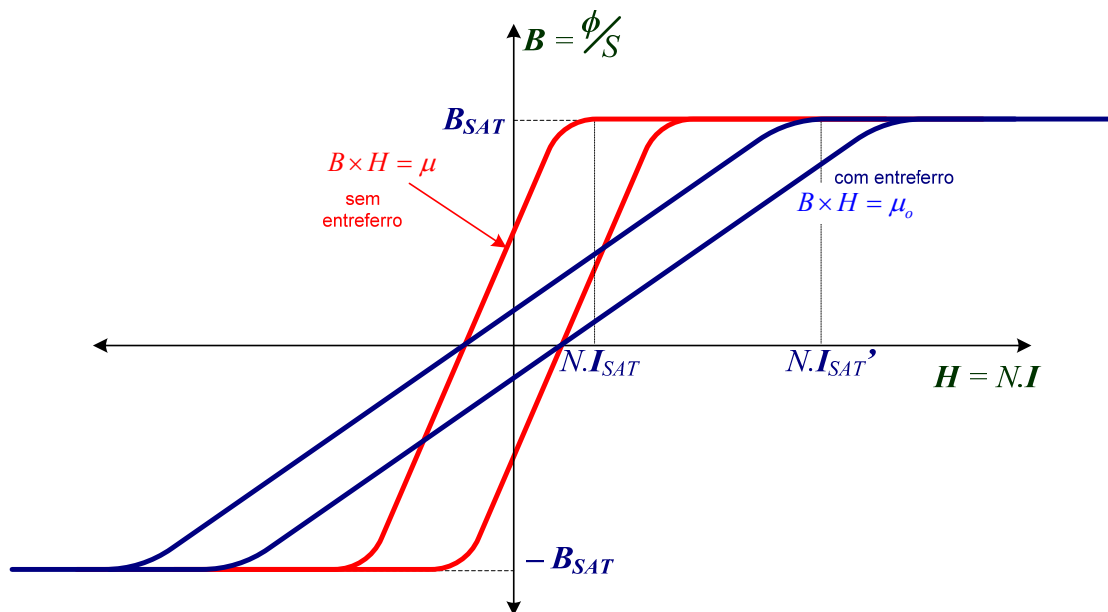


Figura 2.23 – Característica $B \times H$ de um indutor e efeito do entreferro sobre ela.

A constante μ_o , que representa a permeabilidade magnética do meio, vem da relação intrínseca entre o campo magnético H e a densidade de fluxo B , que determina a sua característica de magnetização no vácuo, dando forma ao seu **laço de histerese** em sua região linear segundo (2.29). Ou seja, é a permeabilidade magnética que determina a curvatura da histerese no meio. Sendo essa a razão de se empregarem entreferros na

construção de elementos indutores, elevando a sua relutância e permitindo uma maior circulação de corrente no enrolamento sem que ocorra a saturação do material. Este fenômeno é exemplificado no laço de histerese apresentado na Figura 2.23, onde se mostra o efeito, sobre a sua curvatura, da inserção de um entreferro ao núcleo magnético de um indutor [Barbi *et al.* 2002].

A curvatura no final do laço se deve à característica de saturação do meio magnético, e sua magnitude é uma característica intrínseca ao material por onde circula o fluxo. Essa saturação é atingida quando ocorre a orientação de todos os campos magnéticos, ou **domínios magnéticos**, internos ao material, produzidos pela aglomeração dos *spins* dos elétrons que constituem a sua estrutura atômica [Wolski 2005] que, por definição, representam circulação de carga elétrica e são naturalmente orientados de modo a se anularem mutuamente. A Figura 2.24 representa a forma como um campo externo atua sobre a orientação das várias seções de volume do material magnético, levando-os a se orientar de acordo com a sua própria direção.

A somatória do campo produzido internamente por cada dV de volume do material é nula no caso em que este se encontra desmagnetizado. À medida que um campo externo produz a reorientação dos campos internos do material, a somatória destes campos varia no sentido de produzir um campo resultante que se alinhe ao campo externo, mas a intensidade máxima alcançada pelo campo no interior do material é limitada pela intensidade de campo total que o material pode produzir quando toda a estrutura no interior do seu volume se encontra magneticamente alinhada numa mesma direção e sentido. Pela observação da Figura 2.24, pode-se compreender que existe um limite para a intensidade do campo resultante, e esse limite é atingido quando não há mais *domínios magnéticos* a serem reorientados de forma a elevar a intensidade do campo interno ao volume da peça. Disso resulta o ‘joelho’ de saturação do laço de histerese, que representa a condição em que o material atinge a máxima densidade de fluxo $\mathbf{B}$ que pode circular por ele, devido ao limite de domínios a serem reorientados na sua estrutura atômica. [Smith 1975].

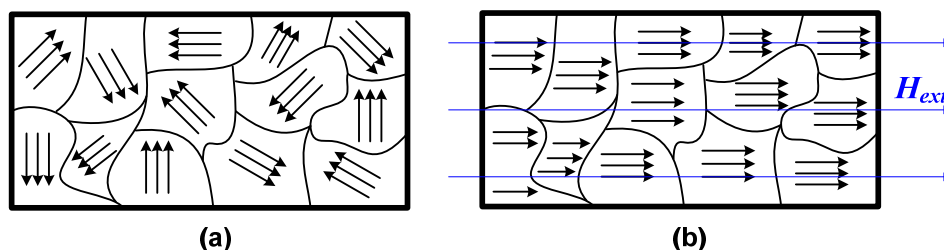


Figura 2.24 – Material ferromagnético desmagnetizado (a) e magneticamente saturado devido à ação de um campo externo (b) (fonte: Wolski, 2005).

O fenômeno da histerese deve-se à interação entre os domínios magnéticos no interior do material. Quando este já fora magnetizado, a retirada do campo externo não elimina completamente o campo no interior do material ferromagnético, que mantém uma **indução residual** depois de cessado o campo magnetizante devido à interação magnética entre os seus domínios, os quais não mais se equilibram, anulando-se mutuamente, como em sua condição inicial. A Figura 2.25 ilustra o efeito da histerese e a manutenção do campo residual do ponto de vista dos domínios magnéticos do meio. Eliminar essa indução residual requer a interferência de um novo campo magnético que atue no sentido de se opor a ele e suprimir o campo residual com um campo, chamado de **campo coercitivo**, que tem a intensidade necessária para reaver a orientação desordenada dos domínios magnéticos, anulando o campo resultante da somatória de todos eles no interior do material.

A anulação da indução residual requer, portanto, um dispêndio de energia para reorientar os domínios magnéticos no interior do meio. Isso produz perdas e aquecimento no material magnetizado, representadas pelo laço de histerese, característica própria de cada material, que será tão mais ‘largo’ quanto pior for a magnetização e, portanto, a quantidade de energia necessária para magnetizar e desmagnetizar o material, formando o seu laço de histerese característico.

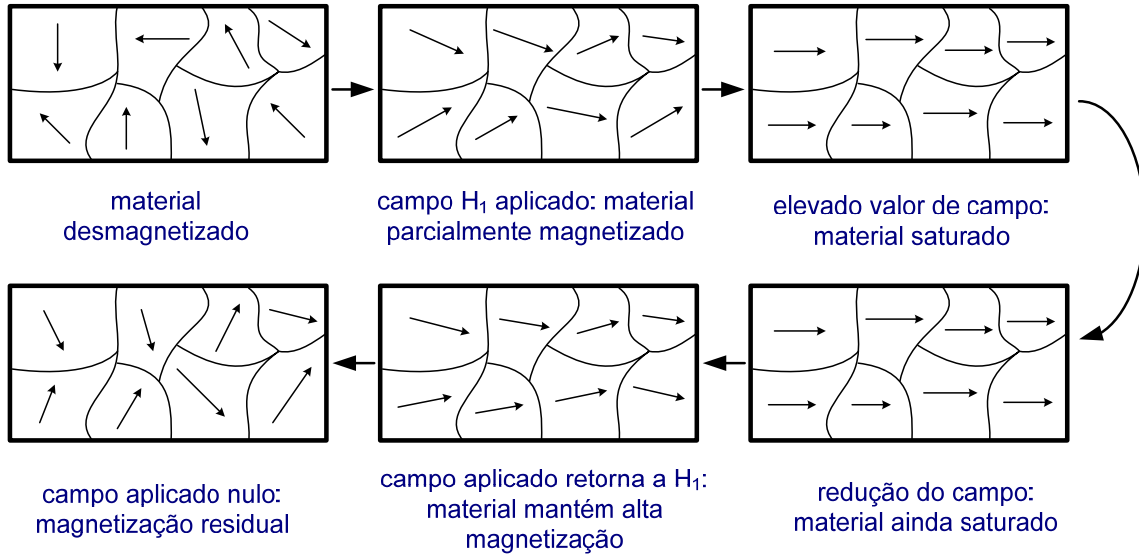


Figura 2.25 – Magnetização e desmagnetização dos domínios magnéticos e indução residual resultante (fonte: Wolski, 2005).

O laço de histerese do meio magnético, portanto, é representado pela característica da curva $\mathbf{B} \times \mathbf{H}$ do meio, que na sua região linear pode ser relacionada à constante de permeabilidade magnética $\mu_r \mu_o$ (cujo valor no vácuo, μ_o , é dado em (2.28)), segundo a relação (2.29).

$$\mu_o = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m} \quad (2.28)$$

$$B = \mu_r \mu_o H = \mu H \quad (2.29)$$

Onde μ_r é a constante de permeabilidade magnética do meio, que se iguala à unidade no ar livre em meio ao entreferro. E sendo uma relação entre campo magnético e densidade de fluxo, o laço de histerese pode também ser representativo do efeito da corrente injetada no enrolamento sobre o fluxo magnético gerado pela sua ação. Visto que, das relações (2.22), (2.23) e (2.29), considerando, no caso, o fluxo no interior do volume de entreferro, onde a permeabilidade relativa é unitária, pode-se obter:

$$B = \mu_o \left(\frac{Ni}{l} \right) \quad (2.30)$$

$$\phi = A_e B \quad (2.31)$$

e, sendo a alimentação em CC, tem-se:

$$\phi_{total} = A_e B_{total} = A_e \mu_o \left(\frac{NI_{ef}}{l} \right) = \mu_o A_e \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \quad (2.32)$$

Onde ϕ_{total} representa o fluxo concatenado no final da seção de superfície sobre o fim da trajetória de cada extremidade do eletroímã, onde todas as linhas de fluxo já se reagruparam no interior da seção da parede do trilho; e I_{liq} , já definida em (2.17), é a corrente líquida que representa todo o ‘volume’ de corrente ($N \cdot I_{ef}$) usado para produzir a força magneto-motriz e, consequentemente, induzir o campo magnético no interior do núcleo. Desse modo, pode-se dizer que I_{liq} é uma corrente absoluta que representa a própria força magneto-motriz dada em Ampères.

2.5.2 Modelagem do sistema proposto

A partir das aproximações e considerações preliminares apresentadas até aqui, dar-se-á seguimento à obtenção de um modelo do sistema de frenagem por correntes parasitas na forma de ‘módulo de frenagem’. O modelo consiste nas expressões que descrevem o comportamento da força de frenagem que se opõe ao movimento linear do módulo, de modo a poder obter-se uma forma de controle sobre a sua velocidade a partir da variação de parâmetros mensuráveis e controláveis, como a corrente do enrolamento e o entreferro ajustado no emprego do sistema. Assim, será possível aferir o efeito de uma variação de corrente no enrolamento sobre a velocidade do sistema por meio da força de frenagem obtida a partir dela.

O trânsito do módulo sobre a superfície condutora ocorre a uma velocidade inconstante. Essa variação de velocidade terá efeito sobre a resposta da superfície ao deslocamento do campo do eletroímã que é visto por ela, de modo a atuar no sentido de se opor, tanto ao movimento quanto, e ainda mais, a uma variação dele. Essa atuação se dará por meio da força eletromagnética, dada pela **equação da força de Lorentz**, refletida sobre o sistema como resposta ao deslocamento das correntes parasitas, que, induzidas pela variação de fluxo, acompanham o deslocamento do campo produzido pelo eletroímã ao longo da superfície metálica.

Observando a geometria do sistema, por inspeção à Figura 2.18a, e de acordo com a expressão da força magnética apresentada em (2.5), tem-se que a força induzida deverá ser ortogonal, tanto ao fluxo magnético presente no entreferro do sistema, quanto às correntes induzidas na superfície condutora. A Figura 2.18a mostra que essa força se projeta na direção longitudinal do comprimento do trilho de aço, mas em sentido contrário ao da velocidade de trânsito do sistema, e se distribui instantaneamente ao longo do volume de núcleo sobre as suas extremidades, sob as quais ocorre, pontualmente, a variação do fluxo que se desloca ao longo do comprimento da superfície condutora. O módulo desta força de frenagem será função da densidade de fluxo, acumulada pontualmente ao atravessar a superfície, e da corrente induzida com a qual ele interage. Como mostra a Figura 2.18c, a densidade de fluxo varia ao longo da superfície, efeito do acúmulo de linhas de campo uniformemente distribuídas no interior do núcleo penetrando separadamente a parede do trilho à medida que o núcleo se desloca sobre o seu comprimento.

A força resultante, portanto, é aquela produzida pela interação entre as linhas de fluxo que penetram na superfície sob os pólos do eletroímã e as correntes parasitas induzidas pela variação superficial desse mesmo fluxo. E como o fluxo magnético penetra na superfície condutora em direção ortogonal ao sentido de circulação das correntes parasitas induzidas no material, o termo senoidal presente na expressão (2.5) da força magnética se igualará à unidade. Assim, a força de frenagem atuante sobre o eletroímã terá sua intensidade aferida pelo resultado da expressão (2.33).

$$F_{\text{sup}} = BI_{\text{ind}}\ell_S \quad (2.33)$$

Onde

F_{sup} : força de frenagem produzida por cada superfície polar do eletroímã;

I_{ind} : corrente induzida na superfície condutora.

É preciso determinar os valores de densidade de fluxo e magnitude de corrente para que se possa determinar a intensidade da força resultante dessa interação.

A relação (2.32) expressa o valor total do fluxo concatenado no interior do núcleo, correspondente ao fluxo máximo ϕ_{max} , alcançado quando todas as linhas de fluxo estão confinadas ao trilho-guia. A densidade de fluxo, portanto, corresponde àquela também obtida de (2.34).

$$B_{\text{total}} = \frac{\phi_{\text{total}}}{A_e} = \mu_o \frac{NI_{\text{ef}}}{\ell_{\text{entr}}} = \mu_o \frac{I_{\text{liq}}}{\ell_{\text{entr}}} \quad (2.34)$$

Conforme já foi abordado, embora o fluxo seja uniformemente distribuído sobre a área interna do núcleo, o deslocamento do eletroímã produz uma variação na sua densidade no sentido do movimento do núcleo. A função que descreve a variação de fluxo que provoca a indução das correntes parasitas vem do deslocamento espacial do núcleo. Então, considerando $x = vt$:

$$dt = \frac{dx}{v} \quad (2.35)$$

Assim, a função que descreve essa taxa de variação pode ser formulada pela derivada do fluxo no tempo, obtida a partir da função (2.22), fazendo conforme (2.37).

$$\phi(t) = 2 \frac{\phi_{\text{total}}}{\ell_S} vt \quad (2.36)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{d\phi}{dx} \frac{dx}{dt} = 2 \frac{\phi_{\text{total}}}{\ell_S} v \quad (2.37)$$

A força resultante que atua sobre o ‘módulo frenante’ é a somatória da força pontual exercida pela interação entre fluxo e corrente induzida, sob o núcleo, por cada unidade infinitesimal de área de superfície (dA_s). Então, substituindo (2.35) em (2.37), e integrando ambos os lados da equação no intervalo de interesse, onde ocorre a variação por agrupamento das linhas de fluxo, chega-se ao resultado dado por (2.38).

$$\int d\phi = \phi = 2 \frac{\phi_{\text{total}}}{\ell_S} \frac{v}{v} \int_0^{\ell_S/2} dx = 2 \frac{\phi_{\text{total}}}{\ell_S} \cancel{x} \Big|_0^{\ell_S/2} = \phi_{\text{total}} \quad (2.38)$$

Que, por sua vez, se iguala a:

$$\phi_{\text{total}} = A_e B_{\text{total}} = \mu_o \frac{A_e I_{\text{liq}}}{\ell_{\text{entr}}} \quad (2.39)$$

Sendo, portanto:

$$B(t) = 2 \frac{A_e B_{total}}{\ell_s} vt = 2 \mu_o \frac{A_e}{\ell_s \ell_{entr}} I_{liq} vt \quad (2.40)$$

e

$$B(x(t))_{vt=0 \rightarrow \frac{\ell_s}{2}} = B\left(\frac{\ell_s}{2}\right) = \frac{\phi_{total}}{A_e} = B_{total} = \mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \quad (2.41)$$

Que representa a contribuição do fator fluxo na composição da intensidade da força de frenagem (F_{sup}) que age sobre o pólo do núcleo, cuja expressão vem de (2.33).

Além da densidade de fluxo, é preciso definir a expressão da corrente que se coaduna cruzando-o, produzindo a força de frenagem sobre o módulo. As correntes parasitas são resultado da força eletromotriz induzida no material condutor da superfície metálica em decorrência da variação de fluxo gerada pelo movimento do eletroímã. As correntes induzidas são produto da lei de Ohm aplicada ao material, conforme apresenta a expressão (2.42).

$$i_{ind}(t) = \frac{e(t)}{R_s} \quad (2.42)$$

Onde a força eletromotriz induzida no material pode ser obtida de (2.24), considerando que, no caso da superfície condutora, a indução ocorre em um meio maciço virtualmente com uma única espira condutora alocada ao redor do campo que penetra a parede da superfície condutora. Enquanto R_s é a resistência oferecida à circulação dessa corrente por parte da lâmina, da segunda lei de Ohm, obtida por (2.43):

$$R_s = \rho_s \frac{\ell_s}{A_s} \quad (2.43)$$

Onde

ρ_s : resistividade do material da lâmina condutora;

A_s : área da seção transversal da lâmina condutora no sentido de circulação da corrente induzida.

Na expressão (2.43), da resistência oferecida pela superfície à circulação da corrente induzida, A_s é dada por:

$$A_s = \ell_s \delta_s \quad (2.44)$$

Onde

ℓ_s : espaço de circulação das correntes induzidas entre as extremidades do núcleo;

δ_s : espessura da lâmina condutora.

Substituindo (2.24), (2.31) e (2.43) em (2.42), obtém-se, portanto:

$$I_{ind} = -\frac{1}{R_s} \frac{d\phi}{dt} = -\frac{A_e A_s}{\rho_s \ell_s} \frac{dB}{dt} \quad (2.45)$$

Considerando (2.37), tem-se:

$$I_{ind} = -2 \frac{A_e A_s}{\ell_s \rho_s} \frac{B_{total}}{\ell_s} v = -2 \frac{A_e A_s}{\rho_s \ell_s^2} B_{total} v \quad (2.46)$$

E substituindo (2.34) em (2.46):

$$I_{ind} = -2 \frac{A_e A_s}{\rho_s \ell_s^2} B_{total} v = -2 \frac{A_e A_s}{\rho_s \ell_s^2} \mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} v \quad (2.47)$$

Inserindo (2.41) e (2.47) na expressão (2.33), obtêm-se:

$$F_{sup} = 2 \left(-\frac{A_e A_s}{\rho_s \ell_s^2} \mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} v \right) \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right) \ell_s = -2 \frac{A_e A_s}{\rho_s \ell_s} v \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right)^2 \quad (2.48)$$

E, substituindo (2.18) e (2.44) em (2.48), obtêm-se, finalmente:

$$F_{sup} = -2 \frac{\ell_s^\beta \delta_s}{\rho_s \ell_s} v \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right)^2 = -2 \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \quad (2.49)$$

Considerando que esta é a força induzida no sistema devido à variação de fluxo presente no deslocamento de uma das bordas do núcleo – correspondente a um pólo magnético, e sabendo que ela será produzida em igual intensidade por cada uma das secções da lâmina condutora onde se observa variação de fluxo devido ao movimento do sistema, que, por inspeção à Figura 2.18a, serão quatro ao total (em virtude das geometria do eletroímã), todas agindo no sentido de se opor ao seu deslocamento. Tem-se, portanto, que a intensidade da força de frenagem atuando sobre o eletroímã será dada por:

$$F_{ima} = n_p F_{sup} = -4 \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \quad (2.50)$$

Onde n_p representa o número de pares de pólos gerados no eletroímã em virtude da sua geometria. Nesse caso $n_p = 2$, devido à disposição dos pólos de entrada e saída do fluxo no núcleo, dividindo a perna central em dois pólos simétricos.

Tem-se, entretanto, de acordo com a Figura 2.22a, que as correntes induzidas sobre a perna central do núcleo se concatenam para circular sobre ela como se fossem apenas uma. A força resultante, no entanto, não será afetada pela inexistência de separação entre esses pólos, uma vez que se pode considerar que as correntes circulantes sobre o fluxo ali presente, ao se somarem, dobram de valor, compensando a diminuição do número de pares de pólos de 2 para 1, como mostrado na Figura 2.22c.

Considerando-se uma distribuição de forças igualitária ao longo do volume do eletroímã, tem-se que o módulo da força total de frenagem resultante sobre o sistema será:

$$F_{ind} = |F_{ima}| = 2 \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \quad (2.51)$$

Pode-se refazer a relação da força com a densidade de fluxo trazendo a igualdade (2.34) à expressão (2.51).

$$F_{ind} = 2 \frac{\delta_s}{\rho_s} v (\ell_s B_{total})^2 \quad (2.52)$$

Na forma apresentada em (2.52), a expressão da força de frenagem trará, para a análise do sistema, o problema da saturação da densidade de fluxo do material magnético, que deverá ser analisado.

Supondo que não fosse adotada a hipótese simplificadora apontada em (2.18), a expressão (2.49) tomaria a forma dada por (2.53).

$$F_{sup} = -2 \ell_x \ell_y \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right)^2 \quad (2.53)$$

Comparando ambas as expressões, verifica-se que, dependendo da geometria real do núcleo empregado, o modelo pode apresentar um erro, que pode ser obtido comparando-se as duas equações.

$$F_{sup} \rightarrow 2 \ell_x \ell_y \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right)^2 \neq 2 \ell_s^2 \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right)^2 \quad (2.54)$$

Tal que a magnitude do erro pode ser aferida por (2.56).

$$\ell_x \ell_y \neq \ell_s^2 \quad (2.55)$$

$$k_{simp} = \frac{\ell_x \ell_y}{\ell_s^2} \quad (2.56)$$

Esse fator verifica, ao mesmo tempo em que corrige, a inexatidão das constantes do modelo, como apresentado em (2.57).

$$F_{sup} = 2 k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \quad (2.57)$$

Para a geometria do núcleo adotado neste projeto, com uma secção reta em forma de quadrado, a constante de erro tem magnitude unitária, devido à execução sob medida do projeto geométrico do núcleo sobre o qual foi construído o eletroímã, tornando inequívoca a consideração (2.18) e exatos a expressão (2.49) e o modelo obtido. Vale, porém, ressaltar que no caso de uma aplicação sob geometria realmente tubular, o fator de aproximação seria necessário e preciso.

Partindo de (2.51), e acrescentando a constante (2.56), pode-se obter uma expressão normalizada para a força de frenagem atuando sobre o sistema. Deste valor normalizado, pode-se fazer a análise do sistema e traçar o seu comportamento de forma mais generalista e simplificada.

Definindo-se:

$$k_{sup} = \frac{\delta_s}{\rho_s} \quad (2.58)$$

$$k_{entr} = \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} \right)^2 \quad (2.59)$$

e

$$k_{ima} = 2n_p \cdot n_{ima} \quad (2.60)$$

Onde

n_{ima} : número de eletroímãs empregados no sistema.

Tem-se:

$$F_{ind} = k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} v \cdot I_{liq}^2 \quad (2.61)$$

E normalizando:

$$\overline{F_{ind}} = \frac{F_{ind}}{k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr}} = v \cdot I_{liq}^2 \quad (2.62)$$

A expressão (2.62) representa o comportamento da força de frenagem, cuja intensidade é dada como função direta da velocidade de deslocamento do veículo de frenagem e da corrente injetada no enrolamento do eletroímã.

O modelo final obtido para a força de frenagem é, portanto, descrito pela função (2.63), que tem como variáveis a corrente CC no enrolamento do eletroímã e a velocidade do veículo.

$$F_{ind}(v, I_{liq}) = 2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \quad (2.63)$$

Ou ainda, em forma vetorial, conforme dado por (2.64).

$$\vec{F}_{ind} = -2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \vec{v} \quad (2.64)$$

Da análise do modelo normalizado obtido em (2.62), pode-se traçar o comportamento da força induzida para variações da velocidade (Figura 2.26) e da corrente injetada no enrolamento (Figura 2.27).

É visível o efeito das variações de velocidade e corrente sobre a força de frenagem aplicada ao sistema, mostrando que, quanto maior a velocidade atingida por ele, maior a força de reação que se opõe a esse deslocamento, que ainda pode ser controlada pela variação da sua corrente de enrolamento.

Para obter-se o valor real da força para qualquer situação de velocidade e corrente apresentada nos gráficos da Figura 2.26 ou da Figura 2.27, basta multiplicar-se o valor obtido na curva pela **constante de normalização** que, vinda de (2.62), é dada por (2.66).

$$F_{ind} = k_{norm} \overline{F_{ind}} = k_{norm} v \cdot I_{liq}^2 \quad (2.65)$$

$$k_{norm} = k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} \quad (2.66)$$

Na Figura 2.29 é analisado o efeito da variação do entreferro sobre a intensidade da força de frenagem atuante no sistema. São traçadas superfícies que demonstram o comportamento conjugado das variações de velocidade e corrente líquida injetada no enrolamento do eletroímã sobre a força de frenagem e a variação no traçado dessas superfícies provocada pelo emprego de diferentes dimensões de entreferro.

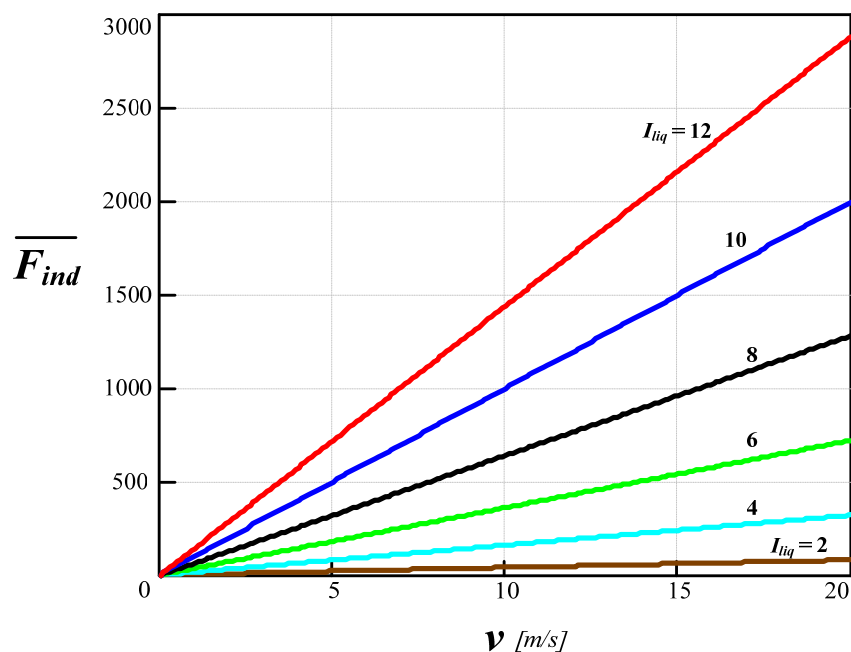


Figura 2.26 – Comportamento da força atuante no sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.

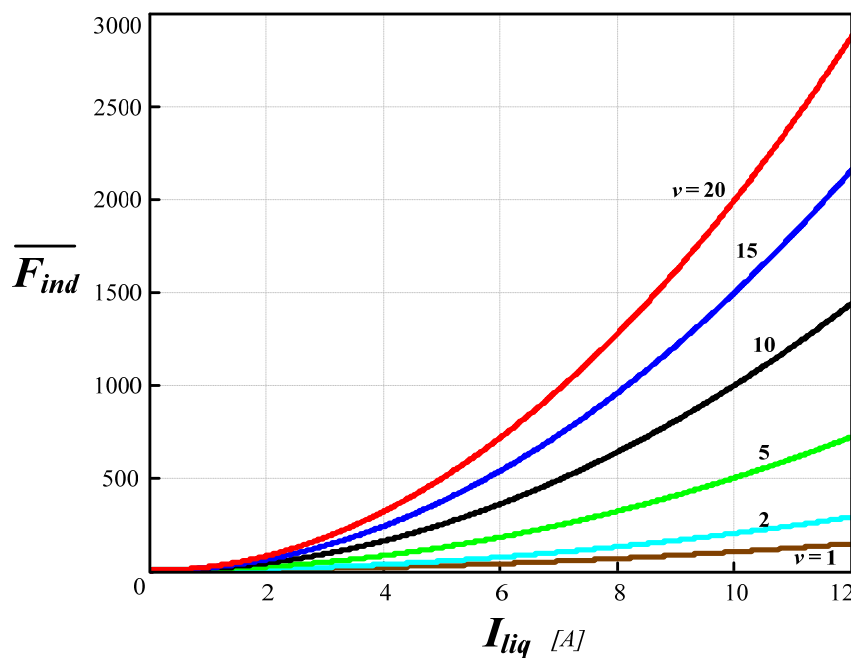


Figura 2.27 – Intensidade da força atuante no sistema mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades.

Para verificar a influência do entreferro sobre a intensidade da força de frenagem induzida é necessário também parametrizá-la sob a influência desta variável. O comprimento de entreferro, como se espera, exerce grande influência sobre a força de frenagem no eletroímã. Traduzir este efeito requer uma nova constante que facilite e generalize o seu entendimento para diferentes geometrias de núcleos do eletroímã.

Definindo $k_{\ell s}$ como uma constante que relaciona o comprimento do entreferro proporcionalmente à área de seção transversal do núcleo empregado, tem-se, por (2.67) e (2.68), a análise do efeito da variação do entreferro traçada no gráfico de superfície da Figura 2.29. A Figura 2.28 apresenta, tanto em um plano cartesiano quanto em um gráfico *monolog*, o comportamento da **constante de entreferro**, redefinida em (2.68), à medida que se afasta o eletroímã da superfície anterior do trilho-guia, aumentando a razão que relaciona esta distância com a geometria do núcleo.

$$k_{\ell s} = \frac{\ell_{entr}}{\ell_s} \quad (2.67)$$

$$k_{entr} = \left(\mu_o \frac{1}{k_{\ell s}} \right)^2 \quad (2.68)$$

No caso da Figura 2.29, a constante de normalização sofre alteração devido à necessidade de se computar o efeito do entreferro no sistema. A expressão (2.65), para obter o valor absoluto da força de frenagem, não é aplicável neste caso. Tem-se, portanto, como função parametrizada, aquela apresentada em (2.70), tal que:

$$\overline{F_{ind}}' = k_{entr} \overline{F_{ind}} \quad (2.69)$$

Assim, definindo-se $\overline{F_{ind}}'$ segundo (2.69), tem-se:

$$\overline{F_{ind}}' = \frac{F_{ind}}{k_{simp} k_{ima} k_{sup}} = k_{entr} v \cdot I_{liq}^2 \quad (2.70)$$

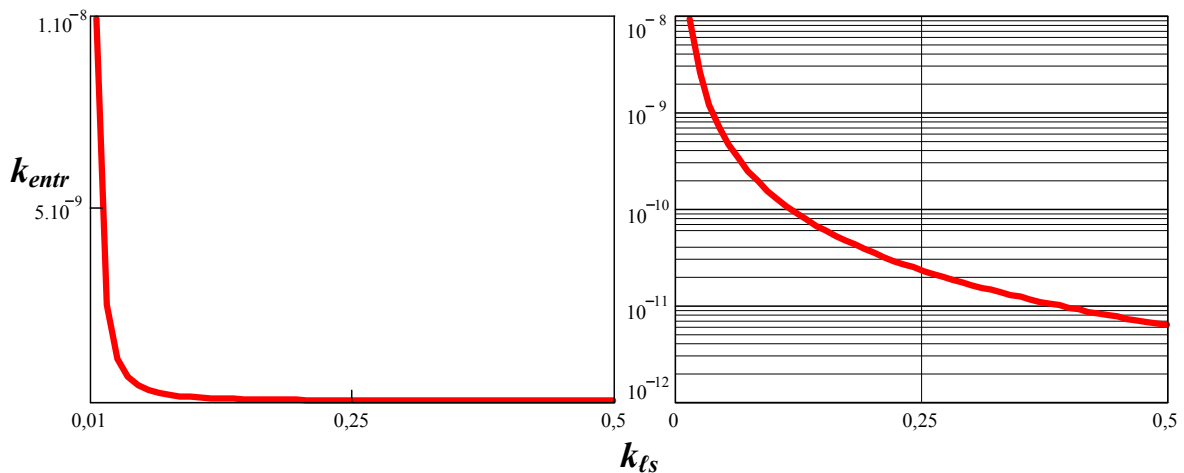


Figura 2.28 – Comportamento da constante de entreferro mediante variações no seu comprimento.

Por observação da Figura 2.29, percebe-se que, quanto maior o entreferro, maior será a potência necessária para vencê-lo, atingindo-se valores mais altos de densidade de

fluxo, necessariamente mediante a injeção de uma maior corrente. Por consequência, encontram-se maiores densidades de fluxo para uma mesma corrente aplicada ao enrolamento quando se consegue aproximar ao máximo o núcleo da superfície do guia magnético.

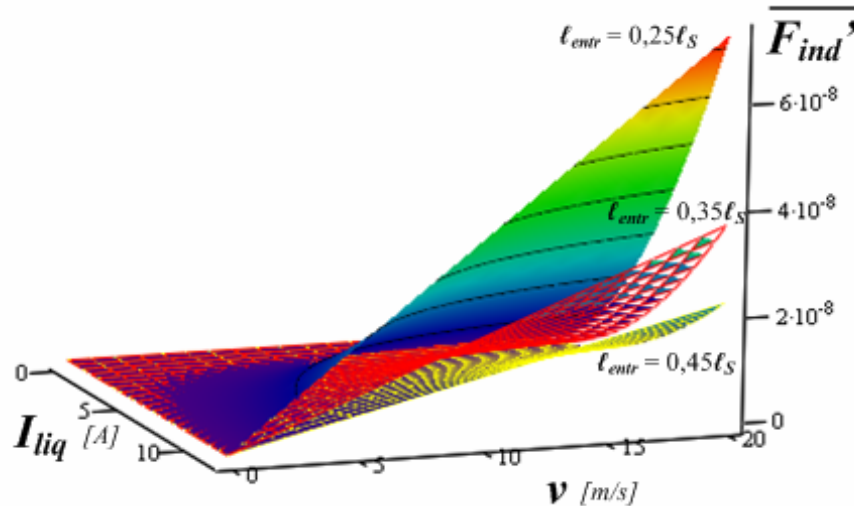


Figura 2.29 – Característica de variação da força atuante no êmbolo gerada pelas correntes induzidas conforme o aumento da distância de entreferro.

Em contrapartida, a baixa indução magnética, acarretando menores taxas de variação de fluxo nas extremidades dos núcleos, promoverá maior velocidade ao deslocamento do sistema, o que, por si só, interfere positivamente no crescimento da sua força de frenagem.

É necessário ainda, levar-se em conta a característica de saturação do meio empregado como trilho guia. No caso, ainda que o mesmo tenha limite de densidade de fluxo mais baixo, a densidade obtida no núcleo será o limitante do sistema, visto que o fluxo no interior do eletroímã, mesmo não sendo inteiramente confinado ao volume da superfície guia, estará passando através e ao largo da superfície condutora, produzindo indução de correntes parasitas no seu interior, na região sob as extremidades do núcleo.

Mesmo nesse caso, a variação da corrente injetada no enrolamento do eletroímã terá um limite acima do qual não afetará mais a indução magnética (dado que esta já atingiu a saturação do material do núcleo), e consequentemente, a força de frenagem.

Da expressão (2.52), tem-se que a força máxima que pode ser obtida será dada por (2.71).

$$F_{ind} = 2k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} v (\ell_s B_{\max})^2 \quad (2.71)$$

Ou ainda:

$$F_{ind} = 2k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{\max} \right)^2 \quad (2.72)$$

Sendo $B_{\max}$ a densidade de fluxo atingida na saturação do material do núcleo do eletroímã, valores de corrente líquida maiores que $I_{\max}$ não resultarão em acréscimos

significativos à magnitude da força de frenagem obtida, trazendo apenas elevação das perdas por efeito Joule e aquecimento indevido do sistema.

Embora a influência da velocidade de trânsito não seja igualmente limitada pela saturação do meio magnético, atingir o limite de corrente implica em uma limitação na capacidade de controle da velocidade do sistema. Caso essa limitação interfira na capacidade de controlar-se a velocidade do veículo dentro da faixa pretendida, seria necessário, possivelmente, lançar mão de um material diferente na confecção do núcleo do eletroímã, cuja densidade de fluxo de saturação seja mais alta.

2.5.3 Modelagem por circuitos equivalentes

O modelo eletromecânico apresentado pode ser completado pela adição dos modelos de circuito elétrico e magnético equivalentes. Por se tratar de um sistema eletromagnético, o arranjo eletroímã-superfície (Figura 2.30) pode ser equiparado ao circuito análogo magnético da Figura 2.31. Onde se distingue cada uma das relutâncias do percurso feito pelo fluxo, cada qual dependente da geometria do percurso em cada meio magnético ao longo do caminho do fluxo e da permeabilidade por ele proporcionada à difusão do fluxo concatenado.

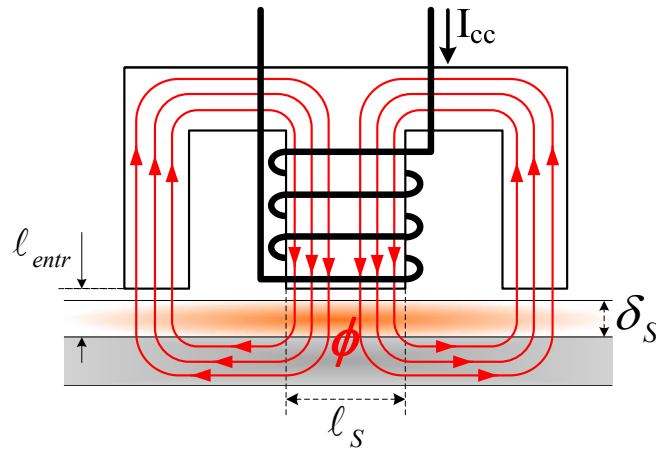


Figura 2.30 – Sistema eletroímã-superfície.

Uma análise rápida do circuito magnético da Figura 2.31 leva a uma redução simples das suas malhas, resultando no circuito equivalente simplificado da Figura 2.32, de onde se pode retirar a relação (2.73).

$$\mathfrak{R}_{ckt} = \mathfrak{R}_{nucleo} + \mathfrak{R}_{sup} + \mathfrak{R}_{entr} \quad (2.73)$$

O fluxo concatenado será, portanto, fruto da relação (2.74), análogo magnético da primeira lei de Ohm para circuitos elétricos.

$$\phi = \frac{\mathfrak{F}_{mm}}{\mathfrak{R}_{ckt}} \quad (2.74)$$

A relutância magnética de um meio, como mencionado em (2.27), é determinada pela expressão (2.75), análogo magnético à segunda lei de Ohm.

$$\mathfrak{R} = \frac{\ell}{\mu S} \quad (2.75)$$

Onde

μ : permeabilidade magnética do meio;

S : área da seção transversal atravessada pelo fluxo magnético.

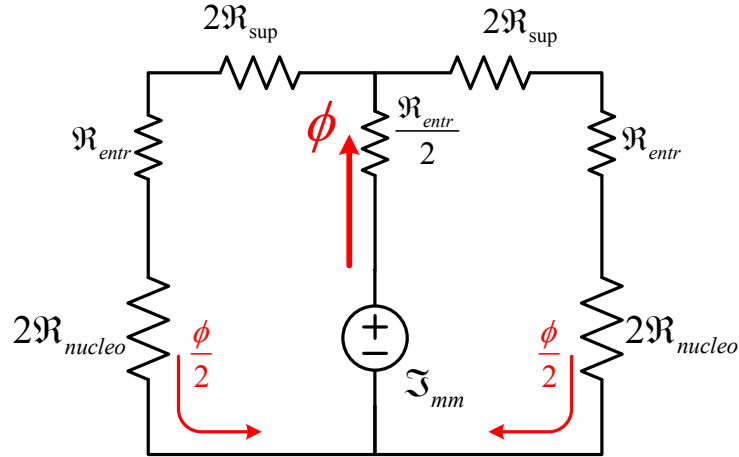


Figura 2.31 – Circuito análogo magnético do sistema eletroímã-superfície.

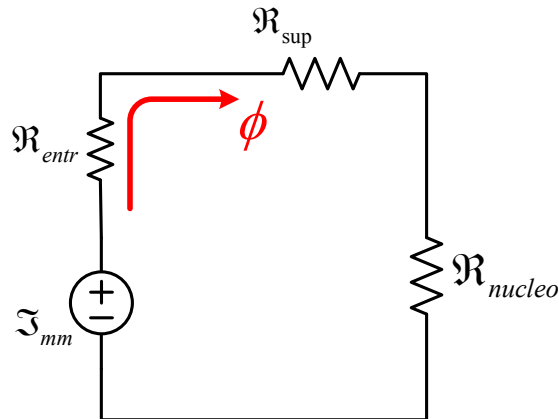


Figura 2.32 – Circuito magnético reduzido.

E a permeabilidade do meio é dada pelo produto do seu próprio coeficiente de permeabilidade (μ_r) pela constante de permeabilidade magnética no vácuo, apresentada em (2.28), tal que:

$$\mu = \mu_r \mu_o \quad (2.76)$$

Devido à alta permeabilidade obtida em meios ferromagnéticos, a relutância encontrada pela força magnetomotriz à passagem do fluxo é predominantemente determinada pela relutância do entreferro, muito maior do que as demais relutâncias do circuito magnético.

$$\begin{aligned} \mathfrak{R}_{entr} &\gg \mathfrak{R}_{nucleo} + \mathfrak{R}_{sup} \\ \mathfrak{R}_{ckt} &\approx \mathfrak{R}_{entr} \end{aligned} \quad (2.77)$$

Disso se conclui que a quase totalidade da energia armazenada no campo magnético, tal qual acontece em um divisor de tensão no caso da eletricidade, é encontrada no entreferro do material. É esse o motivo pelo qual a permeabilidade no vácuo foi empregada em toda a análise precedente.

Dito isto, verifica-se que, do ponto de vista elétrico, o arranjo eletroímã-superfície, quando em repouso (o circuito elétrico equivalente do modelo eletromecânico em movimento será discutido posteriormente), pode ser interpretado como um reator pertencente ao circuito da fonte que alimenta o sistema, visto que é exatamente disto que se trata. A fonte de alimentação irá ‘enxergar’ a interação do eletroímã com a superfície como a composição de um núcleo contendo um entreferro em seu circuito magnético. Para a fonte de alimentação, portanto, o sistema será ‘visto’ como um indutor cujo entreferro será dado pela distância entre a extremidade dos pólos do eletroímã e a superfície guia. Como apresentado na Figura 2.33.

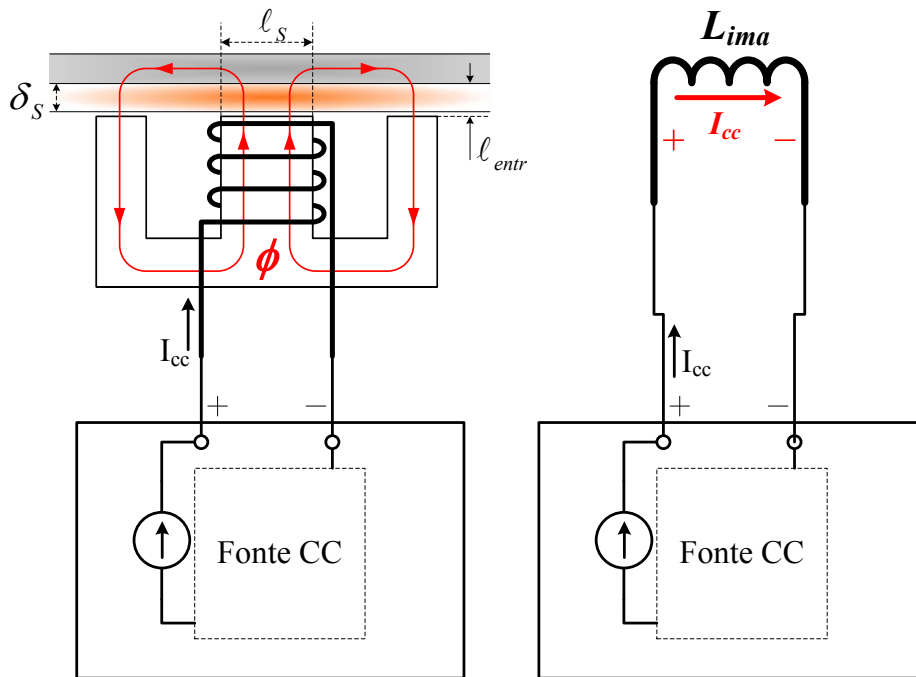


Figura 2.33 – Reator equivalente elétrico do sistema em repouso.

A indutância, como já discutido anteriormente, é uma grandeza que independe da ação da fonte sobre o sistema, sendo relacionada, através da relutância do circuito magnético, como visto em (2.26), com a geometria e a composição dos materiais empregados na montagem do reator. E dado que na composição da relutância do circuito magnético ocorre a predominância do efeito da permeabilidade muito mais baixa do entreferro, a indutância vista pela fonte CC será, portanto, conferida, com base em (2.26), pela igualdade (2.78). De onde resulta, pela substituição de (2.27), na expressão apresentada em (2.79).

$$L_{ima} = \frac{N^2}{\mathfrak{R}_{entr}} \quad (2.78)$$

$$L_{ima} = \mu_o \frac{A_e N^2}{\ell_{entr}} \quad (2.79)$$

Já observou-se, no entanto, que embora a indutância seja uma constante do acoplamento magnético entre circuitos (ou partes de um mesmo circuito, como no caso dos reatores) que reagem uns aos outros, isso não é verdade para a reatância indutiva, que varia conforme se modifica a velocidade de variação da tensão aplicada ao reator, produzindo uma impedância adicional, conforme visto em (2.12), para aplicações em corrente alternada.

É possível entender que a reatância guarde alguma relação, portanto, com a velocidade do sistema. Embora, mesmo não estando em repouso, sendo mantidos constantes o entreferro e a espessura da placa ferromagnética ao longo de toda a extensão do trilho-guia, a indutância seja invariável, a reatância não o será, sofrendo influência da velocidade da variação de fluxo ‘vista’ pela lâmina. O que traz à baila a discussão acerca do seu efeito sobre a energia drenada da fonte de alimentação e a corrente dela drenada para estabelecer o fluxo magnético.

Por inspeção às definições de indutância e reatância, percebe-se que, do ponto de vista da fonte de alimentação, dado que se trata de uma fonte de corrente contínua, a velocidade de trânsito do sistema não tem efeito sobre a corrente entregue à alimentação do eletroímã, enquanto for mantida a sua indutância inalterada. A fonte CC não ‘enxerga’ a reatância indutiva, variável com a velocidade, e, assim sendo, esta só terá efeito sobre a indução de correntes do outro lado do acoplamento magnético em questão, ou seja, a lâmina condutora, em maior grau, e o trilho-guia. Assim, visto da fonte de alimentação, pode-se reafirmar que o sistema eletroímã-superfície-trilho terá, de fato, o comportamento de um indutor.

Isto será novamente posto quando da adição do efeito pelicular (a partir da seção 2.6) ao comportamento do modelo. Do ponto de vista eletromecânico, a análise do sistema em movimento será retomada quando das considerações acerca da operação da estrutura do circuito de acionamento e gerenciamento da energia do sistema.

2.5.4 Considerações acerca do comportamento dinâmico do sistema

O modelo eletromecânico estático alcançado é trazido de volta nas suas formas vetorial e escalar, dadas, respectivamente, pelas expressões (2.80) e (2.81). A última pode ser simplificada, pelas considerações já realizadas, para a obtenção de um modelo normalizado pelos parâmetros elétricos e geométricos do sistema, tal como apresentado em (2.82).

$$\vec{F}_{ind} = -2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \vec{v} \quad (2.80)$$

$$F_{ind}(v, I_{liq}) = 2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} v \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \quad (2.81)$$

$$\overline{F}_{ind} = \frac{F_{ind}}{k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr}} = v \cdot I_{liq}^2 \quad (2.82)$$

A primeira conclusão a que se pode chegar por inspeção do modelo desenvolvido é o impacto nulo do sentido da corrente na conformação da força de frenagem resultante, visto que este parâmetro é dado por uma expressão quadrática na equação (2.82).

Essa observação é confirmada pelo traçado das curvas que representam o comportamento da força de frenagem sobre o sistema mediante variações de corrente para vários valores de módulo e sentido do vetor velocidade. Essas curvas são apresentadas na Figura 2.34.

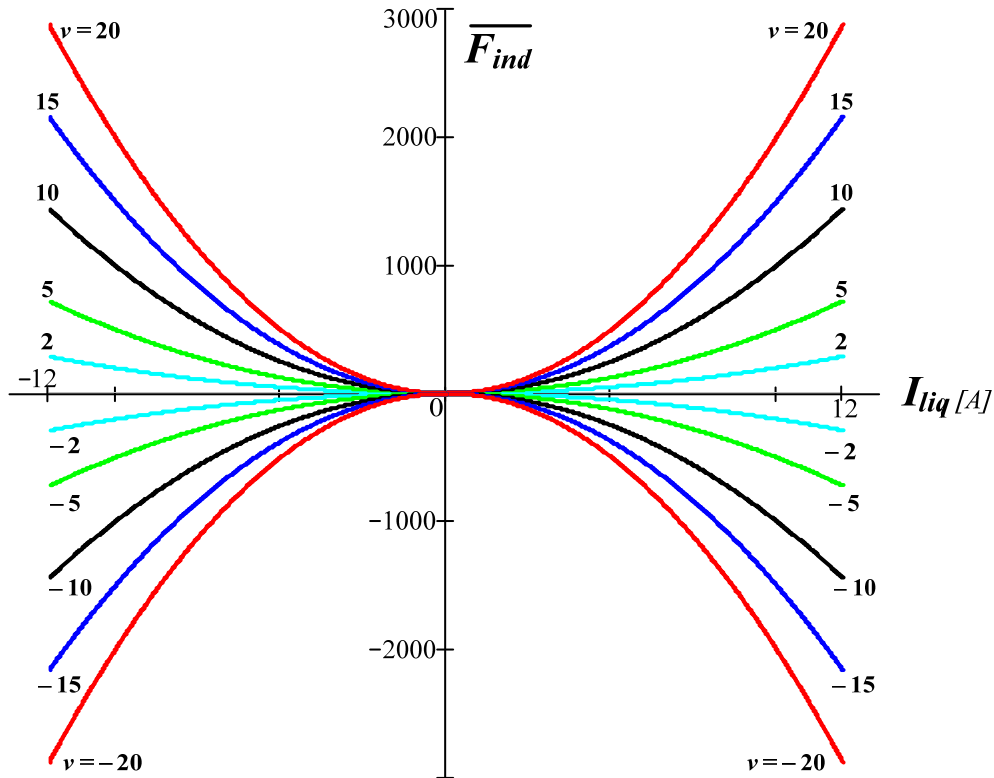


Figura 2.34 – Intensidade da força de frenagem parametrizada sobre o êmbolo mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades em ambos os sentidos.

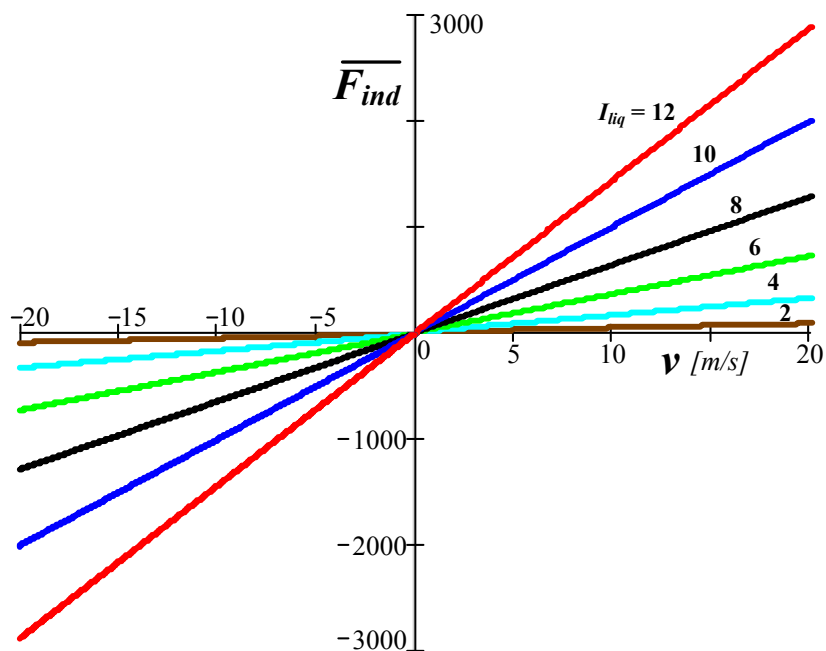


Figura 2.35 – Comportamento parametrizado da força atuante no êmbolo mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.

As curvas apresentadas no gráfico da Figura 2.35 demonstram o comportamento da força de frenagem quando a velocidade do sistema sofre variações mediante a aplicação de vários níveis de corrente líquida aos enrolamentos.

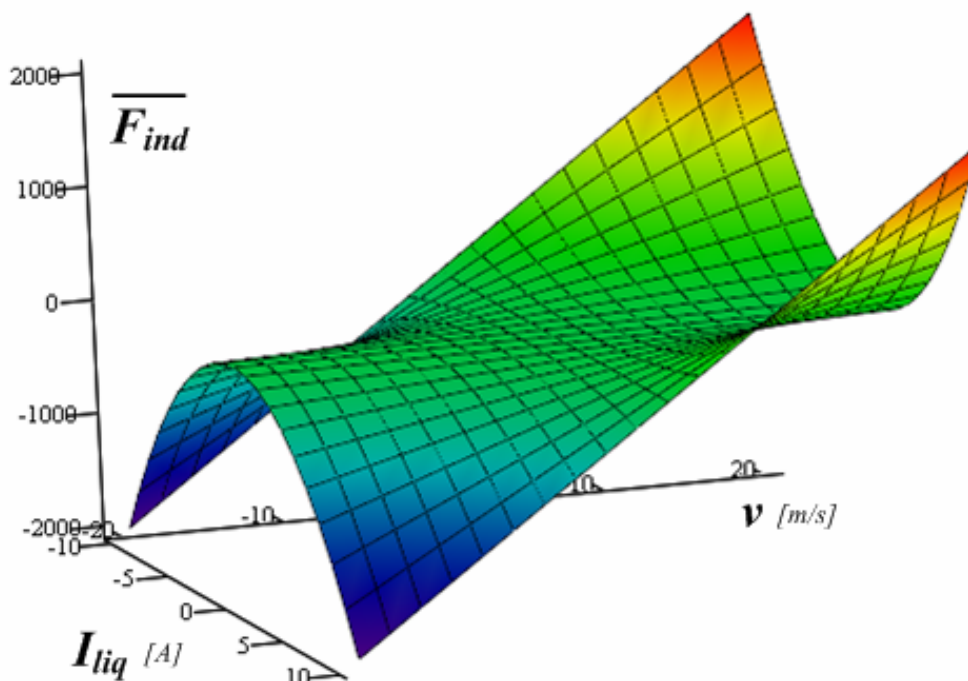


Figura 2.36 – Gráfico de superfície considerando a ação de ambas as variáveis sobre a força de frenagem parametrizada atuante no sistema.

Já a Figura 2.36 e a Figura 2.37, apresentam graficamente o comportamento da força de frenagem para variações em ambos os parâmetros do modelo normalizado. Estes são composições diretas dos gráficos apresentados na Figura 2.34 e na Figura 2.35, conformando ambas as variações paramétricas a um mesmo quadro.

Da análise do comportamento da força de frenagem mediante a ação das variáveis de interesse tem-se a confirmação da imutabilidade da ação da corrente mediante uma inversão no seu sentido de circulação. É dado, na Figura 2.34, que para determinado nível de corrente, seja qual for o sentido de sua circulação, não há mudança na ação da força de frenagem, seja em módulo ou em sentido. Isso se deve à natureza do efeito de indução das correntes parasitas, sempre no sentido de se opor à variação de fluxo que a induziu. O que, nesse caso, significa se opor ao deslocamento do campo magnético do eletroímã e, consequentemente, ao deslocamento do próprio eletroímã.

Isso é verificado na mesma Figura 2.34 e também na Figura 2.35, nas quais são ilustrados também os efeitos da variação da velocidade sobre a força de frenagem. Na primeira figura, é visto que a variação no sentido de aplicação da força só se dá em virtude da mudança no sentido da velocidade de deslocamento do veículo, e que, mesmo sob ação de correntes opostas, o sentido da força não muda para um mesmo sentido de velocidade. Na Figura 2.35, é exposto o efeito da variação da velocidade para vários valores fixos de corrente líquida no enrolamento do eletroímã. Este gráfico não apresenta valores negativos de corrente, pois as suas curvas se sobrepõem às curvas traçadas para os mesmos valores em sentido direto, reforçando a idéia de que apenas o módulo da corrente exerce influência sobre a magnitude da força de frenagem produzida.

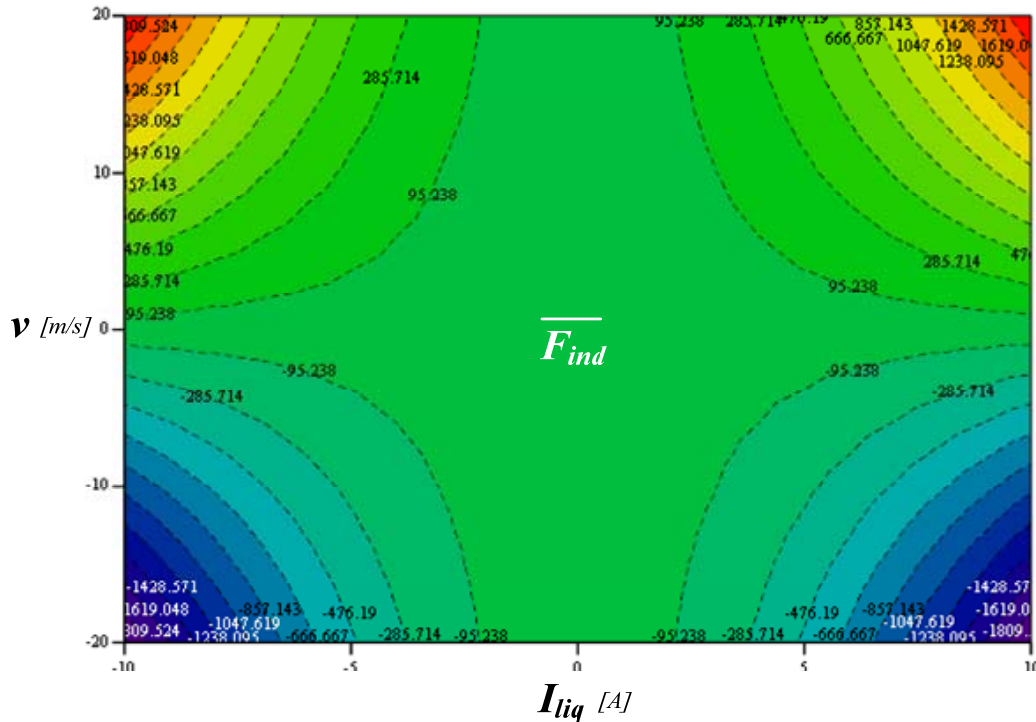


Figura 2.37 – Diagrama representativo das curvas de nível da força de frenagem parametrizada sob a ação de ambas as variáveis que definem o sistema.

Essa independência da força em relação ao sentido de circulação da corrente também é verificável nos gráficos da Figura 2.36 e da Figura 2.37, onde se podem confrontar os dados dos dois gráficos anteriores lançando mão de uma superfície apresentada em um desenho representativo em três dimensões e em um mapa de curvas de nível da força de frenagem mediante variações tanto da corrente líquida do eletroímã quanto da velocidade de trânsito do sistema.

2.6 Efeito pelicular e profundidade de penetração

Dando sequência à modelagem do sistema de frenagem magnética, será elaborado, daqui em diante, o refinamento do modelo obtido com a inclusão do efeito do fenômeno de decaimento da profundidade de penetração do campo magnético (com o aumento da velocidade de deslocamento do campo) sobre a indução de correntes parasitas no interior da lâmina condutora e suas consequências sobre a resposta empreendida pela força de frenagem quando da variação dessa velocidade.

2.6.1 O fenômeno do efeito pelicular

O **efeito pelicular** é um fenômeno bastante presente nas mais diversas aplicações de eletrotécnica, eletrônica e telecomunicações. Assim como as correntes parasitas, em geral ele surge como um problema com o qual se necessita lidar, contornando-o para elevar a eficiência e/ou reduzir custos nas aplicações de transmissão e tratamento de energia, dados, sinais etc. Entretanto, o fenômeno em si tem vasta aplicação no ramo de sensoriamento e avaliação não destrutiva de estruturas metálicas [Hansen 2004]. Alguns dos equipamentos que se valem do efeito pelicular para promover investigações e aferições

da integridade estrutural de superfícies metálicas são amplamente empregados entre as funcionalidades mais importantes dos PIG's instrumentados [Oliveira *et al.* 2002, Varghese 2014]. A necessidade de se averiguar a integridade das paredes internas de tubulações de transporte de petróleo e gás para prevenir vazamentos, dispêndio e/ou acúmulo de material, explosões e acidentes ao longo do percurso dos oleodutos e gasodutos torna o sensoriamento eletromagnético de superfícies uma das aplicações mais importantes, em nível de segurança, não apenas na área de petróleo, como também em qualquer setor industrial que se utilize de tubulações para transporte de matéria prima ou produtos de refino e até mesmo para monitorar a integridade de superfícies nas mais diversas estruturas, como tanques, reservatórios, coberturas, isolamento térmica, cascos de navios, estruturas de plataformas, eixos submetidos a torques elevados, peças de máquinas de elevação, transporte ou operatrizes de grande porte ou de pequenos dispositivos de alta precisão, elementos estruturais submersos ou empregados em suporte de carga mecânica ou da indústria da construção civil, como estruturas de pontes suspensas etc.

O *efeito pelicular* se faz largamente presente nas aplicações de eletrotécnica pela propriedade que possui a corrente alternada de circular preferencialmente na periferia da secção transversal dos condutores. Quanto maior a frequência da tensão empregada, maior será a densidade da corrente circulante nas proximidades da superfície do condutor e menor será a sua densidade próximo ao centro dele. A tal ponto que, em aplicações de transmissão de sinais em altas frequências, são usualmente empregados condutores tubulares, cuja área de material disponível para circulação de corrente não excede a ordem de 10% da área preenchida com material dielétrico em seu interior. Nesses casos, os condutores (cabos coaxiais) são constituídos de um fio condutor de secção reta extremamente reduzida com finas películas encobrindo um “miolo” isolante, servindo de “retorno” ao seu redor.

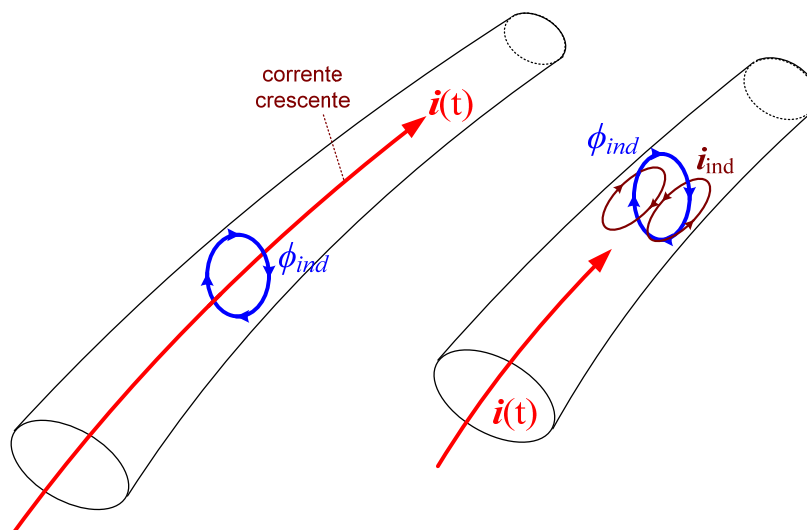


Figura 2.38 – Correntes parasitas induzidas no interior do condutor.

Essa propriedade da circulação da corrente alternada não se restringe apenas a aplicações de alta frequência. Mesmo na transmissão de energia a 60Hz o efeito pelicular se faz presente. E nos casos em que a corrente é mais elevada, a redução da área útil a sua circulação que causa um aumento da resistência do condutor, provocam uma sensível elevação das perdas ôhmicas na linha.

O fenômeno decorre diretamente da lei de Faraday-Lenz, reproduzida em (2.83), aplicada ao interior do condutor percorrido por uma corrente alternada. A variação de corrente produz um campo magnético igualmente variante no tempo ao redor do vetor

densidade de corrente no interior do condutor, e a presença deste fluxo variável induz um raio de campo elétrico também variável no cerne do material condutor, circundando o vetor densidade de corrente ali presente. Isso possibilita o surgimento de correntes circulantes ao largo do condutor que passam a convergir para o seu centro, superpondo-se as correntes ali presentes, reduzindo a sua densidade no centro do material e “empurrando-a” em direção às margens do condutor. Isto acarreta no surgimento de um “vácuo” de corrente no interior da secção transversal do fio, que passa a ser subutilizado devido a essa área de secção não percorrida pela corrente.

$$e_{ind}(t) = -\frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2.83)$$

Disso resulta a determinação de um raio máximo de circulação das correntes desde a superfície do condutor em direção a seu centro, tão mais curto quanto maior for a frequência da corrente alternada ali circulando, pois a corrente induzida que se opõe a passagem da corrente que transporta a energia através do condutor é proporcional, da lei de Ohm e da definição (2.6) aplicadas a expressão (2.83) (decomposta em (2.84) e (2.85)), à variação de fluxo que a induziu (sempre no sentido de se opor a esta) e, portanto, à frequência da corrente que gera tal fluxo. Sendo, conseqüentemente, tão maior a área de oposição à circulação de corrente na secção central do condutor, quanto maior for a frequência de variação do fluxo induzido que, por sua vez, é tão grande quanto maior for a frequência de variação do campo elétrico no interior do condutor e, portanto, a frequência da tensão aplicada aos seus terminais e da corrente ali circulante.

$$e_{ind}(t) = R \cdot i_{ind}(t) \quad (2.84)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = L \frac{di(t)}{dt} \quad (2.85)$$

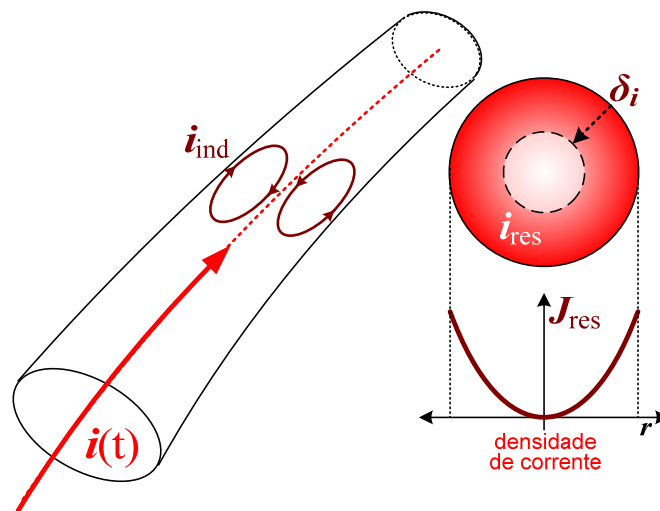


Figura 2.39 – Raio de penetração da corrente resultante e distribuição da sua densidade ao longo do diâmetro do condutor.

O fenômeno é, nesse caso, consequência direta da **auto-indutância** do condutor que, sendo percorrido por correntes variantes no tempo, tende a rejeitar essa variação tão mais fortemente quanto maior for a sua frequência, assemelhando-se a uma reatância indutiva inerente ao próprio condutor. Manifesta-se exclusivamente em aplicações de

corrente alternada e tem como consequência direta a elevação da sua impedância, perante a circulação de tais correntes, em relação à impedância oferecida à passagem de correntes contínuas, que, não estando sujeitas à ação do fluxo induzido e suas correntes parasitas, são capazes de ocupar toda a área do condutor, encontrando menor resistência a sua passagem e dissipando menos energia.

É para reduzir a perda de área útil com a elevação da frequência e, portanto, o aumento de resistência provocado por essa perda, que se empregam cabos formados por diversos condutores trançados de menor secção reta no transporte da energia elétrica em corrente alternada. Reduzindo assim o diâmetro de cada condutor a uma dimensão menor que o raio de penetração determinado para a sua frequência de utilização. O que torna a área útil de circulação igual à área total da secção condutora do conjunto trançado.

2.6.2 Difusão eletromagnética em meios metálicos

O efeito pelicular também se manifesta na propagação de campos e ondas eletromagnéticas através de materiais metálicos, nos quais a viabilidade de indução de correntes parasitas é alta em virtude da elevada condutividade elétrica encontrada no material.

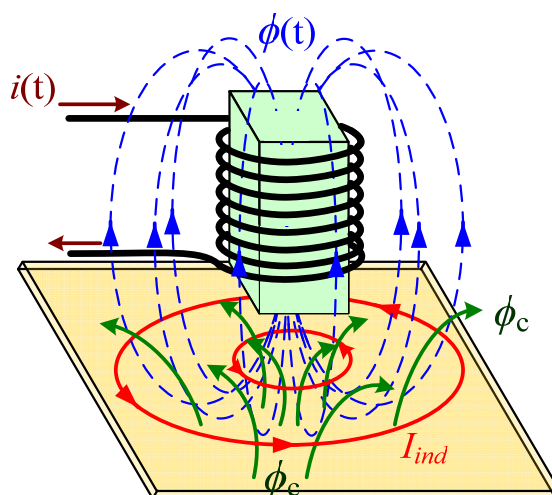


Figura 2.40 – Fluxo de reação produzido pelas correntes induzidas no material condutor fazendo oposição à variação do fluxo alternado que as induziu.

Um campo magnético variante no tempo, ou uma onda eletromagnética (que por definição também consiste em um campo variante que se propaga em uma ou diversas direções), quando se depara com um obstáculo formado por uma superfície de material metálico terá seu caminho dificultado através dele em virtude da indução de correntes parasitas provocadas pela alternância do próprio campo no interior da superfície condutora. Essas correntes surgirão no sentido de se opor à variação do campo ‘vista’ pela superfície condutora e, conseqüentemente, circularão no sentido de tentar impedir a sua propagação superfície adentro (Figura 2.40). No caso de campos variantes no tempo, mas estacionários no espaço (ou vice-versa), isso produz um decaimento da intensidade de fluxo no interior do material à medida que o campo se aprofunda no interior da superfície metálica (Figura 2.41). Sobretudo se a origem do campo for um único pólo magnético, variante no tempo ou em movimento em relação à superfície condutora. Caso haja um pólo contrário no lado oposto da superfície metálica, a profundidade de penetração tende a ser elevada pela

continuidade das linhas de fluxo magnético, que nunca são interrompidas [Griffiths 2011]. A proximidade de um único pólo de um único lado da superfície implica em um campo que se propaga no interior do material condutor tendo que retornar através dele para seguir o seu caminho em direção ao pólo contrário que se encontra atrás da mesma superfície por onde as linhas de fluxo penetraram o material, o que reduz a profundidade de penetração do fluxo no interior do material condutor. Assim como a elevação da frequência de variação do fluxo magnético no tempo, que ao variar mais rápido induzirá potenciais elétricos mais elevados e, conseqüentemente, densidades de corrente mais altas, que serão formadas no sentido de produzirem um contra-fluxo proporcionalmente mais intenso no sentido de se opor às variações de fluxo que às induziram.

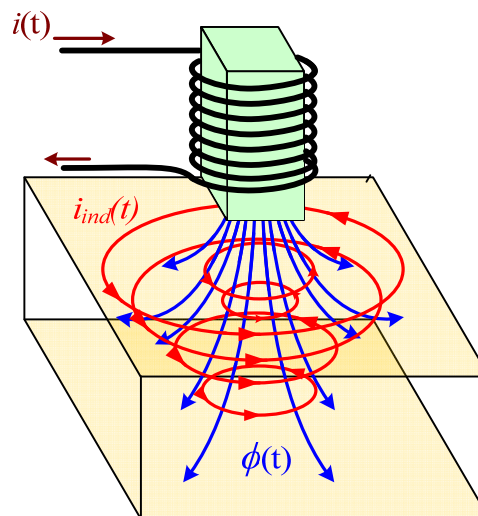


Figura 2.41 – Comportamento das correntes parasitas induzidas com a queda da penetração do campo em uma superfície condutora.

Esse mesmo fenômeno estará presente quando da penetração de campos magnéticos através de superfícies formadas por materiais ferromagnéticos, com o agravante de que a alta permeabilidade destes materiais torna ainda mais difícil a propagação do fluxo através dele. Claro que, em caso de uma lâmina metálica submetida a pólos dispostos sobre suas superfícies opostas, a densidade de fluxo em ambas as faces do material permitirá a passagem do fluxo através dele, que formará um caminho de baixa relutância entre os pólos, magnetizando-o e formando pólos em ambos os seus lados. Entretanto, caso a fonte de fluxo seja proveniente de uma única face do material magnético, sua elevada permeabilidade funcionará oferecendo um caminho mais curto para as linhas de fluxo que deixam o pólo magnético, fazendo-as retornar ao pólo oposto de sua origem sem praticamente penetrar o interior do material, ficando confinadas apenas à área mais superficial da parede metálica. Em contrapartida, a densidade de fluxo que penetra a superfície de um material ferromagnético é maior, devido a sua baixa relutância, permitindo a formação de um circuito magnético com maior quantidade de linhas de fluxo, que não necessariamente precisa ser alternado para ter a sua penetração reduzida, uma vez que, mesmo fluxos magnéticos de intensidade constante serão ‘deformados’ pela baixa relutância no interior do material ferromagnético (Figura 2.42).

Essa diferença de características magnéticas entre materiais ferromagnéticos e materiais condutores de baixa permeabilidade torna o material ferromagnético mais eficiente na blindagem contra campos magnetostáticos ou ondas eletromagnéticas de baixa frequência (até 100kHz), enquanto o material condutor adquire maior eficácia na

blindagem contra sinais providos de interferências eletromagnéticas (EMI) de mais alta frequência [Sarkis, 2000]. Ao mesmo tempo, ele se torna mais propício ao emprego em sistemas de frenagem, devido a maior facilidade de penetração do fluxo através de sua superfície em baixa frequência, e da maior intensidade das correntes parasitas que podem ser induzidas em seu interior, tanto por causa da sua baixa resistividade como também devido a sua baixa permeabilidade, que, nesse tipo de aplicação, permitindo uma maior penetração do campo, submetido a uma maior relutância, apresenta menor decaimento da distribuição da densidade de corrente ao longo da profundidade do meio.

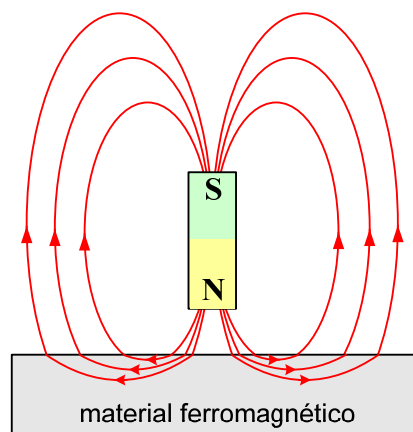


Figura 2.42 – Deformação do campo ao adentrar uma superfície de alta permeabilidade, causando uma redução acentuada na penetração do fluxo no material.

A Figura 2.40 ilustra o efeito do fluxo de reação a fluxos magnéticos variáveis que penetram em materiais condutores e a Figura 2.41 mostra o decaimento das correntes induzidas no seu interior. Já a Figura 2.42 apresenta como o mesmo fenômeno é observado no interior de um material de alta permeabilidade e a razão pela qual as correntes têm dificuldade de se formar devido as deformações no caminho do fluxo que penetra a superfície.

2.6.3 Decaimento da corrente induzida

Como pode ser visto na Figura 2.41, as correntes induzidas no interior do material condutor formam círculos concêntricos de raios que vão sendo reduzidos à medida que o campo penetra no material. Isso decorre do decaimento da intensidade de fluxo com a profundidade que ele atinge no interior do material. Esse fenômeno é descrito [Dietrich 2000] pela **equação de difusão**, dada por (2.86) (cujos parâmetros serão definidos na sequência). Segundo a qual é possível medir a densidade de corrente induzida a cada unidade de comprimento desde a superfície do material condutor, a qual é proporcional à intensidade de fluxo à medida que o mesmo penetra no material e que se torna, pela *lei de Faraday*, tão menor quanto maior for a frequência de variação do fluxo no interior do material, induzindo maiores intensidades das correntes que irão se opor a sua variação.

$$J_{\text{ind}}(z, x, t) = J_m e^{-\alpha z} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x - \alpha z\right) \quad (2.86)$$

Onde

J_m : valor máximo de densidade de corrente induzido na região da superfície condutora.

A equação da difusão mostra que o decaimento do campo é exponencial em relação à profundidade atingida desde a superfície do material, mas tipicamente considera-se que, a certa profundidade, o campo já é de intensidade tão insignificante em relação a sua intensidade original que pode ser considerado desprezível para efeito de indução de correntes àquela altura (Figura 2.43).

Ela desconsidera a componente de densidade de corrente na direção transversal ao movimento ($\hat{y}$), visto que esta é a exata direção de circulação das correntes induzidas por ele, e que, por isso, não sofre atenuação em relação ao seu deslocamento neste sentido.

A uma profundidade ∂_P no valor de uma constante de decaimento (ou seja, de 1τ), pela expressão (2.87), o campo, e as correntes por ele induzidas, já atinge uma redução de 63% do seu valor inicial, tal como ilustrado pela Figura 2.43, sendo considerado que a corrente torna-se desprezível após 3τ de profundidade [Dietrich 2000, IAEA 2011].

$$|J_{ind}z| = J_m e^{-\alpha z} \therefore \alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu_r\mu_o}{2\rho_s}} \quad (2.87)$$

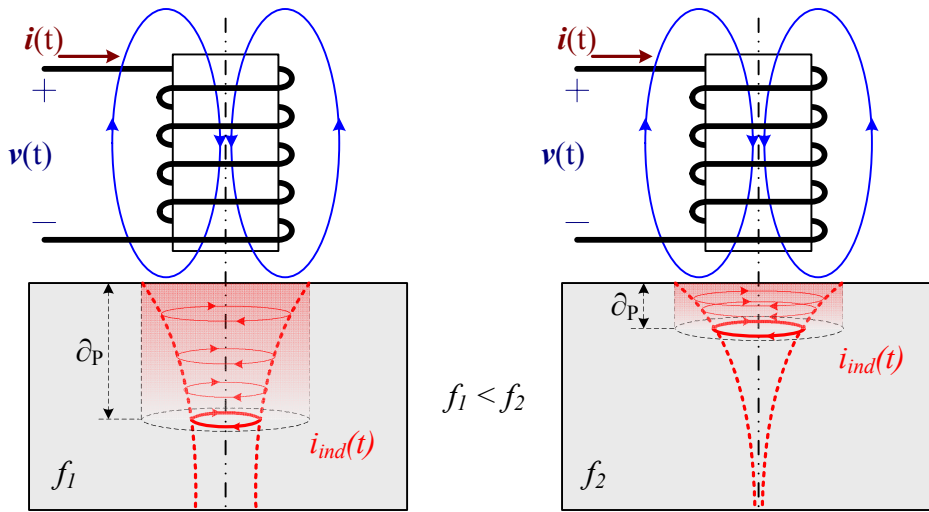


Figura 2.43 – Variação no decaimento da profundidade de penetração com a elevação da frequência e redução da profundidade média para frequências mais elevadas.

Considera-se, portanto, ∂_P como sendo o percurso total de penetração de toda a corrente induzida pelo campo no interior da superfície condutora. Na verdade, trata-se de uma aproximação que considera que, uma vez que fosse mantido o raio de circulação das correntes induzidas e, portanto, a intensidade do campo que se difunde, essa seria a sua profundidade de penetração total livre de atenuação. Ou seja, sendo mantida a intensidade do campo e o raio de circulação das correntes induzidas ali, esta seria a distância média que comportaria toda a corrente induzida desde a superfície do campo até a profundidade em que ela se extingue no interior do material. Essa aproximação é ilustrada pela Figura 2.43 e a profundidade média de penetração das correntes induzidas pode ser calculada pela expressão (2.88) [Dietrich 2000].

$$\partial_P = \tau = \sqrt{\frac{2\rho_s}{\omega\mu_r\mu_o}} \quad (2.88)$$

Tipicamente, é este o valor de profundidade de penetração das correntes induzidas usado em estudos práticos de sensoriamento de superfícies metálicas [IAEA 2011].

É relevante notar que a profundidade de penetração sofre redução drástica provocada tanto pelo aumento da condutividade do material, o que permite maiores níveis de densidades das correntes induzidas que farão oposição às variações do fluxo que as gerou, como também da permeabilidade magnética do meio de difusão, o que permite que o fluxo que penetra o material possa encontrar um caminho facilitado, e mais curto, para retornar a sua origem, reduzindo a sua capacidade de penetração no meio.

2.6.4 Efeito pelicular e frenagem magnética

O efeito de atenuação da intensidade do campo com a profundidade de sua penetração no material condutor terá conseqüências significantes na intensidade da força de frenagem obtida pela indução das correntes na lâmina condutora. Essas conseqüências são averiguadas tanto na experimentação laboratorial quanto nas análises por simulações computacionais.

O efeito pelicular de redução das correntes induzidas e, conseqüentemente, da força de frenagem obtida, produzido pelo aumento da velocidade de trânsito do veículo de frenagem sobre a lâmina condutora precisa, portanto, ser inserido na análise matemática para obtenção de um refinamento do modelo analítico que o torne mais próximo do comportamento real do sistema do que está o modelo anteriormente obtido.

2.7 Modelagem do efeito pelicular

A análise que conduz ao novo modelo do sistema em estudo parte da equação da difusão dos campos magnéticos apresentada por Davies [1963, 1966, 1975] e analisada em trabalhos subseqüentes [Dietrich 2000]. O efeito da elevação da freqüência de variação do campo sobre a densidade das correntes induzidas é descrito por esta equação, dada por (2.86), e o decaimento das correntes induzidas no interior do material pode ser descrito pela integral da equação de difusão, como dado em (2.90), que trará a expressão da intensidade das correntes concêntricas induzidas no material metálico com o aumento da profundidade de penetração e da freqüência de variação do campo indutor.

$$i_{ind}(t) = \int_0^{\delta_s} \int_{-0.4\ell_s}^{0.4\ell_s} J_{ind}(z, x, t) \cdot dx dz \quad (2.89)$$

$$i_{ind}(t) = \int_0^{\delta_s} \int_{-0.4\ell_s}^{0.4\ell_s} J_m e^{-\alpha z} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x - \alpha z\right) \cdot dx dz \quad (2.90)$$

Os limites de integração definidos em (2.89) levam em consideração a geometria do núcleo usado na simulação computacional empregando MEF, que foi escolhida para ser equivalente à geometria padrão comercialmente disponível para núcleos de ferrite. A adoção dos limites de integração direcionados para a geometria simulada permitirá uma comparação mais apropriada entre o comportamento do modelo desenvolvido analiticamente e do sistema integrado no arquivo de simulação preparado para tal estudo.

No caso em questão, em que o sistema se desloca linearmente sobre uma superfície laminar e inexistente um comportamento periódico por parte da variação do campo, a expressão (2.88) precisa ser adaptada para descrever a situação problema sob o aspecto da “visão” que a lamina condutora tem da variação do campo que se desloca sobre ela.

Nesse sentido, considera-se que o campo que induz as correntes parasitas será visto pela lâmina condutora como uma onda “estática” que se propaga no sentido de deslocamento do veículo de frenagem, tal como ilustrado pela Figura 2.44 e pela Figura 2.45. Essa consideração permite confrontar uma relação direta entre a velocidade de tráfego do sistema e a frequência de variação do campo vista desde a superfície condutora.

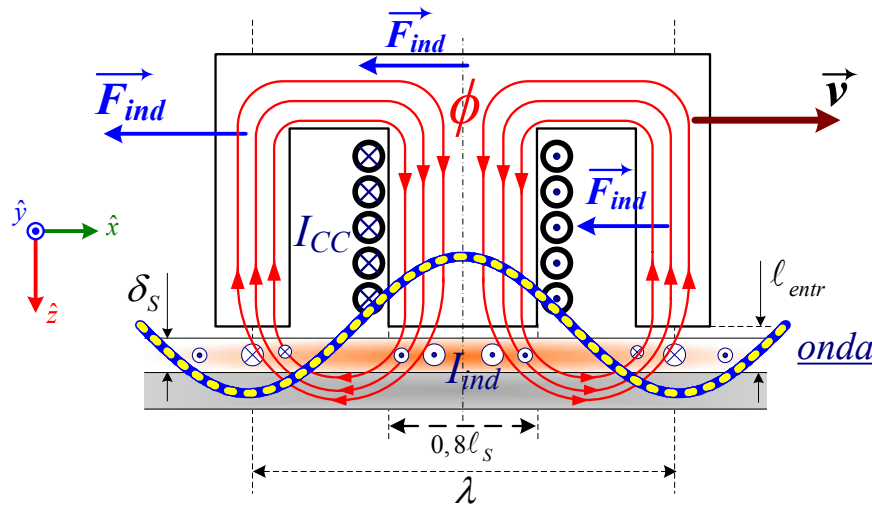


Figura 2.44 – Perfil da onda “estática” vista pela lâmina com o deslocamento do eletroímã.

A Figura 2.44 mostra como a lâmina condutora ‘vê’ o fluxo que atravessa a sua superfície, de modo que a intensidade do fluxo sob o pólo central do eletroímã tem maior intensidade, e sentido contrário, em relação ao fluxo que a penetra sob as sapatas alocadas às suas extremidades. Visto que entre as sapatas a intensidade de fluxo que atravessa a superfície vai diminuindo com a distância em relação aos pólos, pode-se considerar que a lâmina enxerga a distribuição do fluxo que a atravessa em direção ao trilho-guia em sua face posterior com variação senoidal, de modo que, como a densidade de fluxo é a mesma por todo o núcleo do eletroímã, o fluxo total em cada uma das suas pernas externas, cuja área de secção é metade da área da secção do pólo central, é também a metade do fluxo na perna central, o que faz com que a ‘onda estacionária’ também tenha amplitude reduzida à metade do centro em direção aos pólos simétricos do eletroímã. Como esta onda desliza sobre a superfície condutora na velocidade do eletroímã e não se propaga para além dos seus limites de comprimento, pode-se considerar que o decaimento da intensidade de fluxo em ambos os lados compensa-se mutuamente, resultando na propagação de um único ciclo inteiro de onda de comprimento igual à medida longitudinal do eletroímã na direção do seu deslocamento.

Com isso, é possível determinar o comprimento da onda sinusoidal que se propaga na direção do deslocamento do sistema a partir das dimensões do eletroímã e suas sapatas polares, de modo que se obtenha uma relação entre a frequência angular da onda vista pela superfície condutora e a velocidade de deslocamento do sistema, a qual será dada pela expressão (2.91) [Shigui Zhou *et al.* 2012].

$$\omega = 2\pi f \quad \therefore \quad f = \frac{v}{\lambda} \quad (2.91)$$

Onde

λ : comprimento da onda vista pela superfície, relacionado ao passo polar do próprio eletroímã.

Assim, a expressão para o cálculo da profundidade de penetração em função da velocidade passa a ser descrita como em (2.92).

$$\partial_p = \sqrt{\frac{2\rho_s}{\omega\mu_r\mu_o}} = \sqrt{\frac{\rho_s}{\pi f\mu_r\mu_o}} = \sqrt{\frac{\lambda\rho_s}{\pi v\mu_r\mu_o}} \quad (2.92)$$

Definem-se, então, as constantes α e γ como sendo dadas por (2.93) e (2.94).

$$\alpha = \frac{1}{\partial_p} = \sqrt{\frac{\pi v\mu_r\mu_o}{\lambda\rho_s}} = \gamma\sqrt{v} \quad (2.93)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi\mu_r\mu_o}{\lambda\rho_s}} \quad (2.94)$$

A Figura 2.45 mostra a propagação da ‘onda virtual’ que desliza sobre a lâmina condutora apresentando como o fluxo que a penetra atinge valor máximo imediatamente sobre as sapatas polares, tendo sentidos inversos entre a perna central e os pólos das extremidades do núcleo e distribuindo-se sobre sua dimensão longitudinal tal como uma onda sinusoidal de mesmo comprimento. O deslizar desse fluxo sobre a superfície leva-a a ‘enxergar’ a sua variação no tempo em cada ponto de comprimento longitudinal, o que induz uma força eletromotriz, segundo (2.83), distribuída sobre a zona de cada sapata polar sob a mesma. Tais forças eletromotrizes induzidas, tendo polaridades igualmente opostas do pólo central em relação às extremidades do núcleo, comportam-se também como uma “onda de potencial” deslizante, similar a um campo elétrico que se propaga no mesmo sentido do deslocamento do fluxo (ou campo magnético), produzindo a circulação das corrente parasitas no interior da lâmina pela diferença entre os potenciais induzidos à margem de cada lado do núcleo.

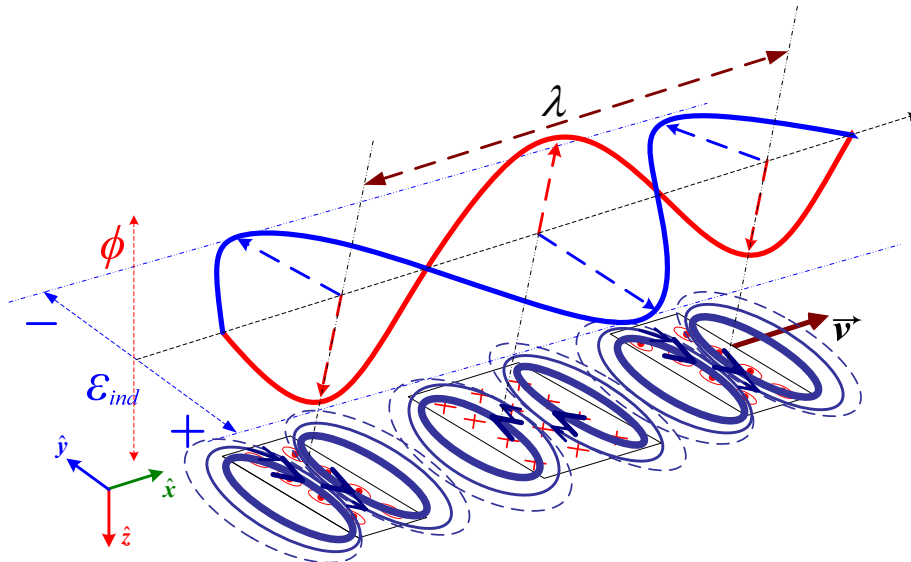


Figura 2.45 – Onda eletromagnética ‘estacionária’ vista pela superfície condutora devido ao deslocamento do campo do eletroímã sobre ela.

É da interação entre estas correntes derivadas da força eletromotriz induzida e o fluxo ali presente, responsável pela sua indução, que provém a força magnética que atuará no sentido de amortecer o deslocamento do eletroímã, opondo-se a causa que a gerou.

É preciso, então, determinar a densidade de fluxo e a magnitude de corrente para que se possa determinar a intensidade da força resultante dessa relação, derivada da expressão da *Lei da força de Lorentz* apresentada em (2.5).

Levando em consideração o efeito pelicular, a intensidade da força de frenagem irá variar não mais linearmente com o aumento da velocidade de deslocamento do sistema, mas recebendo influência também da redução da penetração da corrente, que é atenuada com o aumento dessa mesma velocidade.

2.7.1 Comportamento físico do protótipo

Para determinar o comportamento da magnitude da força de frenagem segundo a variação dos parâmetros que definem a dinâmica do sistema, como a velocidade de trânsito do veículo e a corrente injetada na bobina do eletroímã, é preciso conhecer-se a relação destes parâmetros com os fatores que definem a intensidade dessa força e a definição deles em termos das características geométricas e dinâmicas do sistema em funcionamento.

Analisando-se a geometria do núcleo magnético do eletroímã empregado, tem-se a possibilidade de determinar o comprimento da onda eletromagnética ‘vista’ pela lâmina condutora mediante o deslocamento do eletroímã sobre a sua superfície, tal como é demonstrado na Figura 2.44. Adotando as medidas de cada trecho do comprimento longitudinal do núcleo, reproduzidas em (2.95), calcula-se o comprimento de onda que definirá a frequência do campo indutor de correntes parasitas visto pela superfície condutora em função da velocidade do sistema sendo dado por (2.96) e aproximado por (2.97).

$$\ell_x = 0,8\ell_y = 0,8\ell_s \quad \therefore \quad \ell_w = 0,6\ell_s \quad (2.95)$$

$$\lambda = 0,8\ell_s + 0,4\ell_s + 2\ell_w = 2,4\ell_s \quad (2.96)$$

$$\ell_s \approx 0,4\lambda \quad (2.97)$$

Tal que ℓ_s é o comprimento do trecho de imersão das correntes parasitas no interior da área de ação do campo produzido pelo pólo do eletroímã, segundo já tratado e apresentado na Figura 2.17.

2.7.2 Efeito pelicular sobre as correntes parasitas

Também por inspeção da Figura 2.17, é possível determinar a intensidade do campo elétrico produzido entre os potenciais elétricos induzidos pelo deslocamento do eletroímã a partir da força eletromotriz produzida entre eles, pela expressão (2.98) da lei de Faraday, rearranjada em função do movimento do protótipo, sendo dada por (2.99).

$$|e(t)| = \frac{d\phi(t)}{dt} = B \frac{dA_e(t)}{dt} = B\ell_s \frac{dx(t)}{dt} = B\ell_s v \quad (2.98)$$

$$|\vec{E}| = \frac{e(t)}{\ell_s} \quad (2.99)$$

A densidade da corrente induzida sobre o pólo do eletroímã, pode ser obtida pela substituição de (2.98) e (2.99) na forma vetorial da Lei de Ohm, como em (2.100).

$$J = \frac{E}{\rho_s} = \frac{e(t)}{\rho_s \ell_s} = \frac{B \cancel{\ell_s} v}{\rho_s \cancel{\ell_s}} = \frac{B}{\rho_s} v \quad (2.100)$$

A expressão (2.100) conduz ao valor máximo de densidade de corrente $\mathbf{J}_m$, que se fará presente exatamente sob a área polar do eletroímã na superfície anterior da lâmina condutora. A densidade será reduzida nas regiões que se afastam da superfície polar, tanto no sentido longitudinal do comprimento da lâmina ($\hat{x}$), quanto no sentido da sua profundidade ($\hat{z}$), em virtude do efeito pelicular, tal como é expresso em (2.86), que tendo o valor máximo de densidade de corrente substituído pelo resultado de (2.100), passa a ter a forma vista em (2.101).

$$J_{ind}(z, x, t) = \frac{Bv}{\rho_s} e^{-\alpha z} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x - \alpha z\right) \quad (2.101)$$

A densidade do fluxo que atravessa a lâmina condutora, induzindo o surgimento das correntes parasitas, é função do campo magnético produzido no enrolamento do eletroímã e da relutância encontrada pela força magnetomotriz no caminho de circulação desse fluxo. Essa relutância, como já visto, é praticamente igual a relutância do entreferro que o fluxo tem de atravessar para fechar o circuito magnético no qual circulará. De modo que a expressão da densidade de fluxo é, tal como definida anteriormente, dada por (2.102). Onde ℓ_{entr} , mais uma vez, representa a distância entre os pólos do eletroímã em movimento e a superfície da barra ferromagnética empregada como trilho-guia do protótipo, que guarda a função de também “guiar” as linhas de fluxo através da lâmina condutora ao oferecer um caminho de baixa relutância por trás da superfície da lâmina oposta à posição dos pólos. Sendo assim, o comprimento ℓ_{entr} engloba também a espessura δ_s da própria lâmina condutora na qual circularão as correntes parasitas.

$$B = \frac{\phi}{A_e} = \mu_o \frac{NI_{CC}}{\ell_{entr}} = \mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \quad (2.102)$$

Assim, substituindo (2.102) em (2.101), a expressão da densidade de corrente induzida será dada por (2.103).

$$J_{ind}(z, x, t) = \mu_o \frac{I_{liq}}{\rho_s \ell_{entr}} v \cdot e^{-\alpha z} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x - \alpha z\right) \quad (2.103)$$

A expressão que descreve o comportamento da corrente induzida sob a sapata polar é, então, o resultado da integral (2.89), que, de acordo com as substituições realizadas para se chegar à densidade de corrente (2.103), será dada pela integral desta, cuja solução é dada por (2.104) que resulta na expressão da corrente induzida pelo deslocamento do fluxo magnético do eletroímã sobre a lâmina condutora.

$$i_{ind}(t) = \frac{\sqrt{2}k_y}{2} \mu_o \frac{I_{liq}}{\rho_s \ell_{entr}} \frac{\lambda}{\gamma} \sqrt{v} \cdot \left(1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}\right) \text{sen}\left(-\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.104)$$

Define-se k_y como uma constante que advém da separação dos termos constantes encontrados ao longo do equacionamento da integral interna e da substituição do valor de λ por aquele dado em (2.97). k_y é dada por (2.105), e ainda fará parte de um fator que acumulará mais valores constantes encontrados ao longo do equacionamento.

$$k_y = \frac{\mathcal{Z}}{\mathcal{Z}\pi} \text{sen} \left(\frac{0,8\pi \ell_s}{2,4 \ell_s} \right) = \frac{\text{sen}(\pi/3)}{\pi} \quad (2.105)$$

2.7.3 Força de frenagem atuante sobre o sistema

De posse da expressão da corrente induzida na lâmina condutora, pode-se inseri-la na expressão da força de frenagem (2.5), que tendo seus termos substituídos pelos valores correspondentes em relação à geometria do sistema, adquire a forma dada em (2.106). Mais uma vez, considerando que o fluxo magnético penetra na superfície condutora em direção ortogonal ao sentido de circulação das correntes parasitas induzidas no material, o termo senoidal presente na expressão (2.106) se igualará a unidade.

$$F_{sup} = Bi_{ind} \ell_s \text{sen} \theta_{BI} \quad (2.106)$$

Essa suposição já fora feita anteriormente, quando da elaboração do primeiro modelo, porém, para quantificar o modelo de forma mais precisa é necessário supor que a penetração das linhas de fluxo no material condutor e a geração das correntes induzidas por este não seguem exatamente uma forma ortogonal entre si, visto que há o desvio das linhas de fluxo que se direcionam aos pólos das extremidades do núcleo do eletroímã e há também a distorção nesse fluxo, tanto devido ao deslocamento do veículo em relação à lâmina e ao próprio trilho-guia que também atrai o fluxo até si, como também ao seu espreadimento no interior do entreferro.

Nesse momento, entretanto, será mais conveniente considerar como verdadeira a suposição de ortogonalidade entre fluxo e corrente, levando a constante a assumir valor unitário. Guardando as constantes k_d , relacionada à dispersão e ao espreadimento do fluxo no entreferro, e k_f , definida por (2.107) e relacionada à composição da inclinação entre cada linha de fluxo e as correntes induzidas no interior da lâmina, como constantes empíricas a serem inseridas no modelo durante a etapa de sua validação. Dado que são parâmetros não mensuráveis, relacionados à não-linearidade e à não-idealidade do sistema e que não poderiam ser aferidos de outra forma que não empiricamente.

Essa constante é válida também para a quantificação dos mesmos fenômenos no modelo (2.81), deduzido anteriormente.

$$k_f = k_d \text{sen} \theta_{BI} \quad (2.107)$$

Pela substituição das expressões obtidas para a densidade de fluxo magnético (2.102) e das correntes induzidas no material condutor (2.104) na equação (2.106), da força induzida pela ação de variação do campo, e substituindo os fatores que definem a profundidade de penetração e o comprimento da onda deslizante, expressos por (2.93) e (2.97), tem-se que a intensidade da força de frenagem será dada por (2.108).

$$F_{sup} = \frac{\sqrt{2}k_y}{2 \cdot 0,4} \sqrt{\frac{\ell_s \rho_s}{0,4\pi\mu_r\mu_o v}} \left(\mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \right)^2 \frac{\ell_s^2}{\rho_s} v \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \sin\left(-\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v} - \frac{\pi}{4}\right) \cancel{\sin\theta_{Bl}^1} \quad (2.108)$$

Rearranjando os termos da expressão (2.108), tem-se a força de frenagem produzida pelo pólo da perna central do núcleo magnético do eletroímã, segundo (2.109).

$$F_{sup} = \frac{\sqrt{2}k_y}{2 \cdot 0,4\sqrt{0,4\pi}} \sqrt{\frac{\mu_o^3}{\mu_r} \frac{\ell_s}{\rho_s}} \left(\frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \sin\left(-\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.109)$$

Define-se, mais uma vez, uma constante que possa agrupar e simplificar todos os termos constantes que surgem do equacionamento. E substituindo o valor de k_y definido por (2.105), a constante k_r será, então, dada por (2.110).

$$k_r = \frac{\sqrt{2}k_y}{2 \cdot 0,4\sqrt{0,4\pi}} \cdot k_f = 0,4347k_f \quad (2.110)$$

Inclui-se a constante empírica que emula os efeitos da dispersão do campo no entreferro para que possa ser empregada *a posteriori*, resguardando, no entanto, que, para a modelagem até então desenvolvida, k_f ainda mantém o seu valor unitário.

