

**TESE DE DOUTORADO**

**MODELAGEM PARA CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS POR  
DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

**FERNANDO HENRIQUE SILVEIRA**



**TESE DE DOUTORADO**

**MODELAGEM PARA CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS POR  
DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

**FERNANDO HENRIQUE SILVEIRA**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Engenharia de Potência  
Linha de Pesquisa: Sistemas de Energia Elétrica

**Orientador: Prof. Silvério Visacro Filho**

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA - PPGEE  
CENTRO DE PESQUISAS E DESENVOLVIMENTO EM ENGENHARIA ELÉTRICA - CPDEE  
UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS - UFMG  
BELO HORIZONTE  
DEZEMBRO - 2006**

---

---

## AGRADECIMENTOS

Após uma caminhada tão longa na qual tive a grande oportunidade de crescer como profissional, e principalmente amadurecer como ser humano, quero agradecer àqueles que me ajudaram a cumprir essa importante etapa em minha vida. Personagens que compuseram cada um ao seu modo os momentos mais significativos dessa etapa, e com os quais tive o privilégio de aprender. Guardo comigo cada gesto, cada palavra, cada sorriso e cada esforço compartilhados durante este tempo. A vocês agora agradeço.

Inicialmente agradeço a Deus pelos aprendizados desta vida.

Dedico um agradecimento profundamente especial ao meu orientador Professor Silvério Visacro Filho. Sua sólida formação técnica aliada ao seu entusiasmo contagiante serviram de inspiração para a realização desse trabalho. Obrigado por todos os ensinamentos dedicados a minha orientação e por todas as oportunidades propiciadas à minha vida profissional, além da relação de amizade e confiança desenvolvida. Grande orientador da minha vida profissional, me ensinou as principais características de um grande pesquisador e professor. Sou grato pelo muito que me tornei na vida acadêmica a ele. Aprendi também que o trabalho de orientação não se faz apenas através das palavras, mas principalmente através do exemplo e da confiança.

A Alberto Resende De Conti, grande amigo a mais de uma década, companheiro de graduação, mestrado, doutorado, trabalhos e viagens ao Velho Continente, agradeço pelos muitos momentos dessa caminhada em conjunto. Nossas conversas técnicas, futebolísticas, musicais e sobre a vida em geral me ajudaram muito a amadurecer pessoalmente e profissionalmente. Espero que esses laços se tornem ainda mais fortes.

A dois grandes pesquisadores e amigos, os professores Amilton Soares Jr. e Marco Aurélio de Oliveira Schroeder, agradeço pela generosidade, exemplo, amizade desenvolvida ao longo desses anos e por muito contribuírem para a minha formação profissional.

À Prof. Maria Helena, minha primeira orientadora na vida acadêmica, pela amizade e atenção de sempre.

Aos companheiros de doutorado e de “3º. andar”, Rosilene Dias, Cláudia Mesquita, Fuad Almeida, Fabrício Chaves, agradeço pela relação sincera de amizade, companheirismo, gentilezas e por contribuírem para um ambiente de trabalho harmonioso, essencial para a realização desse trabalho. Além disso, faço votos de muito sucesso.

Aos amigos de LRC, CPDEE, LEAT e CEMIG, em especial a Cida, Antônia Navarro, Adelino, Marcelo Felipe, Luiz Mariano Jr., Weverson Rocha, Eduardo Gonzaga, Alex, Valmir, Cássia Regina, Anete e Arlete Vidal, José Luís, Sérgio Edmundo, Alisson, José Vicente, Júlio Ventura, Prof. Fernando Moreira, Prof. Hani Yehia, Prof. Clever Pereira, Prof. Júlio de Melo, Prof. José Luiz

---

Silvino, Cleuton e Ronaldo, e à CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pela ajuda financeira.

Aos meus amigos da Colômbia, Daniel Rondon e Javier Herrera, pelas conversas técnicas, simulações, convivência e a oportunidade ímpar de conhecer e aprender um pouco da cultura colombiana.

A grandes amigos, únicos e muito especiais em minha vida, por sempre me apoiarem e por ajudarem a tornar essa caminhada mais leve e colorida: Letícia Maria, Renato Parreira, Rodrigo Teperino, Ana Paula, Reinaldo, Carlos Henrique, Daniela Schettino, Denise, Aninha, Leopoldo Marroig, Renato Zica. Obrigado por fazerem parte da minha vida.

Aos meus amigos de graduação em engenharia elétrica, uma turma inesquecível, pela amizade, momentos de alegria e companheirismo ao longo desses anos juntos.

A três personagens importantes nessa caminhada, Marcos Mundim, Edwirges e Marilza Friche, pelos ouvidos atentos e as palavras certas e oportunas para cada situação.

A minha namorada e companheira, Carolina Máximo, pelo amor verdadeiro e o carinho incondicional, principalmente nesta etapa final. Seu apoio me confortou e me ajudou a passar pelos momentos mais difíceis.

Aos meus irmãos, Priscila e Leandro, pela força e o companheirismo desta vida.

Finalmente, agradeço aos meus queridos pais, José Roberto e Vera Lúcia, por absolutamente tudo. Pela perseverança, dedicação e os nossos sonhos construídos. Por sempre se esforçarem para que momentos como estes fossem possíveis. Pelo amor, carinho e a educação de todos esses anos. Vocês são o exemplo da minha vida.

---

“Não sou eu quem me navega, quem me navega é o mar”.

(Paulinho da Viola)

Dedico este trabalho a meus pais, José Roberto e Vera Lúcia, meus irmãos, Priscila e Leandro, e à minha namorada e companheira, Carolina.

---

---

## SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1 RELEVÂNCIA DA INVESTIGAÇÃO.....	1
1.2 OBJETIVO .....	4
1.3 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO .....	6
<b>2. FUNDAMENTOS DO FENÔMENO TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS</b>	
<b>ATMOSFÉRICAS</b>	<b>9</b>
2.1 INTRODUÇÃO .....	9
2.2 A IMPORTÂNCIA DO FENÔMENO TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS .....	9
2.3 A DESCARGA ATMOSFÉRICA NO QUE INTERESSA AO FENÔMENO TENSÃO INDUZIDA ..	10
2.3.1 DISTRIBUIÇÃO TEMPORAL E ESPACIAL DA CORRENTE DE RETORNO .....	12
2.3.3.1 - Dinâmica de Estabelecimento da Corrente de Retorno .....	12
2.3.2 ACOPLAMENTO ELETROMAGNÉTICO ENTRE CANAL DE DESCARGA E LINHA .....	18
2.3.2.1 - Natureza do Campo Gerado pela Corrente de Retorno.....	18
2.3.2.2 - Conceito de Iluminação e Propagação .....	21
2.3.2.3 - Tipos de Acoplamento Eletromagnético entre Canal e Linha .....	22
2.4 DINÂMICA DO ESTABELECIMENTO DA TENSÃO INDUZIDA .....	24
2.5 FATORES QUE INFLUENCIAM AS TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS .....	26
2.5.1 PARÂMETROS DE DESCARGA.....	26
2.5.2 PARÂMETROS AMBIENTAIS .....	27
2.5.3 PARÂMETROS GEOMÉTRICOS ASSOCIADOS À POSIÇÃO RELATIVA DO SISTEMA LINHA-CANAL DE DESCARGA .....	28
2.5.4 PARÂMETROS DA LINHA.....	29
<b>3. MODELOS PARA AVALIAÇÕES DE TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS</b>	
<b>ATMOSFÉRICAS</b>	<b>31</b>
3.1 INTRODUÇÃO .....	31
3.2 TRABALHOS EXPERIMENTAIS DE MEDIÇÃO DE TENSÃO INDUZIDA .....	32
3.2.1 MEDIÇÕES REALIZADAS NA ÁFRICA DO SUL (ERIKSSON, 1982) .....	34

---

---

3.2.2	MEDIÇÕES REALIZADAS NO MÉXICO (DE LA ROSA, 1988, 1994) .....	35
3.2.3	MEDIÇÕES REALIZADAS NOS ESTADOS UNIDOS (BARKER, 1996) .....	36
3.2.4	MEDIÇÕES REALIZADAS NO JAPÃO (MICHISHITA, 2003) .....	39
<b>3.3</b>	<b>MODELAGENS PARA CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS.....</b>	<b>40</b>
3.3.1	MODELOS PARA DISTRIBUIÇÃO DE CORRENTE DO CANAL DE DESCARGA .....	41
3.3.1.1	Principais Abordagens Apresentadas na Literatura.....	41
3.3.1.2	Modelos de Engenharia.....	43
3.3.1.3	Comentários Finais.....	45
3.3.2	MODELOS DE ACOPLAMENTO LINHA-CANAL .....	47
3.3.2.1	Modelo de Rusck.....	48
3.3.2.2	Modelo de Taylor.....	50
3.3.2.3	Modelo de Agrawal.....	51
3.3.2.4	Modelo de Rachidi .....	51
3.3.2.5	Comentários Finais a Respeito dos Modelos de Acoplamento .....	52
3.3.3	NUMERICAL ELECTROMAGNETICS CODE (NEC).....	53
<b>3.4</b>	<b>MODELAGENS APRESENTADAS NA LITERATURA PARA CÔMPUTO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS .....</b>	<b>54</b>
3.4.1	INTRODUÇÃO .....	54
3.4.2	TÉCNICAS APRESENTADAS NA LITERATURA PARA CÔMPUTO DO EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CAMPO ELETROMAGNÉTICO GERADO PELA CORRENTE DE RETORNO .....	55
3.4.2.1	Efeito da Resistividade do Solo no Campo Elétrico Vertical e Campo Magnético .....	57
3.4.2.2	Efeito da Resistividade do Solo no Campo Elétrico Horizontal .....	58
3.4.2.3	Comentários Gerais a Respeito das Aproximações Referentes ao Cálculo do Campo Elétrico Horizontal .....	60
3.4.3	TÉCNICAS APRESENTADAS NA LITERATURA PARA CÔMPUTO DO EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NOS PARÂMETROS LONGITUDINAIS E TRANSVERSAIS DA LINHA .....	61
3.4.3.1	Impedância do Condutor (Wire Impedance) .....	62
3.4.3.2	Impedância do Solo (Ground Impedance).....	63
3.4.3.3	Aproximações para a Expressão da Impedância do Solo.....	63
3.4.4	COMENTÁRIOS GERAIS A RESPEITO DO EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS .....	64