A expressão da força de frenagem produzida pelo eletroímã pode ser, afinal, definida por (2.111), já acrescida do termo ' n_p ', que carrega a informação do número de pares de pólos da geometria do núcleo empregado. No caso em análise: dois.

$$F_{ind} = k_r n_p \sqrt{\frac{\mu_o^3}{\mu_r} \frac{\ell_s}{\rho_s}} \left(\frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \sin\left(-\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v} - \frac{\pi}{4}\right) \quad (2.111)$$

Na expressão (2.111), assim como em (2.108) e (2.109), a presença do termo μ_r deriva de sua importância na definição da constante γ , usada para determinar a profundidade de penetração. A permeabilidade relativa do cobre, ou de outros materiais condutores como o alumínio, usualmente tida como unitária, exige a presença desse termo para que possa ser corrigida empiricamente, emulando o efeito do acréscimo de permeabilidade proporcionado pela presença do trilho-guia de material ferromagnético posicionado no lado oposto aos pólos da lâmina condutora em relação ao eletroímã. Isso se justifica pelo efeito de atração das linhas de fluxo que o trilho-guia exercerá sobre o campo do eletroímã devido a sua baixa relutância, que oferece um caminho para a circulação do fluxo dali advindo, elevando artificialmente, e sensivelmente, a profundidade de penetração através da lâmina condutora. Esse efeito, devido à relutância no material ferromagnético ter sido desprezada em face da alta relutância do entreferro, seria omitido do modelo. Dessa forma, ele será levado em conta pela adoção de um valor obtido empiricamente para a permeabilidade relativa da própria lâmina, que passa a ter uma maior penetração de linhas de fluxo, como se tivesse a sua permeabilidade elevada.

O termo γ , da forma como expresso em (2.93) e (2.94), se faz evidente nas componentes exponencial e sinusoidal do modelo, interferindo diretamente no decaimento da força de frenagem com a elevação de velocidade de trânsito do protótipo.

Para dar uma forma mais elegante ao modelo obtido em (2.111), será feita uma redução de termos para aglomerar aqueles que são diretamente determinados pela geometria e constituição material do sistema, sendo definida, para tanto, a constante k_{geo} , dada por (2.112), que conduz à nova apresentação do modelo como dado em (2.113).

$$k_{geo} = n_p \left(\frac{\ell_s}{\ell_{entr}} \right)^2 \sqrt{\frac{\ell_s}{\rho_s} \frac{\mu_o^3}{\mu_r}} = n_p k_{entr} \sqrt{\frac{\ell_s}{\mu_r \mu_o \rho_s}} \quad (2.112)$$

$$F_{ind} = k_{geo} k_r (I_{liq})^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \sin \left(-\omega t + \frac{\pi}{4} \right) \cos \left(\delta_s \gamma \sqrt{v} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.113)$$

Por fim, o modelo sintetizado deve ser adaptado às condições de funcionamento do sistema em análise. Para tanto, é preciso considerar que a expressão dada por (2.113) é uma função do tempo, e periódica, o que não condiz com o valor da força que se espera observar no deslocamento do êmbolo sobre a superfície condutora. Isso se deve ao uso da equação de difusão, que é expressa pela variação no tempo de uma onda eletromagnética de dada frequência. No caso em questão, como já observado, o campo magnético que se desloca sobre o trilho-guia tem a forma de uma onda estacionária que é posta a se locomover pelo movimento do veículo de testes. Essa onda não se propaga além da área de ação do eletroímã, sendo, portanto, seu deslocamento dado pela dinâmica de locomoção do módulo de frenagem.

Em sendo uma onda dita estacionária, será dada a ela a condição de se manter estática no tempo, tendo o seu deslocamento no espaço definido apenas pelo deslocamento do eletroímã embarcado no veículo.

Nesse caso, é definido que, para cada posição do eletroímã, a função periódica encontra-se sempre no seu ponto inicial, não lhe sendo dada a oportunidade de se propagar além desse ponto antes de assumir uma nova posição no espaço, empurrada pelo deslocamento do eletroímã ao qual ela está atrelada. Note-se que, caso lhe fosse permitida essa “propagação” temporal, ela ainda assim não ocorreria, dado que o seu comportamento sobre os pólos do eletroímã não é periódico, mas de fato estacionário, tendo sido produzida pela aplicação de uma corrente contínua ao enrolamento do mesmo. Sua condição de “onda” advém exclusivamente do deslocamento do veículo sobre a lâmina, que a enxerga em uma posição diferente a cada instante, de acordo com a velocidade do veículo.

Assim sendo, o modelo do sistema em estudo considerará o termo que define a condição periódica da onda como permanentemente estacionado no ponto $\omega t = 0$. Sendo, então, o termo senoidal constante incorporado a k_r , em (2.115), ficando inalterada a expressão (2.112) que define k_{geo} .

$$F_{ind} = k_{geo} k_r (I_{liq})^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \sin \left(-\cancel{\omega t}^0 + \frac{\pi}{4} \right) \cos \left(\delta_s \gamma \sqrt{v} - \frac{\pi}{4} \right) \quad (2.114)$$

$$k_r = 0,4347 k_f \sin \frac{\pi}{4} = 0,3074 k_f \quad (2.115)$$

A parcela constante de -45° no argumento da função cossenóide também é suprimida por não ter um significado físico consistente, já que não faria sentido falar de defasagem angular de uma variável que, estática no tempo, desloca-se espacialmente, sempre alinhada ao sistema, e que faz referência direta à profundidade de penetração apontada para o interior da lâmina condutora.

O modelo do sistema encontra, então, sua forma final sendo dada por (2.116).

$$F_{ind} = k_{geo} k_r (I_{liq})^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \cos(\delta_s \gamma \sqrt{v}) \quad (2.116)$$

2.8 Análise do comportamento do modelo

De posse do modelo matemático desenvolvido analiticamente que acrescenta ao estudo o efeito de atenuação sobre a força de frenagem do sistema provocada pelo fenômeno de decaimento da profundidade de penetração do campo indutor e suas correntes induzidas, parte-se agora para o estudo do seu comportamento mediante situações de variação de velocidade e corrente injetada no enrolamento do eletroímã, obtendo-se, assim, as características estáticas da intensidade da força de frenagem definidas por ele para, posteriormente, validá-las por comparações com estudos de simulação empregando o MEF.

2.8.1 Normalização paramétrica do modelo obtido

Para prosseguir com um estudo de comportamento do sistema que seja o mais abrangente possível, será inicialmente realizada uma normalização da sua formatação a partir dos parâmetros que contribuem para suas características geométricas e magnéticas, definindo, para tanto, uma constante de normalização k_{nor} , que será dada por (2.117). Normalizando o sistema segundo (2.118), pode-se seguir a sua análise e traçar o seu comportamento de forma mais generalista e simplificada.

$$k_{nor} = k_{geo} k_r \quad (2.117)$$

$$\overline{F_{ind}} = \frac{F_{ind}}{k_{nor}} = \frac{F_{ind}}{k_{geo} k_r} = (I_{liq})^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \cos(\delta_s \gamma \sqrt{v}) \quad (2.118)$$

A expressão (2.118) representa o comportamento qualitativo da força de frenagem normalizado em função dos parâmetros obtidos da geometria e do equacionamento do sistema, cuja intensidade é dada como função direta da velocidade de deslocamento do módulo e da corrente injetada no enrolamento do eletroímã.

Da análise do modelo normalizado obtido em (2.118), pode-se traçar o comportamento da força induzida contra o movimento do veículo mediante variações da sua velocidade (Figura 2.46) e da corrente injetada no enrolamento do eletroímã embarcado (Figura 2.47).

O comportamento dos gráficos da Figura 2.46 mostra o resultado da presença do efeito pelicular sobre a tendência de crescimento da força de frenagem com a velocidade de deslocamento do sistema. A partir de velocidades próximas de 1m/s a tendência de atenuação da força de frenagem é visível nas curvas traçadas pelo modelo. Ela cresce com o incremento na velocidade até atingir um ápice a uma dada “velocidade crítica”, a partir da qual passa a sofrer um decaimento, em virtude da redução da penetração de correntes devido à atenuação da profundidade de penetração do campo na superfície condutora com a elevação da velocidade do sistema.

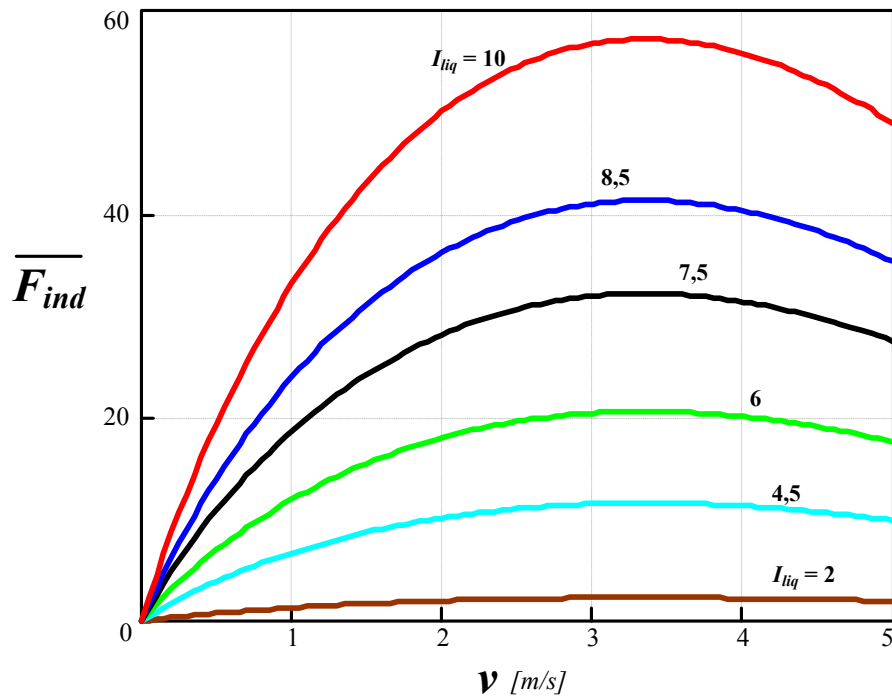


Figura 2.46 – Comportamento normalizado da força atuante no sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.

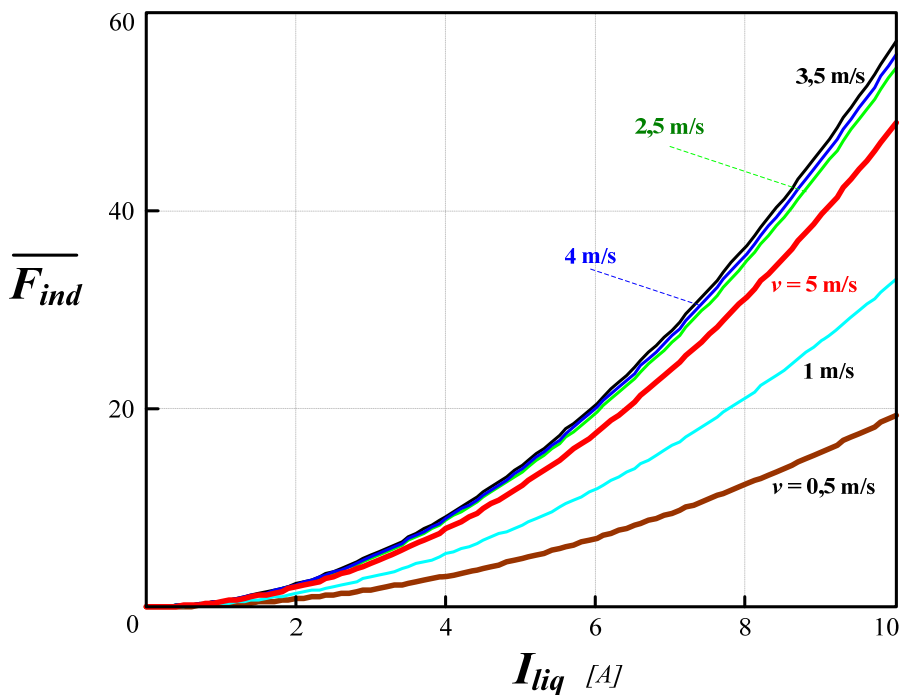


Figura 2.47 – Intensidade normalizada da força atuante no sistema mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades.

Já o comportamento da força aplicada ao sistema diante de variações na corrente de alimentação do eletroímã mantém a sua resposta quadrática ilustrada pela Figura 2.47, como era de se esperar. Não obstante, mesmo na Figura 2.47, é possível verificar a ação do efeito pelicular sobre a força de frenagem que, a velocidades mais elevadas (acima da

velocidade crítica), tende a não manter a mesma tendência de crescimento verificada nas curvas correspondentes às velocidades inferiores.

Assim sendo, é possível afirmar que o modelo responde bem à necessidade de frenagem na região de operação normal de trabalho dos PIG's instrumentados, com velocidades da ordem de 1m/s a 5m/s [Diaz 2008].

2.8.2 Estudo do comportamento estático do sistema

Apesar de, em termos matemáticos, o domínio da função que estabelece o modelo não ser definido para valores negativos de velocidade, é possível dizer que há um significado físico para ter-se uma análise do modelo para velocidades no sentido oposto ao estipulado pelo semiplano positivo da velocidade de deslocamento.

O comportamento da força de frenagem diante de variações no sentido de circulação da corrente líquida do eletroímã e no sentido do deslocamento, similar à ação do sistema submetido a velocidades negativas, é apresentado na Figura 2.48 e na Figura 2.49. Já a superfície da Figura 2.50 apresenta o comportamento estático completo normalizado da força de frenagem que atua sobre o sistema para quaisquer variações de corrente e velocidade.

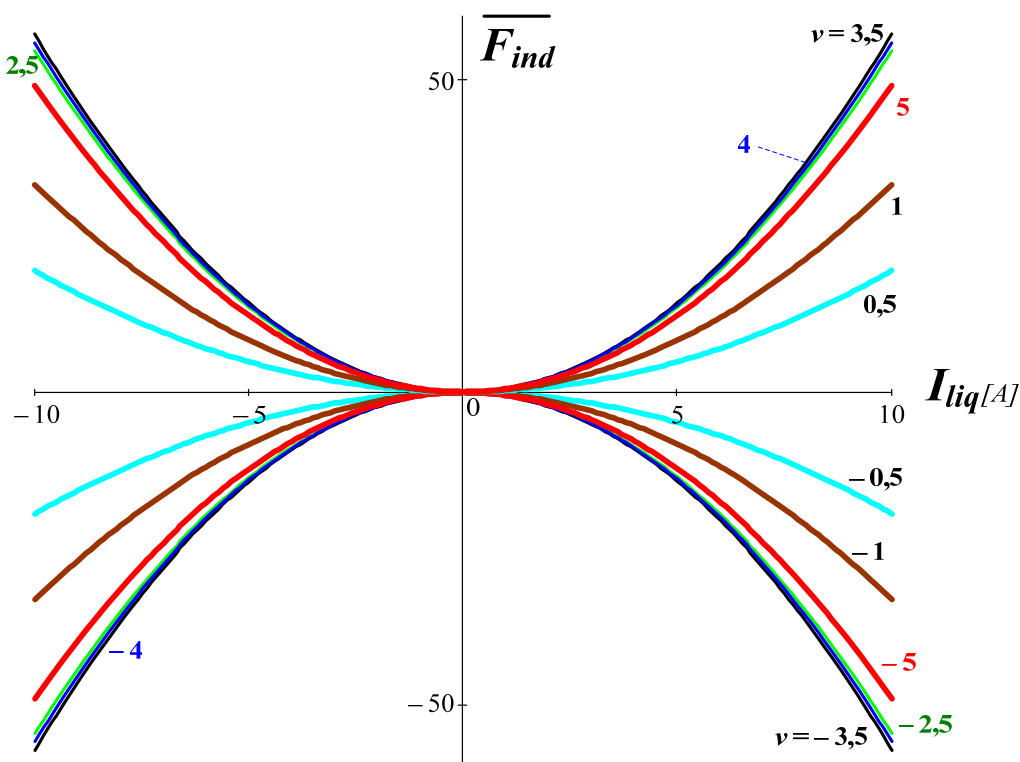


Figura 2.48 – Intensidade normalizada da força de frenagem sobre o sistema mediante variações de corrente de enrolamento para diferentes velocidades em ambos os sentidos.

Tal como ocorre para o modelo desenvolvido anteriormente, a força de frenagem se mostra independente do sentido de circulação da corrente de enrolamento do eletroímã, sendo proporcional ao seu quadrado e, portanto, sofre influência apenas do seu módulo. Ao passo que, mediante variações no sentido de deslocamento do sistema e, conseqüentemente, no quadrante da velocidade aplicada a ele, o sistema responde com a

inversão do sentido da força frenante, que atuará sempre de forma a se opor ao movimento que a gerou.

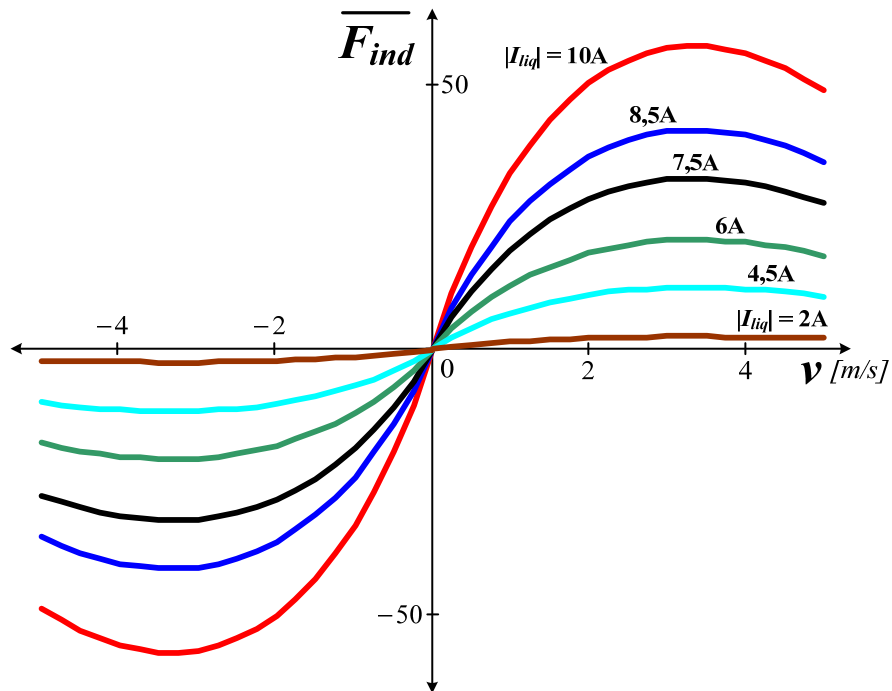


Figura 2.49 – Comportamento normalizado da força atuante no sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de entrada.

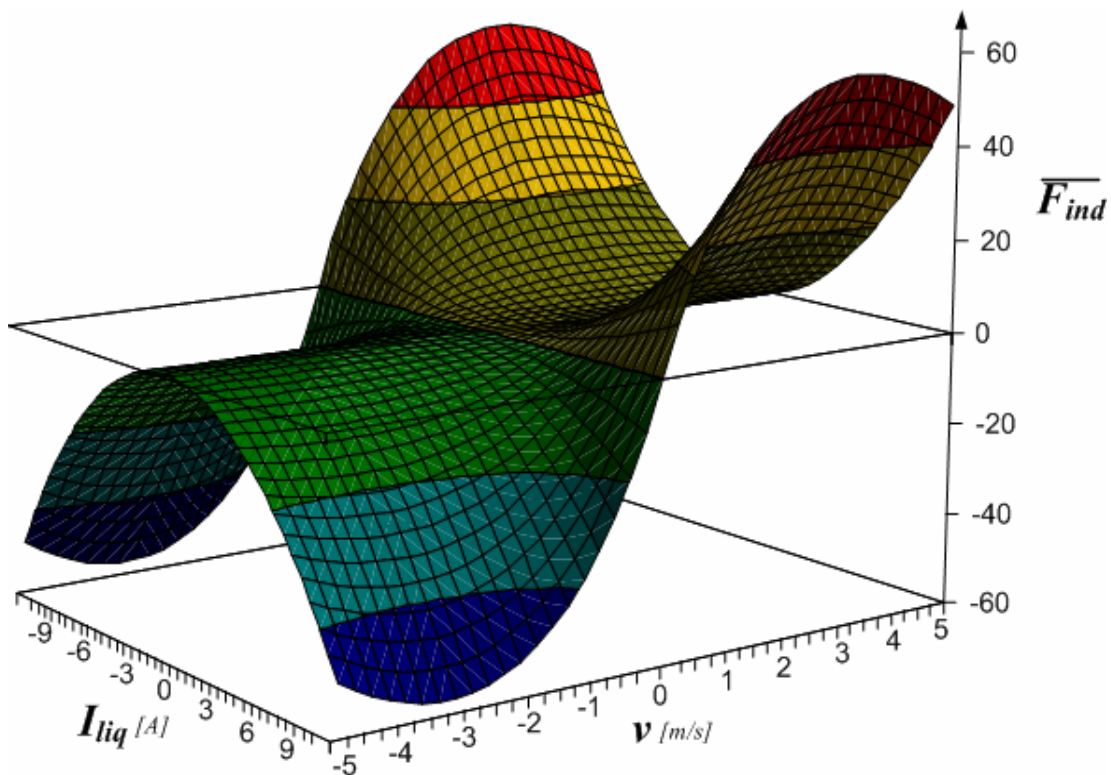


Figura 2.50 – Gráfico de superfície da força de frenagem normalizada em função de ambas as variáveis considerando a ação do efeito pelicular na atenuação do fenômeno a velocidades mais altas.

2.9 Modelagem dinâmica do sistema

Para dar início à modelagem dinâmica do sistema, é preciso averiguar as condições nas quais serão realizados os ensaios experimentais do protótipo desenvolvido, o qual é apresentado na Figura 2.5, conforme é descrito na secção 2.3. Uma foto do protótipo montado é apresentada na Figura 2.51.

Será empregado e testado nesse protótipo, um eletroímã montado sobre um núcleo usinado a partir de um bloco da mesma liga de ferro-carbono (aço 1020) usada no “trilho” de aço sobre o qual ele corre. A geometria do núcleo é apresentada na Figura 2.52, com a característica de saturação magnética do material que o constitui sendo apresentada, de forma aproximada, na Figura 2.53.

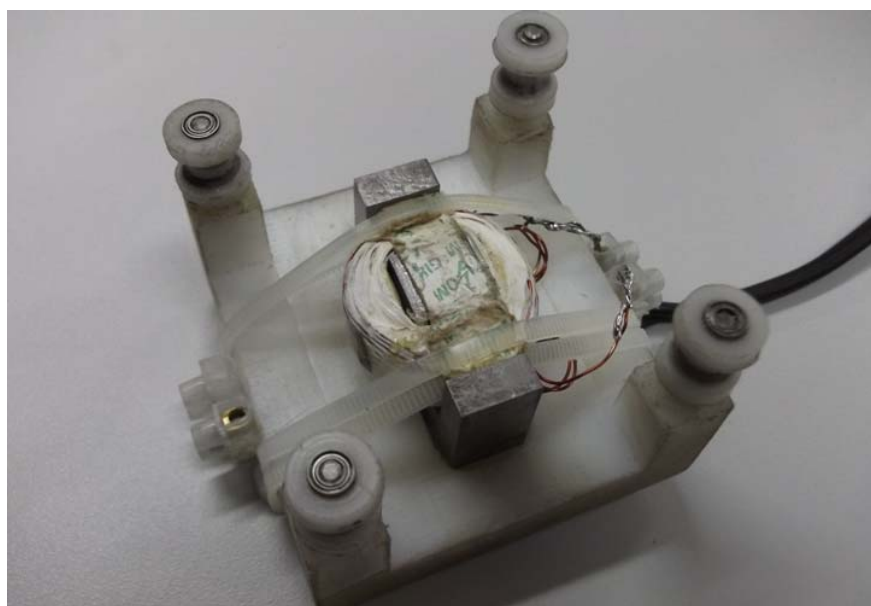


Figura 2.51 – Fotografia do protótipo do ‘módulo de frenagem’.

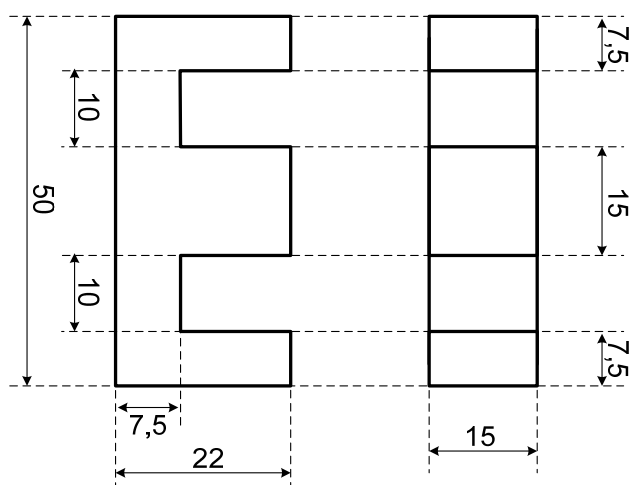


Figura 2.52 – Perfil da geometria do núcleo tipo ‘E’, de aço 1020, a ser empregado nos ensaios experimentais (cotas em *mm*).

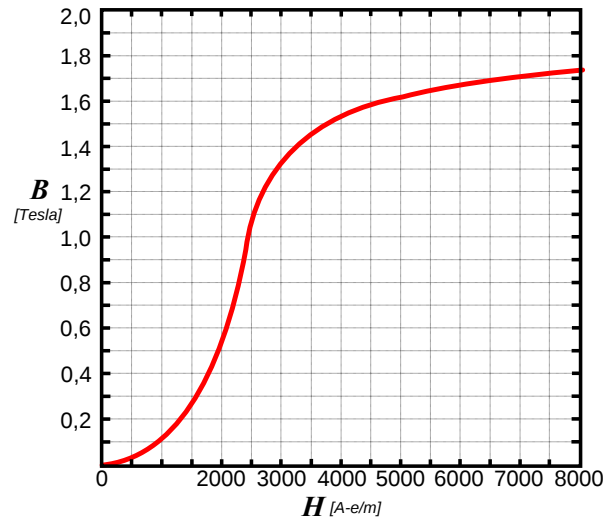


Figura 2.53 – Curva de magnetização $B \times H$ para aço-carbono (fonte: Guimarães, 2012).

2.9.1 Ensaios experimentais

O protótipo construído será ensaiado sob condições controladas de operação, empregando uma fonte CC para entregar a corrente do campo do eletroímã e um sistema de plano inclinado para obter-se a energia mecânica do movimento do sistema sobre as superfícies a que se destina atuar.

O ensaio com o módulo de frenagem será realizado fazendo-o deslizar sobre uma barra de aço inclinada. O esquema exibido na Figura 2.54 apresenta a forma como o sistema será montado e preparado para aferir a força de frenagem a partir da medição da velocidade de deslizamento do trem de frenagem sobre a barra de aço impulsionado pelo seu próprio peso projetado sobre o eixo de inclinação do trilho metálico.

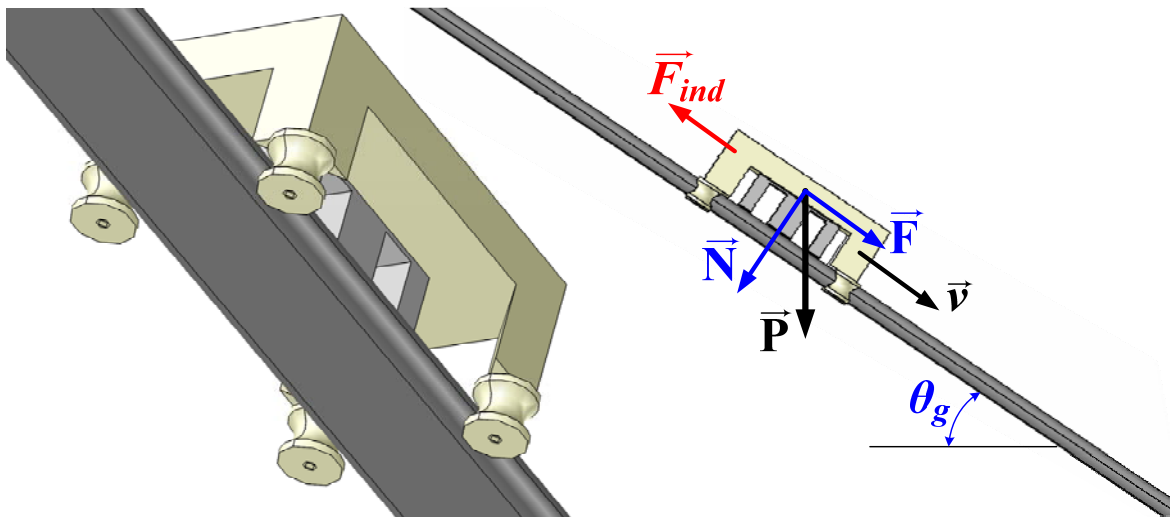


Figura 2.54 – Ilustração do sistema empregado nos ensaios experimentais.

Apesar de facilitar o exame experimental, este protótipo apresenta como inconveniente a utilização de um único eletroímã apontado na direção de uma única barra de metal ferromagnético. Como resultado, haverá presença da força de atração magnética distribuída ao longo da superfície. Com isso, insere-se ao sistema uma força de atração não

modelada, que provoca uma elevação do atrito de rolamento entre as roldanas do veículo e o trilho sobre o qual ele corre.

A despeito disso, o atrito foi desprezado ao longo do processo de modelagem, tendo em vista a sua débil ação quando da utilização da lâmina condutora posicionada entre o eletroímã e o trilho sobre o qual corre o protótipo, resultando em um maior entreferro e na redução drástica da força de atração magnética entre os pólos do eletroímã e a barra de aço usada como trilho. O atrito provocado por tal força, portanto, pode ser desconsiderado para efeitos da modelagem do sistema.

2.9.2 Obtenção do modelo dinâmico

Considerando o comportamento dinâmico do protótipo e a região de operação do sistema, que se mantém contemplada por ambos os modelos deduzidos, opta-se por fazer uso do modelo linear definido por (2.81). Em se tratando do comportamento dinâmico do sistema, nota-se que este oferece uma aproximação bastante razoável, o que será comprovado na etapa de ensaios experimentais, além de ser mais simples e oferecer uma descrição suficientemente completa e condizente do comportamento dinâmico que se espera obter na região desejada.

A modelagem dinâmica do sistema parte, portanto, do pressuposto de que a somatória das forças atuantes sobre o ‘módulo de frenagem’, apesar de ser considerada nula em regime permanente, terá como resultante, em períodos transitórios de acomodação, uma força proporcional à massa do objeto que a produz, e que se acomodará conforme a variação de uma aceleração também resultante do sistema. Tal que:

$$F_{total} = a_o m_p = F_{imp} - F_{ind} \quad (2.119)$$

$$F_{imp} = \bar{P} \cos \theta_g = \bar{g} \cdot m_p \cos \theta_g = \bar{g}_\theta \cdot m_p \quad (2.120)$$

Onde

- F_{total} : resultante da somatória das forças atuantes no sistema;
- F_{imp} : força de impulso que dá movimento ao sistema;
- m_p : massa do objeto que produz o deslocamento do sistema;
- $\bar{g}_\theta$: componente da aceleração da gravidade na direção do deslocamento;
- a_o : aceleração resultante da somatória de forças sobre o sistema.

Observando que a força total resultante sobre o módulo, conforme ilustrado pela Figura 2.54, é a soma da força produzida pela ação da gravidade sobre o corpo do próprio protótipo com a força contrária de frenagem produzida pelo deslocamento do fluxo magnético sobre a superfície condutora. Uma vez que ambas as forças estejam atuando sobre o suporte veicular, a aceleração resultante da sua somatória fará com que o módulo de frenagem se desloque, não mais com a aceleração da gravidade, mas sim com a aceleração compartilhada por todo o sistema. Sendo assim, a força atuante sobre o veículo, não será mais a componente de sua própria força peso no sentido do deslocamento, e sim, a resultante da somatória desta com a força de frenagem induzida pelas correntes parasitas.

Considerando também que esta aceleração observada terá como resultado direto a velocidade de deslocamento do sistema e que desta velocidade depende a força de frenagem induzida, tal como apresentado em (2.81). É possível descrever essa velocidade tanto em função da aceleração resultante quanto em função da força de frenagem

instantânea que é induzida sobre o embolo e varia conforme varia também a sua velocidade.

$$v = \frac{F_{ind}}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} = \frac{F_{ind}}{k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} I_{liq}^2} \quad (2.121)$$

$$v(t) = \int a_o dt = \frac{1}{m_p} \int (F_{imp} - F_{ind}) dt \quad (2.122)$$

E definindo:

$$k_v = k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} I_{liq}^2 \quad (2.123)$$

Tem-se a simplificação da expressão (2.121), de onde se obtém a função que descreve a variação da força induzida em função da velocidade, dada por (2.124).

$$v = \frac{F_{ind}}{k_v} \quad \therefore \quad F_{ind} = k_v v \quad (2.124)$$

Substituindo as expressões (2.120) e (2.124) na equação (2.122) chega-se à descrição do comportamento dinâmico do sistema na forma de uma equação diferencial definida em (2.125).

$$\begin{aligned} v(t) &= \frac{1}{m_p} \int (m_p g_\theta - k_v v) dt \\ v(t) &= \frac{1}{m_p} \int m_p g_\theta dt - \frac{1}{m_p} \int k_v v(t) dt \\ v(t) + \frac{k_v}{m_p} \int v(t) dt &= g_\theta \int dt \end{aligned} \quad (2.125)$$

Essa mesma expressão pode ser obtida isolando-se a força induzida na expressão (2.119) e substituindo o resultado em (2.124), tal como se apresenta em (2.126).

$$v = \frac{m_p (g_\theta - a_o)}{k_v} \quad (2.126)$$

Sendo, por (2.122), a velocidade instantânea do sistema resultado da integral da sua aceleração resultante, chega-se a (2.127).

$$\begin{aligned} v(t) &= \frac{m_p (g_\theta - v'(t))}{k_v} \\ k_v v(t) + m_p v'(t) &= m_p g_\theta \\ m_p \frac{dv(t)}{dt} + k_v v(t) - m_p g_\theta &= 0 \end{aligned} \quad (2.127)$$

Aplicando a transformada de Laplace ao resultado da expressão (2.127), chega-se à expressão no domínio da frequência apresentada em (2.128).

$$m_p s V(s) + k_v V(s) - \frac{m_p g_\theta}{s} = 0 \quad (2.128)$$

Isolando a velocidade, tem-se a expressão que determina o seu comportamento no domínio da frequência, dada por (2.129), e aplicando a transformada inversa de Laplace a esta expressão, tem-se um modelo dinâmico, definido em (2.130), determinante da velocidade do sistema, que se apresenta palpável para comparações com os ensaios a serem realizados.

$$V(s) = \frac{m_p g_\theta}{m_p \left(s + \frac{k_v}{m_p} \right) s} = \frac{g_\theta}{s \left(s + \frac{k_v}{m_p} \right)} \quad (2.129)$$

$$v(t) = \frac{m_p g_\theta}{k_v} \left(1 - e^{-\frac{k_v}{m_p} t} \right) \quad (2.130)$$

Substituindo a constante k_v pelas suas expressões determinantes, obtêm-se, enfim:

$$v(t) = \frac{m_p g_\theta}{k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} I_{liq}^2} \left(1 - e^{-\frac{k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} I_{liq}^2}{m_p} t} \right) \quad (2.131)$$

Ou ainda,

$$v(t) = \frac{F_{imp}}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} \left(1 - e^{-\frac{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2}{m_p} t} \right) \quad (2.132)$$

Tal que a força de impulso (F_{imp}) pode ser obtida, por inspeção à Figura 2.54, como apresentado em (2.133), ficando o modelo do protótipo na forma de ‘módulo de frenagem’ tal como é trazido em (2.134).

$$F_{imp} = \bar{g}_\theta m_p = \bar{g} \cdot m_t \cos \theta_g \quad (2.133)$$

$$v(t) = \frac{\bar{g} \cdot m_t \cos \theta_g}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} \left(1 - e^{-\frac{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2}{m_t} t} \right) \quad (2.134)$$

Onde

m_t : massa total do ‘módulo de frenagem’;

θ_g : ângulo de inclinação do trilho sobre o qual corre o protótipo.

Pode-se, assim, simplificar o modelo, para melhor estudá-lo, normalizando-o a partir da expressão apresentada em (2.130), considerando unitária a magnitude de $\mathbf{m_p}$ e fazendo conforme mostrado em (2.135).

$$\overline{v(t)} = \frac{v(t)}{g_\theta} = \frac{1}{k_v} (1 - e^{-k_v t}) \quad (2.135)$$

O comportamento do modelo normalizado (2.135) é apresentado no gráfico $\mathbf{v} \times \mathbf{t}$ da Figura 2.55 para variações na constante k_v , representativas da variação da corrente líquida empregada, segundo é dado em (2.123).

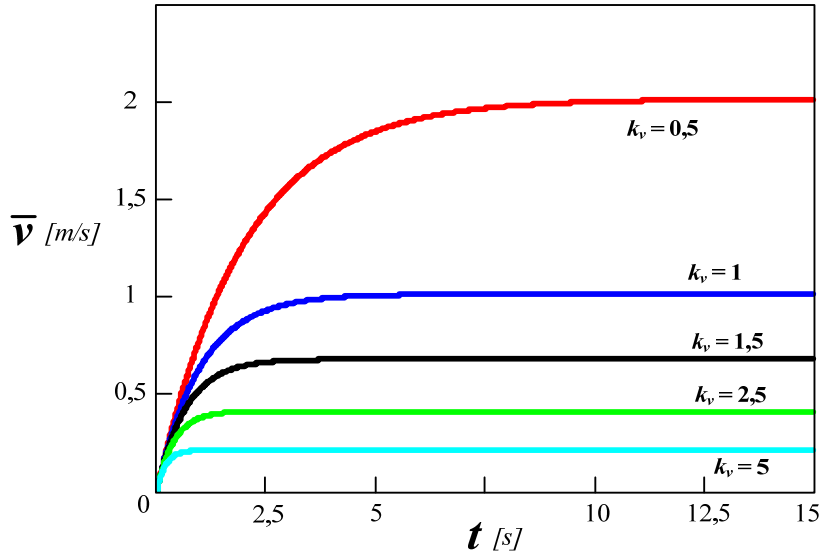


Figura 2.55 – Comportamento dinâmico normalizado do sistema.

A velocidade média de deslocamento do protótipo pode ser obtida a partir da integração da expressão normalizada (2.135). De modo a se alcançar um perfil da variação dessa velocidade média ao longo do percurso do protótipo que possa servir de balizamento para comparações com medições desta ao longo dos ensaios, tem-se a expressão definida em um intervalo de referência (t_{ref}) por (2.136), que resulta no gráfico normalizado apresentado na Figura 2.56.

$$\overline{V_{med}} = \frac{1}{\Delta t_{ref}} \int_0^{t_{ref}} \overline{v(t)} dt = \frac{1}{k_v^2} \left(k_v - \frac{1 - e^{-k_v t_{ref}}}{\Delta t_{ref}} \right) \quad (2.136)$$

Já a velocidade em regime, pode ser obtida do modelo dinâmico (2.135), averiguando a velocidade atingida pelo sistema após o seu período de acomodação aproximado, encontrado a partir do procedimento descrito em (2.137).

$$\overline{v(t)} \Big|_{t \rightarrow 3/k_v} = \frac{1}{k_v} (1 - e^{-3}) \quad (2.137)$$

Onde

$3/k_v$: tempo de acomodação do sistema (a 95% da velocidade final).

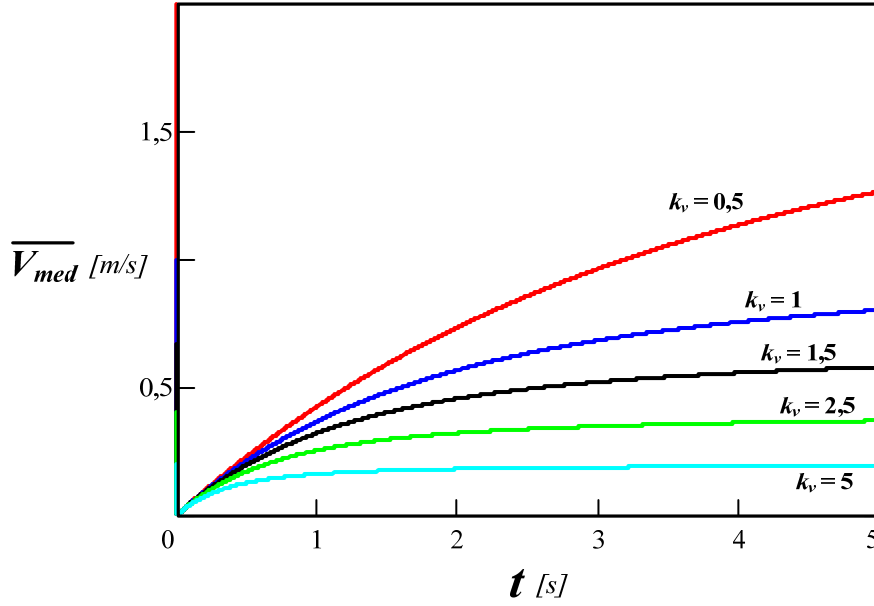


Figura 2.56 – Acomodação da velocidade média no deslocamento do sistema.

Esse resultado equivale a considerar o valor aproximado de $v(t)$ para a situação em que ‘ t ’ tende a infinito, levando o sistema à condição de regime dada por (2.140).

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \overline{v(t)} = \frac{1}{k_v} \left(1 - e^{-\infty} \right) = \frac{1}{k_v} \quad (2.138)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} v(t) = \frac{F_{imp}}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} \quad (2.139)$$

$$V_{med} \approx \lim_{t \rightarrow \infty} v(t) = \frac{m_p g}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} \quad (2.140)$$

É um resultado que leva em conta a geometria do sistema e pode ser empregado para calcular a velocidade média que o mesmo apresentará em regime permanente para uma determinada corrente CC fixa aplicada ao seu enrolamento.

Embora seja relativamente mais fácil medir a velocidade média do que a velocidade instantânea do sistema, ainda é uma medição que incorre facilmente em imprecisões. Uma medida prática que pode ser realizada com maior facilidade e precisão seria a distância percorrida pelo módulo ao longo da sua trajetória sobre o trilho. A expressão que descreve o deslocamento espacial do sistema ao longo do tempo pode ser obtida da integral indefinida da mesma equação (2.135) usada para obter-se a expressão da velocidade média. O resultado dessa integral devolve uma expressão que determina a posição linear instantânea do sistema para uma determinada condição inicial, que será determinada como tendo velocidade nula no ponto que dá a referência de partida da trajetória do sistema. Assim, fazendo $\overline{x(0)} = 0$, tem-se, por (2.141) e (2.142), a expressão da posição linear

instantânea do sistema no tempo quando o módulo parte do repouso, dada por (2.143) e representada no gráfico da Figura 2.57.

$$\overline{x(t)} = \int \overline{v(t)} dt = \frac{1}{k_v^2} (k_v t + e^{-k_v t}) + x_1 \quad (2.141)$$

$$\overline{x(0)} = \frac{1}{k_v^2} (k_v \cdot 0^0 + e^{-k_v \cdot 0^1}) + x_1 = 0 \quad \therefore \quad x_1 = -\frac{1}{k_v^2} \quad (2.142)$$

$$\overline{x(t)} = \frac{1}{k_v^2} (k_v t + e^{-k_v t} - 1) \quad (2.143)$$

A representação completa do modelo dinâmico da posição do módulo em função do tempo e da corrente líquida aplicada ao eletroímã é apresentada em (2.144).

$$x(t) = \frac{m_t g_\theta}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} \left(t - \frac{1 - e^{-\frac{2pn_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 t}}}{2n_p n_{ima} k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2} \right) \quad (2.144)$$

Mais uma vez, pode-se visualizar o deslocamento com aceleração na partida do sistema desde o repouso até o estabelecimento de uma velocidade de regime, caracterizada por um crescimento linear das curvas da Figura 2.57, e a influência da corrente injetada nos enrolamentos no estabelecimento de uma velocidade de cruzeiro mais ou menos elevada. A qual pode ser determinada pela inclinação de cada curva correspondente.

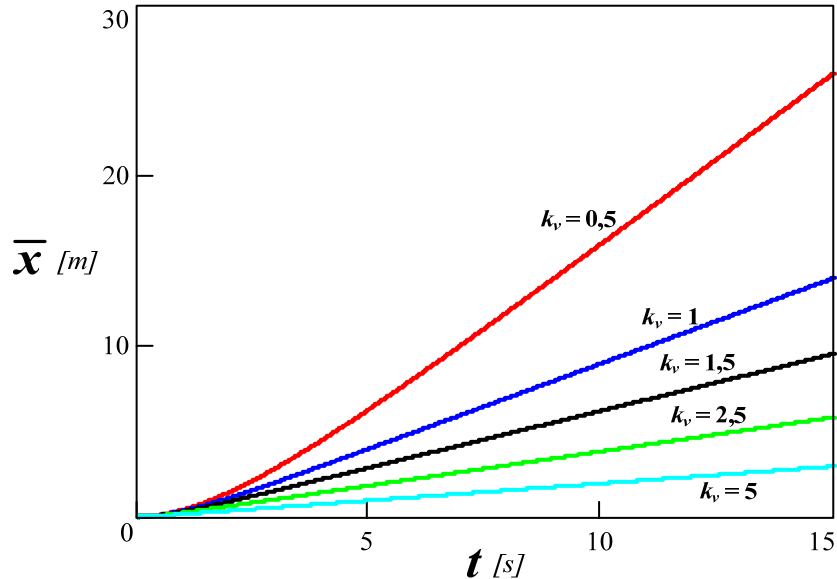


Figura 2.57 – Gráfico da função posição instantânea do sistema no tempo ao longo do deslocamento do módulo de frenagem.

Considera-se, agora, a utilização prática do sistema em controlar um excesso de velocidade reduzindo a velocidade de trânsito excessiva sendo, portanto, acionado quando o mesmo já corre a uma dada velocidade inicial.

Tem-se, portanto, pela aplicação da transformada de Laplace à expressão (2.127), e computando-lhe, agora, uma velocidade inicial, que a expressão no domínio da frequência passa a ser dada por (2.145).

$$m_p s V(s) - m_p V_{to} + k_v V(s) - \frac{m_p g_\theta}{s} = 0 \quad (2.145)$$

Onde

V_{to} : velocidade inicial ($v(0s)$) no momento do acionamento da frenagem.

Isolando agora a velocidade, tem-se a expressão do sistema no domínio da frequência, dada por (2.146), cuja transformada inversa de Laplace tem a forma do modelo dinâmico dado por (2.147).

$$V(s) = \frac{m_p g_\theta}{m_p (s + k_v/m_p) s} + \frac{m_p V_{to}}{m_p (s + k_v/m_p)} = \frac{g_\theta}{s (s + k_v/m_p)} + \frac{V_{to}}{(s + k_v/m_p)} \quad (2.146)$$

$$v(t) = \frac{m_p g_\theta}{k_v} \left(1 - e^{-\frac{k_v}{m_p} t} \right) + v(0) \cdot e^{-\frac{k_v}{m_p} t} \quad (2.147)$$

Simplifica-se, novamente, o modelo, normalizando-o a partir da expressão apresentada em (2.147) e da constante β_v , definida em (2.148), que relaciona a velocidade de disparo com a velocidade de cruzeiro controlada, mais uma vez considerando unitária a massa m_p e fazendo a parametrização conforme (2.151).

$$\beta_v = \frac{v(0)}{v(\infty)} = \frac{v_{to}}{m_p g_\theta / k_v} = \frac{k_v \cdot v_{to}}{m_p g_\theta} \quad (2.148)$$

$$v_{to} = \beta_v v(\infty) = \beta_v \frac{m_p g_\theta}{k_v} \quad (2.149)$$

$$v(t) = \frac{m_p g_\theta}{k_v} \left(1 + (\beta_v - 1) e^{-\frac{k_v}{m_p} t} \right) \quad (2.150)$$

$$\overline{v(t)} = \frac{v(t)}{g_\theta} = \frac{1}{k_v} \left(1 + (\beta_v - 1) e^{-k_v t} \right) \quad (2.151)$$

O comportamento do modelo normalizado (2.151) é apresentado no gráfico $v \times t$ da Figura 2.58, para variações da velocidade de trânsito a ser controlada e uma constante k_v , unitária, representativa do uso de uma corrente líquida constante.

Já para avaliar o acionamento do sistema empregando diferentes valores de corrente líquida é possível proceder a partir do sistema dado em (2.147).

O gráfico $v \times t$ da Figura 2.59 traça as curvas de frenagem do sistema, para velocidades iniciais de 2,5m/s e 4m/s, quando são consideradas uma massa unitária e uma inclinação máxima de 90° para o posicionamento do trilho, conferindo aceleração de queda livre à força propulsora do trem de frenagem.

Destarte, inserindo (2.149) à expressão (2.147), o modelo passa a ter a sua forma conferida tal como apresentado em (2.152), e a Figura 2.59 traça o seu comportamento para quando diferentes patamares de corrente líquida são injetadas para realizar a frenagem do sistema, revertendo sua velocidade de disparo para diferentes velocidades de regime.

$$\overline{v}^*(t) = \frac{g}{k_v} \left(1 + (\beta_v - 1) e^{-k_v t} \right) \quad (2.152)$$

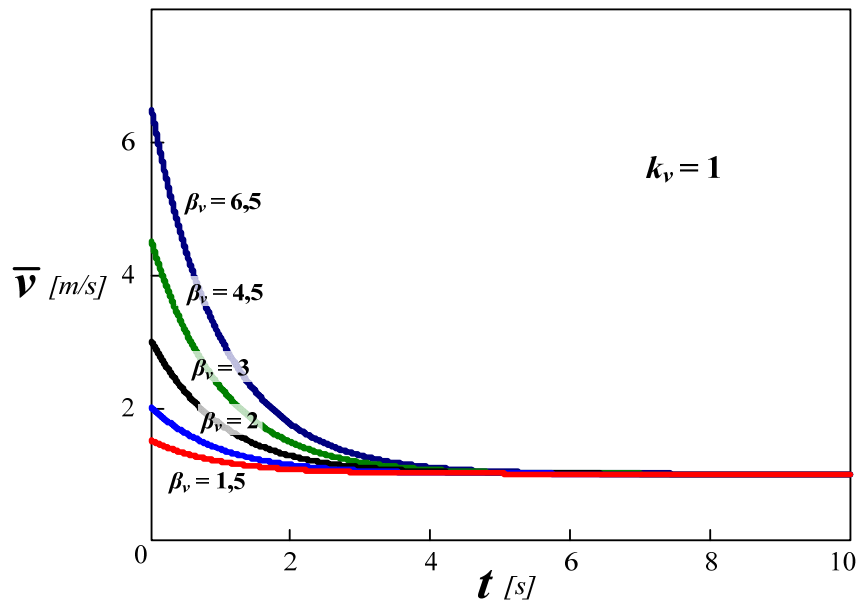


Figura 2.58 – Comportamento dinâmico normalizado durante o processo de frenagem para k_v unitário e diferentes velocidades de partida.

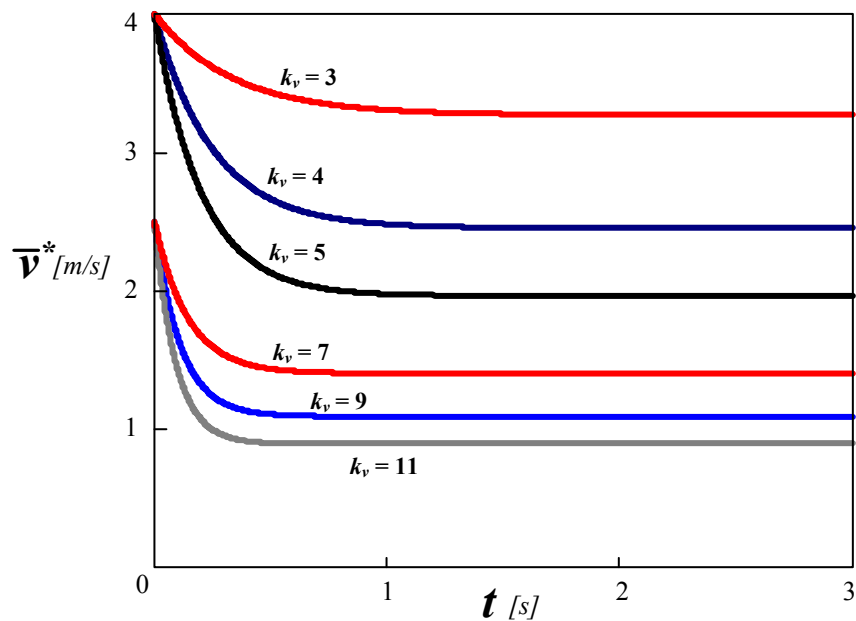


Figura 2.59 – Comportamento dinâmico parametrizado durante o processo de frenagem para velocidades iniciais de 2,5 m/s e 4 m/s com atuação em diferentes níveis de k_v .

2.10 Conclusão

O estudo do sistema concebido como protótipo de testes dos princípios de frenagem por correntes parasitas aqui apresentado resultou na obtenção de um modelo de fácil aplicabilidade, bem de acordo com o que se pretendia alcançar.

A análise detalhada dos modelos sintetizados, das considerações acerca dos efeitos da variação da profundidade de penetração do campo sobre a força de frenagem do sistema e do estudo sobre o seu comportamento dinâmico serão validadas e quantificadas por meio dos métodos de verificação por simulações computacionais em *softwares* de apoio à engenharia, bem como por meio da experimentação do protótipo. Por fim, será possível determinar uma metodologia de projeto especificamente direcionada para o caso de frenagem de sistemas de deslocamento linear, e comprovar a eficácia do estudo desenvolvido.

Capítulo 3

Sistema de gerenciamento de energia

O controle do fluxo de energia elétrica entre dois ou mais sistemas distintos é uma preocupação antiga dos engenheiros. Dentre as principais aplicações da eletrônica de potência em sistemas de energia elétrica, está o controle do fluxo de energia entre sistemas com características diferenciadas. Os equipamentos eletrônicos que realizam essa adaptação da energia elétrica são os conversores eletrônicos ou **conversores estáticos**, também referidos como *conversores a estado sólido*, por se valerem do uso de dispositivos eletrônicos de estado sólido (como transistores, tiristores e diodos) como interruptores para realizar a comutação da corrente e conformar os estados topológicos da sua operação.

Entre as possíveis formas de conversão estática estão a conversão CA-CC, realizada por sistemas retificadores; a conversão CC-CA, relativa à operação dos chamados inversores; a conversão CC-CC, decorrente da operação dos conversores CC-CC, freqüentemente denominados como recortadores ou *choppers*; e a conversão CA-CA, realizada de forma indireta pela operação em cascata de conversores CA-CC e conversores CC-CA, geralmente em aplicações em que se necessita armazenar energia em estágios intermediários, ou ainda de forma direta com a utilização das estruturas conhecidas como **conversores de freqüência**.

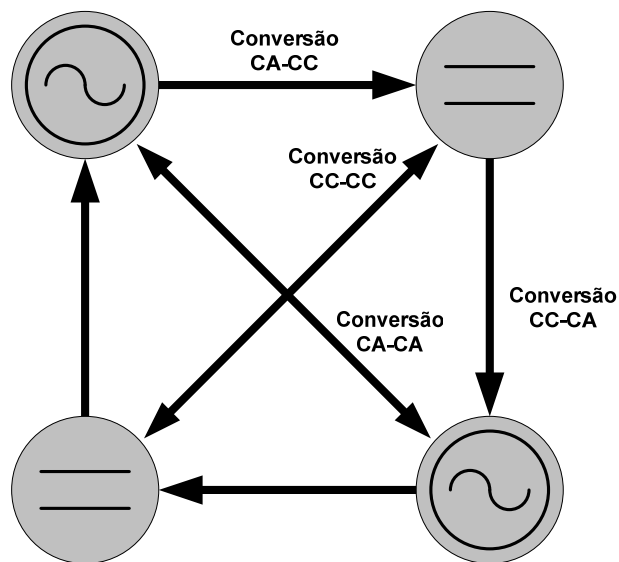


Figura 3.1 – Tipos distintos de aplicação dos conversores estáticos (fonte: Barbi, 2002).

Neste trabalho, se fará uso de um conversor estático CC-CC para realizar o gerenciamento da energia entregue ao eletroímã para realizar o seu acionamento e controle da força de frenagem exercida sobre o sistema.

Como se pretende, também, verificar a viabilidade de regeneração da energia cinética do deslocamento do sistema na forma de energia elétrica para recarregar a fonte de alimentação (ou ao menos reduzir o seu consumo), será considerado o uso de topologias bidirecionais, ou seja, que possibilitem o direcionamento do fluxo de potência em ambos os sentidos através do conversor. Permitindo alimentar-se o eletroímã como carga e, eventualmente, se valer da energia cinética capturada pelo acoplamento eletromecânico como fonte para realimentação do sistema.

3.1 Princípios de conversão de energia a estado sólido

A necessidade de se adaptar, variar e/ou controlar o nível da tensão CC disponibilizada para um ou variados pontos de um determinado sistema abre um leque diversificado de aplicações para os conversores estáticos. Os conversores CC-CC, além de sua aplicação direta em reguladores de tensão CC, são amplamente utilizados no acionamento e controle de tração de máquinas elétricas de corrente contínua nos mais diversos níveis de potência. Eles proporcionam o controle de aceleração suave e frenagem regenerativa, com alta eficiência e rápida resposta dinâmica [Rashid 1999].

3.1.1 Efeito *Chopper* (recortador básico)

O princípio básico da conversão CC-CC se baseia na operação dos recortadores de tensão [Rashid 1999]. É o **princípio *chopper***, pelo qual se pode obter uma tensão média de valor adequadamente controlado a partir de uma fonte CC de valor superior àquele que se necessita disponibilizar.

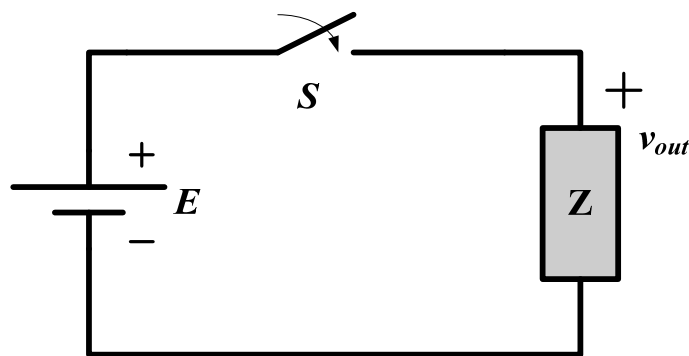


Figura 3.2 – Circuito recortador de tensão básico.

Seja, portanto, o circuito apresentado na Figura 3.2, a partir do qual se pode aplicar um trem de pulsos à carga, através da operação do interruptor controlado **S**, de modo que a tensão média disponibilizada na saída será proporcional ao valor da tensão CC imposta pela fonte de alimentação **E** e ao período percentual de tempo no qual essa tensão é conectada à carga por meio do interruptor comandado, ou seja, a tensão média de saída será igual a uma fração da tensão de entrada, determinada pelo trem de pulsos na própria saída do circuito, como demonstrado na Figura 3.3, tal qual é definido por (3.1). A essa fração, determinada pela razão entre o tempo de aplicação da tensão de entrada à carga e o período total de operação entre o início da aplicação de dois pulsos consecutivos ou, em outras palavras, pela razão entre o período de tempo em que o interruptor **S** é comandado a conduzir a corrente da fonte de entrada à carga do circuito e o seu período total de comutação, se denomina *ciclo de trabalho* ou **razão cíclica**.

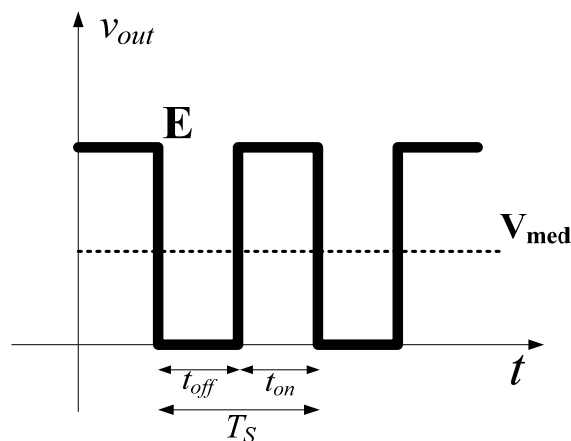


Figura 3.3 – Tensão de saída do circuito *chopper*.

$$V_{med} = \frac{1}{T_s} \int_0^{t_{on}} E dt = \frac{t_{on}}{T_s} E = D \cdot E \quad (3.1)$$

$$D = \frac{t_{on}}{T_s} \quad (3.2)$$

A razão cíclica, definida pela equação (3.2), pode, portanto, assumir qualquer valor entre zero e a unidade, de acordo com a variação da razão do período de condução do interruptor. A tensão de saída do sistema, uma vez que depende da razão cíclica utilizada, pode ser controlada diretamente pela variação deste parâmetro, ou seja, pela variação da largura dos pulsos aplicados. A essa forma de operação, que mantém constante a frequência de operação do sistema e varia a razão cíclica empregada, é dado o nome de **Modulação por Largura de Pulso**, ou modulação PWM (*Pulse Width Modulation*), obtida, na maioria das aplicações em eletrônica de potência, pela comparação entre uma onda triangular ou dente-de-serra (portadora), que estabelece a frequência de acionamento do interruptor, e uma referência com a informação que se pretende reproduzir na saída do conversor (modulante), tal qual é representado na Figura 3.4.

A comparação entre referência e a portadora de alta frequência gera um sinal, na forma de um trem de pulsos, cujas larguras são proporcionais ao próprio sinal modulante, levando a tensão média de saída a um valor também proporcional a esta referência.

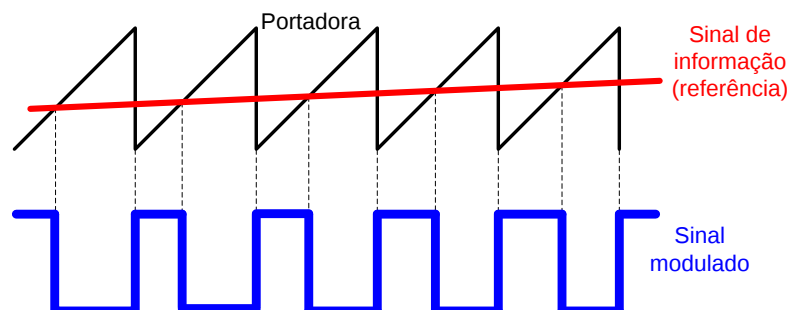


Figura 3.4 – Geração do sinal PWM.

Do princípio de operação apresentado pode-se, então, concluir facilmente que o circuito recortador é capaz de fornecer qualquer valor de tensão inferior ao valor disponibilizado pela sua fonte CC de entrada; e que, da mesma forma, ele é incapaz de

fornecer à sua saída um valor de tensão superior àquele disponível por esta mesma fonte de alimentação.

3.1.2 Conversor Buck (redutor de tensão)

Embora o circuito recortador seja capaz de fornecer uma tensão de saída de valor médio controlado e distinto da tensão disponível na entrada, essa tensão se apresenta ainda como um trem de pulsos, ou seja, tem um conteúdo harmônico de alta frequência que pode, em alguns casos, ser indesejável.

Para algumas aplicações o valor médio controlado pelo trem de pulsos obtido com a modulação PWM é completamente aceitável, mas em outras aplicações é necessário um maior refinamento da forma de onda de tensão disponibilizada para a carga na saída do conversor. A solução imediata para se contornar este problema é alocar-se um filtro passa-baixa na saída do conversor, eliminando assim o conteúdo harmônico ali presente. Para este filtro, a topologia mais simples e apropriada é a configuração LC (Figura 3.5).

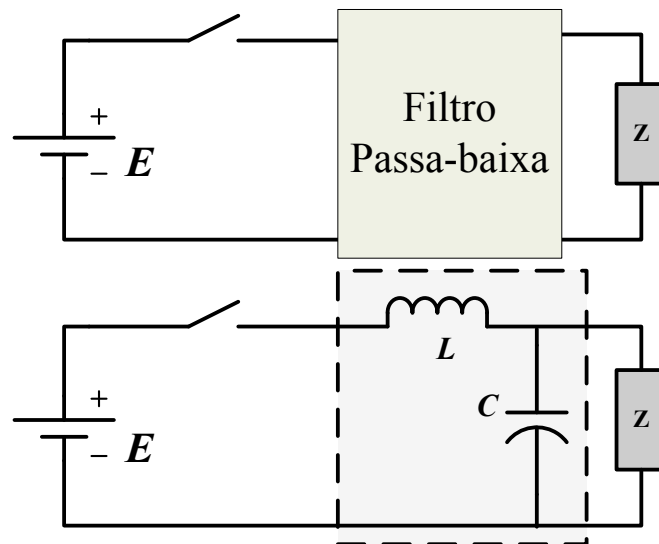


Figura 3.5 – Circuito recortador com filtro de saída.

É importante perceber, no entanto, que nesta nova configuração a operação do interruptor passa a agir diretamente sobre a corrente em um indutor em série com este elemento. Como já visto, o indutor é um elemento de circuito dotado de uma característica de ‘inércia de corrente’, tem-se, assim, da sua relação volt-ampère, reproduzida do capítulo 2 e rerepresentada em (3.3), que uma brusca variação de corrente no indutor produz uma variação de fluxo que, por sua vez, gera uma elevação de tensão em seus terminais, o que pode comprometer a integridade do próprio interruptor.

$$v_L(t) = -N \frac{d\phi(t)}{dt} = L \frac{di_L(t)}{dt} \quad (3.3)$$

É necessário, portanto, garantir um percurso alternativo para a corrente do indutor, de modo que ela não seja interrompida em nenhum momento da operação do conversor. Este novo percurso é disponibilizado por um novo interruptor alocado da forma como se apresenta na Figura 3.6 que, aliado ao interruptor principal já componente do circuito, passa a integrar o que será denominado de **chave PWM**.

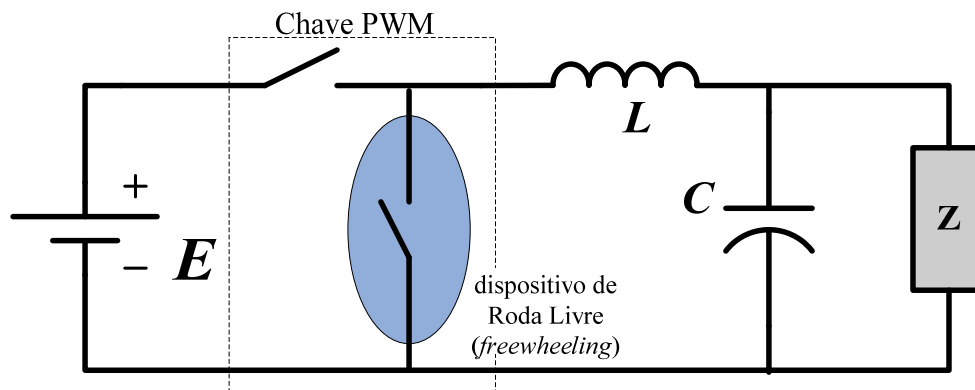


Figura 3.6 – Composição da chave PWM.

Esse novo elemento, denominado de dispositivo de *freewheeling* ou **roda livre**, devido a sua função de possibilitar a manutenção da corrente de saída quando o circuito estiver ‘livre’ da ação da fonte de alimentação, deve entrar em condução exatamente no momento do bloqueio do interruptor principal e cessar a sua condução tão logo este seja novamente comandado a conduzir. Assim sendo, a opção óbvia para este fim é a utilização de um dispositivo que, tanto na entrada em condução quanto no momento de bloqueio, realize comutações espontâneas, ou seja, um diodo. Tem-se, portanto, o circuito completo do conversor CC-CC redutor de tensão, ou **conversor Buck**, apresentado na Figura 3.7.

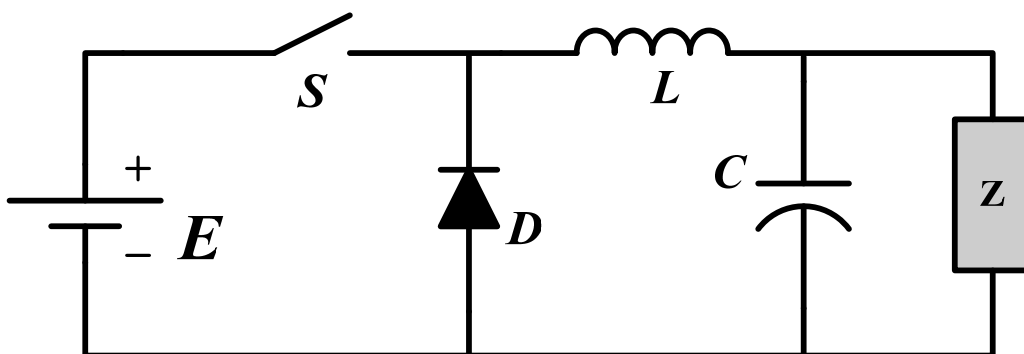


Figura 3.7 – Conversor redutor de tensão – Buck.

É fácil analisar a operação do conversor e deduzir que a tensão entregue à sua carga, dada pela expressão (3.4), é, tal qual acontecia com o recortador básico, função direta da razão cíclica do interruptor comandado S. Uma vez que durante a condução do diodo de roda livre a tensão aplicada ao filtro de saída será nula, a tensão média do trem de pulsos aplicado ao filtro LC será, portanto, a própria componente CC obtida com a filtragem dos harmônicos por meio do filtro empregado.

$$V_{out} = \frac{t_{on}}{T} E = D \cdot E \quad (3.4)$$

3.1.2.1 Análise da operação em modo de condução contínua

A operação em modo de condução contínua (CCM) ou descontínua (DCM) é definida pela forma como se mantém a continuidade da corrente do indutor. Caso a energia entregue à carga seja pequena e a indutância empregada muito elevada, a corrente deste

elemento poderá extinguir-se por completo antes que seja efetuado um novo disparo do interruptor. Ocorre, portanto, uma operação em modo de condução descontínua da corrente do indutor. Em caso contrário, se a corrente nunca se anula durante a operação em regime permanente, o conversor é dito operando em Modo de Condução Contínua. Nesse modo, as etapas de operação do conversor buck serão analisadas detalhadamente a seguir.

3.1.2.1.1 Estados topológicos

A operação do conversor é composta de duas etapas de comutação. As quais são apresentadas na Figura 3.8 e Figura 3.9.

Etapa I

Na primeira etapa o interruptor **S** é comandado a conduzir. A fonte é conectada ao filtro de saída e ocorre, então, a acumulação de energia no indutor, fazendo com que sua corrente cresça linearmente. Com o interruptor comandado o diodo **D** é polarizado reversamente e mantém-se bloqueado e a fonte entrega energia diretamente à carga enquanto carrega o capacitor de saída.

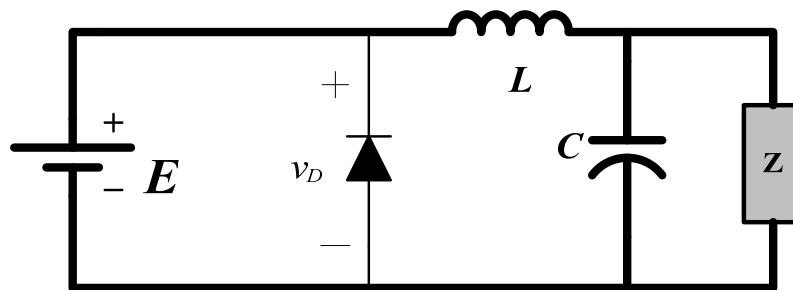


Figura 3.8 – Primeira etapa.

Etapa II

A segunda etapa se inicia com o bloqueio do interruptor controlado. A energia acumulada no indutor de filtragem é então transferida à carga pela ação do diodo de roda livre que passa a conduzir, mantendo a circulação da corrente de saída. O capacitor de saída passa a descarregar a energia acumulada na etapa anterior sobre a carga e assim permanece até que um novo pulso de comando recoloca o interruptor **S** em condução novamente, bloqueando o diodo de roda livre e reconectando a fonte de alimentação ao circuito conversor. Durante essa etapa a corrente no indutor decai linearmente.

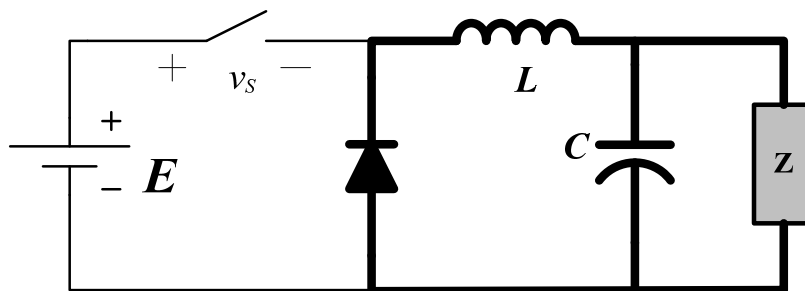


Figura 3.9 – Segunda etapa.

3.1.2.1.2 Formas de onda

As formas de onda que resultam da operação do conversor buck em condução contínua são apresentadas na Figura 3.10.

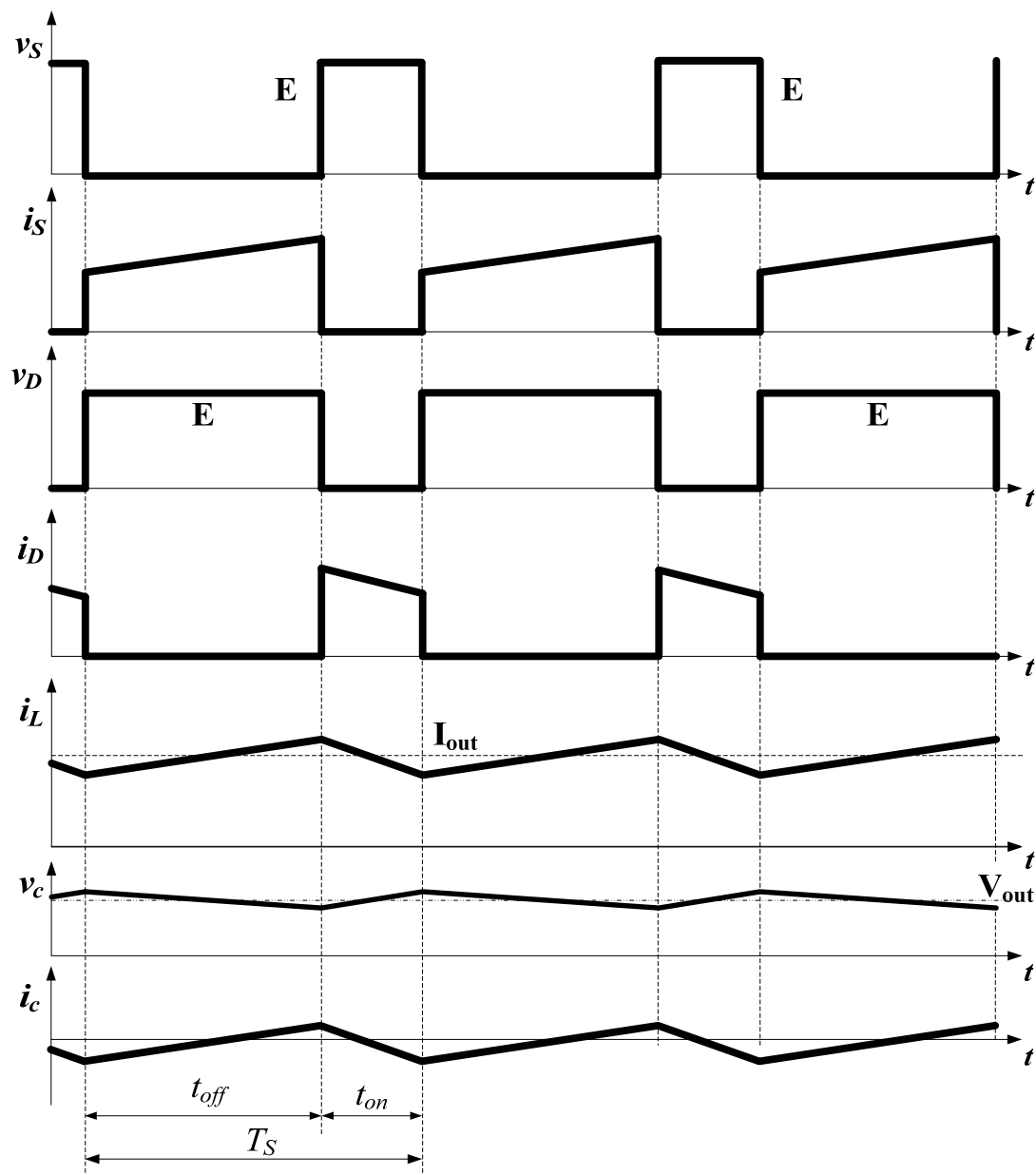


Figura 3.10 – Formas de onda do conversor buck operando em modo de condução contínua.

Considerando-se que a corrente através do indutor de saída do conversor buck tende a se manter praticamente constante, ou seja, considerando uma baixa ondulação da corrente através deste elemento, pode-se interpretar o conversor buck como um conversor cuja saída tem característica semelhante a uma fonte de corrente controlada. Pode-se, portanto, a título de simplificação, redesenhar o conversor como um circuito que realiza o controle do fluxo de energia entre uma fonte de tensão e uma fonte de corrente de forma unidirecional, como apresentado na Figura 3.11.

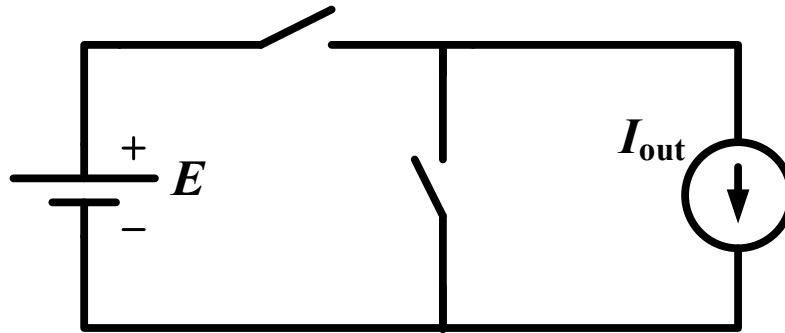


Figura 3.11 – Modelo conceitual do conversor Buck simplificado.

Em aplicações em que o conversor buck é utilizado no acionamento de máquinas CC o filtro LC de saída é dispensável à operação do sistema. O próprio motor que se pretende controlar, que se configura como uma carga de característica predominantemente indutiva, realiza a filtragem da corrente de saída, podendo ser interpretado como uma fonte de corrente.

3.1.3 Conversor Boost (elevador de tensão)

A estrutura básica do conversor boost nasce da necessidade de se conectar, ao contrário do que é feito no conversor buck, uma entrada com característica de fonte de corrente a uma carga com característica de fonte de tensão. Sua estrutura básica é apresentada na Figura 3.12. Para altas frequências de chaveamento a corrente i_L , através do indutor de entrada, pode ser considerada constante. Sendo, então, o conversor boost representado, de forma simplificada, pelo circuito da Figura 3.13.

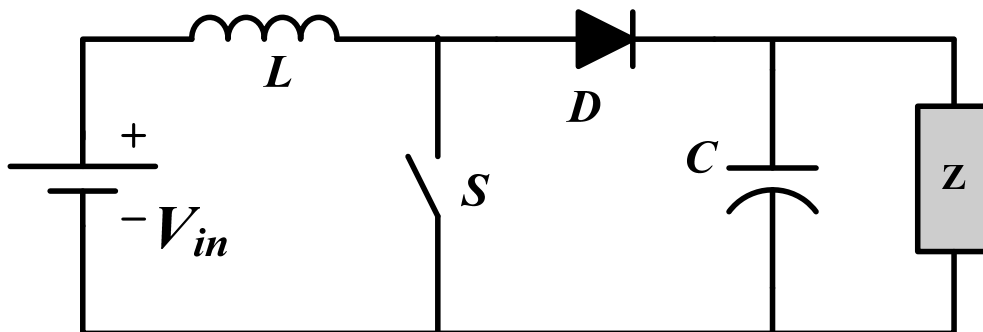


Figura 3.12 – Estrutura básica do conversor CC-CC elevador de tensão – Boost.

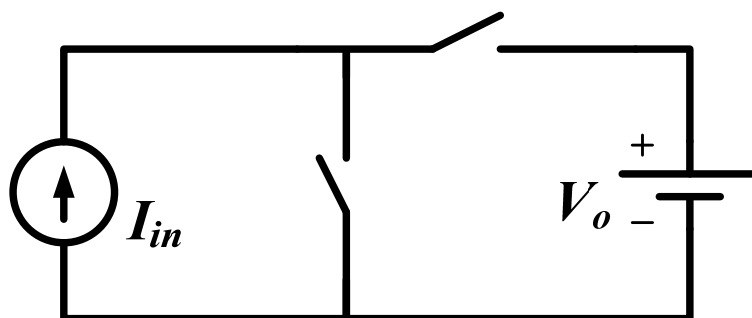


Figura 3.13 – Modelo conceitual do conversor Boost simplificado.

Na sua aplicação em acionamentos elétricos, o conversor boost é utilizado, principalmente, na implementação da frenagem regenerativa de máquinas CC. Desta sua natureza, vem a aplicação como regulador elevador de tensão, uma vez que o fluxo de energia é direcionado desde o terminal de tensão inferior até o terminal de tensão mais elevada.

Feitas estas considerações, pode-se partir para a análise do conversor boost em modo de condução contínua.

3.1.3.1 Análise da operação em modo de condução contínua

A operação do conversor é composta de duas etapas de comutação. Tal qual ocorre no funcionamento do conversor buck, a operação em modo de condução contínua ou descontínua é definida pela continuidade da corrente no indutor, neste caso, na entrada do circuito.

O conversor boost tem sua grande vantagem na possibilidade de, em modo de condução contínua, garantir uma grande redução no conteúdo harmônico da corrente de entrada, devido a sua baixa ondulação em relação as correntes pulsadas drenadas pelas estruturas baseadas na topologia buck.

3.1.3.1.1 Estados topológicos

As duas etapas de comutação que formam o modo de operação do conversor em condução contínua são apresentadas na Figura 3.14 e na Figura 3.15.

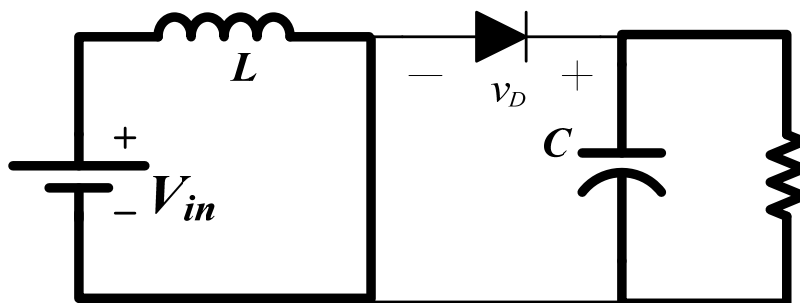


Figura 3.14 – Primeira etapa.

Etapa I

Na primeira etapa o interruptor **S** é comandado a conduzir, aplicando a tensão de entrada diretamente sobre o indutor de entrada. Ocorre então a acumulação de energia neste elemento, fazendo com que sua corrente cresça linearmente. Com o interruptor comandado, o diodo **D** é polarizado reversamente devido à tensão de saída mais elevada que a de entrada, e mantém-se bloqueado, sendo a carga alimentada pelo capacitor.

Etapa II

A segunda etapa se inicia com o bloqueio do interruptor controlado. A energia acumulada no indutor de entrada é então transferida à carga por meio do diodo **D** que passa a conduzir elevando a tensão e recuperando a carga do capacitor. A transferência de energia do indutor para a carga permanece até que um novo pulso de comando recoloca o interruptor **S** em condução novamente. Nessa etapa a corrente no indutor decai linearmente, visto que a tensão sobre ele é agora negativa.

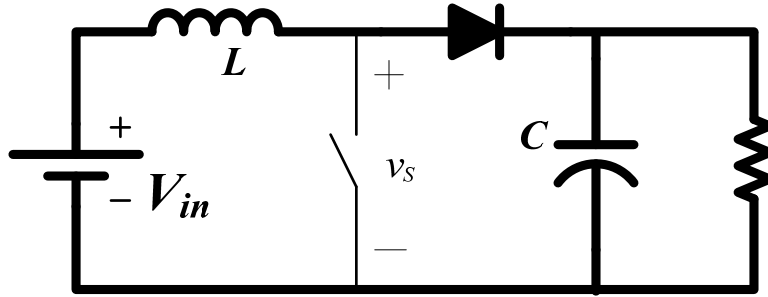


Figura 3.15 – Segunda etapa.

3.1.3.1.2 Formas de onda

As formas de onda que resultam da operação do conversor boost em condução contínua são apresentadas na Figura 3.17.

3.1.3.2 Características quantitativas

Analisando a operação do conversor boost a partir dos seus estados topológicos, da forma como são apresentados na Figura 3.16, tem-se a forma de onda simplificada da corrente de saída da estrutura, apresentada na Figura 3.16b e na Figura 3.18, sendo dada pela expressão (3.5).

$$I_o = \frac{1}{T_s} \int_0^{t_{off}} I_{in} dt = \frac{t_{off}}{T_s} I_{in} \quad (3.5)$$

Definindo o ciclo de trabalho do interruptor (razão cíclica) como sendo dado por:

$$D = \frac{t_{on}}{T_s} \quad (3.6)$$

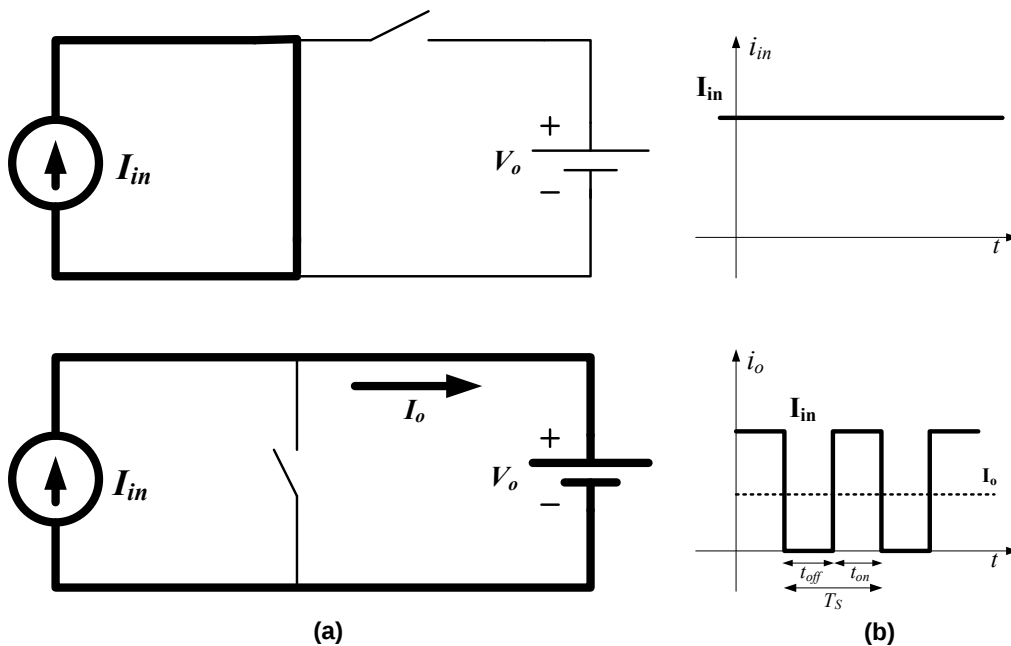


Figura 3.16 – (a) Estados do conversor boost e (b) formas de onda de corrente de entrada e saída.

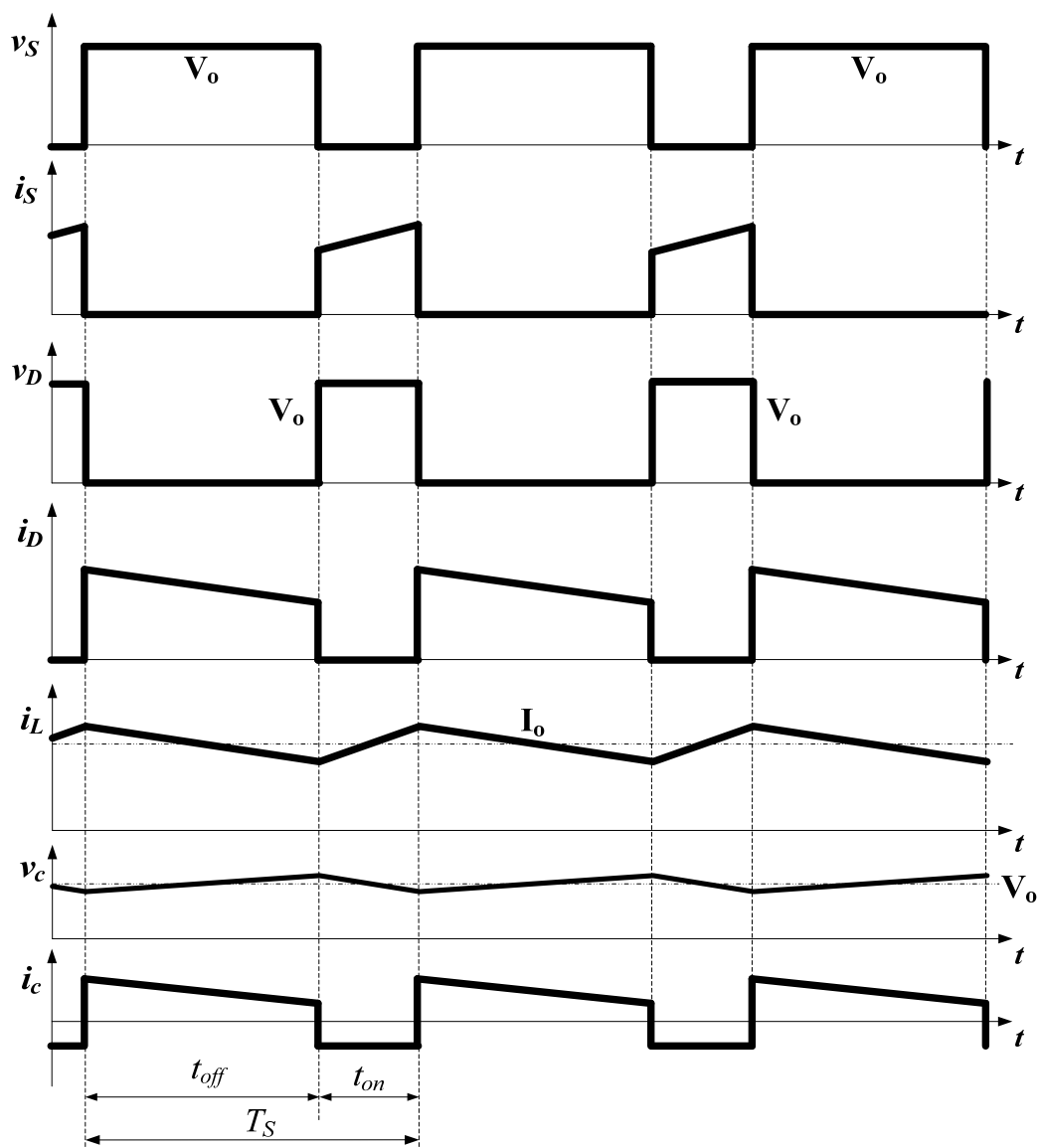


Figura 3.17 – Formas de onda do conversor boost operando em modo de condução contínua.

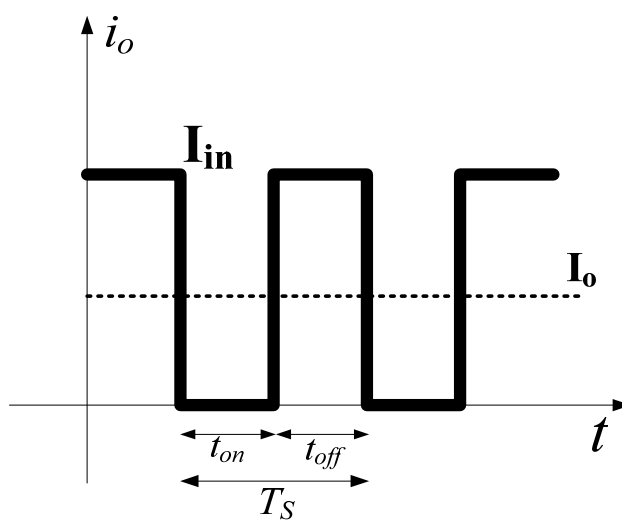


Figura 3.18 – Forma de onda da corrente de saída.

Tem-se, por inspeção à Figura 3.18, que:

$$I_o = (1 - D)I_{in} \quad (3.7)$$

Sabe-se também que, pelo princípio da conservação de energia e desprezando-se as perdas do sistema:

$$P_{out} = P_{in} \quad (3.8)$$

E, portanto:

$$V_o \cdot I_o = V_{in} \cdot I_{in} \quad (3.9)$$

Substituindo (3.7) em (3.9), obtêm-se (3.10) e a expressão do ganho de tensão estático do conversor boost, dada por (3.11).

$$V_o = \frac{I_{in}}{(1 - D)I_{in}} V_{in} \quad (3.10)$$

$$\frac{V_o}{V_{in}} = \frac{1}{(1 - D)} \quad (3.11)$$

O conhecimento das características de funcionamento dos conversores abaixador e elevador de tensão (buck e boost) será importante para se desenvolver o estudo das demais topologias estudadas, no intuito de se alcançar a análise geral dos conversores estáticos bidirecionais.

3.2 Conversão Bidirecional

Embora os conversores CC-CC sejam amplamente utilizados e tenham uma grande versatilidade, muitas vezes se faz necessário o emprego de topologias com características muito específicas para gerenciar de forma mais adequada o fluxo de energia entre determinados sistemas, sobretudo quando se deseja garantir o fluxo dessa energia em ambos os sentidos através do conversor.

No mundo moderno, onde se faz imprescindível a questão do uso racional e do reaproveitamento da energia disponível, os conversores bidirecionais têm encontrado cada vez mais espaço e nichos de aplicação.

Pensar em um conversor bidirecional, a princípio, conduz diretamente ao trato dos conversores PWM CC-CA e CA-CC. Os primeiros, também conhecidos como inversores de tensão, a princípio empregados principalmente no acionamento de máquinas CA, mas cada vez mais encontrados em outras aplicações; e os segundos, referindo-se aos retificadores PWM com alto fator de potência, cada vez mais empregados devido à sua capacidade de reduzir o desperdício de energia perdida com harmônicos de corrente indesejados circulando nas linhas da rede elétrica e que, atualmente, têm sido cada vez mais empregados em conjunto com os primeiros, em aplicações em que o gerenciamento bidirecional da energia através de conversores eletrônicos se faz necessário, tanto entre sistemas CC-CA quanto em sistemas CA-CA, como é o caso dos aerogeradores conectados à rede convencional [Oliveira 2006].

3.2.1 Conversão CC-CA (inversores de tensão)

Como já mencionado, a partir do princípio de operação dos ‘recortadores’ de tensão (ou *choppers*), é possível controlar o nível de tensão CC disponibilizado a uma determinada carga a partir da aplicação de pulsos de tensão de largura e frequência controlada, drenando energia de uma fonte de alimentação com nível de tensão mais elevado. Esse princípio de operação foi demonstrado na análise do funcionamento do conversor CC-CC buck, que fornece uma tensão de saída, inferior à tensão de entrada, de valor proporcional à razão cíclica de comutação do seu interruptor.

Considerando, então, que a razão cíclica de acionamento do interruptor seja agora variável, segundo uma determinada frequência inferior a sua própria frequência de comutação, é possível reproduzir essa variação de razão cíclica sob a forma de uma variação proporcional da tensão de saída do conversor.

Em outras palavras: seja o conversor buck apresentado na Figura 3.7 posto em operação segundo a aplicação de uma referência não mais constante, mas sim variável, como mostra a Figura 3.19.

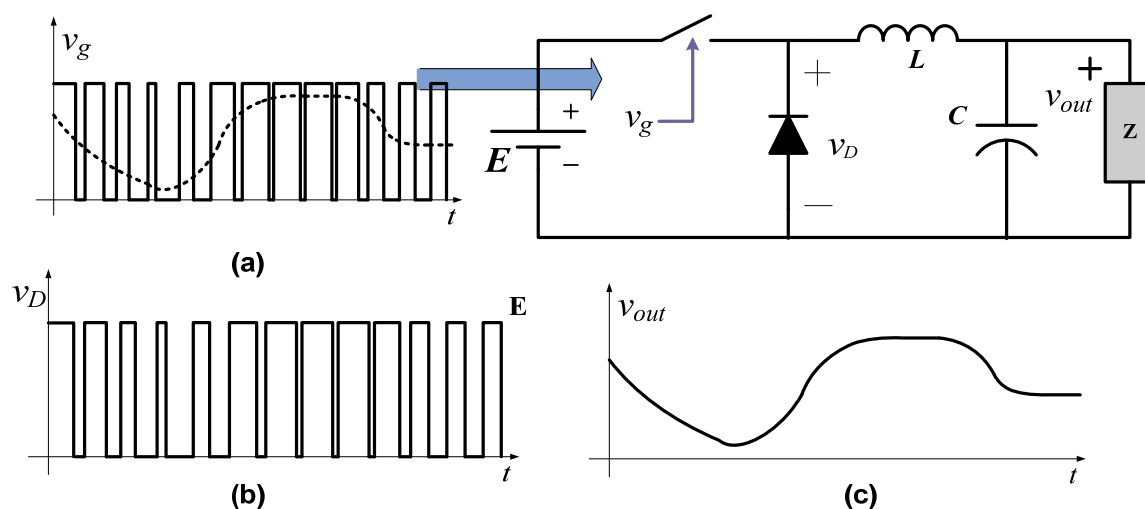


Figura 3.19 – (a) Pulsos de comando, (b) tensão V_D pulsada e (c) tensão de saída.

Seja também a estrutura apresentada na Figura 3.20, onde se pode aplicar à carga uma tensão ora positiva, ora negativa, a partir de uma fonte de alimentação CC. Esta é a premissa básica da operação dos inversores de tensão e permite que se obtenha uma tensão alternada quadrada com valor médio nulo a partir de uma tensão CC disponível.

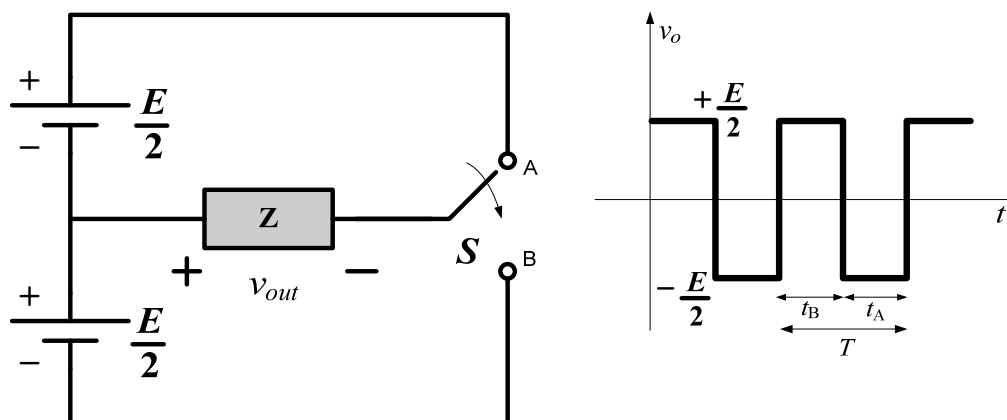


Figura 3.20 – Conversor CC-CA básico.

Variando o período em que o interruptor S se mantém nas posições A e B passa-se a estabelecer um valor médio na tensão de saída, que pode ser tanto positivo quanto negativo, dependendo das razões cíclicas das posições de S . Assim sendo, da mesma forma como o circuito da Figura 3.20 funciona de forma semelhante ao circuito recortador básico, pode-se inserir um filtro na saída do inversor e levá-lo a operar segundo o mesmo princípio de funcionamento do conversor buck. Tem-se assim, o conversor CC-CA meia-ponte da forma como é apresentado na Figura 3.21.

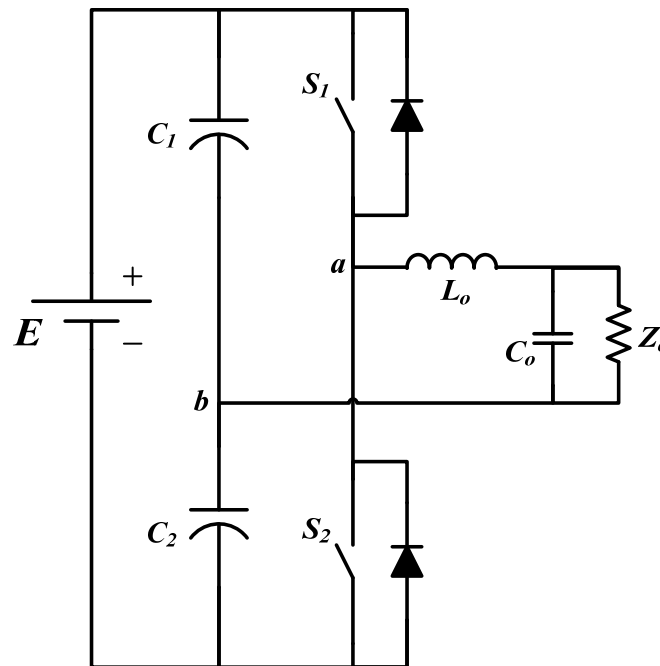


Figura 3.21 – Conversor CC-CA meia-ponte.

3.2.1.1 Estados topológicos

Na Figura 3.22 e na Figura 3.23 são apresentadas as etapas de operação do conversor CC-CA meia-ponte, demonstrando como a estrutura trabalha segundo os mesmos princípios de conversão da topologia buck. Dependendo da razão cíclica empregada em cada interruptor comandado, tem-se que o valor da tensão de saída filtrada varia de acordo com o sentido imposto pela corrente do indutor, podendo assumir valores positivos ou negativos, com magnitude sempre inferior ao nível CC da tensão aplicada ao filtro.

3.2.1.1.1 Tensão de saída positiva

Na primeira etapa o interruptor S_1 é comandado a conduzir, aplicando a tensão $E/2$ do capacitor C_1 ao filtro de saída. Ocorre então a acumulação de energia no indutor, fazendo com que sua corrente cresça linearmente. Com S_1 conduzindo, o diodo D_2 é polarizado reversamente e mantém-se bloqueado até que se dê a abertura daquele interruptor na segunda etapa, levando-o a entrar em condução para manter a corrente do indutor. Neste momento o interruptor S_2 recebe comando para entrar em condução, mas, devido ao sentido da corrente, esta permanece circulando através do diodo D_2 . Nesta forma de operação, portanto, o conversor buck é formado pela chave PWM composta por S_1 e D_2 .

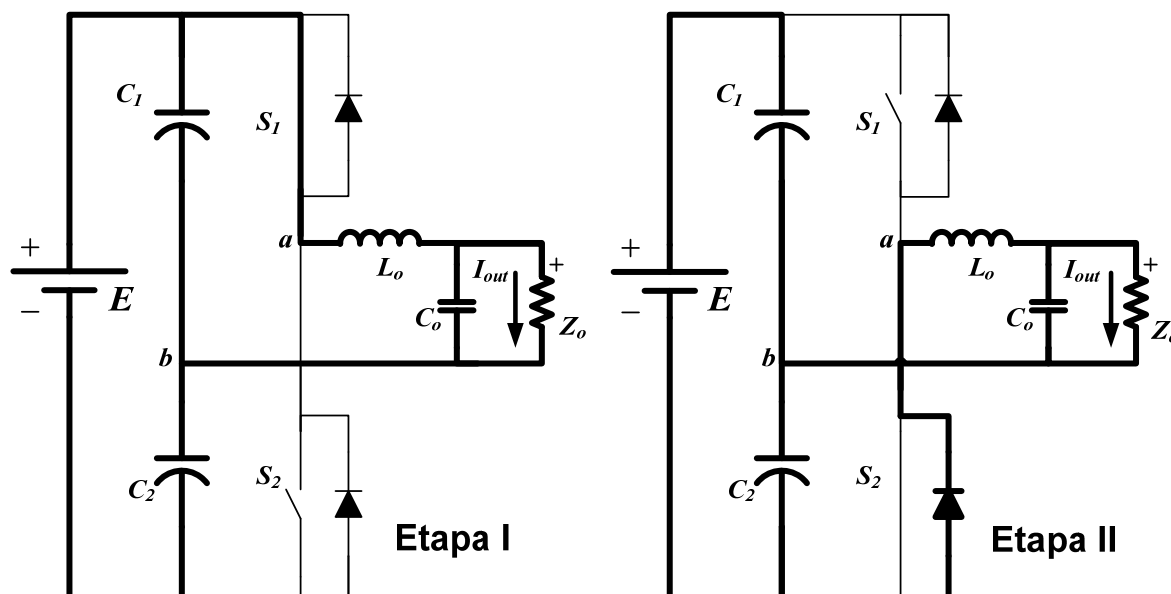


Figura 3.22 – Estados da estrutura meia-ponte quando fornecendo tensão de saída positiva.

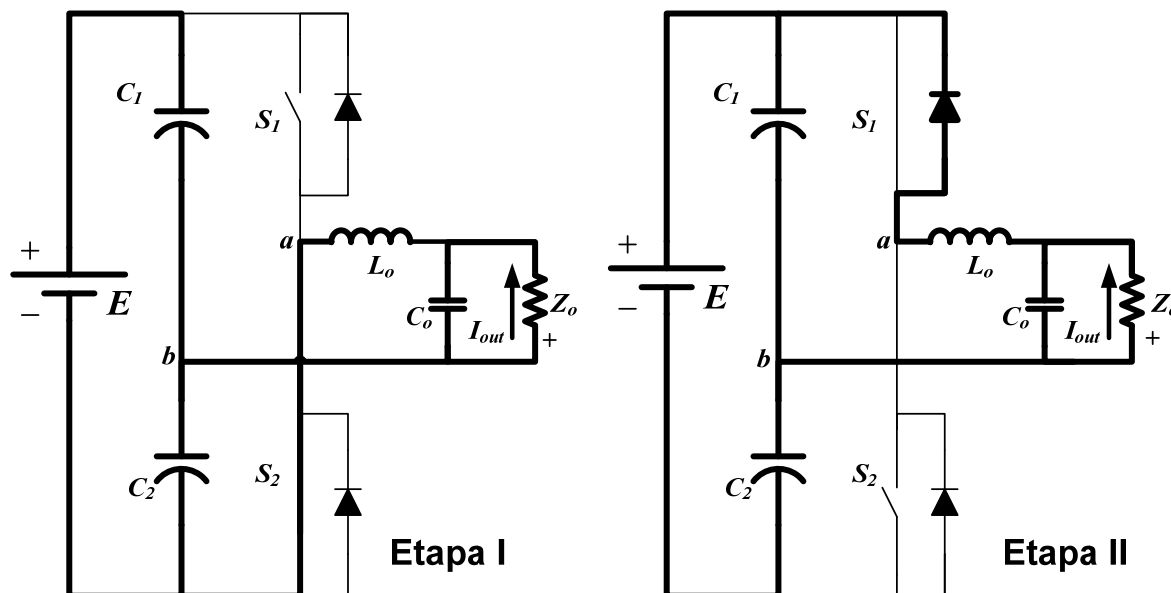


Figura 3.23 – Estados da estrutura meia-ponte quando fornecendo tensão de saída negativa.

3.2.1.1.2 Tensão de saída negativa

A forma de operação seguinte é similar àquela já apresentada. Neste caso, o segundo conversor buck é formado pela chave PWM composta por S_2 e D_1 e a tensão de saída fornecida pelo circuito tem valor médio negativo. A primeira etapa se inicia com o interruptor S_2 sendo levado a conduzir a corrente de carga, que agora circula em sentido contrário através do indutor. Com a tensão $-E/2$ do capacitor C_2 aplicada ao filtro de saída, a corrente do indutor eleva-se linearmente no sentido carga-fonte. A segunda etapa se inicia com o bloqueio de S_2 e a entrada em condução do diodo D_1 , através do qual é aplicada uma tensão positiva $E/2$ ao filtro de saída. Nessa etapa a corrente no indutor decai linearmente, ainda no seu sentido negativo, devolvendo à fonte de entrada parte da sua energia acumulada.

As formas de operação representadas na Figura 3.22 e na Figura 3.23 demonstram o princípio da reversibilidade dos conversores estáticos bidirecionais. Como pode ser visto nas etapas de comutação apresentadas, a corrente do indutor de filtro circula no sentido fonte-carga quando a tensão de saída é positiva, e no sentido inverso quando esta tem valor médio negativo. Além disso, durante a primeira etapa a corrente de entrada é positiva, invertendo de sentido na etapa de roda livre, regenerando assim, para a fonte de alimentação, parte da energia acumulada nos elementos passivos do circuito.

Essa estrutura, devido a sua peculiaridade de poder entregar tensões de polaridades distintas à carga, dependendo das razões cíclicas estabelecidas na comutação dos interruptores, comporta-se como se acomodasse dois conversores tipo buck, em contra-fase, alternando-se no fornecimento de energia à carga.

3.2.1.2 Modulação PWM senoidal

Aplicando-se, agora, a técnica de modulação empregada na Figura 3.19 à nova estrutura bidirecional apresentada na Figura 3.21, e considerando que a referência modulante se configura agora em uma senóide, cujo valor médio nulo representa a operação com 50% de razão cíclica, ou seja, tensão positiva em metade do período e tensão negativa durante a outra metade, tem-se o que se convencionou denominar de **modulação PWM senoidal**, ou SPWM.

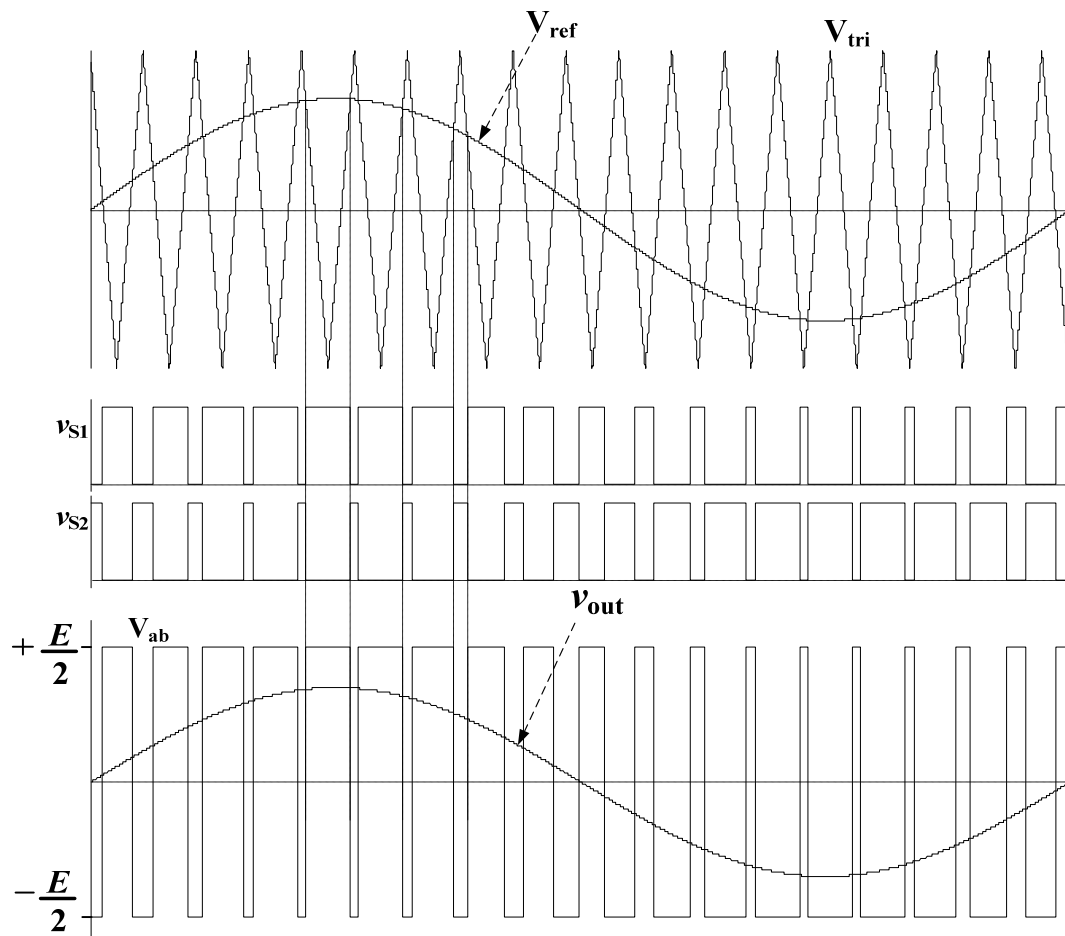


Figura 3.24 – Inversor meia-ponte operando com modulação SPWM.

Considerando que a variação de razão cíclica da estrutura siga uma envoltória senoidal, é possível, então, gerar uma tensão de saída alternada cujo valor instantâneo, que também descreve uma trajetória senoidal, terá valor absoluto sempre inferior à tensão de entrada CC (tal qual um conversor Buck) e proporcional à razão cíclica aplicada ao interruptor a cada instante.

A Figura 3.24 demonstra a geração dos sinais de acionamento dos interruptores, v_{S1} e v_{S2} , que seguem a trajetória senoidal da referência imposta, sendo ainda complementares entre si, para reproduzi-la, através da filtragem do conteúdo harmônico observado na tensão V_{ab} entregue pela estrutura meia-ponte ao filtro, na saída do conversor CC-CA.

Por se tratar de uma estrutura que opera em uma frequência elevada de comutação, a filtragem pode ser realizada com elementos passivos de baixo volume, o que também contribui para a elevação do rendimento global do sistema.

O detalhe das formas de onda do conversor conformando tensões de saída positiva e negativa é ilustrado na Figura 3.30.

3.2.2 Conversão CC Bidirecional

Os conversores bidirecionais são aqueles que permitem que o fluxo de energia possa fluir entre dois sistemas conectados aos seus terminais de entrada e saída em ambos os sentidos, fazendo com que os dois sistemas ora sejam carga e ora sejam fontes para o conversor.

A maioria das estruturas empregadas largamente em sistemas domésticos, nas “fontes chaveadas”, faz uso de um retificador de saída para tornar contínua a tensão disponibilizada por estruturas em ponte ou em push-pull. Torná-los passíveis de bidirecionalidade não é, de fato, uma tarefa complicada. A síntese do sistema de controle que fará a estrutura trabalhar de tal forma é que se converte no verdadeiro desafio.

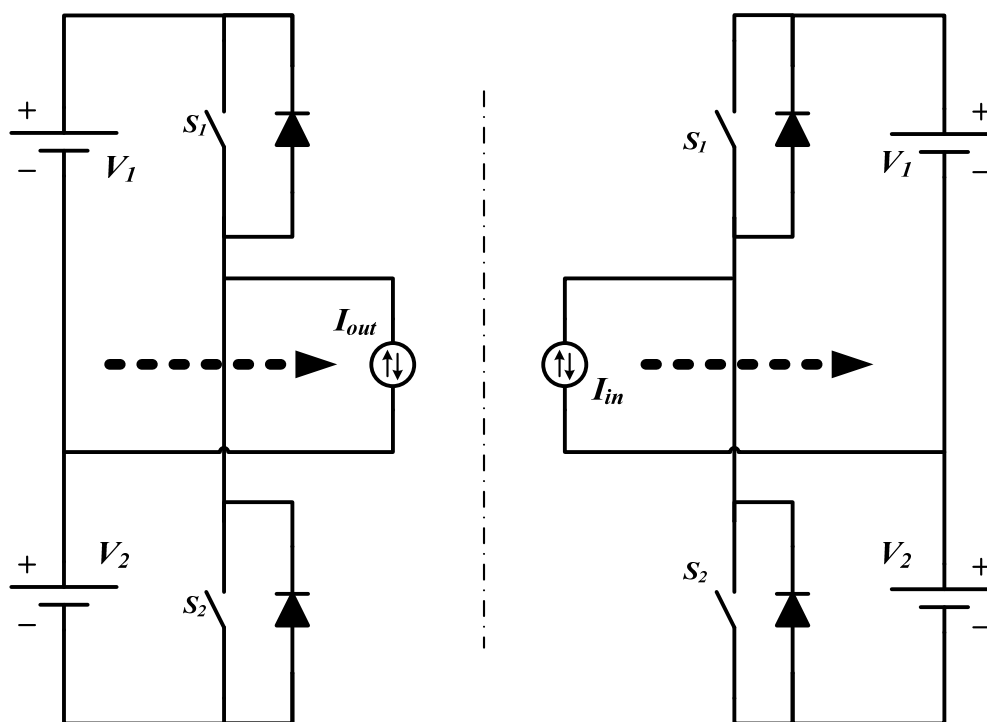


Figura 3.25 – Topologia do conversor meia-ponte bidirecional

O conversor em meia ponte apresentado no tópico anterior é um exemplo de um conversor bidirecional (Figura 3.25). Como conversor CC-CC ele pode operar, baseando seus pulsos de comando na estrutura buck, como um conversor redutor de tensão. Comandado de modo a emular os pulsos de comando de um conversor boost, ele se torna um conversor elevador cujo fluxo de energia tem sentido contrário ao da situação anterior.

Operando como um conversor elevador, e comandado com modulação SPWM, ele também pode ser usado como um conversor CA-CC, atuando como retificador com fator de potência unitário [Silva Jr. 1994], podendo, comandado com uma lógica de comando de estrutura buck, inverter o fluxo de energia, operando como abaixador e se tornando um conversor CC-CA. Já comandado com uma modulação PWM convencional ele pode gerar tensões de saída tanto positivas quanto negativas a partir de uma mesma fonte CC. Sua versatilidade é tanta que num arranjo com três conversores devidamente controlados pode ser empregado até mesmo como um inversor/retificador trifásico.

E é devido a essa versatilidade, pela possibilidade de ser empregado no acionamento de máquinas elétricas CC e CA, fornecendo tração ou retirando a energia gerada por ela, que esta foi a primeira opção de estrutura para emprego no sistema de gerenciamento de energia do sistema proposto.

3.3 Conversor proposto

Para emprego no sistema de frenagem foco do projeto, optou-se por uma estrutura bidirecional. No intuito de permitir a verificação da possibilidade de regeneração da energia cinética do veículo de frenagem por meio de conversão eletromecânica, as topologias com tais características se tornam as mais adequadas. A estrutura bidirecional escolhida será analisada a seguir.

3.3.1 Conversor CC-CC Bidirecional

O conversor CC-CC meia ponte bidirecional é aquele que, apresentado na seção 3.2.1, funciona como um conversor tipo buck, podendo ser modulado para entregar à saída, da forma como apresentado na sub-seção 3.2.1.1, uma tensão positiva ou negativa.

Já na forma de operação inversa, fonte e carga passam a estar de lados opostos do conversor, e este passa a ser modulado da mesma forma que um conversor boost, cujos sinais de comando são aplicados de modo a fazer a energia fluir no sentido oposto ao indicado na seção 3.2.1.

Embora não seja capaz de entregar tensões de polaridades distintas à carga, ele é capaz, tal qual o era operando como um buck, de realizar o gerenciamento de energia entre uma fonte CC positiva, no seu lado de tensão mais alta, e uma fonte de tensão positiva ou negativa, em seu lado de tensão mais baixa. Essa peculiaridade é o que o torna perfeito para o uso como conversor CA-CC, que sendo comandado com uma modulação SPWM, consegue retificar uma tensão CA sem injetar harmônicos de baixa frequência na rede, funcionando como um retificador PFC. Por inspeção da Figura 3.26 é fácil perceber que seria impossível a essa estrutura fornecer tensão negativa na saída sem pôr em curto os diodos do braço comutador e comprometer a integridade do sistema.

Por oferecer a possibilidade de elevar a tensão de entrada mantendo ou invertendo a sua polaridade, dependendo das razões cíclicas estabelecidas na comutação dos interruptores, comporta-se como se acomodasse dois conversores tipo boost, em contra-

fase, alternando-se na elevação de tensão e no fornecimento de energia à carga. E por sua característica bidirecional, poderia facilmente substituir o conjunto de conversores buck + boost no acionamento e frenagem tanto de máquinas CC quanto CA monofásicas.

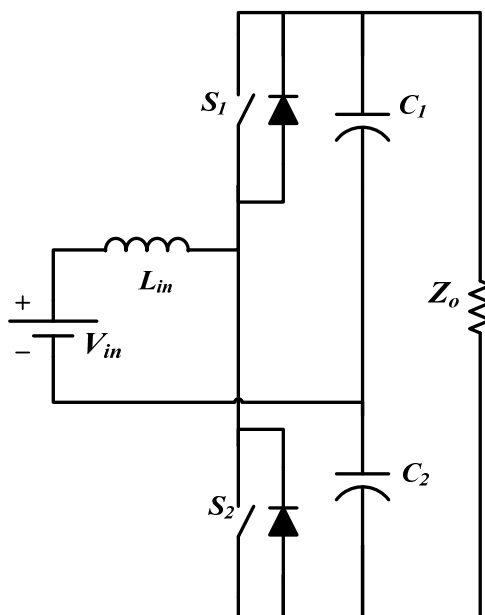


Figura 3.26 – Conversor CC-CC meia-ponte bidirecional para modo de operação tipo boost.

3.3.1.1 Estados topológicos

Na Figura 3.27 e na Figura 3.28 são apresentadas, respectivamente, as etapas de operação do conversor CC-CC meia-ponte operando com tensão de entrada positiva e negativa. Uma vez que o indutor em série com a fonte de entrada emula uma fonte de corrente, pode-se demonstrar como a estrutura trabalha segundo os mesmos princípios de conversão da topologia boost. Dependendo da razão cíclica empregada em cada interruptor comandado, tem-se que o valor da tensão de saída assume valores positivos com magnitude sempre superior ao módulo da tensão CC aplicada à entrada.

3.3.1.1.1 Tensão de entrada positiva

Na primeira etapa o interruptor S_2 é comandado a conduzir, aplicando a tensão V_{in} de entrada, somada a tensão $V_o/2$ do capacitor C_2 ao indutor de entrada. Ocorre então a acumulação de energia no indutor, fazendo com que sua corrente cresça linearmente. Com S_2 conduzindo, o diodo D_1 é polarizado reversamente e mantém-se bloqueado até que se dê o bloqueio daquele interruptor na segunda etapa, levando-o a entrar em condução para manter a corrente do indutor. Neste momento o interruptor S_1 recebe comando para entrar em condução, mas, devido ao sentido da corrente, esta permanece circulando através do diodo. Nesta forma de operação, portanto, o conversor boost equivalente é formado pela chave PWM composta por S_2 e D_1 .

3.3.1.1.2 Tensão de entrada negativa

A forma de operação seguinte é similar àquela já apresentada. Neste caso, o segundo conversor boost é formado pela chave PWM composta por S_1 e D_2 , para converter

uma tensão de entrada de polaridade negativa em uma tensão de saída positiva. A primeira etapa se inicia com o interruptor S_1 sendo levado a conduzir a corrente de carga, que agora circula em sentido contrário através do indutor. Com a tensão $-V_{in}$, somada a tensão $-V_o/2$ do capacitor C_1 aplicada ao indutor, a sua corrente se eleva linearmente no sentido carga-fonte. A segunda etapa tem início no bloqueio de S_1 e na conseqüente entrada em condução de D_2 , através do qual é aplicada uma tensão positiva ao indutor, levando sua corrente a decair linearmente, ainda no seu sentido negativo, devolvendo à fonte de entrada parte da sua energia acumulada no campo.

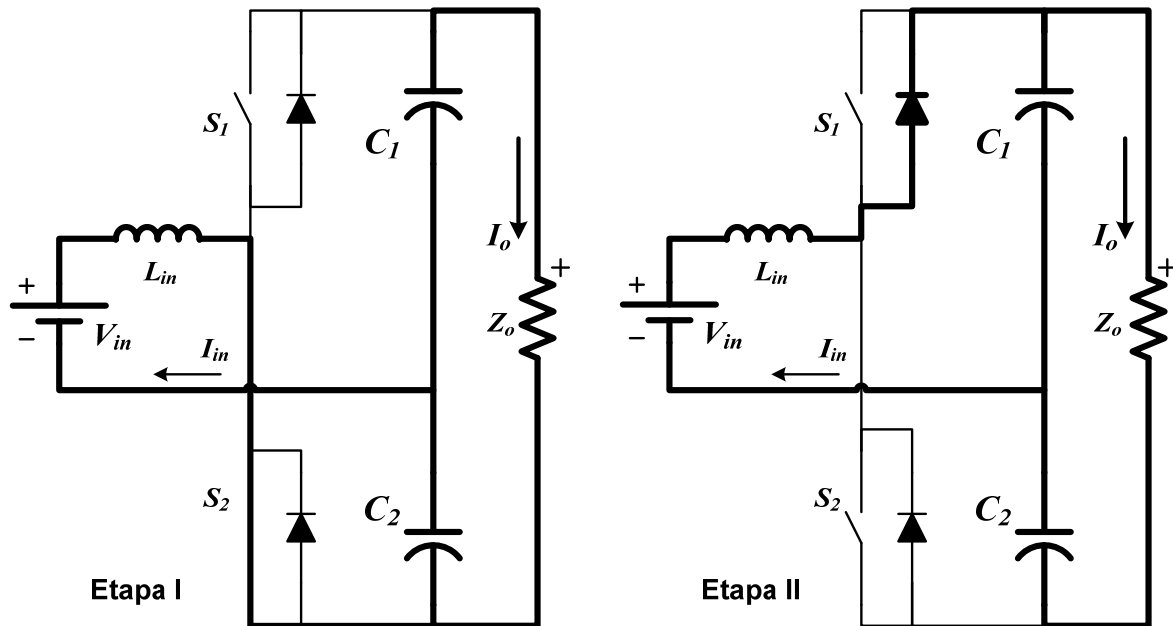


Figura 3.27 – Etapas do conversor quando operando com tensão de entrada positiva.

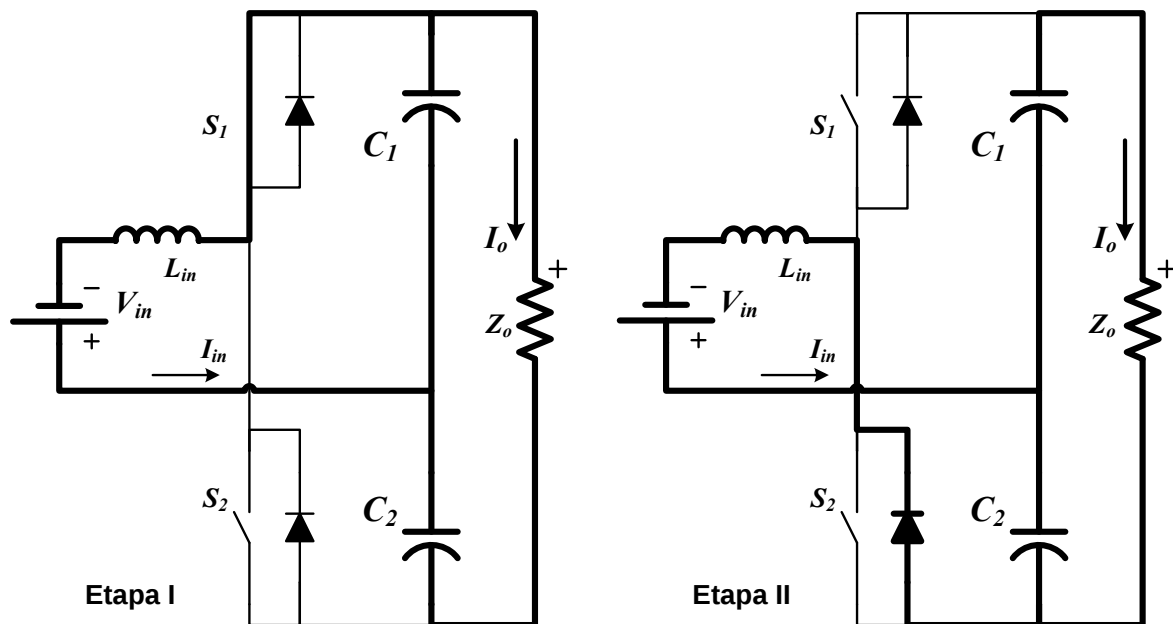


Figura 3.28 – Estados do conversor quando operando com tensão de entrada negativa.

3.3.1.2 Formas de onda

As formas de onda que resultam da operação do conversor CC-CC meia ponte em modo de operação topológico tipo boost são apresentadas, para tensões de entrada positiva e negativa, na Figura 3.29, respectivamente em (a) e (b). Enquanto o seu modo de operação baseado na topologia buck tem suas formas de onda apresentadas, com tensão de saída positiva e negativa, na Figura 3.30, respectivamente em (a) e (b).

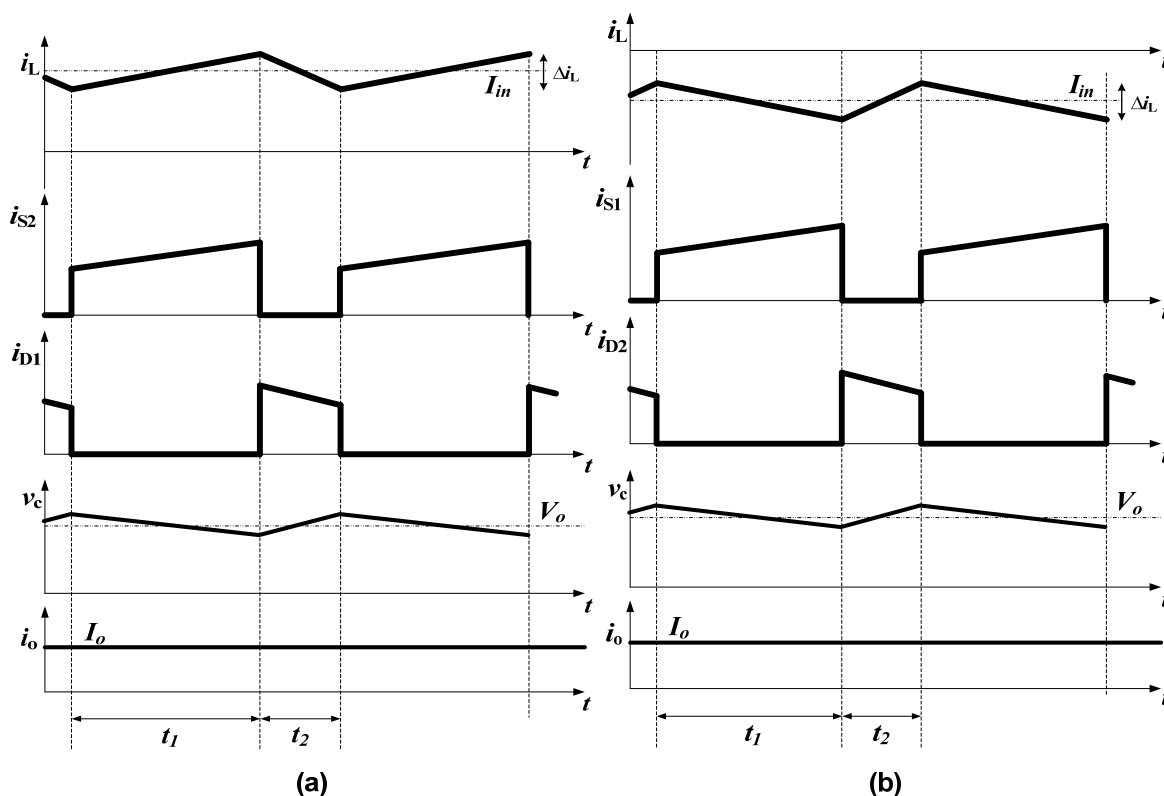


Figura 3.29 – Formas de onda do conversor em ponte operando como topologia boost.

As formas de operação apresentadas nas seções 3.2.1.1 e 3.3.1.1 demonstram o princípio da reversibilidade do conversor estático bidirecional. Como pode ser visto nas etapas de comutação apresentadas, a corrente do indutor de filtro circula no sentido fonte-carga quando a tensão do barramento de menor tensão é positiva, e no sentido inverso quando esta tem valor médio negativo. Isso permite que o conversor possa gerenciar o fluxo de energia entre dois sistemas, permitindo-o fluir em ambos os sentidos, de acordo com a conveniência da aplicação.

Com a potência fluindo em ambos os sentidos, essa é a razão pela qual o conversor pode ser facilmente controlado para funcionar como inversor, conforme demonstrado na seção 3.2.1, ou como retificador, segundo as etapas de operação apresentadas na seção 3.3.1.1 e recebendo uma modulação SPWM (Figura 3.24), da forma como pode ser visto na Figura 3.31.

3.3.1.3 Equilíbrio da tensão de barramento

De forma geral, o conversor gerencia o fluxo de energia alternando-se entre quatro estados topológicos distintos, os quais são apresentados na Figura 3.33, através da

comutação complementar dos dois interruptores comandados, da forma como exemplificado na Figura 3.32, formando duas “chaves PWM” que atuam, cada qual, nos seus respectivos modos de operação, dependendo do sentido em que flui a corrente.

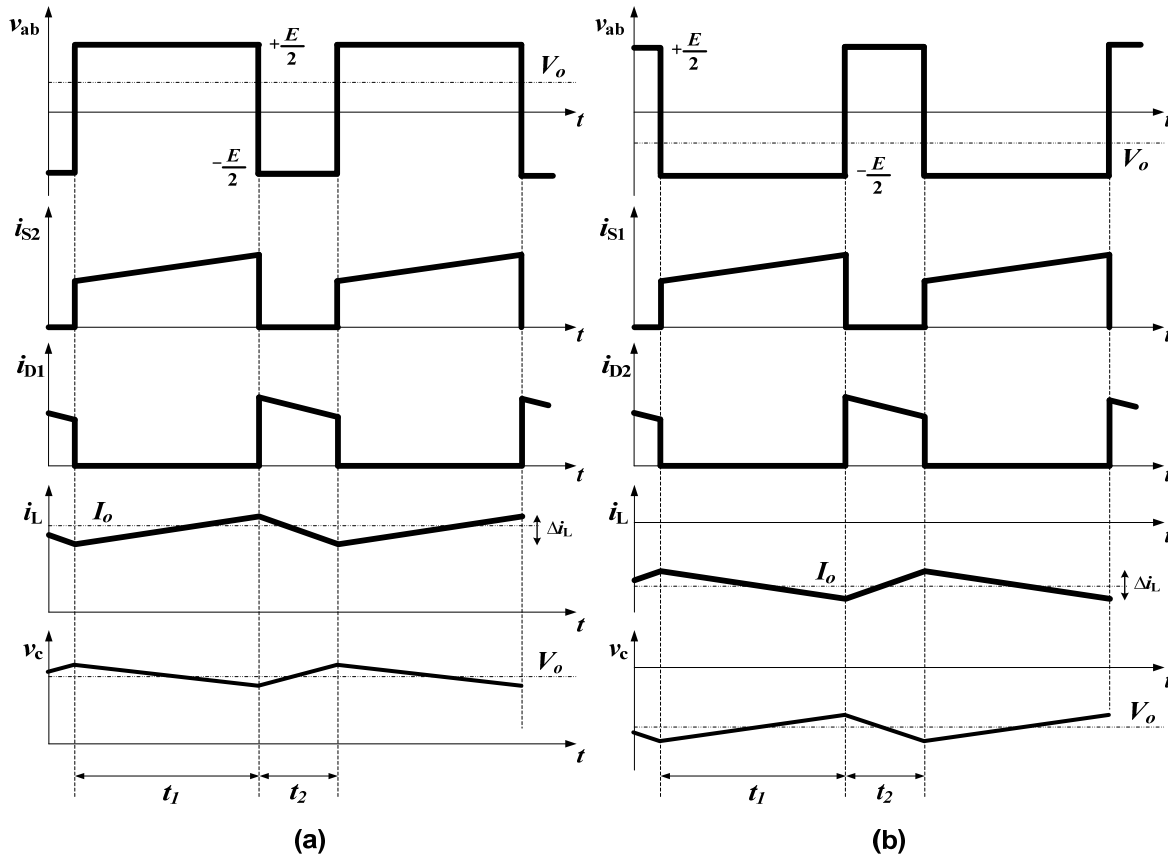


Figura 3.30 – Formas de onda do conversor em ponte operando como topologia buck conforme apresentado na seção 3.2.1.1.

É essa característica de comandar os interruptores mesmo durante o período de condução dos seus diodos em anti-paralelo que possibilita a operação bidirecional do conversor em meia ponte. E como se tem dois interruptores comandados é possível definir duas razões cíclicas, uma para cada um deles. Essa distinção entre a razão cíclica de cada interruptor será importante na sua modelagem e para identificar o sentido do fluxo de energia, já que cada ciclo de trabalho corresponde ao interruptor que comanda um modo de operação.

Há, no entanto, uma ressalva acerca do modo de operação CC-CC que difere da operação do conversor quando funcionando como inversor ou retificador PFC. Em ambas as condições o conversor tem o seu fluxo de energia sendo equilibrado ao longo do período da onda modulante, desde que esta tenha valor médio nulo. O que não ocorre no caso em que o conversor é comandado a manter uma corrente no indutor com valor médio (positivo ou negativo) ao longo do período de modulação.

Nesse caso, não ocorre a troca sistemática e simétrica de energia entre os capacitores do barramento CC que se dá na operação com corrente alternada circulando no indutor. Isso acarreta em um desequilíbrio de carga e, conseqüentemente, de tensão entre os capacitores de barramento.

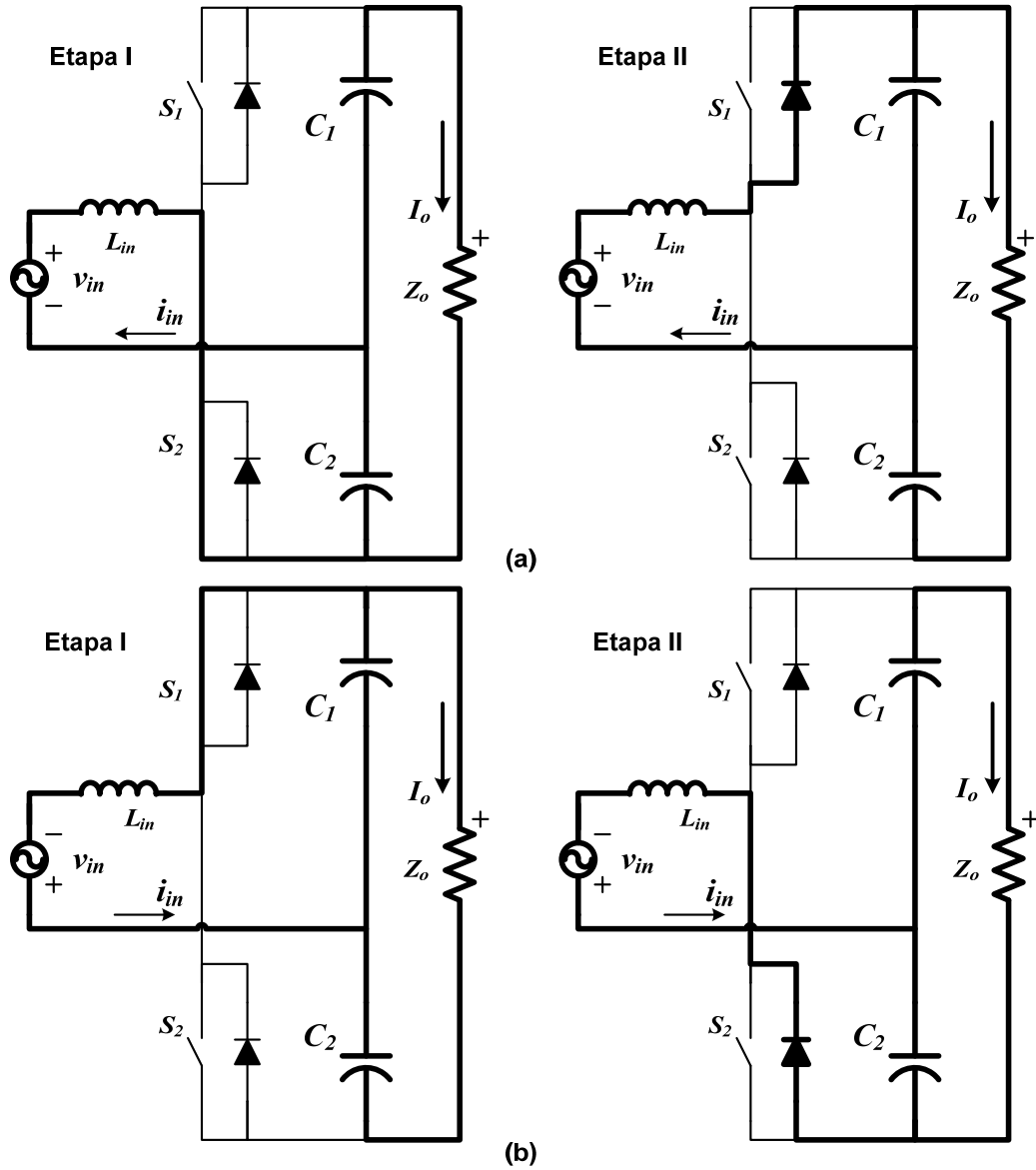


Figura 3.31 – Operação do conversor em modo boost como retificador PWM PFC no semi-ciclo positivo (a) e no semi-ciclo negativo da tensão de rede na entrada (b).

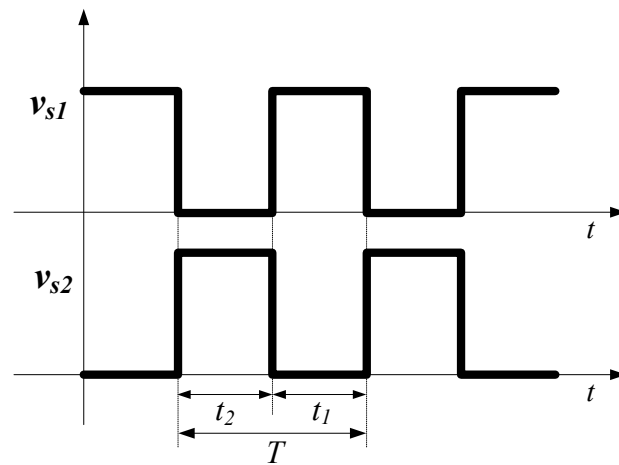


Figura 3.32 – Pulsos de comando complementares que realizam a comutação das “chaves PWM”.

Para evitar esse desequilíbrio indesejado é preciso ter-se uma forma de se impor uma tensão de barramento equilibrada entre os capacitores. Isso pode ser conseguido com a inclusão de pré-reguladores na entrada do sistema, fornecendo o controle das tensões dos capacitores, ou pela ação de um retificador PWM, como aquele da Figura 3.31, à montante do conversor CC-CC, em casos em que o mesmo venha a receber alimentação diretamente da rede elétrica.

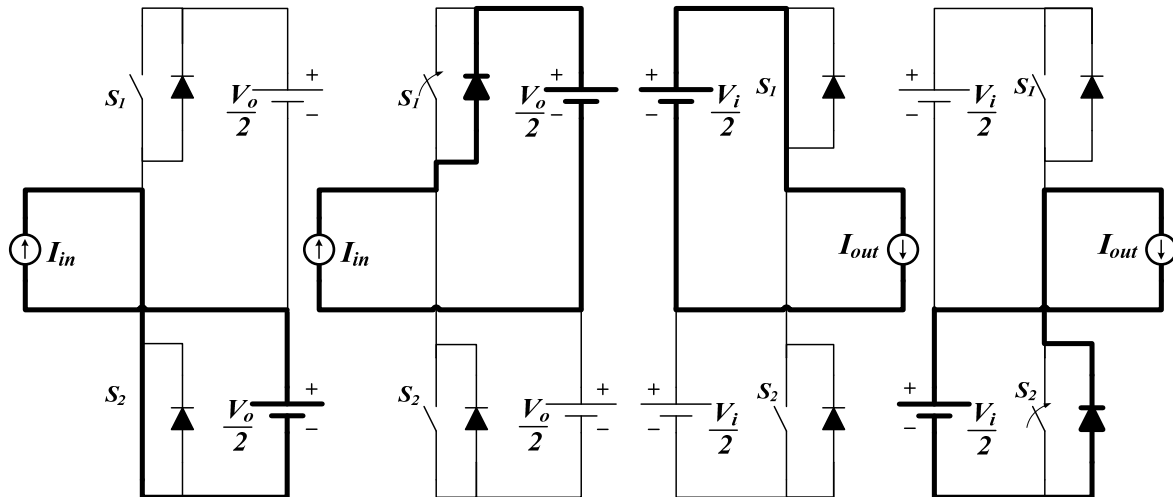


Figura 3.33 – Generalização das etapas do conversor em ponte bidirecional.

3.3.1.4 Operação unidirecional isolada

Outra forma de se garantir o equilíbrio entre as tensões dos capacitores de barramento é o uso do conversor da forma como ele é tradicionalmente empregado em fontes chaveadas do tipo **Half-Bridge**, adicionando-se um retificador na conexão entre o braço PWM e a carga e comandando os interruptores não mais de forma complementar, mas sim alternada, como mostrado na Figura 3.34. Entregando energia, alternadamente, por um deles a cada período de comutação e permitindo que a ponte retificadora realize a função de *roda-livre* para a corrente de indutor.

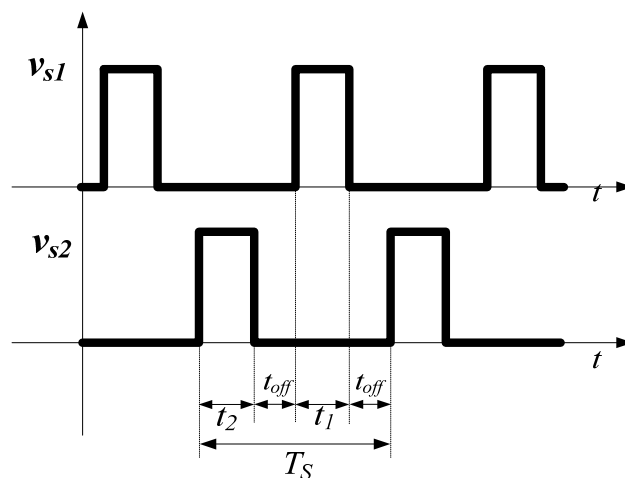


Figura 3.34 – Estratégia de modulação com comandos alternados.

Posto a operar deste modo o conversor passa a ter quatro etapas de comutação e, consequentemente, passa a se alternar entre quatro estados topológicos, da forma como é ilustrado pela Figura 3.35.

Na primeira etapa o interruptor S_1 é comandado a conduzir, aplicando a tensão $E/2$ do capacitor C_1 ao filtro de saída através do conjunto transformador-retificador. Ocorre então a acumulação de energia no indutor, fazendo com que sua corrente cresça linearmente. Com o bloqueio de S_1 na segunda etapa, os diodos do retificador entram todos em condução, mantendo a corrente do indutor e aplicando-lhe uma tensão de $-V_{out}$ que leva a sua corrente a decrescer, entregando energia à carga. Na terceira etapa o interruptor S_2 recebe comando para entrar em condução, aplicando mais uma vez a tensão $E/2$, dessa vez com polaridade invertida, vinda do capacitor C_2 , ao transformador que, devido a polarização dos diodos do retificador, aplica a mesma tensão da primeira etapa ao filtro de saída, recuperando o crescimento linear da corrente do indutor. Na quarta etapa, mais uma vez, sem interruptores comandados a conduzir, esta permanece circulando através dos diodos do retificador de saída liberando a energia acumulada no indutor em direção à carga até que o interruptor S_1 seja novamente comandado a conduzir, dando início a um novo período de comutação. Nesta forma de operação, tal como é ilustrado pelas formas de onda da Figura 3.36, o conversor funciona como uma estrutura buck dotada de isolamento galvânico.

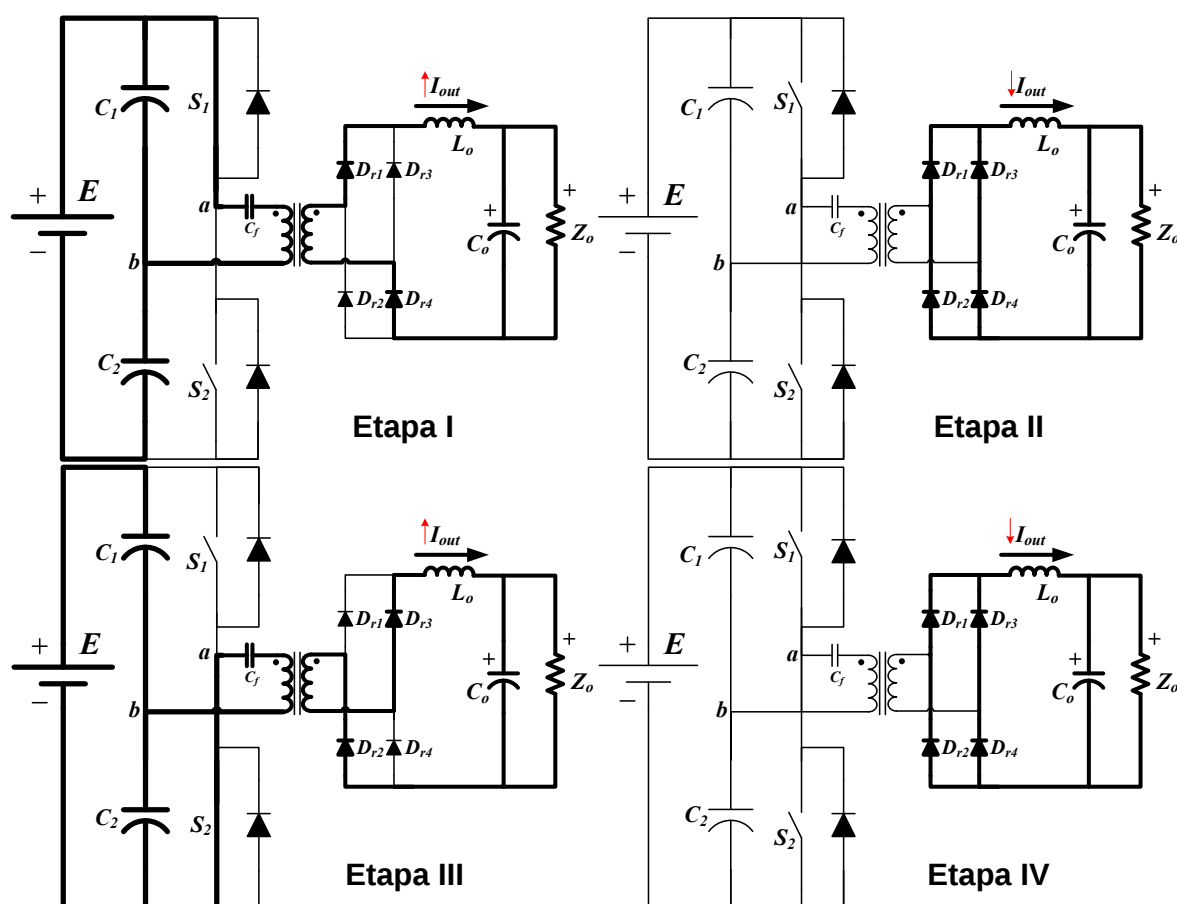


Figura 3.35 – Etapas de operação do conversor em modo CC-CC *half-bridge* com seus interruptores submetidos a comutação alternada.

Assim, como os períodos de comutação dos interruptores comandados são balanceados, as tensões encontradas nos capacitores se equilibram naturalmente, não

requerendo um sistema externo de manutenção deste equilíbrio. A tensão PWM aplicada aos terminais do transformador tem amplitudes idênticas em ambos os períodos de aplicação, já que este não é alimentado durante o período de descarga da energia do indutor, que circula em roda-livre pelos diodos do retificador de saída. Para evitar que qualquer problema de ‘descompasso’ entre os tempos de aplicação das tensões PWM possa levar o transformador à saturação por acúmulo de tensão média, é inserido o capacitor C_f de desacoplamento para filtrar qualquer resíduo de componente contínua da tensão PWM aplicada a ele [Barbi 2001].

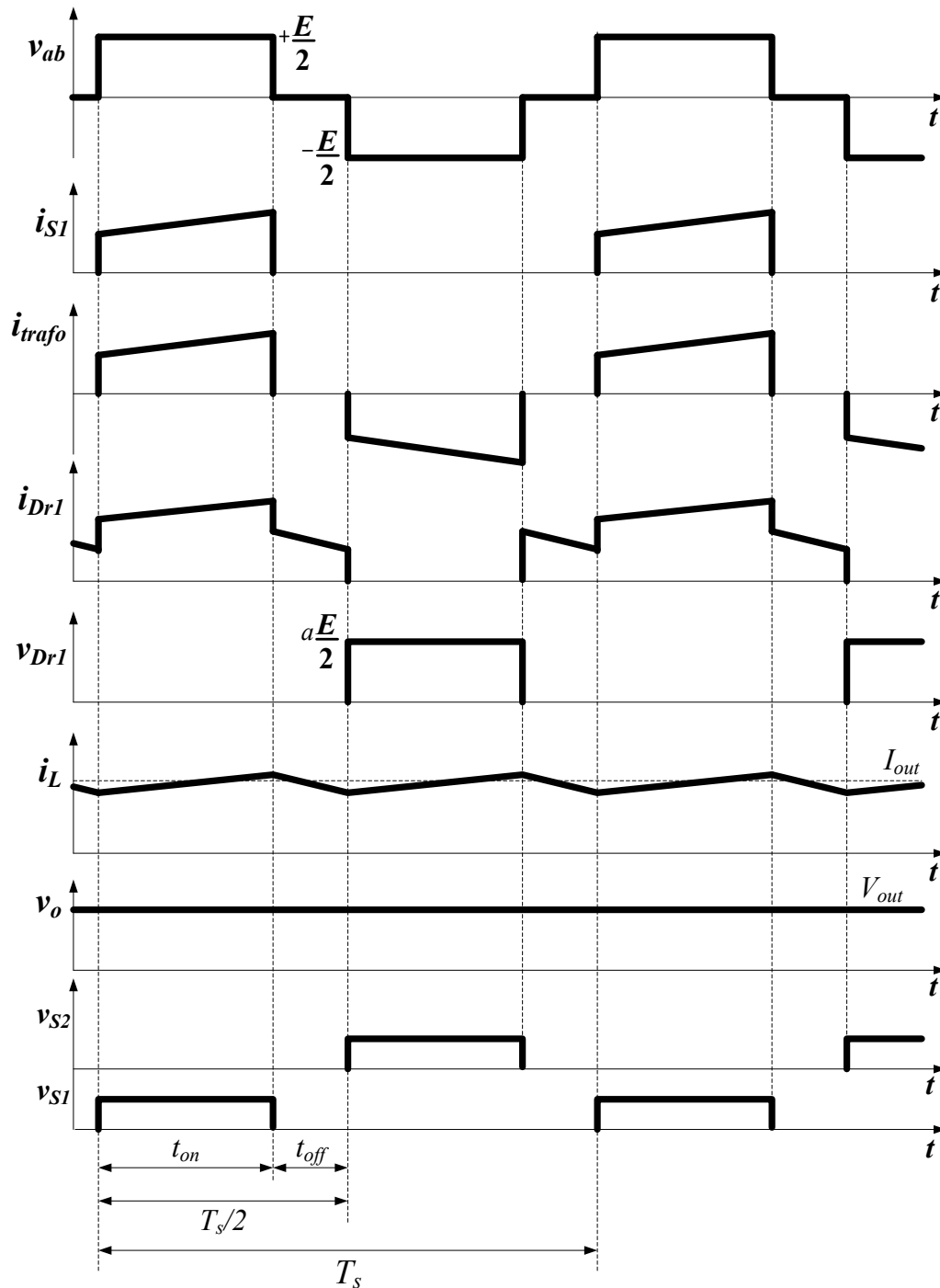


Figura 3.36 – Formas de onda encontradas na operação do conversor CC-CC *half-bridge isolado* em comutação alternada.

O preço de operar o conversor desta forma, embora o sistema de controle do equilíbrio de tensão alijado do sistema compense com folga a necessidade de mais dispositivos semicondutores da estrutura, é a perda da característica bidirecional com a presença do retificador na ligação entre o conversor e o filtro de saída. Note-se, por inspeção às etapas de operação (Figura 3.35) e às suas respectivas formas de onda (Figura 3.36), que sendo descartado o uso do retificador, a comutação alternada não é capaz de transferir energia à saída, visto que a tensão PWM aplicada ao filtro, mesmo que se retirasse o transformador, teria valor médio nulo. Tal como ocorre quando, em modo de comutação complementar, o conversor trabalha com razão cíclica igual a 0,5. Isso inviabiliza o que viria a ser o uso do conversor em comutação alternada aliado à condição de bidirecionalidade, situação que, supostamente, eliminaria o problema do desequilíbrio de tensões nos capacitores de barramento.

3.3.1.5 Estudo analítico

No modo de operação bidirecional, o conversor, independente de estar sendo comandado como conversor CC-CC, inversor (CC-CA) ou retificador (CA-CC), exibe os mesmos estados topológicos ilustrados na Figura 3.33. Alternando-se entre eles à medida que vai comutando seus interruptores comandados e alternando o percurso da corrente circulante em seus dispositivos semicondutores. Obtendo-se o circuito elétrico equivalente de cada um desses estados topológicos, é possível realizar o estudo analítico do conversor para todas as situações de operação nas quais ele irá funcionar. Estes circuitos equivalentes são apresentados na Figura 3.37.

Embora o conversor possa funcionar tanto com tensões positivas quanto negativas em seu lado de potencial mais baixo, os circuitos equivalentes não divergem entre as duas situações, podendo ser resumidos a apenas dois, apresentados na Figura 3.38.

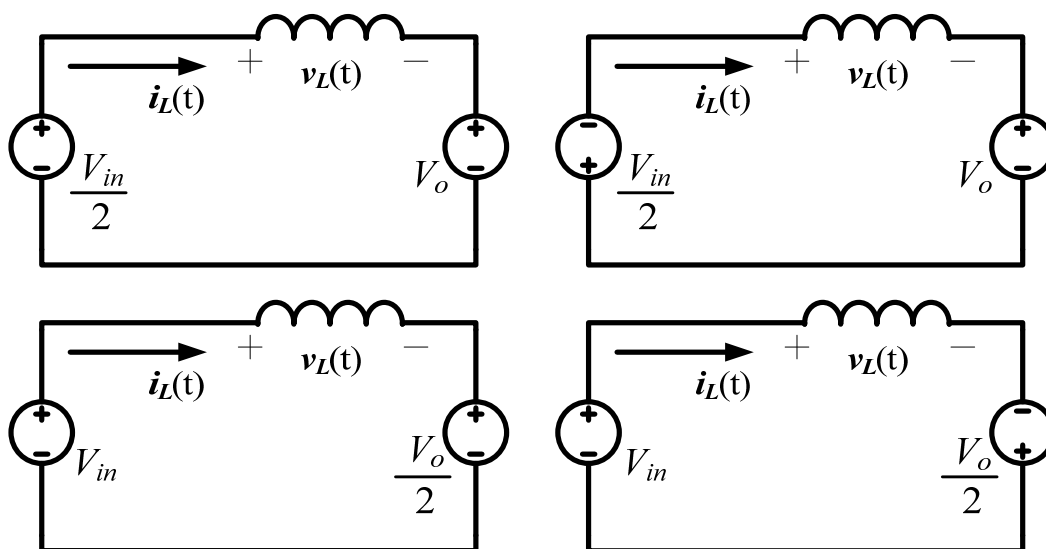


Figura 3.37 – Circuitos equivalentes das etapas de operação do conversor em ponte.

Dos estados topológicos gerais e dos circuitos equivalentes obtidos, pode-se determinar as equações das malhas resultantes para cada situação em que o conversor poderá atuar. Nas etapas em que o indutor está acumulando energia, a tensão sobre ele nem sempre é positiva, mas a corrente sempre tem evolução crescente no sentido de sua

circulação. Para os modos de operação baseados em topologias buck e boost, as equações das malhas são, respectivamente, aquelas dadas por (3.12) e (3.13).

$$-\frac{V_o}{2} - v_L - V_{in} = 0 \quad (3.12)$$

$$V_{in} - v_L + \frac{V_o}{2} = 0 \quad (3.13)$$

Já nas etapas em que a carga recebe a energia acumulada no indutor, a corrente decresce linearmente. Então, as equações de malha dos circuitos equivalentes para os modos de operação buck e boost são, respectivamente, dadas por (3.14) e (3.15).

$$\frac{V_o}{2} - v_L - V_{in} = 0 \quad (3.14)$$

$$V_{in} - v_L - \frac{V_o}{2} = 0 \quad (3.15)$$

Em ambos os modos de operação serão nomeados como V_{in} a tensão do lado do indutor e como V_o a tensão do barramento, considerando a sua condição de reversibilidade. Desse modo, ambos resultam em sistemas idênticos, conforme demonstram as expressões para a tensão no indutor, obtidas de (3.12) e (3.14) para o modo de operação buck, dadas por (3.16), e aquelas dadas por (3.17), obtidas de (3.13) e (3.15) para o modo de operação boost.

$$\begin{aligned} v_L &= -V_{in} - \frac{V_o}{2} \\ v_L &= \frac{V_o}{2} - V_{in} \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} v_L &= V_{in} + \frac{V_o}{2} \\ v_L &= V_{in} - \frac{V_o}{2} \end{aligned} \quad (3.17)$$

De (3.16) e (3.17), confirma-se que as etapas de operação do conversor podem ser resumidas a apenas duas (Figura 3.38), das quais se pode fazer análise quantitativa do funcionamento da estrutura e obter-se os seus modelos estático e dinâmico.

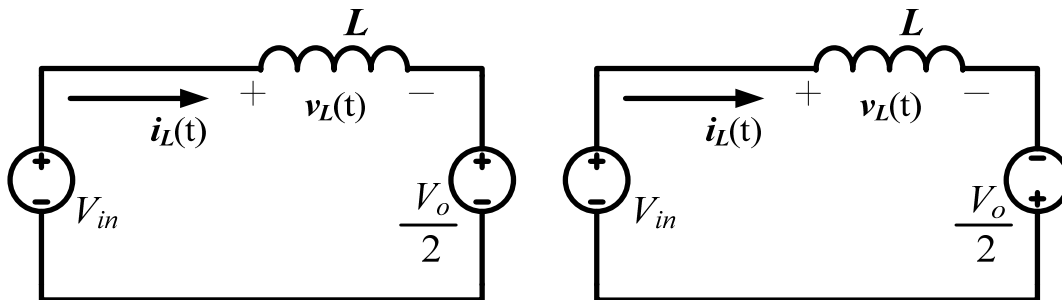


Figura 3.38 – Circuitos equivalentes generalizados da operação do conversor.

Ainda de (3.16) e (3.17), e pela análise dos modos de operação realizados até aqui, pode-se concluir que:

$$v_{L_{boost}} = -v_{L_{buck}} \quad (3.18)$$

Essa relação resume a diferença básica nos dois modos de operação do conversor bidirecional. É através da modulação da corrente do indutor, por meio da comutação dos interruptores, que se dá o gerenciamento da energia que flui entre os terminais de um conversor de potência.

Feita essa consideração, a análise de um dos modos de operação conduzirá inequivocamente ao modelo do outro.

É preciso lembrar, no entanto, que os modos de operação e a análise ora apresentada prevêm o equilíbrio entre as quantidades de energia absorvidas pelos capacitores C_1 e C_2 durante todo o período de funcionamento da estrutura. Na operação em modo de conversão CC-CC bidirecional, como já abordado, existe uma tendência ao desequilíbrio da distribuição da tensão de barramento devido à aplicação de razões cíclicas médias diferentes e complementares em ambos os interruptores comandados, o que não ocorre nos casos de conversão CA-CC ou CC-CA. É preciso, portanto, para garantir o funcionamento equilibrado do sistema em modo de operação bidirecional, viabilizar a distribuição equitativa das tensões dos capacitores de barramento através da instalação, à montante de um dos sistemas já analisados anteriormente para emprego neste fim.

Define-se, como mencionado, portanto, por análise da estrutura e do modo de comutação do conversor, que serão consideradas duas razões cíclicas distintas para o mesmo. Cada uma, relacionada ao ciclo de trabalho de um dos interruptores comandados S_1 e S_2 , e, para o modo de operação buck, será considerada a razão cíclica D_1 , tal que:

$$D_{1_{buck}} + D_{2_{boost}} = 1 \quad (3.19)$$

e

$$\begin{aligned} D_1 &= D \\ D_2 &= 1 - D \end{aligned} \quad (3.20)$$

Onde

D_1 : ciclo de trabalho do interruptor S_1 , relacionado ao modo de operação buck;

D_2 : ciclo de trabalho do interruptor S_2 , relacionado ao modo boost;

D : razão cíclica a ser considerada na análise do sistema.

Da relação volt-ampère no indutor tem-se que:

$$v_L = L \frac{di_L}{dt} = L \frac{\Delta I_L}{\Delta t} \quad (3.21)$$

E de (3.17), tem-se as tensões aplicadas ao indutor a cada etapa de operação, dadas por (3.22).

$$\begin{aligned} v_{L1} &= V_{in} - \frac{V_o}{2} \\ v_{L2} &= V_{in} + \frac{V_o}{2} \end{aligned} \quad (3.22)$$

Onde

v_{L1} : tensão no indutor na etapa correspondente à condução do interruptor S_1 ;
 v_{L2} : tensão no indutor na etapa correspondente à condução do interruptor S_2 .

Substituindo (3.21) em (3.22) para cada situação tem-se:

$$\begin{aligned} v_{L1} &= L \frac{\Delta I_{L1}}{\Delta t_1} = V_{in} - \frac{V_o}{2} \\ v_{L2} &= L \frac{\Delta I_{L2}}{\Delta t_2} = V_{in} + \frac{V_o}{2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Para garantir o balanço de energia e a estabilidade em regime permanente, a tensão média sobre o indutor deve ser nula, portanto as polaridades de v_{L1} e v_{L2} devem ser opostas, e a variação de corrente deve ser a mesma em ambas as etapas de operação. De modo que ao fim de um ciclo, toda a energia acumulada no indutor na etapa anterior tenha sido entregue à carga para que ele volte a apresentar a mesma corrente inicial a cada período de comutação, mantendo assim uma corrente média constante.

Assim, têm-se por (3.23):

$$\begin{aligned} v_{L1} &= \Delta I_{L1} = \left(V_{in} - \frac{V_o}{2} \right) \frac{\Delta t_1}{L} \\ v_{L2} &= \Delta I_{L2} = \left(V_{in} + \frac{V_o}{2} \right) \frac{\Delta t_2}{L} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Tal que, em regime:

$$\Delta I_{L1} = -\Delta I_{L2} \quad (3.25)$$

Então:

$$\left(V_{in} - \frac{V_o}{2} \right) \frac{\Delta t_1}{L} = - \left(V_{in} + \frac{V_o}{2} \right) \frac{\Delta t_2}{L} \quad (3.26)$$

Onde

Δt_1 : período de condução do interruptor S_1 ;
 Δt_2 : período de condução do interruptor S_2 .

Para relacionar a expressão (3.26) à razão cíclica do conversor, parte-se da sua definição, conforme dada em (3.2), resultando na igualdade (3.28).

$$\frac{\left(V_{in} - \frac{V_o}{2} \right) \frac{\Delta t_1}{L}}{T_s} = \frac{- \left(V_{in} + \frac{V_o}{2} \right) \frac{\Delta t_2}{L}}{T_s} \quad (3.27)$$

$$\left(V_{in} - \frac{V_o}{2} \right) (1 - D_2) = - \left(V_{in} + \frac{V_o}{2} \right) D_2 \quad (3.28)$$

Da relação (3.28) obtém-se a característica de ganho estático do conversor no modo de operação boost, dada por (3.29).

$$\frac{V_o}{V_{in}} = \frac{2}{(1-2D_2)} = \frac{2}{1-2(1-D)} = \frac{2}{2D-1} \quad (3.29)$$

Sabendo que no modo de operação buck o fluxo de energia inverte de sentido, tem-se para este modo uma nova relação obtida da manipulação da expressão (3.29).

$$\frac{V_{in}}{V_o} = \frac{1-2D_2}{2} \quad (3.30)$$

Como o modo de operação buck é definido pelo ciclo de trabalho do interruptor S_1 , é preciso referir a expressão do ganho estático neste modo à razão cíclica D_1 , conforme as relações apresentadas em (3.20).

$$\frac{V_{in}}{V_o} = \frac{(1-2(1-D_1))}{2} = \frac{2D_1-1}{2} = \frac{2D-1}{2} \quad (3.31)$$

As diferenças entre as expressões do ganho estático do conversor bidirecional e aquelas obtidas para a operação dos conversores buck e boost tradicionais se devem à característica em ponte do conversor, cujo ganho chega a ser de pelo menos o dobro do conversor boost e, conseqüentemente, a metade de um conversor buck, em virtude da ação alternada dos interruptores do braço da ponte. Isso o torna bastante adequado à aplicação no gerenciamento de energia do sistema que se pretende controlar, visto que, como o eletroímã se trata de uma indutância para o conversor, o único destino para a potência ativa gerada na saída é o seu dispêndio na baixa resistência de enrolamento do indutor, sendo, portanto, desejável que se tenham baixos níveis de tensão nos seus terminais de saída.

3.3.1.6 Modelagem simétrica do conversor

A partir dos circuitos equivalentes da Figura 3.38, considerando agora a operação do conversor no modo de comutação buck, segundo as variáveis apresentadas na Figura 3.20, é possível alcançar um modelo dinâmico do seu funcionamento.

Nesse caso, para distinguir o modo de operação no qual o conversor trabalha, na sua análise em modo de operação do tipo buck a tensão de entrada no barramento será renomeada para E , enquanto a tensão do lado do indutor, que passa a ser o lado de carga, será renomeado para V_{out} . Mantendo-se as nomenclaturas anteriores para identificar o modelo da operação em modo boost.

Retirando, então, dos circuitos equivalentes de ambas as etapas os modelos para valores médios instantâneos tem-se, para a etapa de acumulação de energia no indutor as expressões (3.32), para $D_1=1$; e, para $D_1=0$, na segunda etapa de comutação do conversor, as expressões apresentadas em (3.33).

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} = V_{out}(t) - \frac{1}{2} E(t) \quad (3.32)$$

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} = V_{out}(t) + \frac{1}{2} E(t) \quad (3.33)$$

Convertendo a razão cíclica $\mathbf{D}_1$ na variável de controle a qual a mesma se destina a ser, tem-se:

$$D_1 = 1 \rightarrow D = d(t) \quad (3.34)$$

e, portanto:

$$D_1 = 0 \rightarrow (1 - D) = 1 - d(t) \quad (3.35)$$

Agrupando as equações (3.32) e (3.33), obtém-se o modelo instantâneo para o controle da corrente de saída a partir das variáveis de entrada $\mathbf{E}(t)$ e $\mathbf{D}(t)$, dado por (3.37).

$$\frac{di_L(t)}{dt} = \frac{1}{L} \left(d(t)V_{out}(t) + (1 - d(t))V_{out}(t) - d(t)\frac{E(t)}{2} + (1 - d(t))\frac{E(t)}{2} \right) \quad (3.36)$$

$$\frac{di_L(t)}{dt} = \frac{1}{L} \left(V_{out}(t) + \frac{E(t)}{2} - d(t)E(t) \right) \quad (3.37)$$

O modelo instantâneo aproximado pela média em (3.37) é um sistema não-linear, pois envolve multiplicações de quantidades variantes no tempo, as quais geram harmônicos, um processo não-linear. Técnicas de análise de circuitos CA, bem como transformadas de Laplace e outros métodos de estudo no domínio da frequência, não podem ser empregados no estudo de sistemas não-lineares [Erickson 1997]. Para alcançar um modelo adequado é preciso linearizar a expressão (3.37).

Supondo que o conversor é levado a atuar em regime permanente, ou quiescente, com ciclo de trabalho $d(t) = \mathbf{D}$ e tensão de entrada constante $\mathbf{E}$, as demais variáveis do circuito, como a corrente do indutor $i_L(t)$, também irão assumir valores de regime.

Para realizar a linearização do modelo em torno de um ponto de operação, é preciso construir um modelo de pequenos sinais a partir da inserção de perturbações de pequena magnitude, que trarão como resposta novas perturbações nas demais variáveis do conversor, tal que:

$$\begin{aligned} E(t) &= E + \hat{e}(t) \\ d(t) &= D + \hat{d}(t) \\ V_{out}(t) &= V_{out} + \hat{v}_{out}(t) \\ i_L(t) &= I_L + \hat{i}_L(t) \end{aligned} \quad (3.38)$$

Inserindo as perturbações (3.38) ao modelo não linear (3.37), obtém-se:

$$\frac{d}{dt}(I_L + \hat{i}_L(t)) = \frac{1}{L} \left(V_{out} + \hat{v}_{out}(t) + \frac{E + \hat{e}(t)}{2} - (D + \hat{d}(t))(E + \hat{e}(t)) \right) \quad (3.39)$$

ou ainda:

$$\frac{dI_L}{dt} + \frac{d\hat{i}_L(t)}{dt} = \frac{1}{L} \left(V_{out} + \hat{v}_{out}(t) + \frac{E}{2} + \frac{\hat{e}(t)}{2} - DE - D\hat{e}(t) - \hat{d}(t)E - \hat{d}(t)\hat{e}(t) \right) \quad (3.40)$$

Como as perturbações inseridas têm magnitude muito inferior às magnitudes médias dos pontos de operação, podem-se considerar desprezíveis os termos variantes no tempo de segunda ordem [Erickson 1997]. Assim, tem-se para a expressão (3.40):

$$\frac{dI_L}{dt} + \frac{d\hat{i}_L(t)}{dt} = \frac{1}{L} \left(V_{out} + \hat{v}_{out}(t) + \frac{E}{2} + \frac{\hat{e}(t)}{2} - DE - D\hat{e}(t) - \hat{d}(t)E \right) \quad (3.41)$$

Separando as parcelas que representam contribuições em corrente contínua daquelas que representam grandezas variantes no tempo, têm-se os dois modelos apresentados em (3.42) e (3.43). Os quais representam, respectivamente, o modelo pela média e o modelo linearizado para pequenos sinais do conversor em modo de operação buck.

$$\frac{dI_L}{dt} = \frac{1}{L} \left(V_{out} + \frac{E}{2} - DE \right) \quad (3.42)$$

$$\frac{d\hat{i}_L(t)}{dt} = \frac{1}{L} \left(\hat{v}_{out}(t) + \frac{\hat{e}(t)}{2} - D\hat{e}(t) - \hat{d}(t)E \right) \quad (3.43)$$

Da expressão (3.42) retira-se o modelo estático pela média do conversor, de acordo com (3.44), tem-se o ganho estático do conversor, dado por (3.45), e confirma-se aquele já obtido em (3.30).

$$\frac{dI_L}{dt} = 0 = \frac{1}{L} \left(V_{out} - DE + \frac{E}{2} \right) \quad (3.44)$$

$$\frac{V_{out}}{E} = \frac{2D-1}{2} \quad (3.45)$$

Considerando que, no sistema em análise, a carga é o eletroímã e a tensão de saída refere-se à queda de tensão na resistência do seu enrolamento, tem-se a igualdade (3.47) como ganho estático da corrente do sistema.

$$V_{out} = \frac{P_{out}}{I_{out}} = \frac{R_L I_{out}^2}{I_{out}} \quad (3.46)$$

$$\frac{I_{out}}{E} = \frac{2D-1}{2R_L} \quad (3.47)$$

E do modelo linearizado para pequenos sinais pode-se obter os modelos dinâmicos e todas as funções de transferência do conversor.

3.3.1.6.1 Funções de transferência em modo buck

Aplicando-se a transformada de Laplace ao modelo linearizado para pequenos sinais apresentado em (3.43), obtém-se a equação (3.48).

$$sLi_L(s) - v_{out}(s) = -Ed(s) - \left(D - \frac{1}{2} \right) e(s) \quad (3.48)$$

Da equação (3.48) pode-se retirar as funções de transferência que relacionam quaisquer das variáveis de saída ($i_L(s)$ e $v_{out}(s)$) às variáveis de entrada ($d(s)$ e $e(s)$). Como, no caso do sistema em análise, a variável de saída de principal interesse é a corrente no indutor, que determinará a corrente média aplicada ao eletroímã, será descartado o controle da tensão de saída para efeitos da obtenção do modelo do sistema de gerenciamento de energia.

Assim, o modelo dinâmico do sistema se torna como apresentado na equação (3.49). De onde se podem extrair ambas as funções de transferência do sistema: uma relacionando a corrente de saída à tensão de entrada, apresentada em (3.50), e a outra, dada por (3.51), sendo a função de transferência de maior interesse, por relacionar a variável de controle do sistema, $d(s)$, à corrente de saída do conversor.

$$sLi_L(s) = -Ed(s) + \frac{1-2D}{2}e(s) \quad (3.49)$$

$$\frac{i_L(s)}{e(s)} = \frac{1-2D}{2sL} \quad (3.50)$$

$$\frac{i_L(s)}{d(s)} = -\frac{E}{sL} \quad (3.51)$$

3.3.1.6.2 Funções de transferência em modo boost

Partindo da mesma expressão obtida em (3.48) e relacionando o modelo dinâmico do conversor às variáveis correspondentes ao modo de operação boost, apresentado na Figura 3.27, tem-se o modelo da forma como apresentado em (3.52), relacionando as variáveis de entrada, do lado direito, às variáveis de saída do conversor renomeadas segundo o que faz referência a este modo de operação.

$$sLi_L(s) + \left(D - \frac{1}{2}\right)v_o(s) = -V_o d(s) + v_{in}(s) \quad (3.52)$$

Considerando, mais uma vez, que a variável de saída de maior interesse é a corrente circulando no indutor, a ser modulada, e que a tensão de saída V_o pode ser considerada uma fonte de tensão ideal, e, portanto, de potencial constante, o modelo dinâmico para a aplicação do conversor ao sistema em modo de operação boost será dado por (3.53).

$$sLi_L(s) = -V_o d(s) + v_{in}(s) \quad (3.53)$$

Deste modelo, podem-se extrair as duas funções de transferência que descrevem as relações da corrente do indutor com as duas variáveis de entrada: a tensão encontrada nos terminais do eletroímã; e a variável de controle de maior interesse – a razão cíclica $d(s)$. Estas funções de transferência são apresentadas, respectivamente em (3.54) e (3.55).

$$\frac{i_L(s)}{v_{in}(s)} = \frac{1}{sL} \quad (3.54)$$

$$\frac{i_L(s)}{d(s)} = -\frac{V_o}{sL} \quad (3.55)$$

3.3.1.7 Modelagem assimétrica do conversor

O modelo do sistema dado por (3.48), bem como as suas funções de transferência (3.51) e (3.55), descrevem o comportamento do conversor munido de sistemas externos para correção do desequilíbrio de carga entre os capacitores de barramento provocado pela assimetria dos ciclos de trabalho dos interruptores. Para que se possa abrir mão da estratégia de controle de equilíbrio e simplificar a montagem do conversor, é preciso obter-se um modelo que comporte a condição de assimetria de carga destes capacitores quando o sistema é posto em operação.

Para tanto, obtêm-se, da Figura 3.39, os circuitos elétricos equivalentes dos estados topológicos do conversor da forma como são apresentados na Figura 3.40.

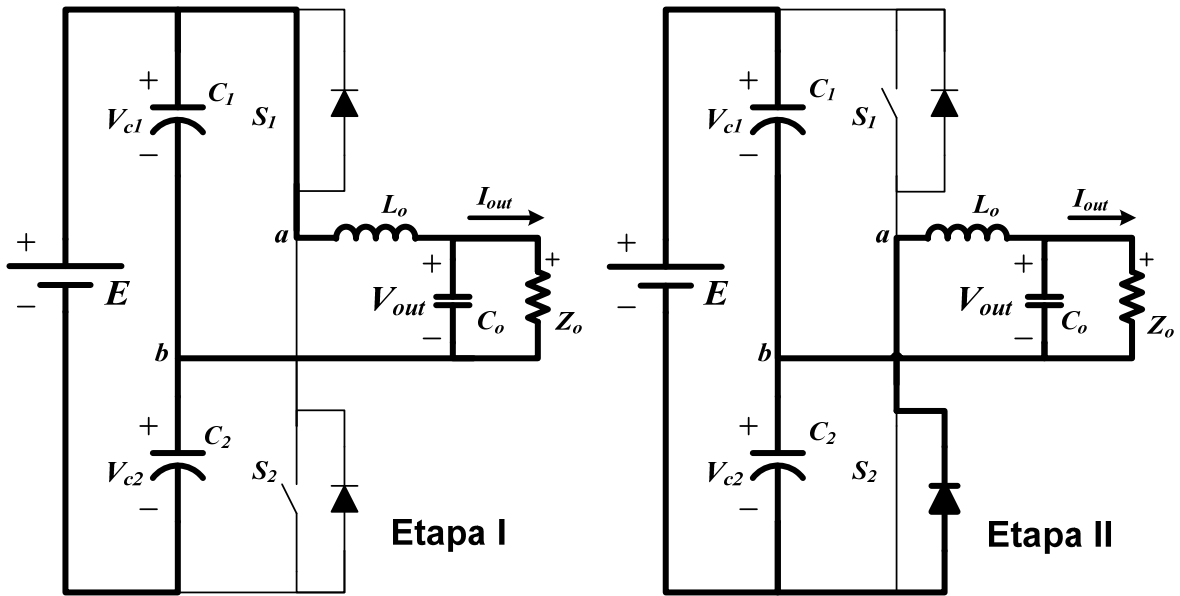


Figura 3.39 – Malhas dos estados topológicos do conversor operando em modo buck.

Ainda por inspeção à Figura 3.39 e às formas de onda da Figura 3.30, têm-se as relações (3.56) e (3.57) que definem as tensões sobre os capacitores do barramento. Já a tensão de saída, é dada pelo valor médio da tensão PWM aplicada entre os terminais **a** e **b** do filtro de saída, sendo obtida por (3.58).

$$E = V_{C1} + V_{C2} \quad (3.56)$$

$$\begin{aligned} V_{C1} &= E - V_{C2} \\ V_{C2} &= E - V_{C1} \end{aligned} \quad (3.57)$$

$$V_{out} = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} V_{ab}(t) dt = D_1 V_{C1} - D_2 V_{C2} \quad (3.58)$$

Substituindo, então, (3.57) em (3.58), têm-se os valores médios das tensões de cada capacitor de barramento como dados por (3.59).

$$\begin{aligned} V_{C1} &= D_2 E + V_{out} \\ V_{C2} &= D_1 E - V_{out} \end{aligned} \quad (3.59)$$

Dos circuitos equivalentes de ambas as etapas de operação do conversor, têm-se as equações de malha de cada etapa conforme (3.60) e (3.61), respectivamente para as etapas de alimentação da carga e de roda-livre do conversor.

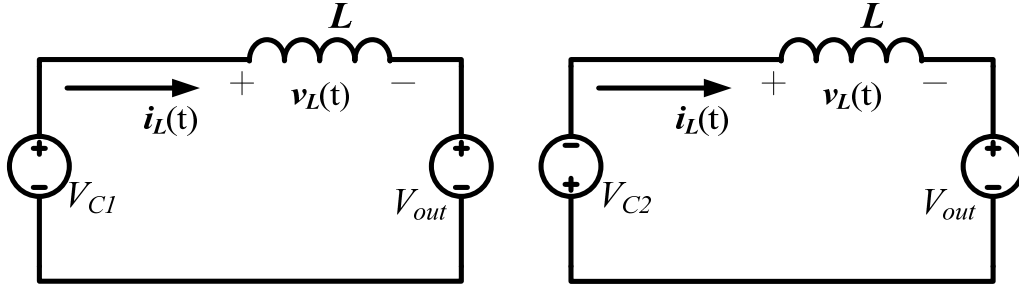


Figura 3.40 – Circuitos equivalentes das etapas de operação do conversor em comutação alternada.

$$V_{C1} - v_L - V_{out} = 0 \quad (3.60)$$

$$-V_{C2} - v_L - V_{out} = 0 \quad (3.61)$$

Retira-se, então, dos circuitos equivalentes de ambas as etapas os modelos para valores médios instantâneos pela substituição de (3.59) em (3.60) e (3.61). Têm-se, assim, para a etapa de acumulação de energia no indutor a expressão (3.62), e para a segunda etapa de comutação do conversor, a expressão apresentada em (3.63).

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} = D_2 E(t) \quad (3.62)$$

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} = D_1 E(t) \quad (3.63)$$

Fazendo de $\mathbf{D}_1$ a variável de controle do sistema, tem-se:

$$D_1 = 1 \rightarrow D = d(t) \quad (3.64)$$

E, portanto:

$$D_1 = 0 \rightarrow D_2 = 1 \rightarrow (1 - D) = 1 - d(t) \quad (3.65)$$

Agrupando as equações (3.62) e (3.63), obtém-se o modelo instantâneo para o controle da corrente de saída a partir das variáveis de entrada $\mathbf{E}(t)$ e $\mathbf{D}(t)$, dado por (3.66).

$$\frac{di_L(t)}{dt} = \frac{2}{L} d(t)(1 - d(t)) E(t) \quad (3.66)$$

Mais uma vez, supondo que o conversor é levado a atuar em regime permanente, com ciclo de trabalho $d(t) = \mathbf{D}$ e tensão de entrada constante $\mathbf{E}$, as demais variáveis do circuito, como a corrente do indutor $i_L(t)$, também irão assumir os valores de regime.

Lineariza-se, então, o modelo em torno de um ponto de operação pela construção do seu modelo de pequenos sinais a partir da inserção de perturbações na operação do conversor, tal que:

$$\begin{aligned} E(t) &= E + \hat{e}(t) \\ d(t) &= D + \hat{d}(t) \\ i_L(t) &= I_L + \hat{i}_L(t) \end{aligned} \quad (3.67)$$

Com as perturbações inseridas ao modelo não linear (3.66), obtém-se:

$$\frac{d}{dt}(I_L + \hat{i}_L(t)) = \frac{2}{L}(D + \hat{d}(t))(1 - (D + \hat{d}(t)))(E + \hat{e}(t)) \quad (3.68)$$

Procedendo-se com a linearização do modelo, tal qual realizado na secção 3.3.1.6 [Erickson 1997], obtém-se o modelo linearizado para pequenos sinais do conversor neste modo de operação tal como é apresentado em (3.69).

$$sLi_L(s) = 2((E - 2DE)d(s) + D^2e(s)) \quad (3.69)$$

Como no sistema em análise a saída a ser controlada refere-se à corrente injetada no eletroímã, podem ser retiradas do modelo (3.69) as funções de transferência que relacionam as variáveis de interesse. No caso: a corrente de saída $i_L(s)$ e a variável de controle de entrada $d(s)$. Estas funções de transferência são apresentadas, respectivamente para o controle do sistema nos modos de operação buck e boost, como são dadas por (3.70) e (3.71).

$$\frac{i_L(s)}{d(s)} = 2 \frac{(1 - 2D)E}{sL} \quad (3.70)$$

$$\frac{i_L(s)}{d(s)} = 2V_o \frac{(1 - 2D)}{sL} \quad (3.71)$$

3.3.1.8 Modelagem do conversor em comutação alternada

Analisando o funcionamento do conversor quando posto a trabalhar em modo de comutação alternada, vê-se, por inspeção aos estados topológicos apresentados na Figura 3.35, que o mesmo funciona tal qual um conversor buck. É dado que, munido do retificador de saída, a estrutura não é capaz de processar energia em ambos os sentidos, tornando-se unidirecional e oferecendo tensões de saída menores do que as de entrada (conversor abaixador), que podem vir a ser elevadas pela relação de transformação do transformador através do qual a energia é transferida ao retificador de saída.

Dos estados topológicos da Figura 3.35, obtém-se os circuitos elétricos equivalentes do conversor em suas respectivas etapas de operação, tal como é ilustrado na Figura 3.41.

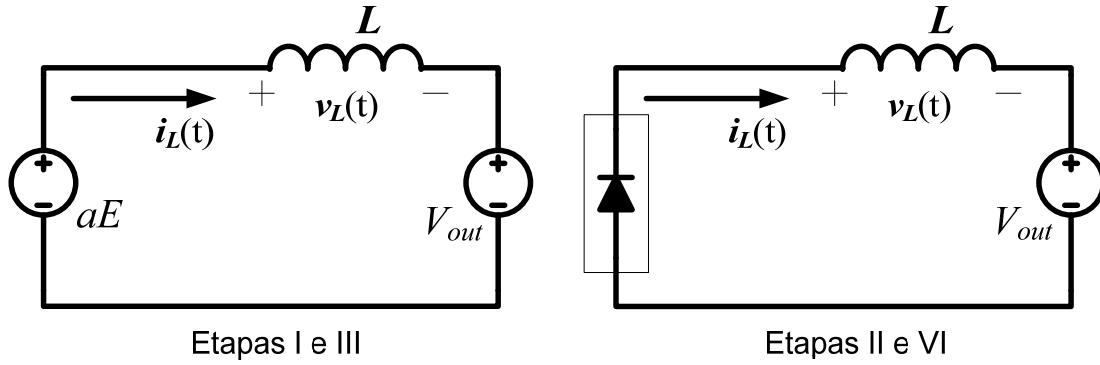


Figura 3.41 – Circuitos equivalentes das etapas de operação do conversor *half-bridge* isolado.

A relação de transformação obtida nos enrolamentos secundários é representada pela inserção do fator ‘ a ’. Da análise das malhas dos circuitos equivalentes têm-se a expressão (3.72), para a primeira e terceira etapas, e a expressão (3.73), para a segunda e quarta etapas de comutação.

$$aE(t) - L \frac{di_L(t)}{dt} - V_{out}(t) = 0 \quad (3.72)$$

$$-L \frac{di_L(t)}{dt} - V_{out}(t) = 0 \quad (3.73)$$

Definindo a variável de controle $d(t)$, como sendo a razão cíclica do conversor, cujo valor é nulo para as etapas em que ambos os interruptores estão abertos (etapas 2 e 4) e é igual à unidade para as etapas em que pelo menos um deles se encontra em condução (1 e 3), pode-se, a partir de (3.72) e (3.73), obter a equação representativa do funcionamento do conversor apresentada em (3.74).

$$L \frac{di_L(t)}{dt} = d(t)aE(t) - V_{out}(t) \quad (3.74)$$

Procede-se com a linearização do modelo pela inclusão de perturbações de baixa ordem sobre as suas grandezas elétricas, segundo apresentado em (3.75), tal que o modelo (3.74) passa a ter a forma dada por (3.76).

$$\begin{aligned} E(t) &= E + \hat{e}(t) \\ d(t) &= D + \hat{d}(t) \\ V_{out}(t) &= V_{out} + \hat{v}_{out}(t) \\ i_L(t) &= I_L + \hat{i}_L(t) \end{aligned} \quad (3.75)$$

$$L \frac{d}{dt}(I_L + \hat{i}_L(t)) = a(D + \hat{d}(t))(E + \hat{e}(t)) - V_{out} - \hat{v}_{out}(t) \quad (3.76)$$

Do modelo linearizado obtêm-se o modelo estático, definido por (3.77), de onde se obtém o seu ganho estático (3.78), e o modelo pela média para pequenos sinais (3.79), do qual, aplicando-lhe a transformada de Laplace, conforme exposto em (3.80), são obtidas as

funções de transferência do conversor comandado com comutação alternada, dadas por (3.81) e (3.82).

$$L \frac{dI_L}{dt} = 0 = aDE - V_{out} \quad (3.77)$$

$$\frac{V_{out}}{E} = aD \quad (3.78)$$

$$L \frac{d\hat{i}_L(t)}{dt} = aE\hat{d}(t) + aD\hat{e}(t) + \cancel{a\hat{e}(t)\hat{d}(t)}^0 - \hat{v}_{out}(t) \quad (3.79)$$

$$sLi_L(s) + v_{out}(s) = aEd(s) + aDe(s) \quad (3.80)$$

$$\frac{i_L(s)}{d(s)} = a \frac{E}{sL} \quad (3.81)$$

$$\frac{i_L(s)}{e(s)} = a \frac{D}{sL} \quad (3.82)$$

Finalizada a modelagem do conversor em meia ponte em várias das formas como ele pode ser posto a trabalhar, será possível determinar a melhor forma de sua utilização no gerenciamento da energia do sistema de frenagem. Para isso, entretanto, é preciso aprofundar a análise do sistema do ponto de vista eletromecânico e considerar todas as características do seu comportamento dinâmico.

3.4 Condicionamento do fluxo de potência

Se do ponto de vista elétrico, o sistema de frenagem é ‘visto’ pelo conversor como um reator cujo entreferro é dado pela distância que separa o núcleo, sobre o qual é montado o eletroímã, da superfície ferromagnética na qual o fluxo magnético deverá seguir, do ponto de vista eletromecânico essa análise carece da introdução do efeito dinâmico do deslocamento realizado pelo módulo sobre a superfície condutora e as consequências dos fenômenos relacionados à variação do fluxo através desta em decorrência desse deslocamento.

3.4.1 Considerações acerca do modelo eletromecânico do sistema

O efeito da força de frenagem já foi modelado no capítulo 2, considerando-a como resultado e função da corrente introduzida no enrolamento do eletroímã e da velocidade de deslocamento do sistema sobre o trilho-guia.

Essa velocidade tende a se manter constante mediante a atuação, em igual magnitude e sentido oposto, da força frenante, como reação à força que impulsiona o módulo de frenagem. De tal forma que as mesmas se anulem mutuamente no momento em que a velocidade encontre o ponto de equilíbrio entre ambas.

A motivação inicial deste trabalho é obter o controle dessa velocidade de equilíbrio através da variação da corrente entregue ao enrolamento do eletroímã. Adicionalmente

sendo observada a possibilidade de regeneração da energia cinética do deslocamento do sistema por meio da conversão eletromecânica desta energia através da interação do campo magnético do eletroímã com as correntes parasitas induzidas na superfície condutora laminar.

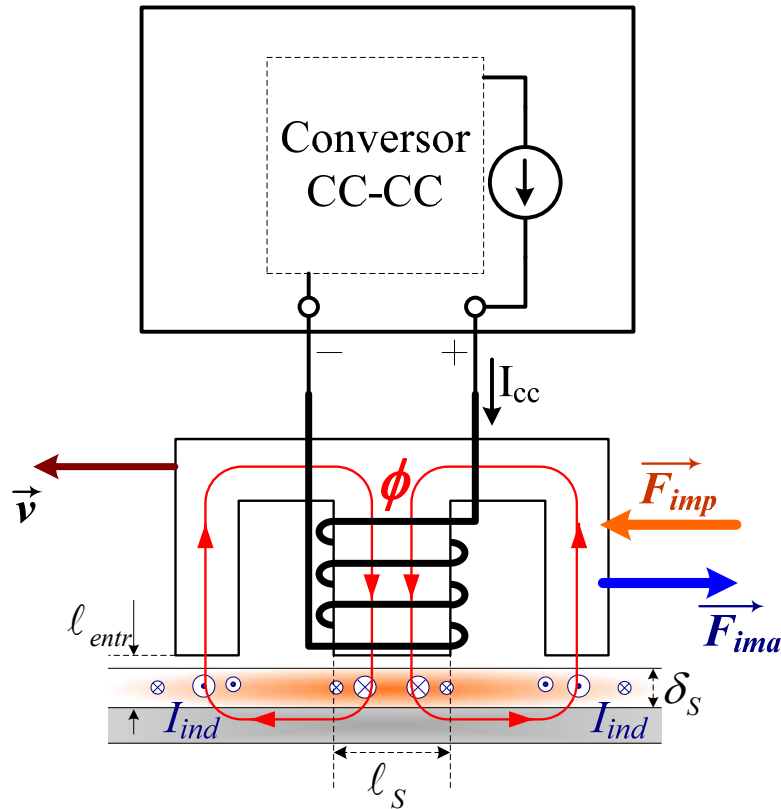


Figura 3.42 – Sistema de gerenciamento de energia atuando sobre o conjunto eletroímã-superfície.

A Figura 3.42 mostra como se dá o processo de controle da frenagem do sistema por meio da corrente do eletroímã, tal qual descrito até aqui.

A partir do conhecimento do funcionamento do sistema de gerenciamento de energia a ser empregado, a modelagem do efeito de frenagem será retomada de forma mais abrangente. A análise do fenômeno eletromecânico realizada até o momento (capítulo 2) ainda não levou em consideração o efeito de um fluxo reverso de potência fluindo no sentido reator-fonte CC e o que conduziria a essa reversão do sentido de propagação da energia.

Os modelos por circuitos elétrico e magnético equivalentes apresentados no capítulo 2 fazem referência ao sistema em estado de repouso. Alcançar um circuito equivalente ao arranjo eletroímã-superfície para o modelo eletromecânico terá sensível importância no estudo por simulações computacionais do conversor bidirecional alimentando o sistema de frenagem como carga. Para tanto, serão feitas novas considerações acerca do funcionamento do sistema, conduzidas na linha de uma comparação que tome como referência o modelo básico de uma máquina de indução, conversor eletromecânico cuja natureza dos princípios de operação guarda certa semelhança com a do sistema em estudo.

A seguir são feitas as considerações necessárias para adaptar o estudo desenvolvido para as peculiaridades do módulo eletromagnético e averiguar a aplicabilidade da teoria básica do motor de indução no seu caso específico.

3.4.1.1 Conversores eletromecânicos de energia

As máquinas elétricas são sistemas de conversão eletromecânica largamente empregados tanto na indústria quanto nas mais diversas aplicações cotidianas. Na geração de energia elétrica, a partir das mais variadas fontes naturais de energia, os conversores eletromecânicos são empregados como meio gerador de eletricidade a partir da transformação de energia cinética, por meio do acoplamento magnético entre as partes constituintes da máquina, em energia elétrica para ser conduzida e consumida nos centros urbanos e industriais.

A primeira máquina elétrica CC rudimentar foi aperfeiçoada (em 1832) pelo francês Hippolite Pixii, a partir da invenção de Faraday (que estudava o trabalho de Arago) de um dínamo a disco [Rival 1997]. Já o primeiro motor movido à eletricidade foi montado em 1832 pelo inglês William Sturgeon [Notaroš 2012], que já havia desenvolvido o primeiro eletroímã funcional em 1825 [Cherman 2004]. Após algumas tentativas menos auspiciosas de Faraday (em 1821) [Faraday 2003], Henry (em 1831) [Notaroš 2012] e Joule (nas décadas de 1830 e 1840) [Johnson 2008], o motor de Sturgeon foi o primeiro a conseguir um movimento rotativo contínuo, devido ao emprego de comutadores.

A genealogia do motor elétrico só estaria completa décadas mais tarde, primeiro com a *Máquina de Gramme*, finalizada por Zénobe Gramme em 1873 [Rival 1997], após a sua tentativa fracassada de aperfeiçoar o dínamo (o *Anel de Gramme*) em 1869; com a invenção do gerador auto-excitado de Werner von Siemens em 1886; em 1888, com a apresentação do primeiro **motor de indução** com rotor curto-circuitado de Nikola Tesla [Notaroš 2012], que teve o seu primeiro protótipo construído em 1883, a partir das idéias de campos girantes e sistemas CA polifásicos do italiano Galileo Ferraris; e, finalmente, em 1891, quando o engenheiro russo Mikhail Dobrovolsky apresentou o primeiro motor com rotor em gaiola, cujo rendimento superava em muito o das máquinas existentes à época [Notaroš 2012].

As máquinas elétricas de tensão alternada passaram a ser o principal sistema de geração de energia empregado no mundo. E as máquinas de indução, inicialmente utilizadas predominantemente como motores, passaram a ser cada vez mais utilizadas em sistemas de co-geração complementares [Allan 1959, Oliveira 2006], principalmente devido a sua versatilidade na reversão da operação na função de motor para gerador.

A alternância do funcionamento de uma máquina de indução entre o modo de operação como motor para o modo gerador acontece com a reversão do fluxo de energia do campo magnético do entreferro no interior da máquina. Uma vez que haja excesso de energia mecânica no eixo, o rotor deixa de consumir a energia disponibilizada pela rede elétrica através do estator e passa a transferir o excedente de energia mecânica, através do acoplamento magnético, para a rede, pela reversão das correntes de estator. Em outras palavras, se o eixo injeta energia mecânica na máquina ao invés de consumir a energia que seria entregue pelo campo girante, essa energia passa a ser transmitida pelo campo em direção ao estator e daí à rede elétrica, e a máquina passa de um conversor ‘elétrico-mecânico’ para um conversor ‘mecânico-elétrico’.

3.4.1.1.1 Funcionamento da máquina de indução

A máquina de indução é composta por duas partes principais: o estator, que, ligado à rede elétrica, produz o campo magnético que, ao variar no interior da máquina, provocará a indução de correntes alternadas na outra parte da máquina: o rotor, que, disposto sobre mancais, consiste de um cilindro ferromagnético enlaçado por enrolamentos em curto-

circuito ou por uma estrutura em forma de ‘gaiola’ que, uma vez percorrido por uma corrente alternada induzida, produzirá a indução de um novo fluxo magnético que tenderá a se opor à variação do fluxo de estator ‘visto’ dali. Na tentativa de se opor à variação de fluxo que lhe atravessa, o rotor tenderá a se locomover no sentido de se contrapor ao movimento do fluxo visto por ele, procurando mantê-lo constante através de si mesmo. Apoiado sobre mancais, ele passará a girar no sentido do campo de estator, e passará a segui-lo, produzindo um torque mecânico, apoiado sobre o seu eixo, no sentido do giro do campo.

É importante salientar que a análise descrita aqui se baseia nos princípios de funcionamento da **máquina de indução trifásica**, cuja característica de campo girante guarda semelhanças com o fenômeno de deslocamento do campo que acompanha o módulo magnético.

O giro do campo de estator da máquina trifásica é produzido pela composição vetorial de três campos que pulsam senoidalmente, cada um deles com o seu centro alocado geometricamente, no interior da máquina, a 120° dos outros dois e com pulsações variantes no tempo também defasadas de 120° umas das outras, produzidas pela circulação de correntes nos enrolamentos do estator (bobinas) derivadas da aplicação de tensões alternadas aos seus terminais descrevendo funções sinusoidais, cada qual igualmente defasada 120° elétricos das demais.