---

---

## **4. APLICAÇÃO DO MODELO HEM PARA CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS**

---

<b>4.1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>67</b>
<b>4.2 BASES DO MODELO .....</b>	<b>67</b>
<b>4.3 TIPOS DE ACOPLAMENTO .....</b>	<b>69</b>
4.3.1 ACOPLAMENTO TRANSVERSAL .....	69
4.3.2 ACOPLAMENTO LONGITUDINAL .....	71
<b>4.4 ESQUEMA DA SOLUÇÃO.....</b>	<b>72</b>
<b>4.5 ASPECTOS COMPUTACIONAIS .....</b>	<b>75</b>
<b>4.6 DETALHES DA APLICAÇÃO DO MODELO HEM PARA AVALIAÇÃO DE TENSÕES INDUZIDAS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS .....</b>	<b>76</b>
4.6.1 DISTRIBUIÇÃO DE CORRENTE AO LONGO DO CANAL UTILIZANDO O HEM .....	76
4.6.1.1 Representação das Perdas no Núcleo do Canal.....	77
4.6.1.2 Representação do Envelope de Corona.....	79
4.6.1.3 Influência da Representação Simultânea do Envelope de Corona e das Perdas do Núcleo do Canal na Distribuição da Corrente de Retorno .....	81
4.6.1.4 Comentários a Respeito do Comportamento Dinâmico dos Parâmetros do Canal de Descarga.....	82
4.6.1.5 Modificação da Velocidade de Propagação da Onda de Corrente de Retorno...	83
4.6.1.6 Influência das Tortuosidades na Distribuição da Corrente de Retorno.....	84
4.6.1.7 Avaliação do Campo Eletromagnético Associado à Distribuição de Corrente de Retorno Gerada pelo Modelo HEM .....	85
4.6.2 CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS EM LINHAS UTILIZANDO O HEM.....	93

## **5. RESULTADOS E ANÁLISES**

---

<b>5.1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>99</b>
<b>5.2 COMENTÁRIOS GERAIS A RESPEITO DAS SIMULAÇÕES .....</b>	<b>100</b>
<b>5.3 PARÂMETROS GEOMÉTRICOS ASSOCIADOS À POSIÇÃO RELATIVA DO SISTEMA LINHA- CANAL DE DESCARGA .....</b>	<b>102</b>
5.3.1 INFLUÊNCIA DA DISTÂNCIA RELATIVA ENTRE CANAL DE DESCARGA E LINHA .....	103
5.3.2 COMPORTAMENTO DA TENSÃO INDUZIDA DE ACORDO COM O PONTO DE INCIDÊNCIA DA DESCARGA .....	104
5.3.2.1 Ponto de Incidência A (Descarga Lateral à Linha e Equidistante de suas Extremidades): Perfil do Valor Máximo de Tensão Induzida ao Longo da Linha .....	104

---

---

5.3.2.2 Ponto de Incidência B (Descarga Próxima a uma das Extremidades da Linha) ....	105
5.3.3 INFLUÊNCIA DA ALTURA DA LINHA .....	106
5.3.4 EFEITO DA INCLINAÇÃO DO CANAL DE DESCARGA .....	107
5.3.5 EFEITO DA ALTURA DO PONTO DE CONEXÃO ENTRE OS CANAIS ASCENDENTE E DESCENDENTE DE DESCARGA (“PONTO DE <i>ATTACHMENT</i> ”) .....	109
5.3.5.1 Investigações Apresentadas na Literatura .....	109
5.3.5.2 Aplicação do HEM para Avaliação da Influência do Ponto de <i>Attachment</i> nas Tensões Induzidas .....	110
<b>5.4 INFLUÊNCIA DOS PARÂMETROS DE LINHA NAS TENSÕES INDUZIDAS.....</b>	<b>119</b>
5.4.1 PARÂMETROS DE LINHA – CONFIGURAÇÃO ILUSTRATIVA .....	119
5.4.1.1 Influência da Presença do Cabo Pára-Raios.....	120
5.4.1.2 Influência do Número de Conexões do Cabo Pára-Raios ao Solo (Condutores de Descida) .....	122
5.4.1.3 Influência da Resistência de Aterramento dos Condutores de Descida .....	123
5.4.1.4 Efeito da Distância Relativa entre Cabo Pára-Raios e Condutor Fase (Blindagem) .....	124
5.4.2 ANÁLISE DOS NÍVEIS DE TENSÃO INDUZIDA EM REDES DE DISTRIBUIÇÃO DE BAIXA TENSÃO.....	125
5.4.2.1 Efeito da Presença do Condutor Neutro .....	126
5.4.2.2 Influência do Número de Conexões do Condutor Neutro ao Solo .....	127
5.4.2.3 Influência da Resistência de Aterramento dos Condutores de Descida .....	128
5.4.2.4 Análise dos Níveis de Tensão Induzida na Entrada de Serviço do Consumidor.... .....	131
<b>5.5 INFLUÊNCIA DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E TEMPORAL DA CORRENTE DE RETORNO NAS TENSÕES INDUZIDAS .....</b>	<b>137</b>
5.5.1 INTRODUÇÃO .....	137
5.5.2 INFLUÊNCIA DAS PERDAS DO NÚCLEO DO CANAL DE DESCARGA .....	137
5.5.3 INFLUÊNCIA DA REPRESENTAÇÃO DO ENVELOPE DE CORONA EM TORNO DO CANAL DE DESCARGA .....	139
5.5.4 INFLUÊNCIA DA VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO DA ONDA DE CORRENTE DE RETORNO .....	142
<b>5.6 COMPARAÇÃO DE RESULTADOS GERADOS PELO MODELO HEM E MODELAGENS TRADICIONAIS PARA O CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS .....</b>	<b>147</b>
5.6.1 INTRODUÇÃO .....	147

---

---

5.6.2 COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS GERADOS PELO MODELO DE ACOPLAMENTO DE AGRAWAL.....	149
5.6.2.1 Ponto de Incidência A (Descarga Lateral à Linha e Eqüidistante de suas Extremidades) .....	149
5.6.2.2 Ponto de Incidência B (Descarga Próxima a uma das Extremidades da Linha) ....	150
5.6.3 COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS GERADOS PELO NUMERICAL ELECTROMAGNETICS CODE - NEC.....	151
5.6.3.1 Ponto de Incidência A (Descarga Lateral à Linha e Eqüidistante de suas Extremidades) .....	152
5.6.3.2 Ponto de Incidência B (Descarga Próxima a uma das Extremidades da Linha) ....	154
<b>5.7 COMPARAÇÃO DE RESULTADOS GERADOS PELO MODELO HEM COM DADOS EXPERIMENTAIS DE TENSÃO INDUZIDA.....</b>	<b>155</b>
5.7.1 MEDIÇÃO DE TENSÃO INDUZIDA UTILIZANDO MODELOS EM ESCALA REDUZIDA. ....	155
5.7.2 MEDIÇÃO DE TENSÃO INDUZIDA UTILIZANDO LINHAS EXPERIMENTAIS .....	157
<b><u>6. CÔMPUTO DO EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS UTILIZANDO O HEM</u></b>	<b><u>165</u></b>
<b>6.1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>165</b>
<b>6.2 COMENTÁRIOS GERAIS .....</b>	<b>166</b>
<b>6.3 APROXIMAÇÃO DE NORTON PARA SOLUÇÃO DAS INTEGRAIS DE SOMMERFELD – DIPOLO ELÉTRICO VERTICAL .....</b>	<b>168</b>
<b>6.4 ANÁLISES DE SENSIBILIDADE – POTENCIAL VETOR MAGNÉTICO DE NORTON.....</b>	<b>173</b>
6.4.1 AVALIAÇÃO DA ATENUAÇÃO DO MÓDULO DO POTENCIAL VETOR MAGNÉTICO CONSIDERANDO O EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO.....	173
6.4.2 AVALIAÇÃO DA CONTRIBUIÇÃO DO TERMO REFERENTE À ONDA DE SUPERFÍCIE NA FORMULAÇÃO COMPLETA DO POTENCIAL VETOR MAGNÉTICO.....	175
<b>6.5 APLICAÇÃO DA APROXIMAÇÃO DE NORTON NO MODELO HEM .....</b>	<b>181</b>
<b>6.6 EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL .....</b>	<b>183</b>
<b>6.7 EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS – PRIMEIROS RESULTADOS.....</b>	<b>185</b>
6.7.1 PONTO DE INCIDÊNCIA A (DESCARGA LATERAL À LINHA E EQÜIDISTANTE DE SUAS EXTREMIDADES).....	186

---

6.7.2 PONTO DE INCIDÊNCIA B (DESCARGA PRÓXIMA A UMA DAS EXTREMIDADES DA LINHA)	186
6.7.3 COMENTÁRIOS FINAIS	188
<b>7. CONCLUSÕES E PROPOSTAS DE CONTINUIDADE</b>	<b>191</b>
<b>7.1 INTRODUÇÃO</b>	<b>191</b>
<b>7.2 AVALIAÇÕES CONCLUSIVAS</b>	<b>193</b>
7.2.1 DISTRIBUIÇÃO TEMPORAL E ESPACIAL DA CORRENTE DE RETORNO NO CANAL DE DESCARGA	193
7.2.2 ANÁLISES DE SENSIBILIDADE RELACIONADAS ÀS TENSÕES INDUZIDAS EM LINHAS ...	194
7.2.2.1 Parâmetros Geométricos Associados à Posição Relativa do Sistema Linha-Canal de Descarga	194
7.2.2.2 Influência dos Parâmetros de Linha nas Tensões Induzidas	195
7.2.2.3 Influência da Distribuição Espacial e Temporal da Corrente de Retorno nas Tensões Induzidas	196
7.2.2.4 Comparação de Resultados Gerados pelo Modelo HEM com Outras Modelagens e Dados de Medição	196
7.2.3 PROPOSTA PARA CÔMPUTO DO EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS	198
<b>7.3 PROPOSTAS DE CONTINUIDADE</b>	<b>198</b>
<b>8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>201</b>
<b><u>APÊNDICE A - DESENVOLVIMENTO DAS FORMULAÇÕES DOS MODELOS DE ACOPLAMENTO DE RUSCK E DE AGRAWAL</u></b>	<b><u>A-1</u></b>
<b><u>APÊNDICE B - ANÁLISES DE SENSIBILIDADE RELACIONADAS À FORMULAÇÃO DE NORTON: POTENCIAL VETOR MAGNÉTICO E CAMPO ELÉTRICO</u></b>	<b><u>B-1</u></b>
<b><u>APÊNDICE C - AVALIAÇÃO DAS SOBRETENSÕES EM REDES DE BAIXA TENSÃO PELA INCIDÊNCIA DE DESCARGA ATMOSFÉRICA EM ESTRUTURAS ELEVADAS DE ESTAÇÕES RÁDIO-BASE</u></b>	<b><u>C-1</u></b>

## Resumo

As tensões induzidas por descargas atmosféricas constituem-se em um dos mais importantes fenômenos capazes de causar danos aos sistemas de energia elétrica e às redes de telecomunicação. Apesar da menor severidade de seus efeitos em relação àqueles provenientes da incidência direta da descarga sobre a linha, a probabilidade de ocorrência das tensões induzidas é bastante elevada. Este quadro tem motivado a realização de pesquisas visando uma melhor caracterização desse tipo de fenômeno.

Neste contexto se insere este trabalho de doutorado que tem como objetivo apresentar uma modelagem computacional para o cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas baseada nas equações básicas do eletromagnetismo. Ao contrário da maioria dos modelos empregados na literatura para as avaliações de tensão induzida, esta modelagem é capaz de computar de forma integrada a distribuição de corrente de retorno no canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. Ademais, ambas as etapas são processadas automaticamente, sem a necessidade de estabelecimento de hipóteses quanto ao comportamento da corrente no canal ou da interação eletromagnética linha-canal. Este modelo apresenta uma maior consistência física quando permite reproduzir, ainda que de forma simplificada, características e processos físicos associados ao canal de descarga. Além disso, esta modelagem possibilita a representação de condutores com orientação espacial arbitrária, facilitando o desenvolvimento de avaliações referentes a canais de descarga inclinados, com ramificações e tortuosidades, além de configurações de linha complexas.

Os aspectos principais da aplicação da modelagem para determinação da distribuição temporal e espacial da corrente de retorno são descritos. Análises de sensibilidade avaliando a influência de diversos parâmetros em tal distribuição são apresentadas. São realizadas comparações entre resultados de campo eletromagnético gerados pelo modelo e dados de medição, destacando um grau de concordância satisfatório.

Simulações sistemáticas referentes à aplicação da modelagem para o cálculo de tensões induzidas deram origem a um conjunto extenso de resultados, propiciando a avaliação da influência dos fatores mais relevantes na determinação do fenômeno. Além da comparação com dados experimentais de medição, também foram desenvolvidas comparações de resultados com outros modelos tradicionais apresentados na literatura para cálculo de tensões induzidas. Os resultados obtidos denotaram a consistência da modelagem aqui aplicada.

O trabalho ainda inclui uma abordagem para considerar o efeito da resistividade do solo nas tensões induzidas, por meio da modificação do acoplamento eletromagnético entre os elementos que constituem o canal de descarga e os elementos da linha. Os primeiros resultados obtidos reproduziram comportamentos similares aos gerados por outras avaliações reportadas na literatura.

---

## Abstract

Lightning Induced Voltages are known as one of the most important phenomena capable to cause severe damages to electrical systems and telecommunication networks. Despite the lower severity of their effects in relation to those associated with direct strikes, the probability of occurrence of lightning induced voltages is much more pronounced. This scenario justifies the development of evaluations that aim a better characterization of such phenomenon.

The objective of this work is to present a computational model for lightning induced voltages calculations based on electromagnetic field equations. Such model incorporates simultaneously the current distribution along lightning channel and the electromagnetic coupling between line conductors and channel. Furthermore, both stages are automatically computed without the requirement of theoretical assumptions of the behaviour of lightning current distribution or of the electromagnetic interaction between the elements of the analyzed system. The model has physical appeal and reproduces, even in a simplified way, physical features and associated process of the lightning channel. In addition, it can also model conductors in any arbitrary angles, allowing evaluations concerning inclined lightning strokes, tortuosities along the channel and complex line configurations.

The main aspects concerning the model application to determine the temporal and spatial current distribution along the channel are described, including the adopted considerations to represent physical features of the channel. Sensitivity analyses to evaluate the effect of several parameters in such distribution are presented. Furthermore, comparison of electromagnetic fields calculated by the model and experimental data are performed, remarking a good agreement between them.

Systematic simulations concerning the model application for lightning induced voltages calculations were developed in order to evaluate the role played by the most relevant parameters on the resultant induced voltage. It was also performed comparison of results with other traditional models presented in literature for lightning induced voltages evaluations, as well the comparison with experimental data from lightning induced voltages measurements. The obtained results remarked the reliability of the proposed model.

This work also presents the approach to take into account the effect of soil resistivity on lightning induced voltages concerning the modification of the electromagnetic coupling between lightning channel and line conductors. The obtained results remarked very similar behaviour in comparison with other evaluations reported in literature.

---

---

---

# 1 Introdução

## 1.1 Relevância da Investigação

As Descargas Atmosféricas são um fenômeno natural de reconhecida importância para a manutenção do equilíbrio ambiental do planeta. Todavia, sua ocorrência é capaz de provocar efeitos danosos aos sistemas elétricos, sendo a principal fonte de desligamentos e danos em sistemas de transmissão e distribuição de energia elétrica, além de se constituírem em ameaça à segurança dos seres humanos.

Os efeitos referentes à ocorrência de Descargas Atmosféricas podem ser associados a dois tipos de eventos distintos: a incidência direta da descarga sobre a linha e a indução de tensão nos condutores da linha pelo campo eletromagnético gerado pela corrente de descargas próximas ao sistema em análise.

A despeito da severidade dos efeitos decorrentes da incidência direta da descarga sobre a linha, a probabilidade de ocorrência desse tipo de solicitação é relativamente reduzida. Por outro lado, os efeitos induzidos na linha por descargas próximas apresentam uma probabilidade de ocorrência nitidamente mais elevada, fator que coloca o fenômeno *Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas* em posição de destaque como causa bastante relevante de danos para o sistema de energia elétrica.

A importância das *Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas* é notadamente

---

---

reconhecida para redes de energia elétrica de nível de tensão até 69 kV, embora alguns pesquisadores destaquem a necessidade de avaliação desse efeito para sistemas com nível de tensão superior. Muito mais importantes são as solicitações associadas a esse fenômeno para linhas de nível inferior de isolamento, como sistemas de telecomunicação e de distribuição de energia. As sobretensões induzidas são responsáveis pela maior parte dos desligamentos e interrupções que acometem esses tipos de redes. Além disso, tais redes podem funcionar como agentes de introdução de surtos atmosféricos em unidades consumidoras a elas conectadas, resultando na queima de equipamentos de suportabilidade relativamente baixa.

Nos últimos anos, a busca de uma melhor qualidade no fornecimento de energia para o consumidor tem se tornado uma constante para as empresas concessionárias. Nessa perspectiva, as tensões induzidas por descargas atmosféricas se constituem em um fenômeno que merece uma avaliação criteriosa. Somente por meio do conhecimento dos seus aspectos básicos se torna possível realizar estimativas a respeito da sua intensidade e, por conseguinte, o desenvolvimento e definição de práticas de proteção, não apenas para as linhas aéreas e os equipamentos ali instalados, mas também para o consumidor.

Este quadro tem motivado a realização de pesquisas em diversas partes do mundo visando uma melhor caracterização desse tipo de fenômeno, além da avaliação de suas conseqüências para o sistema elétrico. As investigações desenvolvidas estão geralmente associadas a dois tópicos. O primeiro abrange a medição de tensão induzida tanto em linhas experimentais com escala real quanto em modelos de escala reduzida. O segundo tópico se refere ao desenvolvimento de modelos computacionais para descrição e cálculo das tensões induzidas.

Ao longo dos anos, a literatura especializada vem apresentando diversos tipos de modelagens para avaliação das tensões induzidas por descargas atmosféricas. Duas abordagens distintas são geralmente utilizadas.

A primeira abordagem divide o cálculo das tensões induzidas em dois estágios complementares. Inicialmente, determina-se a distribuição de corrente ao longo do canal de descarga utilizando-se os chamados *Modelos de Corrente de Retorno (Return-stroke Models)*. Com base nesta distribuição, procede-se ao cálculo dos campos eletromagnéticos associados, geralmente utilizando uma formulação baseada no dipolo de Hertz. Estes campos se constituem em parâmetro de entrada para a segunda etapa do processo, na qual, por meio dos *Modelos de Acoplamento (Coupling Models)*, responsáveis por

---

---

determinar a interação entre o campo eletromagnético e os condutores da linha, procede-se ao cálculo das tensões induzidas. Os modelos de acoplamento consideram o modo de propagação TEM (transverso eletromagnético) para as ondas de tensão e corrente que trafegam na linha, restringindo, assim, sua aplicação apenas para condutores horizontais. Sua formulação relativamente simples contribuiu para tornar esse tipo de modelagem uma das mais utilizadas em estudos de tensão induzida.

A segunda abordagem aplicada ao cálculo das tensões induzidas abrange modelos eletromagnéticos capazes de considerar de forma integrada a distribuição de corrente ao longo do canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. Esses modelos partem diretamente da solução numérica das equações de Maxwell e permitem a representação de condutores com orientação espacial arbitrária.