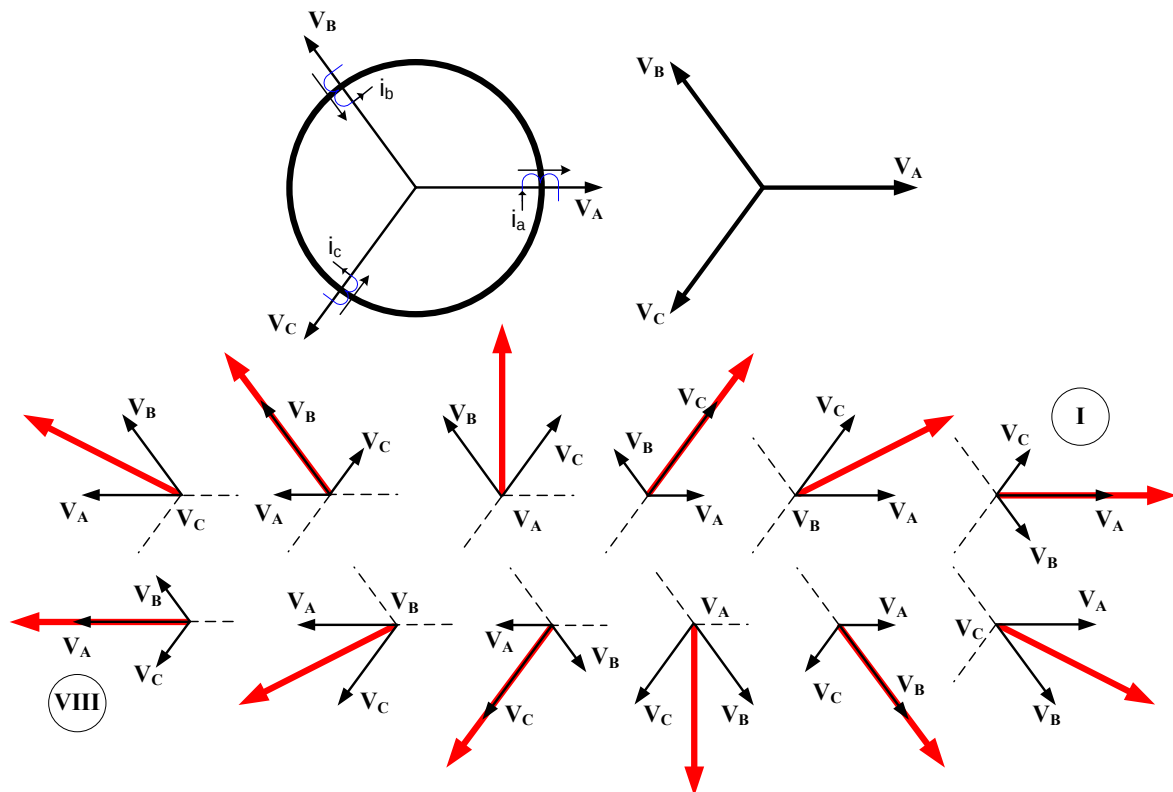


Figura 3.43 – Ilustração da rotação do campo girante de estator (em sentido anti-horário).

Na Figura 3.43 e na Figura 3.44 é ilustrada a forma como o campo girante é produzido no interior da máquina pela ação das tensões aplicadas ao estator. A Figura 3.43 apresenta, primeiramente, o esquema geométrico do estator e a posição central dos seus enrolamentos, formando o mesmo número de pares de pólos de eletroímãs pulsantes para cada fase do estator. Na mesma figura é apresentada uma ilustração de doze posições do giro, em sentido anti-horário, do campo resultante formado pela composição dos campos

gerados em cada uma das três fases do estator. E na Figura 3.44 é apresentado o gráfico das funções sinusoidais trifásicas que, aplicadas aos terminais das bobinas do estator, produzem as correntes que irão induzir os campos pulsantes que conformarão o campo girante resultante da Figura 3.43. Os pontos demarcados de I a XII sinalizam o valor instantâneo das tensões correspondentes a cada posição do campo girante mostrado, em sequência anti-horária, na Figura 3.43.

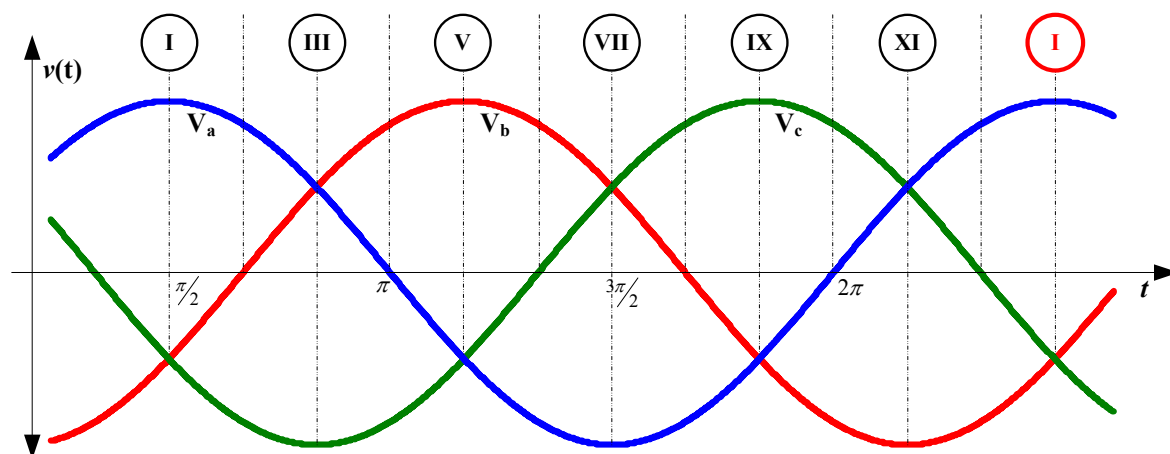


Figura 3.44 – Tensões senoidais trifásicas e situações das composições elétricas correspondentes às respectivas direções do campo girante.

A variação na direção do campo girante acontece numa velocidade correspondente à frequência da tensão aplicada aos enrolamentos do estator dividida pelo número de pares de pólos presentes na montagem de cada enrolamento, divididos em diversas bobinas conectadas em série/paralelo e distribuídas simetricamente ao redor da circunferência do estator. A essa velocidade de giro do campo do estator é dado o nome de **velocidade síncrona** (ω_s), por estar sincronizada com a frequência de alimentação da máquina.

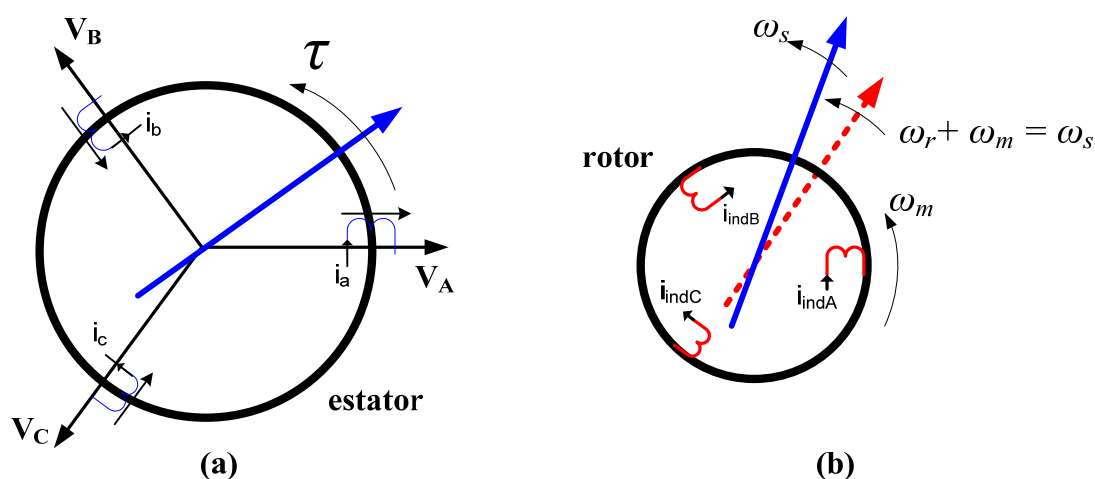


Figura 3.45 – Velocidade dos campos girante do estator (a) e induzido no rotor (b).

A velocidade do rotor, entretanto, é sempre menor do que a velocidade do campo girante. Isso se torna óbvio quando se analisa que, na possibilidade de se ter o rotor girando à mesma velocidade do campo, não haveria a indução do campo do rotor, uma vez que este estaria em repouso relativo ao seu deslocamento, não havendo, portanto, nenhuma variação de fluxo que induzisse correntes em seus enrolamentos. Sendo assim, fica claro que a máquina de indução, enquanto estiver trabalhando como motor, sempre terá uma

velocidade mecânica (ω_m) inferior à velocidade síncrona. Por este motivo, essas máquinas são também conhecidas como **máquinas assíncronas**.

Com o rotor se movendo a uma velocidade inferior à velocidade síncrona, tem-se um deslocamento relativo do campo girante do estator em relação ao corpo do rotor que difere da velocidade síncrona. É esse deslocamento relativo que mantém a indução de correntes no rotor e, conseqüentemente, de um fluxo que também se deslocará no mesmo sentido da velocidade do campo indutor, resistindo à variação de fluxo que o criou. Do ponto de vista do rotor tem-se um campo girante que se move a uma velocidade dada pela diferença entre a velocidade síncrona e a velocidade mecânica do próprio rotor. Completando a velocidade mecânica, este campo rotórico (ω_r), ilustrado na Figura 3.45, de certa forma “corre sobre o rotor”, aproveitando-se do seu deslocamento mecânico para alcançar a sincronia com o campo do estator. Assim, observa-se que, do ponto de vista do estator, este campo rotórico tem a mesma velocidade síncrona, ao contrário do corpo do rotor. De forma que:

$$\omega_r = \omega_s - \omega_m \quad (3.83)$$

Dessa particularidade do funcionamento da máquina de indução tem-se a definição de uma variável importante para a análise do seu comportamento. A diferença entre a velocidade mecânica e a velocidade síncrona gera um deslocamento do campo girante em relação à posição angular do rotor. Como se o rotor ‘escorregasse’ do campo girante, correndo em velocidade mais baixa. Dessa relação entre a velocidade síncrona e a velocidade mecânica do rotor define-se o que será chamado de **escorregamento**, tal como é dado por (3.84) e ilustrado pela Figura 3.46.

$$s = \frac{\omega_s - \omega_m}{\omega_s} \quad (3.84)$$

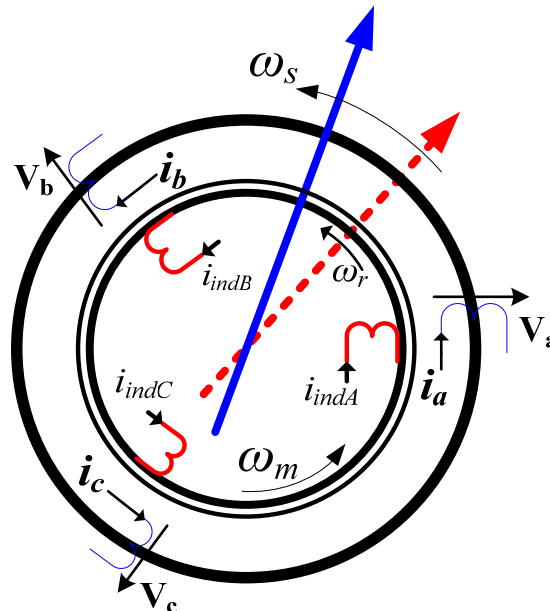


Figura 3.46 – Operação da máquina de indução como motor.

O escorregamento incorpora o efeito da carga sobre o funcionamento da máquina. Pois quanto maior for a carga no seu eixo, maior será o torque necessário para movê-la, e maior será, portanto, a corrente drenada da rede para suprir a potência elétrica necessária

para tanto. Esse aumento de corrente se deve à necessidade de maior densidade de fluxo para ‘arrastar’ a carga mais pesada, elevando o torque no eixo do rotor. O aumento do fluxo vem acompanhado de um aumento na variação de fluxo vista pelo rotor, dado que a velocidade síncrona se mantém constante e o vetor campo girante se eleva em módulo. Essa maior variação de fluxo provoca uma elevação tanto em amplitude quanto em frequência das correntes rotóricas induzidas, acarretando em uma elevação da velocidade angular do campo rotórico em relação ao próprio rotor (ω_r), o que corresponde a um maior ‘deslizamento’ do rotor em relação ao giro do campo de estator ou, como definido em (3.84), um maior escorregamento, devido a maior diferença entre as velocidades síncrona e mecânica.

O crescimento do escorregamento da máquina de indução implica, necessariamente, na redução do seu desempenho. No limite, por análise direta da equação (3.84), tem-se que um escorregamento unitário é resultado do ‘travamento’ do rotor, já que $s = 1$ resulta em $\omega_m = 0$. Nesse caso, com $\omega_r = \omega_s$, a máquina se comporta como um transformador cujo enrolamento secundário encontra-se curto-circuitado.

É exatamente disso que se trata. Não surpreendentemente, o modelo por circuito elétrico equivalente de uma máquina assíncrona se assemelha ao de um transformador [Kosow 1972, Fitzgerald *et al.* 1975]. Na verdade, se trata do circuito elétrico equivalente do transformador em curto, com a ressalva da contribuição do escorregamento representando a carga mecânica (e consequentemente o torque mecânico) refletida como potência elétrica exigida da rede pela máquina.

O circuito elétrico equivalente da máquina de indução é apresentado na Figura 3.47. Onde se pode vislumbrar o efeito da variação do escorregamento no circuito interno da máquina. As impedâncias componentes do circuito da Figura 3.47 fazem referência às resistências e indutâncias dos enrolamentos estatóricos e rotóricos, todas referidas ao lado do estator, além da indutância de magnetização.

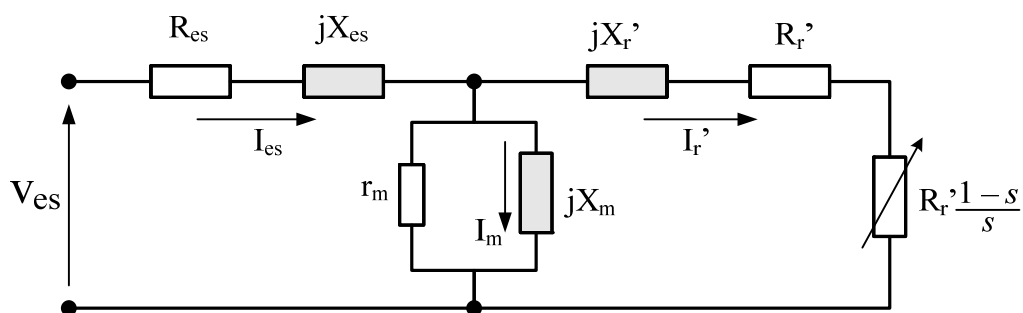


Figura 3.47 – Circuito elétrico equivalente por fase da máquina de indução [Fitzgerald *et al.* 1975].

A presença do escorregamento no modelo apresentado, que serve a necessidade de se traduzir, do ponto de vista elétrico, a magnitude da carga no eixo do rotor, tem implicações bastante peculiares no que tange à varredura de sua magnitude quando o mesmo supera a unidade e torna a carga inferior a zero.

3.4.1.1.2 A máquina de indução como gerador elétrico

O circuito elétrico equivalente da máquina assíncrona apresentado na Figura 3.47 serve como modelo para a condição de regime permanente da sua operação. A partir da análise do circuito, pode-se calcular a potência drenada pela máquina para cada valor de escorregamento, que faz referência a cargas diferentes. Para tanto, opera-se uma simplificação do circuito equivalente, aplicando o teorema de *Thévenin* aos terminais do

circuito de magnetização, simplificando o circuito estatórico da máquina, obtendo-se o circuito equivalente da Figura 3.48.

A partir da potência elétrica, é possível determinar o conjugado (ou torque) em qualquer ponto de operação a partir da igualdade (3.85) [Simone 2011].

$$\tau_{mec} = \frac{P_{elet}}{\omega_m} \quad (3.85)$$

Onde P_{elet} é a potência elétrica entregue à carga, que pode ser obtida a partir do circuito equivalente para regime permanente da Figura 3.48. Desse modo, a característica de conjugado mecânico em função da carga (representada pelo escorregamento) e dos parâmetros da máquina é apresentada na Figura 3.49, de acordo com a expressão (3.86) [Fitzgerald *et al.* 1975].

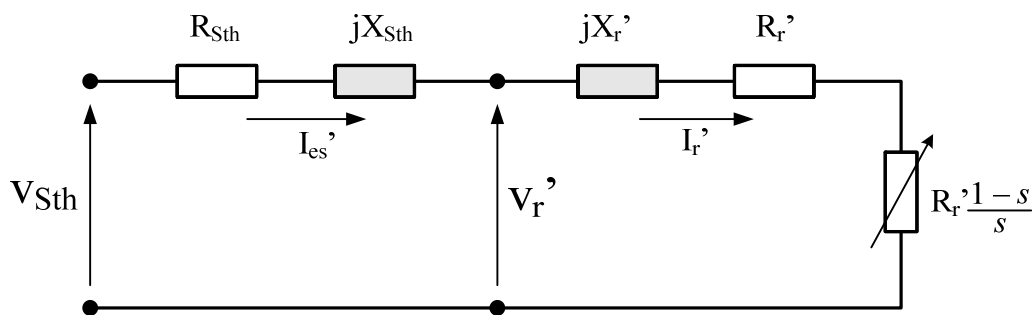


Figura 3.48 – Circuito elétrico equivalente da máquina de indução [Fitzgerald *et al.* 1975].

$$\tau_{mec} = \frac{1}{\omega_m} \frac{q_{es} V_{Sth}^2}{\left(R_{Sth} + \frac{R_r'}{s} \right)^2 + (X_{Sth} + X_r')^2} \frac{R_r'}{s} \quad (3.86)$$

Onde

q_{es} : número de fases do estator;
 V_{Sth} : tensão eficaz equivalente por fase no estator;
 R_{Sth}, X_{Sth} : resistência e reatância equivalentes do circuito do estator;
 R_r', X_r' : resistência e reatância dos enrolamentos do rotor referidas ao estator.

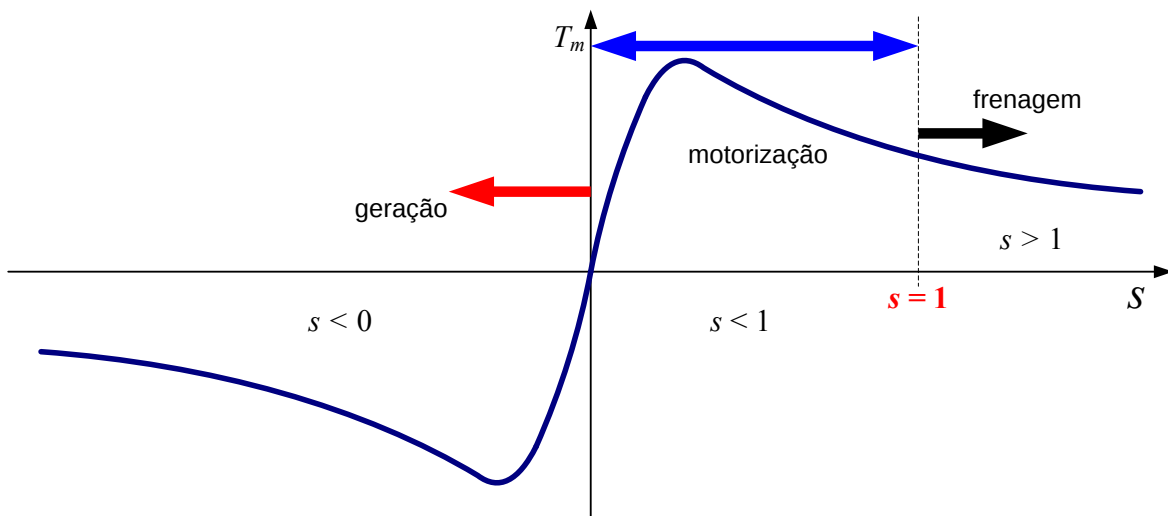


Figura 3.49 – Curva torque x escorregamento da máquina assíncrona [Fitzgerald *et al.* 1975].

Na Figura 3.49 são mostradas as três regiões de trabalho da máquina de indução, caracterizadas pelo escorregamento que simboliza o deslocamento do rotor em relação ao campo girante. O escorregamento também representa o comportamento da carga no eixo da máquina e, portanto, é a variável que determina o efeito da conversão eletromecânica e a potência entregue ao sistema ‘vista’ da rede elétrica.

A Figura 3.49 representa o comportamento da máquina, transitando entre as regiões de motorização, em que a energia é consumida no movimento mecânico; região de frenagem, em que a energia tem seu fluxo revertido devido ao escorregamento superior à unidade; e a região de geração, na qual a máquina converte em energia elétrica, o excesso de energia mecânica disponível no eixo do rotor, revertendo o sentido do fluxo de potência que passa a seguir em direção à rede com a inversão da fase da corrente de estator.

A polaridade da carga varia de acordo com a variação do escorregamento presente no circuito elétrico equivalente, conforme é apresentado no gráfico da Figura 3.50, caracterizado pela expressão (3.87), retirada do circuito. A mudança de polaridade modela o comportamento do fluxo de conversão eletromecânica, e ocorre quando a máquina sai da região de motorização em direção as regiões de geração ou frenagem. A Figura 3.51 demonstra o efeito, no circuito elétrico, da variação do escorregamento quando ele sai da faixa de motorização, provocando a inversão da polaridade da resistência de carga vista pelo circuito elétrico equivalente.

$$\overline{Z_L(s)} = \frac{Z_L(s)}{R_r'} = \frac{1-s}{s} \quad (3.87)$$

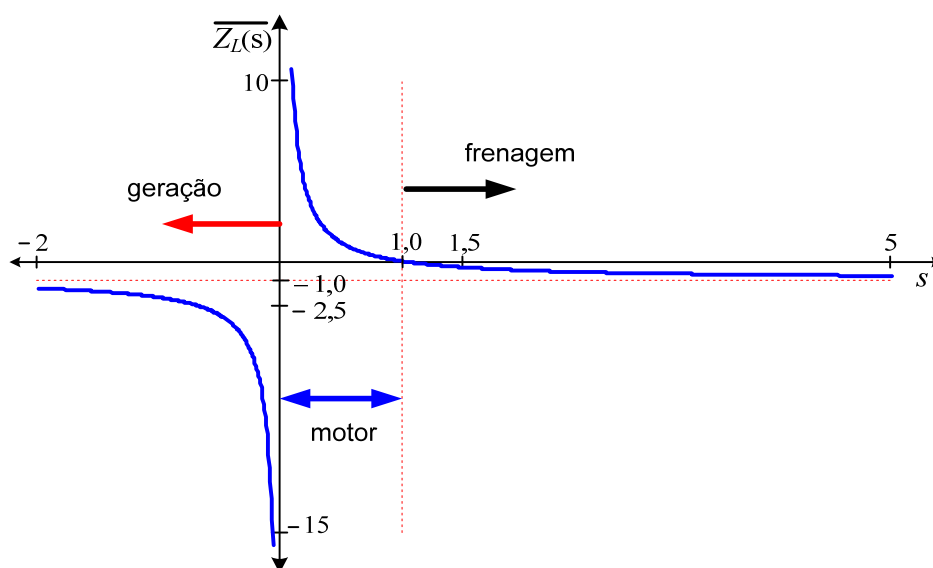


Figura 3.50 – Comportamento do modelo da carga mediante variações de escorregamento.

Quando ocorre o deslocamento do escorregamento para fora da região de motorização isso é interpretado no modelo como uma variação da polaridade da carga, que passa a se comportar como uma fonte, invertendo o fluxo de energia (Figura 3.51).

Nota-se, por inspeção da Figura 3.51, da Figura 3.52 e por meio da análise de (3.84) e (3.87), que um escorregamento unitário (dado por $\omega_m = 0$) produz o mesmo efeito de um curto-circuito no secundário de um transformador, enquanto que um escorregamento nulo (ou seja: $\omega_m = \omega_s$) resulta em um comportamento de transformador a vazio, produzido por uma impedância de saída que tende ao infinito.

O segundo caso será visto em detalhes posteriormente. Já o primeiro, como já mencionado, ocorre quando o movimento de rotor é bloqueado, resultando em indução máxima de corrente nos seus enrolamentos e, conseqüentemente, máxima corrente sendo drenada da rede. Podendo provocar danos aos enrolamentos da máquina, tanto no estator, quanto no rotor.

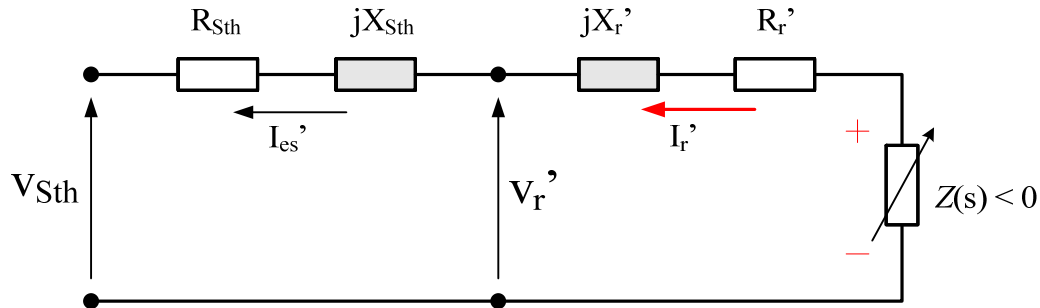


Figura 3.51 – Circuito elétrico equivalente da máquina operando na região de carga negativa.

Analisando novamente o modelo da Figura 3.51 e o gráfico da Figura 3.50, verifica-se que, em ocasião de escorregamento superior à unidade, ou seja, na região de frenagem, em que o campo girante toma sentido de rotação contrário ao sentido do rotor (Figura 3.52 e Figura 3.53), a impedância de carga assume valores muito pequenos, induzindo correntes elevadas. Isso se deve à divergência de sentido de rotação entre campo e rotor, produzindo uma indução no sentido de vencer a inércia do rotor e da sua carga e inverter o seu sentido de rotação, gerando correntes, às vezes, até superiores às correntes de partida em repouso. Segundo o modelo, é possível concluir que, durante este processo, ocorre a inversão do fluxo de potência, sendo parte da energia cinética acumulada no rotor devolvida à rede elétrica através do acoplamento magnético no entreferro da máquina.

A Figura 3.53 mostra o comportamento da interação entre a velocidade síncrona e a velocidade mecânica para as três situações de movimento relativo entre ambos, o reflexo desse deslocamento relativo no escorregamento da máquina e, conseqüentemente, no campo induzido no rotor.

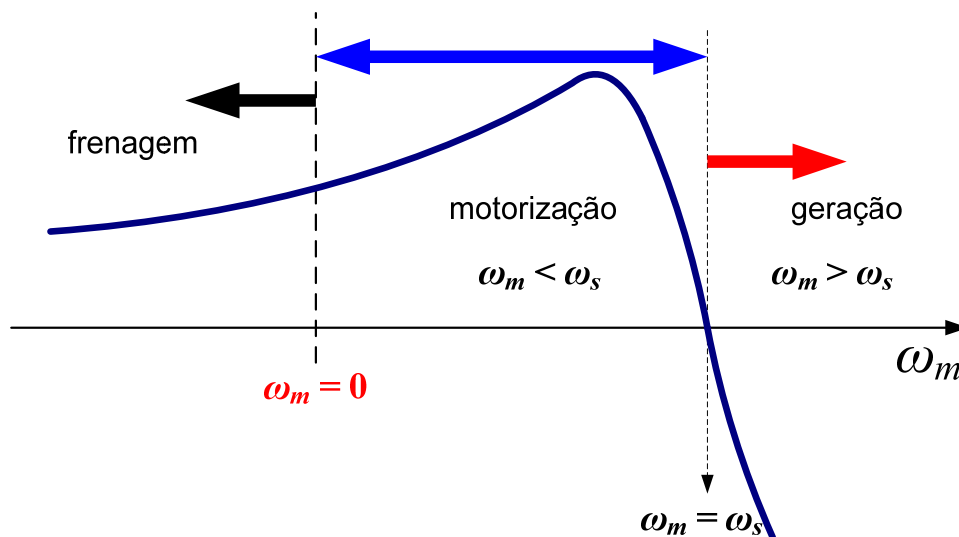


Figura 3.52 – Característica de torque da máquina assíncrona com suas regiões de trabalho.

A operação da máquina de indução como gerador se deve a um excedente de energia sendo aplicado na forma de um torque mecânico ao eixo do rotor que supera o torque elétrico produzido pelo campo girante do estator. Estando essa energia sem uso no

eixo da máquina, o excedente mecânico é transferido do eixo para o estator via acoplamento magnético, invertendo as fases das correntes em relação às tensões aplicadas e, conseqüentemente, o fluxo de potência do estator.

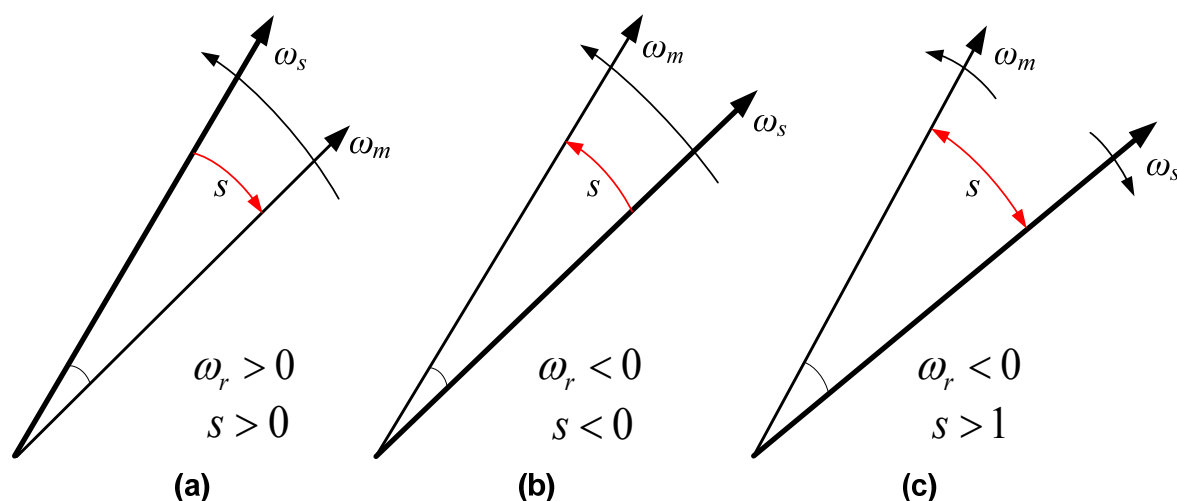


Figura 3.53 – Movimento relativo e escorregamento entre rotor e campo girante nas situações de motorização (a), geração (b) e frenagem (c).

Esse efeito é reflexo da inversão no sentido do movimento relativo entre rotor e campo girante, mostrado na Figura 3.53b. Para que ω_r tenha sentido de rotação negativo sobre o giro do rotor é preciso que haja a inversão das correntes induzidas nos enrolamentos rotóricos, o que ocorre devido à inversão do movimento do campo indutor do estator sobre o corpo do rotor.

Supondo que ω_m seja acelerada até se igualar à ω_s , ou seja, seja alcançada uma situação de escorregamento nulo. Neste caso, segundo o modelo de impedância (3.87), a máquina passa a enxergar um circuito aberto em seus terminais de saída. Quanto menor for o escorregamento, menor também será a corrente de carga e, portanto, também a corrente de estator. Em se tratando de uma situação em que a velocidade mecânica se iguala a velocidade do campo girante, o movimento relativo entre campo e rotor desaparece e, com ele, o efeito de indução de correntes nos enrolamentos do rotor provocado pela variação do fluxo magnético, já que o rotor passa a enxergar um fluxo constante que o acompanha em seu deslocamento. Nesse momento, a corrente de estator é apenas a mínima necessária para garantir a sua própria magnetização e vencer a relutância do entreferro.

Seja, na Figura 3.54, o perfil do entreferro ‘planificado’ até formar um virtual caminho linear. Os perfis de interação entre os fluxos magnéticos gerado no estator e induzido no rotor são demonstrados para as condições de operação da máquina como motor e como gerador. De acordo com as relações dadas em (3.83) e (3.84), e ilustradas na Figura 3.52 e na Figura 3.53 (a e b).

Em ambas as situações, o fluxo induzido segue o campo girante, pois é da sua natureza se contrapor à variação de fluxo sentida pelo rotor em virtude do seu movimento relativo em relação ao campo indutor. Entretanto, na condição de motorização (Figura 3.54a), tem-se que o corpo do rotor tem velocidade inferior à do campo girante, e o campo induzido no rotor deve se locomover, em relação a ele próprio, na mesma direção em que o campo girante gira sobre seu corpo. O mesmo ocorre na condição de geração, mas nesse caso, o sentido de rotação do campo induzido no rotor deve ser oposto ao sentido de rotação do corpo rotórico, em virtude do seu movimento ter velocidade superior à velocidade síncrona e, portanto, o deslocamento relativo do campo girante sobre o corpo do rotor tem sentido contrário ao seu movimento mecânico.

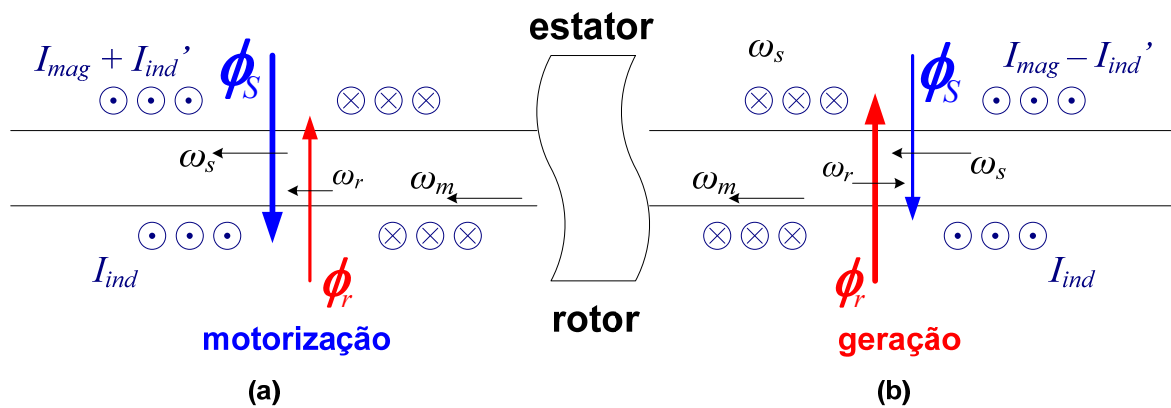


Figura 3.54 – Perfil dos polos de rotor e estator e interação entre os campos girante e induzido em condição de motorização (a) e de geração (b).

Para produzir esse campo girante no sentido oposto, é preciso ter correntes em sentidos opostos circulando nos enrolamentos rotóricos, isso ocorre em virtude do mesmo movimento relativo em sentido contrário do campo girante sobre o corpo do rotor. Portanto, se na condição (a) o estator precisa drenar da rede, além da corrente de magnetização, a corrente necessária à manutenção do conjugado motor, o mesmo não acontece na situação (b).

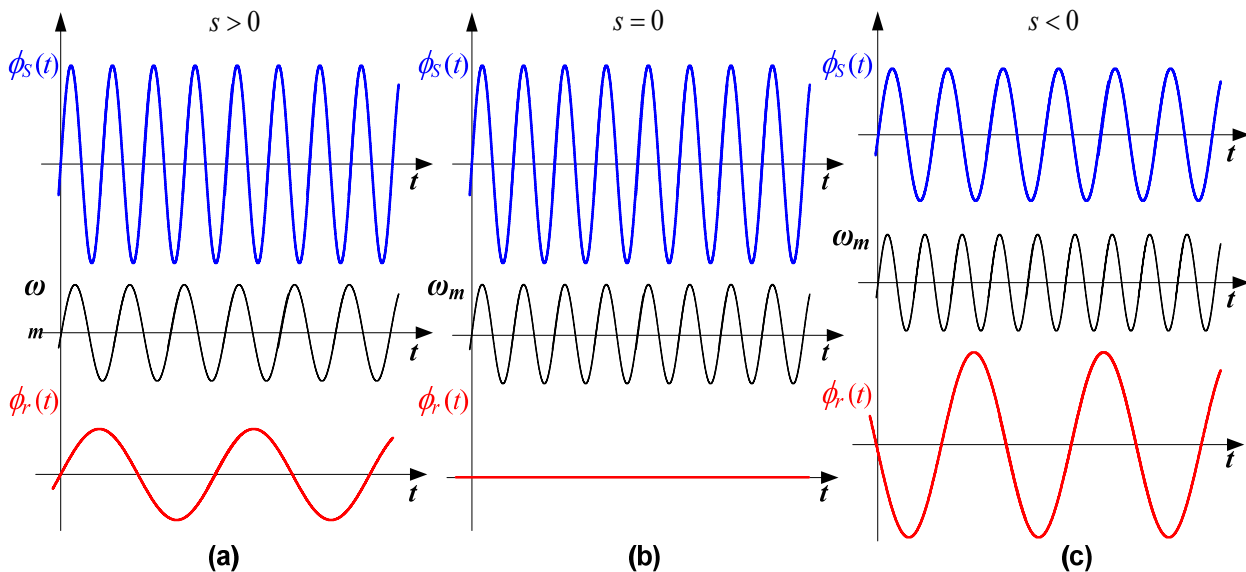


Figura 3.55 – Fluxos de estator e rotor, resultantes da interação entre os campos e o movimento mecânico do rotor em condição de motorização (a), de escorregamento nulo (b) e de geração (c).

Quando operando como gerador, o estator solicita da rede elétrica apenas a corrente necessária para manter o campo girante. Não havendo carga sendo solicitada pelo eixo do rotor e, assim, não havendo corrente sendo drenada pelos enrolamentos estáticos, a corrente em contra-fase que circula nos enrolamentos do rotor irá produzir um fluxo que induzirá uma corrente nos enrolamentos do estator também defasada de 180° em relação à tensão aplicada pela rede, o que fará com que o fluxo de energia se inverta nos terminais do estator e a máquina passe a entregar energia à rede ao invés de consumi-la.

A Figura 3.55 ilustra o comportamento da velocidade mecânica e da frequência dos fluxos produzidos pelo campo do estator e induzido pelas correntes rotóricas para as condições de solicitação de carga no eixo da máquina (a), escorregamento nulo (b) e potência mecânica sendo fornecida à rede elétrica através do eixo do rotor (c), onde se

pode visualizar a inversão de fase do fluxo no rotor, que provoca a inversão das correntes e do fluxo de energia nas fases do estator.

Mais uma vez, quanto maior a velocidade relativa entre rotor e campo girante, maior será a variação de fluxo ‘vista’ pelos enrolamentos do rotor, induzindo correntes de maior frequência e amplitude, segundo as relações (3.88) e (3.89), reproduzidas do capítulo 2.

$$\phi = Li \quad (3.88)$$

$$e_{ind}(t) = -\frac{d\phi}{dt} = -L \frac{di}{dt} \quad (3.89)$$

Essas correntes induzidas promoverão o surgimento de um contra-fluxo proporcional a elas tanto em frequência quanto em amplitude, no sentido de se opor a variação do fluxo que as originou. Como resultado desse contra-fluxo, serão induzidas correntes nos enrolamentos do estator, com fases opostas às das tensões ali aplicadas e de amplitudes superiores às da corrente de magnetização que mantém o campo girante. Da somatória dessas correntes emergirão as correntes de fase opostas às tensões de alimentação e o fluxo de energia que flui desde a máquina em direção à rede elétrica, fazendo da máquina um gerador.

É nesse ponto em que a análise se volta mais uma vez para o sistema de frenagem concebido no capítulo 2. Fazendo um estudo criterioso das similaridades guardadas entre o sistema de indução das correntes parasitas e a máquina de indução a campo girante, será ponderado até que ponto se pode esperar um comportamento do eletroímã que se assemelhe ao comportamento da máquina assíncrona no tocante ao fenômeno de regeneração da energia cinética do êmbolo por meio de conversão eletromecânica.

3.4.1.2 A frenagem magnética e a máquina de indução

O modelo eletromecânico do sistema êmbolo-superfície desenvolvido e apresentado no capítulo 2 descreve o efeito da força de frenagem produzida pela interação do campo magnético estacionário do eletroímã que se movimenta e as correntes parasitas induzidas pelo movimento deste campo através a superfície metálica sobre a qual o veículo se desloca.

Também foram tratados dos circuitos magnético e elétrico equivalente do sistema em condição de repouso. A junção dos circuitos que modelam eletricamente o comportamento do arranjo eletroímã-superfície com a modelagem eletromecânica do mesmo sistema ainda falta ser alcançada.

Considerando o sistema em estado de repouso, pode-se pensar nele como um reator, cujo entreferro é encontrado na distância geométrica entre as extremidades dos pólos do eletroímã e a superfície anterior do trilho ferromagnético.

De fato, sem movimento, não há variação no fluxo percebido pela lâmina condutora e, portanto, a única força que pode existir atuando sobre o eletroímã é a força de atração magnética em direção ao trilho-guia que, produzida pelo seu próprio campo, é bastante reduzida pela larga espessura de entreferro.

No momento em que o sistema passa a se locomover, as linhas de campo que se estendem de um dos pólos do eletroímã em direção a outro passam a se deslocar através da superfície metálica condutora sobre o trilho de aço, provocando, assim, a indução de correntes no interior e na superfície do material.

Desse comportamento pode-se fazer uma analogia com um transformador, que por meio da variação da corrente em uma bobina produz um fluxo variante no tempo que irá induzir uma nova corrente em outra bobina. Esta corrente induzida será tal que tentará se opor à variação de fluxo que a gerou através da indução de um contra-fluxo que tenderá a estabilizar o fluxo no interior do núcleo, buscando mantê-lo constante.

Entretanto, no caso do transformador (que será abordado em mais detalhes na seção 3.4.1.3), não há energia cinética envolvida no processo de variação do fluxo. Isso remete às máquinas de indução, que por meio da indução de um fluxo que se oponha a variação de um outro previamente gerado, entra em movimento rotativo contínuo, efetuando uma conversão de energia elétrica em energia mecânica ou vice-versa, conforme já pontuado anteriormente.

Nesse sentido, pode-se pensar numa analogia que traga à luz um modelo eletromecânico do sistema de frenagem tendo como base a teoria elementar das máquinas de indução.

Analisando a Figura 3.54, pode-se perceber alguma semelhança entre o comportamento do arranjo módulo-superfície e o conjunto rotor-estator de uma máquina assíncrona. Com determinadas ressalvas, já que, nesse caso, o campo de magnitude e velocidade angular constantes do estator equivaleria ao campo do eletroímã, igualmente de magnitude constante e com velocidade de deslocamento que pode vir a ser constante. Já o rotor que entra em movimento para se opor a variação de fluxo produzida sobre ele pelo campo girante equivaleria à superfície laminar, sobre a qual será induzido um fluxo variante que virá a acompanhar o deslocamento do campo do eletroímã, tal qual o campo do rotor, mas, na impossibilidade de se mover, tentará se opor à variação do fluxo indutor através da geração de uma força de oposição ao movimento do sistema, produzida pelas correntes parasitas ali induzidas.

Assim como ocorre no rotor, haverá um fluxo em movimento contínuo alinhado ao campo do eletroímã que se move e também mantém uma velocidade que devolve o equilíbrio ao sistema. Só que a força que tenta manter esse equilíbrio é a força que se opõe ao seu movimento, ao contrário da força que produz o movimento do rotor.

Essencialmente, os fenômenos podem ser descritos de forma similar. O efeito do deslizamento do campo sobre a superfície condutora equivale ao efeito produzido por uma máquina que tem o seu rotor bloqueado. Este, enxergando o campo girante se mover e, não podendo segui-lo nem tampouco interromper o seu movimento, passa a exibir correntes altíssimas que possam induzir um fluxo girante que, percorrendo o corpo rotórico, acompanhe o movimento do campo girante mesmo que o rotor não o possa seguir.

Eis, então, a diferença fundamental entre ambos os sistemas: as correntes induzidas na superfície da lâmina podem, e reagem à variação do fluxo quando geram uma força que atua sobre o módulo veicular, opondo-se à força que o leva a se mover. Quando esse equilíbrio de forças é alcançado, o sistema se mantém em deslocamento contínuo uniforme, ou seja, entra em movimento inercial, deslocando-se com uma velocidade constante (MRU) que traz equilíbrio ao sistema.

Nesse sentido, é a inexistência de um ω_m que faça valer a expressão (3.83) para o sistema de frenagem, que se comporta como uma máquina com escorregamento perpetuamente unitário – se for considerada uma analogia do sistema por meio da expressão (3.84) que permita falar de escorregamento para o seu caso – que, fundamentalmente, diferencia ambos os sistemas.

Não faria sentido trazer à tona a expressão do escorregamento para um sistema em que ele, mesmo que existisse, seria sempre unitário. Mas esta é a sua condição de regime, e

se ela fosse permanente, não seria necessário um sistema de controle de velocidade por correntes parasitas para atuar sobre ele.

Desse ponto de vista, por análise dos sistemas de força apresentados na Figura 3.42 e da característica de carga da máquina de indução, ilustrada na Figura 3.52 e analisada por outro foco na Figura 3.50, não é de se esperar que haja geração de energia na frenagem eletromagnética, já que há equilíbrio entre as forças atuando no sistema. Ou seja, para que se tenha conversão de energia eletromecânica, é preciso que exista um torque resultante sobre o sistema, caso contrário, haverá apenas a frenagem com dispêndio da energia cinética na forma de calor. Tal qual ocorre num rotor bloqueado.

Uma outra forma de sintetizar o problema e compreender até onde vão as similaridades do sistema proposto com a operação de uma máquina de indução seria reimaginar a superfície metálica, agora na posição de estator, como um ‘trilho’ infinito de sapatas polares, sobre as quais se deslocaria uma corrente CC constante, descrevendo um movimento do campo indutor semelhante ao deslocamento que acontece no estator de um motor de passo. Supondo que as sapatas polares tenham largura infinitesimal, de modo a fazer com que o campo CC produzido pelas correntes venha a se locomover de forma praticamente contínua, sendo deslocado de uma sapata à outra subsequente localizada geometricamente no sentido do deslocamento da excitação CC e, portanto, produzindo um campo que se movimenta linearmente sobre o trilho, tal qual o campo do estator da máquina de indução planificada da Figura 3.54. De tal forma que se tenha um campo que se desloca linearmente com velocidade contínua (ou síncrona) v_s .

Sob esse ‘trilho magnético’ infinito, cujo campo se desloca linearmente, corre um eletroímã, idêntico àquele empregado no sistema de frenagem, cujos enrolamentos são curto-circuitados, de modo a fazer as vezes de um rotor bobinado, de tal forma que, correndo como um ‘êmbolo magnético’, ele siga o trem de pulsos aplicado ao estator de forma semelhante ao rotor de um motor de passo (Figura 3.56a). Considerando que o estator possui sapatas de dimensões infinitesimais e que seu campo magnético é considerado em movimento contínuo sobre o ‘trilho’, o pequeno êmbolo magnético passa a comportar-se como o rotor da máquina assíncrona, tendo sobre ele um fluxo variável produzido pela indução de uma corrente que se oporá ao deslocamento relativo entre o campo que se move e o ‘êmbolo’ posicionado em seu caminho. Na tentativa de se opor a esse deslocamento, e à conseqüente variação de fluxo vista pelo seu enrolamento, o ‘êmbolo-rotor’ ganha energia cinética e passa a seguir o campo que desliza sobre o ‘trilho-estator’.

A Figura 3.56, na qual o eletroímã tem sua geometria simplificada, ilustra o sistema imaginado e o seu funcionamento sob várias condições. Nela se vê que o deslocamento do rotor sob o estator, ambos agora lineares, guarda certa semelhança com o funcionamento da máquina de indução, tal como mostrado na Figura 3.54. Entretanto, suas similaridades não são completas.

Supondo que, como na Figura 3.56a, o campo, ao passar sobre o bobinado, produza uma força que o leve a movimentar-se. Tem-se que será desenvolvida pelo êmbolo magnético uma velocidade mecânica v_m , tal que $v_m \neq v_s$ seria condição *sine qua non* para que seja mantida a indução do fluxo no rotor (Figura 3.56b).

Desta forma, a variação do fluxo de estator vista pelo rotor tem comportamento sinusoidal, devido à distribuição geométrica do fluxo indutor no espaço (Figura 3.56, b e c), o que faz, segundo (3.88), com que a indução da corrente, e também do contra-fluxo, sejam de igual forma senoidalmente variantes no tempo (e, no caso, também no espaço), trazendo sobre o êmbolo uma força de deslocamento que também traça um comportamento sinusoidal, tal como é dado pela força magnética, mostrada em (3.90).

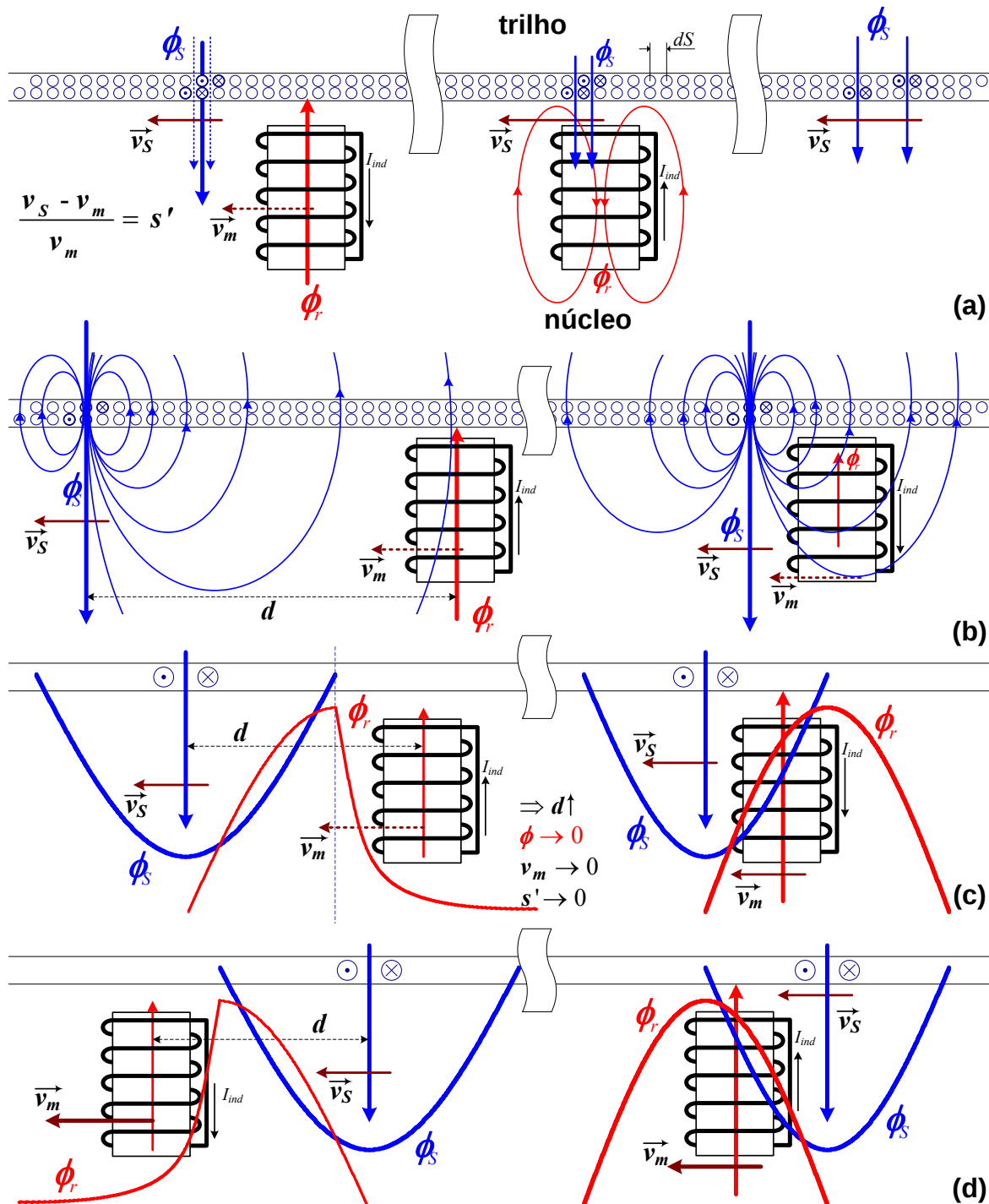


Figura 3.56 – Ilustração do comportamento do trem-rotor se deslocando sob o trilho-estator na analogia com o motor de passo.

A Figura 3.56c ilustra o comportamento da magnitude dos fluxos indutor e induzido, do ponto de vista do rotor, conforme o seu distanciamento do campo de estator. Nota-se que, pela distribuição geométrica das linhas de fluxo do campo de estator, chegará um momento em que o ângulo de incidência das linhas do campo indutor sobre o rotor não mais variará. Tal como ilustrado na Figura 3.56 (b e c), a partir de determinada distância, as linhas de fluxo do campo de estator que atravessam o enrolamento rotórico passam a ter praticamente 90° e mantêm essa angulação constante quando a distância entre campo e rotor aumenta linearmente. Desse momento em diante, a densidade de fluxo passa a ter

valor inversamente proporcional à distância entre ambos, sendo dada pela expressão (3.92), deduzida a partir da **Lei de Biot-Savart** para correntes estacionárias, apresentada em (3.91) [Tipler & Mosca 2009]. Isso produz uma mudança no perfil de variação de fluxo e, conseqüentemente, uma variação no ‘escorregamento’ encontrado no sistema (produzido por uma diferença entre v_s e v_m , e que pode ser sintetizado pela expressão (3.93)), que passa a ser cada vez maior.

$$F_{mag} = BI\ell \sin\theta_\phi \quad (3.90)$$

$$B_{ind}(d) = \frac{\mu_o}{4\pi} \int \frac{\mathbf{I} \times \mathbf{d}}{d^2} d\ell \quad (3.91)$$

$$B_{ind} = \mu_o \frac{I_{trilho}}{2\pi d} \quad (3.92)$$

$$s_{linear} = \frac{v_s - v_m}{v_s} \quad (3.93)$$

Onde

B_{ind} : densidade de fluxo do campo induzido no rotor;

θ_ϕ : ângulo de incidência do fluxo indutor sobre o êmbolo magnético;

I_{trilho} : corrente CC aplicada a cada pólo infinitesimal do estator a cada instante;

d : distância entre êmbolo e centro do pólo do campo indutor.

Diante do exposto, conclui-se que o fluxo induzido no ‘rotor’ será tal que, à medida que a distância entre bobinado e campo de estator aumente, a corrente induzida se aproximará cada vez mais de um valor desprezível, fazendo com que o movimento do êmbolo cesse.

Isso decorre, principalmente, da natureza do campo ϕ_r induzido no rotor, que ao contrário do que ocorre na máquina rotativa, não possui deslocamento angular numa velocidade v_r constante, tal que seja válida a igualdade $v_r = v_s - v_m$, garantindo a manutenção de um escorregamento invariante.

O comportamento do fluxo ϕ_r , embora senoidal no tempo, é estacionário em relação ao eixo do enrolamento do êmbolo, apresentando uma variação pulsante (ou, no caso, translacional), e não girante, sobre o corpo do rotor (Figura 3.56c), não o levando a seguir o deslocamento do campo de estator. E, embora ele aumente em amplitude com o distanciamento provocado pela diferença de velocidades quando próximo ao centro do campo indutor, passa a ser reduzido por uma taxa dada por (3.92) à medida que essa distância se torna excessiva, fazendo com que se distancie cada vez mais do campo indutor, conduzindo a um escorregamento variável e ascendente, e tenha a sua indução de correntes reduzida a níveis desprezíveis. Levando v_m a se extinguir.

No caso oposto, em que a velocidade de trânsito do bobinado supera a velocidade de deslocamento do campo do estator, pode-se seguir o mesmo raciocínio usado na análise do caso anterior. Entretanto, com o deslocamento relativo mudando de sentido, tem-se também um escorregamento desenvolvido no sistema inferior a zero, levando, assim, o sistema a uma condição de indução de corrente imposta pelo excedente de energia mecânica e de sentido inverso ao do caso anterior, produzindo, ainda, um contra-fluxo que

tenderá a se opor ao distanciamento do campo indutor. Essa condição é ilustrada na Figura 3.56d.

Apesar disso, tal qual ocorre no caso da ‘motorização’ do sistema, essa interação entre campo indutor e induzido é limitada pela distância entre ambos, provocada pela elevação constante do escorregamento e da natureza pulsante do fluxo induzido no rotor. E sua consequência será a geração de uma força que se oponha àquela que impulsiona o ‘êmbolo-rotor’, tendendo a tentar pará-lo, e não uma situação de geração elétrica. A força propulsora do sistema, tal qual a do veículo de frenagem, se for suficientemente alta, vencerá esse esforço e manterá o movimento, afastando o bobinado do campo indutor. O que faz com que o efeito de indução magnética, assim como no caso anterior, seja reduzido até se tornar desprezível à medida que cresce a distância entre ambos.

3.4.1.3 Analogia com o transformador

Conclui-se, portanto, que a similaridade entre a ação do sistema de frenagem com o comportamento da máquina de indução é limitada. O que conduz, novamente, à inferência de que um estado de regeneração de energia mecânica para a fonte de energia elétrica não possa ocorrer. Não sendo possível afirmar que o balanço energético do sistema possa ser favorável a algum resgate de energia por parte da fonte de alimentação.

Ademais, do ponto de vista elétrico, o eletroímã responde ao acoplamento magnético firmado entre seu enrolamento e a superfície condutora, no qual, tal qual um transformador, a energia que faz circular as correntes parasitas na lâmina (secundário) advém do enrolamento primário (eletroímã) através do acoplamento entre ambos. Assim como um transformador, portanto, é de se esperar que, ao contrário, qualquer corrente induzida na lâmina, por força da sua indutância mútua com o enrolamento, provoque uma elevação da corrente drenada pelo eletroímã (primário), e não a sua redução. Caso em que um incremento de velocidade, ao fazer elevar-se a indução de correntes parasitas, viria a trazer como resposta a elevação da corrente do eletroímã. O que não ocorre devido à ação das correntes parasitas em reduzir a velocidade do sistema para mantê-lo em equilíbrio.

Em outras palavras, observando o sistema como um transformador, tem-se que qualquer elevação das correntes parasitas induzidas na lâmina condutora seria equivalente a uma elevação na corrente de secundário drenada pela carga, o que obrigatoriamente se reflete em uma proporcional elevação da corrente de primário, intuitivamente, para manter o balanço de energia do sistema.

Mas o balanço de energia não é causa do equilíbrio energético em si, e sim consequência dele. Pois o que faz a corrente de primário responder a uma elevação da corrente de secundário não é a simples elevação da sua amplitude, visto que, por consequência da lei de Faraday-Lenz, a corrente de primário se eleva em decorrência da elevação da variação do fluxo mútuo no interior do núcleo magnético que, por sua vez, segue a variação da corrente de secundário. A corrente de primário, em verdade, varia em resposta à variação da derivada da corrente de secundário ao longo do ciclo da rede, que se dá proporcionalmente à variação da sua amplitude, fazendo a amplitude de corrente de primário ‘indiretamente’ (e não diretamente) proporcional (pela relação de espiras) à amplitude de corrente no secundário.

No caso do sistema em questão, não havendo variação senoidal na corrente do eletroímã-primário, a indução de correntes de secundário ocorre devido ao deslocamento do campo sobre a ‘lâmina-secundário’. A resposta a essa variação de fluxo vista pelo secundário não poderia, portanto, se dar sobre a amplitude da corrente injetada no primário, que é contínua, mas sim sobre aquilo que provoca a derivada do fluxo magnético

que acopla primário a secundário, ou seja, a velocidade de deslocamento do sistema, que produz a variação de fluxo vista pelo secundário. Portanto, conforme será observado na próxima analogia, na impossibilidade de afetar a amplitude da corrente (contínua) que gera o fluxo indutor, é a este deslocamento que o sistema deve oferecer oposição tão maior quanto maior for a sua velocidade (derivada).

O que implica dizer que a energia em excesso, que produz a circulação de correntes na lâmina, provém exatamente do trabalho realizado pela força propulsora, que é convertido em perdas ôhmicas quando equilibrado pelo trabalho realizado pela força de frenagem, não sendo, portanto, disponibilizada pela fonte de alimentação.

A energia entregue pela fonte primária é empregada e armazenada na manutenção do campo magnético. Como este não gera trabalho útil [Griffiths 2011], a indução das correntes parasitas é produzida pela energia cinética do deslocamento do módulo de frenagem e a força que mantém o veículo em movimento inercial advém da parcela de energia destas correntes que não é convertida em calor na própria lâmina induzida.

De outro modo, imaginando o sistema eletroímã-superfície como um transformador, as correntes induzidas na lâmina condutora não geram, do ponto de vista elétrico, qualquer efeito sobre o acoplamento magnético com o enrolamento primário, pois, devido à natureza do sistema, tais correntes são estacionárias em relação ao veículo que se move, deslocando longitudinalmente a sua distribuição conforme se desloca o módulo de frenagem, mas sempre sendo vistas por ele como correntes contínuas, o que leva a conclusão de que o fluxo por elas (secundário) produzido, portanto, não seria capaz de induzir qualquer corrente no enrolamento do eletroímã (primário).

3.4.1.4 Analogia com o alternador síncrono

Uma outra analogia que pode ser feita do comportamento do sistema com uma máquina elétrica é imaginá-la diretamente como um gerador eletromecânico, já que é esta a função que se pretende analisar.

Pensando em um alternador elementar (Figura 3.57), tem-se agora que a unidade eletromagnética faria o papel do enrolamento de campo da máquina, enquanto a superfície condutora, na qual são induzidas as correntes parasitas, se converte no equivalente de um enrolamento de armadura para o alternador.

No caso exemplificado na Figura 3.57 o eletroímã inverte seu papel e faz as vezes de rotor, enquanto o estator é emulado pela superfície condutora. Assim, ainda mais do que no caso do transformador, é bem evidente a função do enrolamento de campo em fornecer a excitatriz para o enrolamento de armadura (que, assim como o eletroímã, é alimentado em corrente contínua), mas não a energia elétrica a ser disponibilizada no estator da máquina, a qual é provida exclusivamente pela energia cinética de rotação do campo (rotor).

Assim como ocorre no sistema de frenagem, o fluxo senoidal visto pelos enrolamentos de armadura é produzido pelo movimento rotacional entre estes enrolamentos e os pólos do campo estacionário, advindo do enrolamento de campo, fazendo com que cada pólo da armadura enxergue um campo indutor na forma de uma onda de fluxo, que passa por ele no sentido de rotação do campo.

Pela lei de Faraday, como visto em (3.89), e por inspeção à Figura 3.57, a tensão gerada na armadura será proporcional à velocidade de rotação do campo (que dá a frequência da onda vista pelos seus pólos), provida pelo torque mecânico disponível no eixo do rotor, e a corrente de excitação ali aplicada (que determina a intensidade do fluxo

no enrolamento de campo). Já a corrente fornecida pelo gerador será àquela solicitada pela carga (Figura 3.58).

A elevação da corrente de carga não se converte em elevação da corrente de campo, mas sim, em uma elevação do torque resistente τ_z [Kosow 1972], tal qual a força de frenagem que atua no módulo frenante se eleva com a sua velocidade de trânsito.

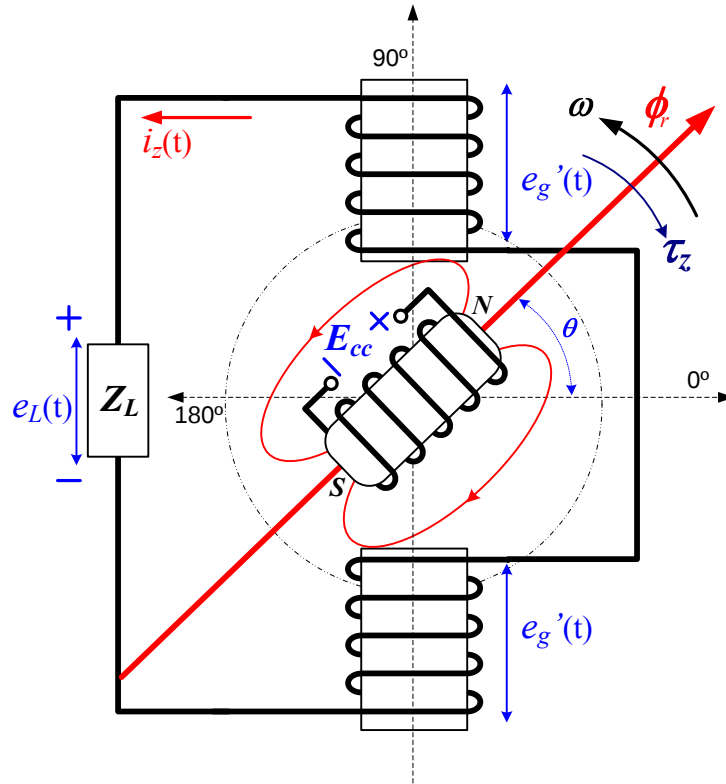


Figura 3.57 – Ilustração conceitual de um alternador elementar.

O crescimento da carga drenada da armadura também provoca uma queda da tensão da saída do alternador, devido à elevação da queda de tensão nos enrolamentos da própria armadura, que precisa ser compensada com um maior conjugado de rotação que possa, vencendo o torque resistente, recuperar a velocidade do rotor e, conseqüentemente, a tensão de saída do gerador.

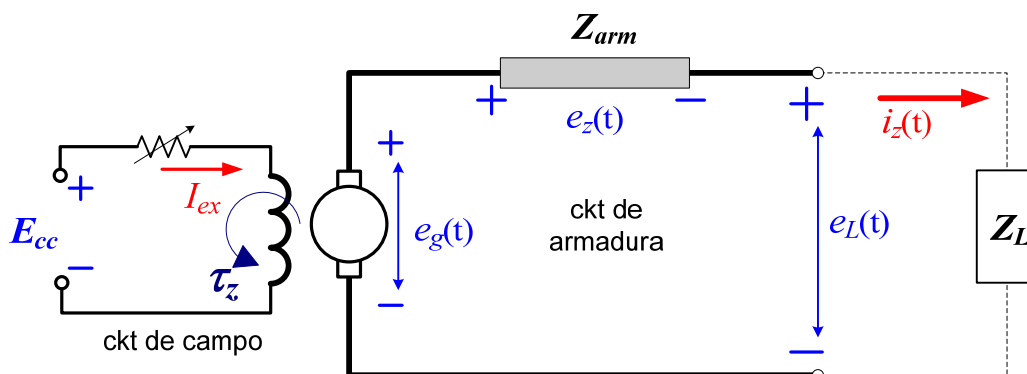


Figura 3.58 – Circuito elétrico equivalente de um alternador síncrono [Kosow 1972].

Assim, é possível aumentar a potência fornecida à carga elevando-se o conjugado motor ou fornecendo maiores correntes de campo. Assim como se eleva a força de frenagem do módulo magnético com o aumento da velocidade de trânsito ou da corrente de

enrolamento injetada no eletroímã. Mas o balanço de energia na máquina não resulta em conversão de energia mecânica no sentido da fonte-excitatriz, pois esta não sofre influência da corrente drenada pela carga nem tampouco de qualquer dos conjugados (motor ou resistente) atuando sobre o eixo rotórico.

Em caso de serem curto-circuitados os terminais de saída da máquina, situação que equivaleria ao caso do deslizamento do módulo magnético (enrolamento de campo) sobre a lâmina condutora (terminais em curto), o crescimento da corrente de armadura é acompanhado pela brusca queda da tensão em seus terminais, e de uma forte elevação do torque resistente sobre o rotor. O que reduz severamente a rotação da máquina, freando-lhe o rotor até reduzir-lhe a rotação ao ponto de equilíbrio que possa ser mantido pelo conjugado motor de onde provém a energia, tal como é freado o módulo deslizante sobre a lâmina de baixa resistência até atingir um movimento inercial em equilíbrio com a força propulsora. Isso, evidentemente, causa dispêndio da energia mecânica fornecida ao eixo do enrolamento de campo na forma de efeito Joule, não no enrolamento de campo, mas sim no enrolamento de armadura, devido à elevada corrente ali presente, que não se reverte em nenhum efeito (do ponto de vista elétrico) sobre o enrolamento de campo ou sua fonte-excitatriz, mas apenas sobre o eixo do alternador, refreando-lhe o movimento assim como as correntes induzidas na lâmina condutora (armadura em curto) produzem forças que se opõem ao deslocamento do eletroímã (rotor) que desliza sobre o trilho. Sem, no entanto, causar nenhuma reação elétrica sobre os terminais do eletroímã (enrolamento de campo) em direção a sua fonte-excitatriz.

3.4.1.5 Conversão eletromecânica do ponto de vista da carga

Há ainda que se considerar uma outra questão quando se compara a operação do sistema de frenagem a de uma máquina de indução operando em um ponto de geração elétrica – que é a espontaneidade da reação da máquina na transição de um modo de trabalho para outro. Em outras palavras, o que faz da máquina um gerador não é a forma como ela é controlada, mas sim o excedente de energia mecânica disponível em seu eixo motor. Como descrito no item 3.4.1.1.2, a forma como a energia flui do eixo para a rede elétrica é determinada pelo excedente de energia mecânica na forma de um torque que supera o torque elétrico, conduzindo a máquina ao escorregamento negativo. Nesse caso, mesmo que se pense em regeneração, é preciso que se tenha em mente que ela só poderá ocorrer se a corrente tiver possibilidade de fluir livremente em ambos os sentidos, independentemente das tensões aplicadas aos enrolamentos. Assim, mesmo que houvesse viabilidade para essa geração eletromecânica, ela seria diretamente comprometida pela imposição de uma corrente controlada ao enrolamento do eletroímã. Ou seja, um objetivo exclui o outro. No caso, o controle da velocidade por meio da imposição de uma corrente aos enrolamentos do eletroímã e um resgate da energia cinética do movimento do sistema.

3.5 Conclusão

O estudo conduzido acerca do conversor a ser empregado no gerenciamento de energia do sistema foi completado e será confirmado pela adição de simulações do seu comportamento em *softwares* de apoio para simulações de circuitos elétricos. Dentre as diversas cargas a serem testadas no conversor, algumas delas virão da analogia com as máquinas de indução, buscando mostrar que a possibilidade de operação em modo de

regeneração de energia independe da forma como o sistema venha a ser controlado, sendo consequência, na verdade, da inversão da polaridade de carga.

Mesmo na possibilidade de operar o conversor na alimentação de alguma carga que permita um resgate de energia em direção à fonte de alimentação, tal estudo tende conflitar com a possibilidade de controle efetivo da corrente de saída da estrutura. Isso porque, tal qual ocorre nas máquinas de indução, a inversão do fluxo de potência é determinada pelo excedente de energia cinética no sistema, e não pela forma de injeção das correntes no enrolamento indutor. Sendo assim, verificada a influência nula da mudança nos sentidos da corrente de eletroímã sobre o sentido da força de frenagem atuante no módulo cinético, detecta-se que a possibilidade de regeneração da energia cinética por meio da estratégia de comutação é inexistente.

Disso se conclui que, por um balanço de energia consistente do sistema, será gasta a maior parte da energia cinética na forma de aquecimento por efeito Joule, derivado da circulação das correntes parasitas na parede condutora.

Capítulo 4

Simulação do sistema de gerenciamento de energia

Para confirmar a análise desenvolvida no capítulo 3, acerca das formas de operação do conversor bidirecional adotado e da inaplicabilidade de empregar-se estritamente uma ação de controle do sistema de gerenciamento de energia para obter-se regeneração da energia empregada no sistema de frenagem para recarregar a alimentação do sistema, foram realizados testes em simulações numéricas, com *software* de apoio a engenharia computacional dedicado à simulação de sistemas eletrônicos. Dentre as diversas simulações, empregou-se o conversor na alimentação de sistemas puramente passivos e em alguns sistemas que se alternam entre características de fonte ou carga, tais como máquinas assíncronas, cuja analogia com o sistema em estudo foi analisada no capítulo 3.

4.1 Sistema de gerenciamento de energia

O sistema proposto para acionamento dos eletroímãs consiste de um conversor CC-CC em meia-ponte bidirecional (Figura 4.1) que, controlado por corrente, será concebido para fornecer um valor de corrente contínua definido de acordo com a necessidade de se elevar ou reduzir a força de frenagem do sistema mediante a elevação ou redução da densidade de fluxo induzida pela corrente injetada no enrolamento.

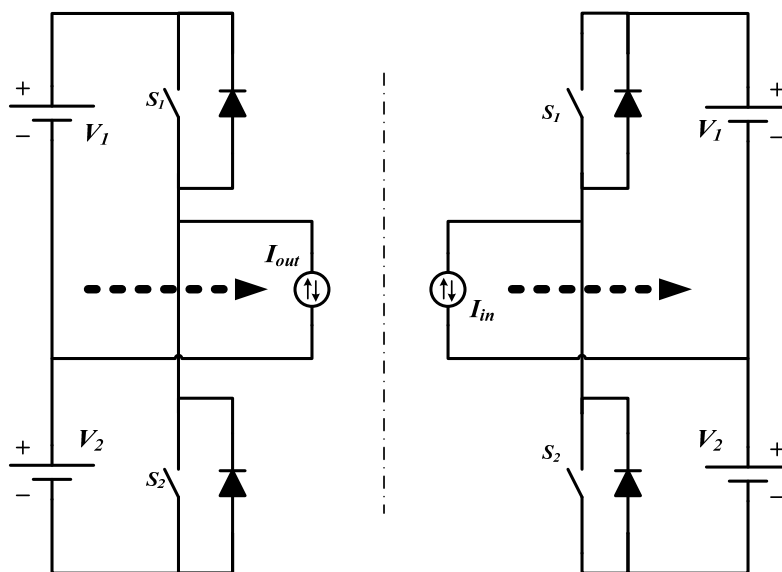
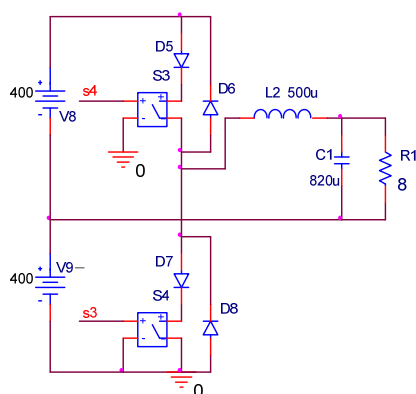


Figura 4.1 – Topologia do conversor meia-ponte bidirecional.

A opção por uma topologia bidirecional, assim como a análise pormenorizada do conversor, foi apresentada no capítulo 3.

simulação, as fontes são ideais nas duas extremidades do conversor, e é explicitado o gerenciamento da energia em ambos os sentidos com a variação da razão cíclica, conforme dado na tabela.

Verifica-se que o sentido da corrente no indutor (i_L), assim como das correntes do barramento CC, muda conforme a razão cíclica, sendo positivo para $D_1 > 0,5$ e negativo para $D_1 < 0,5$, quando alimenta carga positiva. No período entre 12ms e 25ms, a ausência de potência fluindo se deve à impossibilidade de inversão da característica boost do conversor, que para converter uma tensão de entrada negativa precisa ter sua razão cíclica também invertida, tal que $D_1 < 0,5$ (ou $D_2 > 0,5$). Condição na qual, funcionando em modo buck, é capaz de fornecer energia a cargas de polaridade positiva ou negativa.



tempo [s]	D_1	carga
0 ~ 12m	0,85	8Ω com filtro LC
12m ~ 25m	0,85	8Ω com filtro LC
25m ~ 38m	0,15	8Ω com filtro LC
38m ~ 50m	0,15	8Ω com filtro LC
50m ~	0,85	8Ω com filtro LC

Figura 4.4 – Circuito do conversor empregado na simulação com tensões constantes de entrada.

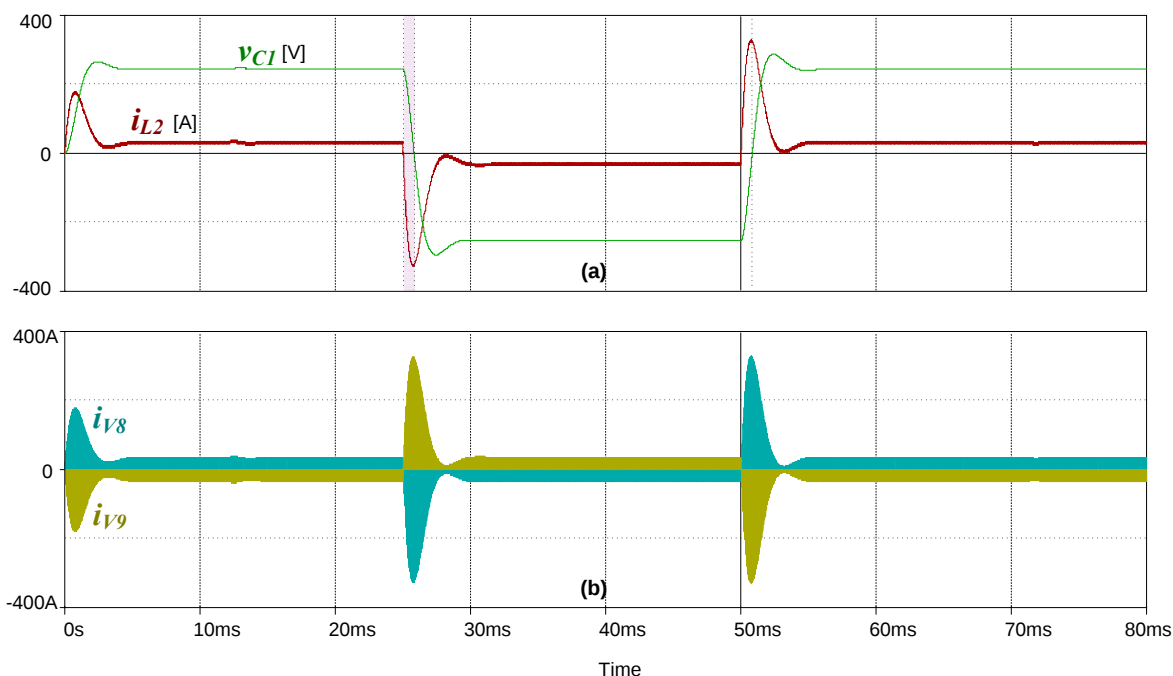


Figura 4.5 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.4.

Operando em modo buck, as formas de onda apresentadas na Figura 4.5 mostram o conversor da Figura 4.4 entregando tensão de saída positiva (para $D_1 > 0,5$) e negativa (para $D_1 < 0,5$) e as correntes nas baterias de entrada, cada qual sendo recarregada no

momento em que a outra fornece energia à carga. Isso demonstra que o excedente de energia acumulada no indutor e não consumida pela carga é devolvido à fonte.

Da Figura 4.5 é possível verificar o fluxo de potência nos terminais de saída e percebe-se que só ocorre regeneração de potência ativa de fato no curto momento de transição entre os modos de operação com tensão de saída positiva e negativa, onde a corrente no indutor muda de sentido antes da tensão sobre o capacitor, drenando energia desta para a fonte de entrada para carregá-lo com tensão de polaridade inversa.

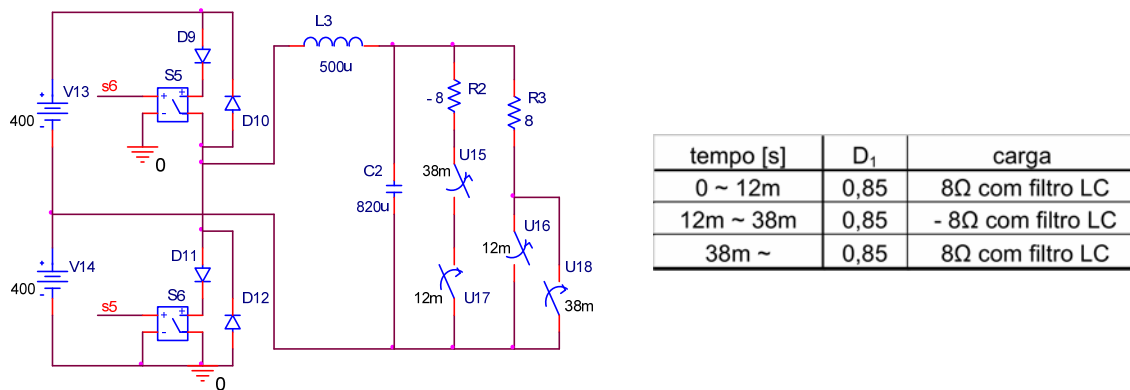


Figura 4.6 – Circuito do conversor com tensões constantes de entrada e variações de carga.

O circuito da Figura 4.6 simula uma mudança do escorregamento da carga, emulando uma carga com comportamento similar ao de uma máquina de indução, que assume um valor de resistência negativa, invertendo o fluxo de potência (remetendo à inversão de fluxo devida à inversão de escorregamento em uma máquina assíncrona), como mostrado na Figura 4.7, onde se vê, também, como a estrutura tem menor estabilidade funcionando com característica boost, entre 12ms e 38ms.

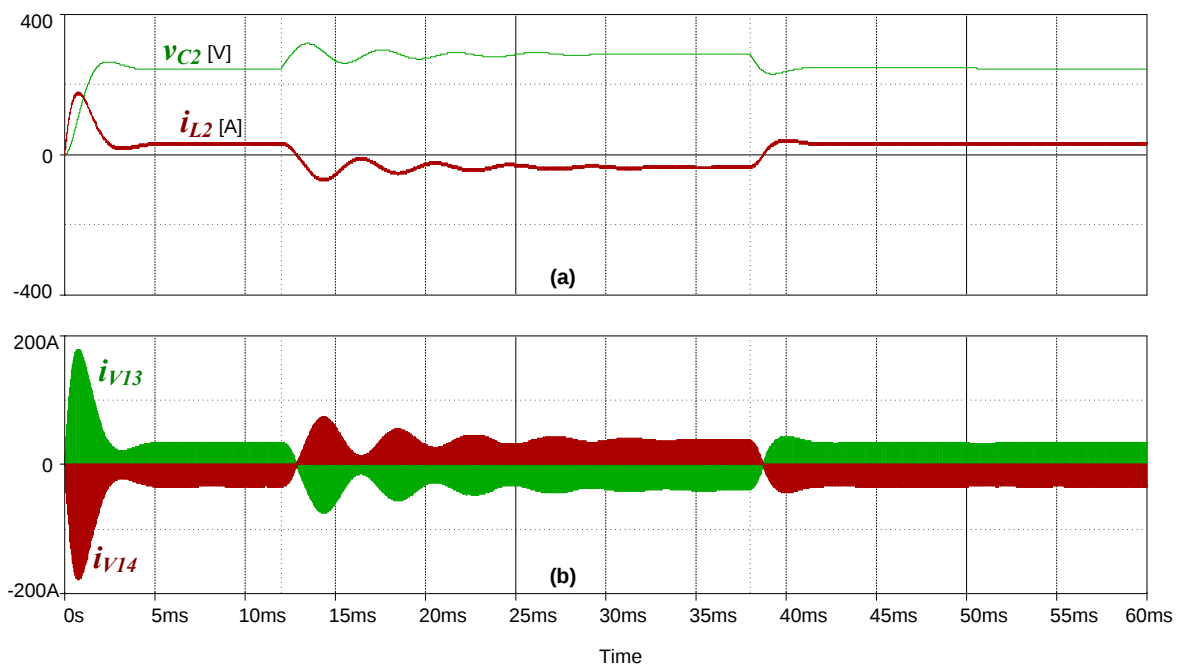


Figura 4.7 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.6.

É visto na Figura 4.7 que, de fato, num virtual caso de funcionamento com escorregamento negativo na carga, reverte-se a direção do fluxo de potência e a carga passa a servir de fonte para recarregar a bateria. Isso ocorre, como em todas as demais simulações apresentadas, com o conversor trabalhando em malha aberta. O que demonstra que a natureza do processo de regeneração é fruto exclusivo do comportamento da carga, e não do controle do conversor. Essa verificação completa a análise da simulação da Figura 4.4, onde o conversor é quem variava sua razão cíclica e a carga se mantinha constante.

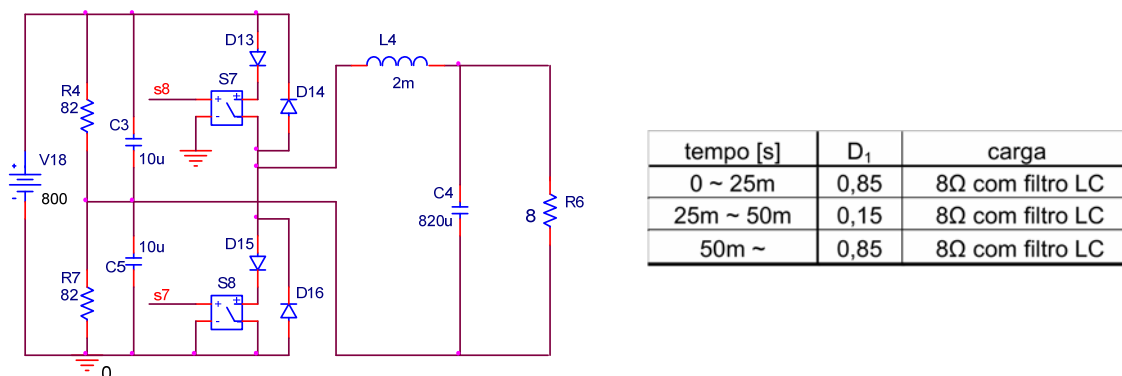


Figura 4.8 – Circuito do conversor com capacitores para dividir a tensão de entrada.

No circuito da Figura 4.8 as fontes ideais de entrada são substituídas por um par de capacitores que têm a função de garantir o ponto médio da fonte tradicional à montante. O comportamento para variações de razão cíclica não se altera, mas o ganho do conversor é comprometido pela distribuição desigual da energia da fonte armazenada nos capacitores. Como já mencionado, seria necessário garantir o equilíbrio dessa distribuição para assegurar o comportamento do conversor conforme o modelo desenvolvido.

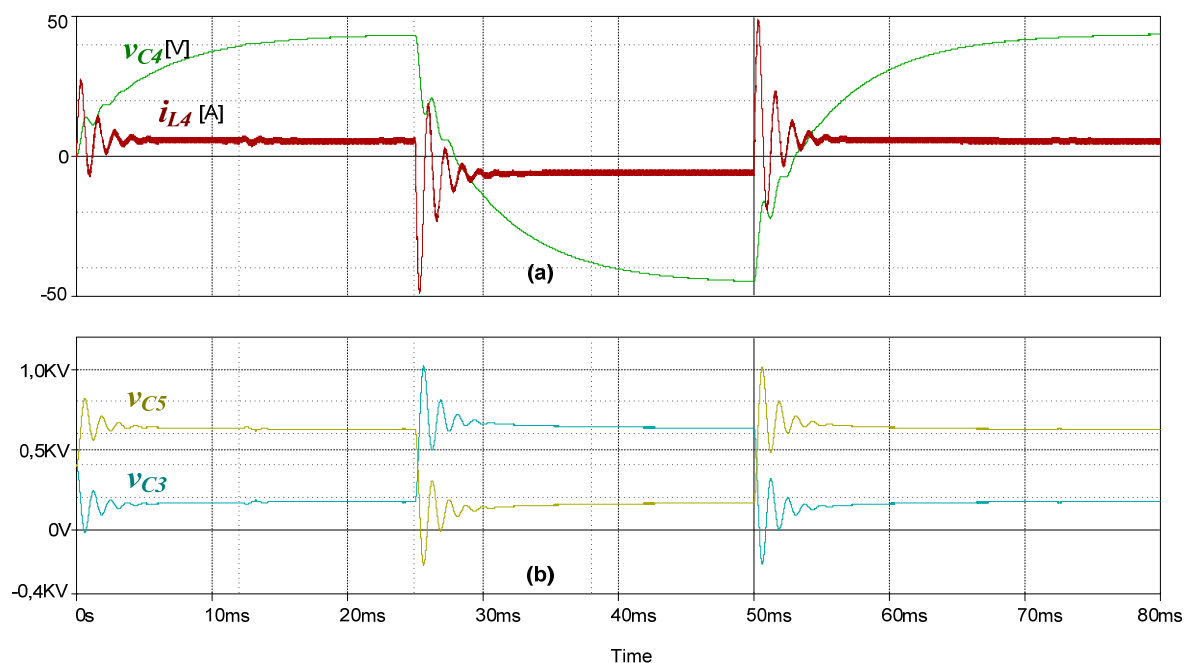


Figura 4.9 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento CC de entrada (b) relativos aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.8.

Na Figura 4.9 é possível verificar que, conforme varia-se a razão cíclica, os capacitores se estabilizam com tensões complementares ($D_2 V_{in} + V_o$ e $D_1 V_{in} - V_o$), conforme a comutação, igualmente complementar, de ambos os interruptores. Isso faz com que cada um dos conversores buck complementares tenham fontes de entrada também desiguais, interferindo no ganho estático global do conversor.

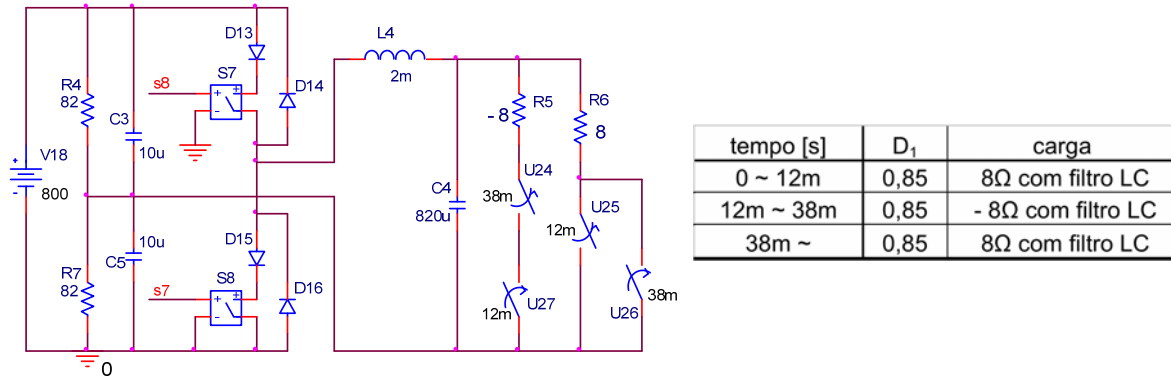


Figura 4.10 – Conversor com capacitores para dividir a tensão de entrada e variações de carga.

Já para o circuito da Figura 4.10, onde novamente foi simulado um comportamento de variação na polaridade da carga, o fluxo reverso da energia é absorvido pelos capacitores de entrada, o que provoca um desequilíbrio cada vez maior das tensões entre eles, levando o conversor à instabilidade. Esse efeito pode ser observado nas formas de onda de tensão e corrente de saída e de tensão sobre os capacitores de entrada, exibidas na Figura 4.11.

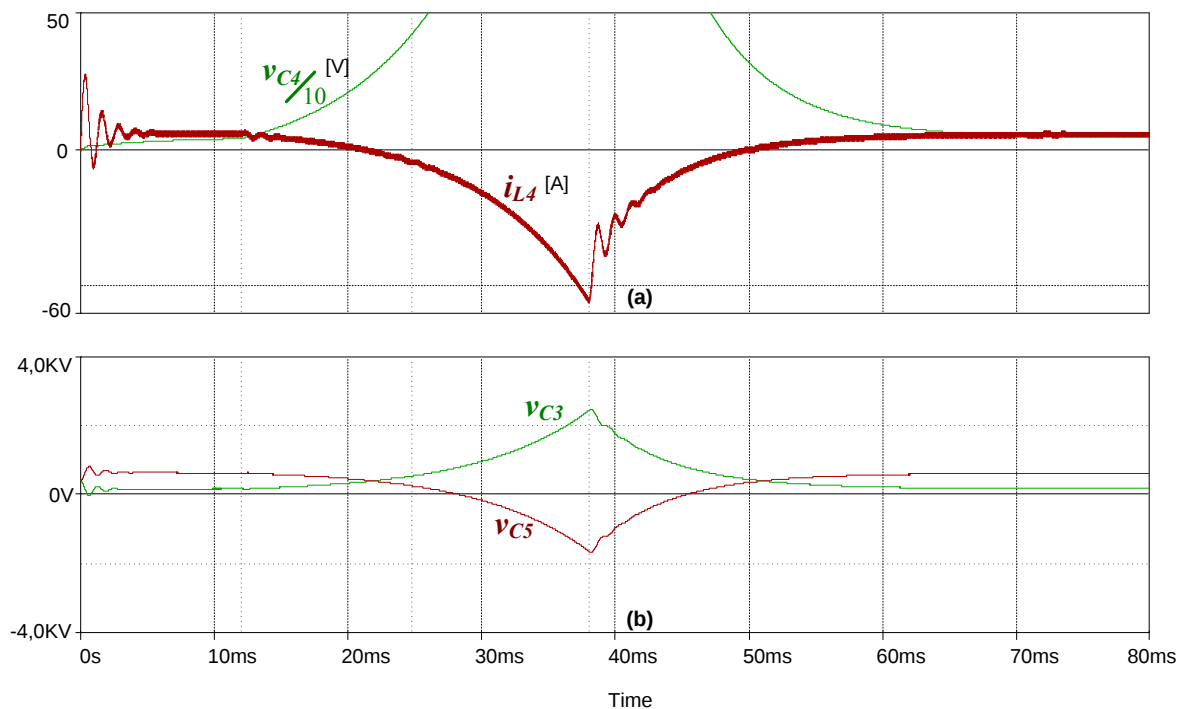


Figura 4.11 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento CC de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.10.

Para eliminar esse problema, como já fora comentado no capítulo 3, é preciso impor o equilíbrio entre as tensões nos capacitores, o que, como demonstrado na simulação do circuito da Figura 4.20, pode ser realizado pela introdução de um pré-regulador ou mesmo de um retificador dobrador à montante do conversor.

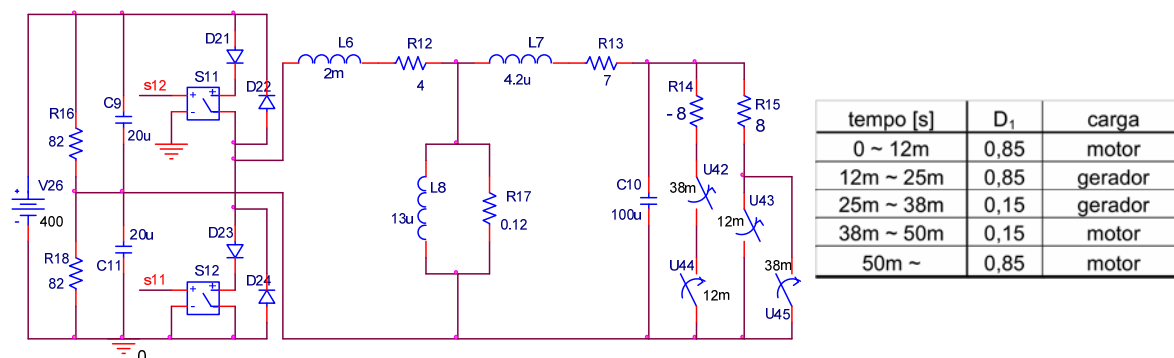


Figura 4.12 – Conversor alimentando um modelo de máquina assíncrona.

As formas de onda exibidas na Figura 4.13 se referem ao circuito mostrado na Figura 4.12, no qual é usado como carga um circuito equivalente de um modelo de máquina de indução. Embora não haja relação inequívoca entre o modelo de carga adotado na simulação e o sistema de frenagem empregado, é possível verificar, mais uma vez, como o conversor responderia a uma suposta inversão de escorregamento.

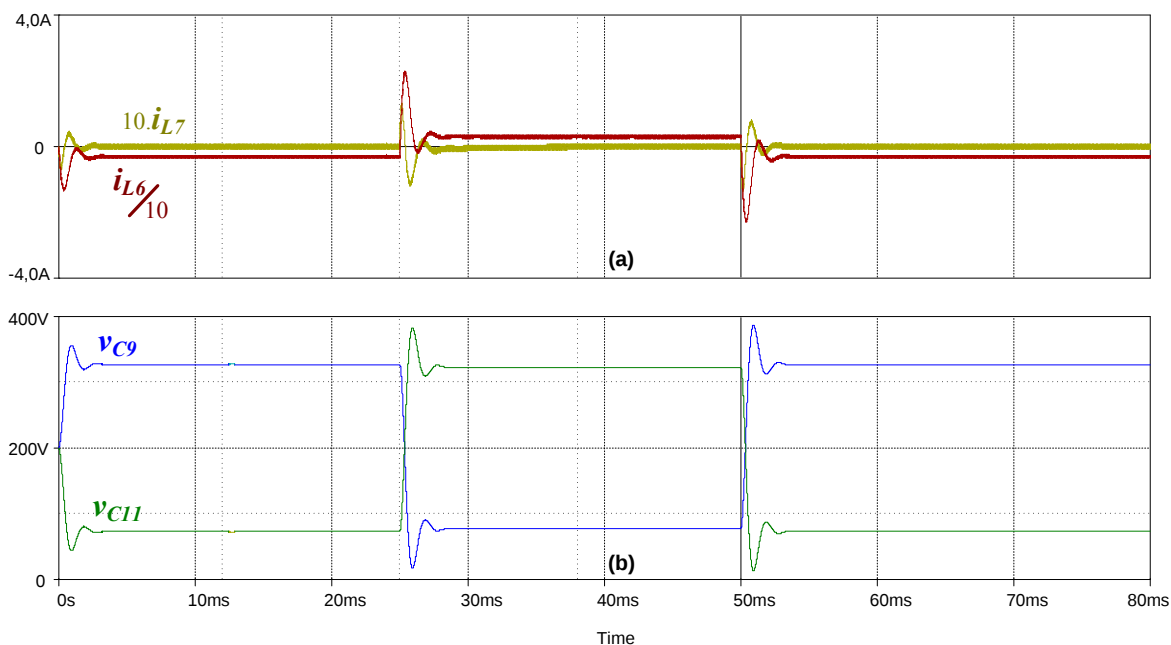
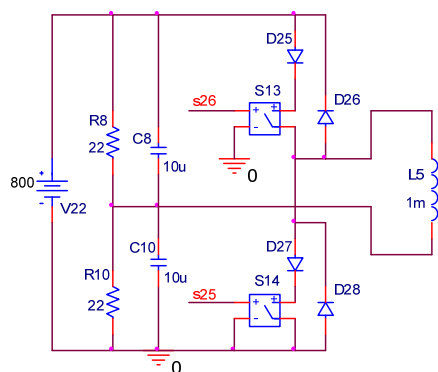


Figura 4.13 – Formas de onda das correntes no modelo da MI (a) e das tensões nos capacitores simétricos do barramento CC de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.12.

Nas formas de onda da Figura 4.13 é possível perceber a mudança no sentido do fluxo de energia devido à mudança de sinal da resistência de carga na Figura 4.12. Embora

a corrente na malha referente ao rotor tenha valor médio nulo (e isso se deve à indutância de magnetização, que não permite a passagem da componente CC), é vista a mudança no sentido da corrente entregue à máquina quando o modelo deixa de ser o de um motor e passa a ter característica de gerador (resistência de carga negativa).

Fica clara, mais uma vez, a relação direta que o sentido do fluxo de energia tem com a carga e não com a característica de comutação do conversor.



tempo [s]	D_1	carga
0 ~ 25m	0,99	indutor
25m ~ 38m	0,4	indutor
38m ~ 50m	0,4	indutor
50m ~	0,65	indutor

Figura 4.14 – Conversor alimentando um indutor como carga.

Na Figura 4.14 o sistema colocado como carga para o conversor é modelado por um indutor. A Figura 4.15 ilustra as formas de onda obtidas com a simulação do circuito.

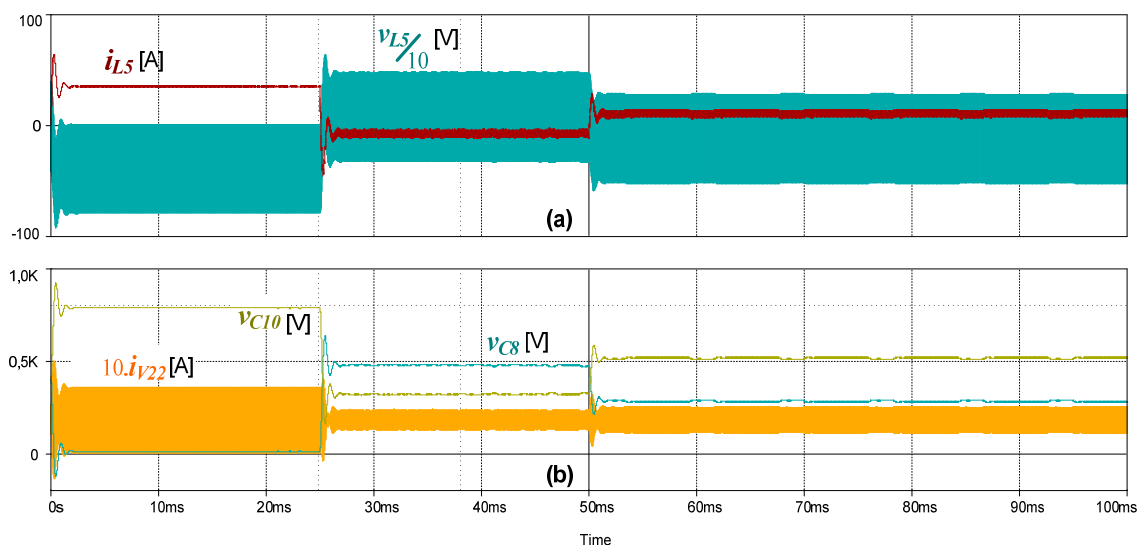
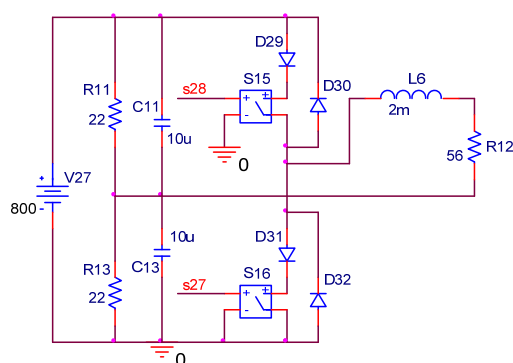


Figura 4.15 – Formas de onda de tensão e corrente no indutor de carga (a), da corrente na fonte de entrada e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.14.