Muitos fatores são capazes de influenciar forma e amplitude das tensões induzidas. Alguns deles, como os parâmetros de descarga, possuem natureza aleatória, contribuindo para tornar ainda mais complexo o desenvolvimento de modelagens para cálculo de tensões induzidas. Dentre esses fatores, podem ser destacados:

- Parâmetros ambientais (como o relevo e a resistividade do solo);
  - Parâmetros geométricos do sistema linha-canal de descarga (ponto de incidência da descarga, altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga);
  - Parâmetros de descarga como valor médio da derivada da frente de onda de corrente ( $di/dt$ ), velocidade de propagação da onda de corrente de retorno, além das características físicas do canal responsáveis por afetar a distribuição da corrente (perdas no núcleo do canal, representação do envelope de corona, tortuosidades e ramificações);
  - Parâmetros físicos da linha como altura dos condutores da linha, existência de cabos de blindagem (cabo pára-raios ou condutor neutro) acima ou abaixo dos condutores fase, número de conexões do cabo de blindagem para o solo, valor da resistência de aterramento dessas conexões, distância entre o cabo de blindagem e os condutores fase.
-

---

De forma geral, os modelos propostos na literatura assumem, em menor ou maior escala, simplificações cuja consistência nem sempre é verificável, podendo em alguns casos comprometer a correta análise do fenômeno.

A diferença nos resultados gerados pela aplicação de diferentes modelagens disponíveis na literatura técnica e a dificuldade em se quantificar os erros introduzidos pelas aproximações adotadas denotam que os modelos para cálculo de tensões induzidas ainda não alcançaram um padrão satisfatório (COORAY, 1994). As discrepâncias existentes podem estar associadas ao cômputo inadequado do efeito dos fatores mencionados anteriormente.

É neste contexto que se localiza o trabalho desta tese de doutorado, que objetiva apresentar um avançado modelo computacional, baseado em teoria de campo eletromagnético, capaz de contemplar as variáveis mais relevantes envolvidas no cálculo de tensões induzidas. O trabalho dessa tese de doutorado faz parte de uma linha de pesquisa desenvolvida no LRC<sup>1</sup> dedicada à investigação dos efeitos de descargas atmosféricas em sistemas de distribuição de energia elétrica. Além dos estudos de tensões induzidas em linhas aéreas (SILVEIRA, 2001), diversos trabalhos vêm sendo realizados para estimação das sobretensões resultantes em redes de baixa tensão decorrentes da transferência de surtos provenientes de redes de média tensão (DE CONTI, 2001, 2005), (ALMEIDA, 2005) e a implementação de modelos computacionais que possam contribuir para definição de formas de onda de tensão e corrente representativas das solicitações de sistemas de distribuição por descargas atmosféricas (DE CONTI, 2006).

## **1.2 Objetivo**

O objetivo fundamental desta tese de doutorado consiste no desenvolvimento de uma modelagem computacional para o cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas baseada nas equações básicas do eletromagnetismo. Ao contrário da maioria dos modelos empregados na literatura para as avaliações de tensão induzida, esta modelagem é capaz de computar de forma integrada a distribuição de corrente de retorno no canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. Ademais, ambas as etapas são processadas automaticamente, sem a necessidade de estabelecimento de hipóteses quanto ao comportamento da corrente no canal ou da

---

<sup>1</sup> LRC (Lightning Research Center): Núcleo de Desenvolvimento Científico e Tecnológico em Descargas Atmosféricas – resultado de um projeto cooperativo entre a CEMIG e a UFMG

---

---

interação eletromagnética linha-canal. O modelo busca reproduzir, ainda que de forma simplificada, características e processos físicos associados ao canal de descarga, além de permitir a representação de condutores com orientação espacial arbitrária. Estes aspectos conferem flexibilidade de aplicação a esta modelagem.

Nesse contexto, alguns aspectos merecem ser destacados:

- Distribuição de corrente de retorno no canal de descarga: pretende-se descrever os aspectos principais da aplicação da modelagem proposta para determinação da distribuição temporal e espacial da corrente de retorno no canal de descarga, contemplando a representação de características físicas do canal, como perdas no núcleo, envelope de corona em torno do canal, presença de tortuosidades e ramificações e variação da altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga (ponto de *attachment*);
- Efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas: proposição do equacionamento do efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas modificando-se o acoplamento eletromagnético entre os elementos que constituem o canal de descarga e os elementos da linha;
- Análise de sensibilidade: apresentação de um conjunto extenso de resultados compreendendo diversas análises de sensibilidade geradas a partir da aplicação da modelagem para o cálculo de tensões induzidas. Esta etapa pretende caracterizar a influência dos fatores mais relevantes na determinação do fenômeno, permitindo uma melhor compreensão dos mecanismos básicos de seu estabelecimento.

Após o desenvolvimento da modelagem eletromagnética e correspondente implementação computacional, pretende-se aferir a qualidade do modelo com dados experimentais de medição de tensões induzidas, além da comparação com resultados gerados por outros modelos apresentados na literatura.

Este conjunto de realizações deve permitir o desenvolvimento e a apresentação de um material consistente a respeito do tema tensões induzidas por descargas atmosféricas.

---

---

### 1.3 Organização do Texto

Esta tese de doutorado foi organizada em oito capítulos e três apêndices, incluindo a presente *Introdução*.

O **Capítulo 2** apresenta os fundamentos básicos do fenômeno tensões induzidas por descargas atmosféricas, ressaltando os aspectos físicos desse tipo de ocorrência, sem se ater às modelagens apresentadas na literatura técnica da área. Comentários a respeito da distribuição de corrente ao longo do canal de descarga e do acoplamento eletromagnético entre linha e canal são destacados de forma a proporcionar um melhor entendimento dos mecanismos envolvidos no estabelecimento do fenômeno. De forma preliminar, são citados e discutidos os fatores de maior relevância capazes de afetar as tensões induzidas em linhas.

No **Capítulo 3**, é apresentada uma extensa revisão bibliográfica a respeito das modelagens reportadas na literatura para descrição e avaliação das tensões induzidas. Inicialmente, são enfocados alguns trabalhos de medição de tensões induzidas desenvolvidos em diversas partes do mundo. Os dados experimentais advindos desse tipo de estudo contribuem para a proposição de modelos capazes de descrever o fenômeno. A segunda parte desse capítulo se dedica aos *Modelos de Corrente de Retorno*, responsáveis por determinar a distribuição de corrente no canal de descarga, além dos *Modelos de Acoplamento* mais comumente empregados no cálculo de tensões induzidas. Ademais, faz-se referência à utilização do *Numerical Electromagnetics Code (NEC)*, modelagem eletromagnética que considera de forma integrada a distribuição de corrente no canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. A última parte desse capítulo compreende as principais abordagens usualmente empregadas para o cômputo do efeito da resistividade do solo nas tensões induzidas.

A apresentação da modelagem para cálculo de tensões induzidas é o escopo do **Capítulo 4**. Trata-se da aplicação do *Hybrid Electromagnetic Model* – HEM para este tipo de avaliação. Uma descrição da formulação matemática do modelo, além da forma utilizada para se calcular a tensão induzida em um ponto da linha são ressaltadas nesse capítulo. Ademais, são discutidas as considerações adotadas no modelo para representação de características físicas do canal responsáveis por modificar a distribuição espacial e temporal da corrente, com destaque para as perdas no núcleo do canal e o envelope de corona em torno do canal de descarga. Análises de sensibilidade referentes à

---

---

influência de diversos parâmetros na distribuição da corrente do canal, além da comparação de resultados entre os campos eletromagnéticos gerados pelo modelo e dados de medição são apresentadas. Ao final, são destacados resultados preliminares de tensão induzida para uma configuração simplificada de linha.

O **Capítulo 5** compreende um conjunto extenso de análises de sensibilidade relacionadas à aplicação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas. Os resultados estão associados a uma condição de solo representado como um plano condutor perfeito. Comparações com resultados gerados por modelagens tradicionais para cálculo de tensões induzidas e dados experimentais de medição também compõem esse capítulo.

O **Capítulo 6** é dedicado à abordagem proposta neste trabalho de tese para computar o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas utilizando o modelo HEM. Esta abordagem se baseia no trabalho de K.A. Norton (1937) para solução das integrais de Sommerfeld. Os primeiros resultados referentes à influência da resistividade do solo nas tensões induzidas em linhas, segundo tal abordagem, são apresentados.

Por sua vez, no **Capítulo 7**, são realçadas as conclusões e propostas de continuidade deste trabalho. As referências bibliográficas citadas ao longo do texto são encontradas no **Capítulo 8**.

Os **Apêndices A, B e C** constituem um material complementar às realizações desta tese de doutorado. O **Apêndice A** se dedica aos desenvolvimentos referentes aos modelos de acoplamento de Rusck (1958) e Agrawal (1980). Um conjunto de análises de sensibilidade relacionadas à aplicação das formulações propostas por Norton (1937) para o potencial vetor magnético e para os campos elétricos considerando o efeito da resistividade do solo compõe o **Apêndice B**. Finalmente, o **Apêndice C** apresenta resultados de uma avaliação prospectiva das sobretensões em redes elétricas de baixa tensão causadas pela incidência de descargas atmosféricas em torres de estações de telefonia celular próximas à rede.

---

---

---

# **2 Fundamentos do Fenômeno Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas**

## ***2.1 Introdução***

Este capítulo apresenta os aspectos básicos relacionados ao fenômeno tensões induzidas por descargas atmosféricas. As principais características do fenômeno, com especial enfoque para os processos físicos envolvidos na interação eletromagnética entre canal de descarga e linha, são destacados. Além disso, são apresentados os principais fatores capazes de influenciar a forma de onda e os valores máximos de amplitude das tensões induzidas. Análises de sensibilidade destacando o efeito de alguns desses fatores nas tensões induzidas compõem o capítulo 5 desta tese.

## ***2.2 A Importância do Fenômeno Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas***

As tensões induzidas por descargas atmosféricas se constituem na principal fonte de distúrbios que acometem os sistemas elétricos de média e baixa tensão. As sobretensões associadas ao fenômeno são responsáveis por grande parte dos desligamentos não-programados que ocorrem nas redes de distribuição de energia elétrica e pelos danos em linhas de nível de tensão reduzido, como as redes do sistema de

---

telecomunicações. Esses surtos induzidos na linha podem se propagar ao longo dos seus condutores, sendo transferidos para as unidades consumidoras conectadas a esses sistemas, causando danos bastante intensos para o consumidor.

Apesar da menor amplitude dos surtos associados às tensões induzidas em relação àqueles decorrentes da incidência direta da descarga na linha, a probabilidade de ocorrência das tensões induzidas por descargas atmosféricas é nitidamente mais acentuada. Além disso, nos últimos anos, as empresas concessionárias de energia elétrica têm buscado fornecer uma energia de melhor qualidade para seus consumidores, fato que coloca em foco os fenômenos cuja ocorrência é capaz de interferir tal fornecimento, como por exemplo, as tensões induzidas em linhas.

Este cenário justifica a realização de estudos a respeito do fenômeno tensões induzidas por descargas atmosféricas (DIENDORFER, 1990b), (HERRERA, 2006), (MASTER, 1984a, 1984b), (McDERMOTT, 1994), (NUCCI, 1993, 1998, 2000), (PIANTINI, 1992a, 1992b, 1998, 2003b), (SILVEIRA, 2002b, 2002c, 2003a, 2003b).

Por meio da investigação dos mecanismos responsáveis pelo estabelecimento desse fenômeno e estimação dos níveis característicos de tensões induzidas, novas soluções de proteção para os sistemas elétricos e de telecomunicações podem ser propostas, visando não apenas a proteção dos equipamentos instalados ao longo do sistema, como também a segurança dos consumidores frente a esse tipo de ocorrência.

### ***2.3 A Descarga Atmosférica no que Interessa ao Fenômeno Tensão Induzida***

A etapa da descarga atmosférica que mais interessa ao fenômeno de tensão induzida se refere à fase a partir da conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga. É a partir desse instante que passa a fluir a corrente de retorno pelo canal ionizado constituído entre nuvem e solo. Tal corrente está fundamentalmente associada ao descarregamento das cargas acumuladas ao longo do canal de descarga.

A corrente de retorno apresenta uma variação no tempo bastante rápida, constituindo, assim, um campo eletromagnético intenso que se propaga e interage com os

---

---

corpos condutores localizados em regiões próximas. Por meio dessa interação eletromagnética se originam as tensões induzidas por descargas atmosféricas.

O tipo de descarga de maior relevância para os estudos de tensão induzida se refere à descarga nuvem-solo, negativa e descendente. Trata-se do tipo mais comum, correspondendo a percentual entre 84 e 92% do número total das descargas, segundo algumas referências (BERGER, 1975), (ANDERSON, 1980), (VISACRO, 2005a). O mecanismo de formação desse tipo de descarga é descrito a seguir.

Quando o canal precursor de descarga (*stepped leader*) se aproxima da superfície do solo, ocorre um aumento na intensidade do campo elétrico nessa região. Tal intensidade pode eventualmente exceder o valor da rigidez dielétrica do ar e, como resultado, um ou vários canais ascendentes de descarga (*upward leader*) podem se formar. Sabe-se que as cargas do canal ascendente possuem polaridade inversa às cargas do canal descendente (*downward leader*). Quando ocorre a conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga, as cargas inicialmente armazenadas nesses canais são “descarregadas”, dando origem a duas ondas de corrente de mesma polaridade e que se propagam em sentidos opostos a partir do ponto de conexão (*attachment point*). Contudo, o efeito resultante é o de transporte de cargas negativas da nuvem para a superfície do solo.

A onda ascendente de corrente percorre um caminho longo em direção à nuvem, usualmente superior a um quilômetro, com uma velocidade que varia entre um terço e dois terços da velocidade da luz (RAKOV, 2003), enquanto a onda descendente de corrente atinge rapidamente o solo, sendo parcialmente refletida. A partir dessa reflexão, outra onda ascendente de corrente é originada, defasada no tempo em relação à primeira onda ascendente. Esta segunda onda percorre o canal em direção à nuvem com velocidade de propagação superior à da primeira, por já encontrar um meio com um nível de ionização mais elevado. Maiores detalhes a respeito da dinâmica de propagação dessas ondas de corrente no canal de descarga serão apresentados no item 2.3.1.1 desse capítulo. Com o término da propagação das ondas de corrente pelo canal ionizado, este se esvaece em algumas centenas de milissegundos (RAKOV, 2003), (VISACRO, 2005a).

Tensão induzida por descarga atmosférica é comumente definida como a integral do campo elétrico gerado pela corrente do canal de descarga ao longo de um caminho reto entre a superfície do solo e o condutor posicionado imediatamente acima ou entre os condutores da linha.

---

A compreensão dos mecanismos associados à ocorrência desse fenômeno pressupõe o estudo de duas questões importantes: a distribuição temporal e espacial da corrente de retorno ao longo do canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre canal e condutores da linha.

### **2.3.1 Distribuição Temporal e Espacial da Corrente de Retorno**

Durante o estágio inicial de formação do canal de descarga, os valores elevados de campo elétrico ao seu redor promovem a formação de um envelope de corona (*corona sheath*), região na qual ficam armazenadas as cargas do canal. Após o encontro dos canais ascendente e descendente de descarga, essas cargas são drenadas para o núcleo do canal, onde ocorre a propagação da onda de corrente de retorno.

A distribuição espacial e temporal dessa onda de corrente determina forma e amplitude da onda de tensão induzida na linha. Tal distribuição é responsável pela determinação do campo eletromagnético que se irradia a partir do canal e interage com os condutores da linha, dando origem à tensão induzida. A literatura apresenta os chamados *Modelos de Corrente de Retorno (Return-stroke Models)*, responsáveis por definir o comportamento da corrente ao longo do canal. Maiores detalhes a respeito desse tipo de modelagem fazem parte do capítulo 3 desta tese. Uma vez definido tal comportamento, procede-se à determinação do campo eletromagnético associado a corrente de retorno. O canal de descarga é considerado como sendo constituído por uma série de pequenos elementos filamentosos de corrente. A forma de onda de corrente em cada um desses segmentos é determinada de acordo com o modelo de corrente de retorno adotado. Cada um desses elementos de corrente atua como uma fonte de campo que contribui para o campo total estabelecido em um determinado ponto de observação. Pela superposição dos efeitos de todos esses segmentos, respeitando a defasagem no tempo da contribuição de cada um deles, obtém-se o campo total gerado pela corrente do canal de descarga para um determinado ponto do sistema.

#### **2.3.1.1 DINÂMICA DE ESTABELECIMENTO DA CORRENTE DE RETORNO**

A Figura 2.1 ilustra de forma simplificada a dinâmica de estabelecimento da onda de corrente no canal de descarga após a conexão dos canais ascendente e descendente. Para esta representação, algumas simplificações foram adotadas. O canal é assumido como uma linha de transmissão vertical não-uniforme, e a corrente é considerada injetada

---

a partir do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente. O núcleo do canal é constituído pelo condutor da linha, e envolto por um envelope de corona.

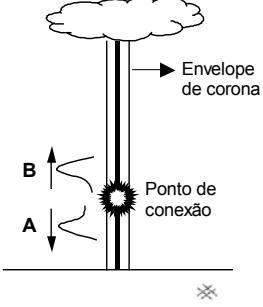
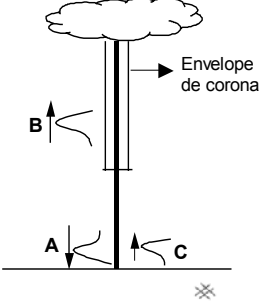
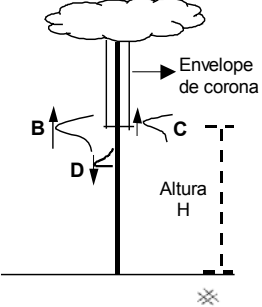
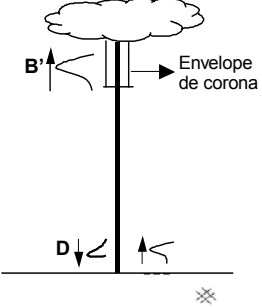
<b>ESTÁGIO 1</b> <b>Conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga (<i>Attachment</i>)</b>	<b>ESTÁGIO 2</b> <b>Reflexão da onda de corrente A ao nível do solo</b>	<b>ESTÁGIO 3</b> <b>Encontro das ondas de corrente B e C; onda C é refletida, originando D</b>	<b>ESTÁGIO N</b> <b>Repetição do processo</b>
			
<p>-Início do fenômeno:</p> <p>-Estabelecimento de duas ondas de corrente no ponto de conexão (<i>attachment</i>): <b>onda A</b>, ascendente e <b>onda B</b>, descendente.</p> <p>-Ambas as ondas se propagam com uma baixa velocidade em decorrência da fraca ionização do núcleo do canal e presença de envelope de corona.</p> <p><math>(v_A, v_B &lt; c; 0,33c - 0,66c)^*</math></p> <p><small>*valor estimado em (Rakov, 2003, 2004). Idone (1982) estima uma faixa maior de valores, entre 0,1c e 0,8c.</small></p>	<p>-<b>Onda A</b> é refletida no nível do solo, dando origem a uma <b>onda refletida C</b>.</p> <p>-<b>Onda C</b> se propaga para cima em um canal com nível de ionização mais elevado e com reduzido raio de envelope de corona, o que resulta em uma maior velocidade de propagação.</p> <p>-<b>Onda B</b> continua a se propagar em um canal pouco ionizado.</p> <p><math>(v_C &gt; v_A, v_B)</math></p>	<p>-Em uma determinada altura H ocorre o encontro das <b>ondas B e C</b>.</p> <p>-A <b>onda C</b> é parcialmente refletida dando origem à <b>onda D</b>, e parcialmente transmitida dando origem à <b>onda B'</b>.</p> <p>-A <b>onda D</b> se propaga descendentemente em um canal com nível de ionização elevado e reduzido raio de corona.</p> <p><math>(v_D &gt; v_C &gt; v_A, v_B)</math></p>	<p>-Após um determinado tempo de trânsito, a <b>onda D</b> atinge o solo e é refletida.</p> <p>-A onda refletida se propaga para cima no canal.</p> <p>-A <b>onda B'</b> (composta pela superposição da <b>onda original B</b> mais a <b>parcela transmitida da onda C</b>) continua a se propagar para cima em um canal com baixo nível de ionização e elevado valor para o raio do envelope de corona</p> <p>-O processo se repete.</p>

Figura 2.1 – Dinâmica do estabelecimento da onda de corrente no canal de descarga.