Nesta situação, o sentido da corrente é controlado pela razão cíclica do conversor. Embora não haja tensão média de saída, a corrente fornecida pela fonte é empregada na manutenção do fluxo magnético da carga. Já no circuito da Figura 4.16, é acrescentada ao modelo uma resistência que simula tanto a resistência série dos enrolamentos do indutor quanto a energia ativa despendida na resistência da superfície por onde circulam as correntes parasitas. O efeito dessa resistência é refletido, via acoplamento magnético, no circuito série do próprio indutor.



tempo [s]	D ₁	carga
0 ~ 25m	0,99	indutor + resistência
25m ~ 38m	0,4	indutor + resistência
38m ~ 50m	0,4	indutor + resistência
50m ~	0,65	indutor + resistência

Figura 4.16 – Conversor alimentando um indutor com sua resistência série.

Na Figura 4.17 são apresentadas as formas de onda obtidas do circuito nesta simulação, onde, novamente, o sentido da corrente é controlado pela razão cíclica do conversor. Neste caso, entretanto, há uma tensão média aplicada à carga e, portanto, um fluxo constante da potência consumida na resistência.

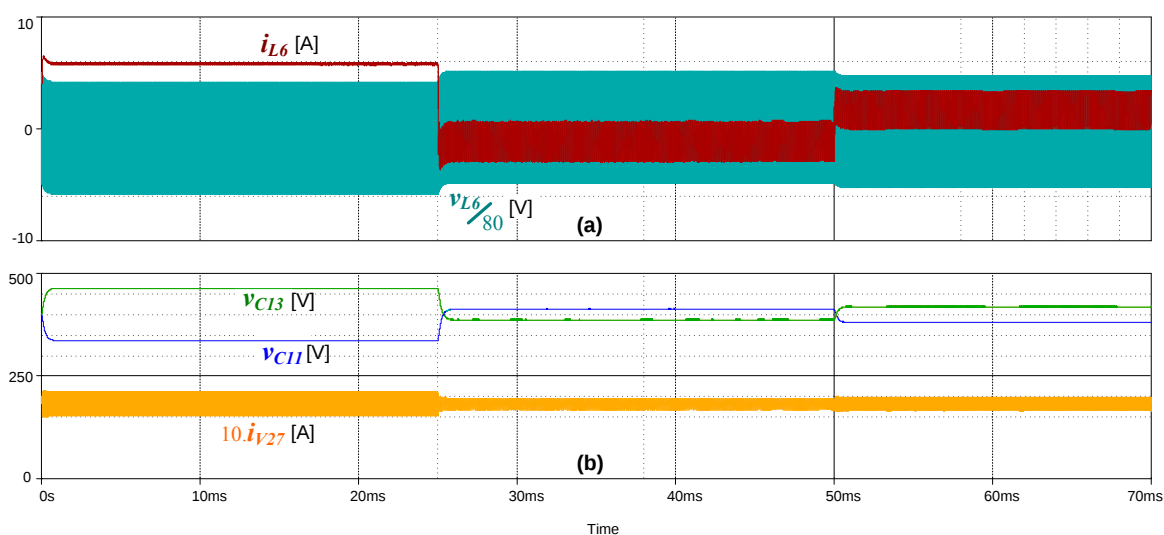
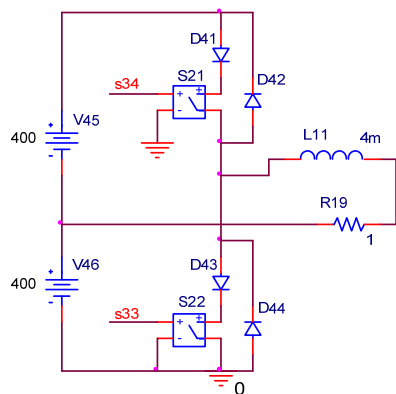


Figura 4.17 – Formas de onda de tensão e corrente no indutor de carga (a), da corrente na fonte de entrada e das tensões sobre os capacitores simétricos do barramento (b) relativos aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.16.

Em ambos os casos, nas simulações tanto da Figura 4.15, quanto da Figura 4.17, pode ser visto o desequilíbrio das tensões nos capacitores de entrada. Ele é menos acentuado no segundo caso, em virtude da limitação de corrente provocada pelo acréscimo da alta resistência em série com o indutor. A Figura 4.21a ilustra a diferença entre as tensões de entrada encontradas em cada caso.

Na Figura 4.18 o conversor volta a ser alimentado por um par de baterias com tensões constantes. Alimentando novamente um indutor como carga, agora com uma resistência série desprezível.

Novamente a corrente que mantém o fluxo magnético do indutor é controlada diretamente pela razão cíclica do conversor (Figura 4.19), que passa a apresentar um comportamento mais estável (embora também mais lento) em virtude da estabilidade das tensões oferecidas pelas fontes ideais na entrada.



tempo [s]	D ₁	carga
0 ~ 25m	0,3	indutor + resistência
25m ~ 50m	0,8	indutor + resistência
50m ~	0,6	indutor + resistência

Figura 4.18 – Circuito do conversor com tensões constantes de entrada e um indutor como carga.

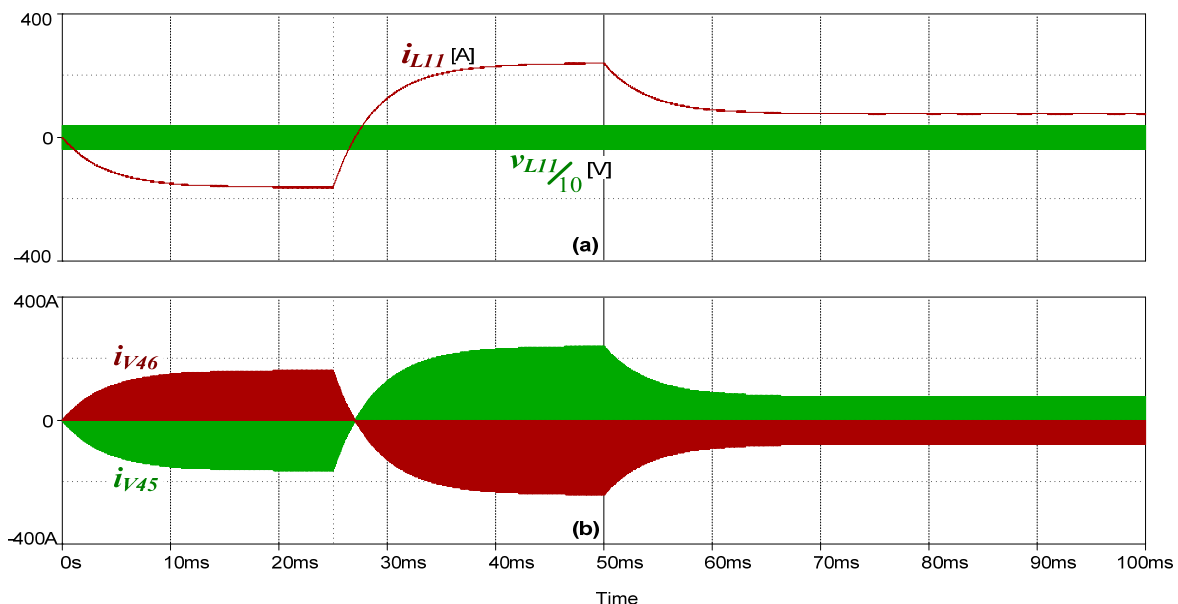


Figura 4.19 – Formas de onda de tensão e corrente no indutor de carga (a) e das correntes das fontes simétricas de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.18.

O comportamento das correntes de entrada também demonstra que uma das fontes alimenta o campo magnético enquanto a outra é recarregada com a energia devolvida pelo indutor. Esse efeito pode ser verificado na Figura 4.21b, que também mostra que não há simetria entre a energia entregue por uma fonte e aquela devolvida à outra.

Na simulação cujo circuito é apresentado na Figura 4.20, o conversor é agora alimentado por um retificador dobrador à montante. Os resultados dessa simulação são apresentados nas formas de onda da Figura 4.22.

Esta simulação mostra que o retificador corrige parcialmente o problema do desequilíbrio das tensões nos capacitores de entrada. Embora essa correção seja limitada ao caso em que o fluxo de energia segue da fonte em direção à carga. Em caso contrário, o fluxo de potência em sentido inverso gera o acúmulo de energia nos capacitores, desequilibrando-os. Isso se deve a condição unidirecional do retificador, que impede o fluxo de potência de seguir em direção à fonte CA do retificador. A substituição do retificador a diodos por um pré-regulador PWM bidirecional resolveria esse problema. Isso é demonstrado na simulação do circuito esquematizado na Figura 4.23.

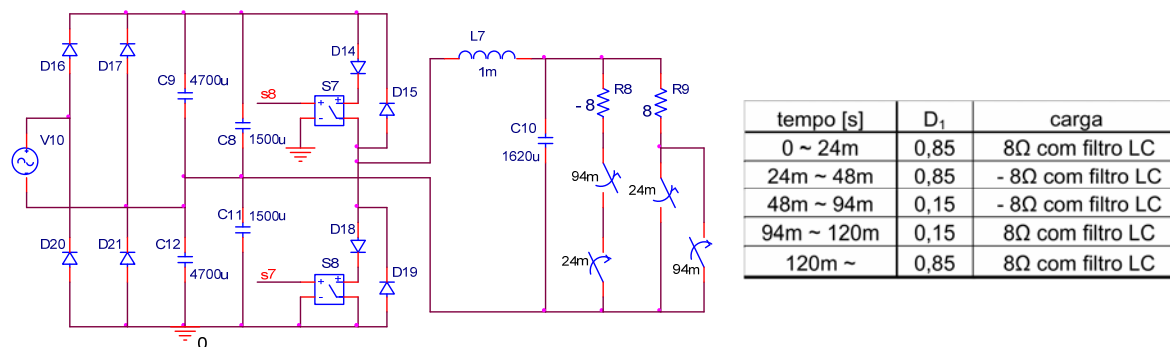


Figura 4.20 – Conversor alimentado por retificador dobrador de tensão.

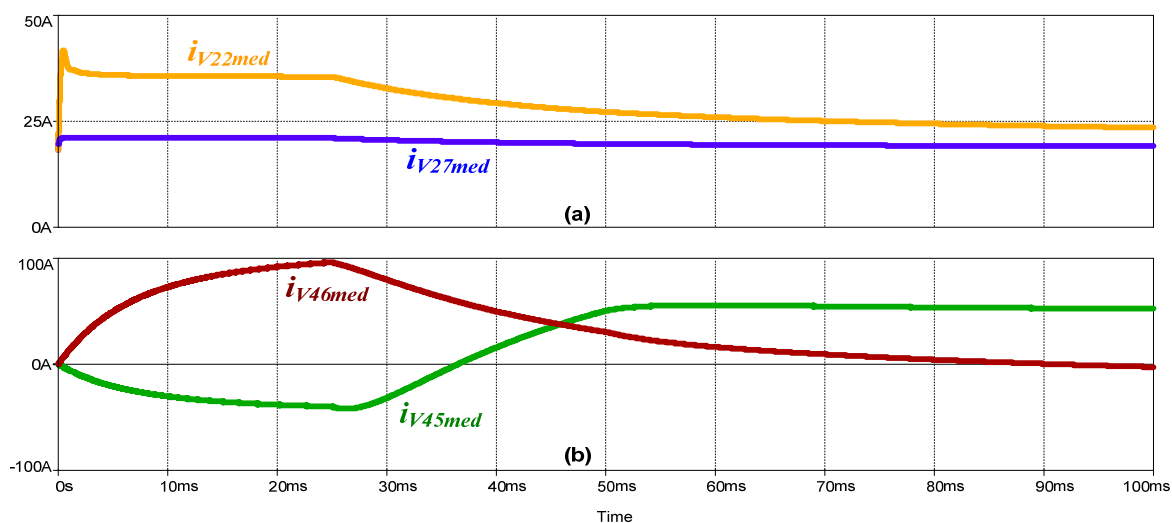


Figura 4.21 – Correntes médias de entrada correspondentes aos circuitos da Figura 4.14 e da Figura 4.16 (a) e das duas fontes ideais da Figura 4.18 (b).

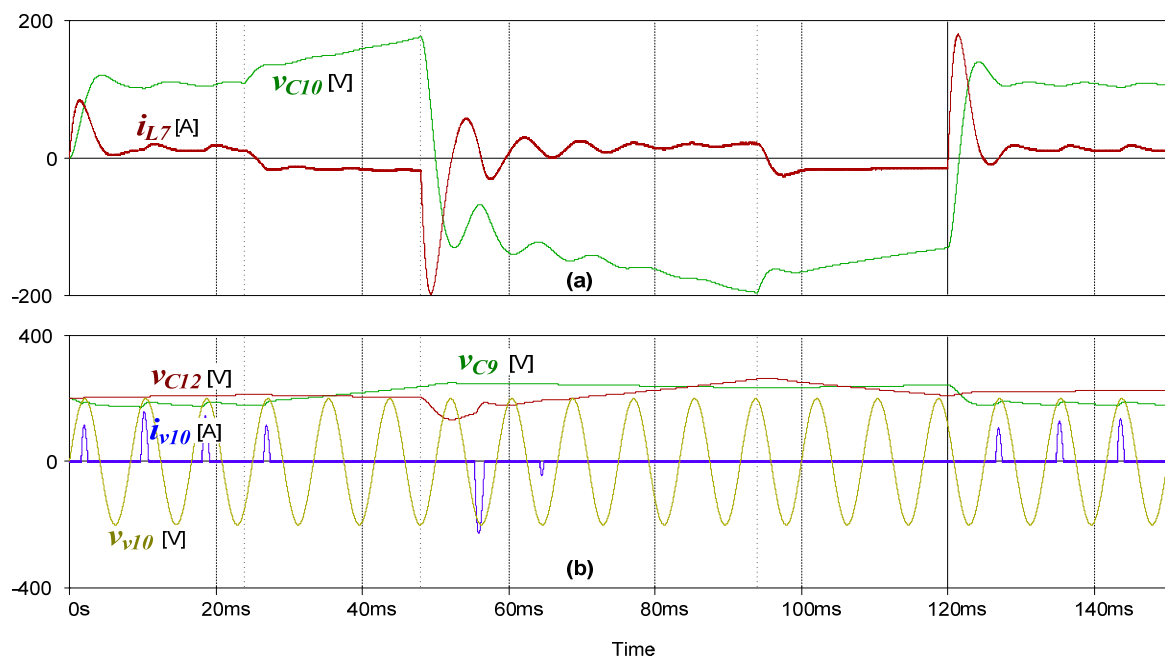


Figura 4.22 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro de saída (a) e na fonte de entrada (b) e das tensões nos capacitores de entrada (b) relativas aos resultados da simulação do circuito da Figura 4.20.

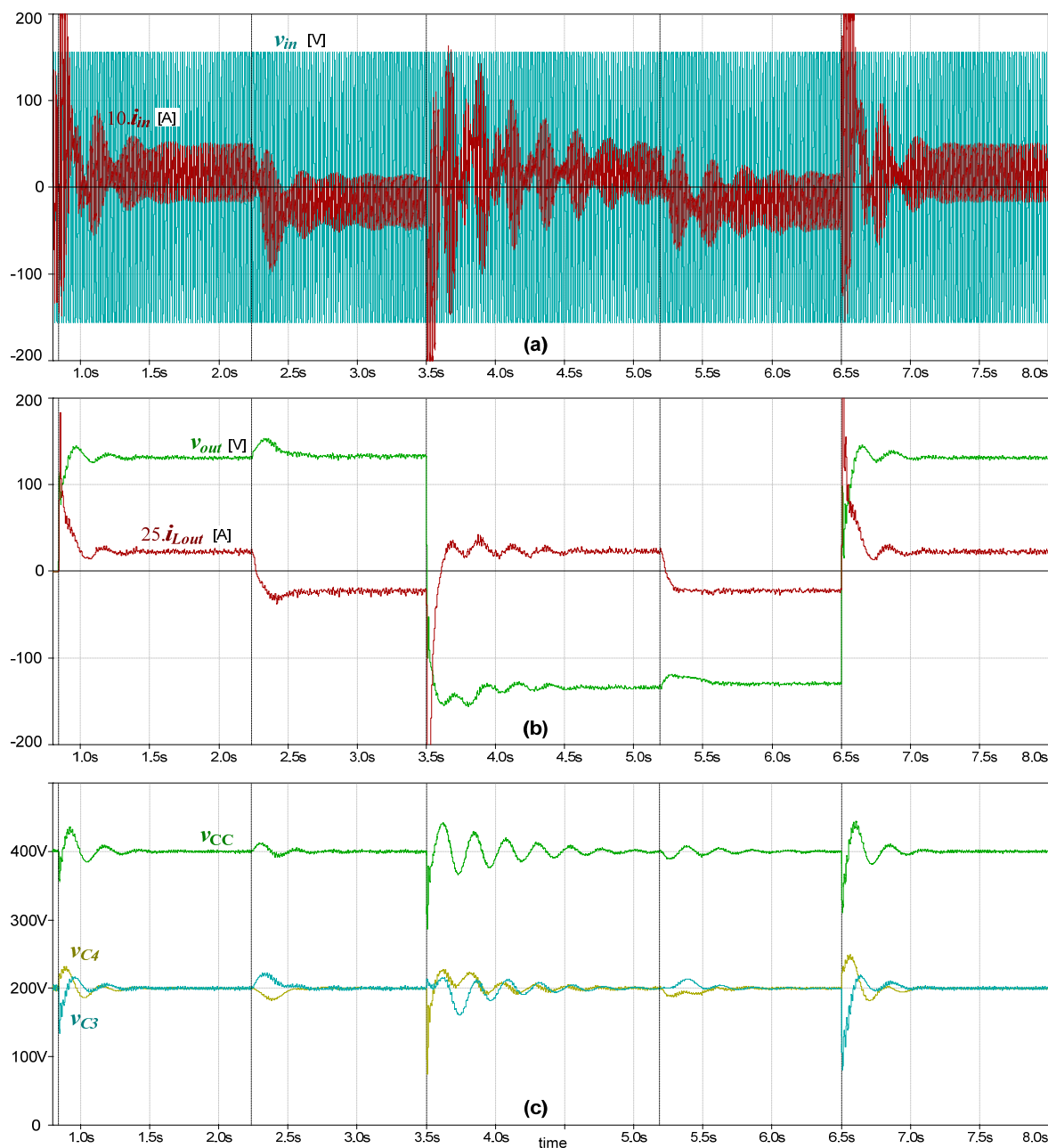


Figura 4.24 – Formas de onda dos resultados da simulação para o conversor sendo alimentado por um retificador PFC, mostrando: tensão e corrente da rede (a), tensão e corrente de saída (b) e tensão do barramento CC e de cada um dos seus capacitores (c).

Em todo caso, a Figura 4.22, tal qual a Figura 4.24, já ilustra bem a condição de bidirecionalidade do conversor e sua capacidade de regenerar qualquer energia disponibilizada pela carga em direção à fonte primária. No período compreendido entre 24ms e 94ms (Figura 4.22), quando a resistência de carga é dado valor negativo, detecta-se a interrupção na corrente de entrada do retificador enquanto a tensão nos capacitores de entrada do conversor cresce visivelmente em direção à instabilidade, comprovando que eles mantêm-se recebendo energia através do conversor, oriunda da carga.

Esta instabilidade não ocorre quando o conversor é alimentado pelo retificador PFC, devido a sua capacidade de reverter o fluxo de energia proveniente do conversor em direção à rede, tal como demonstrado na Figura 4.25a.

É possível observar que, independentemente da razão cíclica adotada, a corrente de saída no indutor não muda de sentido. O trecho da simulação no qual a corrente entra em condução descontínua (após 25ms) é um transitório que ocorre em resposta à variação de razão cíclica. Em virtude da presença do retificador de saída, o conversor é impedido de inverter a sua corrente de indutor, por isso ele deixa de receber energia da carga até que a tensão do capacitor de saída caia a um nível que permita a estrutura voltar a manter a corrente positiva no indutor.

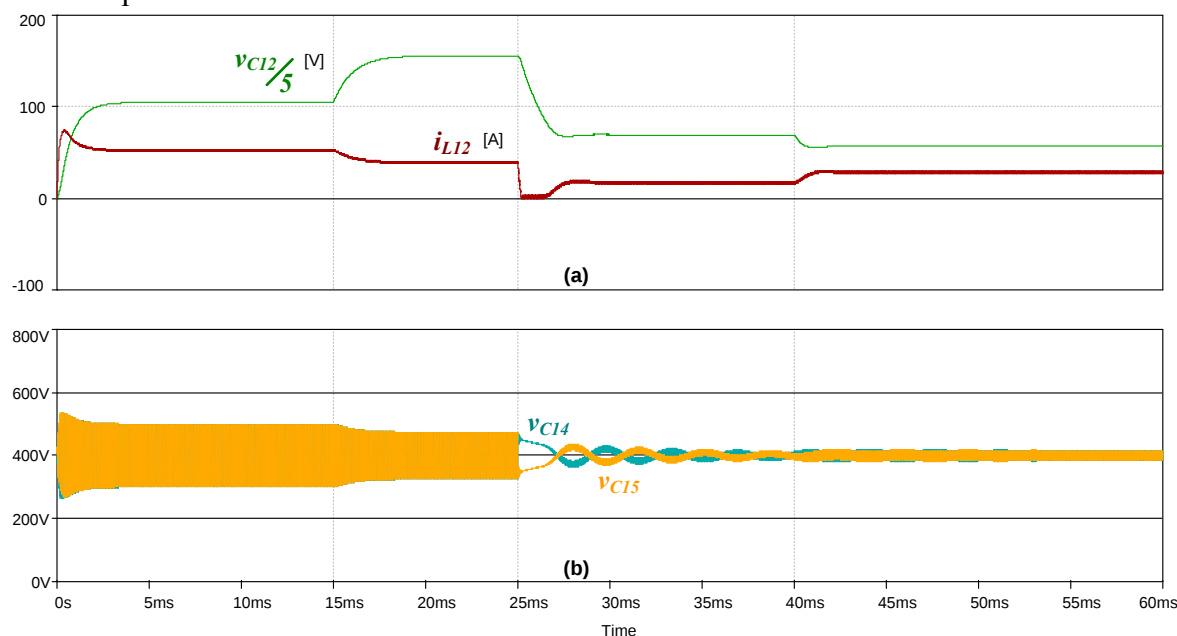


Figura 4.27 – Formas de onda de tensão e corrente no filtro LC de saída (a) e das tensões simétricas sobre os capacitores do barramento de entrada (b) relativas a simulação do conversor *half-bridge* isolado.

É possível, também, perceber que as tensões de entrada sobre ambos os capacitores permanecem sempre equilibradas em virtude da simetria nos comandos dos interruptores. Algo que não acontece na operação em que o conversor emprega comutação complementar. Isso, aliado ao isolamento galvânico, se converte em uma vantagem do uso desta estrutura quando se descarta a necessidade de fluxo bidirecional de corrente.

Todavia, o aparato para pôr o conversor em funcionamento dessa forma, não justifica o investimento, visto a capacidade limitada que a estrutura teria, despojado da condição de bidirecionalidade, de oferecer corrente de saída em um único sentido.

Nesse caso, a aplicação de um conversor buck tradicional seria uma saída mais simples, a não ser que a tensão de barramento fosse alta o suficiente para justificar o uso de um conversor em configuração *half-bridge* (ou em *push-pull*) no intuito de, fazendo uso de um transformador adequado, elevar-se a corrente do eletroímã drenando baixos níveis de corrente da fonte de alimentação empregada.

Isso se converteria numa alternativa para o uso de sistemas de frenagem em plantas de grande porte, mas exigiria um circuito elevador para gerar uma tensão de barramento alta o bastante para alimentar o aparelho. Nesse caso, um sistema pré-regulador ligado à rede elétrica seria uma opção para fornecimento de altos níveis de tensão CC, o que poderia dispensar a necessidade de empregar-se comutação alternada, visto que o pré-regulador é capaz de equilibrar as tensões do barramento mesmo quando alimenta o sistema na configuração com comandos complementares.

O mesmo pré-regulador, entretanto, como visto na Figura 4.25a, tem a desvantagem de, alimentando o conversor CC-CC meia ponte com comandos complementares, injetar um alto conteúdo harmônico na rede, devido ao nível CC necessário na corrente modulada para compensar o desequilíbrio do barramento. O que torna a comutação alternada, novamente, uma alternativa a ser considerada.

4.2 Conclusão

O sistema de gerenciamento de energia foi testado por meio de simulações computacionais, as quais tiveram aqui os seus resultados apresentados e de onde se verificou a eficiência da operação do conversor com resultados satisfatórios.

A eficácia do conversor em acionar uma carga essencialmente indutiva foi testada e sua capacidade de regeneração de energia à fonte de alimentação confirmada.

Entretanto, para realizar tal tarefa, o conversor precisa ser mantido operando em malha aberta, de modo que a carga determine o sentido do fluxo de potência. O controle desse fluxo por meio da mudança na forma de operação do conversor se mostra ineficiente, uma vez que tal processo é comprovadamente dependente da carga.

Não obstante, a capacidade do conversor bidirecional adotado de conformar o fluxo de energia em ambos os sentidos, mesmo que operando em malha aberta, ou com alguma técnica de controle que conceda à carga liberdade para ditar o sentido desse fluxo, foi testada e satisfatoriamente comprovada pelas análises efetuadas sobre os resultados das diversas simulações computacionais implementadas.

Capítulo 5

Simulação do sistema de frenagem magnética pelo método dos elementos finitos

Dando continuidade ao estudo teórico dos fenômenos associados ao uso das correntes parasitas em sistemas de frenagem eletromagnética, visando validar o modelo obtido analiticamente e confirmar a eficácia do sistema proposto, serão realizados testes a partir de simulações numéricas, por meio de *softwares* de apoio a engenharia computacional (CAE) empregando o método dos elementos finitos (MEF), e desenvolvido um protótipo, confeccionado no laboratório de usinagem mecânica do IFRN, para a realização de ensaios experimentais.

A simulação também será desenvolvida com base no protótipo a ser implementado, levando, para o ambiente virtual dos elementos finitos, a geometria pensada para realização dos testes experimentais.

5.1 Sistema de frenagem proposto

O sistema, como já mencionado, consiste em um aparato para a indução de campo magnético e um conversor estático, para realizar o seu gerenciamento de energia. Ele tem a função de emitir um fluxo direcionado transversalmente através de uma lâmina condutora em direção a um guia de fluxo ferromagnético contraposto aos pólos da unidade magnética empregada.

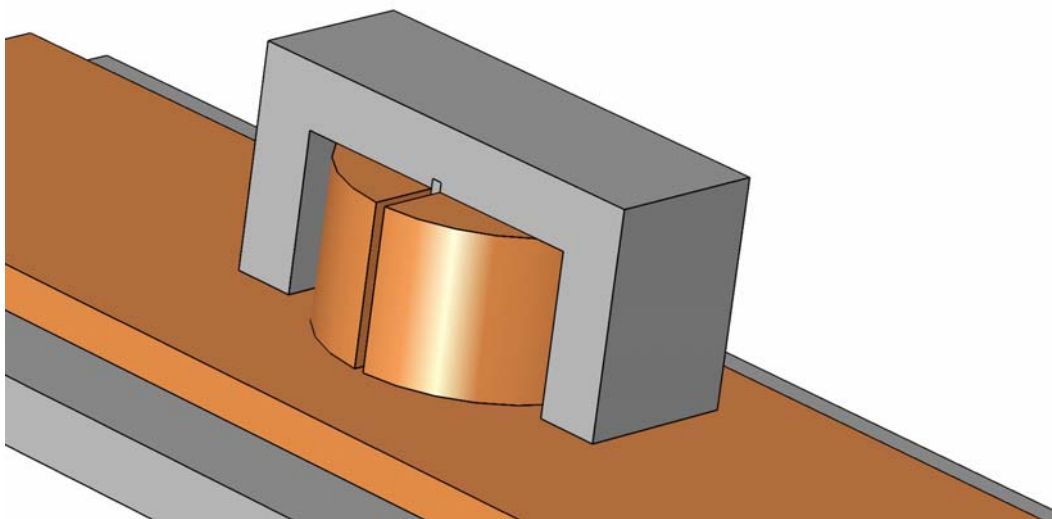


Figura 5.1 – Ilustração conceitual do sistema de frenagem concebido para o protótipo.

O sistema contará com um suporte desenvolvido para equilibrar a geometria do núcleo de um eletroímã, posicionados no sentido longitudinal da lâmina condutora, de modo a distribuir a força de frenagem ao longo dos pólos expostos sobre o corpo da unidade magnética.

A Figura 5.1, apresenta um modelo ilustrativo da estrutura do sistema de frenagem a ser construído em laboratório que serve de conceito para a implementação de um protótipo de estrutura similar que será montado para a realização de testes experimentais.

5.1.1 Protótipo experimental (trem de frenagem)

O protótipo, como já mencionado, consiste em um suporte armado sobre uma estrutura de nylon (tecnil) e um conjunto de roldanas dispostas equidistantemente de modo a se posicionarem à distância exata da largura da barra de aço empregada como trilho guia.

Este protótipo é uma versão simplificada do sistema originalmente concebido para emular o efeito da frenagem magnética no interior de uma superfície tubular. É dotado de um único eletroímã, embarcado sobre um pequeno ‘carrinho’ (suporte e roldanas) que corre sobre um trilho formado a partir de uma lâmina plana (trilho guia), composta por uma liga de ferro-carbono (aço 1020). Esta versão do sistema visa obter um aporte mais rápido de resultados experimentais, para serem analisados à luz do modelo sintetizado no capítulo 2. A Figura 5.2 mostra o conceito do ‘freio sobre trilho’ no qual é baseada a geometria a ser implementada no ambiente computacional.

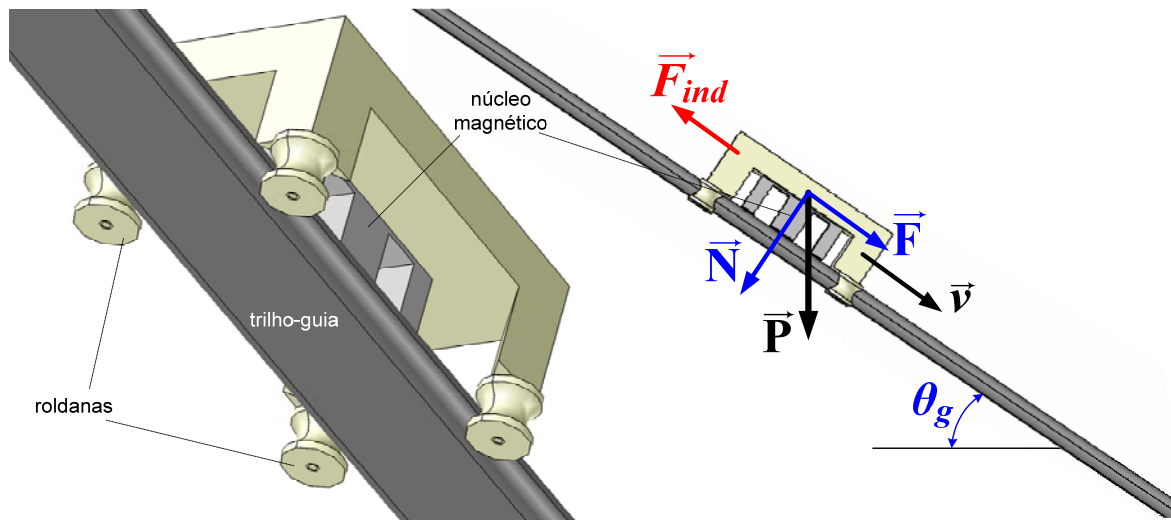


Figura 5.2 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de ‘freio sobre trilho’.

5.1.2 Implementação do sistema em ambiente computacional

Para gerar a simulação empregando o MEF é preciso definir, no ambiente computacional, a geometria e as características do sistema. A simulação foi implementada a partir da inserção de um núcleo com geometria do tipo ‘E’, similar aos núcleos de ferrite comercialmente disponíveis, cuja perna central é envolta por um “anel” condutor, fazendo as vezes da bobina do eletroímã. O eletroímã é posto a correr sobre duas lâminas paralelas dispostas em posição transversal aos seus pólos, representando a lâmina condutora e a barra de aço empregada como trilho-guia. A Figura 5.3 ilustra o conceito da geometria levada ao ambiente de simulação.

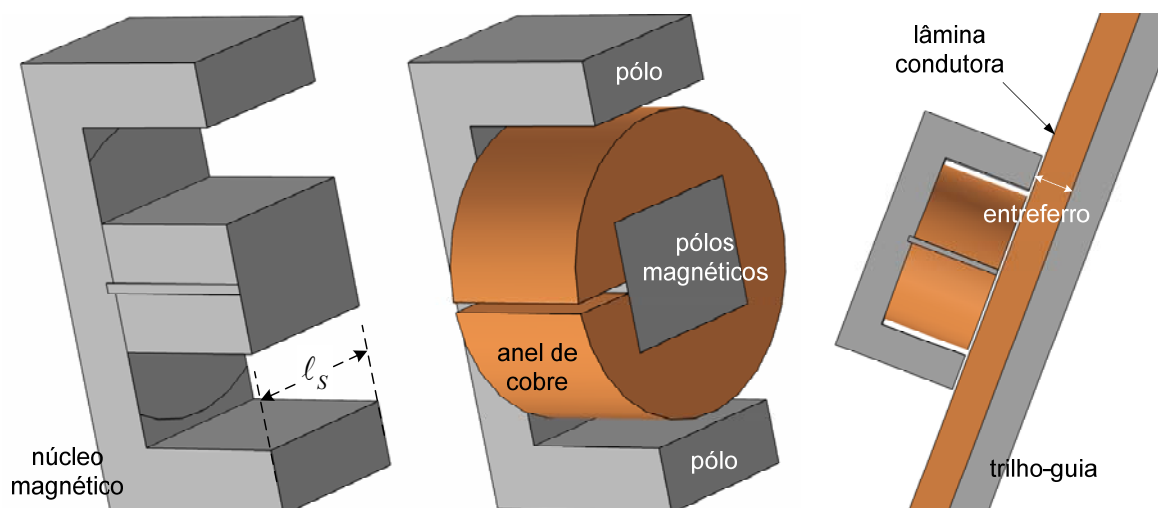


Figura 5.3 – Ilustração conceitual da geometria implementada em ambiente MEF.

A plataforma computacional empregada nas simulações permite a parametrização de cada geometria inserida no modelo segundo características elétricas e magnéticas de materiais disponíveis no seu banco de dados com a possibilidade de se realizar alterações ou inserção de novos parâmetros, caso necessário.

O conjunto eletroímã-placas metálicas foi inserido em um ambiente de ar que define os limites geométricos do MEF e cada uma das ‘peças’ do sistema foi caracterizada por um material específico: o núcleo e a placa posterior foram configurados como sendo constituídos de ferro; enquanto a placa anterior, representando a lâmina condutora, e o anel em volta da perna central do núcleo foram configurados como sendo de cobre.

O avanço do eletroímã sobre a superfície condutora foi simulado pela determinação de um deslocamento da placa de cobre, representando o mesmo efeito do deslocamento do eletroímã na direção oposta, sobre a superfície condutora no sentido negativo da direção dada pelo eixo $\hat{z}$, conforme é ilustrado pela Figura 5.4. A corrente injetada nos enrolamentos foi caracterizada pela configuração de uma densidade de corrente na face da secção transversal interna do anel de cobre, de modo a se ter, através desta, a mesma corrente líquida indutora do fluxo magnético no núcleo do eletroímã.

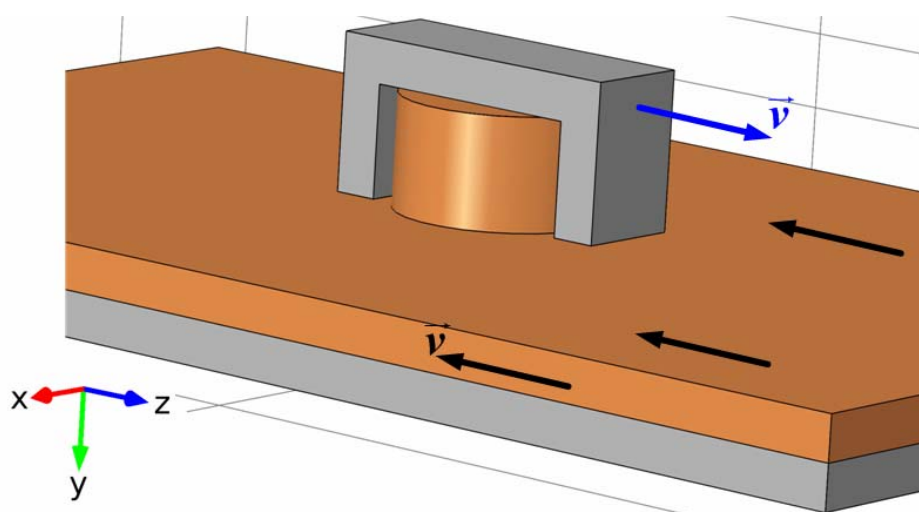


Figura 5.4 – Para simular o deslocamento do eletroímã foi imposta à placa condutora uma velocidade de deslocamento em sentido contrário na direção $\hat{z}$.

Com esse ambiente computacional montado, foram, então, inseridos os parâmetros de cada material empregado na simulação da forma como apresenta a Tabela 5.1, buscando obter-se o máximo de similaridade com as características dos materiais e condições de trabalho empregadas nos ensaios experimentais. Permitindo, assim, uma melhor comparação entre modelos, simulações e experimentos.

Tabela 5.1 – Dados inseridos no modelo teórico para comparação e empregados na configuração dos parâmetros das simulações por MEF.

Parâmetro	Descrição	Magnitude
n_{esp}	número de espiras do eletroímã	250
I_{CC}	corrente injetada no enrolamento do eletroímã	até 10 A
δ_S	espessura da lâmina condutora	6 mm
ρ_S	resistividade da lamina condutora	$1,72 \times 10^{-8} \Omega.m$ para o cobre $2,82 \times 10^{-8} \Omega.m$ para o alumínio
ℓ_S	comprimento base da medição do núcleo	15 mm
ℓ_{entr}	espessura do entreferro	13 mm
k_μ	coeficiente de correção da permeabilidade relativa da lâmina condutora	1,275 (dado empírico do modelo teórico)
v	velocidade imposta ao deslocamento da lâmina condutora	até 5 m/s para o cobre até 8 m/s para o alumínio

A simulação é realizada sobre as características geométricas ilustradas na Figura 5.5, que traz a montagem completa da geometria implementada para os estudos computacionais.

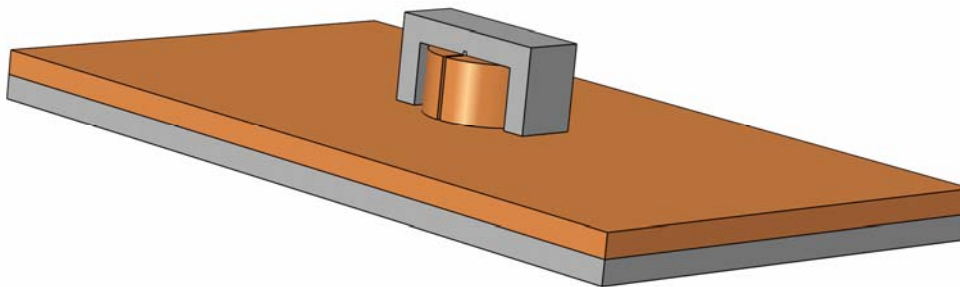


Figura 5.5 – Ilustração da geometria completa inserida na plataforma de simulações do MEF.

5.2 Simulação por elementos finitos

A simulação por MEF do sistema em estudo foi desenvolvida a partir da emulação das suas variadas condições de operação. Sendo o sistema simulado para verificar-se o comportamento das correntes e forças induzidas para diversos valores de corrente líquida injetada no enrolamento do eletroímã (que será especificada, ao longo do estudo adiante, segundo uma normalização em função do número de espiras do enrolamento), conforme (5.1), e de velocidades de deslocamento relativo entre eletroímã e superfície condutora. A

partir destas entradas foram retirados os dados necessários à validação dos modelos sintetizados e ao estudo do comportamento do sistema proposto sob diversos prismas.

$$I_{CC} = \frac{I_{liq}}{n_{esp}} \quad (5.1)$$

5.2.1 Comportamento do fluxo magnético

A Figura 5.6 ilustra a distribuição do fluxo magnético produzido no eletroímã destacando a diferença na sua dispersão para o sistema em repouso e uma mesma corrente de enrolamento (5A), quando a superfície ferromagnética não está presente (Figura 5.6a) e quando ela é colocada sob a placa condutora (Figura 5.6b), causando uma sensível redução da relutância vista pelo fluxo que percorre o circuito magnético. Já na Figura 5.7 e na Figura 5.8 é mostrada a distorção no caminho dessas linhas quando é dado um deslocamento na superfície sob os pólos.

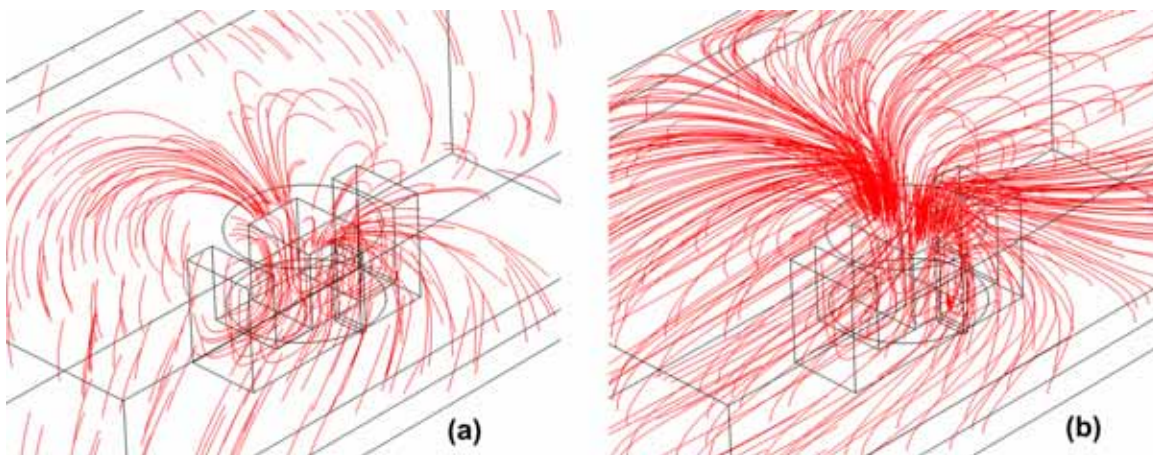


Figura 5.6 – Trajetórias das linhas de fluxo que atravessam a superfície condutora de cobre (a) e o aumento do número de linhas com a presença da barra de ferro na superfície posterior (b).

A Figura 5.9 mostra a distribuição, no interior da superfície condutora, da densidade do fluxo magnético (entre 0,025T e 0,3T) enquanto o sistema permanece em repouso, para vários níveis de corrente líquida injetada na bobina. Já a Figura 5.10, mostra a variação na distribuição da densidade de fluxo, para uma corrente de entrada fixa de 5A, quando a lâmina condutora é posta em movimento a várias velocidades diferentes.

Nota-se, por inspeção às duas figuras, que o caminho percorrido pelo fluxo sofre sensível distorção na sua distribuição espacial com o deslocamento da placa condutora. Essa distorção é provocada pela interação do fluxo primário com o fluxo produzido pelas correntes induzidas que começam a surgir na placa devido à variação de fluxo vista por esta quando posta a se mover, fazendo surgir as correntes parasitas. Na Figura 5.8 pode-se visualizar o detalhe da distorção do fluxo que atravessa a superfície condutora em direção à barra de ferro sobre ela para diferentes velocidades e verificar que a incidência do fluxo através da superfície com o sistema em movimento se distancia muito mais da suposição de que as linhas penetrem o meio metálico em posição ortogonal do que na situação do sistema em repouso. E na Figura 5.10 pode-se verificar a queda na densidade de fluxo em maiores profundidades da lamina condutora provocada pelo efeito pelicular decorrente do aumento da velocidade de deslocamento.

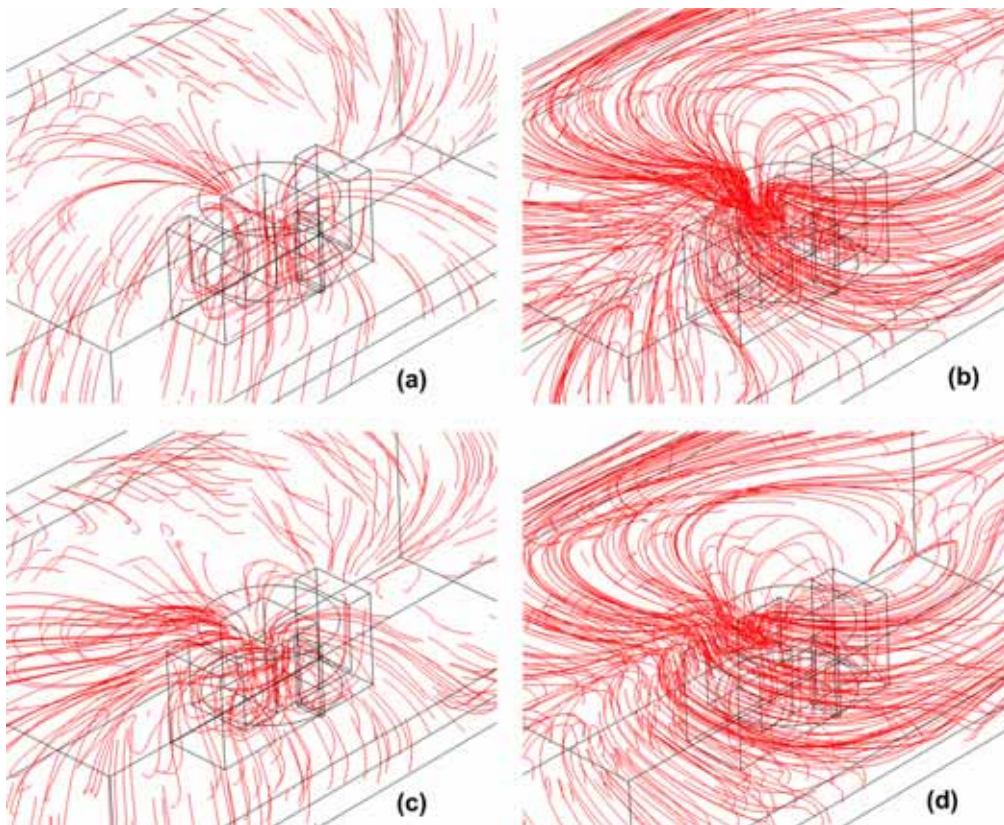


Figura 5.7 – Distorção das linhas de fluxo magnético através da lâmina de cobre sem o anteparo de ferro (a, c) e com ele (b, d) quando a superfície é posta a deslocar-se com velocidades de 2,4 m/s (a, b) e 4,8 m/s (c, d).

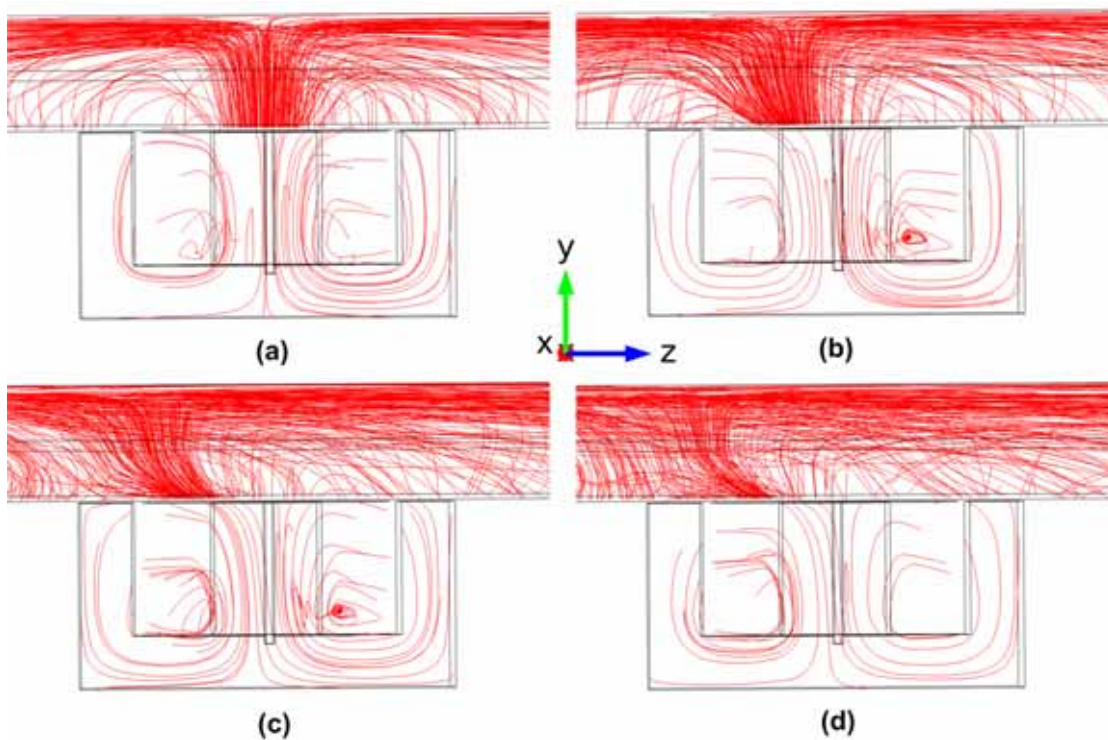


Figura 5.8 – Distorção das linhas de fluxo magnético através da lâmina condutora com o sistema em repouso (a) e quando a superfície é posta a deslocar-se no sentido negativo da direção $\hat{z}$ a velocidades de 1 m/s (b), 3 m/s (c) e 5 m/s (d).

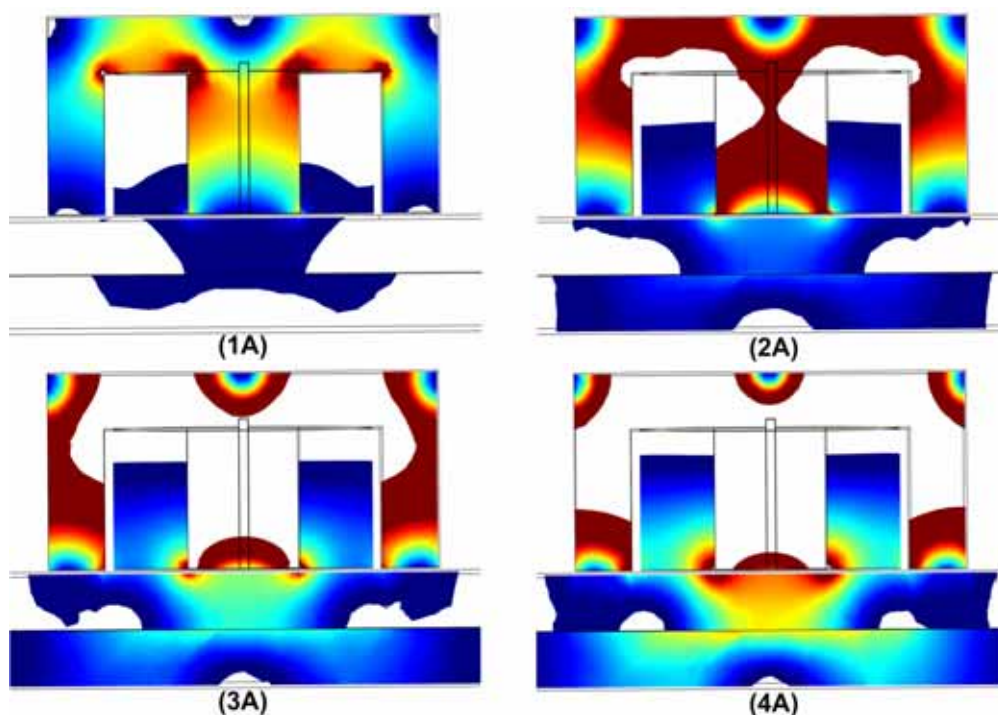


Figura 5.9 – Distribuição da densidade de fluxo (de 0,025T a 0,3T) no interior da lâmina condutora em repouso quando são injetados diferentes valores de corrente de enrolamento.

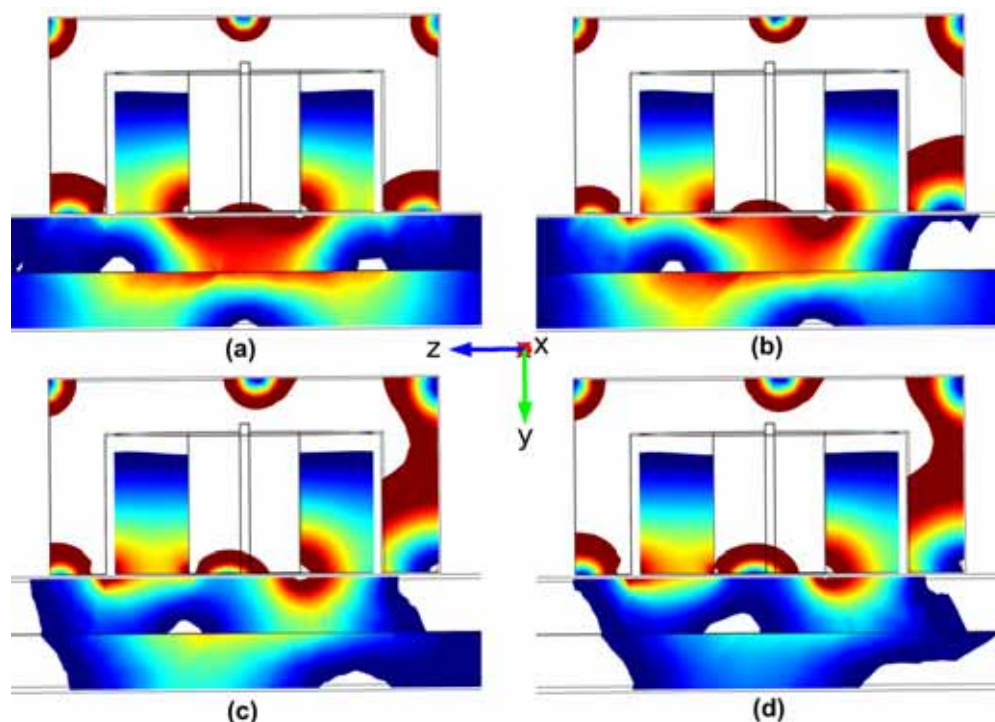


Figura 5.10 – Distribuição da densidade do fluxo (de 0,025T a 0,3T), provido por uma $I_{CC} = 5A$, no interior da lâmina condutora em repouso (a) e quando esta se move a 1 m/s (b), 3 m/s (c) e 5 m/s (d) no sentido negativo da direção $\hat{z}$.

A Figura 5.11 e a Figura 5.12 mostram, para a situação de repouso e níveis de corrente injetada no enrolamento do eletroímã de 3A e 5A, respectivamente, a distribuição da densidade de fluxo no interior da superfície condutora quando a placa ferromagnética não é posicionada sob ela para diferentes níveis de profundidade dentro da sua espessura e

a diferença na distribuição das densidades de fluxo, nos mesmos níveis de profundidade e para as mesmas magnitudes de corrente líquida injetada, quando a superfície magnética está presente.

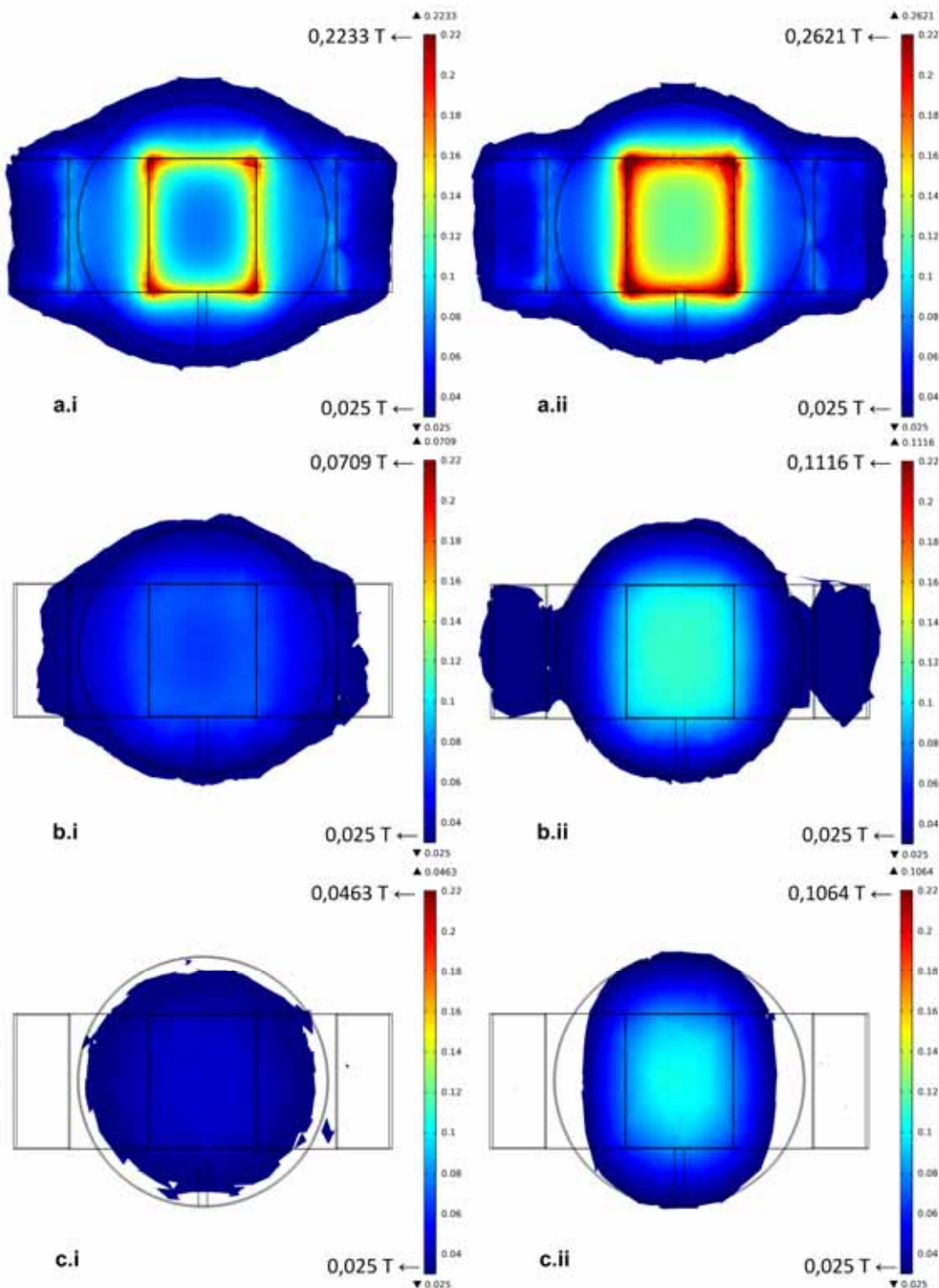


Figura 5.11 – Densidade do fluxo observada na placa condutora em repouso sem o “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 3A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.

É possível observar o crescimento da densidade de fluxo através da placa condutora devido à posição da barra magnética, evidenciando a elevação de profundidade de

penetração produzida pela sua presença. Isso trará reflexos sobre a densidade das correntes parasitas induzidas e, conseqüentemente, sobre a força de frenagem.

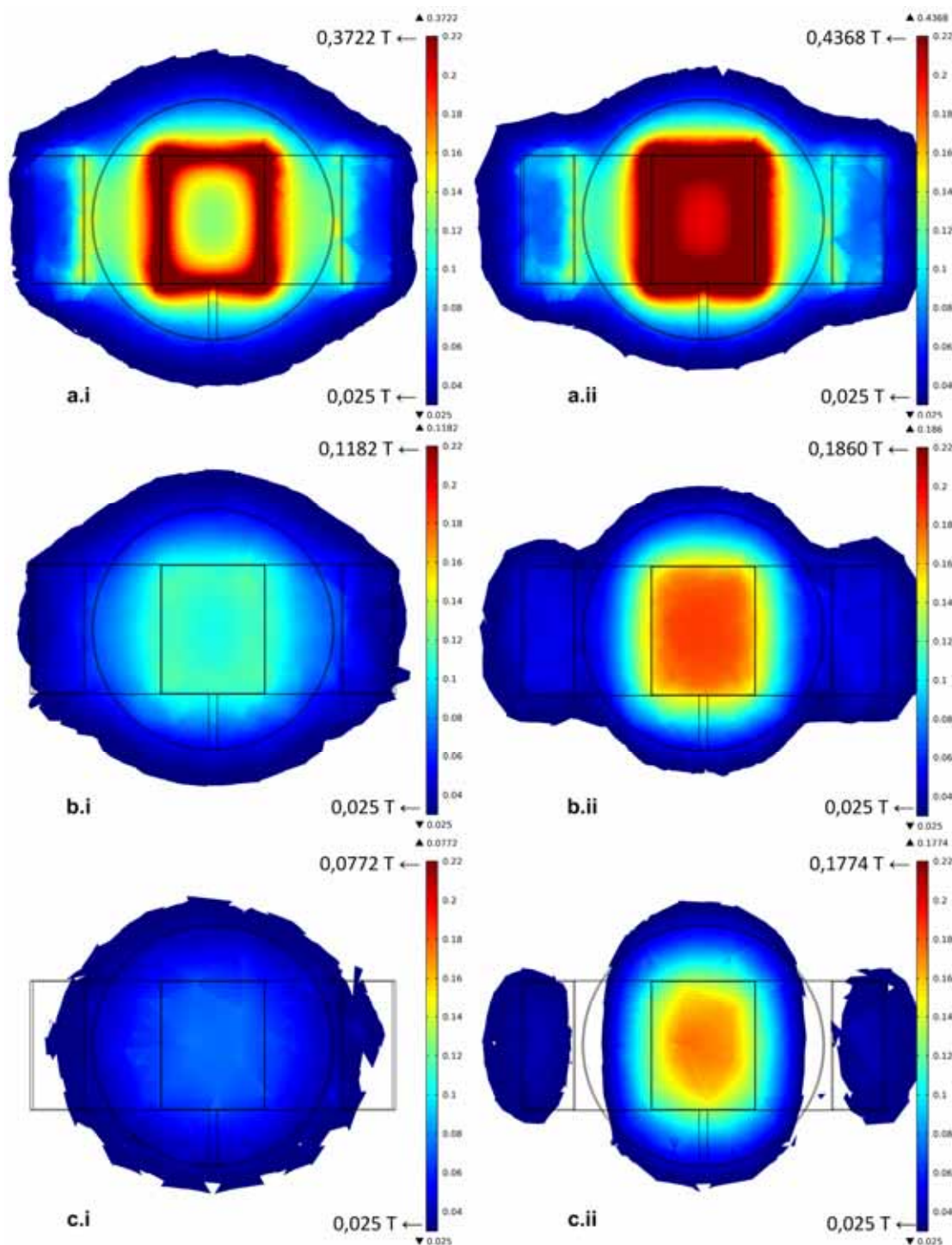


Figura 5.12 – Densidade do fluxo observada na placa condutora em repouso sem o “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 5A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.

Desta feita, pode-se concluir que a profundidade de penetração do fluxo magnético através da superfície condutora se torna maior do que seria se apenas ela estivesse ali.

Por inspeção à Figura 5.11 e à Figura 5.12, pode-se determinar um fator de elevação da profundidade de penetração do fluxo no meio condutor, representado por um

incremento na permeabilidade magnética do material, emulada pela modificação, no modelo teórico, do valor da constante de permeabilidade relativa do material condutor, tipicamente unitária.

Nestes casos, é dado que, devido à presença da placa ferromagnética no lado oposto ao eletroímã, atraindo o seu fluxo por oferecer um caminho de relutância mais baixa, a densidade máxima de fluxo se eleva até 17,5% na superfície anterior da lâmina, chegando a uma elevação de 57% no centro da sua espessura e de até 129% na superfície oposta, mais próxima à placa ferromagnética.

Este fenômeno será posto em evidência por uma alteração da constante da propagação do campo γ , que teve inserida uma variação na penetração do campo no decorrer da modelagem apresentada no capítulo 2, representada por um ajuste empírico na permeabilidade relativa do material condutor, a qual, inicialmente, foi dada a dimensão unitária, mas que agora, empiricamente, poderá ser redimensionada para contemplar o fenômeno da elevação da profundidade de penetração em decorrência da presença da placa magnética na superfície oposta do material condutor. A essa constante, será conferido o valor de $k_\mu = 1,175$, retirado da elevação de densidade máxima de fluxo verificada na superfície anterior do material.

Demonstrada a modificação do comportamento da profundidade de penetração do fluxo mediante a presença do trilho guia de aço, pode-se passar ao estudo do fenômeno de frenagem em situações de deslocamento controlado da superfície condutora.

5.2.2 Indução das correntes parasitas

Da Figura 5.13 à Figura 5.15 são exibidas as distribuições espaciais do potencial elétrico induzido na superfície condutora para diferentes valores de corrente no eletroímã e velocidade de deslocamento da própria superfície. Nota-se que, pela lei de Faraday-Lenz, o potencial induzido cresce à medida que também cresce a velocidade de deslocamento da superfície condutora, que passa a enxergar uma derivada de fluxo maior com o aumento da própria velocidade. A Figura 5.16 mostra a inversão da polaridade do potencial elétrico induzido na placa e, portanto, da direção do campo elétrico que promove a circulação das correntes ali induzidas. Tais simulações confirmam as hipóteses nas quais se desenrolam as análises efetuadas no capítulo 2.

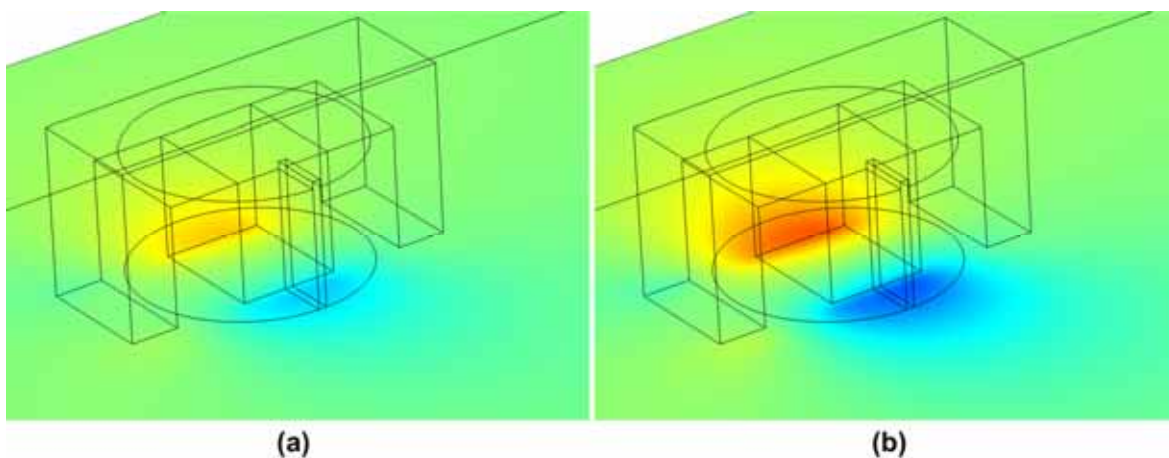


Figura 5.13 – Potenciais elétricos induzidos na superfície condutora pelo deslocamento, a 1 m/s, do eletroímã alimentado por correntes de 3A (a) e 5A (b).

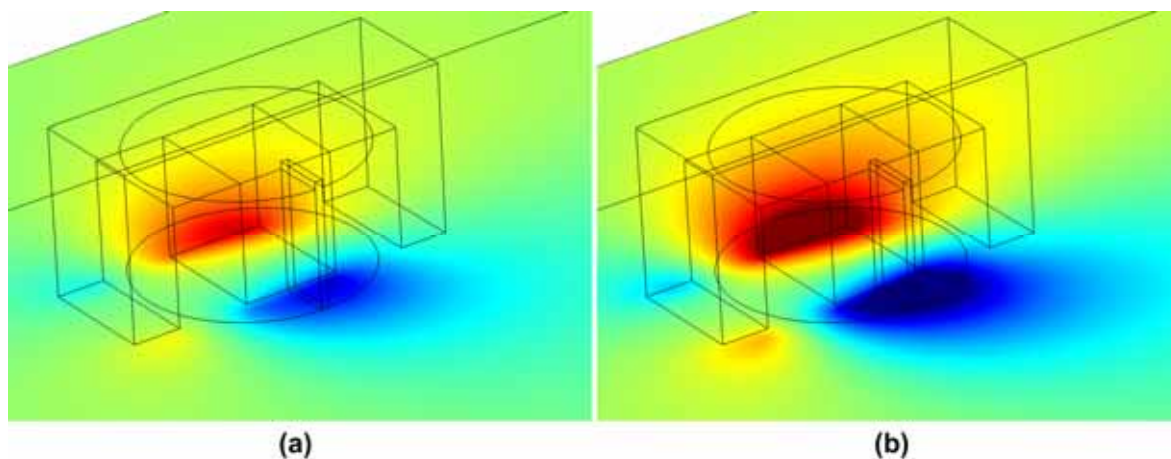


Figura 5.14 – Potenciais elétricos induzidos na superfície condutora pelo deslocamento, a 3 m/s, do eletroímã alimentado por correntes de 3A (a) e 5A (b).

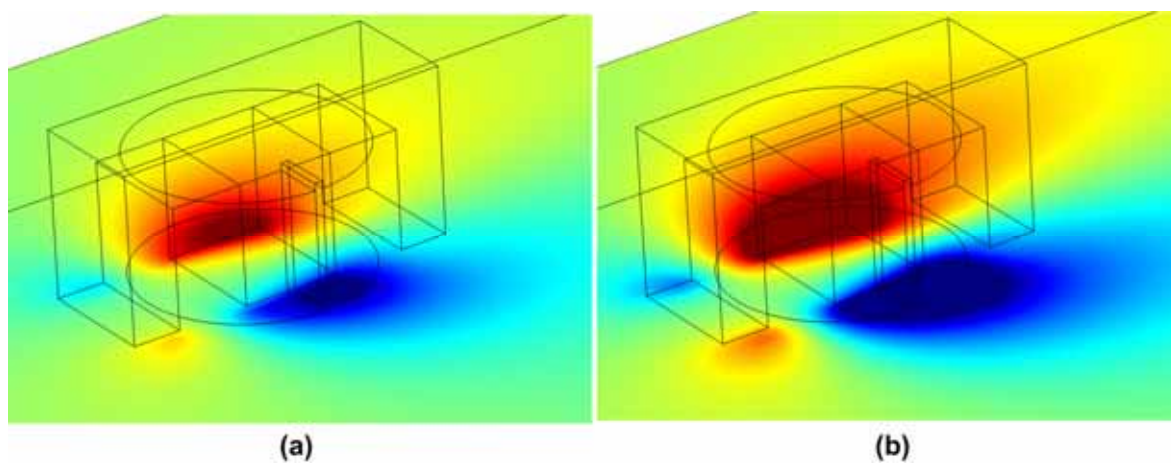


Figura 5.15 – Potenciais elétricos induzidos na superfície condutora pelo deslocamento, a 5 m/s, do eletroímã alimentado por correntes de 3A (a) e 5A (b).

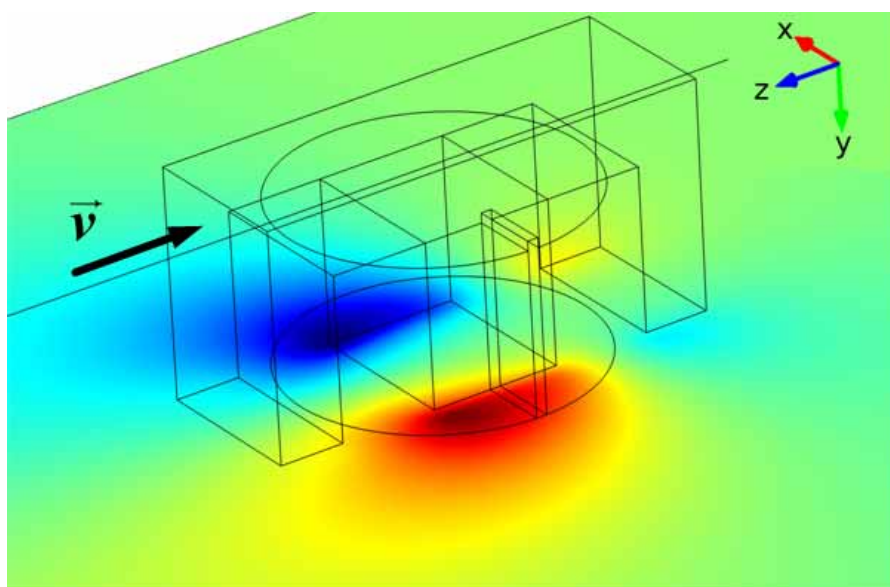


Figura 5.16 – Inversão da polaridade da diferença de potencial induzida devido à inversão no sentido do deslocamento relativo entre eletroímã e superfície metálica.

Quanto maiores os potenciais elétricos induzidos nas extremidades dos pólos do eletroímã, e maior a diferença de potencial ali produzida, maiores serão as correntes parasitas circulando entre eles e, conseqüentemente, ao redor da superfície que margeia o próprio eletroímã.

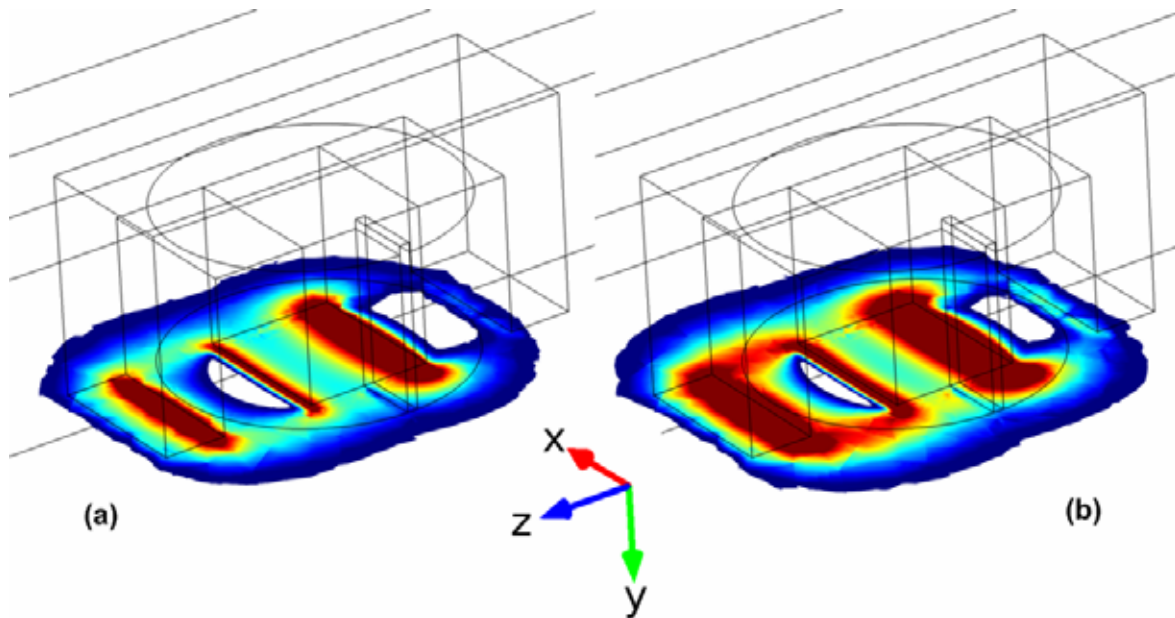


Figura 5.17 – Distribuição das densidades de correntes induzidas para uma corrente injetada de 4A e velocidades de deslocamento de 2 m/s (a) e 3 m/s (b).

A circulação dessas correntes é ilustrada na Figura 5.17 e na Figura 5.18, para uma corrente de enrolamento de $I_{CC} = 4A$ e variações da velocidade de deslocamento da placa condutiva, mais uma vez confirmando, pela distribuição das correntes nas lâminas, as análises desenvolvidas no capítulo 2.

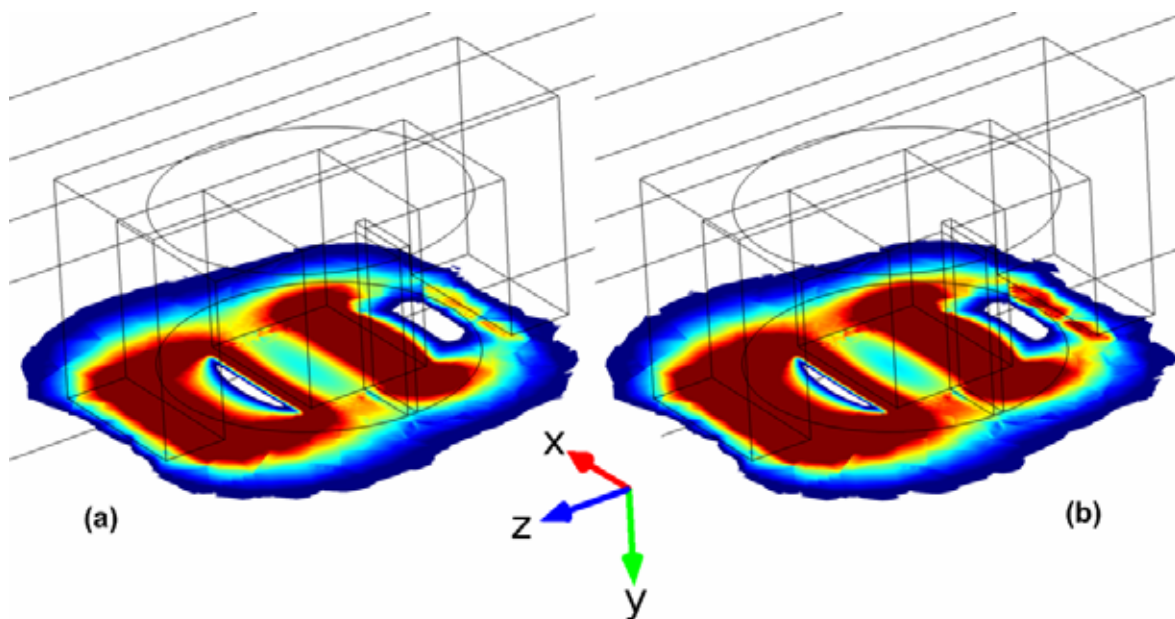


Figura 5.18 – Distribuição das densidades de correntes induzidas para uma corrente injetada de 4A e velocidades de deslocamento de 4 m/s (a) e 5 m/s (b).

A Figura 5.19 mostra como as correntes parasitas circulam no interior da placa condutora sobrepostas ao padrão de distribuição de sua densidade ao redor do movimento dos pólos que as induzem.

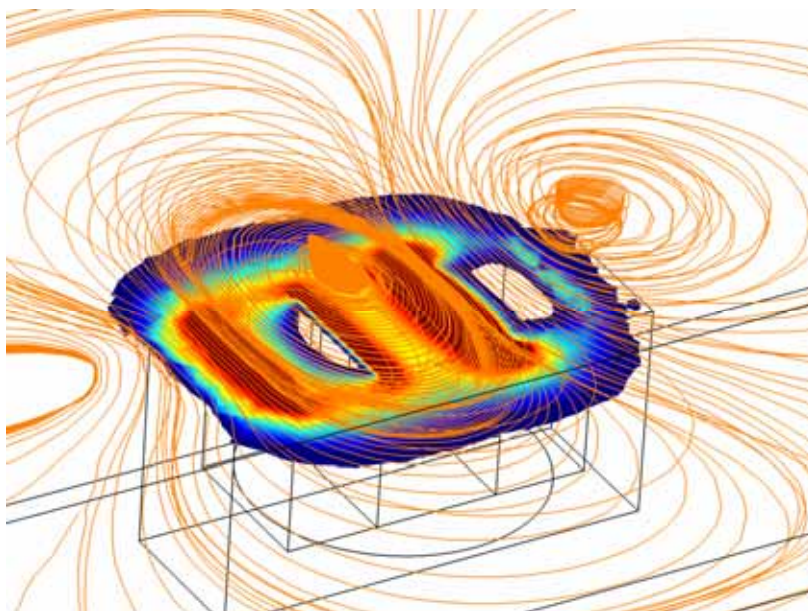


Figura 5.19 – Caminho de circulação das correntes induzidas na lâmina condutora.

O percurso de circulação e a distribuição espacial das correntes é bastante dependente das direções do movimento e do campo através da placa, mas a sua intensidade, ou seja, a densidade de corrente ali produzida por este deslocamento relativo entre placa e pólos, além de ser diretamente dependente do fluxo produzido pelo enrolamento e, portanto, da corrente injetada nele, é função também da velocidade com que o deslocamento se desenvolve.

As densidades de corrente induzidas no material condutor estarão diretamente relacionadas com a força de frenagem produzida sobre o eletroímã (ou, no caso, sobre a própria superfície condutora) buscando se opor ao deslocamento entre ambos.

Na Figura 5.18 visualiza-se a forma como a densidade de corrente se distribui no interior da placa condutiva, produzindo ‘zonas’ de densidades ao redor dos pólos, contornando os caminhos já estipulados conforme análise do capítulo 2, que vão sendo reduzidas ao passo que se afastam da superfície voltada para os pólos magnéticos.

A Figura 5.20 e a Figura 5.21 apresentam a distribuição das densidades de correntes parasitas induzidas quando são dados deslocamentos a velocidades de 2m/s e 4m/s, respectivamente, sob uma corrente de alimentação de 2A. Nessas condições, é possível, então, fazer comparações (observando em três profundidades de penetração na espessura da placa condutora) entre as situações nas quais as correntes são induzidas na superfície condutora sem a presença do trilho-guia na superfície oposta e quando o trilho se faz presente, proporcionando um caminho de menor relutância para o fluxo magnético e, como já mencionado, elevando a profundidade de penetração do campo no material. Na Figura 5.22 e na Figura 5.23 são vistas as mesmas comparações para o sistema sendo alimentado por uma corrente de 4A.

Percebe-se que a sensível elevação na profundidade de penetração do campo resulta em uma substancial elevação da densidade de corrente induzida, tão maior quanto maior for a profundidade do material, alcançando um crescimento de 18,9% no seu valor máximo na superfície anterior da placa e chegando a níveis máximos de densidade até 89% maiores

na superfície oposta aos pólos indutores para a corrente de entrada de 2A e velocidade de deslocamento relativo de 2m/s. Enquanto que, para uma velocidade de 4m/s, a elevação dos níveis máximos de densidade de corrente observadas atingem a ordem de de 5,7% na superfície anterior da placa e chega até 32% na sua superfície oposta. Esses patamares, que variam conforme a velocidade do deslocamento do sistema, mantêm-se inalterados para a situação em que o eletroímã é alimentado a 4A, ou para quaisquer outros níveis de corrente injetada em seus enrolamentos.

Além do crescimento do valor máximo de densidade de corrente induzida, é visível o aumento da densidade de corrente ao redor de toda a área sob ação dos pólos magnéticos em movimento, mostrando que, quanto mais se penetra na espessura da placa metálica, maior o efeito de elevação da indução de correntes devido à presença da placa ferromagnética na sua face oposta.

Também é possível, por inspeção às figuras exibidas, avaliar o efeito da elevação da corrente injetada no eletroímã e da velocidade de deslocamento relativo entre as partes do sistema sobre a intensidade e a distribuição da corrente induzida no interior da placa condutora, bem como o efeito da variação dessa velocidade sobre a atenuação da corrente que se aprofunda na espessura do material e o efeito da presença do trilho-guia sob a superfície na redução dessa atenuação.

Chama atenção, por exemplo, que para os mesmos níveis de corrente de alimentação, o aumento da velocidade, de 2m/s para 4m/s, resulte em uma maior elevação da densidade de corrente quando o trilho-guia não se faz presente, chegando a subir 98% na superfície anterior e 114% na superfície posterior da lâmina, enquanto cresce 76% na superfície anterior e apenas 49% no lado posterior quando a peça está junto ao sistema. Por outro lado, a sua presença torna o crescimento da mesma densidade de corrente mais evidente sobre o lado mais próximo dos pólos magnéticos, onde são induzidas correntes de maior intensidade, o que torna a indução global ao longo da espessura da superfície maior do que no caso em que o guia ferromagnético não está ali.

Já para uma mesma velocidade de deslocamento, a duplicação do nível de corrente injetada no eletroímã resultou em um nível máximo de correntes induzidas de exatas duas vezes o valor observado para a condição anterior em quaisquer das profundidades observadas por simulação.

A mesma proporcionalidade é observada entre os níveis máximos da densidade de corrente encontrada por simulação para quaisquer dois valores de corrente injetada no eletroímã, e a qualquer profundidade da espessura do material condutor, quando o sistema é submetido à mesma velocidade de deslocamento relativo em toda a faixa de velocidades e correntes testadas no simulador. No que se dá a conclusão de que, pelo menos para a faixa de operação em análise nesse estudo, a corrente induzida na lâmina é diretamente proporcional à corrente injetada no eletroímã para qualquer velocidade. O que permite efetuar uma normalização da densidade máxima de corrente induzida em função da corrente que alimenta o eletroímã, como dado em (5.2), tornando a análise dos fenômenos de indução de correntes parasitas, e do efeito pelicular a ele associado, mais generalizada.

Disso também resulta que a variação da força de frenagem é função direta da corrente de alimentação e da variação encontrada no fluxo que penetra a superfície metálica, o qual, embora também seja proporcional à corrente líquida do enrolamento, sofre grande influência tanto da relutância do circuito magnético visto pela bobina, que por sua vez depende do entreferro (e do espraiamento das linhas decorrente dele), quanto da velocidade do sistema, que projeta uma distorção no fluxo devido ao contrafluxo ali produzido.

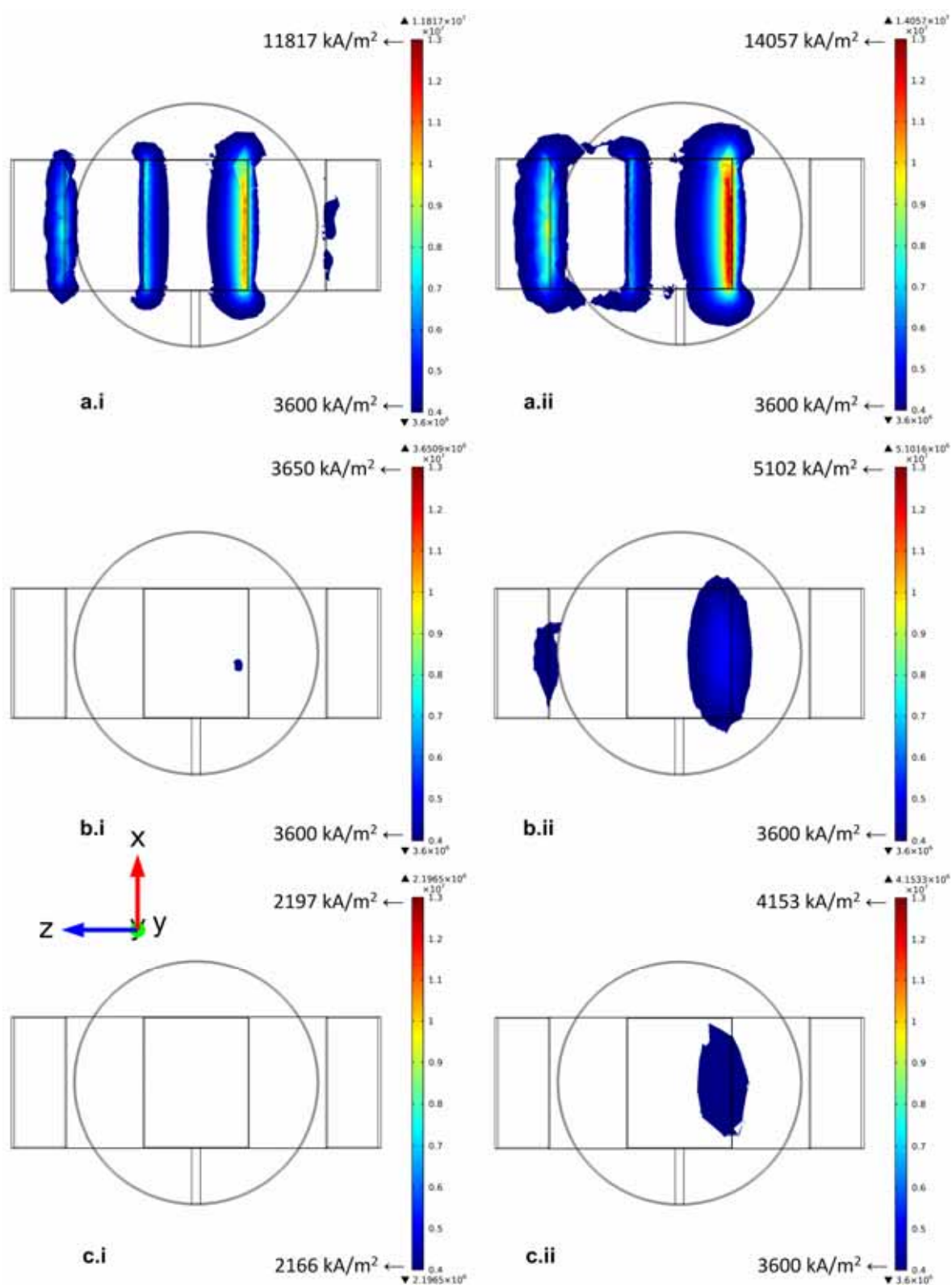


Figura 5.20 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 2 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 2A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.

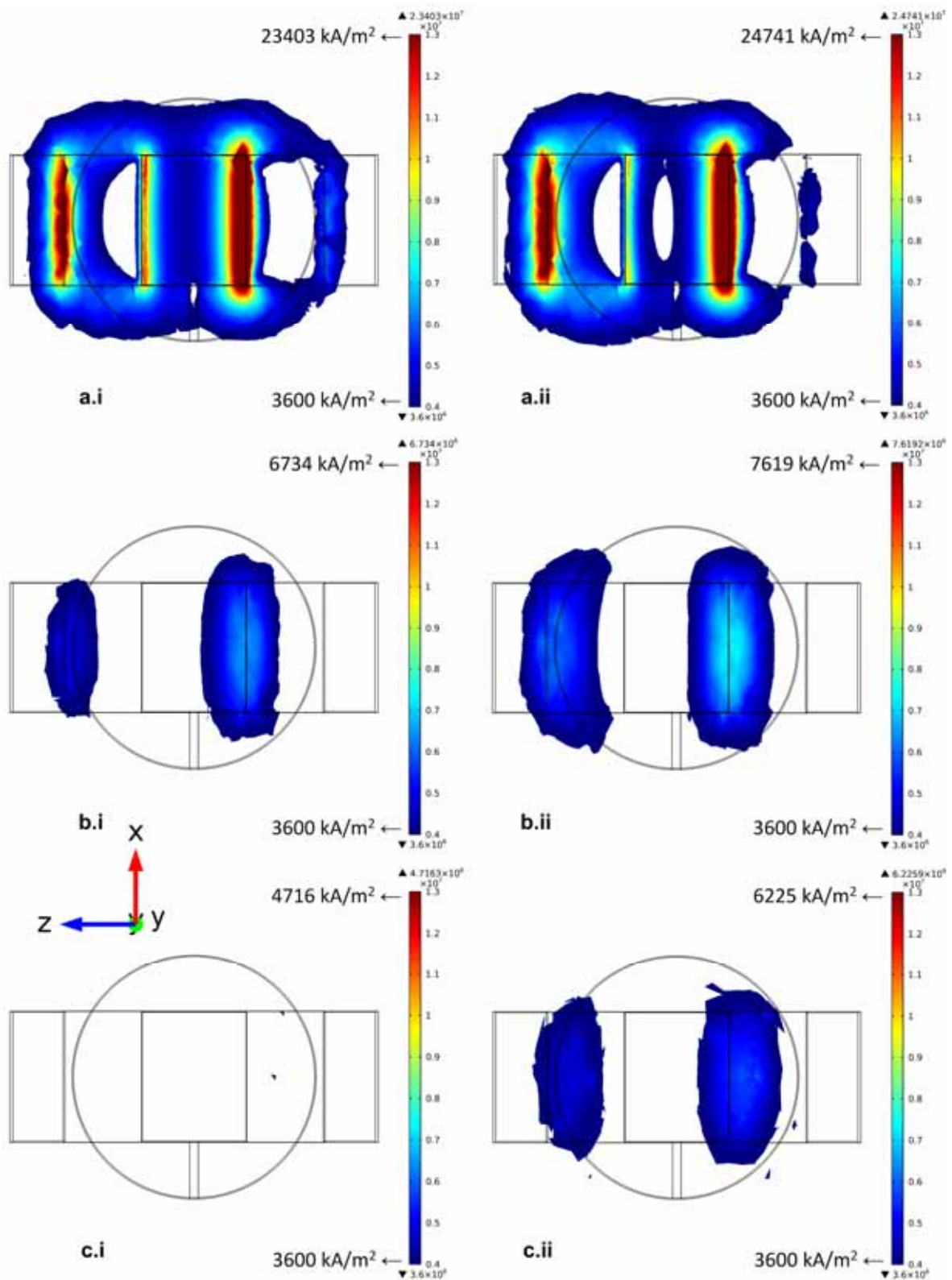


Figura 5.21 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 4 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 2A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.

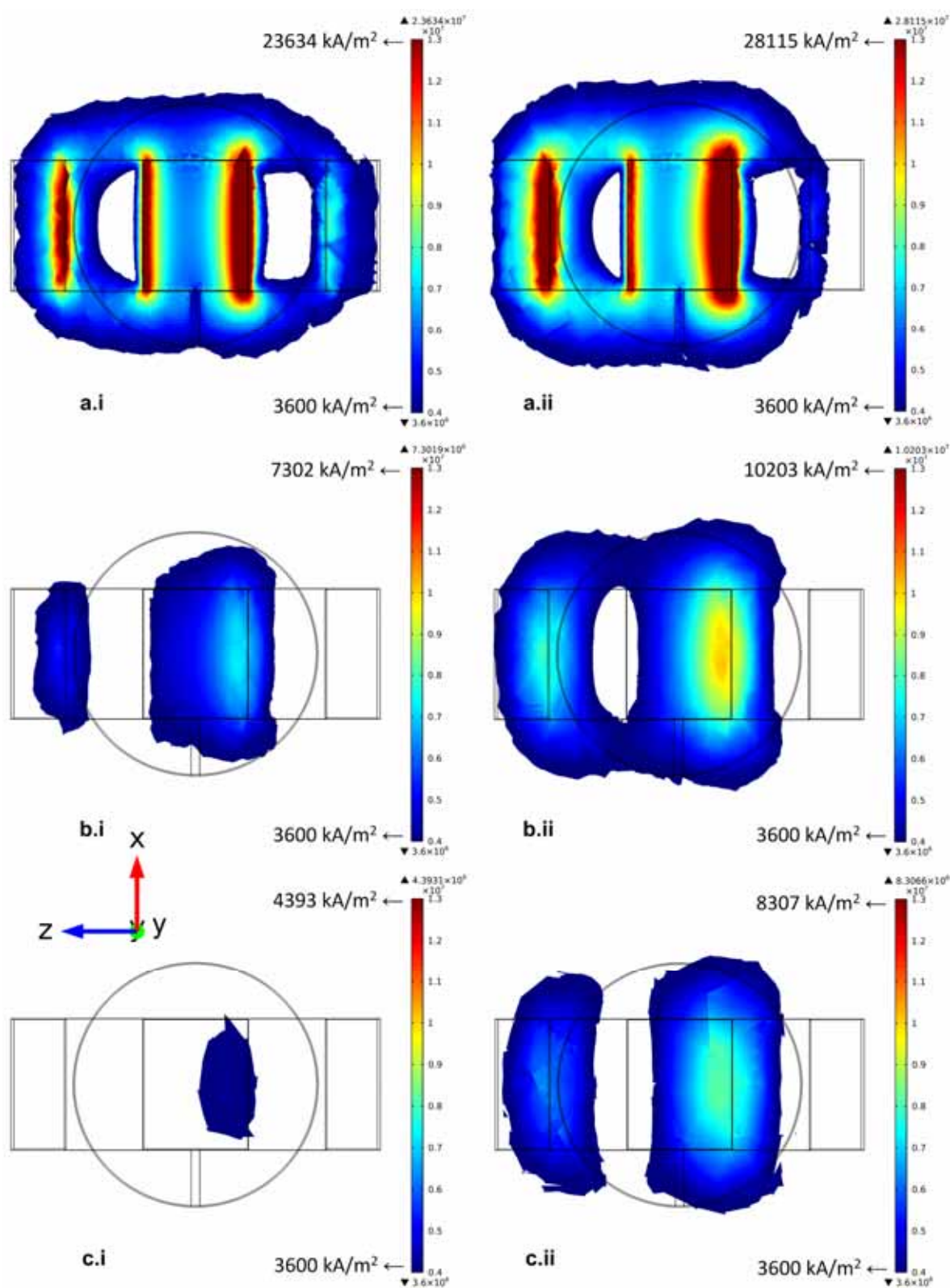


Figura 5.22 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 2 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 4A$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.

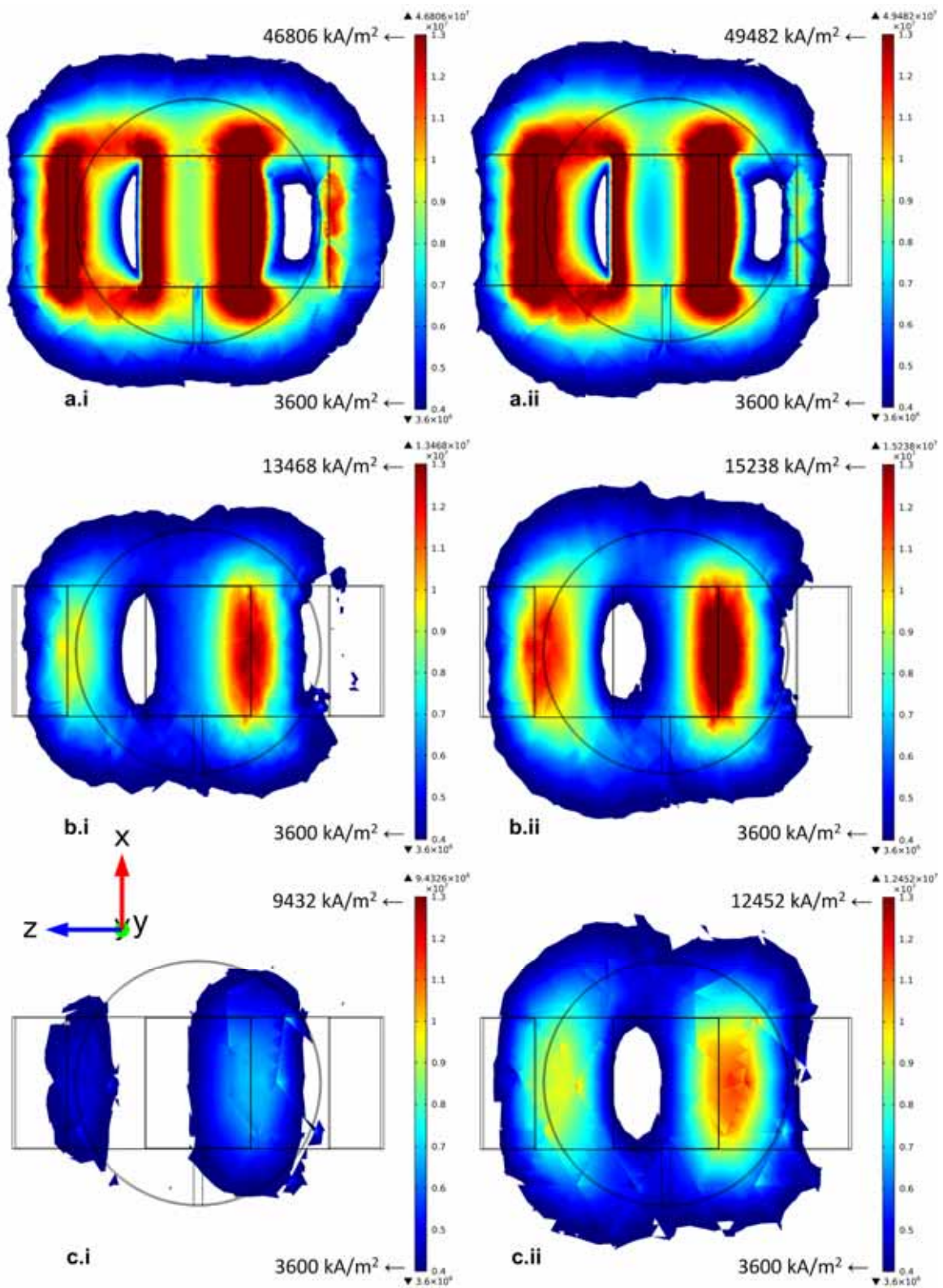


Figura 5.23 – Distribuição das densidades de corrente observadas na placa condutora em movimento a velocidade de 4 m/s sem “trilho-guia” de ferro (esquerda - i) e com a sua presença (direita - ii) quando a corrente injetada $I_{CC} = 4\text{A}$: (a) na superfície anterior, (b) no centro de sua profundidade e (c) e na superfície posterior.

O trilho-guia interfere substancialmente sobre a distribuição do fluxo resultante na placa metálica. Sua presença reduz a relutância do circuito magnético ao oferecer um caminho de alta permeabilidade para o retorno das linhas de fluxo, atenuando o efeito pelicular associado à velocidade do sistema e delimitando um entreferro mensurável, reduzindo, conseqüentemente, o espraio do fluxo; por outro lado, é esse caminho de alta permeabilidade que provoca distorções no caminho das linhas de fluxo que se desviam em busca de um percurso de menor relutância para retornar aos pólos do núcleo do eletroímã. Essa distorção, que se eleva com o crescimento da velocidade, como pode ser visto entre a Figura 5.7 e a Figura 5.10, evidencia uma não-linearidade do sistema e provoca desvios também nos percursos das correntes induzidas e, conseqüentemente, na força de frenagem. Em parte, esse efeito, assim como o espraio do fluxo no entreferro, é computado no modelo pela inclusão da constante empírica k_f , definida no capítulo 2 como dado em (5.3).

$$\overline{J_{\max}} = \frac{J_{\max}}{1000 \cdot I_{CC}} \quad (5.2)$$

$$k_f = k_d \sin \theta_{BI} \quad (5.3)$$

De posse da expressão normalizada da densidade máxima de corrente induzida, pode-se traçar o seu perfil de intensidade mediante a penetração na espessura da placa condutora e sua variação com o crescimento da velocidade de deslocamento do sistema. Esse comportamento pode ser acompanhado a partir dos gráficos da Figura 5.25, para quando a lâmina repousa sobre a placa ferromagnética, e da Figura 5.24, para quando esta não se faz presente.

Um olhar mais atento ao comportamento da corrente induzida nos gráficos supracitados revela que há um leve crescimento na densidade máxima observada às proximidades da superfície posterior da lâmina condutora. Isso se deve, possivelmente, a algum fenômeno associado a uma provável refração do campo na passagem de um meio magnético a outro. O fato de que o fenômeno é mais evidente sob a presença da placa ferromagnética reforça essa interpretação, visto que se trata de uma passagem de um meio de permeabilidade relativa unitária para outro de permeabilidade muito mais alta. A distorção provocada pelo desvio do fluxo ao penetrar em um meio de tão mais baixa relutância também contribuiria para uma indução mais acentuada de corrente próximo ao plano onde ela ocorre.

É importante pontuar que os valores retornados por simulação apontados nos gráficos da Figura 5.24 e da Figura 5.25 referem-se aos valores máximos de densidade presentes em um ponto específico do plano referente à profundidade definida da placa condutora, não sendo, portanto, plenamente condizentes, senão em parte, com toda a densidade de corrente distribuída ao redor do referido plano.

Na Figura 5.10c, é possível perceber o efeito de tal fenômeno sobre o ponto de maior densidade de fluxo próximo à superfície oposta da lâmina condutora.

A Figura 5.26 mostra a distribuição da densidade de corrente induzida para as mesmas condições encontradas na Figura 5.10, onde é possível detectar que esse fenômeno, que tem ação pontual, não corresponde a um crescimento de toda a densidade de fluxo distribuída nas profundidades mais próximas à superfície posterior da placa condutora, onde se percebe uma seqüência da redução gradual dos percursos e dos níveis de densidades que se iniciam desde a penetração na superfície anterior em direção ao lado oposto da placa. É possível perceber, também, a variação brusca da distribuição da

densidade de fluxo ao largo da superfície metálica à altura da travessia entre meios de propriedades magnéticas diferentes, algo que também se dará, em menor grau, na situação em que a passagem do fluxo pela superfície condutora encontrar o ar como meio subsequente, ao invés da placa de ferro que eleva a densidade nas proximidades da superfície do meio anterior em virtude de sua alta permeabilidade.

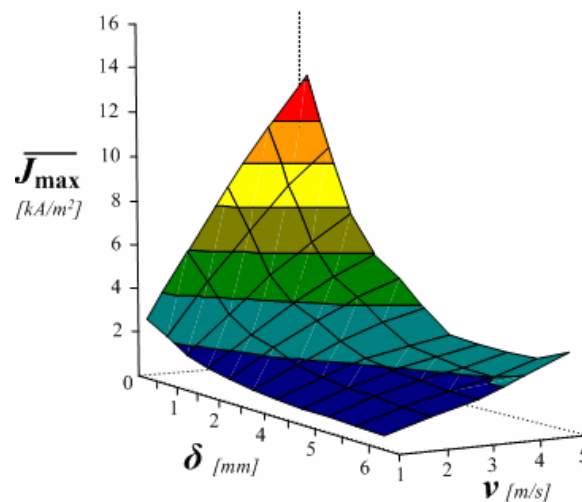


Figura 5.24 – Comportamento da densidade máxima de corrente induzida ao longo da profundidade da lâmina condutora mediante variações na velocidade de deslocamento do sistema para quando o guia de ferro não se faz presente.

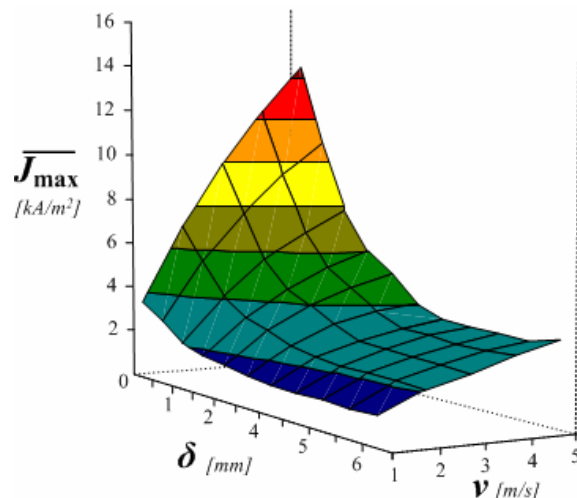


Figura 5.25 – Comportamento da densidade máxima de corrente induzida ao longo da profundidade da lâmina condutora, quando ela reousa sobre o trilho-guia, mediante variações na velocidade de deslocamento do sistema.

Já da Figura 5.27 à Figura 5.32 são trazidas as distribuições da densidade de corrente induzida ao longo da profundidade, para diferentes patamares de corrente de alimentação e mediante variações da velocidade de deslocamento do sistema, mostrando o decaimento da sua distribuição espacial com o aprofundamento na espessura do material metálico.

São visíveis, pelas figuras, as reduções na distribuição espacial dos níveis de densidade de corrente na direção da profundidade da espessura da placa, apontados por superfícies de densidade equivalente que se distribuem ao longo dessa espessura. Nesse caso, os níveis de densidade mais altos foram suprimidos para permitir uma melhor

visualização do “afunilamento” da sua distribuição mediante a penetração na espessura do material condutor.

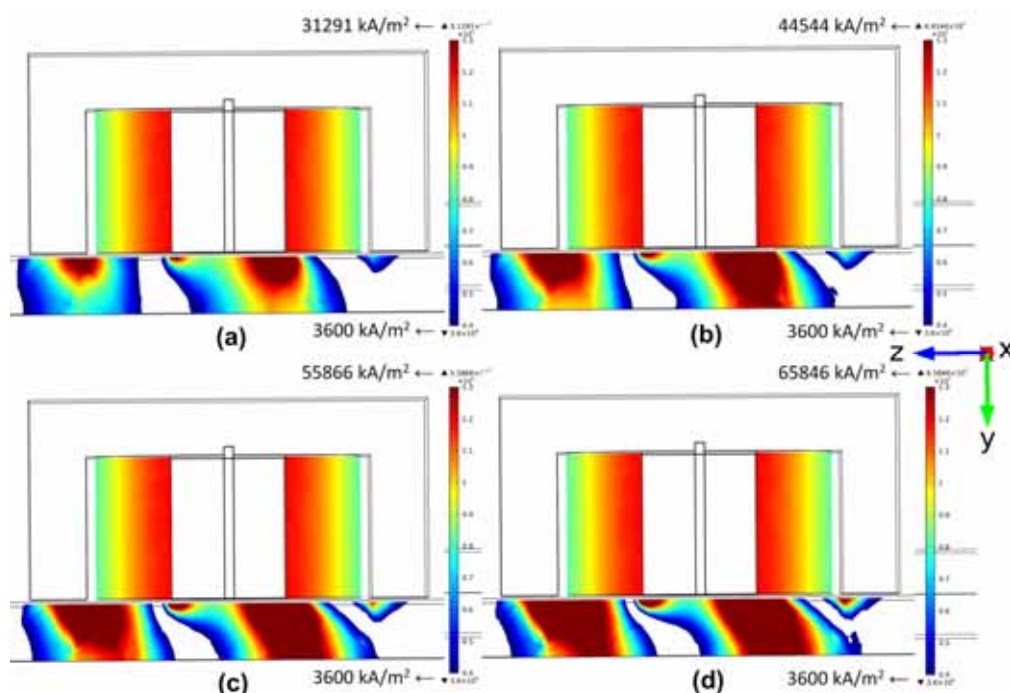


Figura 5.26 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 5A$ e quando a lâmina é submetida a deslocamentos a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d) no sentido negativo da direção $\hat{z}$.

Por fim, da Figura 5.33 à Figura 5.38 são exibidas as distribuições espaciais de densidade de corrente encontrada na superfície que se volta ao eletroímã, onde a indução magnética é maior, para diferentes níveis de corrente líquida de enrolamento e diferentes velocidades de deslocamento relativo entre pólos e superfície.

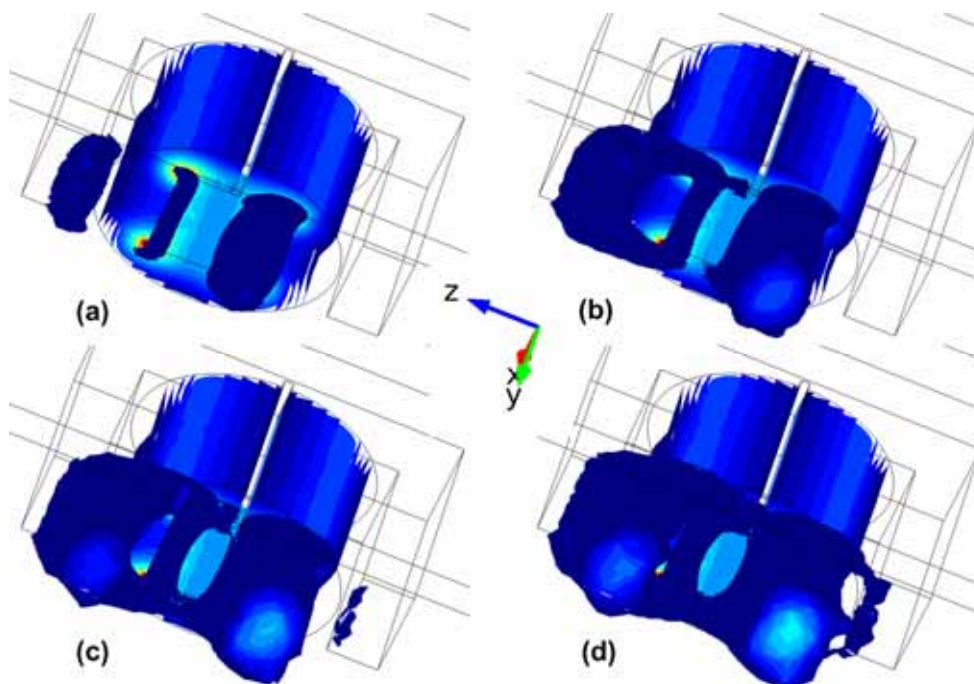


Figura 5.27 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina, com o eletroímã alimentado por $I_{CC} = 2A$ e submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).

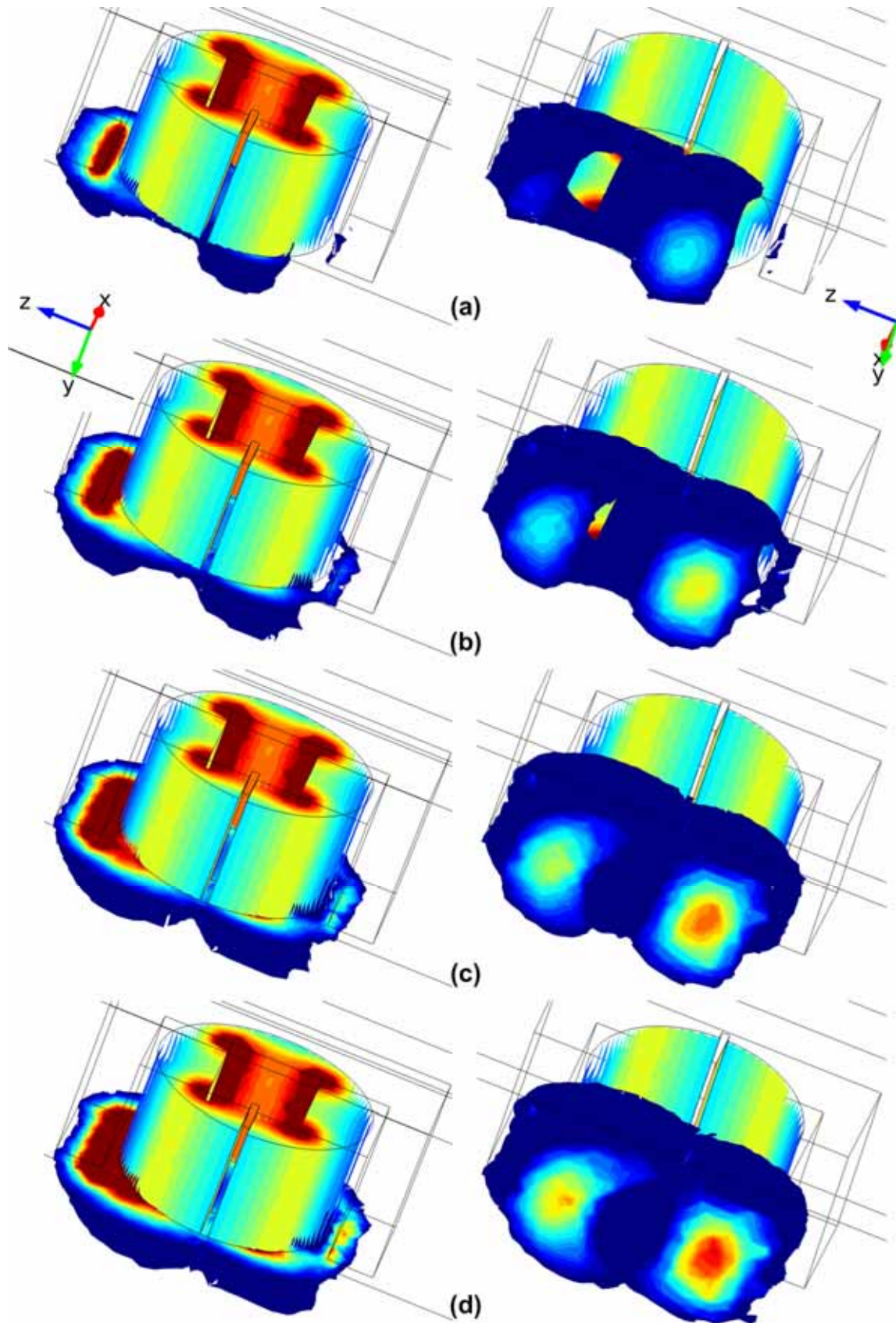


Figura 5.28 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{CC} = 3A$ quando submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).

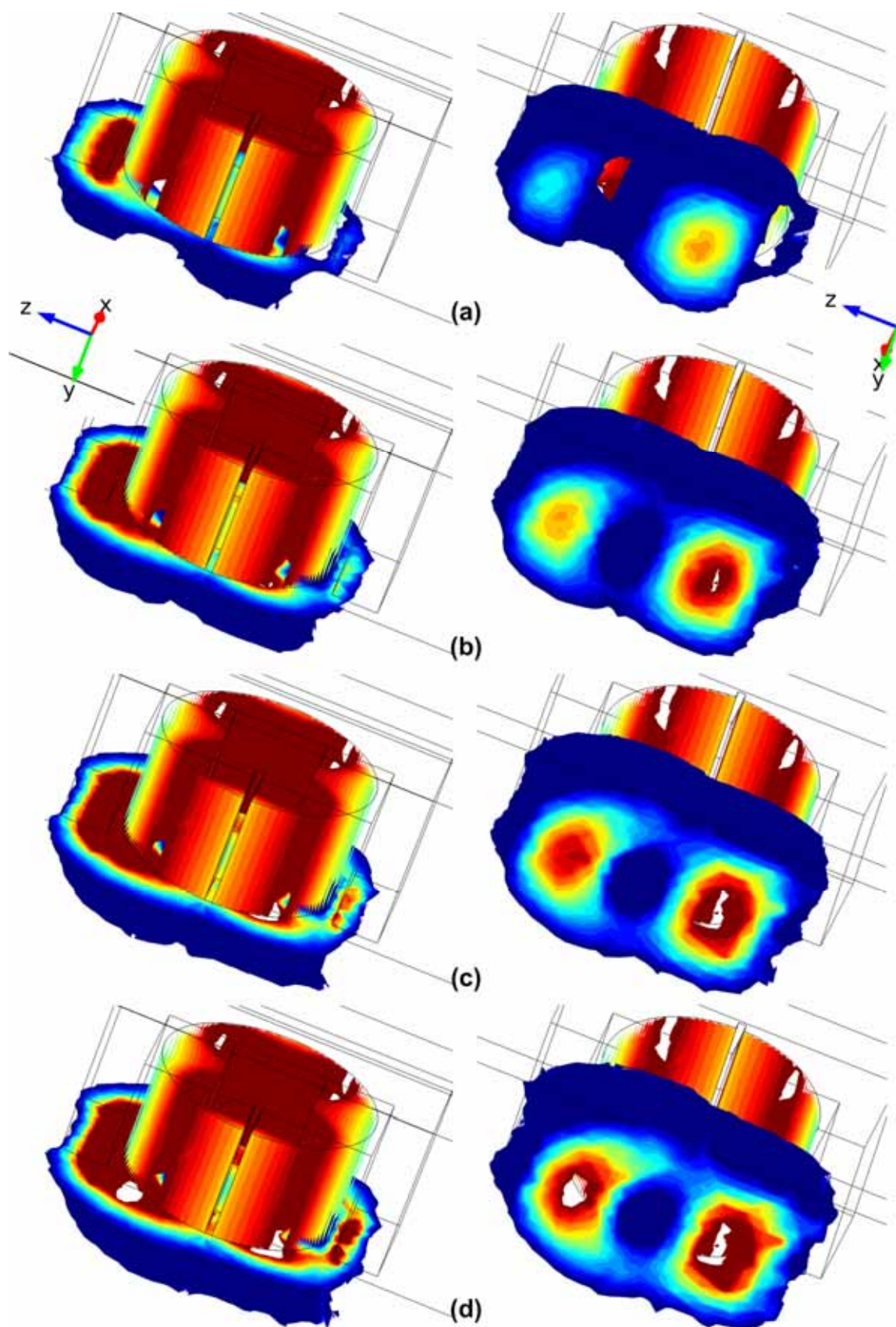


Figura 5.29 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{cc} = 4A$ quando submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).

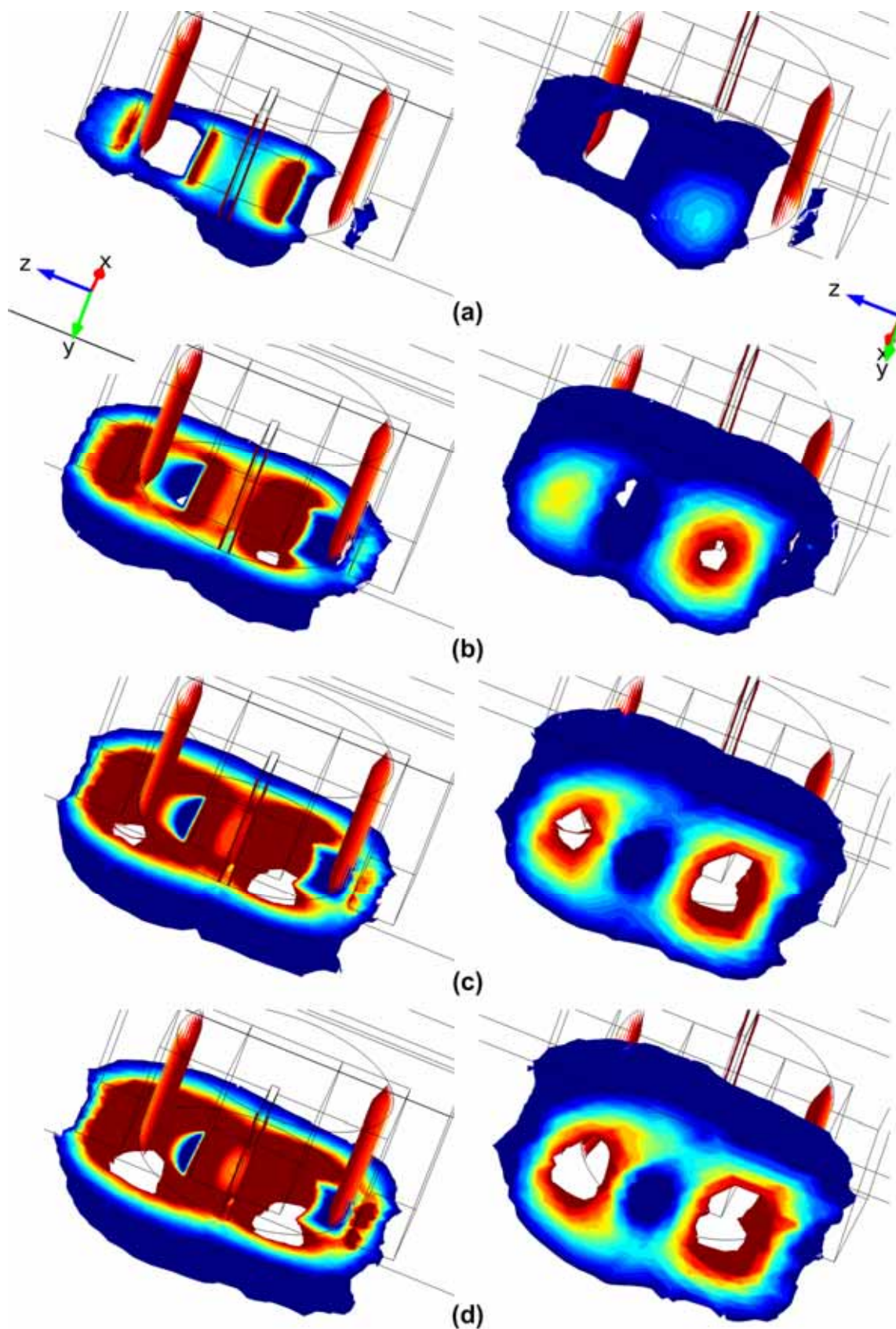


Figura 5.30 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{CC} = 5A$ quando submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c) e 4 m/s (d).

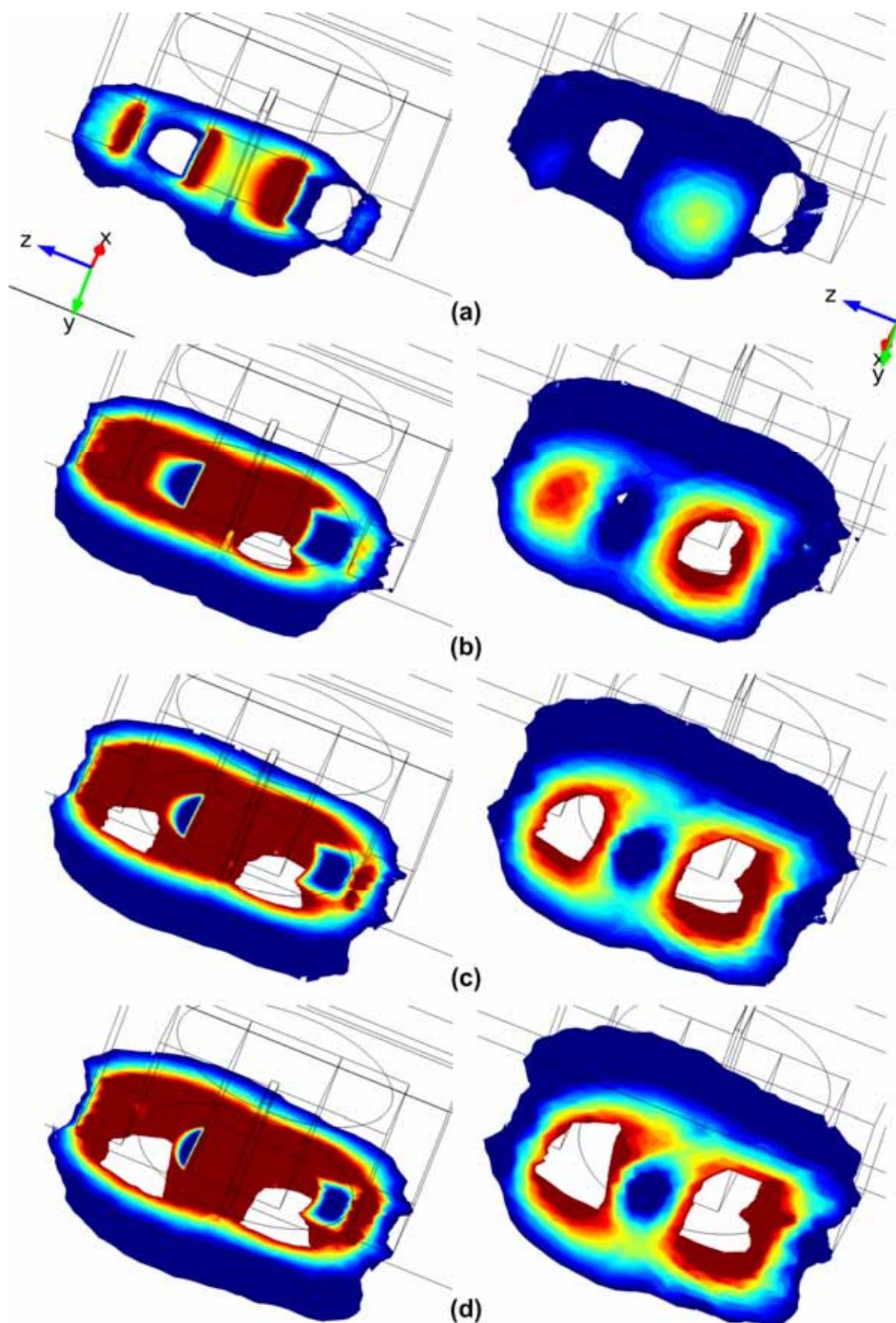


Figura 5.31 – Distribuição espacial da densidade de corrente induzida ao longo da espessura da lâmina condutora, para o eletroímã alimentado por uma corrente $I_{cc} = 6A$ quando submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c) e 4 m/s (d).

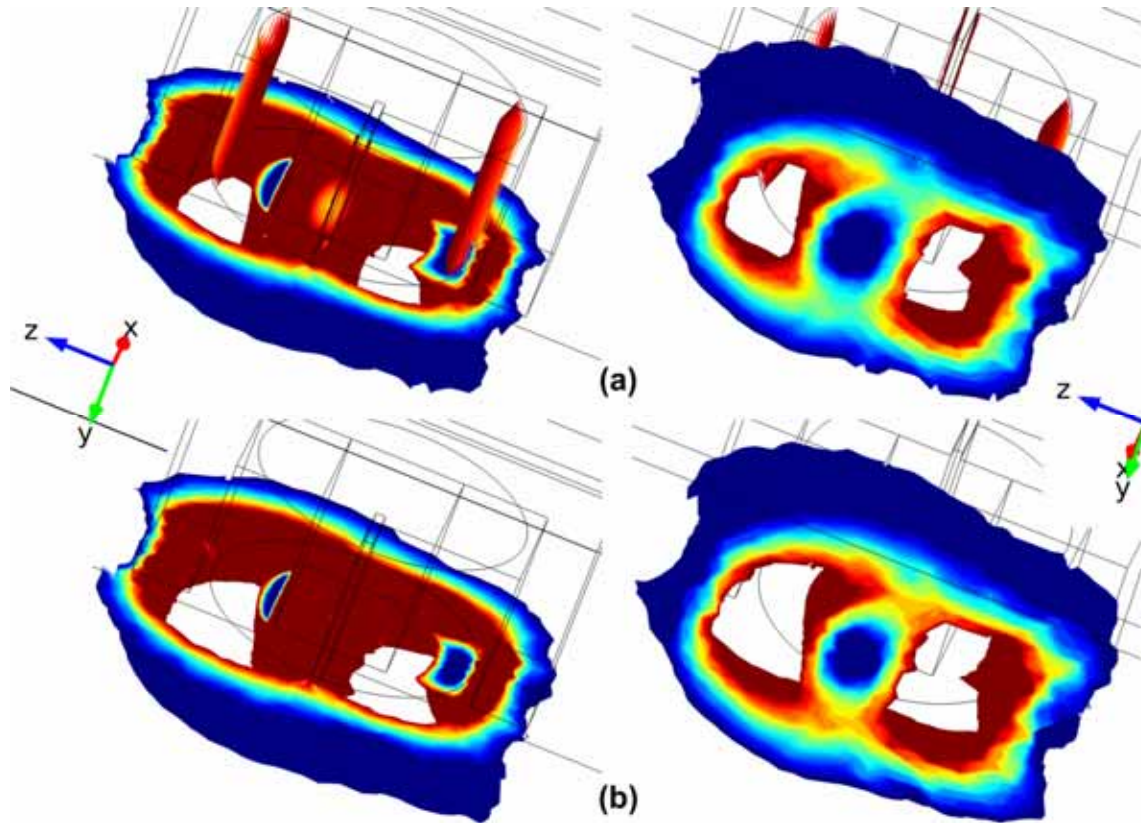


Figura 5.32 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina condutora, com o eletroímã submetido a uma velocidade 5 m/s e alimentado por correntes de 5A (a) e 6A (b).

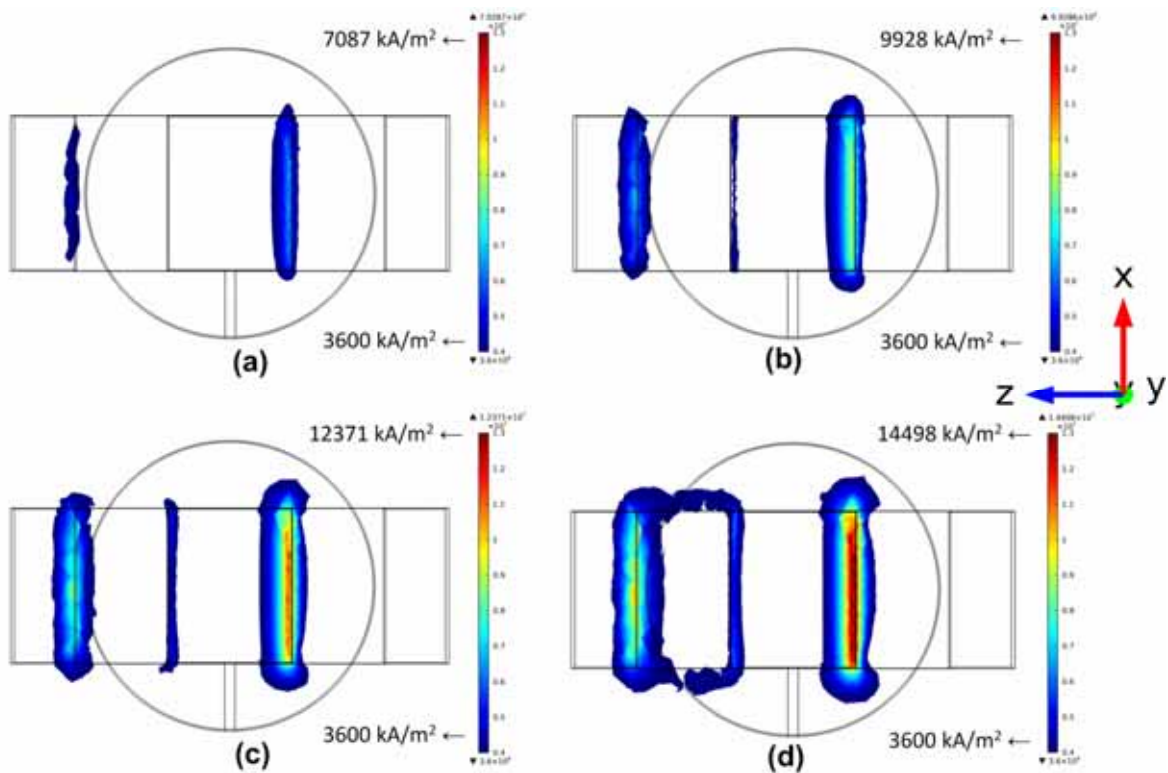


Figura 5.33 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície interna da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 1A$ para o sistema submetido a velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).

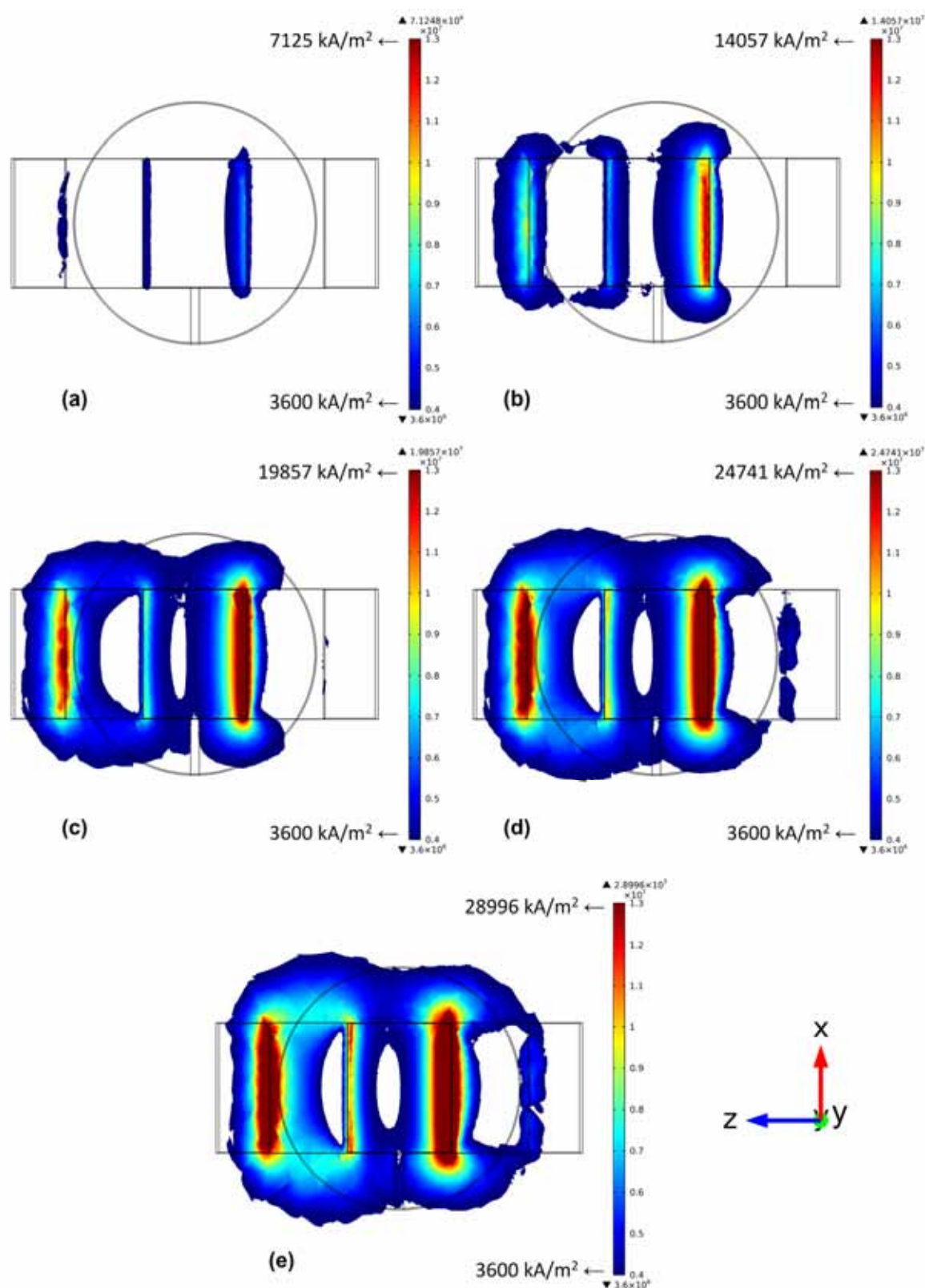


Figura 5.34 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 2A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).

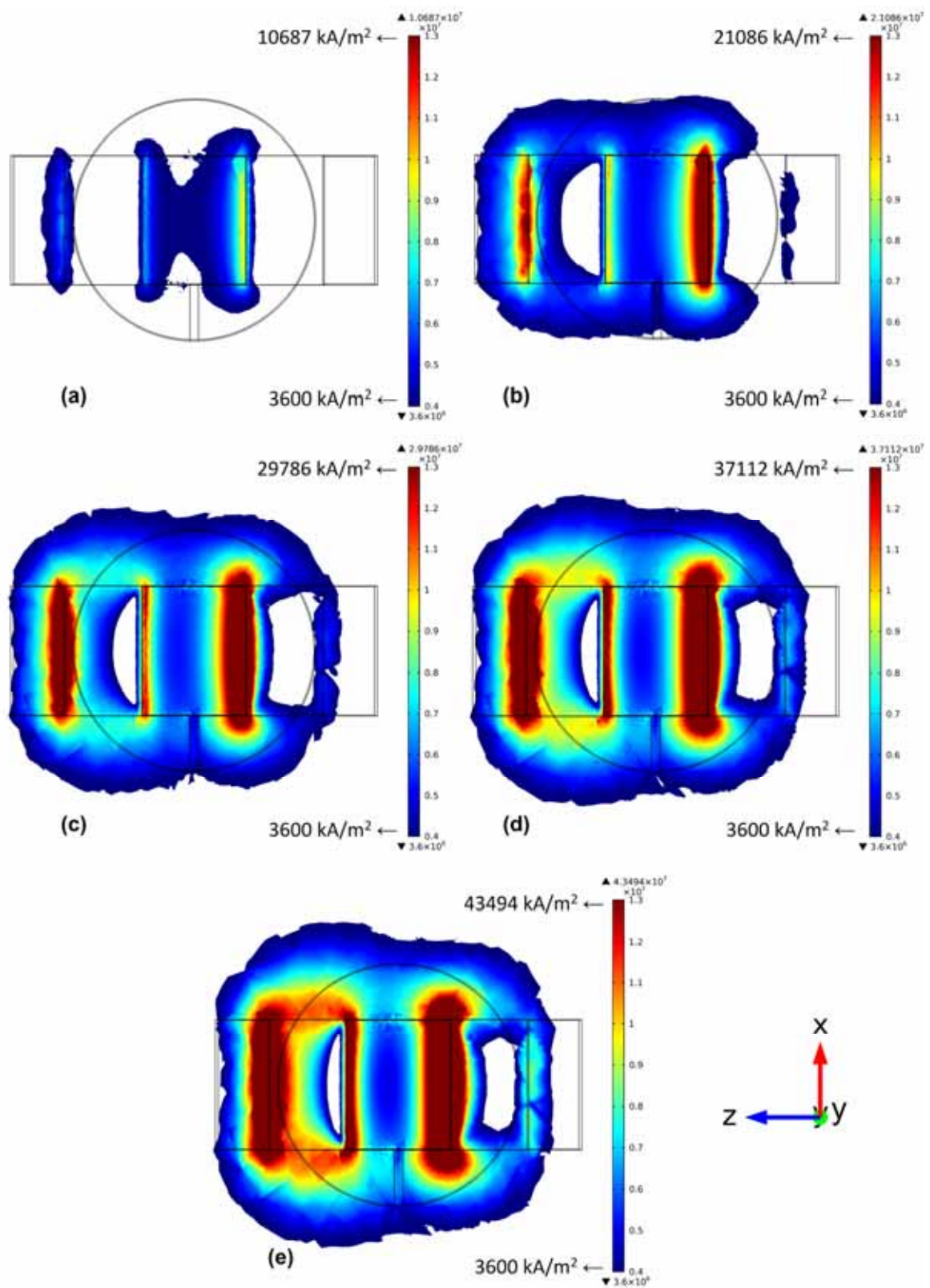


Figura 5.35 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 3\text{ A}$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).

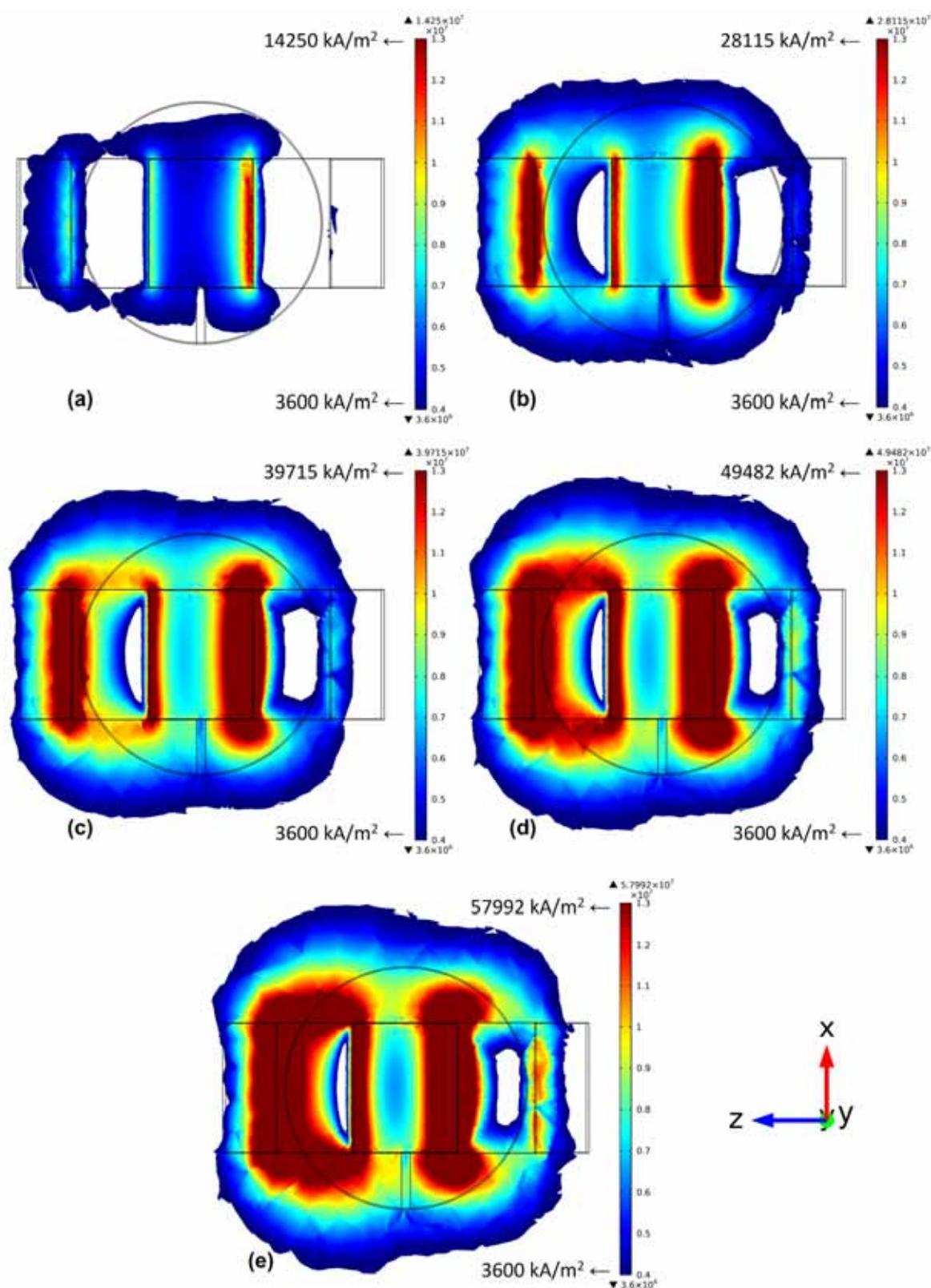


Figura 5.36 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 4\text{A}$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).

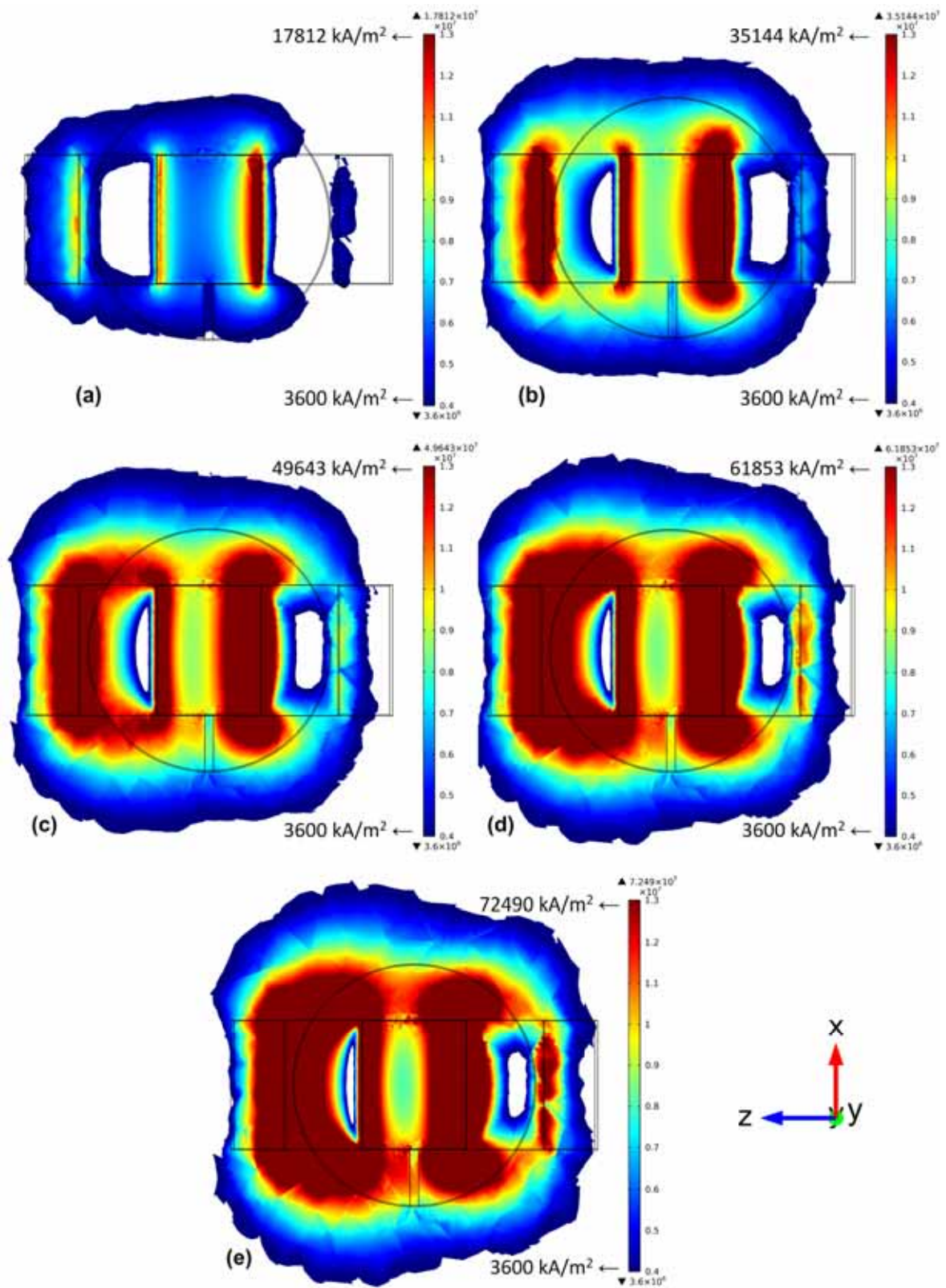


Figura 5.37 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 5 \text{ A}$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).

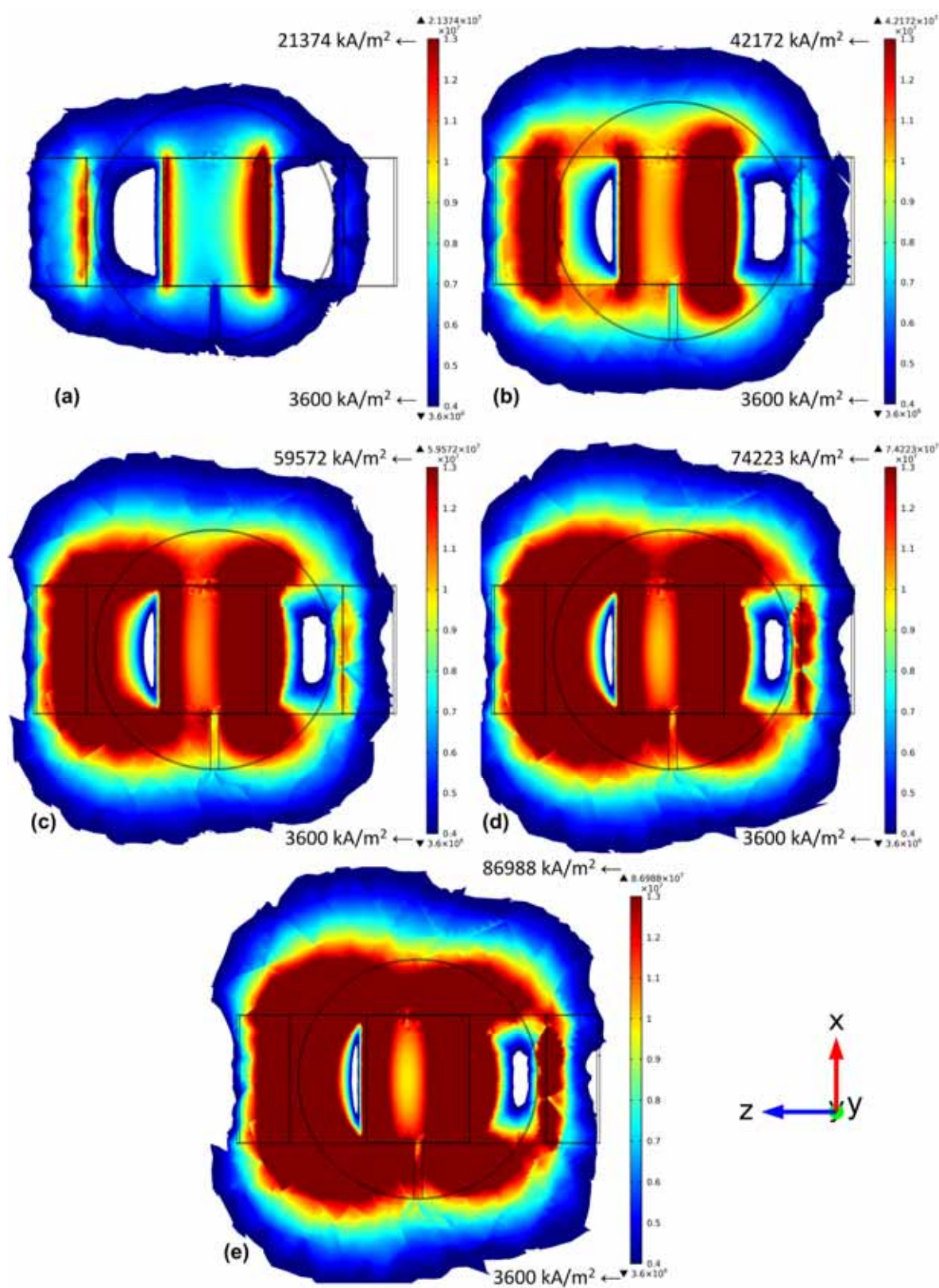


Figura 5.38 – Distribuição da densidade de corrente induzida na superfície anterior da lâmina condutora, com o eletroímã alimentado por uma $I_{CC} = 6A$ para o sistema submetido a velocidades de 1 m/s (a), 2 m/s (b), 3 m/s (c), 4 m/s (d) e 5 m/s (e).

5.2.3 Força de frenagem

A força de frenagem, conforme explicado no capítulo 2, resulta da interação entre um campo magnético e uma corrente ortogonais entre si. No caso em análise, se deve à interação entre o fluxo magnético que penetra na superfície da lâmina na direção de sua profundidade e as correntes ali induzidas transversalmente. Será o produto vetorial resultante dessas duas componentes que criará uma força, de direção longitudinal, atuando no sentido oposto ao movimento do “veículo de frenagem” (ou, no caso da simulação implementada, se opondo ao movimento da placa condutora).

É possível visualizar, por meio de filtros aplicados aos resultados das simulações, a separação das distribuições de correntes que circulam em cada uma das três direções espaciais do ambiente dos elementos finitos no interior da placa condutora.

Da Figura 5.39 à Figura 5.41 é feita a superposição das distribuições dos vetores densidade de fluxo e densidade de corrente para diferentes velocidades, mostrando, assim, a forma como a força de frenagem sobre a superfície é criada, na região de sua maior magnitude, pelo cruzamento de tais densidades ortogonalmente dispostas no interior da placa condutora para quando o nível de corrente injetada é de 5A.

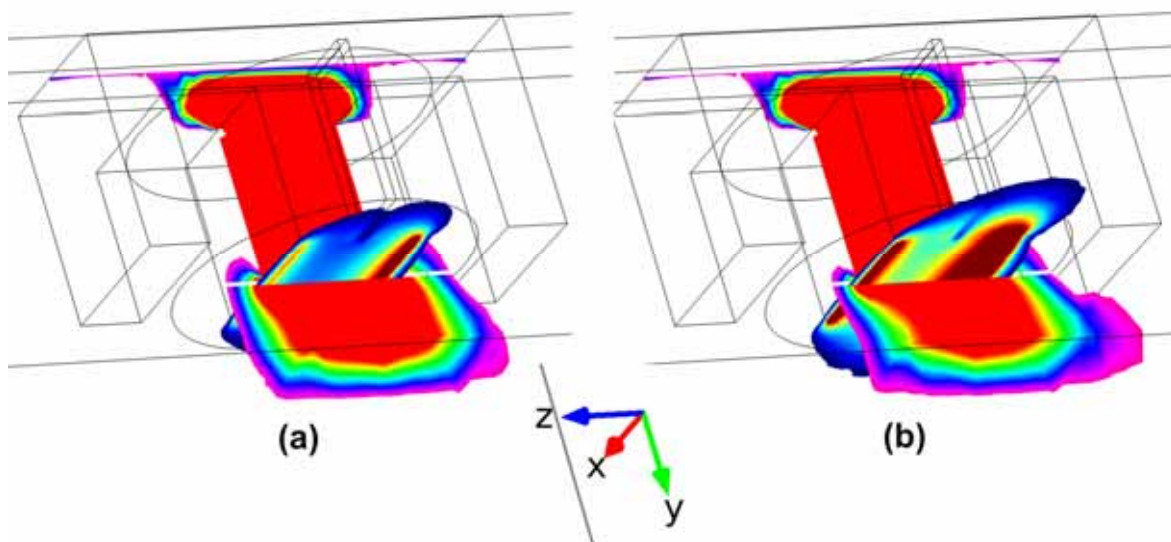


Figura 5.39 – Sobreposição entre as distribuições de densidade de fluxo e de corrente transversais para uma alimentação $I_{CC} = 5A$ e velocidades de 1 m/s (a) e 2 m/s (b).

Já a Figura 5.42 mostra esse fenômeno no interior do volume da placa condutora na forma de superposições de superfícies “equipotenciais” de densidades de fluxo (na direção $\hat{y}$) e corrente (na direção $\hat{x}$), formando um volume, na intersecção entre ambos, sobre o qual a força de frenagem atuará em sua maior intensidade.

Na mesma figura também é possível ver o quanto a profundidade de penetração do campo do eletroímã cai com a elevação da velocidade de deslocamento. Os volumes de fluxo mostrados abaixo da zona onde se distribuem as densidades de corrente transversais são exatamente os espaços da placa ferromagnética percorridos pelo fluxo no seu caminho de retorno aos pólos do eletroímã e tornam-se menores a cada incremento de velocidade aplicado ao movimento do sistema.

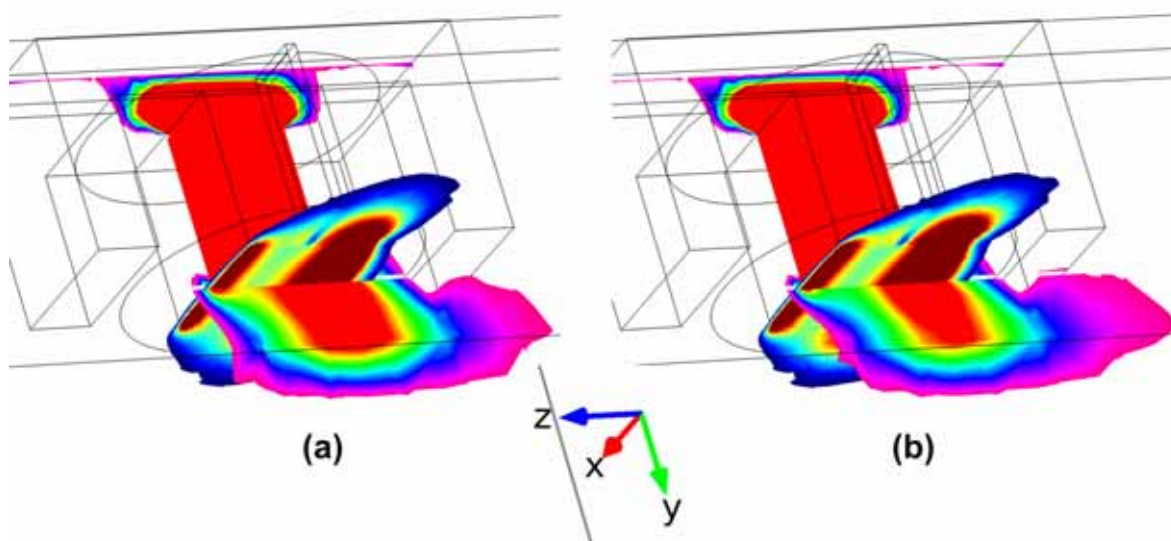


Figura 5.40 – Sobreposição entre as densidades de fluxo e de corrente transversais para uma alimentação $I_{CC} = 5A$ e velocidades de 3 m/s (a) e 4 m/s (b).

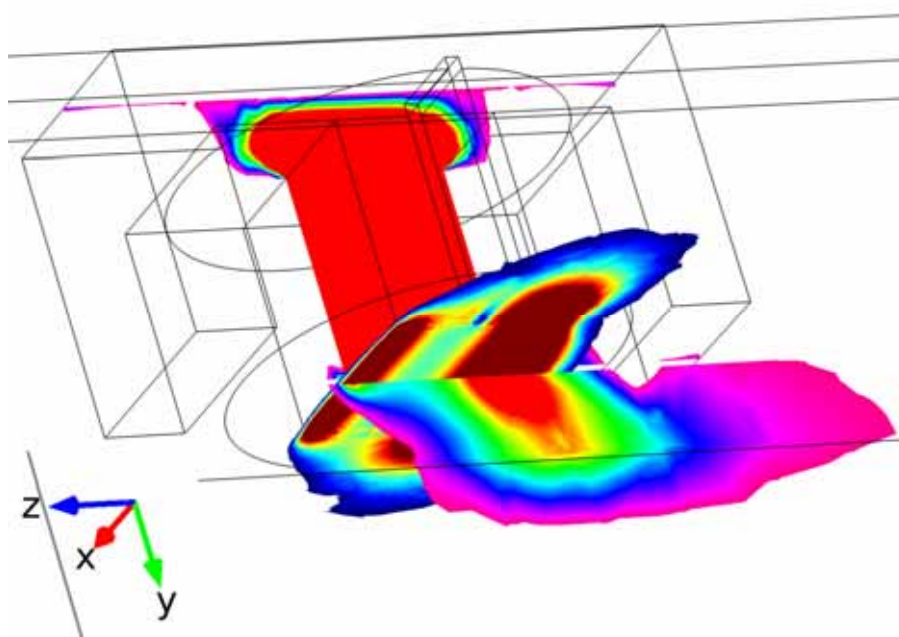


Figura 5.41 – Sobreposição entre as densidades de fluxo e de corrente transversais para o sistema alimentado com $I_{CC} = 5A$ e movendo-se a uma velocidade de 5 m/s.

Por meio das simulações realizadas, é possível visualizar a forma como a componente longitudinal da força frenante atua sobre o sistema. A Figura 5.42 mostra como a distribuição de fluxo se retrai ao passo em que a distribuição da densidade de corrente se expande na medida em que se eleva a velocidade do sistema. Na prática, como já era esperado, isso causa uma redução da força de frenagem gerada sob o pólo magnético para velocidades mais altas. Esta é a componente mais importante e mais evidente da força que atua sobre deslocamento relativo entre veículo e superfície. Existem, entretanto, outras componentes que surgem em direções distintas, em virtude da dispersão magnética no interior do entreferro e, conseqüentemente, da lâmina onde circulam as correntes parasitas, causando, também, a indução de correntes não uniformes no interior da lâmina condutora.

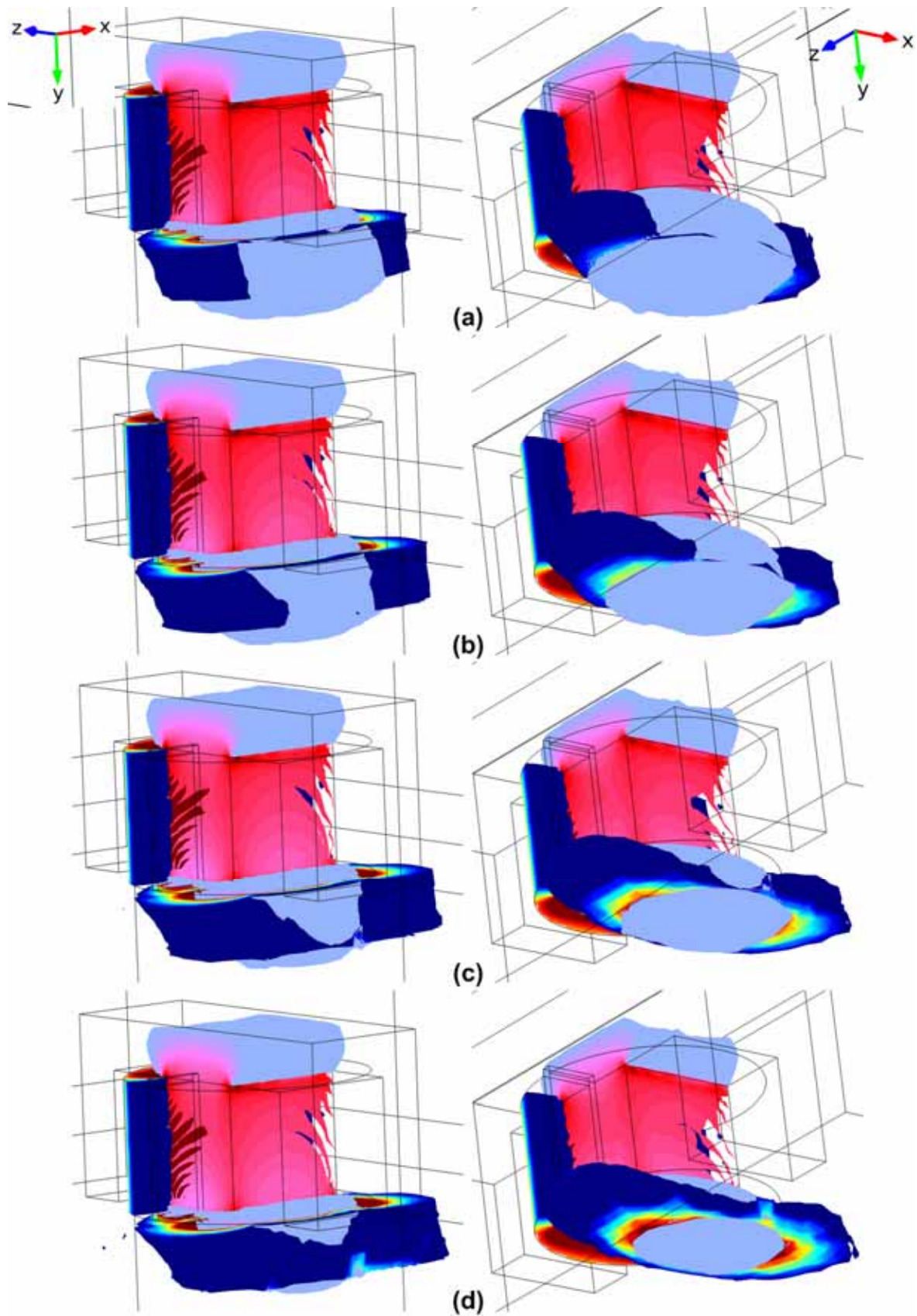


Figura 5.42 – Sobreposição entre os vetores transversais das densidades de fluxo (em $\hat{y}$) e de corrente (em $\hat{x}$), no interior da lâmina condutora, para uma alimentação de $I_{CC} = 5A$ e velocidades de 2 m/s (a), 3 m/s (b), 4 m/s (c) e 5 m/s (d).

Todas essas componentes, no entanto, surgem da mesma tentativa do sistema de buscar se opor à variação de fluxo percebida pela lâmina e, portanto, ao movimento que a provocou. Sendo assim, elas tendem a se coadunar no sentido de frear o deslocamento entre o eletroímã e a superfície, elevando a força que se opõe a esse movimento.

5.2.3.1 Atuação da força de frenagem

A Figura 5.43 mostra a direção vetorial da força de Lorentz que surge em oposição ao deslocamento da placa condutora. Vale a ressalva de que, no caso da simulação em análise, foi inserido um movimento na superfície condutora, ao contrário do que ocorre na implementação do sistema, em que o eletroímã é que se desloca sobre o trilho-guia, embarcado no ‘trem de frenagem’. A impossibilidade de mover a superfície na direção do movimento do eletroímã faz a força de reação agir sobre o deslocamento do próprio veículo, exercendo a frenagem do seu movimento. A Figura 5.44 exhibe a distribuição da força sobre as partes fixas e móveis do sistema.

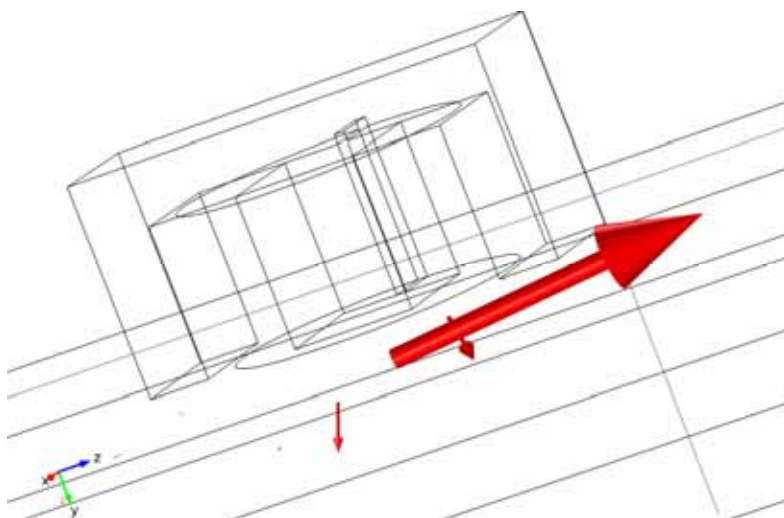


Figura 5.43 – Direção vetorial da força de frenagem observada sobre a superfície condutora na simulação por MEF.

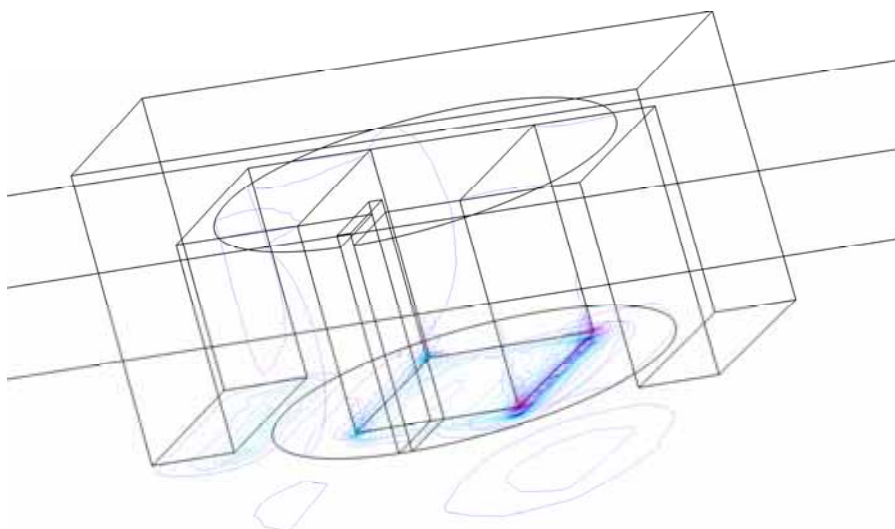


Figura 5.44 – Distribuição espacial da força de frenagem induzida sobre a superfície em movimento.

5.3 Análise dos resultados

A força de frenagem, objeto principal do estudo em curso e dos modelos implementados no decorrer dele, tem comportamento variante conforme a intensidade da corrente injetada no enrolamento do eletroímã e a velocidade de deslocamento deste sobre a superfície condutora. Este comportamento foi estudado no capítulo 2, onde foram obtidos dois modelos analíticos, os quais terão seus comportamentos comparados aos dados obtidos das simulações implementadas em ambiente empregando o MEF.

Estas análises comparativas são apresentadas e discutidas a seguir.

5.3.1 Comparação entre os resultados analíticos e computacionais

A simulação pelo MEF retornou, entre outros resultados, o valor da força magnética exercida sobre a superfície devido à interação entre campo e correntes induzidas. Entrando com uma faixa de dados de valores da densidade de corrente injetada na superfície do anel condutor do eletroímã e da velocidade de deslocamento operada sobre a superfície metálica, é possível ter a força resultante que atua sobre ela para cada conjunto de velocidade e corrente de enrolamento. De posse dessas informações, é possível obter-se o comportamento do sistema diante de tais variações e, com isso, determinar um modelo estático alternativo que venha a ser comparado com os modelos desenvolvidos analiticamente.

O comportamento do sistema mediante variações de velocidade para diferentes correntes de alimentação é traçado pelas curvas apresentadas na Figura 5.45. Enquanto o seu comportamento diante da variação da corrente injetada é determinado pelas curvas da Figura 5.46, traçadas para valores distintos de velocidade constante.

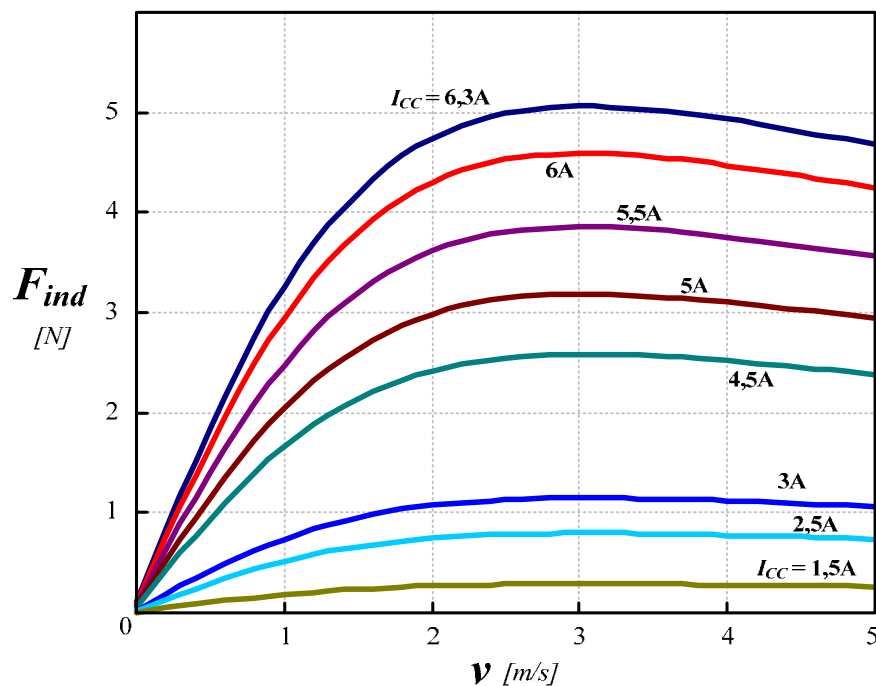


Figura 5.45 – Comportamento da força magnética mediante variações de velocidade para diferentes correntes de alimentação.

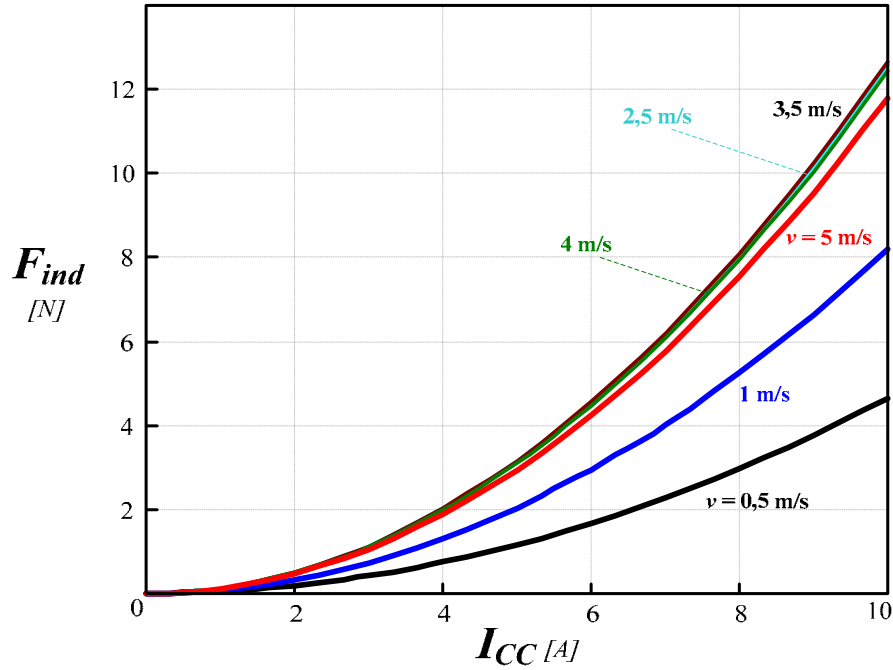


Figura 5.46 – Comportamento da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para diferentes velocidades constantes.

De posse das curvas apresentadas na Figura 5.45 e na Figura 5.46 é possível, por meio de métodos de interpolação computacional, obter modelos polinomiais que descrevam o sistema por suas respostas às variações de velocidade e de corrente de entrada. Estes modelos, obtidos, são apresentados em (5.4), em função da velocidade para diferentes valores de corrente, e em (5.5), em função da corrente de entrada para diferentes velocidades constantes.

$$\begin{aligned}
 F'_{ind}(1,5A,v) &= 0,0001v^6 - 0,0022v^5 + 0,0148v^4 - 0,0398v^3 - 0,0014v^2 + 0,207v + 0,0057 \\
 F'_{ind}(2,5A,v) &= 0,0004v^6 - 0,0062v^5 + 0,0411v^4 - 0,1105v^3 - 0,0038v^2 + 0,5749v + 0,0158 \\
 F'_{ind}(3A,v) &= 0,0005v^6 - 0,0089v^5 + 0,0591v^4 - 0,159v^3 - 0,0055v^2 + 0,8279v + 0,0227 \\
 F'_{ind}(4,5A,v) &= 0,0011v^6 - 0,0201v^5 + 0,133v^4 - 0,3579v^3 - 0,01241v^2 + 1,8627v + 0,0511 \\
 F'_{ind}(5A,v) &= 0,0014v^6 - 0,0248v^5 + 0,1642v^4 - 0,4418v^3 - 0,0153v^2 + 2,2996v + 0,063 \\
 F'_{ind}(6A,v) &= 0,002v^6 - 0,0358v^5 + 0,2365v^4 - 0,6362v^3 - 0,0221v^2 + 3,3114v + 0,0908
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

$$\begin{aligned}
 F''_{ind}(I_{CC}, 0,5m/s) &= 0,0465I_{CC}^2 \\
 F''_{ind}(I_{CC}, 1m/s) &= 0,0819I_{CC}^2 \\
 F''_{ind}(I_{CC}, 2,5m/s) &= 0,1258I_{CC}^2 \\
 F''_{ind}(I_{CC}, 3,5m/s) &= 0,1266I_{CC}^2 \\
 F''_{ind}(I_{CC}, 4m/s) &= 0,1179I_{CC}^2 \\
 F''_{ind}(I_{CC}, 5m/s) &= 0,0819I_{CC}^2
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

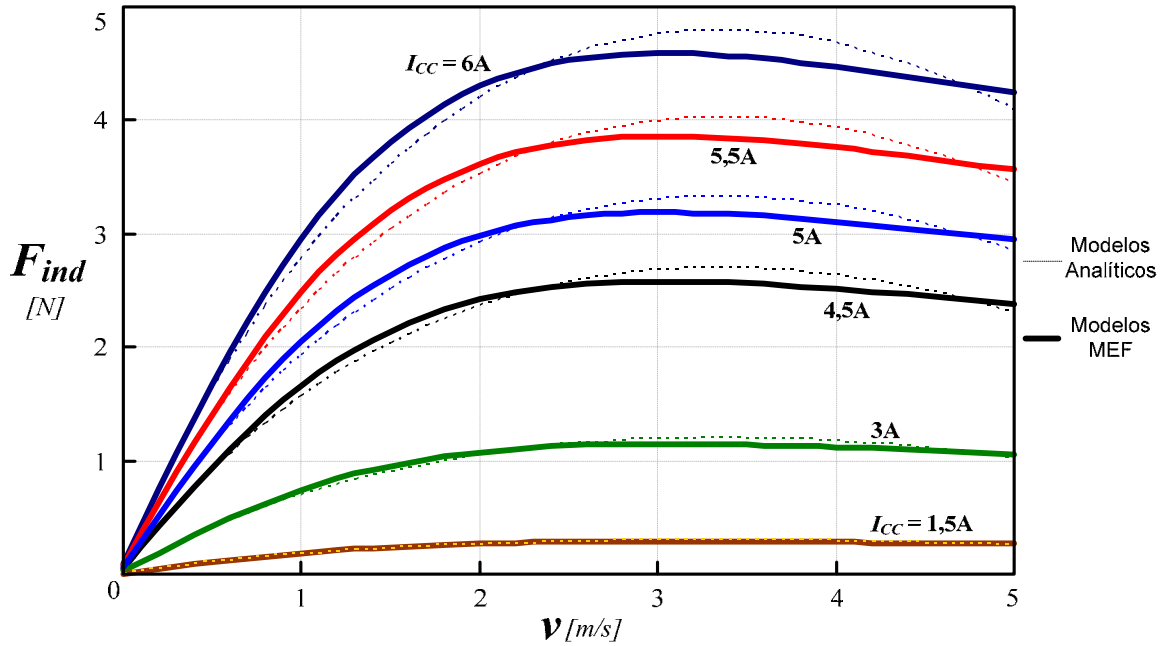


Figura 5.47 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações de velocidade para diferentes correntes de alimentação.

O comportamento do sistema é agora comparado aos modelos teóricos obtidos analiticamente no capítulo 2. Na Figura 5.47 e na Figura 5.48 são feitas comparações do comportamento previsto com àquele observado por meio do estudo no MEF. Para tais comparações, foram deixadas de lado as normalizações efetuadas anteriormente e inseridos, nos modelos teóricos tais como apresentados em (5.6) e (5.7), os mesmos parâmetros definidos para o ambiente em MEF, expostos na Tabela 5.1.

$$F_{ind}(v, I_{liq}) = k_{ima} k_{simp} k_{sup} k_{entr} v \cdot I_{liq}^2 \quad (5.6)$$

$$F_{ind} = k_{geo} k_r (I_{liq})^2 \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \cos(\delta_s \gamma \sqrt{v}) \quad (5.7)$$

A partir da comparação entre os resultados analíticos e simulados, foram definidos os valores empíricos da constante k_d e do ângulo θ_{BI} , componentes da constante k_f , tal como é dado em (5.3), que adquire o valor de 1,088.

O primeiro modelo sintetizado, por não considerar os fenômenos de decaimento da força magnética decorrentes do efeito pelicular, se distancia do comportamento observado por simulação à medida que a velocidade vai sendo incrementada. A Figura 5.47 e a Figura 5.48 apresentam, então, as curvas de variação da força de frenagem do modelo que inclui o fenômeno sobrepostas àquelas obtidas por simulação, respectivamente em função da velocidade imposta ao sistema e da corrente injetada em seu enrolamento.

Da Figura 5.49 à Figura 5.51 são sobrepostos os resultados da simulação em MEF e as curvas traçadas para ambos os modelos sintetizados, computados a partir dos parâmetros empregados.

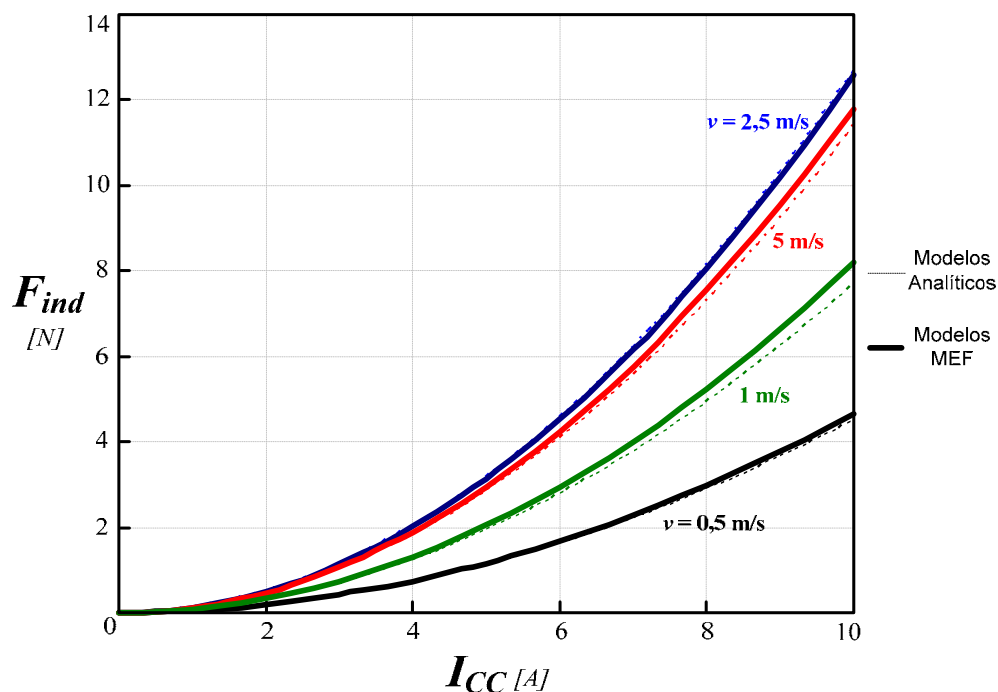


Figura 5.48 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para diferentes velocidades constantes.

Por inspeção aos resultados expostos da Figura 5.47 à Figura 5.51 é possível conferir que os modelos implementados sintetizam aceitavelmente o comportamento do sistema na faixa de operação estudada, tal como verificado por simulação.

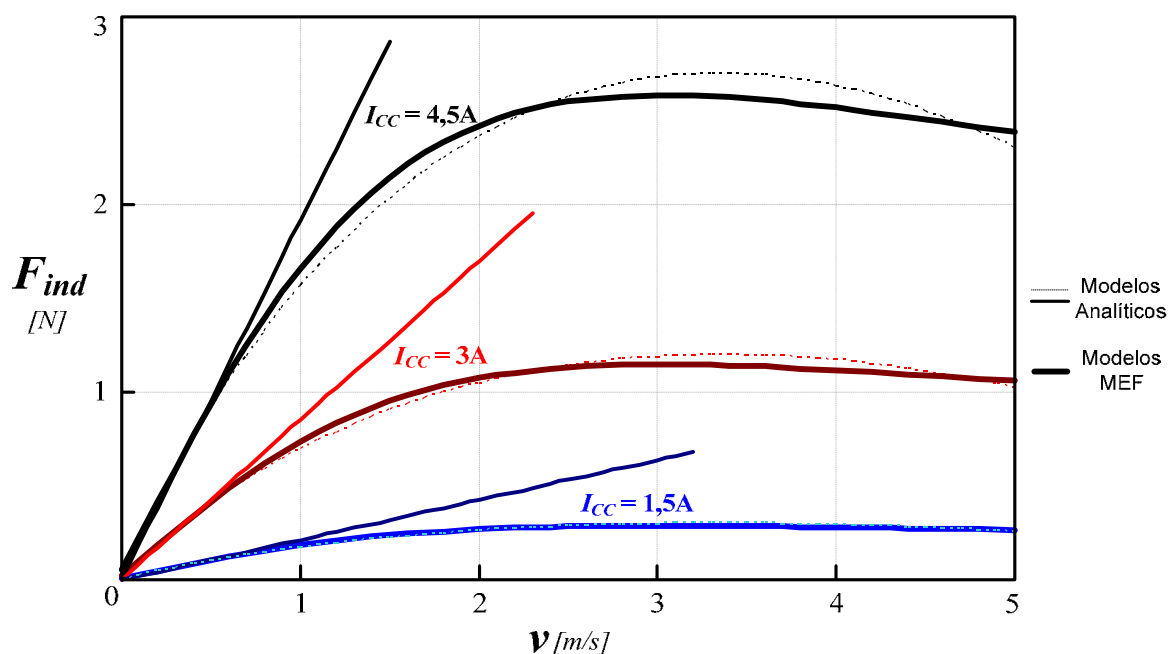


Figura 5.49 – Comparação entre o modelo computacional e ambos os modelos teóricos da força magnética mediante variações de velocidade para pequenas correntes de alimentação.

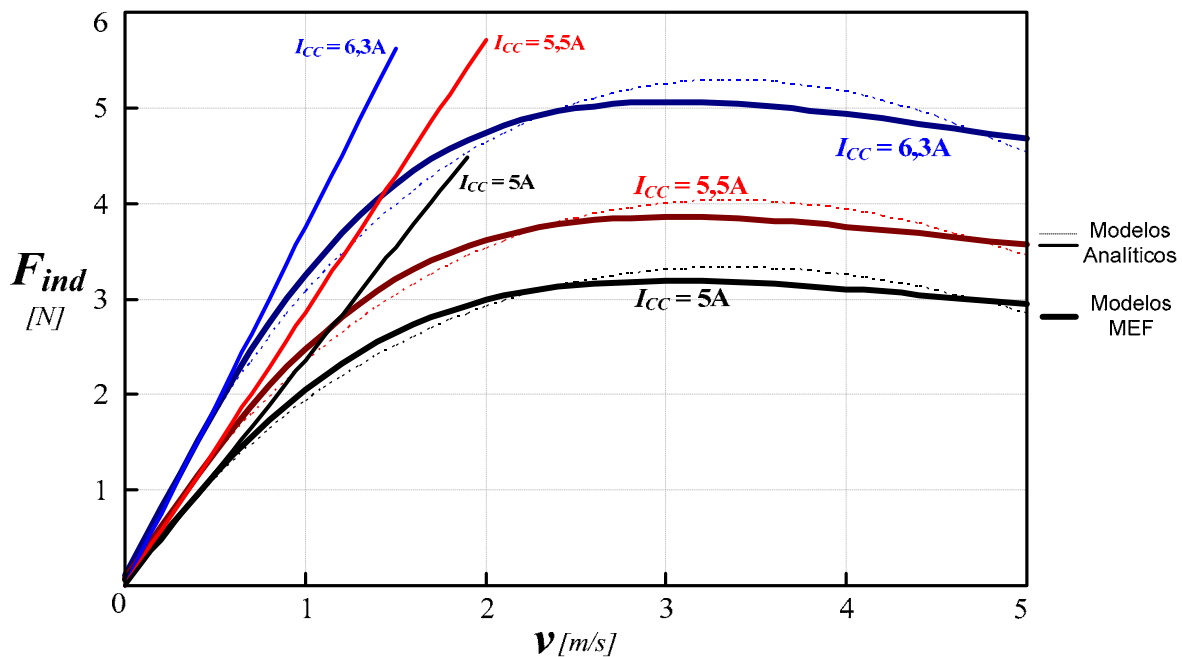


Figura 5.50 – Comparação entre o modelo computacional e ambos os modelos teóricos da força magnética mediante variações de velocidade para maiores correntes de alimentação.

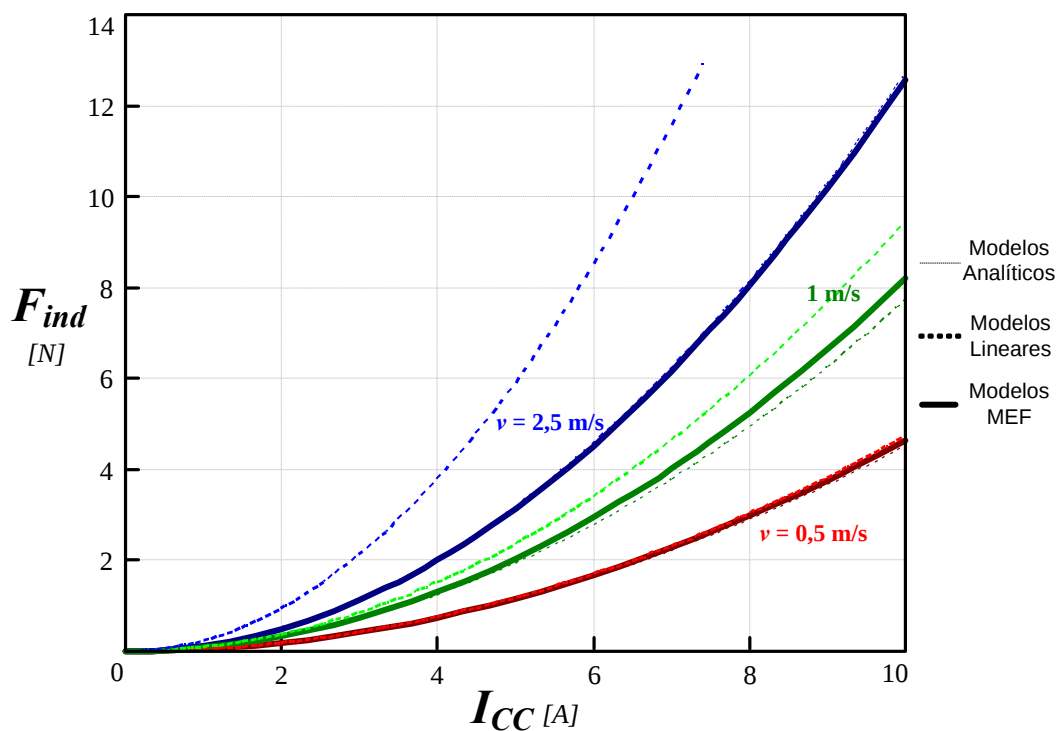


Figura 5.51 – Comparação entre o modelo computacional e ambos os modelos teóricos da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para baixas velocidades.

O modelo inicial, linear, embora se distancie do comportamento observado por simulações para velocidades mais altas, tem boa proximidade a velocidades abaixo e próximas de 1m/s, o que o torna, por sua maior simplicidade, ideal para ser empregado nos estudos dinâmicos do sistema que são realizados na sequência do trabalho.

A velocidades mais elevadas, o estudo realizado acerca dos fenômenos associados ao efeito pelicular se prova condizente e entrega um modelo que permite prever, com boa aproximação, o comportamento do sistema dentro da faixa de operação desejada, desde o repouso até atingir velocidades acima de 2,5 m/s, sendo válido até próximo de 5 m/s.

5.3.2 Análise de resultados computacionais obtidos com a substituição da placa condutora

No intuito de validar o estudo analítico e a modelagem efetuada, foi estudado o efeito de substituição do material condutor empregado na placa que ocupa o entreferro do sistema. Para isso foram geradas simulações computacionais empregando alumínio na definição da placa condutora em substituição ao cobre. Para efeito de comparação realizou-se a alteração na resistividade do material empregado no cálculo do comportamento do modelo analítico elaborado, comparando as curvas obtidas dele com aquelas traçadas pelos resultados das simulações em MEF.

A Figura 5.52 e a Figura 5.53 mostram a comparação entre resultados teóricos e os novos resultados computacionais gerados por simulações, aferidos para os mesmos padrões de variação de velocidade e corrente injetada empregados nas análises realizadas com o emprego do cobre.

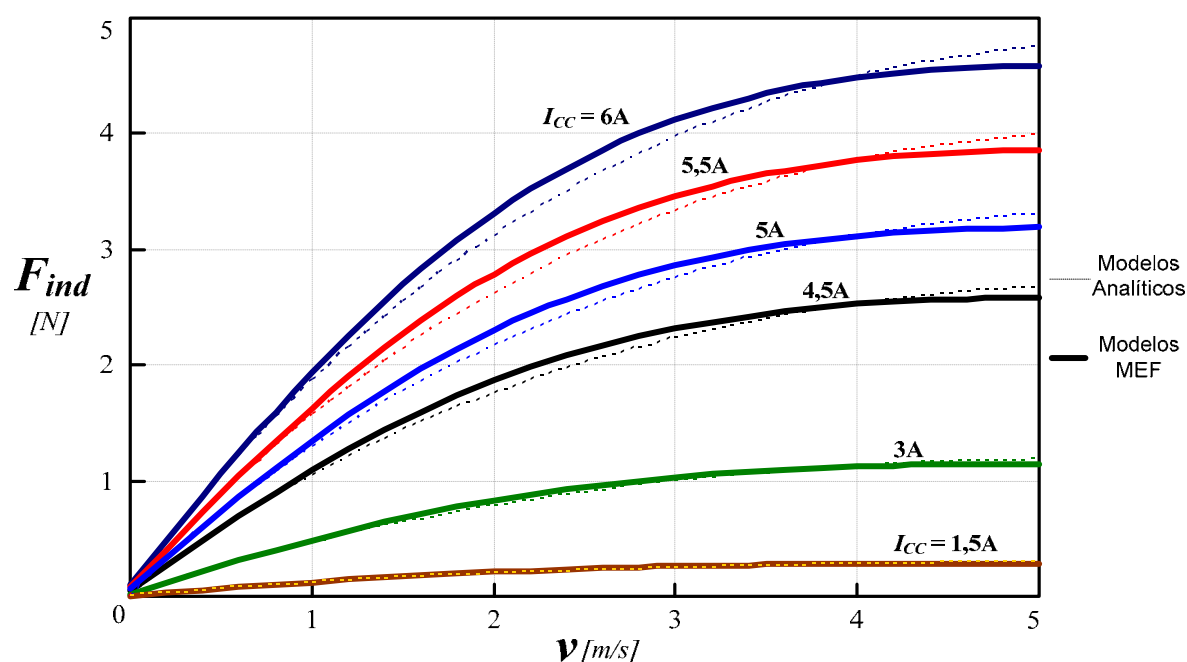


Figura 5.52 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações de velocidade para o sistema empregando alumínio como material condutor.

Embora ambos os materiais tenham características magnéticas semelhantes, com permeabilidades próximas à unidade, têm níveis de resistividade bastante diferentes. Essa diferença foi computada tanto na aferição de parâmetros do ambiente MEF quanto do modelo teórico. Já a constante de permeabilidade magnética de ambos os materiais foi arredondada para a unidade, desprezando as suas diferenças de comportamento perante a presença de campos magnéticos, as quais serão abordadas em análise dinâmica subsequente.

Percebe-se, por inspeção aos resultados apresentados, que o modelo tem comportamento tão aproximado daquele observado por meio das simulações em MEF ao empregar-se o alumínio como meio de indução de correntes parasitas quanto já o tinha quando da utilização do cobre. O que confirma, mais uma vez, que o modelo analítico representa a contento o sistema em estudo.

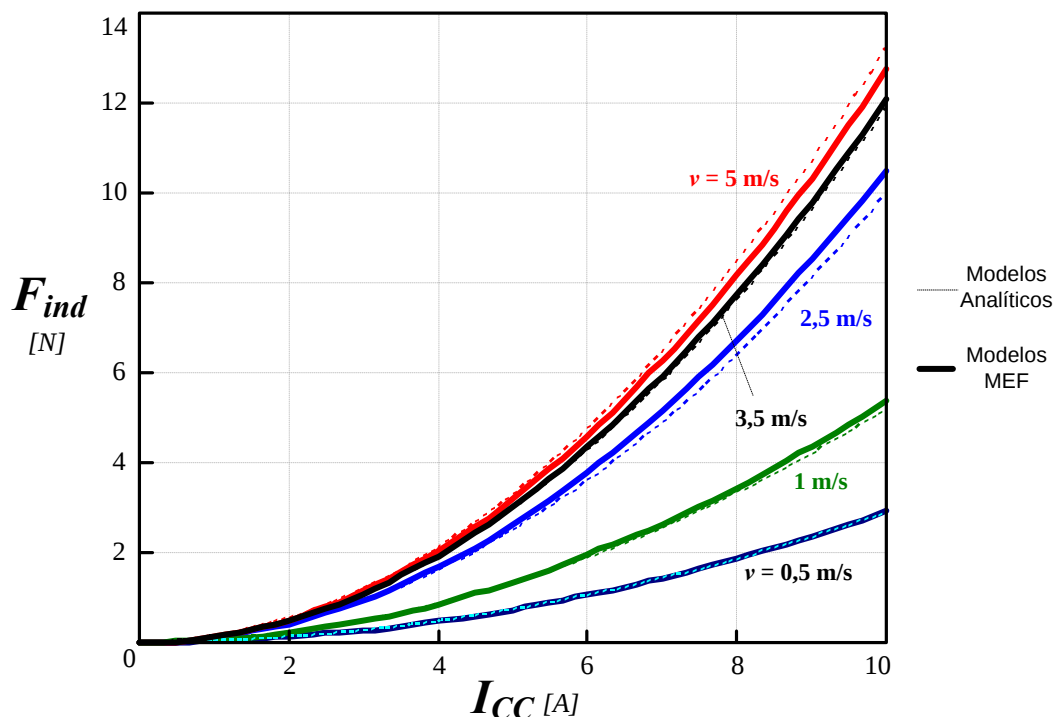


Figura 5.53 – Comparação entre os modelos teórico e computacional da força magnética mediante variações na corrente de alimentação para o sistema empregando alumínio como material condutor.

A propósito dessa comparação, é possível perceber que os materiais têm comportamentos diferenciados quanto ao nível da força de frenagem produzida mediante variações de velocidade. Embora, da forma como apresentado na Figura 5.52, o sistema tenha crescimento ininterrupto da força com a elevação da velocidade de deslocamento do sistema, detecta-se por simulação que o decaimento da força perante a elevação de velocidade segue comportamento semelhante ao observado com a lâmina de cobre, embora submetido a maiores velocidades, tal como ilustrado pela Figura 5.54.

Apesar disso, o alumínio não permite atingir uma força de frenagem mais elevada. Devido a sua maior resistividade, precisa de mais velocidade na variação de fluxo para atingir, rigorosamente, a mesma corrente induzida, no caso do cobre, para velocidade inferior, e conseqüentemente o mesmo nível de força de frenagem. O que torna a sua faixa de utilização mais alta, mas menos eficaz.

Esse fenômeno pode ser observado na Figura 5.55 e na Figura 5.56, que apresentam as mudanças nas distribuições de densidades de fluxo e corrente, respectivamente, para ambos os casos estudados, mediante uma corrente de alimentação de 5A no enrolamento do eletroímã e imposições de velocidade de deslocamento de 3 m/s e 5 m/s.

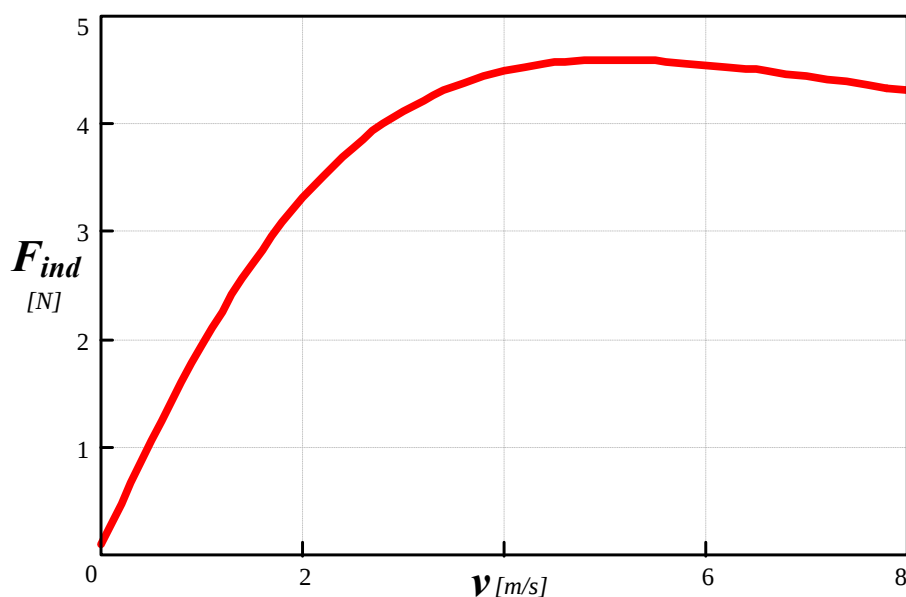


Figura 5.54 – Demonstração do decaimento da força de frenagem mediante expansão da elevação de velocidade sobre o alumínio para uma corrente de 6A.