O fenômeno se inicia com o estabelecimento de duas ondas de corrente no ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga. Essas ondas se propagam em direções opostas, conforme destacado no primeiro quadro (estágio 1). Admite-se como positiva a corrente convencional se propagando do solo para nuvem (fluxo

---

de elétrons para o solo). O valor da velocidade de propagação dessas ondas de corrente é relativamente baixo, decorrente da fraca ionização do núcleo do canal de descarga no início do processo. De acordo com Rakov (2003, 2004), tal velocidade varia entre um terço e dois terços da velocidade da luz. Idone (1982) apresenta uma faixa um pouco mais ampla, entre 10% e 80% da velocidade da luz.

De acordo com o segundo quadro (estágio 2), a onda descendente atinge a superfície do solo e é parcialmente refletida. Esta onda refletida constitui uma segunda onda ascendente, com o mesmo sinal da onda descendente, associado à reflexão positiva de corrente. Esta nova onda ascendente se propaga ao longo do canal com uma velocidade maior em relação ao valor assumido para a primeira onda ascendente. Isto se deve ao fato desta segunda onda se propagar em um canal com nível de ionização mais elevado e com reduzido raio de envelope de corona. Esta mudança no meio é causada pelas ondas que se propagaram inicialmente pelo canal, promovendo a drenagem das cargas previamente acumuladas no envelope de corona e o consequente aumento no nível de ionização do núcleo do canal.

A diferença existente entre os valores das velocidades de propagação das duas ondas ascendentes causará o encontro de suas frentes de onda em uma determinada altura, conforme destacado no terceiro quadro (estágio 3). As regiões do canal abaixo e acima desse ponto de encontro apresentam características bastante distintas. Enquanto o canal inferior possui núcleo com elevado nível de ionização e raio de envelope de corona bastante reduzido, o canal superior ainda possui um valor significativo para o raio de corona, além de apresentar um processo de ionização ainda em estágio incipiente. Conseqüentemente, no ponto de encontro das duas ondas ascendentes, a onda incidente de maior velocidade sofrerá reflexão, sendo apenas parcialmente transmitida. A onda refletida se propagará para baixo no canal e, depois de um determinado tempo de trânsito, atingirá o solo, sofrendo novamente reflexão positiva de corrente. Esse processo de propagação e reflexões sucessivas permanece até que a corrente se extinga totalmente. O canal de descarga tende a se dissipar algumas centenas de milissegundos após o término do fluxo de corrente.

Dessa forma, estabelece-se a distribuição de corrente no canal de descarga. A onda de corrente em um determinado ponto do canal é dada pela superposição das ondas viajantes descritas anteriormente. A Figura 2.2 ilustra de forma simplificada o comportamento da onda de corrente em determinadas alturas considerando a dinâmica do

---

processo. Os resultados apresentados foram obtidos por meio de simulação computacional utilizando o modelo HEM (VISACRO, 2002a, 2005b).

Nas simulações, a dinâmica da corrente de retorno é computada pela superposição dos resultados de cada estágio. Assumiu-se a injeção de uma onda de corrente do tipo triangular  $1/50 \mu\text{s}$ , 2 kA de valor de pico, no ponto de conexão dos canais ascendente e descendente de descarga, posicionado a 100 m da superfície do solo. Como a impedância de surto equivalente vista pela fonte acima e abaixo do ponto de conexão entre esses canais é muito similar no início do fenômeno, uma onda de corrente com aproximadamente 1 kA de pico irá atingir a superfície do solo.

A intensidade da reflexão de corrente que ocorre na superfície do solo depende da relação entre as impedâncias do canal e do solo, vista pela onda de corrente incidente. Nesta simulação, considerou-se uma impedância impulsiva para base do canal de  $20 \Omega$ . O valor do núcleo do canal de descarga foi assumido igual a 1 cm, de acordo com comentários apresentados em (UMAN, 1984) e (RAKOV, 2003). Em relação à representação do envelope de corona, duas condições foram simuladas. Para o início do processo (estágio 1), admitiu-se um valor de raio de 2 m em torno do núcleo do canal, resultando em uma velocidade de propagação de aproximadamente  $180 \text{ m}/\mu\text{s}$  ( $0,6 c$ ). Em relação à onda de corrente que é refletida na superfície do solo e que irá viajar para cima no canal, considerou-se uma condição de canal sem envelope de corona, referente a uma velocidade de propagação igual a da luz.

O efeito das reflexões nas ondas de corrente apresentadas na Figura 2.2 é nitidamente destacado. O primeiro efeito, causado pela reflexão na superfície do solo, se manifesta nas frentes das ondas de corrente, que apresentam valores de amplitude 60 a 80% maiores em relação à amplitude da onda incidente no solo. Tal comportamento se deve à reflexão positiva de corrente no solo. Já o segundo efeito, responsável por abranger as reflexões referentes ao estágio 3, no qual ocorre o encontro das ondas de corrente em decorrência das diferentes velocidades de propagação, se apresenta nas formas dos picos subsequentes no corpo da onda de corrente resultante.

A ordem de grandeza dos tempos de trânsito das ondas de corrente para cada um dos estágios destacados na Figura 2.1 e o tempo de frente da onda de corrente considerada injetada no canal devem ser levados em conta para se realizar a composição das ondas de corrente resultantes. Esses parâmetros podem contribuir para modificar substancialmente a forma e amplitude da onda de corrente. Ondas de corrente “lentas”

---

(com tempo de frente longo) apresentarão os picos associados às reflexões mais espaçados e melhor definidos.

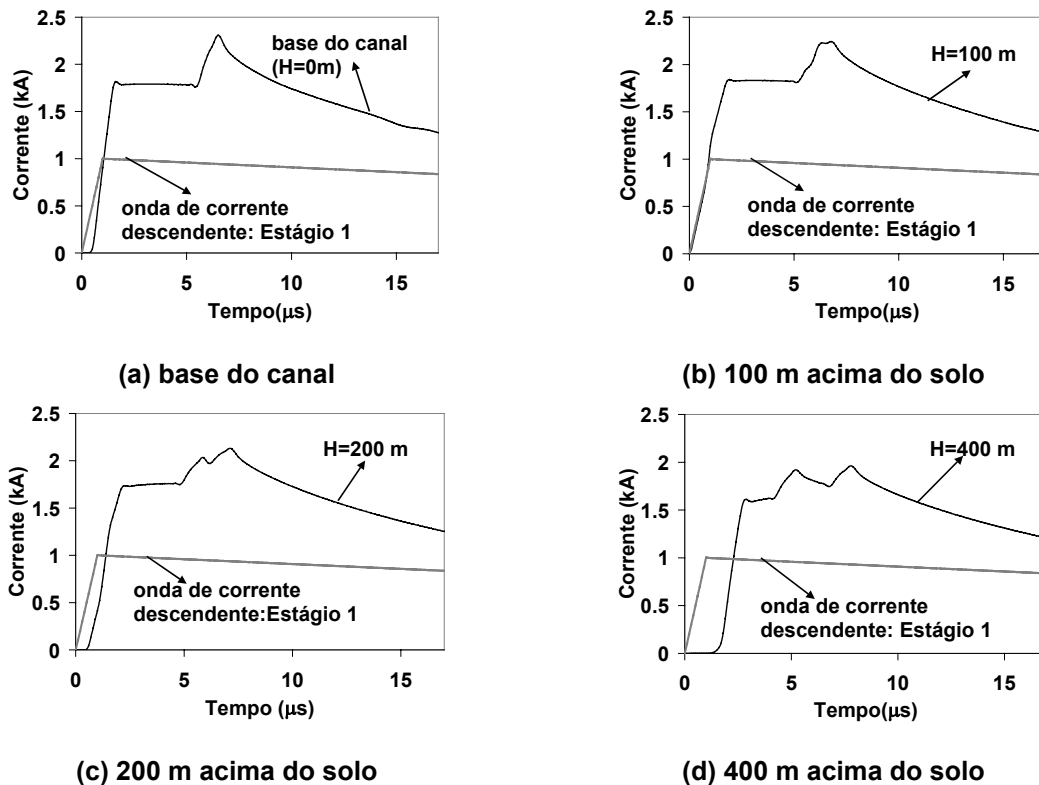


Figura 2.2 – Ondas de corrente no canal de descarga para várias alturas considerando a representação da dinâmica da corrente destacada na Figura 2.1.

O processo descrito anteriormente é característico de uma primeira descarga negativa descendente, que possui uma determinada altura de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga. Tal altura pode variar entre 30 m e 300 m acima do ponto de incidência (RAKOV, 2003), (VISACRO, 2005a). Esta dinâmica de estabelecimento da corrente e o descarregamento das cargas acumuladas nas ramificações do canal podem explicar a seqüência de picos que é observada em registros de medição de ondas de corrente de descarga dessa natureza (ERIKSSON, 1982), (VISACRO, 2004b).

Para as descargas subseqüentes, a altura de conexão entre os canais ascendente e descendente ocorre muito próxima do nível do solo. Em certos casos, não há canal ascendente de descarga. Sendo assim, a primeira onda descendente representada no estágio 1 da Figura 2.1 pode não existir. Dessa forma, a dinâmica de estabelecimento da onda de corrente de retorno de descargas subseqüentes é bastante simplificada, apresentando apenas uma onda ascendente, sem a existência de reflexões. Nesse caso, a

corrente se propaga em um canal com elevado nível de ionização, devido ao fluxo anterior das correntes de retorno e de recarregamento<sup>1</sup> do canal, e com reduzido valor para o raio do envelope de corona, justificado pela menor concentração de cargas em relação à primeira descarga.

Esta dinâmica da distribuição da corrente no canal de descarga descrita na Figura 2.1 apresenta simplificações e considera algumas hipóteses que merecem discussão.