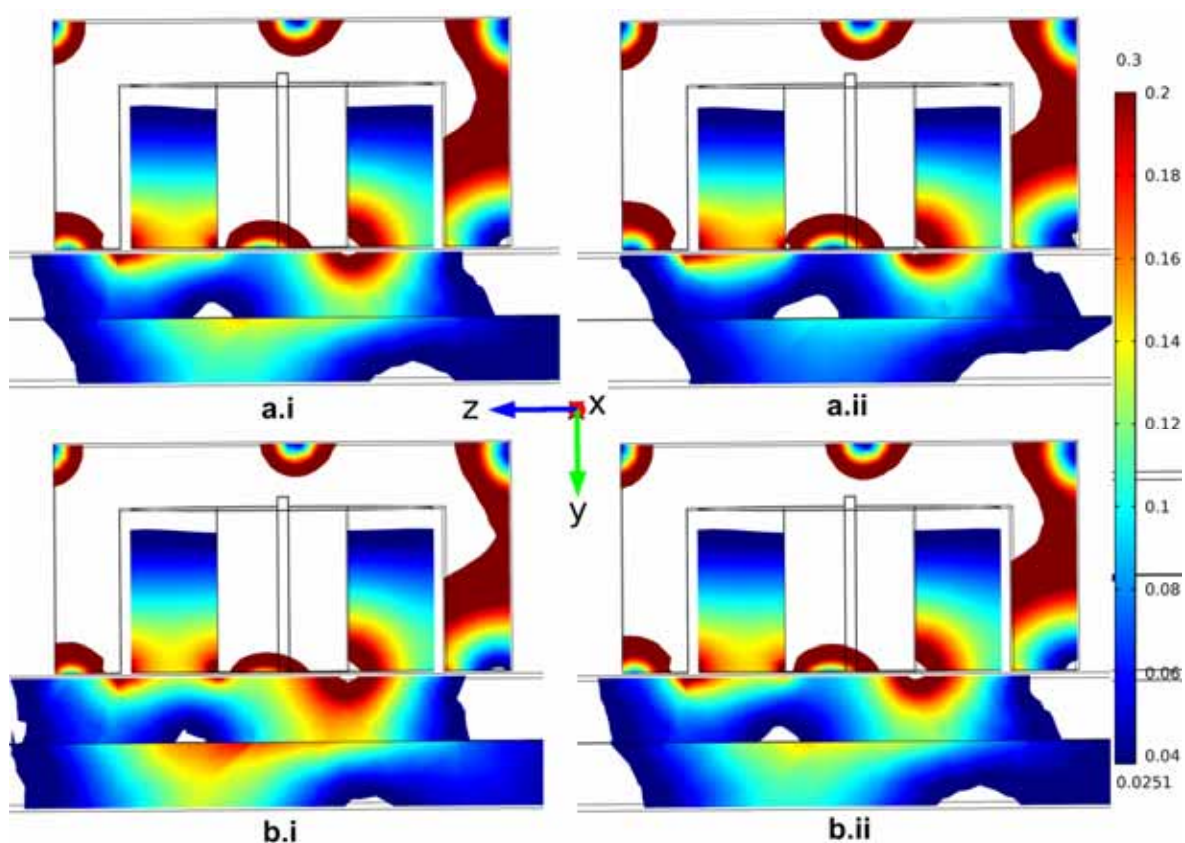


Figura 5.55 – Distribuição da densidade de fluxo (de 0,025T a 0,3T) no interior da lâmina condutora de cobre (a) e alumínio (b) submetidas a deslocamentos a velocidades de 3m/s (i) e 5m/s (ii).

Nota-se que, para um mesmo nível de corrente injetada, comparando-se as densidades de fluxo e corrente no cobre sob velocidade de 3 m/s, têm-se distribuições muito próximas àquelas observadas para uma velocidade de 5 m/s na lâmina de alumínio. Inclusive com o apontamento de densidades máximas, nas escalas de corrente e fluxo,

bastante próximas. O que pode ser confirmado pela comparação entre as curvas apresentadas anteriormente na Figura 5.47 e na Figura 5.54 para o comportamento da força de frenagem no sistema empregando a lâmina de cobre e de alumínio, respectivamente, quando alimentado por uma corrente de 6A.

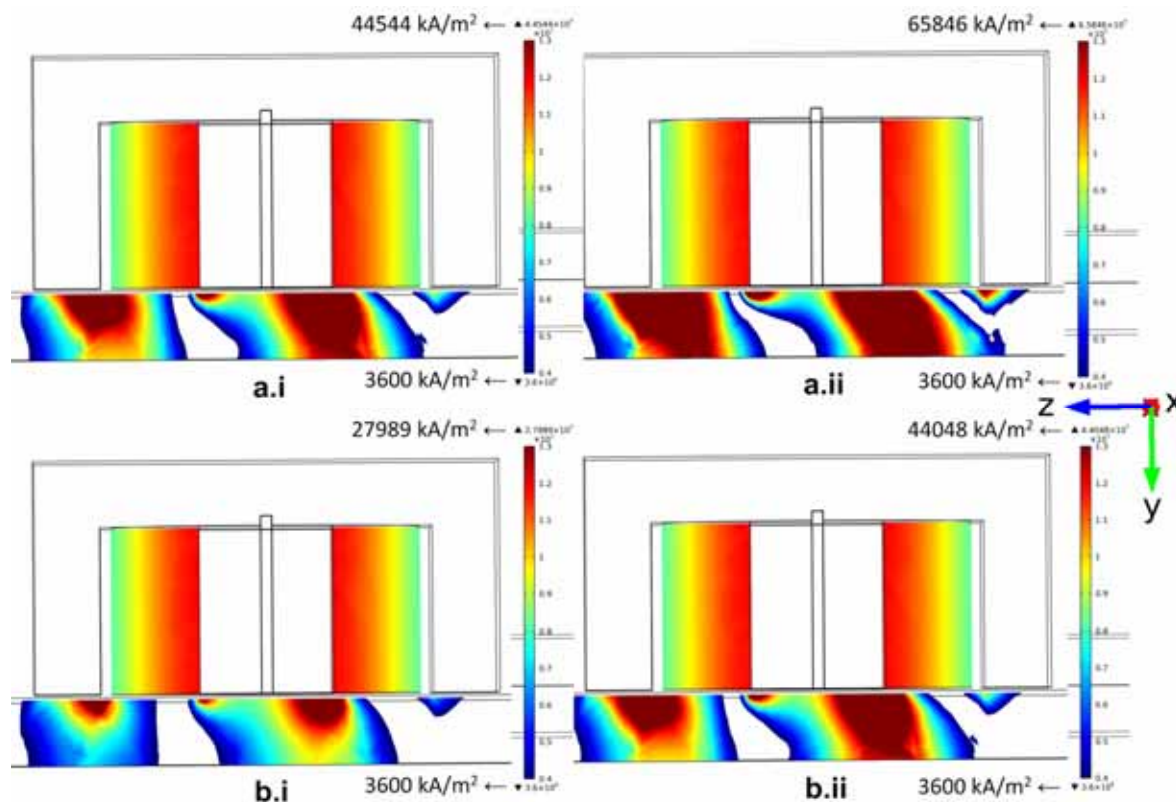


Figura 5.56 – Distribuição da densidade de corrente induzida no interior da lâmina condutora de cobre (a) e alumínio (b) submetidas a deslocamentos a velocidades de 3m/s (i) e 5m/s (ii).

Vale aqui a ressalva de que ambas as placas, de cobre e alumínio, foram conformadas no modelo MEF com dimensões geométricas idênticas, sendo diferenciadas apenas nas propriedades relativas aos materiais selecionados para cada caso.

5.4 A questão da regeneração da energia eletromecânica

Também foi verificado o comportamento da corrente de entrada da bobina do eletroímã mediante variações na velocidade de deslocamento do sistema. Isso foi realizado em simulações com aplicação de uma alimentação por meio de um circuito externo, montado conforme ilustrado na Figura 5.57, a partir das quais pudesse ser verificada qualquer oscilação manifesta na corrente drenada pelo sistema mediante o crescimento da velocidade de deslocamento do eletroímã sobre a superfície condutora, o que, de fato, tal como esperado, não ocorreu.

A Figura 5.58, retirada da simulação em ambiente MEF, mostra o comportamento da corrente de alimentação do eletroímã ao longo de uma faixa de variação da velocidade de trânsito do sistema.

Como já fora seguidamente analisado, o freio por correntes parasitas se comporta como uma máquina de indução operando com escorregamento unitário. Ou ainda, como a excitatriz de um alternador síncrono.

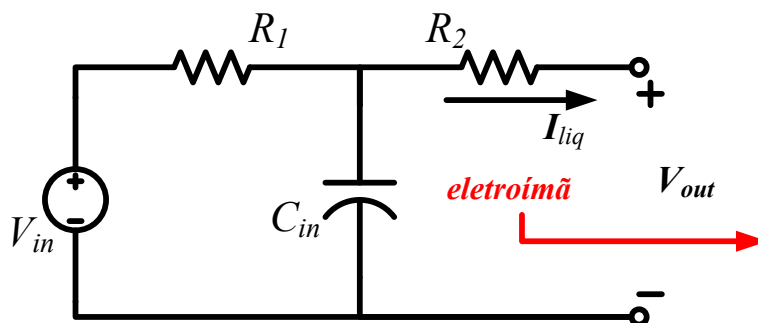


Figura 5.57 – Circuito externo empregado na simulação em MEF através do qual é alimentado o eletroímã.

Assim, no ponto de operação só há fluxo de energia em um único sentido. Ou seja, no sentido fonte-eixo, e não no sentido eixo-fonte. Portanto, não há reversão da conversão eletromecânica ocorrendo nesse caso. Apenas a dissipação por efeito Joule.

O circuito equivalente de uma máquina de indução operando no ponto de escorregamento unitário mostra um transformador funcionando em curto-circuito. A energia demandada pelo sistema, além daquela necessária à manutenção do campo e suprimento das perdas de magnetização, é inteiramente consumida na resistência dos enrolamentos, que aquecem com a circulação de corrente.

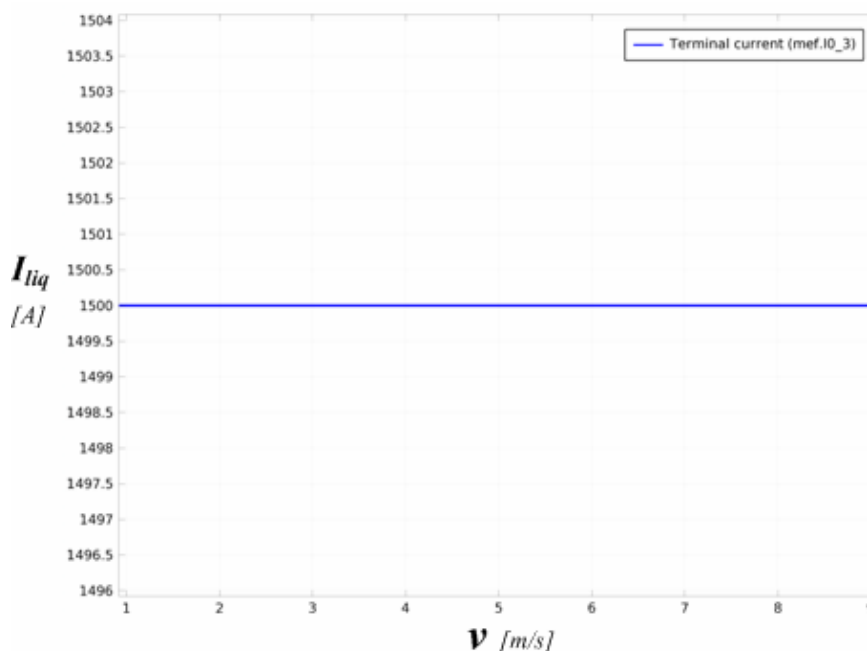


Figura 5.58 – Comportamento da magnitude de corrente líquida no eletroímã em função da velocidade de deslocamento imposta ao sistema para uma tensão de entrada que forneça $I_{CC} = 6A$.

Nesse ponto, o sistema difere da máquina se houver um controle de corrente para a bobina do eletroímã, o que não é o caso.

No caso do freio magnético, há a diferença de que, com o escorregamento unitário, existe uma indução limitada de correntes parasitas no secundário (lâmina condutora). O que faz do freio magnético um transformador cuja carga depende da velocidade empreendida pelo sistema. Mas ainda com escorregamento unitário, pois o campo gerado pelas correntes parasitas desloca-se na mesma velocidade do módulo de frenagem,

acompanhando a velocidade do campo do eletroímã. Assim como também o fazem as correntes de armadura de um alternador.

A carga no secundário se refere às perdas ôhmicas devidas a circulação de corrente na lâmina condutora. Portanto, a energia acumulada pelo movimento do módulo de frenagem é transformada, em parte, no trabalho produzido pela força de frenagem, que faz o papel de um torque resistente de carga, que anula o trabalho produzido pela força de deslocamento do veículo levando-o a trafegar em deslocamento inercial (MRU); e em parte no aquecimento produzido pela circulação das correntes parasitas na placa condutora, tal qual a corrente de armadura de um alternador em curto, no qual se desprende energia aquecendo os enrolamentos do estator.

A energia entregue pela fonte ao sistema é, portanto, consumida por este na forma do trabalho realizado pela força induzida de frenagem. Esse trabalho, uma vez que a força de frenagem se iguala à força que impulsiona o próprio sistema, tende a ser anulado pelo trabalho realizado por esta, fazendo com que o trabalho resultante seja nulo. Não restando, portanto, energia a ser devolvida para a fonte elétrica de excitatriz do eletroímã através do conversor.

Em outras palavras, trazendo de volta a analogia com o alternador síncrono, a única forma que tornaria possível a extração de alguma energia elétrica por meio de conversão eletromecânica da energia cinética do módulo de frenagem, seria colhê-la, não da bobina de excitatriz, mas diretamente da lâmina condutora (armadura) na qual é induzida a força eletromotriz de oposição à variação de fluxo prevista na lei de Faraday, fazendo com que esta assumira o papel de armadura, tal como ilustrado pela Figura 5.59.

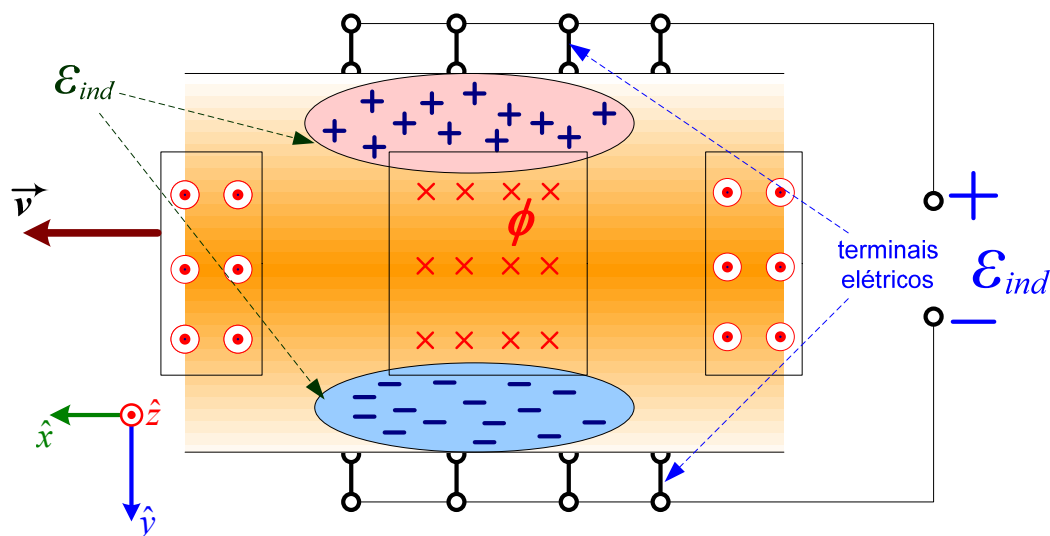


Figura 5.59 – Reaproveitamento da energia cinética do veículo de frenagem na geração de eletricidade extraída a partir de contatos ligados às faces laterais da lâmina induzida.

Assim, a eletricidade induzida na superfície condutora seria desviada para alimentar alguma carga ligada às suas extremidades laterais como barramentos.

É visto da Figura 5.13 à Figura 5.16 que os potenciais elétricos induzidos na lâmina se dispersam com o distanciamento das margens das sapatas polares do eletroímã.

Dito isto, vê-se que os pontos de maior potencial elétrico que pode ser aproveitado estariam o mais próximos possível das laterais dos pólos. Manter contatos elétricos nessa região seria inviável devido ao movimento do eletroímã sobre a superfície. Esse problema poderia ser contornado empregando-se contatos coletores deslizantes sobre a superfície da lâmina condutora (Figura 5.60), retirando dali a tensão contínua induzida pelo

deslocamento do campo, proporcional à velocidade do sistema, que se move sobre a lâmina induzida acompanhando o seu movimento.

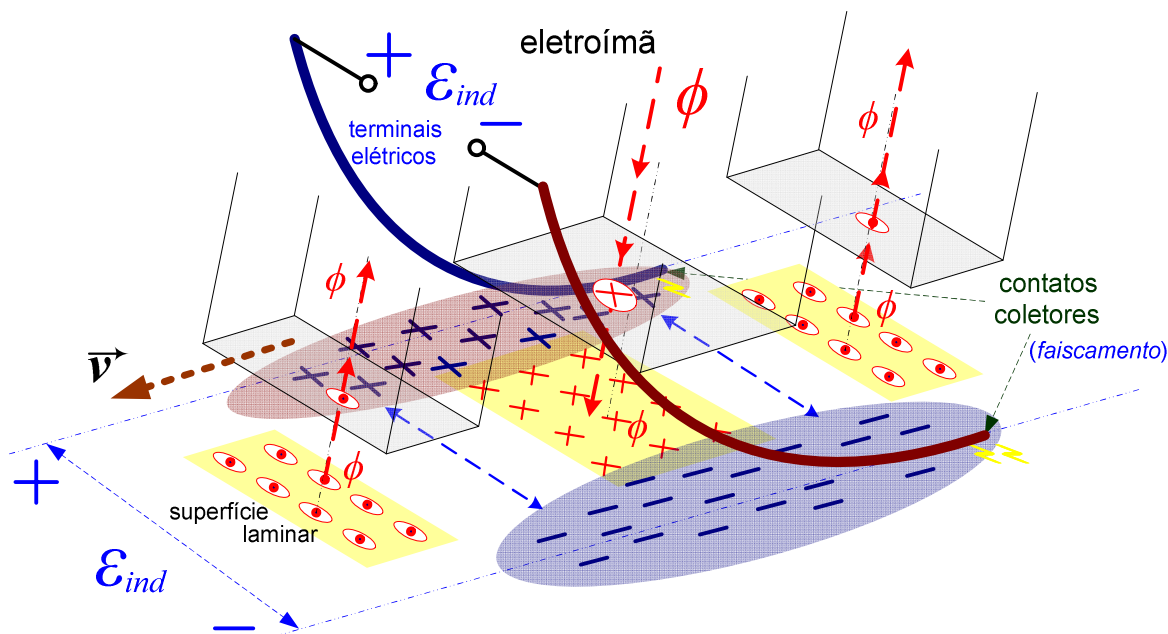


Figura 5.60 – Contatos coletores deslizando sobre a lâmina induzida para obtenção de eletricidade gerada pela energia cinética do veículo de frenagem.

Entretanto, qualquer carga que pudesse ser alimentada de tal forma estaria conectada “em paralelo” com uma superfície condutora de baixa resistividade, o que leva a concluir que as tensões ali geradas teriam baixa intensidade, visto serem obtidas de uma ‘armadura’ em curto-circuito.

Pode-se propor conectar um conversor boost aos terminais coletores da lâmina induzida, dado que, pela característica deste tipo de conversor (elevador de tensão), ele poderia oferecer uma baixa impedância aos terminais elétricos ligados aos coletores.

Ainda assim, mesmo supondo que fosse possível drenar a energia da lâmina induzida para alimentar-se uma carga ou recarregar o banco de baterias da excitatriz do eletroímã, isso só se justificaria para um sistema de frenagem de grande porte, no qual fosse preciso reduzir a energia cinética de uma massa elevada, movendo-se a grande velocidade, garantindo a indução de um nível de potencial elétrico suficiente para ser aproveitado.

Além de ser improvável obter-se um balanço de energia favorável desse sistema, isso, mesmo que fosse possível, comprometeria uma das principais vantagens do uso dos freios magnéticos: o amortecimento sem geração de atrito.

Retornando ao caso da aplicação do sistema no interior de um duto metálico, onde não haveria a possibilidade de estabelecerem-se barramentos terminais para a extração da tensão induzida devido à continuidade geométrica da superfície tubular, pensar no uso de contatos coletores seria uma saída inviável. Principalmente em virtude da inevitável ocorrência de faiscamento, algo que seria inadmissível para uma aplicação confinada ao interior de tubulações nas quais os materiais transportados fossem derivados de petróleo e/ou inflamáveis.

Todavia, a possibilidade de extração dessa energia por meio de contatos coletores ainda pode vir a ser considerada para outras aplicações que não esta aqui abordada.

5.5 Conclusão

O arquivo de simulações do sistema eletroímã-superfície contempla as necessidades de assimilação dos conceitos teóricos envolvidos com a frenagem por correntes parasitas. Sua análise corrobora e confirma os estudos até então desenvolvidos, além de ampliá-los e aprofundá-los a nível de análise, verificação e ponderação dos fenômenos físicos que cercam o estudo desenvolvido.

Foi confirmado, conforme verificado no estudo do modelo analítico, que em virtude do efeito pelicular, a força de frenagem do sistema cresce com o incremento de velocidade até atingir um ápice – cujo patamar está relacionado às combinações paramétricas empregadas – que ocorre a uma velocidade crítica também condicionada aos parâmetros estipulados para o sistema.

Apesar da influência do efeito pelicular reduzir a força de frenagem obtida, esta força é, como esperado, proporcional ao quadrado da corrente injetada no enrolamento do eletroímã. Comportamento observado em ambos os modelos desenvolvidos analiticamente. Além disso, o comportamento do sistema dentro da faixa de velocidade de trabalho dos PIG's instrumentados é tão próximo do comportamento do modelo linear, válido principalmente para baixas velocidades de trânsito, quanto do comportamento do modelo mais complexo. O que torna aquele modelo ideal para a utilização no estudo do comportamento dinâmico do sistema, tal como realizado no capítulo 2. Isso permite maior simplicidade no estudo dinâmico e na elaboração de um subsequente sistema de controle de velocidade a partir da força de frenagem produzida pela injeção de corrente no enrolamento do eletroímã. De tal forma, o modelo empregado para os estudos do comportamento dinâmico será este.

Portanto, o modelo que insere o efeito do decaimento da força de frenagem com a atenuação do campo a velocidades mais altas devido ao efeito pelicular tem, basicamente, além da função de validar todo o estudo desenvolvido por meio de simulações empregando o MEF, a vantagem de, peremptoriamente, validar o modelo anterior para a faixa de velocidade de trânsito em que se pretende atuar.

Capítulo 6

Metodologia de projeto para sistemas de frenagem por correntes parasitas

De posse dos resultados de todas as análises realizadas acerca dos fenômenos de frenagem por meio de forças produzidas pela interação entre campos magnéticos e correntes por eles induzidas, é possível, agora, elaborar uma metodologia prática e eficaz para o projeto de sistemas dessa natureza. Com apoio dos modelos analíticos, computacionais, além dos modelos experimentais, desenvolvidos e validados, que serão abordados no próximo capítulo, pode-se pensar em procedimentos sistemáticos para se obter um projeto de sistemas de frenagem que se utilizem dos seus princípios.

6.1 Disposições iniciais

O sistema, como já discutido anteriormente, consiste, basicamente, em um ou mais eletroímãs, cujos pólos são uniformemente distribuídos à margem de uma superfície condutora não magnética apoiada sobre uma estrutura ferromagnética que sirva de “guia” para o fluxo produzido pelo eletroímã, de modo a oferecer um caminho de menor relutância para o retorno das linhas de fluxo aos pólos contrários de sua fonte, tal como a ilustração conceitual exibida na Figura 6.1. Eventualmente, a lâmina condutora pode dispensar o uso da “plataforma-guia” em sua contra-face, como no caso dos freios de Foucault largamente empregados na frenagem de máquinas elétricas e em sistemas de ensaios experimentais e/ou didáticos. A metodologia a ser aqui elaborada, entretanto, contará com a presença dessa placa que, ao servir de guia para o fluxo magnético, oferece um entreferro mensurável, simplifica as análises já desenvolvidas e eleva substancialmente a força de frenagem produzida pelo deslocamento do eletroímã sobre a superfície condutora.

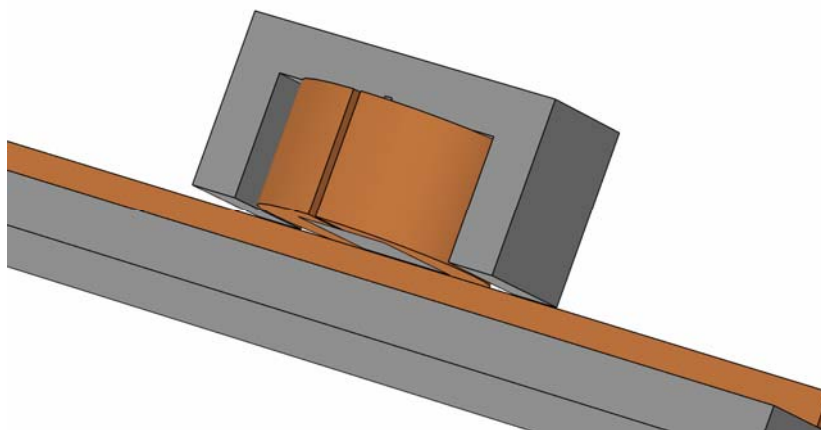


Figura 6.1 – Ilustração conceitual da estrutura do sistema de frenagem proposto.

A elaboração de um sistema que, ao contrário, dispense a presença da lâmina condutora e seja baseado unicamente no deslocamento dos eletroímãs sobre superfícies ferromagnéticas será elencado como sugestão para continuidade do presente estudo. Dando prosseguimento às pesquisas que venham a conduzir ao desenvolvimento de um sistema de frenagem a ser empregado em sistemas aplicados aos mais diversos setores industriais, incluídos os instrumentos de uso em tubulações metálicas em geral, tal como é o caso dos PIG's instrumentados.

Dentre as especificações necessárias a um adequado projeto de um sistema de frenagem por correntes parasitas, tem-se, como ponto de partida, a natureza exata da planta cuja velocidade se pretende controlar, cobrindo informações como a faixa de velocidade na qual ela transita e o nível das forças presentes no processo de propulsão do sistema. É preciso também, conhecer-se as dimensões geométricas que se têm disponíveis para construção e alocação, ou mesmo a geometria já disponível da lâmina condutora e do “guia de fluxo” que serão utilizados para cobrir a linha de trânsito do sistema a ser “freado”.

As informações pertinentes para este fim serão: a espessura da lâmina condutora empregada, a área de superfície sobre a qual correrão os pólos magnéticos e o volume total disponível para a alocação dos eletroímãs, do sistema de gerenciamento de energia empregado, incluindo a estrutura dos conversores, a sua eletrônica de controle e comando, a bateria ou fonte primária de energia para alimentá-los e, eventualmente, um aparato para resfriamento, com espaço para circulação de ar, para manutenção da temperatura de trabalho e dissipação da energia excedente de todo o sistema.

6.1.1 Aspectos científicos e técnico-econômicos do projeto

Para especificação de um projeto para o sistema estudado nesse trabalho, será pressuposto que a faixa de velocidades a que se destina a implantação do sistema estará dentro daquela abordada pelo estudo em curso, não excedendo os 5m/s. O nível da força impulsora da planta na qual o sistema será instalado será o parâmetro no qual se deve basear inicialmente para dimensionar a capacidade do sistema para equilibrar a velocidade de trânsito. Quanto maior o patamar da força impulsora, maior deverá ser a área disponível para a sapata polar dos eletroímãs empregados e/ou a capacidade de corrente líquida que o conjunto núcleo-enrolamento do eletroímã deverá ser capaz de processar. Pois é sob os pólos magnéticos que são induzidas as correntes que, ao interagir com o fluxo que às produziu, desenvolvem a maior parcela da força de frenagem com a qual se pode contar.

Se as correntes induzidas são função do fluxo total disponível (e daí se tem influência direta da área da sapata polar e do entreferro total entre esta e a plataforma-guia ferromagnética), este é função da corrente líquida empregada no enrolamento, que determinará a densidade de fluxo por elemento de área que atravessa a lâmina condutora. A corrente líquida empregada, por sua vez, é função da corrente injetada no enrolamento e do número de espiras do mesmo, número este que estará relacionado ao espaço de janela disponível para a sua alocação e à secção transversal total dos fios de cobre postos em paralelo para a conformação de cada espira. A corrente líquida é, portanto, mais importante do que a corrente diretamente injetada no enrolamento para aferição do volume total de perdas por efeito Joule que determinará a elevação de temperatura a ser suportada pelo sistema. Esta estará relacionada ao volume necessário para o núcleo empregado, de modo que seja capaz de suportar a contento a potência perdida no enrolamento sem aquecer demasiadamente.

Dito isto, é óbvio que quanto maior o volume de núcleo, tanto maior será a sua área de sapata polar quanto maior será, também, a sua capacidade de comportar o enrolamento, que sendo composto por fios de maior secção, terá maior capacidade de corrente e menores perdas ao produzir uma corrente líquida maior e, portanto, maior densidade de fluxo no seu interior, sendo capaz de produzir mais força de frenagem. A esta força também estará associada a espessura tanto da lâmina condutora, onde serão induzidas as correntes parasitas, quanto da plataforma ferromagnética, o guia de fluxo que promove a redução da relutância vista pelo eletroímã, elevando também a sua densidade de fluxo. Até aí, quanto maior o volume do material empregado, maior o poder de frenagem do sistema como um todo. Porém, é claro que um maior volume de núcleo, enrolamentos, lâmina e plataformas implicam em maior espaço físico necessário à implantação do sistema, o que só se justificaria em um sistema de grande porte. Há, portanto, um compromisso entre todas as dimensões a serem adotadas e os níveis de força de frenagem e de potência a serem empregados que deve ser estabelecido. Além disso, uma maior espessura da lâmina condutora implica também em um maior entreferro associado à distância da plataforma aos pólos magnéticos, e este tem efeito substancial na redução da força de frenagem produzida no seu interior, pois influencia sobremaneira a elevação da relutância vista pelo fluxo produzido no eletroímã.

Uma redução na espessura da lâmina condutora, entretanto, não seria de todo danosa para a indução de correntes parasitas, visto que, quanto maior a velocidade, maior a influência do efeito pelicular na indução dessas correntes, o que faz com que maiores espessuras de material condutor não se constituam invariavelmente em maior vantagem para a produção da força de frenagem advinda das correntes induzidas em seu interior. Trazendo uma redução do entreferro como bônus, a redução da espessura da lâmina se revela como aliada na produção da força de frenagem, sobretudo em sistemas de pequeno porte, já que a medida acarretaria uma menor necessidade de potência elétrica a ser entregue ao eletroímã para produção de maiores níveis de força [Gulbahce 2013].

É mister, portanto, saber que em necessidade de emprego de entreferros mais largos (nos quais o emprego de condutores de maior resistividade reduz consideravelmente o custo absoluto do projeto), a elevação da potência entregue ao eletroímã se configura em uma opção para recuperar a força de frenagem perdida, embora a queda de força produzida por um pequeno aumento na largura do entreferro não seja compensada por pequenos níveis de elevação na energia entregue ao sistema que, necessitando de uma quantidade de corrente líquida maior, requererá, também, maiores volumes de núcleo e enrolamento.

Além disso, quanto melhor condutor for o material utilizado na lâmina “induzida”, maior a influência do efeito pelicular sobre a indução de correntes parasitas, o que reduz a **velocidade crítica**, na qual o sistema atinge força de frenagem máxima, e, portanto a sua faixa útil de operação. Há aí, portanto, um compromisso entre a espessura da lâmina e o material condutor empregado, que têm influência sobre o entreferro e o efeito pelicular presente na ação do sistema. A adoção de um material de maior resistividade, por exemplo, pode trazer benefícios para o emprego do freio eletromagnético em sistemas que requeiram sua ação em faixas mais largas de velocidade.

Sistemas de grande porte e de alta velocidade, como trens ou metrô, por exemplo, justificariam o uso de materiais metálicos não magnéticos de menor condutividade (e de custo reduzido), onde o efeito pelicular é menos acentuado e permite-se maior indução de correntes a velocidades mais elevadas e em lâminas de maior espessura, desde que haja a disponibilidade dos níveis adequados de potência elétrica para operar tais sistemas de frenagem.

O equilíbrio entre o material e a espessura da lamina “induzida”, o potencial energético a ser empregado e o volume total de todo o sistema eletrônico-eletromagnético necessário (consideradas as necessidades de dissipação de calor inerentes à operação do sistema), seria fundamental para garantir as margens de custo-benefício e exequibilidade do projeto.

Nesse contexto, o uso da plataforma-guia, ou mesmo de eletroímãs cujos pólos se posicionem em lados opostos da lâmina induzida, promovem um melhor aproveitamento do volume de energia empregado com a geração de mais força de frenagem devido à existência de um entreferro mensurável que permite menor espraçamento do campo magnético, proporcionando a obtenção de maiores densidades de fluxo com menores níveis de corrente líquida e, portanto, de consumo de energia total.

6.2 Análise paramétrica da estrutura

O freio magnético objeto desse estudo é montado com base na estrutura de um núcleo magnético em forma de E. As análises que daqui decorrem precisariam ser adaptadas para emprego em sistemas que se valham de estruturas geometricamente diferentes desta.

Para proceder com um projeto otimizado de um sistema prático, é preciso ponderar a influência de cada um dos parâmetros e condições de operação já elencados. Estes parâmetros dizem respeito às características eletromagnéticas e geométricas das peças empregadas. Como já fora delineado, mesmo as características geométricas têm também sensível relevância sobre as condições eletromagnéticas para geração da força de frenagem, tais como a área da sapata polar ou o entreferro entre os pólos e o guia magnético.

Já foram discutidas, ao longo do trabalho, as influências de vários dos parâmetros sobre a magnitude da força de frenagem produzida, tais como o entreferro e a condutividade do material usado na confecção da lâmina induzida. Essas análises serão aprofundadas e elevadas em envergadura ao mesmo tempo em que a influência, direta ou indireta, de outros parâmetros será considerada.

Para tanto, é preciso trazer de volta os modelos obtidos e trabalhar algumas novas normalizações em função de diferentes parâmetros do sistema, de modo a obter-se apresentações mais generalizadas do modelo e permitir análises mais abrangentes do seu comportamento.

6.2.1 Normalização paramétrica do modelo

O modelo do sistema, considerando a inserção do efeito pelicular e o decaimento da profundidade de penetração por ele produzida, é recuperado do capítulo 2 em (6.1).

$$F_{ind} = k_r n_p \sqrt{\frac{\mu_o^3 \ell_s}{\mu_r \rho_s}} \left(\frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 \sqrt{v} \cdot \left(1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}} \right) \cos(\delta_s \gamma \sqrt{v}) \quad (6.1)$$

$$k_r = \frac{\sqrt{2} k_y k_f}{2 \cdot 0,4 \sqrt{0,4 \pi}} \cdot \text{sen} \left(\frac{\pi}{4} \right) = \frac{2,4 k_y k_f}{2} \sqrt{\frac{2 \cdot 2,4}{\pi}} \cdot \text{sen} \frac{\pi}{4} \quad (6.2)$$

Onde a constante k_r pode ser reescrita como dado em (6.2) e substituída novamente no modelo, trazendo a apresentação que é dada em (6.3), de modo que as constantes k_y e k_f não sejam modificadas. A constante '2,4', por sua vez, refere-se ao valor aferido ao comprimento de onda, tal como é dado na igualdade (6.4), retirada do modelamento apresentado no capítulo 2. Define-se, então, para tornar o modelo mais generalista, a constante k_λ , segundo (6.5), referente à razão entre o comprimento pressuposto da onda que desliza sobre a superfície induzida no sentido longitudinal e a medida transversal da sapata polar ℓ_s , de forma a representar a relação entre o comprimento da onda ali estabelecida e a área de secção do eletroímã, da qual provém o fluxo indutor.

$$F_{ind} = n_p k_f \frac{2,4\sqrt{2}k_y}{2} \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) \sqrt{\frac{\mu_o^3}{\mu_r} \frac{2,4\ell_s}{\pi\rho_s} \left(\frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq}\right)^2} \sqrt{v} \cdot \left(1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v}\right) \quad (6.3)$$

$$\lambda = 0,8\ell_s + 0,4\ell_s + 2\ell_w = 2,4\ell_s = k_\lambda \ell_s \quad (6.4)$$

$$k_\lambda = \frac{\lambda}{\ell_s} \quad (6.5)$$

Assim, o modelo passa a ter a representação dada por (6.7), na qual é possível identificar a presença do fator γ , relacionado ao fenômeno do efeito pelicular, que responde pelo decaimento da profundidade de penetração do campo, a qual é usualmente calculada por (6.6), conforme demonstrado no capítulo 2.

$$\alpha = \frac{1}{\partial_p} = \sqrt{\frac{\omega\mu_r\mu_o}{2\rho_s}} = \sqrt{\frac{\pi v\mu_r\mu_o}{\lambda\rho_s}} = \sqrt{v \frac{\pi\mu_r\mu_o}{k_\lambda \ell_s \rho_s}} = \gamma \sqrt{v} \quad (6.6)$$

$$F_{ind} = k_i \frac{\ell_s}{\ell_{entr}^2} \sqrt{\frac{\mu_o^3}{\mu_r} \frac{(k_\lambda \ell_s)^3}{\pi\rho_s}} (I_{liq})^2 \sqrt{v} \cdot \left(1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v}\right) \quad (6.7)$$

No modelo apresentado na forma dada em (6.7) tem-se que:

$$k_i = n_p \frac{\sqrt{2}k_y k_f}{2} \sin\left(\frac{\pi}{4}\right) = n_p \frac{k_y k_f}{2} \quad (6.8)$$

e ainda:

$$\gamma = \sqrt{\frac{\pi\mu_r\mu_o}{k_\lambda \ell_s \rho_s}} \quad (6.9)$$

Substituindo a composição de γ , dada em (6.9), no modelo (6.7), tem-se a sua formatação final por (6.10), onde a constante k_γ é definida por (6.11), a partir da qual serão desenvolvidas as devidas normalizações para se ter uma análise do comportamento do sistema segundo variações paramétricas mais específicas.

$$F_{ind} = k_i \frac{k_\gamma}{\gamma^3} \frac{\ell_s}{\ell_{entr}^2} \left(\frac{I_{liq}}{\rho_s}\right)^2 \sqrt{v} \cdot \left(1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}\right) \cos\left(\delta_s \gamma \sqrt{v}\right) \quad (6.10)$$

$$k_\gamma = \pi \mu_r \mu_o^3 \quad (6.11)$$

De posse da nova formatação do modelo estabelecido no capítulo 2, pode-se proceder às normalizações que possibilitarão análises detalhadas do seu comportamento mediante diferentes definições de parâmetros.

6.2.1.1 Parametrização das características geométricas

Inicialmente, avaliar-se-á o comportamento do sistema quando da sua confecção com diferentes geometrias, considerando a resposta da sua força para diferentes combinações de comprimentos de entreferro e dimensões do núcleo magnético para valores fixos de características eletromagnéticas e de entrada elétrica.

Desse modo, obtêm-se a configuração parametrizada exposta em (6.12), na qual o sistema é normalizado para quaisquer valores de corrente líquida injetada.

$$\overline{F_{ind.1}} = \frac{F_{ind}}{k_i k_\gamma I_{liq}^2} = \frac{1}{\gamma^3} \frac{\ell_s}{(\ell_{entr} \rho_s)^2} \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \cos(\delta_s \gamma \sqrt{v}) \quad (6.12)$$

Que pode ser reescrito conforme (6.13), trazendo a constante $k_{\ell s}$, que abarca variações na relação entre as dimensões de entreferro e área polar, definida, no capítulo 2, segundo (6.14).

$$\overline{F_{ind.1}} = \gamma^{-3} \frac{\rho_s^{-2}}{k_{\ell s} \ell_{entr}} \sqrt{v} \cdot (1 - e^{-\delta_s \gamma \sqrt{v}}) \cos(\delta_s \gamma \sqrt{v}) \quad (6.13)$$

$$k_{\ell s} = \frac{\ell_{entr}}{\ell_s} \quad (6.14)$$

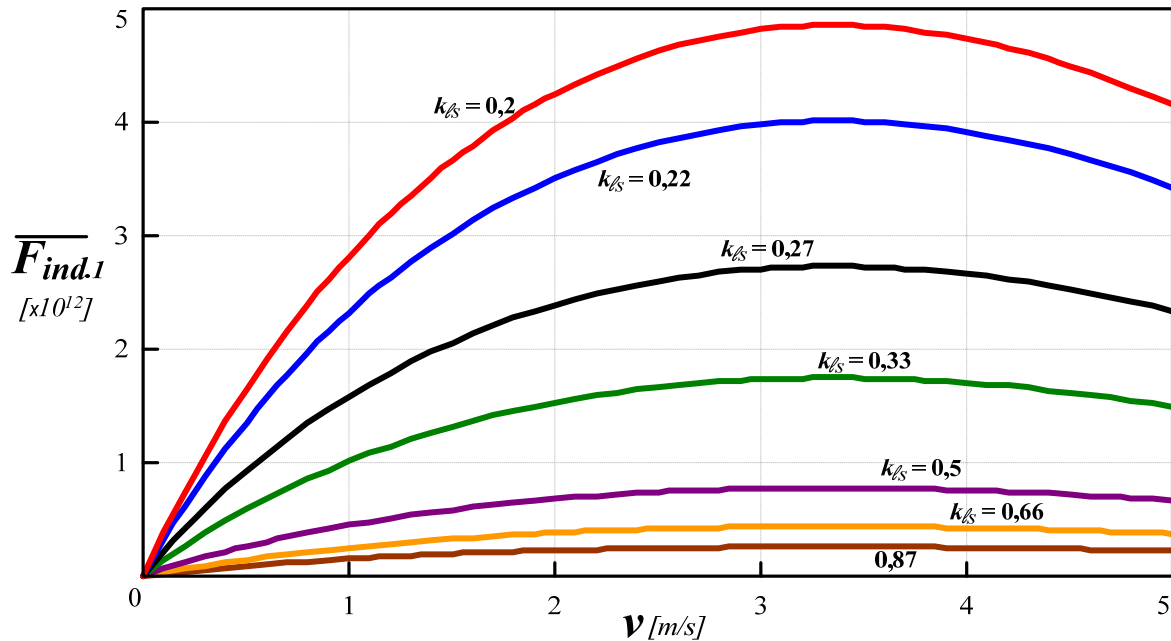


Figura 6.2 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado para diferentes dimensões de entreferro quando as áreas polares são mantidas constantes.

A Figura 6.2 exibe o comportamento do modelo normalizado em função da velocidade de deslocamento do sistema para uma gama de relações entreferro-área polar definida exclusivamente pela opção por um distanciamento do entreferro. A Figura 6.3, ao contrário, demonstra o comportamento do modelo em função da velocidade para diferentes dimensões de áreas polares estipuladas sobre um entreferro mantido constante.

Percebe-se que, para as mesmas razões área-entreferro, o sistema tem comportamentos distintos quando lhe é oferecido um aumento na área da sapata e quando é submetido a maiores distâncias de entreferro. Tais análises, importante apontar, referem-se a condições inalteradas da lâmina induzida, tanto no que concerne a sua espessura quanto no tocante a sua condutividade específica.

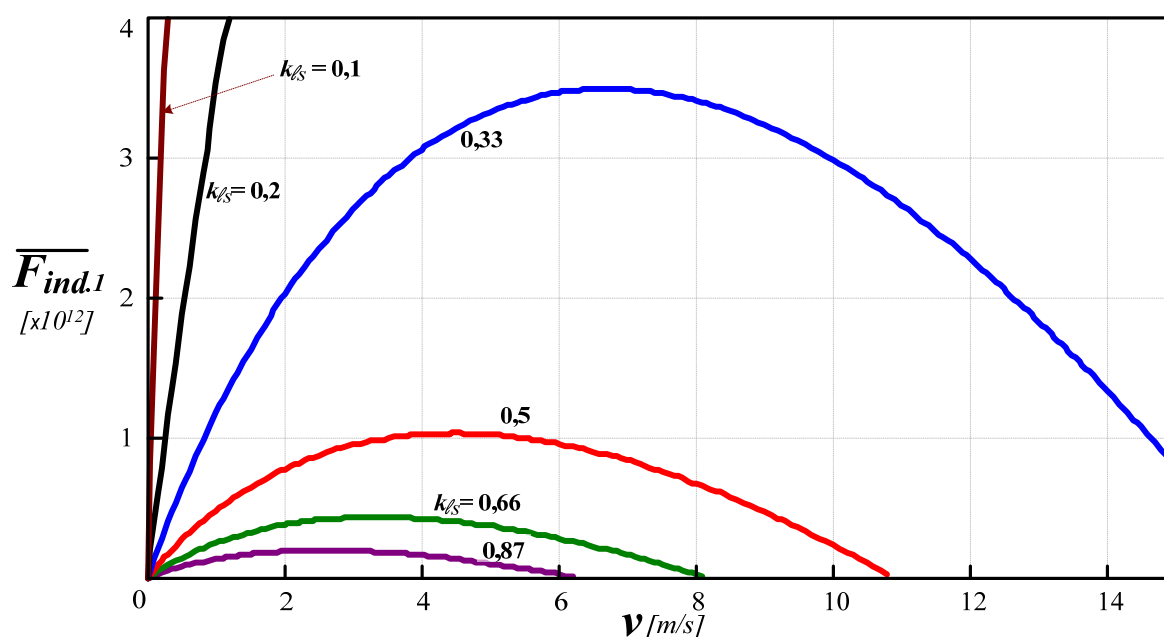


Figura 6.3 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado para diferentes áreas polares quando o entreferro é mantido constante.

A elevação acentuada da força de frenagem com a redução do entreferro já havia sido analisada no capítulo 2, e as curvas traçadas na Figura 6.2 confirmam o comportamento esperado para o sistema em tais condições. Dado que a dimensão de entreferro atua diretamente na relutância do circuito magnético, seu incremento resulta diretamente em uma redução do fluxo para um mesmo nível de corrente líquida.

Já o curioso comportamento observado na Figura 6.3 precisa ser ponderado cuidadosamente. O modelo é definido, como já dito, para uma faixa de operação bastante específica, que para uma lâmina induzida de cobre com as devidas dimensões especificadas nos capítulos anteriores, é definida até uma velocidade de 5m/s. O decaimento da força até se anular é consequência do fator sinusoidal que define o modelo obtido, mas não guarda significado físico ou corresponde ao comportamento do sistema para além do seu decaimento inicial, conforme abordado em passagens anteriores.

Dito isto, vale também verificar que o modelo, como fora acompanhado em sua concepção, prevê a manutenção constante da densidade de fluxo estabelecida pela corrente líquida injetada no enrolamento. Consequentemente, um aumento da área polar implica em um aumento do fluxo total concatenado no interior do núcleo magnético, que oferece maior indução de correntes parasitas e, portanto, maior intensidade de força de frenagem para

uma mesma velocidade. Ao mesmo tempo, maiores dimensões polares resultam, indiretamente, em uma elevação no comprimento da onda eletromagnética “virtual” que desliza sobre a lâmina e, conforme é definido pela expressão (6.6) da profundidade de penetração ∂_P , quanto mais baixa a frequência da onda, maior a sua propagação no interior do meio metálico. Essa maior penetração implica em maiores densidades de correntes induzidas, resultando em uma elevação ainda maior da intensidade da força de frenagem produzida no interior da lâmina.

Disso decorre, não apenas a elevação da intensidade da força de frenagem com o aumento da área polar, como também a maior velocidade crítica, na qual a força atinge o seu ápice, que se desloca devido à maior penetração do campo para uma mesma velocidade.

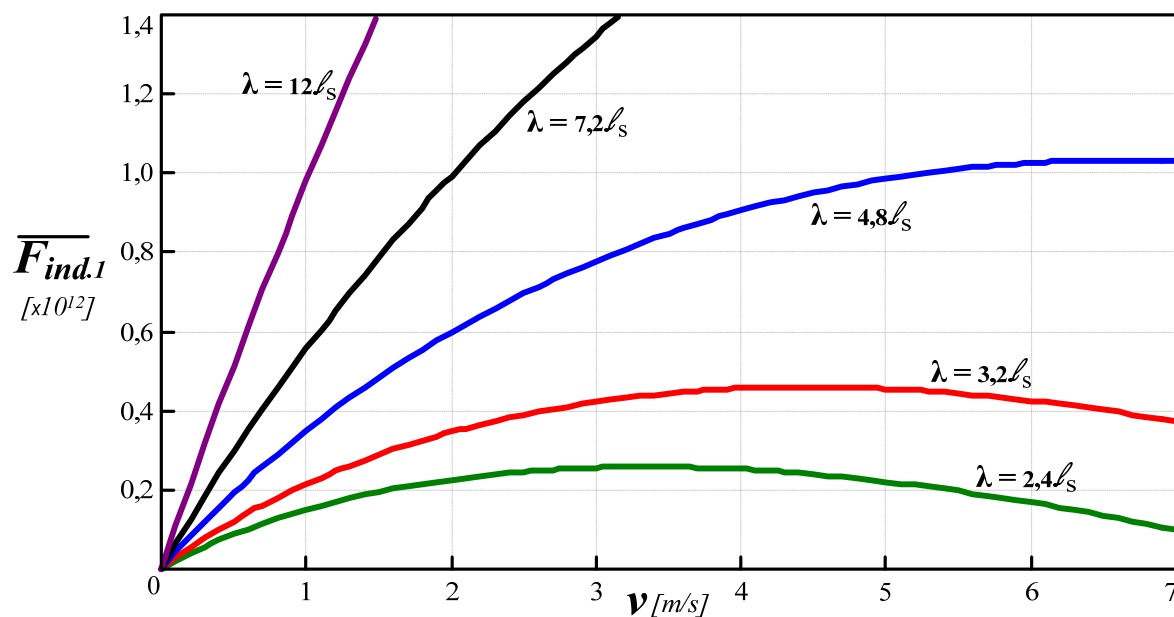


Figura 6.4 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado para diferentes comprimentos de onda, múltiplos da dimensão ortogonal da sapata polar.

A Figura 6.4 também ilustra esse fenômeno ao apresentar o comportamento da força de frenagem em função da velocidade de deslocamento mediante variações, agora, do comprimento longitudinal do eletroímã quando mantidas fixas as dimensões de área polar e entreferro, aumentando a distância entre os pólos e, conseqüentemente, o comprimento de onda deslizando sobre a lâmina induzida. Esse efeito é trazido ao modelo por meio da constante k_λ , definida em (6.5).

Nesse caso, uma vez mantidas constantes as dimensões de área polar e entreferro, a elevação da força produzida para uma mesma velocidade se processa no interior do fator γ , conforme dado em (6.9), e reverbera tanto pela intensidade de força produzida quanto pela velocidade crítica de elevação desta mesma força.

Ao contrário do comportamento que é mostrado na Figura 6.3, o incremento da força de frenagem não é tão acentuado. A força, naturalmente, é mais sensível ao comprimento transversal da dimensão polar do que ao comprimento longitudinal do eletroímã isolado, pois uma maior área polar implica, além de um maior comprimento de onda deslizando, assim como no caso do comprimento longitudinal, também em uma elevação proporcional da totalidade de fluxo que resulta da aplicação da corrente líquida,

que é levada ao sistema em proporção quadrática. Além disso, ℓ_s é a grandeza sobre a qual todas as demais dimensões do sistema são balizadas no equacionamento do modelo, que prevê proporções específicas entre esta e as demais medidas de comprimento do núcleo magnético, como visto em (6.4). Consequentemente, um incremento seu, carrega incrementos desde as dimensões da área polar (quadráticos, no caso), até o comprimento longitudinal do eletroímã, o que implica em incrementos também no comprimento da onda virtual que desliza sobre a lâmina induzida. Isso é bem explicitado pelo cálculo do fator γ , como visto em (6.9).

Outrossim, o comportamento exibido na Figura 6.4 é um dado curioso, visto que é difícil prever que um distanciamento entre os pólos possa produzir maiores níveis de força de frenagem. Deve-se, contudo, recebê-lo com a desconfiança de um modelo matemático que talvez não possa responder de igual forma, ou pelo menos na mesma proporção, na prática. Mas em algum grau ele estará presente, possivelmente até um dado limite de comprimento de onda a partir do qual o comportamento do deslizamento do fluxo sobre a lâmina induzida não guarde mais as mesmas similaridades com o de uma onda eletromagnética, tais como fora modelado para o sistema em estudo.

Enfim, de posse do modelo normalizado (6.13), obtêm-se a força de frenagem efetiva, dada para quaisquer combinações de parâmetros de entrada do sistema, a partir das curvas traçadas para cada variação paramétrica avaliada, apresentadas da Figura 6.2 à Figura 6.4. Para tanto, basta determinar o ponto da referida curva e proceder com a substituição dos parâmetros, específicos para cada caso, na expressão do modelo normalizado, conforme explicitado em (6.15).

$$F_{ind} = k_i k_\gamma I_{liq}^2 \cdot \overline{F_{ind.1}} \quad (6.15)$$

Ainda com o modelo normalizado (6.13), é possível traçar o comportamento do sistema diante de variações em outros fatores de grande relevância na composição da força de frenagem, tal como as características eletromagnéticas dos materiais empregados, sobretudo na lâmina condutora onde são induzidas as correntes parasitas.

6.2.1.2 Parametrização das características elétricas

A Figura 6.5 e a Figura 6.6 ilustram o comportamento do sistema, modelado para dimensões fixas, em função da velocidade, para quando são empregados materiais de diferentes condutividades elétricas na confecção da lâmina “induzida”.

Percebe-se a influência direta da condutividade do material empregado na lâmina induzida sobre a geração da força de frenagem. O que foi observado no capítulo 5 para uma lâmina de alumínio, pode ser diligentemente confirmado pela observação das curvas traçadas.

Há um limite para a corrente que pode ser induzida na lâmina, o qual é definido pela intensidade de campo na sapata polar, pela dimensão do entreferro no qual ela está imersa e pela espessura da própria lâmina. A substituição do material do qual é composto a lâmina induzida implica diretamente na mudança da condutividade ali presente, o que limita a corrente induzida para um determinado patamar de velocidade. A Lei de Faraday-Lenz deixa claro que o potencial elétrico induzido na superfície condutora pelo deslocamento do fluxo independe do material ali empregado, mas as correntes circulantes, sim, dependerão do quanto de densidade de corrente essa força eletromotriz induzida poderá produzir, relacionando-se a ela pela lei de Ohm, em cada lâmina de resistividade diferente.

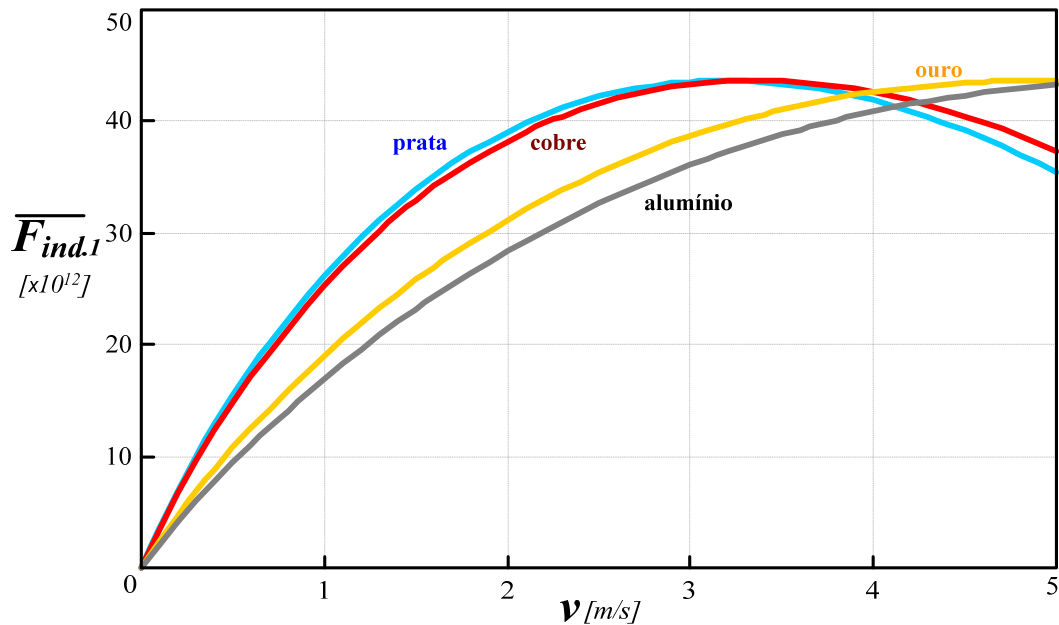


Figura 6.5 – Comportamento, em função da velocidade, do sistema normalizado empregando diferentes materiais condutores na lâmina induzida $p/k_s = 0,87$.

É claro que a substituição do material metálico empregado na confecção da lâmina detém ramificações mais complexas do que uma simples mudança na resistividade encontrada pelas correntes induzidas. A expressão (6.6), que determina a profundidade de penetração do campo em meios metálicos explica esse fenômeno e mostra porque, para diferentes resistividades específicas, os níveis máximos de corrente são atingidos para velocidades críticas distintas.

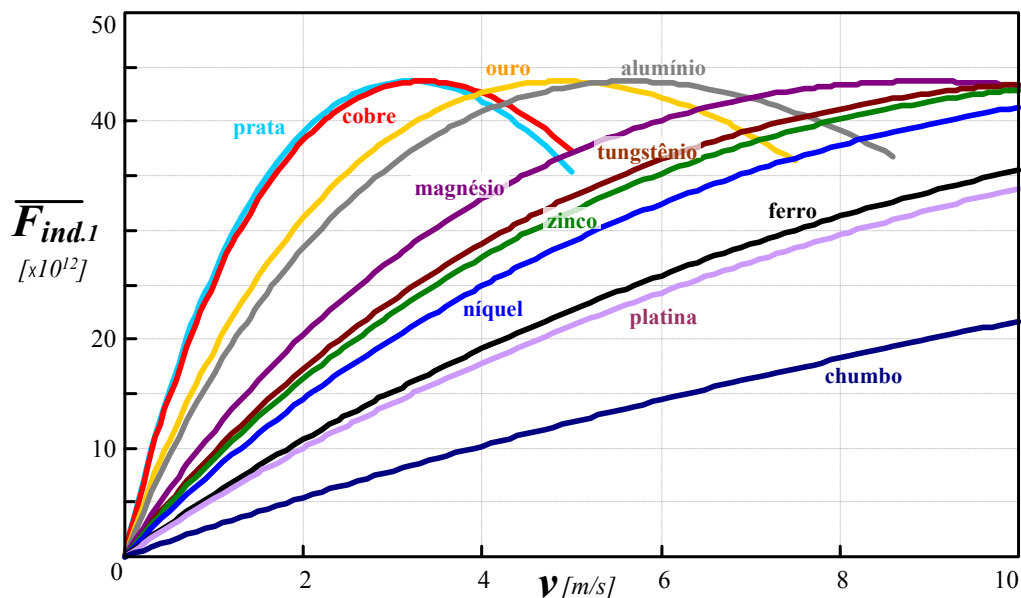


Figura 6.6 – Comportamento, para variação expandida de velocidade, do sistema normalizado empregando diversos materiais metálicos diferentes na composição da lâmina induzida $p/k_s = 0,87$.

A análise aqui conduzida limita-se a substituição da condutividade específica de cada material, trazendo, na Figura 6.6, uma aproximação do comportamento da força

induzida que deve ser analisada como tal. Uma vez que, em se tratando de materiais com mais do que condutividade, mas, principalmente, propriedades magnéticas tão distintas quanto o cobre e o ferro, por exemplo, fica claro, pela expressão (6.6), que não se trata apenas da variação da resistividade encontrada pelo campo elétrico induzido, mas também de uma forte influência da permeabilidade magnética do meio sobre a capacidade de indução de correntes sobre a lâmina. Mesmo em se tratando de materiais metálicos não ferrosos, tais como alumínio, ouro e prata, seria improvável que, mesmo diante de permeabilidades magnéticas similares, as constantes empíricas acertadas para o cobre, e empregadas indistintamente no traçado das referidas curvas, permanecessem imutáveis para todos os demais meios.

Contudo, é possível proceder, a partir da Figura 6.6, e mais ainda da Figura 6.5, dado a natureza mais próxima dos materiais ali elencados, uma análise com aceitável aproximação do comportamento do sistema perante substituições do material empregado para a lâmina induzida. Embora não se tenham níveis distintos de força produzidos para materiais diferentes, é visto que os níveis atingidos ocorrem para patamares de velocidades críticas bastante distintos, o que permite uma escolha do material mais apropriado para cada aplicação, mediante a faixa de operação de força-velocidade na qual se almeja trabalhar e a abordagem adequada do custo-benefício do projeto em questão.

6.2.2 Estudo do modelo normalizado

Seguindo com a análise, verifica-se, na Figura 6.7, a influência do comprimento do entreferro sobre a força de frenagem normalizada para áreas polares constantes. A curva corrobora com os resultados de análise semelhante desenvolvida no capítulo 2, e mostra como a redução do entreferro afeta intensamente o nível de força produzida pelo sistema enquanto seu comprimento não excede a metade do comprimento ℓ_s , condição a partir da qual a sua influência vai se tornando cada vez menor.

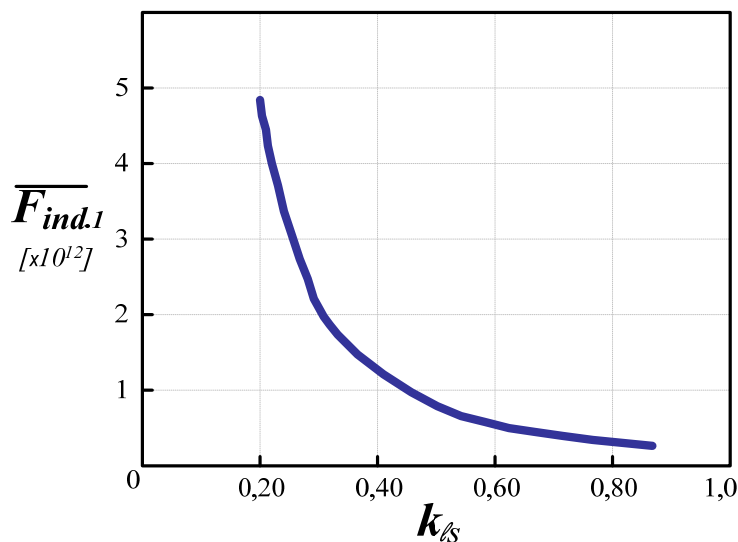


Figura 6.7 – Comportamento da força produzida pelo sistema em função da razão do comprimento de entreferro pela área da sapata polar.

Para o traçado das curvas da Figura 6.8, que examina o comportamento da força de frenagem normalizada e do patamar de velocidade crítica observado nas curvas da Figura 6.3, entreferro e espessura de lâmina foram mantidos constantes, percorrendo-se uma

redução da dimensão base da sapata polar ℓ_s , desde cinco vezes o comprimento do entreferro até a sua igualdade. Neste caso, repete-se o comportamento observado anteriormente, segundo o qual o incremento de entreferro em razão da sapata polar tem grande influência até atingir 30% do comprimento ℓ_s , afetando em menor escala o comportamento do sistema a partir daí.

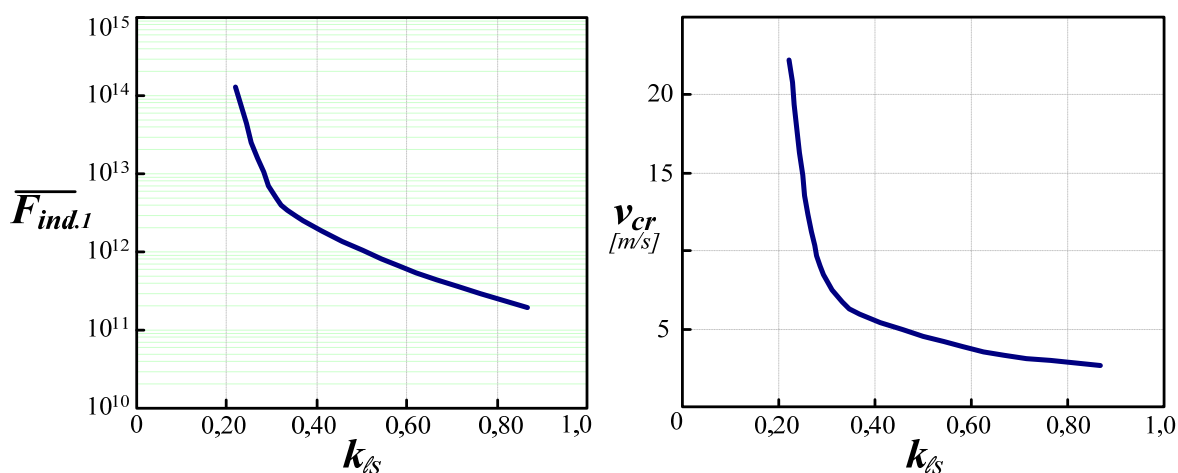


Figura 6.8 – Comportamento do sistema em função de k_{ℓ_s} quando mantém-se inalterado o entreferro e varia-se a área da sapata polar.

Destarte, conclui-se que o comprimento do entreferro estabelecido para o projeto precisa ser dimensionado para ser tão pequeno quanto possível for, em face das condições espaciais e geométricas nas quais o sistema estará inserido, para que seja possível obter-se um melhor patamar de força de frenagem consumindo o mínimo possível de energia da fonte de alimentação. Isso garante, além de menor consumo de energia, economia de espaço, com um menor volume de núcleo e enrolamentos necessários para o processamento deste menor volume de potência.

Já na Figura 6.9 e na Figura 6.10 é elaborado o comportamento do sistema segundo suas características eletromagnéticas.

A reta exibida na Figura 6.9 traduz a variação da velocidade crítica do sistema em função da resistividade do meio metálico empregado na lâmina induzida, tal como foi aferido para os diferentes materiais testados na análise exposta na Figura 6.6.

Segundo a análise apresentada, o patamar da força de frenagem não se altera mediante a variação da resistividade do meio condutor ali empregado, mas a velocidade crítica do ápice desta força varia linearmente com a resistividade da lâmina.

Tal comportamento, como já registrado, desconsidera a variação da permeabilidade magnética advinda da mudança do material empregado na lâmina induzida. Sendo válido, entretanto, para a maioria dos materiais avaliados no estudo que gera as curvas da Figura 6.6. Dado que, em sua maioria, são materiais diamagnéticos ou paramagnéticos, cuja permeabilidade relativa não se afasta suficientemente da unidade para provocar grandes diferenças em relação ao modelo empregado. O que não é o caso dos metais ferromagnéticos como níquel e ferro, por exemplo, cujas permeabilidades relativas são muito mais elevadas.

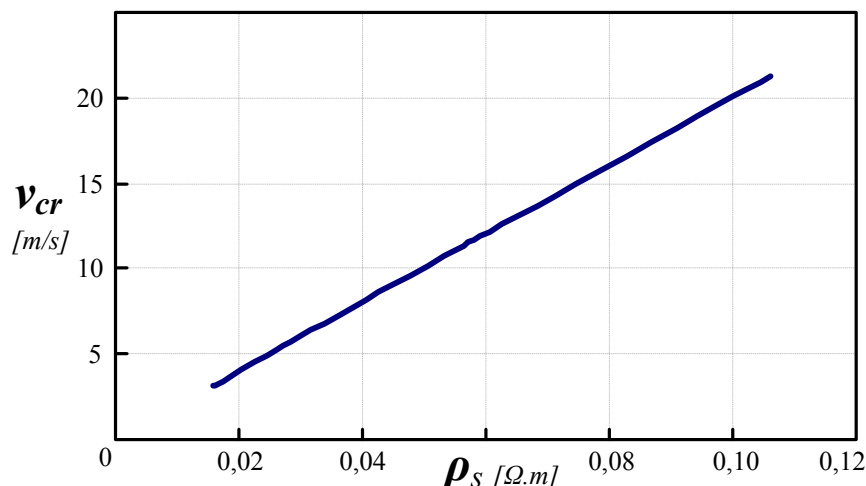


Figura 6.9 – Variação da *velocidade crítica* da resposta do sistema em função da resistividade da lâmina induzida.

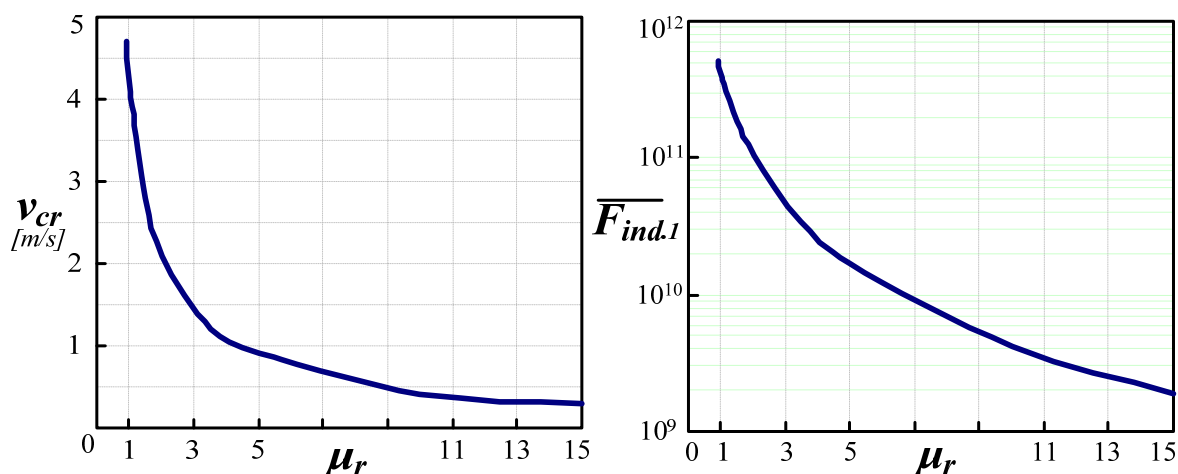


Figura 6.10 – Comportamento do sistema em função da permeabilidade relativa do material usado na confecção da lâmina induzida, quando supõe-se uma resistividade fixa.

A Figura 6.10 mostra, pelo traçado do comportamento do sistema em função da permeabilidade relativa da lâmina induzida, como, para materiais não ferromagnéticos, as respostas de força de frenagem e, principalmente, de velocidade crítica são pouco afetadas por pequenas variações em torno da unidade de permeabilidade relativa do meio. O que permite concluir que, em termos da faixa de aplicação relativa à velocidade de operação, materiais de baixa permeabilidade têm sua característica de resposta ditada principalmente pela sua resistividade, e que materiais ferromagnéticos oferecem uma aplicabilidade pouco eficiente em comparação àqueles. Exigindo, para um sistema de porte semelhante, um nível de consumo de energia muito mais elevado para obter um patamar similar de força.

A região de operabilidade do sistema será determinada, portanto, pela escolha do material empregado na lâmina induzida, pela área de sapata polar e pelo ajuste do entreferro do equipamento. Considerando-se as garantias de operação nos patamares de força e velocidade exigidos pela planta e a exequibilidade físico-geométrica e econômica do projeto para determinação de cada um desses fatores/opções de projeto. O nível de força passível de ser atingido pelo sistema, posto que o entreferro seja ajustado para o valor mínimo que possa ser alcançado dentro das limitações geométricas da planta, será

determinado pelo dimensionamento da área do pólo magnético, que terá influência direta sobre a velocidade crítica a ser alcançada pelo sistema, a qual será ditada, também, pelo material escolhido para compor a lâmina induzida.

Sendo assim, há um compromisso no ajuste da relação custo-benefício que impõe a seleção do material empregado na lâmina condutora enquanto as limitações geométricas da planta serão determinantes no dimensionamento da área de sapata polar. Esta precisará ser dimensionada prevendo a capacidade de gerar força suficiente à velocidade do movimento sobre o qual se deseja atuar, sendo capaz de processar os níveis de potência necessários, de acordo com suas limitações geométricas, econômicas e de ajuste de velocidade crítica do material condutor. Enquanto a lâmina induzida deverá ter sua composição escolhida mediante um compromisso do custo do material empregado com a necessidade ditada pelo equilíbrio entre: a possibilidade de alocação de volume dos eletroímãs na montagem da planta; o limite de potência elétrica disponível para alimentar o sistema; e o que for passível de ser processado por ele.

6.3 Projeto do sistema de frenagem

Feitas todas essas considerações e uma vez que sejam escolhidos os materiais e dimensões apropriados para a execução do projeto e determinados a área da sapata polar e sua correspondente densidade de fluxo; a potência de plena carga necessária à geração do fluxo magnético conveniente e o nível de corrente líquida que será preciso para provê-la adequadamente; e o comprimento de entreferro ajustado para a operação do sistema; passa-se a etapa de projeto propriamente dito de todo o sistema.

6.3.1 Projeto do sistema de gerenciamento de energia

Conhecido o funcionamento do conversor, apresentado no capítulo 3, parte-se à descrição de sua metodologia de projeto, a qual tem fundamentação na metodologia clássica obtida de literatura tradicional na área de eletrônica de potência [Barbi 2001, Perin 1997, Mello 1987, Souza 2000].

Eventualmente, a indutância total do eletroímã vista pela fonte de alimentação pode não ser elevada o suficiente para garantir uma ondulação de corrente baixa o suficiente para que possa ser considerada constante para o funcionamento do sistema. Nesse caso, pode-se optar pela inclusão de um indutor de alta frequência para limitar a ondulação da corrente que chega ao mesmo, permitindo que no projeto das unidades eletromagnéticas a corrente possa ser considerada aceitavelmente contínua.

6.3.1.1 Filtro de corrente

O projeto desse filtro inicia-se pela determinação das ondulações de corrente e tensão que serão consideradas toleráveis na operação do conversor.

Da relação volt-ampère no indutor tem-se que:

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} = L \frac{\Delta I_L}{\Delta t} \quad (6.16)$$

Onde

ΔI_L : ondulação da corrente através do indutor.

De (6.16) obtém-se, para o período de condução de um interruptor:

$$\Delta I_L = \frac{V_{in}}{L_f} \frac{2}{2} t_{on} \quad (6.17)$$

Substituindo a expressão da razão cíclica em (6.17) e parametrizando em função do período de comutação dos interruptores obtém-se:

$$\frac{\Delta I_L}{T_s} = \frac{V_{in}}{2L_f} \frac{t_{on}}{T_s} = D \frac{V_{in}}{2L_f} \quad (6.18)$$

Com isso, encontra-se a expressão que determina o valor da ondulação de corrente em função da razão cíclica, dada por (6.19).

$$\Delta I_L = D \frac{V_{in}}{2f_s L_f} \quad (6.19)$$

Com $f_s = 1/T_s$ representando a frequência de comutação dos interruptores.

A partir de (6.19) obtém-se a função da ondulação de corrente normalizada como sendo dada por (6.20).

$$\overline{\Delta I_L} = \Delta I_L \frac{f_s L_f}{V_{in}} = \frac{D}{2} \quad (6.20)$$

Como a razão cíclica máxima correspondente à operação do conversor está localizada nos extremos do período de condução de ambos os interruptores, é dado que seja unitária. Portanto, determina-se a máxima ondulação de corrente através do indutor de filtro pela expressão (6.21). Essa máxima ondulação está relacionada às máximas perdas no elemento magnético.

$$\overline{\Delta I_{L_{max}}} = \frac{1}{2} \quad (6.21)$$

Sendo assim, define-se a tolerância de ondulação na corrente do indutor por meio dos parâmetros adotados em (6.20), e chega-se ao valor mínimo da indutância a ser dimensionada fazendo uso da expressão (6.22).

$$L_f = \frac{V_{in}}{2f_s \Delta I_L} \quad (6.22)$$

6.3.1.2 Esforços nos componentes do circuito

Para realizar o projeto de um conversor estático, inicialmente é preciso dimensionar os componentes eletrônicos a serem empregados em sua montagem. Para este dimensionamento é preciso efetuar um estudo quantitativo no intuito de determinar os esforços de tensão e corrente a que serão submetidos cada um destes componentes.

A partir da análise das etapas de comutação e das formas de onda apresentadas no capítulo 3, pode-se determinar os principais esforços de tensão e corrente sobre os componentes do circuito [Pinheiro Filho 2005].

6.3.1.2.1 Esforços de tensão e corrente sobre os semicondutores

A tensão direta máxima aplicada sobre ambos os interruptores, assim como também a tensão reversa suportada pelos diodos em contra-fase, é a própria tensão do barramento CC de entrada, dada por:

$$V_{S_{\max}} = V_{Q_{\max}} = V_{D_{\max}} = V_{in} \quad (6.23)$$

Desprezando a ondulação de corrente no indutor, por simplificação, e aplicando a definição de valor eficaz, tem-se que a corrente máxima a atravessar cada um dos interruptores será dada por (6.24), e a máxima corrente eficaz através de cada interruptor pode ser obtida da solução da integral (6.25), cujo resultado é dado por (6.26).

$$I_{S_{\max}} = I_o = I_L = D \frac{V_{in}}{R_L} \quad (6.24)$$

$$I_{S_{ef}} = \sqrt{\frac{1}{T_S} \int_0^{t_{on}} (I_o)^2 dt} = I_o \sqrt{D_{\max}} \quad (6.25)$$

$$I_{S_{ef}} = \frac{V_{in}}{R_L} \sqrt{D_{\max}} = \frac{V_{in}}{R_L} \quad (6.26)$$

Onde

R_L : resistência ôhmica dos enrolamentos em série do indutor e do eletroímã.

6.3.1.2.2 Perdas nos semicondutores

As perdas observadas na operação dos semicondutores podem ser classificadas como sendo de duas naturezas distintas: perdas por condução e perdas por comutação [Barbi 2001].

Nos interruptores comandados tipo IGBT, as perdas por condução se dão devido à tensão de saturação dos transistores e são definidas como dado em (6.27) [Perin 1997].

$$P_{S_{cond}} = V_{CEsat} I_{S_{ef}} D = V_{CEsat} I_{S_{ef}} \frac{t_{on}}{T_S} \quad (6.27)$$

Já as perdas por comutação ocorrem durante a entrada em condução e durante o bloqueio do interruptor, devido à presença simultânea de corrente e tensão sobre o mesmo.

$$P_{S_{com}} = \frac{f_S}{2} (t_r + t_f) V_{CEoff} I_{S_{\max}} = \frac{f_S}{2} (t_r + t_f) V_{in} I_o \quad (6.28)$$

Onde

t_r : tempo de entrada em condução;

t_f : tempo de bloqueio.

As perdas totais no IGBT equivalem à somatória de ambas as perdas inerentes à sua operação.

$$P_S = P_{S_{cond}} + P_{S_{com}} \quad (6.29)$$

Nos diodos as perdas por condução ocorrem devido à presença de sua tensão de polarização direta, já que o mesmo necessita de um nível mínimo de tensão para entrar em condução. Elas estão definidas por Barbi [Barbi 2002] e são apresentadas em (6.30).

$$P_{D_{cond}} = V_d \cdot I_{D_{md}} \quad (6.30)$$

Onde

$I_{D_{md}}$: corrente direta média no diodo.

As perdas por comutação no diodo ocorrem, principalmente, durante o seu bloqueio, e se devem ao efeito de sua corrente de recuperação reversa [Barbi 2002].

$$P_{D_{com}} = \frac{f_s}{2} V_D I_{rr} t_{rr} \quad (6.31)$$

Onde

I_{rr} : corrente de recuperação reversa máxima do componente;

t_{rr} : tempo de recuperação do diodo;

V_D : tensão reversa sobre o semicondutor.

As perdas totais no diodo, tal qual no IGBT, são dadas pela soma de suas perdas por condução e por comutação.

$$P_D = P_{D_{cond}} + P_{D_{com}} \quad (6.32)$$

6.3.1.2.3 Cálculo do dissipador

O projeto do dissipador para todos os interruptores do conversor é realizado com base na metodologia apresentada por Perin [1997], segundo a qual se pode especificar um único dissipador, onde devem ser montados todos os semicondutores do sistema.

A resistência térmica máxima entre dissipador e ambiente deve ser suficiente para escoar toda a potência perdida na operação de todos os dispositivos componentes do conversor. Sendo assim, será calculada para dissipar a energia térmica que surge em cada junção dos dispositivos. No caso, a contribuição dos diodos para a temperatura do dissipador é calculada em (6.33), enquanto a contribuição dos IGBT's é dada por (6.34). O dissipador deve ser dimensionado para a menor dentre as contribuições de temperatura de todos os componentes nele montados, considerando assim, as perdas em todos os semicondutores, tal como é mostrado em (6.35) [Perin 1997].

$$T_{dD} = T_{jD} - P_D (R_{th_{JC}D} + R_{th_{CD}D}) \quad (6.33)$$

$$T_{dS} = T_{jS} - P_S (R_{th_{JC}S} + R_{th_{CD}S}) \quad (6.34)$$

$$R_{thDA} = \frac{T_{dmin} - T_a}{\sum P_{semicondutores}} = \frac{T_{dmin} - T_a}{P_S + P_D} \quad (6.35)$$

Onde

T_{dD} : contribuição dos diodos para a temperatura do dissipador;

T_{dS} : contribuição dos IGBT's para a temperatura do dissipador;

T_{dmin} : temperatura no dissipador para a menor temperatura de junção estipulada dentre os vários semicondutores montados nele;

T_{jD} : temperatura de junção dos diodos;

T_{jS} : temperatura de junção dos IGBT's;

T_a : temperatura ambiente;

R_{thDA} : resistência térmica entre dissipador e ambiente;

R_{thJC} : resistência térmica entre junção e cápsula do dispositivo (dado em catálogo);

R_{thCA} : resistência térmica entre cápsula do dispositivo e ambiente (dado em catálogo).

6.3.2 Projeto da unidade eletromagnética

Como já fora observado, para dar início ao dimensionamento dos eletroímãs a serem empregados é preciso conhecer os dados de projeto que determinam a zona de operação do sistema como um todo. Estes seriam, como já comentado, a área da sapata polar e sua correspondente densidade de fluxo, obtendo-se assim, o fluxo concatenado total; a potência de plena carga necessária à geração deste fluxo e o nível de corrente líquida que será preciso para mantê-la; e o comprimento de entreferro ajustado para a operação do sistema.

A metodologia aqui adotada para o projeto das unidades eletromagnéticas do sistema de frenagem é adaptada da metodologia clássica [Martignoni 1979, McLyman 1988] e desenvolvida a seguir.

6.3.2.1 Dimensionamento do núcleo e do enrolamento

O primeiro passo no projeto físico de qualquer elemento magnético é a determinação do seu núcleo. Para o sistema em estudo, optou-se pelo emprego de uma liga de aço 1020. Isso se deve ao fato de que este material, embora apresente um alto nível de perdas por histerese, tem alto índice de saturação magnética. Seu emprego na aplicação indicada se deve ao fato de ser utilizado em corrente contínua, não sendo, portanto, submetido a elevadas seqüências de magnetização e desmagnetização.

A busca por uma metodologia de projeto para as unidades magnéticas inicia-se no retorno às leis básicas do eletromagnetismo revisadas no capítulo 2. Partindo das Leis de Ampère e Faraday-Lenz, tem-se:

$$\mathfrak{T}_{mm} = \oint H \cdot d\ell = H \cdot \ell = N \cdot I_{CC} = I_{liq} \quad (6.36)$$

$$v_L(t) = N_{ima} \frac{d\phi}{dt} = N_{ima} \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \quad (6.37)$$

Sendo

N_{ima} : número de espiras no eletroímã.

E pela relação entre indução magnética e campo magnético:

$$B = \mu_o H \quad (6.38)$$

Igualando (6.37) e (6.16) tem-se (6.39).

$$N_{ima} \phi = L_{ima} I_{CC} \quad (6.39)$$

Por definição, toma-se:

$$\phi = A_e \cdot B \quad (6.40)$$

Considerando, pela relação (6.39), que o máximo fluxo concatenado se fará presente quando a corrente no indutor também for máxima. Substituindo (6.40), chega-se a expressão (6.41).

$$N_{ima} = \frac{I_{CC} L_{ima}}{B_{\max} A_e} \quad (6.41)$$

Para esta mesma situação tem-se também uma densidade máxima de corrente nos enrolamentos dada por (6.42).

$$J_{\max} = N_{ima} \frac{I_{CC}}{A_{Cu}} = \frac{I_{liq}}{A_{Cu}} \quad (6.42)$$

Sendo A_{Cu} a área útil da secção transversal de cobre no enrolamento do indutor, definida por (6.43).

$$k_w = \frac{A_{Cu}}{A_w'} \quad (6.43)$$

Onde

A_w' : área da janela do núcleo;

k_w : fator de ocupação da janela do núcleo.

Com isso, a expressão (6.42) pode ser reescrita como:

$$N_{ima} = \frac{J_{\max} k_w A_w'}{I_{CC}} \quad (6.44)$$

E igualando (6.41) e (6.44), tem-se, por (6.45), a definição de uma constante volumétrica relativa ao produto $A_e A_w'$ mínimo necessário para a construção do eletroímã de modo a suportar a energia que será processada por ele.

$$A_e A_w' = \frac{I_{CC}^2 L_{ima}}{B_{\max} J_{\max} k_w} \quad (6.45)$$

De posse da expressão (6.45) já é possível ter uma primeira estimativa para o tamanho do núcleo a ser empregado na construção do eletroímã.

O número de espiras do indutor será determinado a partir da expressão (6.44), uma vez que se determine a máxima densidade de corrente de enrolamento a partir de (6.42), na forma como é dado em (6.46); para a corrente máxima de enrolamento será adotado um valor inicial de acordo com um valor escolhido para a densidade de corrente suportada pelo cobre e com a secção do fio condutor empregado, que será determinada com base na capacidade de acomodação da janela a partir de uma constante de ocupação estipulada inicialmente em 0,7. Esses dados devem ser revisitados ao longo do projeto. A corrente de alimentação, juntamente com a densidade de corrente, número de espiras e fator de ocupação, devem ser ajustados até obter-se um projeto que alie exeqüibilidade e equilíbrio entre volume e capacidade de processamento de energia, computada pela elevação de temperatura.

A máxima densidade de fluxo é imposta pelas condições de operação especificadas *a priori* (assim como o ajuste do entreferro e a área polar), podendo ser calculada com base na equação (6.36) da Lei de Ampère, rearranjada por (6.47). Assim como a corrente, a densidade de fluxo pode ser ajustada ao longo do projeto, sendo pesada junto ao entreferro e a área de secção do núcleo, para ajudar a garantir um volume de núcleo apropriado que permita o processamento de toda a energia entregue à operação do sistema.

A indutância do eletroímã vista pelo conversor é obtida por (6.41), na forma como é dado em (6.48).

$$J_{\max} = \frac{I_{liq}}{k_w A_w} \quad (6.46)$$

$$B_{\max} = \mu_o \frac{I_{liq}}{\ell_{entr}} \quad (6.47)$$

$$L_{ima} = N_{ima} \frac{B_{\max} A_e}{I_{CC}} \quad (6.48)$$

Inicialmente, como já comentado, é necessário determinar-se a secção máxima do condutor fundamental a ser empregado. Calcula-se então a área de cobre total necessária para condução da corrente do enrolamento, com um valor de densidade de corrente já estipulado.

$$S_{Cu} = \frac{I_{CC}}{J_{\max}} \quad (6.49)$$

Onde

S_{Cu} : área de cobre total dos condutores do enrolamento.

Eventualmente, pode-se empregar condutores em paralelo para melhor acomodar toda a massa de cobre dos enrolamentos no interior da área de janela disponível. Nesse caso, calcula-se o número de condutores de acordo com a expressão (6.50).

$$n_{cond} = \frac{S_{Cu}}{S_{cond}} \quad (6.50)$$

6.3.2.2 Possibilidade de execução

Determinado o núcleo, o número de espiras e o número e a secção dos condutores a serem utilizados no projeto, deve-se, por fim, verificar a sua possibilidade de execução, ou seja, a capacidade espacial do núcleo projetado de alocar todo o volume de enrolamento designado para ele [Barbi 2002, Pinheiro Filho 2005].

Para acondicionar todos os enrolamentos determinados no projeto será necessário que se tenha disponível uma área de janela mínima dada por (6.51).

$$A_{w_{\min}} = \frac{\sum_i N_i \cdot n_{\text{cond},i} \cdot S_{\text{fio},i}}{k_w} \quad (6.51)$$

Onde

S_{fio} : área do condutor fundamental empregado considerando o seu isolamento.

A possibilidade de execução é dada pelo fator de ocupação de janela, o qual é definido por:

$$f_{\text{ocup}} = \frac{A_{w_{\min}}}{A_{w_{\text{núcleo}}}} < 1 \quad (6.52)$$

Para que todos os condutores possam ser alocados na janela do núcleo definido é necessário que o fator de ocupação seja menor que a unidade (tipicamente adota-se um $f_{\text{ocup}} < 0,7$ [Barbi 2001]). Caso contrário, deve-se voltar a realizar novos ajustes nos parâmetros de projeto ($B_{\max}$, $J_{\max}$, n_{cond} , I_{CC} etc) ou ainda adotar-se um núcleo maior.

6.3.2.3 Cálculo térmico

Para garantir a exequibilidade do projeto, não é suficiente acomodar-se todos os enrolamentos no interior da janela do núcleo. É preciso que, uma vez alimentado, o eletroímã seja capaz de processar toda a energia necessária para a formação do fluxo magnético sem aquecer a ponto de comprometer a sua própria estrutura, o isolamento de esmalte dos fios empregados, a estrutura física na qual ele será acomodado no interior da planta a ser “freada”, ou mesmo o desempenho e até o funcionamento adequado do sistema.

As perdas nos elementos magnéticos são, em essência, de duas naturezas distintas [Barbi 2001]: as perdas no cobre (por efeito Joule), e as perdas magnéticas (ou perdas no núcleo). Estas últimas serão desprezadas na análise a seguir, pois referem-se a perdas provocadas pela histerese da magnetização seqüenciada do núcleo, o que não se configura em um problema no caso em questão, em que o eletroímã é alimentado por corrente contínua e não será submetido a desmagnetizações sucessivas em pleno funcionamento. Já as perdas por efeito Joule nos enrolamentos são calculadas pela expressão (6.53).

$$P_{cu} = \frac{R_{\text{cond}} \ell_{\text{esp}} N_{\text{ima}}}{n_{\text{cond}}} \cdot I_{CC}^2 \quad (6.53)$$

Onde

R_{cond} : resistência por unidade de comprimento do condutor [Ω/m].

ℓ_{esp} : comprimento médio de uma espira.

Para estimar a elevação de temperatura provocada pelas perdas nos elementos magnéticos é preciso que se saiba o valor da resistência térmica do núcleo. Esta resistência térmica pode ser obtida utilizando-se a expressão apresentada em (6.54), que deriva de uma adaptação das expressões trazidas por Martignoni [1979] e McLyman [1988].

$$R_{th_{nucleo}} = \frac{28,53}{\sqrt{A_e A_w}} \quad (6.54)$$

A elevação de temperatura no componente magnético pode, então, ser estimada por (6.55) [Barbi 2002].

$$\Delta T_{nucleo} = (P_{cu} + \cancel{P_{nucleo}}) R_{th_{nucleo}} = P_{cu} R_{th_{nucleo}} \quad (6.55)$$

Almeja-se obter uma operação segura do elemento magnético na qual não se atinja uma temperatura de trabalho superior a 80°C, temperatura na qual se mantêm seguros os níveis de isolamento elétrico dos materiais [Martignoni 1979, McLyman 1988].

Os níveis de elevação de temperatura serão os principais determinantes, junto com a possibilidade de acomodação dos enrolamentos na janela do núcleo, para conduzirem-se readequações de parâmetros, constantes e opções de projeto para garantir que o sistema trabalhe de forma apropriada, atingindo os níveis estipulados de força de frenagem a velocidades adequadamente determinadas, sem aquecimento demasiado que comprometa a sua vida útil ou o seu funcionamento global.

6.4 Conclusão

Finalizada a análise do sistema de frenagem por correntes parasitas em todos os aspectos nos quais foi proposto estudá-lo, tem-se um arcabouço consistente de informações que torna possível a elaboração de uma metodologia de projeto, embasada em uma série de aspectos do modelo desenvolvido, capaz de oferecer uma sistematização sólida da elaboração de projetos para sistemas dessa natureza.

Abarcando toda uma série de aspectos construtivos e operacionais do sistema, a metodologia desenvolvida mostra-se satisfatória, embora não seja abrangente o suficiente para alcançar estruturas que fujam das especificidades técnicas e geométrico-estruturais sob as quais o sistema fora originalmente concebido.

Capítulo 7

Resultados dos ensaios experimentais

As análises realizadas acerca dos fenômenos de frenagem por meio de forças produzidas pela interação entre campos magnéticos e correntes por eles induzidas, após a obtenção do modelo analítico apresentado no capítulo 2 e das simulações estudadas no capítulo 5, foram levadas para o âmbito laboratorial e comparadas aos resultados obtidos com experimentos realizados com o protótipo desenvolvido para este fim.

O protótipo e a bancada de testes são apresentados a seguir, bem como os resultados de sua experimentação e as análises advindas da comparação entre tais dados e os modelos analíticos sintetizados *a priori*.

7.1 Sistema de frenagem proposto

O sistema, como mencionado, foi concebido a partir da idéia de uma aparelhagem a ser embarcada como parte de um sistema de frenagem empregado nas mais diversas aplicações industriais, a qual destina-se a ser montada numa estrutura de suporte para o carregamento de eletroímãs, uniformemente distribuídos ao longo de uma superfície condutora na qual serão induzidas as correntes parasitas.

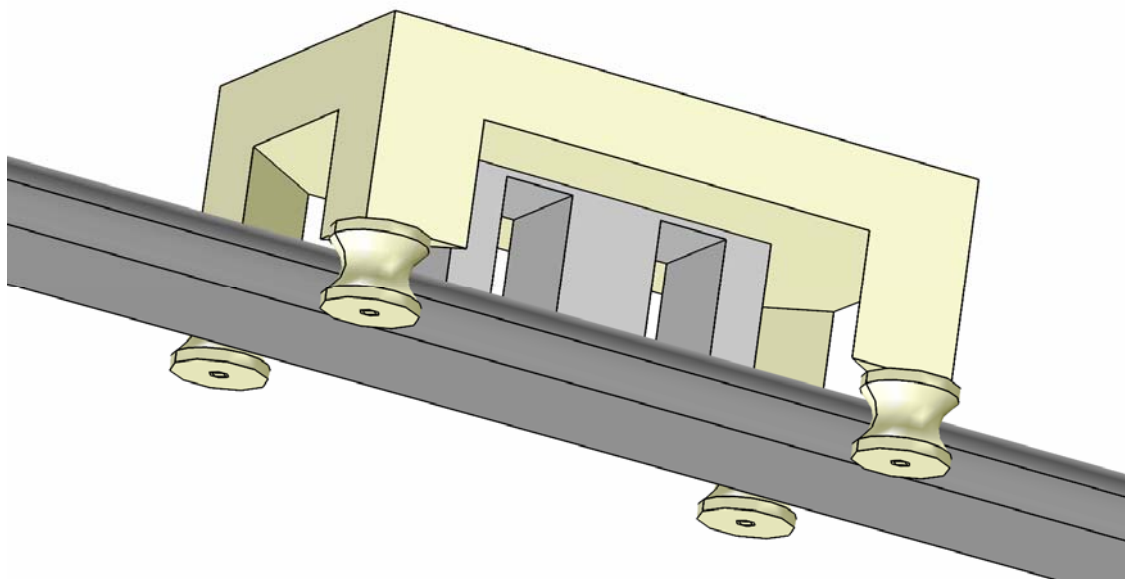


Figura 7.1 – Ilustração conceitual da estrutura do protótipo do sistema de frenagem proposto.

Os eletroímãs, posicionados sobre a superfície da lâmina de material não magnético de baixa resistividade, têm a função de realizar a frenagem, por efeito da indução de correntes parasitas na própria superfície, possibilitando a frenagem e/ou o controle da

velocidade de trânsito dos sistemas aos quais é agregado, pela injeção de corrente nos seus enrolamentos através do emprego de um conversor CC-CC, também a ser embarcado no corpo do sistema a ser freado. A Figura 7.1, apresenta o modelo ilustrativo da estrutura do sistema de frenagem proposto e serve de conceito para a implementação da estrutura do protótipo montado para a realização dos testes experimentais.

7.1.1 Gerenciamento de energia (Conversor CC-CC bidirecional)

O sistema de gerenciamento de energia a ser empregado para alimentação dos eletroímãs componentes do sistema da frenagem é constituído de um conversor CC-CC bidirecional em meia ponte, com a função de controlar o fluxo de energia do banco de baterias embarcado que alimenta todos os sistemas de aferição de dados necessários ao monitoramento da integridade das paredes dos dutos de transporte de material a serem verificados.

Este conversor, apropriadamente estudado por meio de análises qualitativas e simulações computacionais, respectivamente, no capítulo 3 e no capítulo 4, teve um protótipo experimental montado e testado em laboratório para confirmação do estudo do seu comportamento previamente estudado.

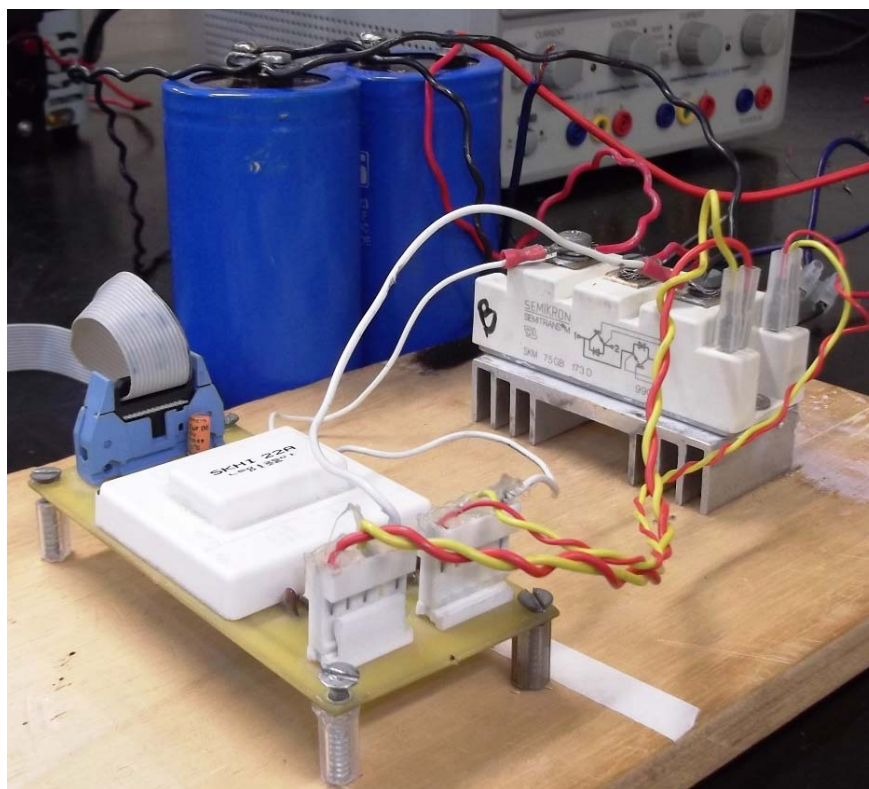


Figura 7.2 – Protótipo do conversor CC-CC bidirecional em meia ponte.

A Figura 7.2 apresenta a montagem em laboratório do protótipo do conversor, constituído de um par de capacitores eletrolíticos e um módulo em “braço” de IGBT’s, os quais são acionados por meio de um *driver* de acionamento SKHI-22A da Semikron© (Figura 7.3), cujos sinais PWM são providos pelo circuito de comando da Figura 7.4, cujo

esquema elétrico é apresentado na Figura 7.5. A Figura 7.6 mostra o protótipo em operação na bancada de testes experimentais.



Figura 7.3 – Driver SKHI-22A da Semikron© empregado no acionamento do protótipo.

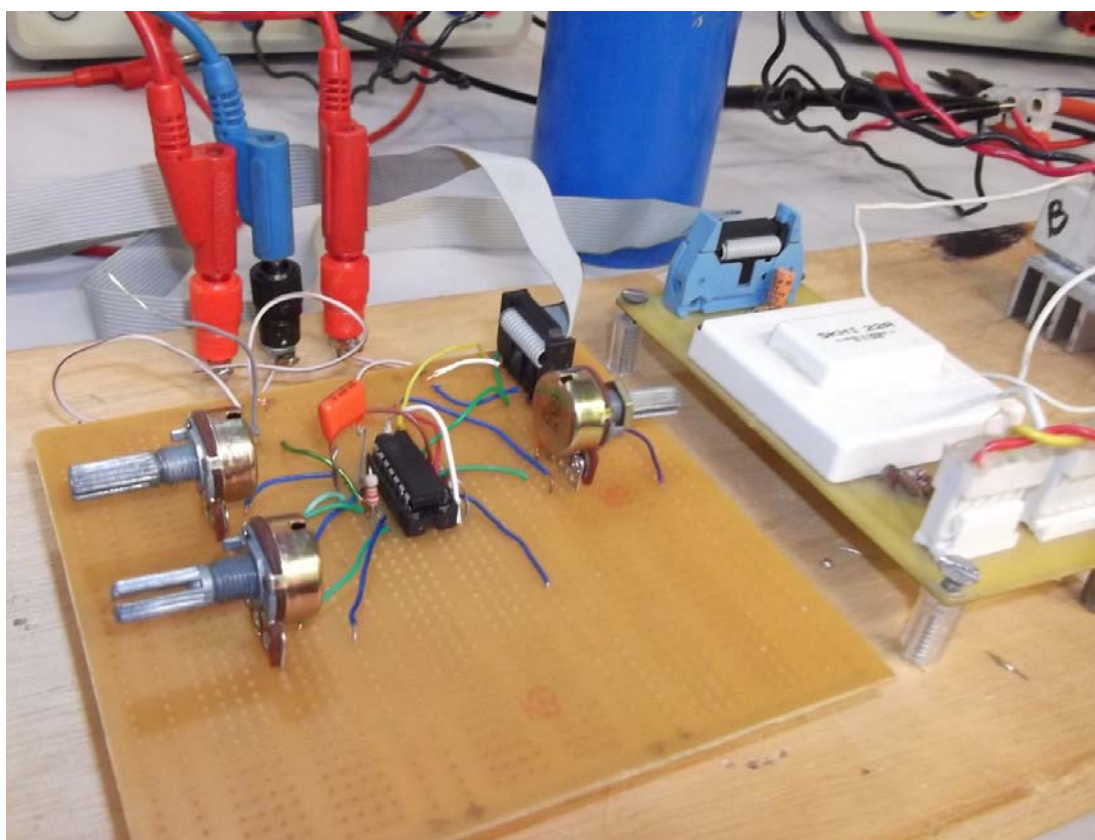


Figura 7.4 – Circuito de geração dos sinais PWM para acionamento do *driver*.

Este protótipo emula o sistema originalmente concebido e tem a função de reproduzir o efeito da frenagem magnética no interior de uma superfície tubular, através da interação do eletroímã com as superfícies de material condutor posicionadas entre o trilho guia de aço e o eletroímã embarcado no veículo. O protótipo concebido do sistema visa a obtenção de dados experimentais que validem o comportamento do modelo analítico desenvolvido. A Figura 7.7 mostra algumas vistas conceituais do ‘freio sobre trilho’ desenvolvido para o estudo. Enquanto a Figura 7.8 apresenta a fotografia do suporte em tecnil montado em laboratório.

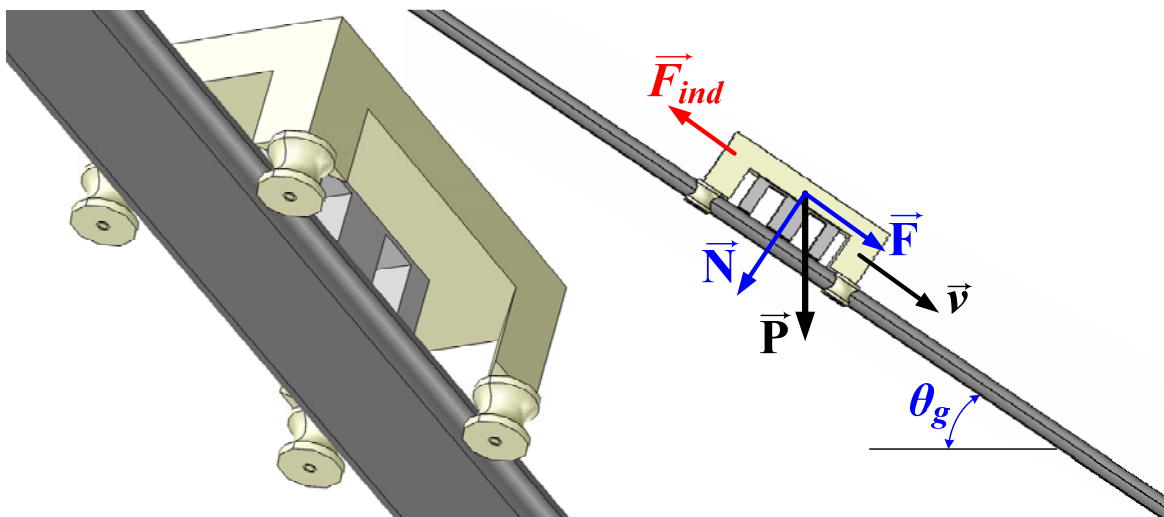


Figura 7.7 – Ilustração conceitual do protótipo experimental em forma de ‘módulo de frenagem’



Figura 7.8 – Estrutura do protótipo experimental.

O sistema é energizado por meio de um alimentador bipolar, preso ao veículo através de conectores em suas laterais, que leva energia da fonte de corrente controlada até o eletroímã, que corre embarcado sobre o veículo, preso a ele por meio de braçadeiras (Figura 7.9).

7.1.2.1 Bancada experimental e condições de ensaio

O protótipo é posto a correr sobre uma barra de aço, que faz o papel de “trilho-guia”, sendo impulsionado pela componente paralela do seu próprio peso (conforme ilustrado na Figura 7.7).

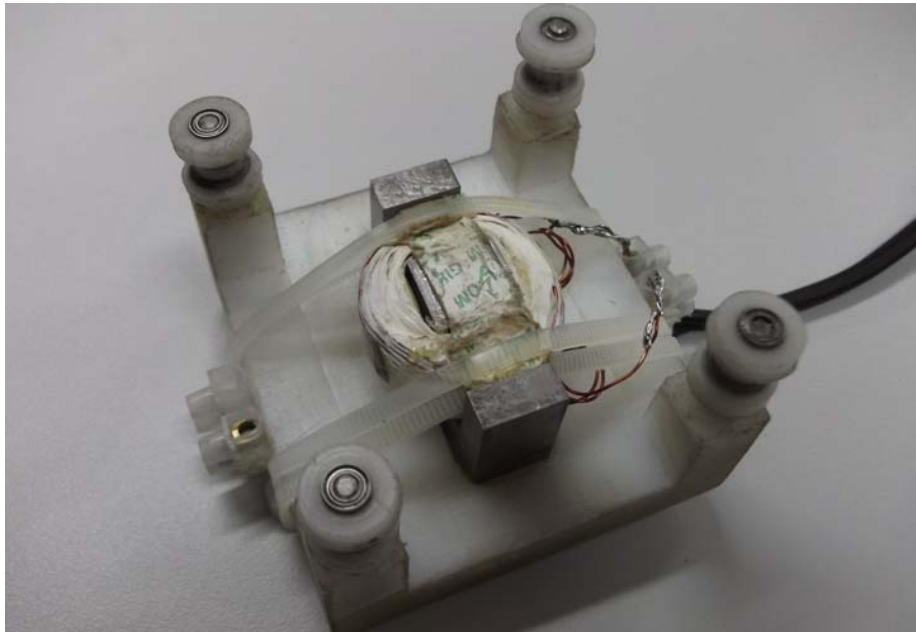


Figura 7.9 – Estrutura do protótipo com eletroímã acoplado.

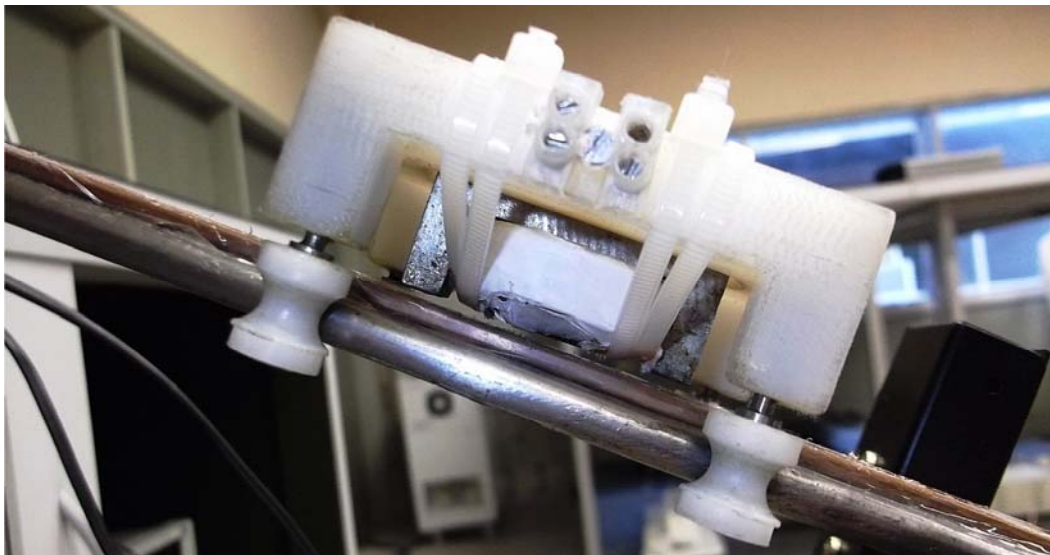


Figura 7.10 – Protótipo experimental posicionado no trilho de aço sobre a lâmina de cobre.

Sobre o trilho-guia, repousa uma lâmina de material condutor, presa a sua superfície de modo a se posicionar entre a própria barra e os pólos do eletroímã que correm sobre ela, conforme pode ser visto na fotografia da Figura 7.10. O trilho-guia, que forma o trajeto do percurso no qual o comportamento dinâmico do sistema será estudado, tem um comprimento total de 2,5m e um percurso útil de 2m, referentes ao trecho longitudinal de sua superfície que é encoberto pelo comprimento da lâmina condutora.



Figura 7.11 – Bancada preparada para realização dos ensaios experimentais.



Figura 7.12 – Aparato da bancada de ensaios com sensores de velocidade posicionados ao longo do curso de deslizamento do protótipo.

O trilho é posicionado desde o chão até o topo de uma bancada de testes, de modo a fazer o protótipo cobrir uma trajetória descendente, monitorada por um sistema de sensores de velocidade posicionados ao longo do seu comprimento, espaçados segundo a velocidade de trajeto que se espera enxergar na sua descida (Figura 7.12 e Figura 7.13). O cabo alimentador é erguido e guiado sobre o arranjo por barbantes posicionados à margem da bancada, de modo a suspender o seu comprimento e descarregar o protótipo de qualquer esforço adicional que pudesse ser empreendido pela presença de seu peso extra atrelado ao veículo.



Figura 7.13 – Protótipo posicionado para realização dos ensaios de medição de velocidade.

Com isso, é possível monitorar a trajetória descendente do veículo, tendo observado o comportamento da variação no tempo de sua velocidade de descida ao longo do caminho, verificando o efeito da frenagem produzida pelas correntes parasitas ao interagir com o campo que se desloca sobre a superfície onde estas são induzidas. Isso permite realizar comparações experimentais do comportamento dinâmico do sistema com o comportamento deduzido pelo modelo analítico desenvolvido no capítulo 2.

7.2 Resultados experimentais

Ambos os protótipos, do sistema de gerenciamento de energia e do módulo de frenagem, foram testados e validados em laboratório. O conversor, sendo testado em seu acionamento do eletroímã enquanto o protótipo de frenagem, por sua vez, foi avaliado em seu comportamento dinâmico.

Uma vez posto a correr sobre o trilho alocado como uma “rampa” descendente na bancada de testes, o protótipo teve o seu comportamento de descida verificado pelos sensores de velocidade e sua dinâmica modelada experimentalmente pela aquisição de pontos de sua curva de variação da velocidade no tempo para vários níveis de corrente injetada na bobina do eletroímã embarcado. Essas curvas traçam o comportamento dinâmico do sistema, que foi posteriormente comparado ao comportamento do modelo analítico desenvolvido.

7.2.1 Sistema de gerenciamento de energia

Acionado pelo *driver* de potência comandado pelo circuito de comando desenvolvido para geração dos sinais PWM. O conversor bidirecional foi testado em sua capacidade de entrega de correntes em ambos os sentidos a cargas simuladas e ao próprio eletroímã a que se destina alimentar.

A Figura 7.14 e a Figura 7.15 exibem as formas de onda de tensão e corrente na saída do conversor alimentando o eletroímã, respectivamente quando comandado a injetar-lhe correntes positiva e negativa. O conteúdo harmônico na frequência de comutação do conversor quando do crescimento do nível de potência entregue ao eletroímã, provoca uma elevada ondulação de corrente no eletroímã que prejudica a sua operação e aumenta substancialmente suas perdas.

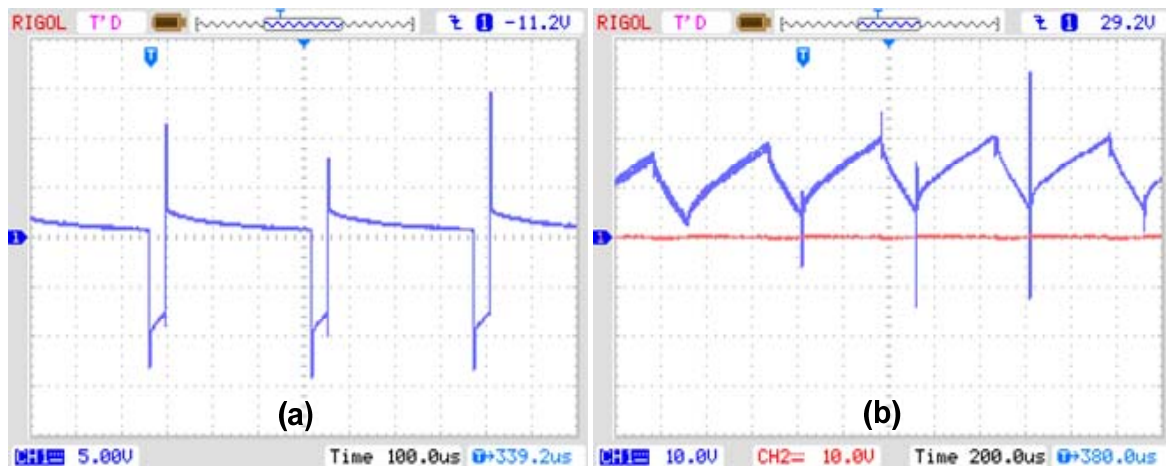


Figura 7.14 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) no eletroímã quando o conversor é comandado a injetar corrente positiva na carga: escala de corrente de $10V/4\Omega.div$.

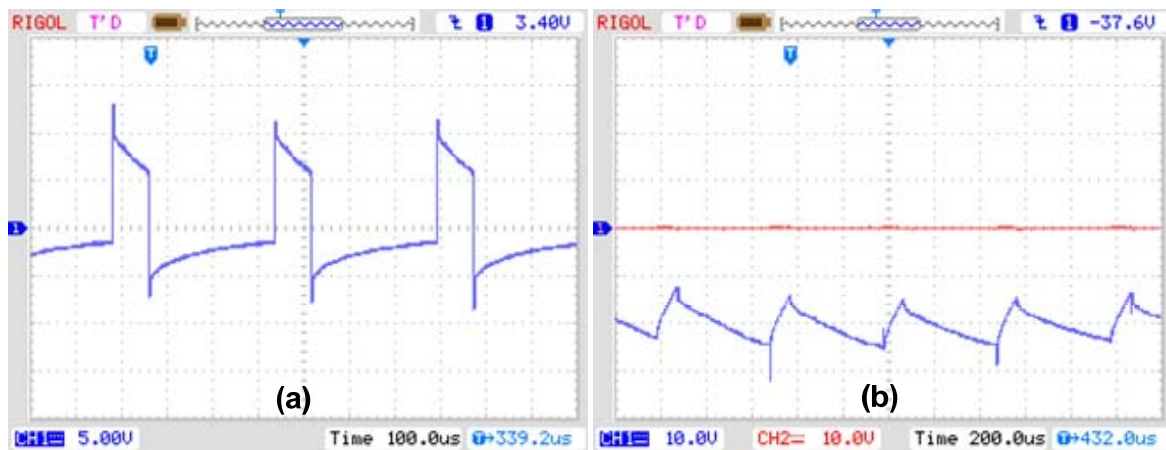


Figura 7.15 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) no eletroímã quando o conversor é comandado a injetar corrente negativa na carga: escala de corrente de $10V/4\Omega.div$.

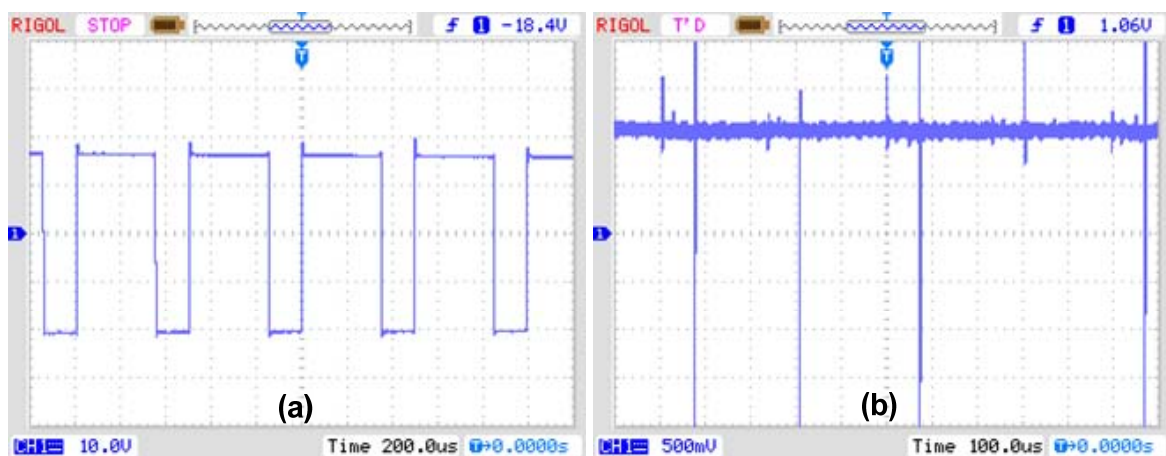


Figura 7.16 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) de saída quando a carga é alimentada através de um filtro indutivo e o conversor é comandado a injetar corrente positiva na carga: escala de corrente de $500mV/4\Omega.div$.

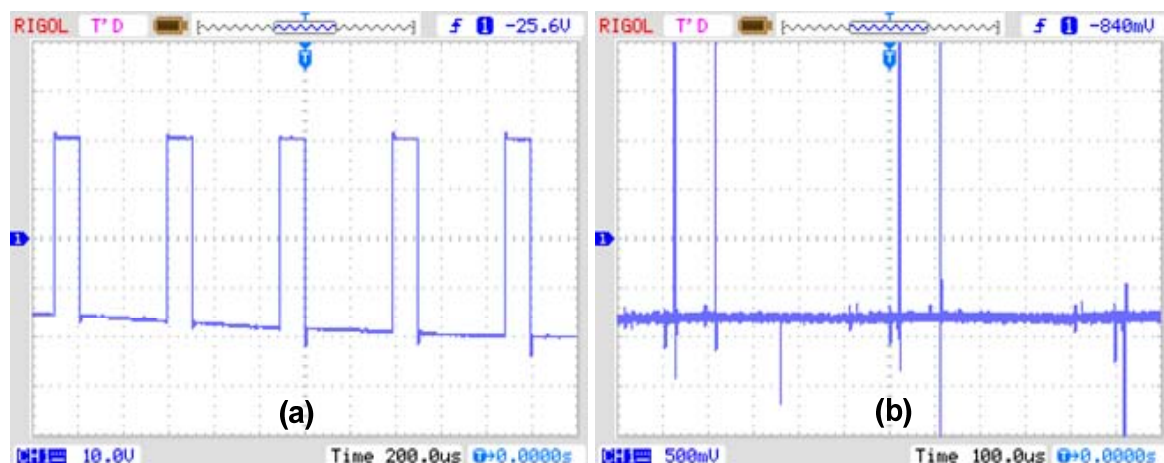


Figura 7.17 – Formas de onda de tensão (a) e corrente (b) de saída quando a carga é alimentada através de um filtro indutivo e o conversor é comandado a injetar corrente negativa na carga: escala de corrente de 500mV/4Ω.div.

Para reduzir essa ondulação, é inserido no circuito, em série com o eletroímã, um reator de alta indutância ($L_f = 1,6$ H, nesse caso), com a função de filtrar esse conteúdo harmônico e entregar ao eletroímã uma corrente de baixa ondulação, praticamente constante. Conforme pode ser conferido na Figura 7.16 e na Figura 7.17.

Em todas as formas de onda capturadas da operação do eletroímã, as correntes foram obtidas pela inserção de um resistor *shunt* de 4Ω em série ao circuito de carga, no intuito de medir-se a tensão produzida pela passagem da corrente de carga sobre este. Neste caso, as escalas de medição de corrente são acrescidas do fator admitido pela inserção do resistor *shunt*, conforme é dado nas legendas de suas respectivas imagens.

O sistema, ao funcionar com a inserção do reator em série com a carga, entrega-lhe uma corrente de baixa ondulação, conforme pode ser confirmado pelas aquisições das formas de onda exibidas na Figura 7.16 e na Figura 7.17.

Para comprovar a característica bidirecional do conversor, validando-se a função de reversibilidade do fluxo de potência através dele, o sistema foi conectado a duas fontes de tensão controladas em valores distintos de tensão de saída (Figura 7.18) e, através da variação de sua razão cíclica, o fluxo de energia foi invertido, ora fluindo desde a fonte E em direção à fonte V_{in} (Figura 7.19) e ora fluindo em sentido inverso - desde a fonte V_{in} em direção à fonte E (Figura.20).

Como ambas as fontes eram reguladas por tensão, tendo características de saída idênticas, foi preciso inserir um indutor de filtragem de harmônicos entre o conversor e a fonte V_{in} , ajustada para ser a fonte de baixa tensão do arranjo, criando a característica de fonte de corrente (I_{out}) para este lado do conversor.

Através do resistor *shunt*, em série com o indutor de filtragem, é possível medir a corrente I_{out} nos terminais de saída PWM do conversor, referentes ao seu lado de baixa tensão, tendo como referência o sentido ilustrado na Figura 7.18.

Tendo disponíveis duas fontes de tensão independentes em suas extremidades (ambas capazes de fornecer energia a partir da rede elétrica ao sistema), o conversor é capaz de reverter o fluxo de energia entre ambas a partir do controle de sua forma de operação desde que o lado de alta tensão seja o do barramento com característica de fonte de tensão e o lado de baixa tensão tenha característica de fonte de corrente (dada pela presença do reator em série).

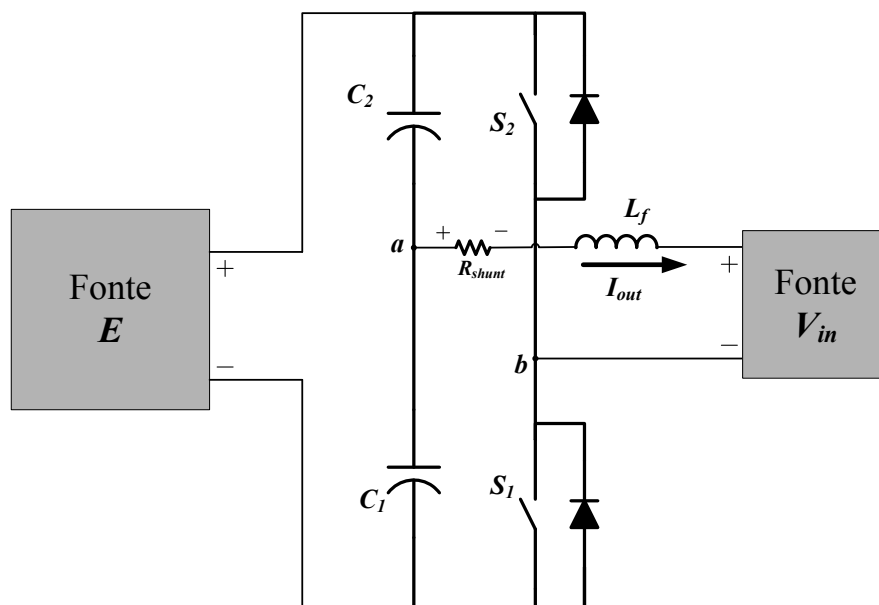


Figura 7.18 – Arranjo do conversor aplicado ao controle do fluxo de potência entre duas fontes independentes.

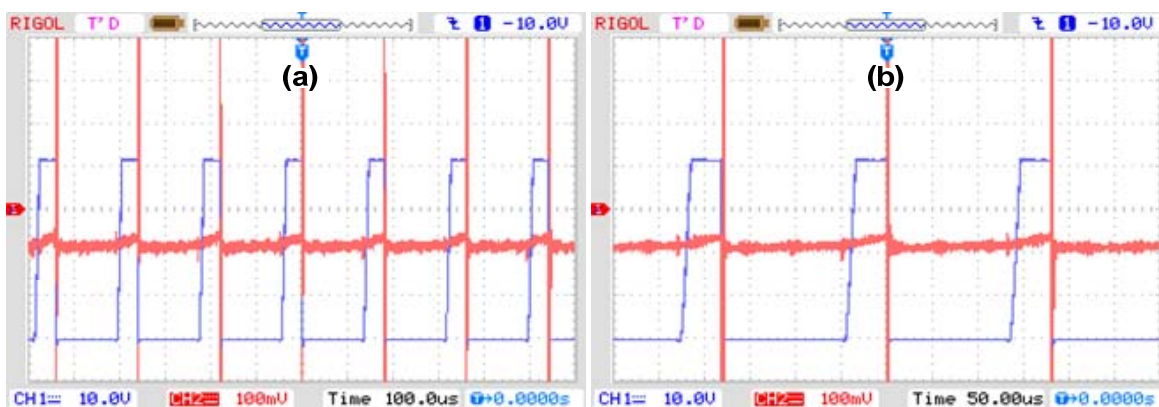


Figura 7.19 – Formas de onda de tensão ($-v_{ab}$) e corrente ($-i_L$) do lado do indutor de filtragem quando o conversor é comandado em modo de operação buck ($D_1 > 0,5$) a levar energia da fonte E (com 41,5V) para a fonte V_{in} (com 20,9V): escala de corrente de 100mV/4Ω.div.

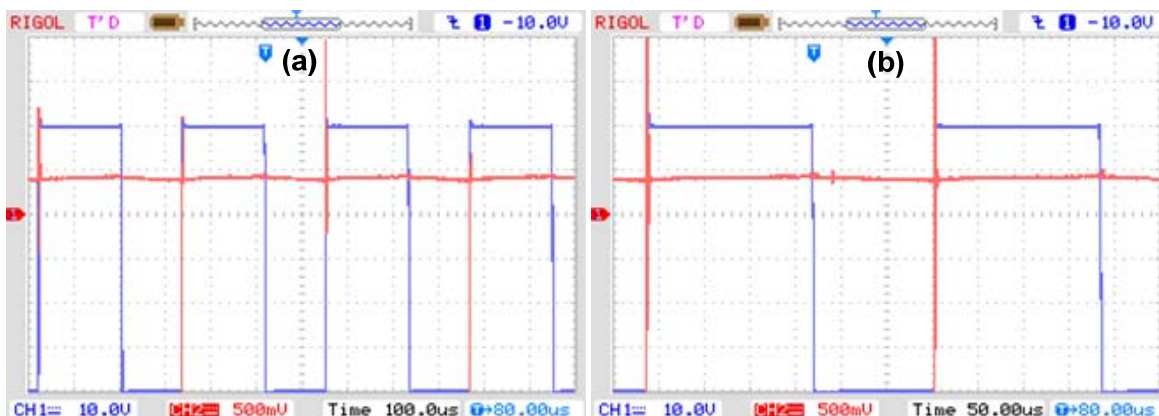


Figura.20 – Formas de onda de tensão ($-v_{ab}$) e corrente ($-i_L$) do lado do indutor de filtragem quando o conversor é comandado em modo de operação boost ($D_1 < 0,5$) a levar energia da fonte V_{in} (com 10V) para a fonte E (com 59,2V): escala de corrente de 500mV/4Ω.div.

Como as fontes controladas empregadas no ensaio não correspondem à mesma característica de bidirecionalidade do conversor, surge um desequilíbrio entre as tensões sobre ambos os capacitores do barramento de alta tensão. Esse desequilíbrio provoca o carregamento excessivo de um ou outro dos capacitores quando o fluxo de energia é conduzido num ou noutro sentido. Daí a elevação na tensão deste barramento ser diferente em cada modo de operação verificado na Figura 7.19 e na Figura.20.

Esse fenômeno já foi abordado ao longo das análises por simulação do conversor trazidas no capítulo 4. No qual se observou a possibilidade de solucionar este problema pela inserção de um pré-regulador PFC à sua entrada.

7.2.2 Comportamento do sistema de frenagem monitorado experimentalmente

Posto a correr em descida livre sobre o trilho-guia, o protótipo teve o seu comportamento mensurado por sensores de velocidade cujos dados foram empregados para traçar as curvas apresentadas nos gráficos da Figura 7.21 e da Figura 7.22. Cada gráfico apresenta uma “nuvem” de curvas de crescimento da velocidade no tempo de descida (formada pela sobreposição das curvas traçadas para ensaios individuais empregando condições idênticas entre si), cada qual referente à descida do “veículo de frenagem” quando o seu eletroímã embarcado é alimentado por um nível distinto de corrente.

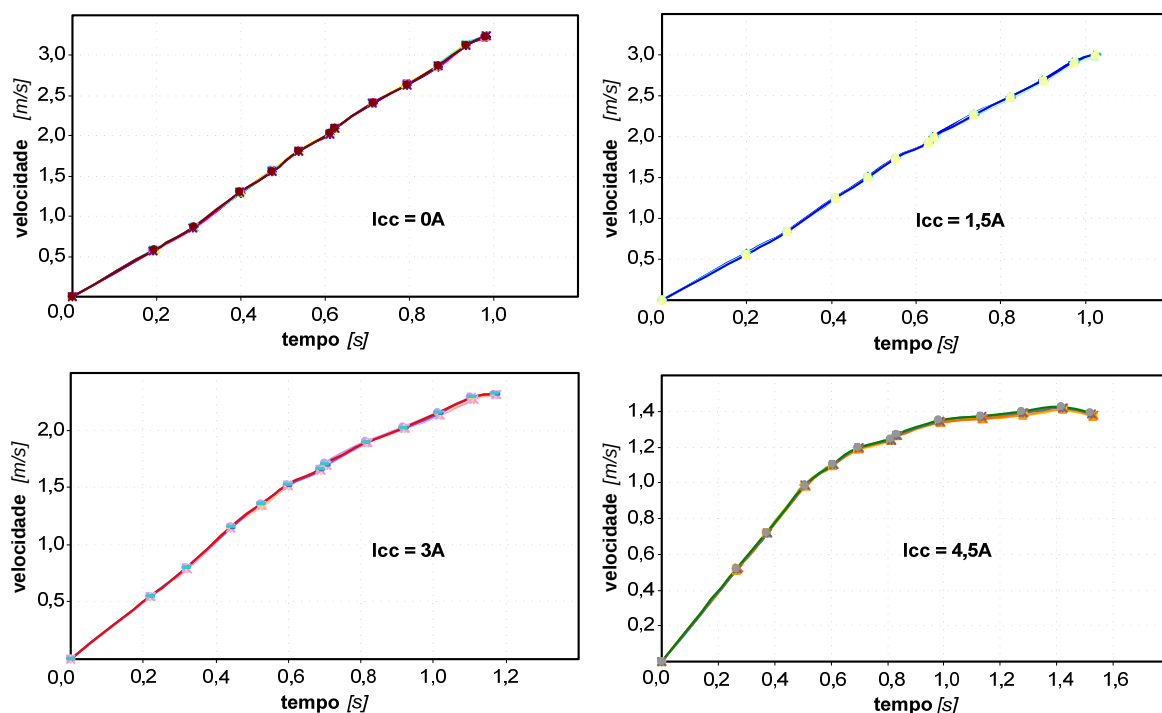


Figura 7.21 – Comportamento dinâmico do sistema para correntes de alimentação de 0A a 4,5A.

Como o comprimento do trilho-guia que define o trajeto de descida é relativamente curto, o tempo de descida para baixos níveis de corrente injetada na bobina é muito breve para permitir uma boa comparação com os modelos implementados. Assim, para análises posteriores, serão considerados apenas as curvas dinâmicas traçadas para o comportamento do protótipo alimentado por correntes a partir de 4,5A.

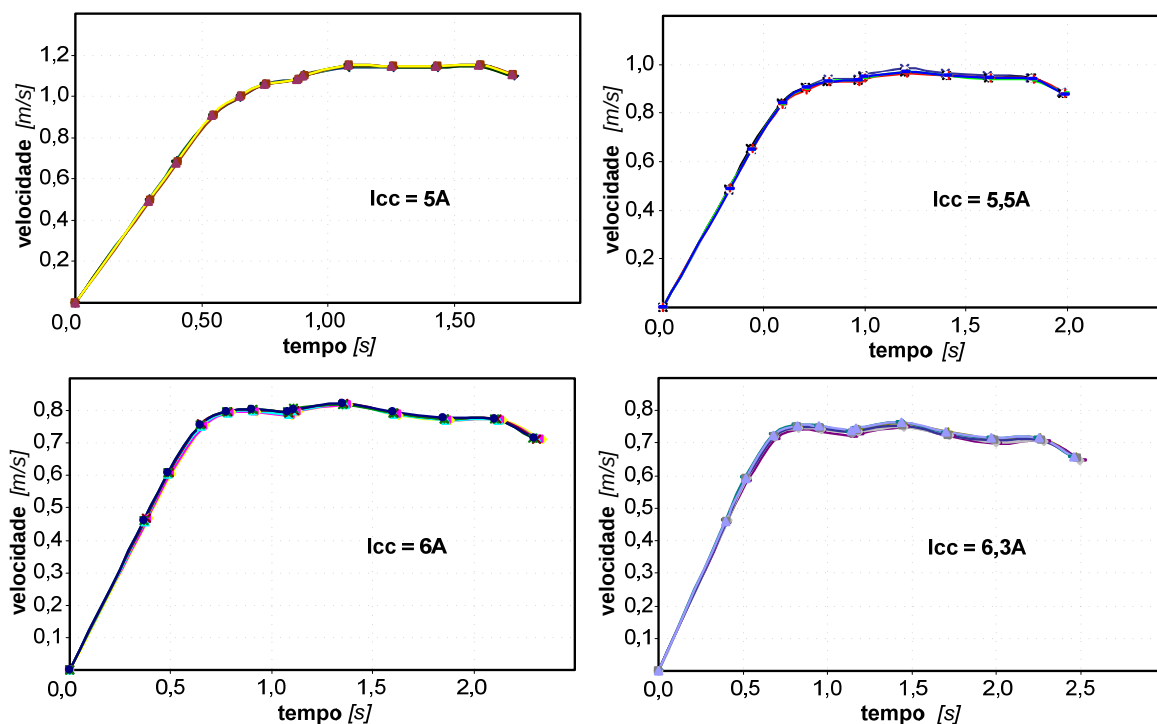


Figura 7.22 – Comportamento dinâmico do sistema para correntes de alimentação de 5A a 6,3A.

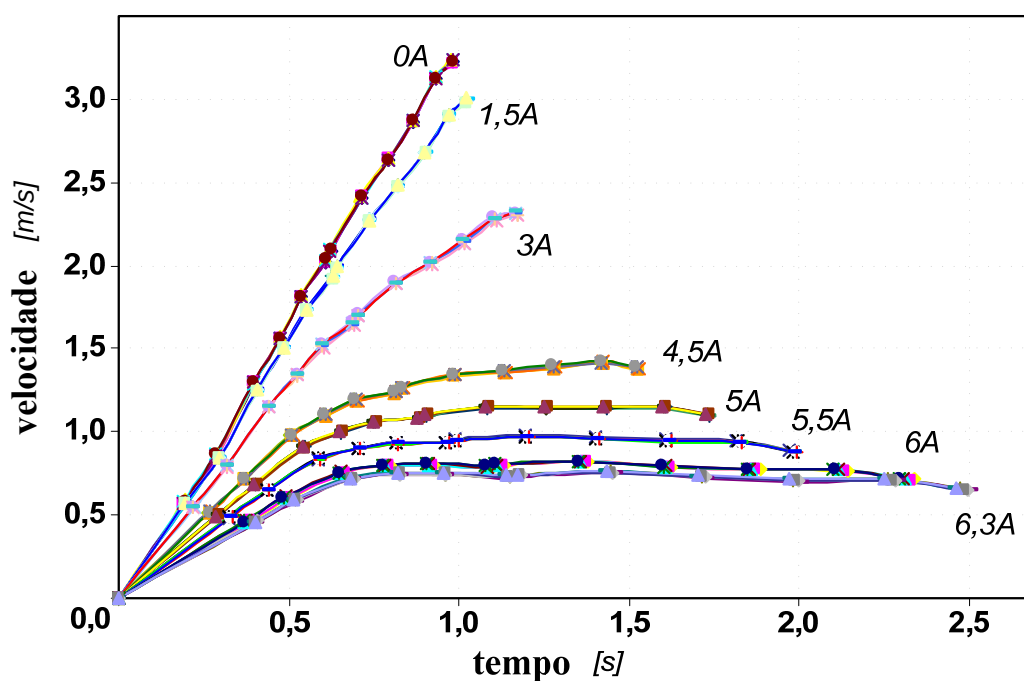


Figura 7.23 – Curvas de velocidade traçadas por ensaios experimentais.

As curvas dinâmicas mensuradas experimentalmente podem ser vistas sobrepostas na Figura 7.23, enquanto a Figura 7.24 reduz o espectro de correntes injetadas para a faixa que permitirá um estudo mais específico.

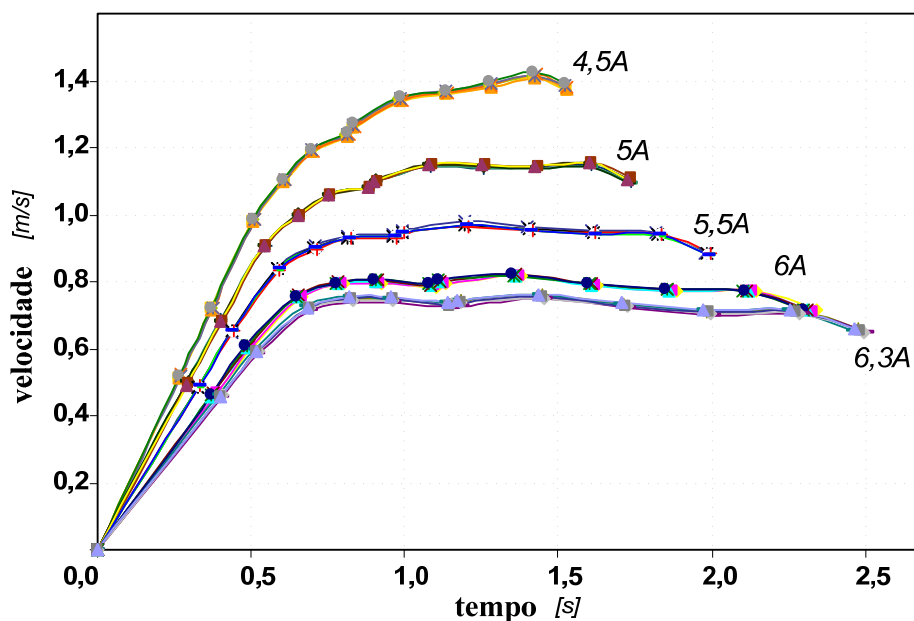


Figura 7.24 – Curvas de velocidade traçadas por ensaios experimentais para I_{CC} a partir de 4,5A.

7.2.3 Obtenção de modelos experimentais

A partir dos pontos obtidos para descrever o comportamento do sistema, os quais são apresentados nas curvas da Figura 7.24, foram realizadas interpolações matemáticas, empregando *software* específico, para obterem-se modelos polinomiais de 4ª ordem que descrevessem o comportamento da variação de velocidade do sistema no decurso de sua trajetória de descida.

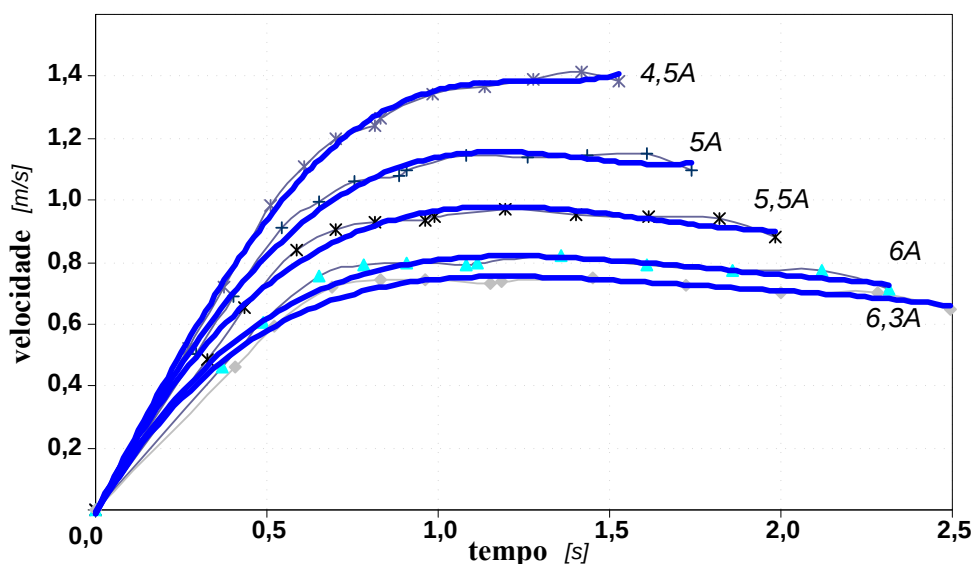


Figura 7.25 – Interpolação das curvas obtidas experimentalmente.

Tais modelos, cada qual obtido para uma das curvas que compõem a respectiva ‘nuvem’ da corrente injetada a qual se refere, são dados pelas expressões apresentadas em

(7.1), cujos comportamentos são descritos pelas curvas expostas na Figura 7.25 e na Figura 7.26.

$$\begin{aligned}
 v(4,5A,t) &= 0,5503t^4 - 1,4508t^3 + 0,1627t^2 + 2,1013t - 0,0079 \\
 v(5A,t) &= 0,1708t^4 - 0,2755t^3 - 0,9061t^2 + 2,1609t - 0,0106 \\
 v(5,5A,t) &= -0,0262t^4 + 0,4077t^3 - 1,562t^2 + 2,159t - 0,0128 \\
 v(6A,t) &= -0,0713t^4 + 0,5489t^3 - 1,5815t^2 + 1,9231t - 0,0118 \\
 v(6,3A,t) &= -0,0789t^4 + 0,5764t^3 - 1,5728t^2 + 1,8304t - 0,0102
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

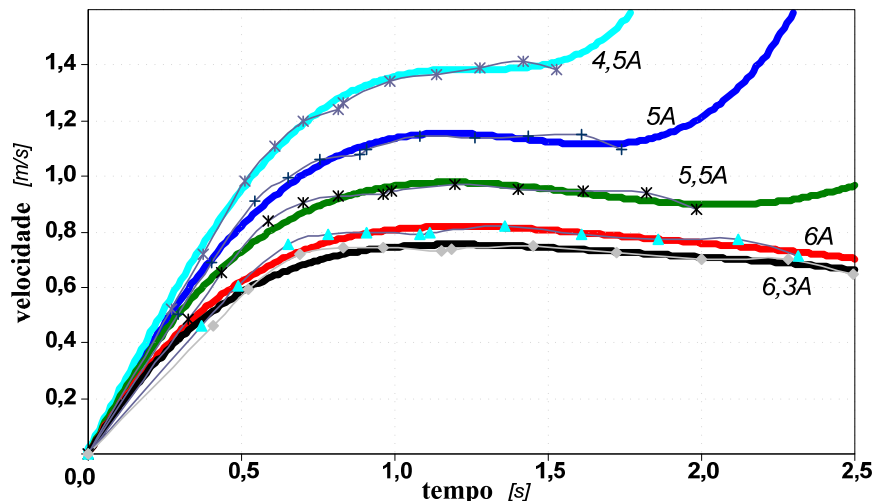


Figura 7.26 – Traçado do comportamento dos modelos obtidos por interpolação.

7.3 Análise dos resultados

No intuito de validar os modelos analíticos trazidos do capítulo 2 e obter-se respaldo para uma análise mais apurada do comportamento do sistema e dos fenômenos de frenagem por correntes parasitas, objeto do presente estudo, procede-se agora uma comparação entre o comportamento do modelo dinâmico obtido analiticamente e as curvas de desempenho aferidas pela experimentação do protótipo.

7.3.1 Comparação entre os resultados teóricos e experimentais

Da Figura 7.27 à Figura 7.32 são confrontados o comportamento verificado experimentalmente e o modelo dinâmico para cada situação de corrente I_{CC} injetada no eletroímã.

Para realizar tal comparação é preciso obterem-se as curvas dinâmicas do modelo definidas para as mesmas condições experimentais estabelecidas nos ensaios. Dessa forma, o modelo elaborado no capítulo 2, representado em (7.2), terá seus parâmetros geométricos e eletromagnéticos substituídos pelos dados aferidos do protótipo experimental. Tal que a constante k_v , definida pela composição das constantes descritas no capítulo 2 conforme (7.3), adquire o valor dado por esses parâmetros, os quais são descritos na Tabela 7.1.

$$v(t) = \frac{g_{\theta} m_p}{k_v} (1 - e^{-k_v t}) \quad (7.2)$$

$$k_v = 2n_p n_{ima} k_f k_{simp} \frac{\delta_s}{\rho_s} \left(\mu_o \frac{\ell_s}{\ell_{entr}} I_{liq} \right)^2 = k_f k_{simp} k_{ima} k_{sup} k_{entr} I_{liq}^2 \quad (7.3)$$

$$k_f = k_d \sin \theta_{BI} \quad (7.4)$$

Tabela 7.1 – Dados do protótipo empregado nos ensaios experimentais e transpostos na descrição do modelo analítico para confrontá-lo com os resultados dos ensaios experimentais.

Parâmetro	Descrição	Magnitude
n_{esp}	número de espiras do eletroímã	215
I_{CC}	corrente injetada no enrolamento do eletroímã	1,5 A ~ 6,3 A
δ_s	espessura da lâmina condutora	3,5 mm
ρ_s	resistividade da lamina condutora	$1,67 \times 10^{-8} \Omega.m$ para o cobre $2,83 \times 10^{-8} \Omega.m$ para o alumínio
ℓ_s	comprimento base da medição do núcleo	15 mm
ℓ_{entr}	espessura do entreferro	10,4 mm
k_f	coeficiente de dispersão de fluxo (dado empírico)	0,782
k_{simp}	constante de simplificação da geometria do núcleo	1
n_{ima}	número de eletroímãs empregado	1
n_p	número de pares de pólos do eletroímã	1
m_p	massa do ‘trem de frenagem’	208,2 g
g_{θ}	componente da aceleração da gravidade no sentido do movimento	$\bar{g} \cdot \sin \theta$
θ	ângulo de inclinação do trilho-guia	25,11°

Nesse momento, é preciso aferir empiricamente o valor a ser estabelecido pelas constantes k_d , relacionada à dispersão e ao espalhamento do fluxo no entreferro, e k_f , definida por (7.4) e relacionada à divergência de inclinação entre o fluxo e suas correntes induzidas no interior da lâmina condutora, que, como determinado *a priori*, devem ser inseridas no modelo para compor a sua validação, dado que são parâmetros que representam fenômenos presentes na operação do sistema, mas que não são mensuráveis, estando relacionados às suas não-linearidades e não-idealidades.

Dessa forma, a constante k_f é ajustada empiricamente, conforme observação ao comportamento do sistema experimental, para o valor de 0,782. Valor este que se diferencia do que fora empregado na validação empreendida por simulação no capítulo 5 devido àquele estudo ter sido realizado com base no modelo que leva em conta o efeito pelicular. Assim, aquele comportava a presença de outras constantes não computadas no presente modelo, como o índice de correção da permeabilidade relativa do material condutor, que só encontra aplicabilidade quando se considera a atenuação das correntes induzidas devido ao efeito pelicular.

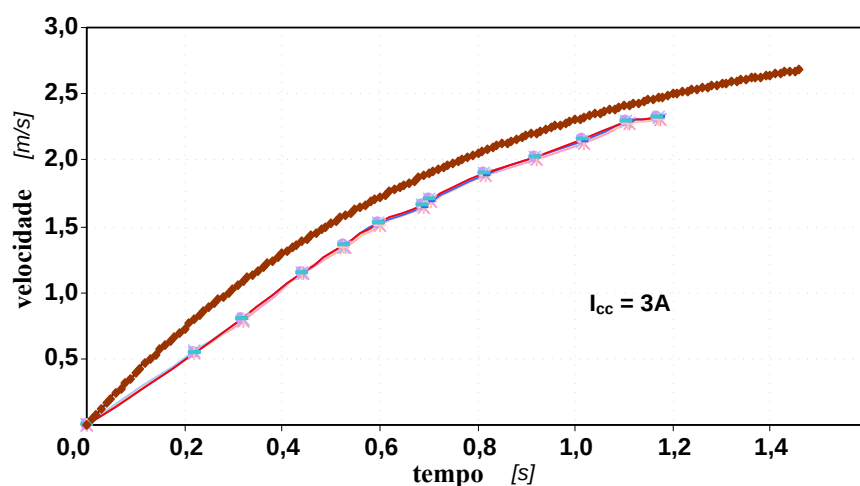


Figura 7.27 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 3A.

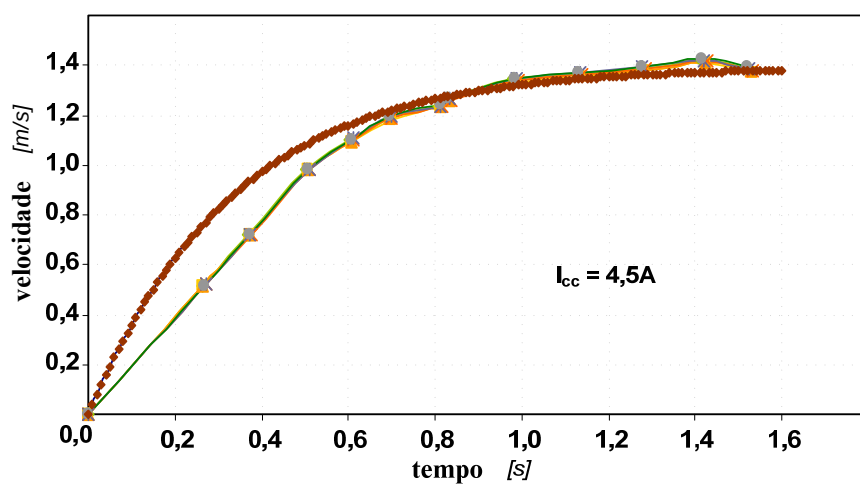


Figura 7.28 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 4,5A.

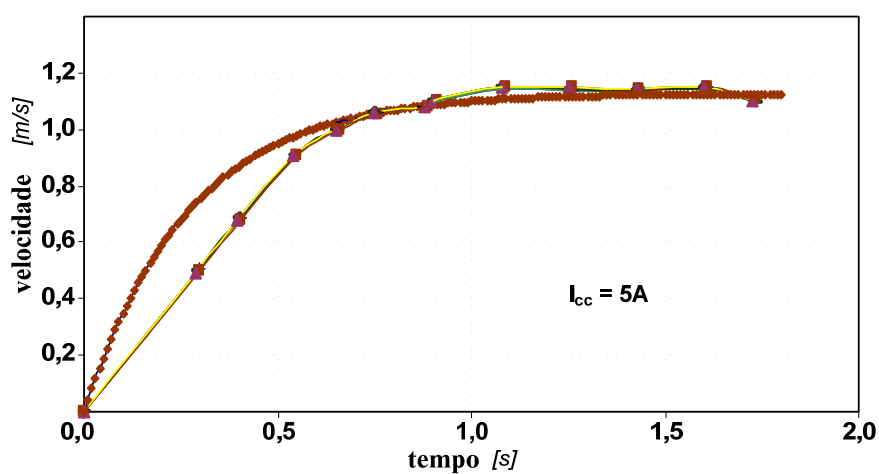


Figura 7.29 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 5A.

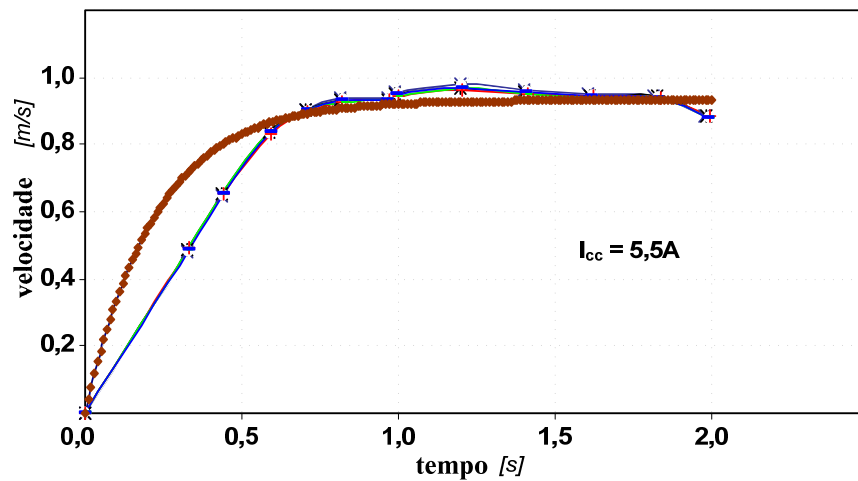


Figura 7.30 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 5,5A.

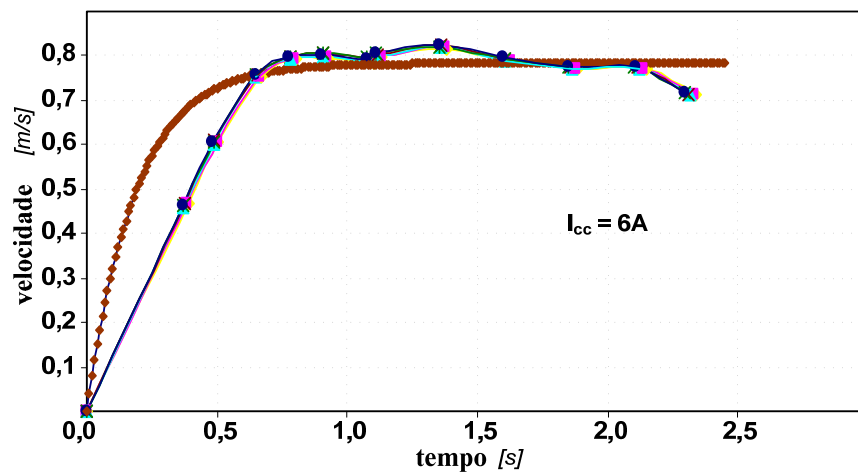


Figura 7.31 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 6A.

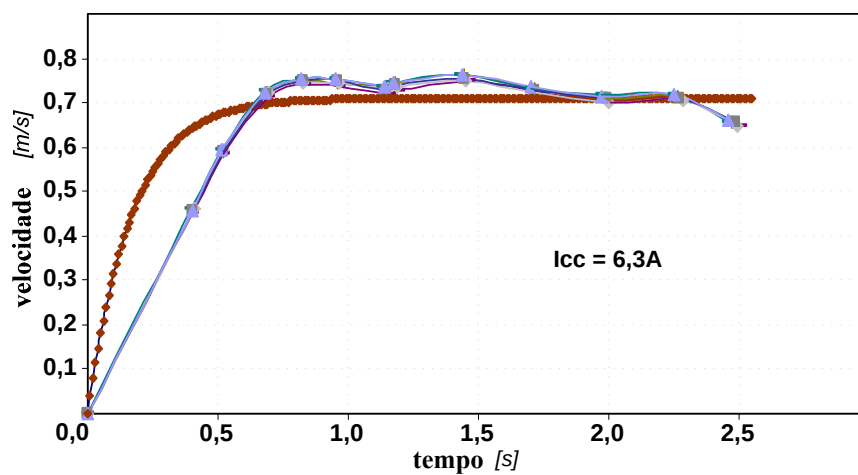


Figura 7.32 – Comparação entre os comportamentos dinâmicos teórico e experimental do sistema para uma corrente de alimentação de 6,3A.

Em tais condições, a velocidade de trânsito em regime atingida pelo veículo não supera a ordem de 1,4m/s para os níveis de corrente testados. O que põe o trajeto do veículo, e a dinâmica do sistema, na região de trabalho em que o comportamento da força se assemelha mais ao comportamento dado pelo modelo linear (obtido no capítulo 2) do que ao comportamento descrito pelo modelo mais complexo, que leva em conta a sua operação submetida às condições de redução da força de frenagem decorrentes do efeito pelicular sobre a indução das correntes na superfície condutora.

De fato, em baixa velocidade é de se esperar que o efeito pelicular tenha menor relevância e o comportamento do sistema se aproxime de uma dinâmica mais semelhante àquela conferida pelo modelo linear desenvolvido inicialmente.

A Figura 7.33 e a Figura 7.34 ilustram a comparação entre o comportamento deduzido através da modelagem dinâmica e o comportamento dinâmico do sistema, respectivamente descritos pelos dados aferidos dos ensaios experimentais e pelos modelos obtidos pela interpolação computacional desses pontos.

O comportamento do modelo e aquele observado pela experimentação do protótipo são bastante semelhantes, atestando a validade do modelo sintetizado. Dito isto, é considerada satisfatória a modelagem realizada e a análise desenvolvida para o sistema em estudo, dado que as aproximações empregadas para obtenção do modelo linear proposto no capítulo 2 satisfazem as condições de operação dos PIG's instrumentados que operam a baixas velocidades, próximas de 1m/s, no interior das tubulações em que são empregados.

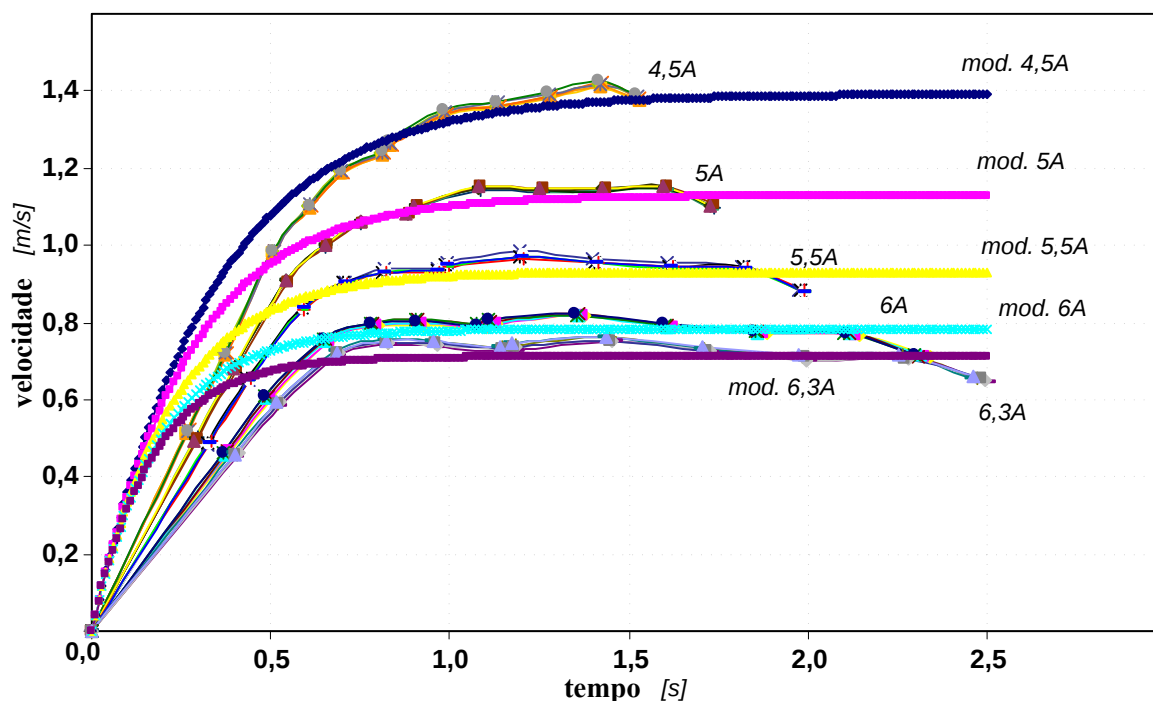


Figura 7.33 – Comparação das curvas de comportamento do modelo teórico e do modelo experimental do sistema.

A aceleração mais lenta da velocidade do protótipo no início das corridas, e sua leve desaceleração ao final das mesmas, devem-se ao efeito do atrito encontrado entre roldanas e trilho-guia (em face às imperfeições no perfil usinado para a barra de aço usada para este fim) que, no início da corrida, partindo de uma condição de repouso, assim como já no seu fim, tendo o veículo perdido boa parte de sua energia potencial inicial e estabelecido uma velocidade de descida inercial praticamente constante, em decorrência da

ação de frenagem do eletroímã embarcado, passa a ter uma ação mais relevante em produzir alguma desaceleração ao se opor ao deslocamento do sistema.

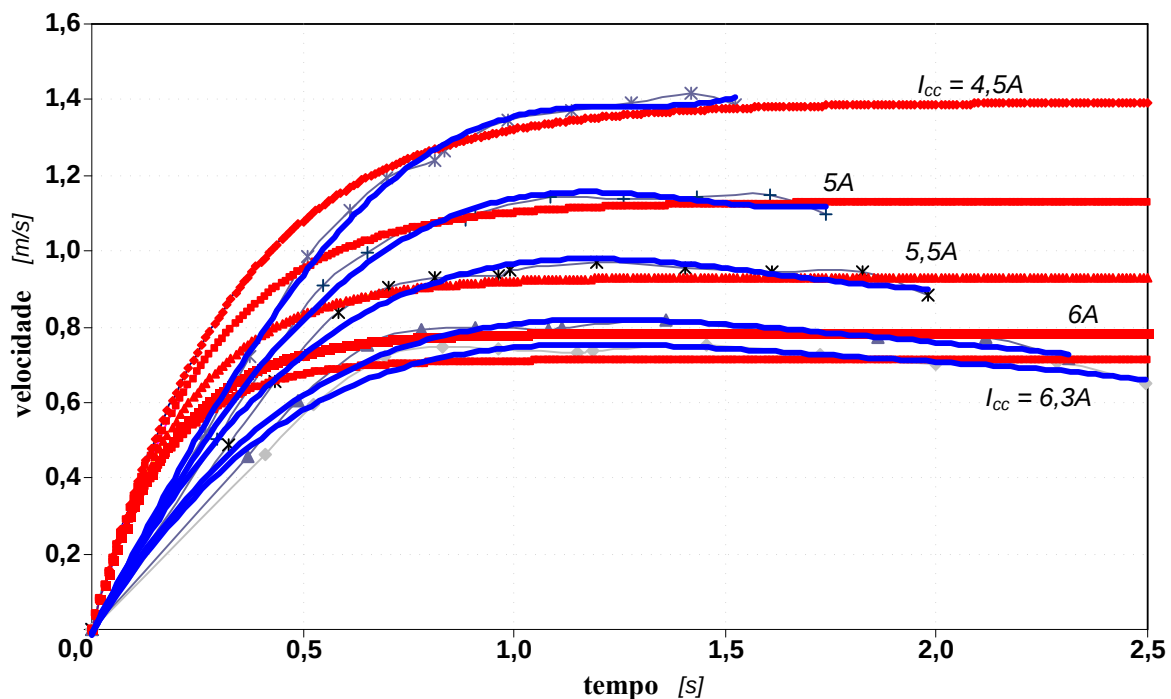


Figura 7.34 – Comparação do comportamento do modelo teórico e do modelo experimental extraído por interpolações.

7.3.1.1 Análise de resultados experimentais obtidos com a substituição da lâmina de cobre por alumínio

Também foi estudado o efeito de substituição do material condutor empregado na lâmina que ocupa o entreferro do sistema. Para tanto foram efetuados ensaios experimentais empregando uma lâmina de alumínio em substituição à lâmina condutora de cobre. A **Erro! Fonte de referência não encontrada.** mostra a comparação entre resultados teóricos, obtidos da simples substituição da resistividade do material na constante k_v , em (7.3), do modelo analítico (7.2), e as novas medições experimentais aferidas em laboratório. Nota-se um certo distanciamento dos resultados se comparados àqueles obtidos com a utilização da lâmina de cobre. Isso se deve, possivelmente, às diferentes naturezas dos materiais empregados. Embora sejam ambos bons condutores e tenham sido simulados considerando $\mu_r = 1$, na prática, são materiais distintos, cujas características magnéticas divergem sensivelmente.

O cobre é um material diamagnético, cuja permeabilidade relativa é levemente menor que a unidade e tem a propriedade de repelir, embora minimamente, as linhas de fluxo que o atravessam; enquanto o alumínio é um material paramagnético, os quais são tidos como quase não-magnéticos, devido a sua permeabilidade levemente superior à unidade [Wentworth 2009].

Ambos são praticamente “transparentes” para o fluxo que os atravessam, mas há ali um leve fenômeno que os diferencia. Isto, aliado à maior resistividade do alumínio, que causa uma menor indução de correntes parasitas em seu interior, e às diferentes velocidades de deslocamento do sistema, decorrentes exatamente dos diferentes níveis de

correntes induzidas em suas superfícies, ocasionam uma sensível diferença na distorção do fluxo no interior do material.

Para corrigir essa divergência observada no modelo teórico, é efetuado um ajuste na constante k_f , dada em (7.4), representativa dos fenômenos de dispersão de fluxo e do ângulo da disposição espacial entre o fluxo e as correntes por ele induzidas no interior do material. Para o alumínio, a constante k_f recebe uma correção empírica para assumir o valor de 0,8660, o que representa uma menor dispersão de fluxo no interior do entreferro, decorrente da característica paramagnética do material, que não produz a mesma elevação no espreadimento das linhas de fluxo produzida pela ação da propriedade diamagnética do cobre [Wentworth 2009]. A Figura 7.35 exibe a comparação entre o modelo teórico corrigido empiricamente e as curvas dinâmicas já obtidas dos ensaios empregando a lâmina de alumínio. É confrontado ali, o comportamento verificado experimentalmente e o modelo dinâmico ajustado para cada situação de corrente I_{CC} injetada no eletroímã.

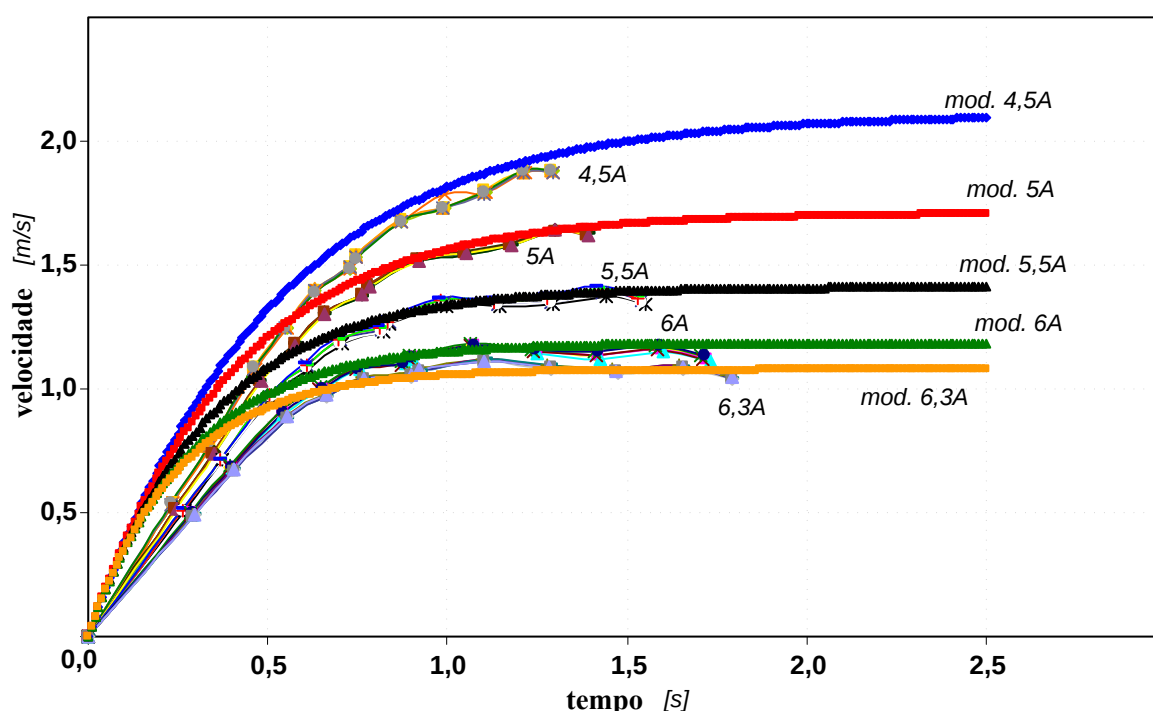


Figura 7.35 – Comparação das curvas de comportamento dos modelos teórico e experimental empregando a lâmina de alumínio.

É preciso, também, ponderar que as lâminas de cobre e alumínio empregadas nos ensaios experimentais foram adquiridas comercialmente, sendo materiais que contêm algum nível de impurezas em sua constituição. O que já não pode ser dito para os materiais configurados para as simulações em MEF, que resguardam características especificamente mais próximas dos elementos químicos dos quais são constituídos.

É de se esperar que novos ajustes empíricos precisem ser feitos para cada diferente material empregado na lâmina induzida.

7.3.2 Comportamento da ação de frenagem

Para verificar a ação da força de frenagem produzida pelas correntes parasitas seria preciso permitir que o protótipo acelerasse livremente até atingir uma velocidade tal que

fosse passível de ser reduzida pelo acionamento do sistema de frenagem. Como tal procedimento incorreria em erros de medição provocados pelo retardo da ação humana de acionamento do sistema, optou-se pela retirada de parte da lâmina de cobre que repousava sobre o trilho-guia, dividindo o percurso de descida do protótipo em duas zonas distintas: uma zona de aceleração, na qual o veículo desce livre da ação das correntes parasitas induzidas no material condutor; e uma zona de frenagem, caracterizada pela presença do trecho restante da lâmina condutora, que proporciona o surgimento das correntes parasitas e o reforço da ação de frenagem sobre o sistema.



Figura 7.36 – Bancada de ensaios preparada para medir a redução da velocidade do protótipo ao adentrar na zona de influência das correntes parasitas proporcionada pela disposição da lâmina condutora.

A Figura 7.36 exhibe a nova configuração da bancada de ensaios experimentais, destacando a disposição de ambas as zonas ao longo do percurso do trilho guia, enquanto a Figura 7.37, mostra o trecho de medição de velocidade, onde são dispostos os sensores, ao largo do ponto de passagem do sistema de uma zona a outra.

Embora haja ainda a ação da frenagem produzida pelas correntes induzidas no próprio trilho guia durante a descida do protótipo, esta é substancialmente reduzida em relação àquela produzida sobre a lâmina condutora, tanto devido à maior resistividade do aço ali empregado, quanto pela baixíssima profundidade de penetração no material, que possui altíssima permeabilidade magnética.

Assim, a força de frenagem produzida sobre o protótipo ao percorrer o trecho livre da lâmina condutora é desprezível em face àquela que se consegue obter ao cruzar a região coberta pela lâmina condutora logo adiante, permitindo-o desenvolver uma boa aceleração e atingir a velocidade necessária para ser avaliada a ação da força de frenagem ao adentrar a “zona de frenagem”, na qual a lâmina condutora repousa sobre trilho-guia.

A Figura 7.38 ilustra a entrada do protótipo na região de aferição da velocidade, localizada na passagem da zona de aceleração para a zona de frenagem por corrente parasitas e, por fim, a Figura 7.39 apresenta os resultados das velocidades obtidas com tais ensaios, apresentando a redução de velocidade aferida pela ação da força gerada pelas correntes induzidas no interior da lâmina condutora quando da passagem do protótipo, de uma zona a outra, sob aceleração causada pela ação da gravidade.



Figura 7.37 – Trecho de medição da velocidade do sistema em sua passagem da zona de aceleração para a zona de frenagem sob influência da lâmina condutora.



Figura 7.38 – Passagem do protótipo pela região de medição de velocidade em sua entrada na zona de frenagem sobre a lâmina de cobre.

O ensaio representado na Figura 7.38, cujos resultados são apresentados no gráfico da Figura 7.39, emula o efeito do acionamento do sistema de frenagem quando da ocorrência de uma aceleração indevida e demasiada no sistema. Demonstrando a sua eficiência em recuperar a velocidade de trânsito desejada mediante a determinação de uma corrente pré-estabelecida de acionamento do eletroímã demandada pela aceleração do movimento do sistema.

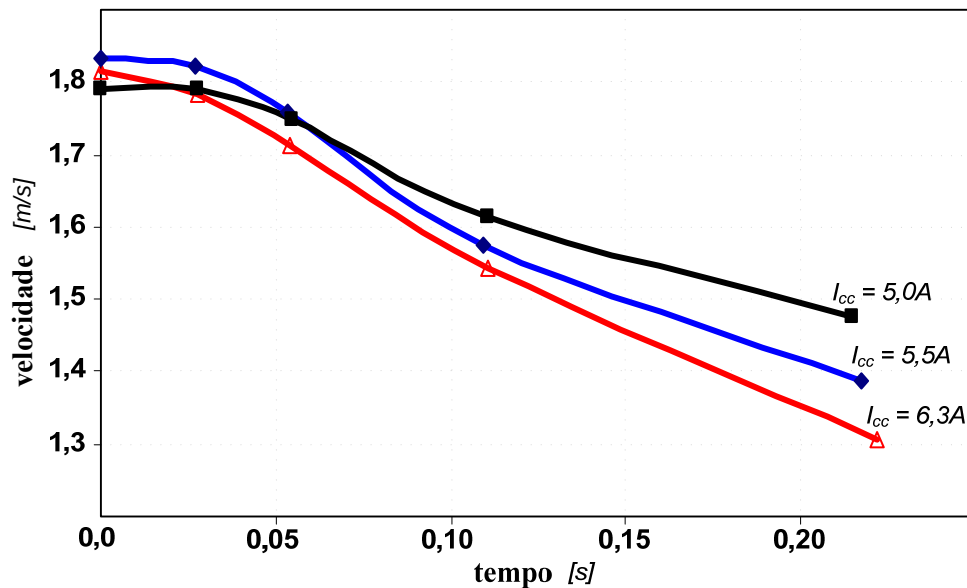


Figura 7.39 – Comportamento da velocidade do sistema ao entrar na zona de frenagem propiciada pela presença da lâmina de cobre.

7.4 Conclusão

Os experimentos conduzidos em laboratório trazem resultados muito semelhantes àqueles já esperados a partir do estudo do modelo dinâmico implementado analiticamente.

O sistema tem uma rápida aceleração em decorrência da força propulsora que é dada pela ação da componente longitudinal da gravidade sobre o veículo de testes e, como a força de frenagem se eleva com o crescimento da velocidade, uma vez atingida uma velocidade que seja capaz de gerar a força de frenagem que leve o veículo ao equilíbrio inercial, o sistema atinge o seu ponto de regime e entra em MRU, seguindo assim até o fim de sua trajetória.

Tal como é dado pelo modelo desenvolvido, a velocidade de regime do sistema é proporcional ao quadrado da corrente injetada no enrolamento do eletroímã nele embarcado. Assim sendo, para uma corrente maior, maior será também a força frenante, o que provocará a entrada em regime do sistema a uma velocidade menor.

O estudo provido pelos ensaios em laboratório também atestam a capacidade do sistema de frenagem de refrear, ao acionamento do eletroímã embarcado, um movimento excessivamente acelerado pré-estabelecido por quaisquer razões externas à ação do controle de velocidade do sistema veicular.

Todo esse comportamento, deduzido por inspeção aos modelos estudados, é claramente observado na experimentação do protótipo implementado.

O modelo desenvolvido para descrever o comportamento dinâmico do sistema é, portanto, considerado válido e satisfatório. Encerrando com saldo positivo a etapa experimental do estudo apresentado.

Capítulo 8

Considerações finais

Este trabalho teve como foco principal, o estudo dos fenômenos relacionados ao uso das correntes parasitas aplicadas à frenagem eletromagnética de sistemas com deslocamento linear sobre meios condutores de baixa permeabilidade magnética.

Tendo como impulso motivador um projeto relacionado ao controle da velocidade de corrida de PIG's através de dutos de transporte de material petroquímico, tendo em vista o aperfeiçoamento das técnicas de aferição das condições estruturais e de operação, bem como a integridade da superfície interna de oleodutos e gasodutos, ele se converte em um primeiro movimento no sentido de agregar uma nova linha de pesquisa ao rol existente no LAMP/UFRN, contando com a vasta experiência da instituição tanto em estudos voltados à área de instrumentação para a indústria do petróleo [Quintaes 2010], quanto na área de avanços em tecnologias relacionadas ao estudo dos fenômenos eletromagnéticos e do gerenciamento de energia por conversores de estado sólido [Primo Jr. 2002, Dubut 2010].

O escopo desse documento não atinge a execução de um protótipo totalmente operacional pronto para implantação efetiva em um PIG experimental. Mas aponta um caminho, dando um primeiro passo em direção ao desenvolvimento de uma tecnologia que tem grande potencial para empregabilidade nas mais diversas aplicações em que se trate de controle de velocidade ou redução do atrito na interrupção de movimento, tais como sistemas de transporte, elevação de cargas, transmissão de movimento, máquinas operatrizes ou quaisquer outras aplicações que ainda possam vir a ser determinadas por estudos subsequentes.

A pesquisa apresenta um protótipo experimental, devidamente estudado e modelado de forma didática e embasada numa abordagem tão acessível quanto possível da teoria dos fenômenos eletromagnéticos. De modo a atingir, como meta final, além de um modelo adequadamente validado (tanto por métodos experimentais, quanto por meio de simulações empregando o MEF), a síntese de uma metodologia de projeto para sistemas de frenagem eletromagnética tão prática quanto eficiente.

Os modelos sintetizados, confrontados tanto com os resultados das simulações quanto com os resultados dos ensaios experimentais, apresentaram comportamento dinâmico satisfatório, tanto na limitação da velocidade de cruzeiro quanto na redução de velocidades excedentes, dentro das faixas de operação de velocidade e força nas quais se tencionava trabalhar.

A relação entre força-velocidade-corrente, devidamente trabalhada, permite obter-se controle da força produzida a uma dada velocidade a partir da imposição dos níveis de corrente injetada.

As análises dos resultados obtidos dos testes empregando lâminas induzidas de cobre e alumínio apontam para diferenças de desempenho que podem ser exploradas com o uso, não apenas de tais materiais, mas de quaisquer outros metais condutores devidamente estudados e testados. Visto que quanto maior a resistividade do meio induzido, menor a força de frenagem obtida a uma dada velocidade e maior a velocidade com que a frenagem se dá com força máxima.

O estudo, finalizado com a incorporação de uma metodologia de projeto fechada, abrange análises de diversos aspectos do sistema em sua operação em uma faixa de baixas velocidades de deslocamento, mas expande-se para abarcar opções de aplicabilidade em mais largas zonas de operação no que tangencia a frenagem ou controle de velocidade de sistemas de deslocamento linear dos mais diversos.

Como um próximo passo na busca pela tecnologia de controle de velocidade de PIG's instrumentados, sugere-se o avanço das pesquisas no campo da frenagem eletromagnética em meios ferromagnéticos. Mas no campo dos sistemas de frenagem em geral, abre-se espaço para estudos que contemplem novos exames experimentais empregando materiais, condutores ou não, ainda não estudados no escopo deste texto, além da pesquisa por métodos de controle de velocidade, a partir de técnicas de controle dinâmico dos sistemas eletrônicos de gerenciamento de energia, empregando a tecnologia aqui proposta.

A substituição do material condutor empregado na lâmina induzida se converte em uma fonte de novas perspectivas de estudos do ponto de vista da viabilidade técnico-econômica de projetos de sistemas de frenagem dessa natureza.

Uma análise dirigida à ponderação da influência de parâmetros ainda não testados no escopo deste texto também renderia a abertura de possíveis novas perspectivas de estudo para o próprio sistema da forma como foi aqui concebido.

Há espaço para aprimorar os modelos a partir da concepção de diferentes geometrias que tragam variações paramétricas relevantes ao sistema, tais como menor dispersão magnética ou maior ou menor similaridade do deslocamento do campo com uma onda eletromagnética.

A possibilidade, por exemplo, de empregar-se alimentação alternada nos enrolamentos do eletroímã pode ser estudada no intuito de permitir operar sistemas de maior envergadura em aplicações nas quais a necessidade de carregamento de fontes embarcadas não se convertam em uma limitação evidente.

Afastando-se da aplicação em sistemas de frenagem, a possibilidade de estudar-se mais apropriadamente a viabilidade de conversão eletromecânica da energia cinética em um sistema dessa natureza também abre espaço para se pensar em aplicações que se valham das correntes parasitas de forma diversa daquela aqui apresentada.

Referências Bibliográficas

- Allan, C. L. C. **Water-Turbine-Driven Induction Generators**. In: Proceedings of the IEE – Part A: Power Engineering, vol. 107, #36. Dezembro de 1959, pp. 529-543.
- Assis, André K. T. **Os Fundamentos Experimentais e Históricos da Eletricidade**. Livraria da Física. São Paulo, 2011.
- Assis, A. K. T.; CHAIB, J. P. M. **Eletrodinâmica de Ampère**. Editora Unicamp. Campinas, 2011.
- Barbi, Ivo. **Eletrônica de Potência**. Edição do autor (4ª edição). Florianópolis, 2002.
- Barbi, Ivo. **Projetos de Fontes Chaveadas**. Edição do autor. Florianópolis, 2001.
- Barbi, Ivo; Martins, Denizar C. **Conversores CC-CC Básicos não Isolados**. Edição dos autores. Florianópolis, 2000.
- Barbi, I.; Illa Font, C. H.; Alves, R. L. **Projeto Físico de Indutores e Transformadores**. Documento Interno: Apostila da disciplina de *Eletrônica de Potência II*, UFSC (INEP – 2002).
- Barners, L. *et al.* **An Eddy Current Braking System**. In: Proceedings SSST '93: System Theory, 1993. pp. 58-62.
- Bassalo, J. M. F. **Eletrodinâmica Clássica**. Livraria da Física. São Paulo, 2007.
- Beer, F. P.; Johnston, E. R. **Mecânica Vetorial para Engenheiros – vol. 2: Cinemática e Dinâmica**. Pearson Makron Books, 5ª edição. São Paulo, 1991.
- Bethel Engineering Services Limited. **Pipeline pigging, enhanced pipeline cleaning services, and In-line Inspection Programs**. Disponível em: <http://www.bethelengineeringservices.com/pipe-pigging.htm> – Acesso em: 05 de setembro de 2014.
- Bodanis, David. **Universo Elétrico – a impressionante história da eletricidade**. Record. Rio de Janeiro, 2008.

- Boylestad, R.; Nashelsky, L. **Dispositivos Eletrônicos e Teoria de Circuitos**. Pearson Education, 8ª Edição. São Paulo, 2004.
- Buckley, Joseph M. **An introduction to Eddy Current Testing theory and technology**. Disponível em: <http://joe.buckley.net/papers/eddytc.pdf> – Acesso em: 30 de julho de 2014.
- Cardoso, J. R. **Engenharia Eletromagnética**. Ed. Campus. Rio de Janeiro, 2011.
- Cardoso, R. L. **Conversores CC-CAs Bidirecionais Isolados em Alta Frequência**. Florianópolis, 2007. Tese de Doutorado – INEP, UFSC.
- Cherman, Alexandre. **Sobre os Ombros de Gigantes – uma história da física**. Zahar. Rio de Janeiro, 2004.
- Cholula, S.; Claudio, A.; Ruiz, J. **Intelligent Control of the Regenerative Braking in an Induction Motor Drive**. In: 2nd International Conference on Electrical and Electronics Engineering (ICEEE). Cidade do México, Setembro de 2005.
- Crease, Robert P. **Os 10 Mais Belos Experimentos Científicos**. Zahar. Rio de Janeiro, 2003.
- _____. **As Grandes Equações**. Zahar. Rio de Janeiro, 2011.
- Cruz, Frederico F. S. **Faraday & Maxwell – Luz sobre os campos**. Odysseus. São Paulo, 2005.
- Davies, E. J. **An experimental and theoretical study of eddy-current couplings and brakes**. In: IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems. Agosto de 1963, pp. 401-419.
- _____. **General theory of eddy-current couplings and brakes**. In: Proceedings of IEE, vol. 113, #5. Maio de 1966, pp. 825-837.
- _____. **Experimental verification of the generalised theory of eddy-current couplings**. In: Proceedings of IEE, vol. 122, #1. Janeiro de 1975, pp. 67-73.
- Demonti, Rogers. **Sistema de Co-geração de Energia a Partir de Painéis Fotovoltaicos**. Florianópolis, 1998. Dissertação de Mestrado – INEP, UFSC.
- Diaz, John F. A. **Estudo e Projeto Conceitual de um Robô para Inspeção de Linhas de Serviço**. Rio de Janeiro, 2008. Dissertação de Mestrado – COPPE, UFRJ.
- Dietrich, A. B.; Chabu, I. E.; Cardoso, J. R. **Eddy-current brake analysis using analytical and FEM calculations – Part I: Theory**. In: Proc. IEEE International Electric Motor Drive Conference. (2001: Cambridge, MA) pp. 454-457.

- Dietrich, A. B.; Chabu, I. E.; Cardoso, J. R. **Eddy-current brake analysis using analytical and FEM calculations – Part II: Application**. In: Proceedings of IEEE International Electric Motor Drive Conference. (2001: Cambridge, MA) pp. 458-461.
- Dietrich, Álvaro B. **Um Estudo de Correntes Induzidas em Meios Maciços Ferromagnéticos – Aplicação no Projeto de Freios de Correntes Parasitas**. São Paulo, 2000. Dissertação de Mestrado – USP.
- Dubut, Jean P. **Conversor CC/CA de alta frequência baseado em inversores ressonantes com comutação sequencial para excitação de uma tocha indutiva a plasma térmico**. Natal, 2010. Tese de Doutorado – INPE/UFRN.
- Edmininster, Joseph A. **Circuitos Elétricos**. 1ª edição, Ed. McGraw-Hill da Brasil. São Paulo, 1976.
- Erickson, Robert W. **Fundamentals of Power Electronics**. Chapman & Hall, 1997.
- Faraday, Michael. **A história química de uma vela/As forças da matéria**. Contraponto. Rio de Janeiro, 2003.
- Ferreira, Jossana M. de S. **Modelagem de Máquina de Indução Trifásica sem Mancais com Bobinado Dividido**. Natal, 2006. Tese de Doutorado – LECA, UFRN.
- Fitzgerald, A. E.; Kingsley Jr., C.; Kusko, A. **Máquinas Elétricas**. Editora McGraw-Hill, 3ª edição. São Paulo, 1975.
- Gay, S. E.; Ehsani, M. **Parametric Analysis of Eddy-Current Brake Performance by 3-D Finite-Element Analysis**. In: IEEE Transactions on Magnetics, vol. 42, #2. Fevereiro de 2006, pp. 319-328.
- Griffiths, David J. **Eletrodinâmica**. Pearson Education, 3ª Edição. São Paulo, 2011.
- Guedes, J. A. da M. **Conversor de Tensão Alternada com Entrada Monofásica e Saída Trifásica, para Aplicações Rurais**. Florianópolis, 2000. Dissertação de Mestrado – INEP, UFSC.
- Guedes, Manuel V. **A Lei de Joule**. Documento interno – *Departamento de Engenharia Eletrotécnica e de Computadores* da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto. Disponível em: http://paginas.fe.up.pt/histel/Lei_Joule.pdf – Acesso em: 5 de outubro de 2014.
- Guimarães, Alberto P. **A Pedra com Alma – a fascinante história do magnetismo**. Civilização Brasileira. Rio de Janeiro, 2011.
- Guimarães, Geraldo C. **Conceitos Teóricos e Exercícios Propostos de Eletromagnetismo**. Apostila do curso de graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Uberlândia. Edição 2012. (FEELT – 2012).

- Gulbahce, M. O.; Kocabas, D. A.; Atalay, A. K. **Determination of the effect of conductive thickness on braking torque for a low power eddy current brake.** In: 4th International Conference on Power Engineering, Energy and Electrical Drives, pp. 1272-1276. Istanbul, Turquia, 2013.
- Hansen, A.; Timmler, W. R. **Theory for Eddy-Current Couplings.** In: IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems. Agosto de 1963, pp. 436-442.
- Hansen, John. **Back to Basics: The eddy current inspection method – Part 1. History and electrical theory.** In: Insight, vol. 46, #5. Maio de 2004, pp. 279-281.
- _____. **Back to Basics: The eddy current inspection method – Part 2. The impedance plane and probes.** In: Insight, vol. 46, #6. Junho de 2004, pp. 364-365.
- _____. **Back to Basics: The eddy current inspection method – Part 3. Instrumentation and applications.** In: Insight, vol. 46, #7. Julho de 2004, pp. 414-416.
- _____. **Back to Basics: The eddy current inspection method – Part 4. Applications, practical testing and advanced concepts.** In: Insight, vol. 46, #8. Agosto de 2004, pp. 1-4.
- Hayt Jr., William H. **Eletromagnetismo.** LTC. Rio de Janeiro, 1994.
- Hellier, Charles J. **Handbook of Nondestructive Evaluation.** McGraw-Hill, 2003.
- Housseinalipour, S. M.; Zarif Khalili, A.; Salimi, A. **Numerical Simulation of Pig Motion Through Gas Pipelines.** In: 16^a Australasian Fluid Mechanics Conference. Gold Coast, Austrália, dezembro de 2007.
- IAEA. **Eddy Current Testing – Manual for the Syllabi Contained in IAEATECDOC-628/Rev. 2, ‘Training Guidelines for NonDestructive Testing Techniques’.** Training Course Series n. 48. Vienna, 2011.
- Innospection. **Eddy Current Theory.** Disponível em: <http://www.innospection.com/pdfs/Eddy%20Current%20Theory.pdf> – Acesso em: 11 de fevereiro de 2012.
- Johnson, George. **Os Dez Experimentos Mais Belos da Ciência.** Larousse. São Paulo, 2008.
- Kosow, Irving L. **Máquinas Elétricas e Transformadores.** Editora Globo, Rio de Janeiro, 1972.
- Malti, M. G.; Ramakumar, R. **Three-Dimensional Theory of the Eddy-Current Coupling.** In: IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems. Outubro de 1963, pp. 793-800.

- Marathon Pipe Line LLC. **Internal Inspections**. Disponível em: http://www.marathonpipeline.com/What_We_Do/Pipelines/Internal_Inspection/ – Acesso em: 07 de setembro de 2014.
- Martignoni, Alfonso. **Transformadores**. 4ª edição, Ed. Globo. Porto Alegre, 1979.
- Martín, J. G.; Gil, J. G.; Sánchez, E. V. **Non-Destructive Techniques Based on Eddy Current Testing**. In: *Sensors*, vol. 11, #3. Basel, Suíça, 2011. pp. 2525–2565. Publicado *online* em 28 de Fevereiro de 2011. *MDPI Open Access Journals*, doi: 10.3390/s110302525.
- Martins, Jader B. **A História da Eletricidade – os homens que desenvolveram a eletricidade**. Ciência Moderna. Rio de Janeiro, 2007.
- Mayergoyz, I.; Serpico, C.; McAvoy, P. **Analysis of eddy currents in magnetically nonlinear conductors**. In: *Journal of Applied Physics* #109. Março de 2011.
- McLyman, Colonel Wm. T. **Transformer and Inductor Design Handbook**. Marcel Decker. New York, 1988.
- Medeiros Filho, Sólton de. **Medição de Energia Elétrica**. 2ª edição, Editora Universitária – UFPE. Recife, 1980.
- Mello, Luiz Fernando P. **Projetos de Fontes Chaveadas**. Érica, 1987.
- Money, N. *et al.* **Dynamic Speed Control in High Velocity Pipelines**. In: *PPSA Pipelines & Gas Journal*. 2012 Pigging Section, agosto de 2012. Disponível em: http://www.inlineservices.com/images/pdfs/PGJ_August12_2_p30.pdf - Acesso em: 04 de outubro de 2014.
- Munem, M. A.; Foulis, D. J. **Cálculo – vols. 1 e 2**. LTC, 1ª edição. Rio de Janeiro, 1982.
- NDT Resource Center. **Eddy Current Testing**. Disponível em: <https://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/EddyCurrents/Introduction/historyofET.htm> – Acesso em: 30 de julho de 2014.
- _____. **Pipeline Inspection**. Disponível em: <http://www.ndt-ed.org/AboutNDT/SelectedApplications/PipelineInspection/PipelineInspection.htm> – Acesso em: 07 de janeiro de 2012.
- Nord Stream AG. **Nord Stream – the new gas supply for Europe**. Disponível em: <http://www.nord-stream.com/press-info/images/pig-3255/> – Acesso em: 07 de setembro de 2014.
- North American Oil & Gas Pipelines. **A Snort Full of Integrity**. Disponível em: <http://napipelines.com/pigging-midstream-sector/> – Acesso em: 05 de setembro de 2014.
- Notaroš, Branislav M. **Eletromagnetismo**. Pearson Education, São Paulo, 2012.

- O'Donoghue, Aidan. **Modelling PIG train dynamics in natural gas pipelines**. Pigging Products & Services Association. Seminário PPSA 2012.
- Oliveira, C. H. F.; Camerini, C. S. **PIG Instrumentado da PETROBRÁS – Resultados e Perspectivas**. In: XXI Congresso Nacional de Ensaios Não Destrutivos, 6^a COTEQ. Salvador, Agosto de 2002.
- Oliveira, Clóvis B. M. **Desenvolvimento de Modelos no Programa DigSILENT PowerFactory para o Estudo de Estabilidade Transitória em Sistemas Elétricos de Potência com Aerogerador**. Natal, 2006. Dissertação de Mestrado – PPgEE, UFRN.
- Olympus. **Introduction to Eddy Current Testing**. Disponível em: <http://www.olympus-ims.com/en/eddycurrenttesting/> – Acesso em: 30 de julho de 2014.
- Paiva, José Álvaro de. **Controle Vetorial de Velocidade de uma Máquina de Indução sem Mancais Trifásica com Bobinado Dividido utilizando Estimação Neural de Fluxo**. Natal, 2007. Tese de Doutorado – DCA, UFRN.
- Perin, Arnaldo J.; Bascopé, René P. T. **O Transistor IGBT Aplicado em Eletrônica de Potência**. Sagra Luzzatto. Florianópolis, 1997.
- Pinheiro Filho, R. F. **Estudo e Implementação de uma Fonte de Tensão Alternada de 220V/1kW Alimentada por Fontes CC de 24V**. Florianópolis, 2005. Dissertação de Mestrado – INEP, UFSC.
- Pinheiro, R. F. **Filtros Ativos para Sistemas Equilibrados e Desequilibrados**. Campina Grande, 2001. Tese de Doutorado – LEIAM, UFPB.
- Pini, S. H. **Estudo e implementação de um filtro ativo paralelo de dois quadrantes conectado no lado de corrente contínua de um retificador monofásico com filtro indutivo**. Florianópolis, 2010. Dissertação de Mestrado – INEP, UFSC.
- Pluk, K. J. W.; van Beek, T. A.; Jansen, J. W.; Lomonova, E. A. **Modeling and Measurements on a Finite Rectangular Conducting Plate in an Eddy Current Damper**. In: IEEE Transactions on Industrial Electronics, Vol. 61, n. 8, pp. 4061-4072, Agosto de 2014.
- Primo Jr., Arlindo R. **Regulação da Demanda de Energia em um Sistema de Propulsão para um Veículo Elétrico Híbrido Série**. Natal, 2002. Dissertação de Mestrado – LECA, UFRN.
- Queen's University. **Applied Magnetic Group**. Disponível em: http://www.physics.queensu.ca/~amg/applied_magnetics.html – Acesso em: 07 de setembro de 2014.

- Quintaes, Filipe de O. **Sistema de Sensoriamento Eletromagnético Utilizado para Detecção da Contaminação do Óleo Isolante no Motor do Método de Elevação Artificial do Tipo Bombeio Centrífugo Submerso**. Natal, 2010. Tese de Doutorado – LAMP, UFRN.
- Rao, B. P. C. **Eddy Current Testing: Basics**. In: Journal of Non Destructive Testing & Evaluation, vol. 10, #3. Dezembro de 2011, pp. 7-16.
- Rashid, Muhammad H. **Eletrônica de Potência – circuitos, dispositivos e aplicações**. Makron Books. São Paulo, 1999.
- Rigzone. **How Does Pipeline Pigging Works?** Disponível em: http://www.rigzone.com/training/insight.asp?insight_id=310&c_id=19 – Acesso em: 05 de dezembro de 2012.
- Rival, Michel. **Os Grandes Experimentos Científicos**. Zahar, Rio de Janeiro, 1997.
- Rooney, Anne. **A História da Física**. M. Books. São Paulo, 2013.
- Saber Eletrônica. **Blindagens Eletromagnéticas**. In: Saber Eletrônica, Ano 47, N° 459, Janeiro/Fevereiro de 2012. Disponível em: <http://www.sabereletronica.com.br/artigos/2800-blindagens-eletromagnticas> – Acesso em: 04 de outubro de 2014.
- Sadiku, Matthew N. O. **Elementos de Eletromagnetismo**. 5ª edição, Ed. Bookman. Porto Alegre, 2012.
- Sarkis, Cassiano D. **Blindagem Eletromagnética**. Belo Horizonte, 2000. Trabalho da disciplina *Teoria de Materiais* do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica – UFMG, sob orientação do Prof. Jaime Arturo Ramírez. Disponível em: <http://www.cpdee.ufmg.br/~jramirez/disciplinas/materiais/trab5.pdf> – Acesso em: 1º de agosto de 2014.
- Segala, José J. C. **Estudo e Modelagem de um Inversor Modulado por Valores Instantâneos de Tensão**. Florianópolis, 1993. Dissertação de Mestrado – INEP, UFSC.
- Shackelford, James F. **Ciência dos Materiais**. Pearson Education, 6ª edição. São Paulo, 2008.
- Shigui Zhou; Haitao Yu; Minqiang Hu; Lei Huang. **Design of permanent magnet eddy current brake for a small scaled electromagnet launch model**. In: Journal of Applied Physics vol.111, #7 (2012), pp. 07A738-07A738-3.
- Silva Jr., Elias T. da. **Análise e Projeto de Compensadores para o Conversor Boost**. Florianópolis, 1994. Dissertação de Mestrado – INEP, UFSC.
- Silveira, F. L.; Levin, Y.; Rizzato, F. B. **A frenagem eletromagnética de um ímã que cai**. In: Caderno Brasileiro de Ensino de Física, vol. 24, #3. Florianópolis, Dezembro de 2007, pp. 295-318.

- Simeu, E.; Georges, D. **Modeling and Control of an Eddy-Current Brake**. Control Eng. Practice, vol. 4, #1. 1996, pp. 19-26.
- Simone, Gilio A. **Máquinas de Indução Trifásicas**. Editora Érica, 2ª edição. São Paulo, 2011.
- Smith, Ralph J. **Circuitos, Dispositivos e Sistemas: um curso de introdução à engenharia elétrica – vols. 1 e 2**. LTC. Rio de Janeiro, 1975.
- Souza, Fabiana Pöttker de. **Correção de Fator de Potência para Instalações de Baixa Potência Empregando Filtros Ativos**. Florianópolis, 2000. Tese de Doutorado – INEP, UFSC.
- Souza, Ricardo Dias de. **Avaliação Estrutural de Dutos com Defeitos de Corrosão Reais**. Rio de Janeiro, 2003. Dissertação de Mestrado – PPgEM, PUC-Rio.
- Souza, Robson de Oliveira. **Avaliação de Modelos Para a Remoção de Depósitos de Parafina em Dutos Utilizando Pigs**. Rio de Janeiro, 2005. Dissertação de Mestrado – PPgEM, PUC-Rio.
- Souza, S.; Sarti, C.; Araújo, R. **PIG – Tecnologia para tubulações**. Rio de Janeiro, 2011. Relatório da disciplina *Introdução a Indústria Naval e Offshore* do Curso de Graduação em Engenharia Naval – UEZO, sob orientação do Prof. Bruno Sampaio. Disponível em: <http://www.ebah.com.br/content/ABAAAJFMAC/pig-tecnologia-tubulacoes> – Acesso em: 1º de agosto de 2014.
- Srivastava, R. K.; Kumar, S. **An Alternative Approach for Calculation of Braking Force of an Eddy-Current Brake**. In: IEEE Transactions on Magnetics, vol. 45, #1. Janeiro de 2009, pp. 150-154.
- TDWilliamson Pipeline Performance. **WCK Cleaning Pigs**. Disponível em: <http://www.tdwilliamson.com/en/Products/PiggingProducts/CleaningPigs/Pages/WCKCleaningPigs.aspx> – Acesso em: 07 de janeiro de 2012.
- _____. **VANTAGE® V Cleaning Pig**. Disponível em: <http://www.tdwilliamson.com/EN/PRODUCTS/PIGGINGPRODUCTS/CLEANINGPIGS/Pages/VantageVCleaningPig.aspx> – Acesso em: 07 de janeiro de 2012.
- Tipler, P. A.; Mosca, G. **Física para Cientistas e Engenheiros – vol. 2: Eletricidade e Magnetismo, Óptica**. LTC. Rio de Janeiro, 2009.
- Tolmasquim, Sueli Tiomno. **Projeto e Controle da Operação de Passagem de pigs em Dutos**. Rio de Janeiro, 2004. Dissertação de Mestrado – PPgEM, PUC-Rio.
- Universidad del País Vasco/EHU. **Corrientes de Foucault**. Disponível em: <http://www.sc.ehu.es/sbweb/fisica/electromagnet/induccin/foucault/foucault.htm> – Acesso em: 07 de janeiro de 2012.

- UNIWEST – Tough Challenges. Critical Solutions. **Principles of Eddy Current**. Disponível em: <http://www.uniwest.com/Principles-of-Eddy-Current-C61.aspx> – Acesso em: 30 de julho de 2014.
- Varghese, Cherian. **Intelligent PIG Technology for Inline Inspection of Pipelines & Indigenous Capabilities Development**. *Indianoil Corporation Limited*. Disponível em: <http://petrofed.winwinhosting.net/upload/15-18June11/9.pdf> - Acesso em: 04 de outubro de 2014.
- Victor, Valcí F. **Controle de velocidade e posicionamento de motor de indução trifásico convencional utilizado como máquina sem mancal**. Natal, 2012. Tese de Doutorado – LAMP, UFRN.
- Wentworth, Stuart M. **Eletromagnetismo Aplicado**. 1ª edição, Ed. Bookman. Porto Alegre, 2009.
- Wolski, Belmiro. **Fundamentos de Eletromagnetismo**. Ed. Ao Livro Técnico. Rio de Janeiro, 2005.
- Wright, M.; Hennigar, T. **Eddy Current Testing Technology – Sample**. Disponível em *Eclipse Scientific*: <http://www.eclipsescientific.com/Books/Eddy%20Current%20Testing%20Technology%20-%201st%20Edition%20-%20Sample.pdf> – Acesso em: 30 de julho de 2014.
- Young, H. D.; Freedman, R. A. **Sears & Zemansky: Física III – Eletromagnetismo**. 12ª edição, Pearson Education, São Paulo, 2009.
- Zill, Dennis G. **Equações Diferenciais com aplicações em modelagem**. Cengage Learning, 2ª edição. São Paulo, 2011.