O primeiro ponto a ser destacado está associado à consideração da injeção de uma onda de corrente no ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente. Na verdade, esta onda que se propaga no canal de descarga não é resultado de uma fonte de corrente, mas sim do descarregamento das cargas que estão acumuladas no envelope de corona que circunda o canal.

Assumir um valor constante para a condutividade do núcleo do canal é outro ponto que merece ser analisado. Na verdade, esse valor de condutividade apresenta um comportamento dinâmico no tempo, relativo ao nível de ionização do núcleo do canal. O raio do envelope de corona também possui esse comportamento dinâmico, dependendo da quantidade de carga nele depositada. Valores de raio de corona que variam entre 1 m e 20 m são apresentados na literatura (UMAN, 1984). Esse envelope de corona se dissipa com o tempo à medida que as cargas nele acumuladas são drenadas para o núcleo do canal de descarga.

Finalmente, a natureza das reflexões que ocorrem durante o processo também deve ser comentada. Em relação à reflexão que ocorre na base do canal, o valor da impedância que a onda de corrente encontra ao atingir o solo é menor do que a impedância de surto do canal, resultando, dessa forma, em uma reflexão positiva da onda de corrente. Por sua vez, o comportamento da reflexão referente ao ponto de encontro das ondas de corrente que se propagam ascendentemente e com diferentes velocidades de propagação é bastante complexo. A região do canal acima do ponto de encontro das ondas de corrente apresenta valores de resistência e capacitância por unidade de comprimento superiores aos da região inferior do canal. A influência desses dois tipos de efeitos na

---

<sup>1</sup> Corrente de recarregamento do canal de descarga (*Dart Leader current*): Corrente de valor reduzido (algumas centenas de Âmpères) correspondente ao deslocamento de cargas negativas da nuvem para o canal remanescente de uma descarga de retorno negativa. Promove o recarregamento de uma extensão do canal de descarga, tornando possível a ocorrência de uma nova descarga de retorno [(VISACRO, 2005a), pág.61].

---

determinação da impedância de surto do canal superior é oposto (quanto maior a resistência, maior a impedância; quanto maior a capacitância, menor a impedância). Dessa forma, a impedância do canal superior pode atingir valores maiores ou menores em relação a do canal inferior, e conseqüentemente, valores de coeficiente de reflexão de corrente negativos ou positivos. Para ondas muito rápidas, nas quais as freqüências representativas são bastante elevadas, há uma predominância do efeito da maior capacitância, reduzindo a impedância de surto do canal superior e resultando em reflexão positiva de corrente. Para ondas típicas de descarga, o coeficiente de reflexão pode adquirir um comportamento dinâmico, variando com a freqüência: reflexão negativa associada às baixas freqüências e reflexão positiva para as altas freqüências do sinal. Ademais, é importante destacar a própria variação temporal da resistência e capacitância por unidade de comprimento do canal, associada às mudanças com o tempo nos valores das perdas ao longo do núcleo e do raio do envelope de corona.

## **2.3.2 Acoplamento Eletromagnético entre Canal de Descarga e Linha**

### **2.3.2.1 NATUREZA DO CAMPO GERADO PELA CORRENTE DE RETORNO**

Quando a corrente de retorno começa a fluir pelo canal de descarga, um campo eletromagnético intenso é estabelecido em suas proximidades, se propagando a partir desse ponto.

Conforme destacado na seção 2.3.1, a determinação do campo eletromagnético associado com a corrente de retorno considera o canal como sendo composto por diversos segmentos filamentosos de corrente. Cada um desses segmentos atua como uma fonte de campo eletromagnético.

Analisando individualmente o campo eletromagnético gerado por um desses segmentos de corrente, pode-se dizer que este campo é composto pela soma de três parcelas.

A simples presença da carga depositada no canal é responsável por gerar a primeira parcela de campo elétrico, de caráter divergente.

---

---

Após a conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga, ocorre o deslocamento dessa carga ao longo do canal, resultando no fluxo de corrente. A corrente em um determinado ponto do canal se constitui na variação temporal da carga ( $dq/dt$ ). Tal variação gera um campo magnético no entorno do percurso da corrente, constituindo a componente induzida do campo. Como o campo magnético também varia no tempo, se origina, assim, o campo elétrico induzido.

Além disso, a corrente no canal apresenta uma variação muito acentuada com o tempo, correspondendo à derivada temporal da corrente, ou, em outras palavras, à derivada segunda da carga em relação ao tempo [ $di/dt = d(dq/dt)/dt$ ]. Tal variação ocorre principalmente no intervalo correspondente à frente da onda de corrente. Este comportamento dá origem à componente de campo irradiada, que se propaga a partir do canal.

Para se visualizar a composição desse campo, é importante considerar a distância existente entre o segmento de corrente do canal, que é a fonte de campo eletromagnético, e o ponto de observação. O valor dessa distância varia de segmento para segmento, determinando com que o efeito gerado por cada segmento de canal seja “sentido” no ponto de observação em instantes de tempo diferentes. Dessa forma, o campo total em um determinado ponto de observação é o resultado do somatório da contribuição dos campos gerados por cada segmento, considerando-se esta defasagem temporal.

Outro importante aspecto se refere à distribuição espacial da corrente de retorno e como esta se comporta ao longo do tempo. Uma vez determinada tal distribuição, procede-se ao cálculo dos campos elétrico e magnético. Usualmente adota-se a geometria apresentada na Figura 2.3. As formulações no domínio do tempo para as componentes vertical ( $E_z$ ) e horizontal ( $E_r$ ) do campo elétrico e componente azimutal do campo magnético ( $H_\phi$ ) em um determinado ponto P a uma altura “z” do nível do solo, em coordenadas cilíndricas e assumindo o solo como um plano condutor perfeito são apresentadas nas equações (2.1), (2.2) e (2.3), respectivamente (UMAN, 1975).

---

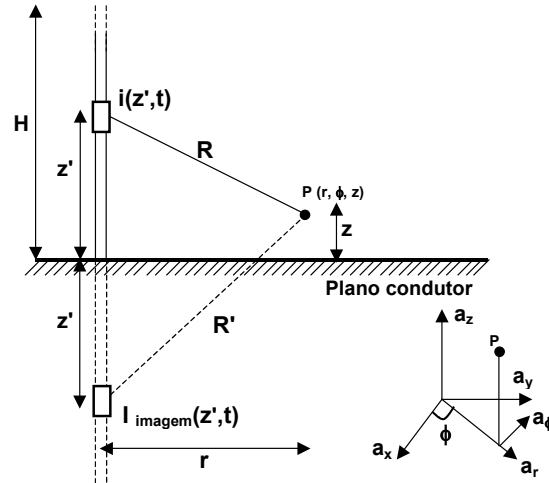


Figura 2.3 – Geometria adotada para cálculo do campo eletromagnético gerado pela corrente de retorno do canal de descarga.

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' - \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (2.1)$$

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (2.2)$$

$$H_\phi(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \left[ \int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (2.3)$$

Algumas das variáveis apresentadas na Figura 2.3 são descritas a seguir:

- r – distância horizontal entre o canal de descarga e o ponto de observação;
- R – distância entre um segmento do canal e o ponto de observação;
- R' – distância entre um segmento imagem do canal e o ponto de observação;
- z – altura do ponto de observação em relação ao solo;
- z' – altura de um segmento do canal (real ou imagem) em relação ao solo;
- H – altura do canal de descarga.

É importante destacar que os termos em  $R^5$ ,  $R^4$ ,  $R^3$  (equações 2.1 e 2.2), aplicando substituição de variáveis, podem ser expressos em termos de  $r^3$ ,  $r^2$  e  $r$ , respectivamente. Já os termos em  $R^3$  e  $R^2$  referentes à equação (2.3) se reduzem a termos em  $r^2$  e  $r$ , respectivamente.

Sendo assim, pode-se dizer que a parcela divergente de campo, correspondente à integral da corrente ao longo do canal, se reduz com o cubo da distância entre fonte e ponto de observação ( $1/r^3$ ). A parcela induzida, relacionada à corrente que flui no canal, apresenta redução com o inverso do quadrado da distância ( $1/r^2$ ). Por sua vez, a parcela irradiada, resultado da variação temporal da corrente no canal, se reduz com o inverso da distância ( $1/r$ ).

De acordo com as distâncias adotadas para o problema em análise, algumas dessas parcelas de campo anteriormente apresentadas podem ser desprezadas. Para grandes distâncias em relação ao canal de descarga, a parcela de campo irradiado prevalece sobre as demais. Porém, os estudos de tensão induzida abrangem de forma geral regiões próximas e intermediárias ao canal de descarga. Tal fato requer o cômputo de todas as parcelas de campo eletromagnético anteriormente destacadas.

### 2.3.2.2 CONCEITO DE ILUMINAÇÃO E PROPAGAÇÃO

De forma ilustrativa e didática, pode-se dizer que a onda de tensão induzida estabelecida em um ponto da linha possui duas componentes relativas a dois tipos de efeitos.

O primeiro efeito se refere à onda de tensão gerada pela iluminação direta da linha pelo campo eletromagnético associado à corrente de retorno do canal de descarga. O segundo efeito está relacionado à onda de tensão que se propaga ao longo dos condutores a partir de pontos da linha previamente iluminados até o ponto em análise. A combinação desses efeitos dá origem à onda de tensão induzida observada nos condutores da linha.

Ambas as componentes sofrem redução com o aumento da distância em relação ao ponto de incidência da descarga. A parcela de iluminação direta, porém, é a que apresenta redução mais acentuada. Para pontos na linha muito distantes à descarga, a tensão induzida é composta praticamente apenas pela parcela de propagação ao longo da linha.

---

### 2.3.2.3 TIPOS DE ACOPLAMENTO ELETROMAGNÉTICO ENTRE CANAL E LINHA

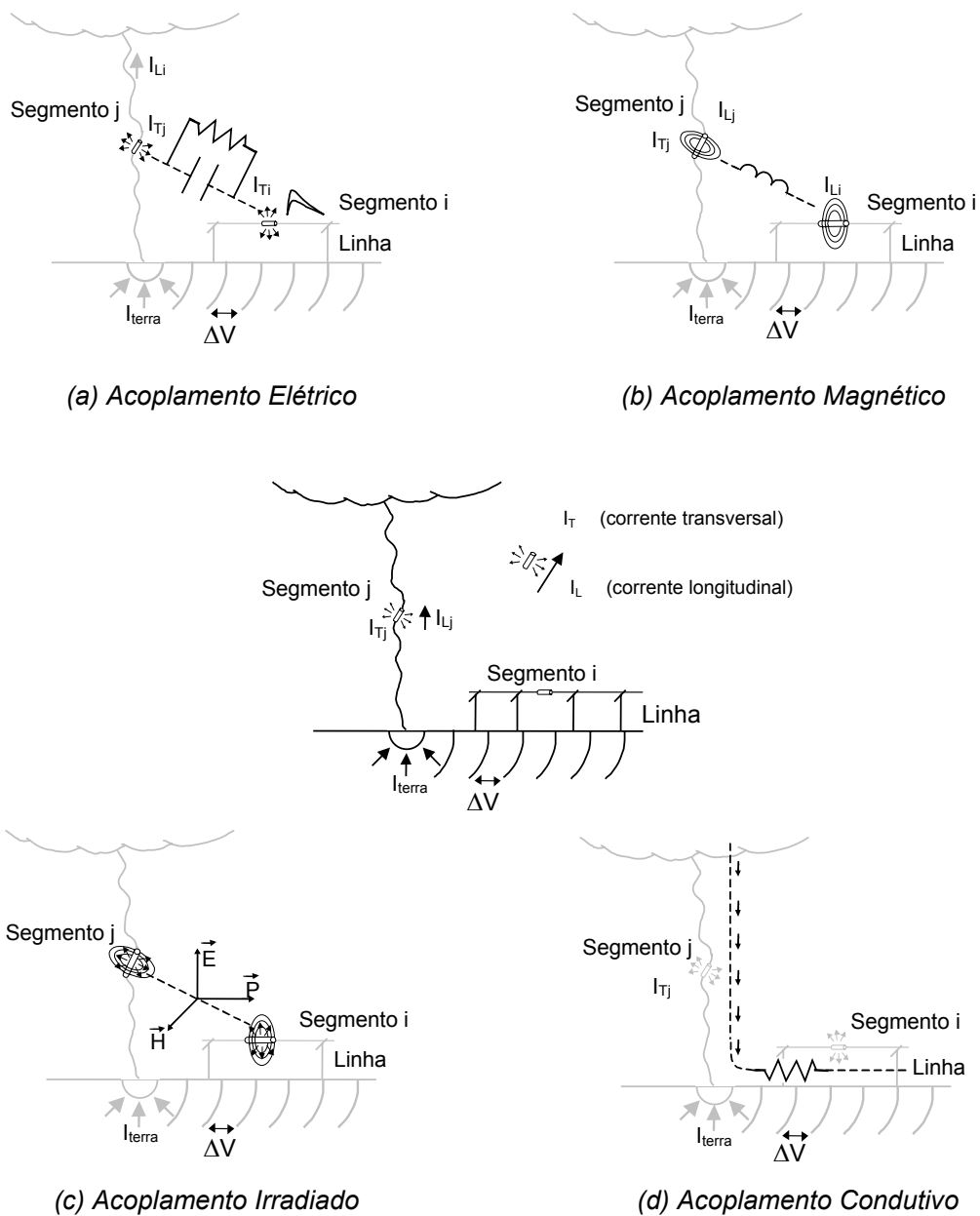
A partir da interação eletromagnética entre canal de descarga e linha, são induzidas ondas de tensão e corrente que se propagam ao longo dos condutores da linha. Os mecanismos de acoplamento eletromagnético entre os dois sistemas podem ser analisados assumindo a segmentação do canal e da linha durante o fluxo de corrente ao longo do canal. A Figura 2.4 apresenta de forma ilustrativa os acoplamentos eletromagnéticos entre elementos da linha e do canal na ocorrência de tensão induzida por descarga atmosférica. Para este caso, a linha é constituída por um condutor metálico que está isolado do solo pelos suportes dielétricos dos postes. Analisa-se o acoplamento entre dois segmentos: segmento j, referente ao canal, e segmento i, referente à linha.

De forma geral, são quatro os mecanismos de acoplamento entre linha e canal.

- (a) Acoplamento elétrico: de natureza capacitiva e condutiva, sendo que no ar, há ampla predominância do efeito capacitivo;
  - (b) Acoplamento condutivo: pela existência da corrente de retorno, estabelece-se uma continuidade elétrica entre canal e solo, determinando, assim, um acoplamento condutivo associado ao efeito longitudinal no canal e divergente no solo. O fluxo de corrente no canal causa quedas de tensão de caráter resistivo e indutivo. A dispersão da corrente de descarga no solo promove distribuição de potenciais em sua superfície, inclusive ao longo do percurso da linha. Desta forma, nem canal nem solo constituem equipotenciais. Além disso, ocorre queda de tensão na linha pela corrente associada à tensão nela induzida;
  - (c) Acoplamento magnético: este acoplamento está associado ao estabelecimento de um campo magnético induzido pela onda de corrente de retorno. As linhas desse campo enlaçam os percursos fechados pelos condutores da linha e a superfície do solo. De acordo com a primeira equação de Maxwell (equação 2.4), uma força eletromotriz é estabelecida nesse percurso, traduzindo um acoplamento magnético entre linha e canal. Por causa da descontinuidade elétrica entre linha e solo, as tensões associadas a essa força eletromotriz se concentram justamente no espaçamento vertical entre solo e linha;
-

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.4)$$

(d) Acoplamento irradiado: a variação muito rápida da corrente de retorno no tempo determina um acoplamento de natureza irradiada entre linha e canal, associado à propagação de uma onda eletromagnética a partir do canal. Essa onda, ao iluminar a linha, induz tensão.



**Figura 2.4 – Representação dos acoplamentos eletromagnéticos entre os segmentos da linha e do canal.**

Por meio dos quatro mecanismos de acoplamento descritos anteriormente, o campo gerado pela corrente de retorno, ao iluminar a linha, origina a onda de tensão induzida. A esta onda de tensão está associada uma onda de corrente, relacionada pela impedância de surto da linha. Ambas as ondas se propagam ao longo da linha, guiadas pelo condutor, de acordo com uma configuração cilíndrica de campo.

## 2.4 Dinâmica do Estabelecimento da Tensão Induzida

A dinâmica do estabelecimento da onda de tensão induzida em um determinado ponto da linha de acordo com a onda de corrente do canal de descarga é retratada a seguir. Utilizando o modelo HEM (VISACRO, 2002a, 2005b), simulou-se a incidência de uma descarga a 100 m do centro de uma linha, representada por um único condutor, com 300 m de comprimento, posicionada a 10 m da superfície do solo. As extremidades da linha foram consideradas casadas. A configuração analisada é destacada na Figura 2.5.

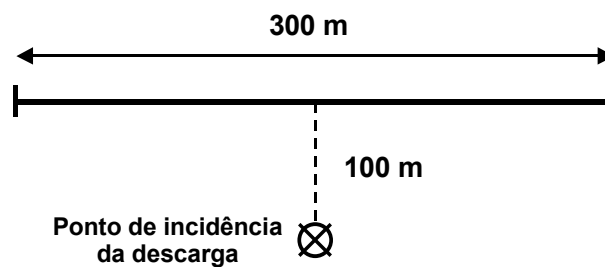


Figura 2.5 – Configuração da linha e ponto de incidência da descarga utilizados na simulação.

Assumiu-se a injeção de uma onda de corrente do tipo triangular com 1 kA de pico, tempo de frente de 1  $\mu$ s e tempo de meia onda de 50  $\mu$ s, ao nível do solo, representando uma condição semelhante a de ocorrência de descarga subsequente. As simulações consideraram o solo como um plano condutor perfeito. A Figura 2.6 apresenta as formas de onda da corrente injetada no canal e da tensão induzida resultante no centro da linha.

O primeiro ponto a ser destacado tem relação com o tempo de atraso existente no início da onda de tensão induzida, correspondente ao tempo gasto para o campo eletromagnético gerado pela corrente do canal de descarga se propagar e iluminar o ponto central da linha. Este tempo é de aproximadamente 0,3  $\mu$ s, intervalo necessário para as ondas de campo eletromagnético percorrerem a distância de 100 m com a velocidade da luz ( $v=3 \times 10^8$  m/s).

O segundo aspecto de relevância se refere ao intervalo de tempo para crescimento da onda de tensão induzida. Tal intervalo coincide com o tempo de frente da onda de corrente, período no qual há uma significativa variação do valor da corrente. No caso analisado, esse tempo é igual a  $1 \mu\text{s}$ . Após esse período, a onda de tensão induzida passa a decrescer, se anulando após um determinado tempo. Este comportamento se deve à dependência do efeito com a derivada da onda de corrente em relação ao tempo ( $di/dt$ ). Após o pico da onda de corrente, o valor de tal derivada apresenta uma forte redução (a amplitude da onda de corrente passa a variar muito lentamente), causando a diminuição da amplitude da onda de tensão. Este aspecto denota a importância da parcela de campo induzido no estabelecimento da tensão induzida na linha. Além disso, explica a relação proporcional entre a amplitude da onda de tensão induzida e a taxa de crescimento da corrente no tempo.

A redução da amplitude da onda de tensão induzida ocorre de forma lenta. Tal comportamento se explica pelo fato desta onda ser composta pela superposição das contribuições de cada elemento de corrente do canal, sendo que a contribuição dos elementos mais afastados em relação ao solo só chega ao ponto de observação na linha com um atraso. Este atraso decorre do tempo gasto para onda de corrente atingir tais elementos e, a partir daí, para que o campo gerado chegue até ao ponto de observação, onde ocorre a indução de tensão. Além disso, enquanto a contribuição dos elementos mais próximos da base do canal de descarga já tende a se tornar nula, em pontos superiores a esse, o efeito de contribuição ainda está aumentando. A partir do balanço dessas contribuições, se estabelece o decaimento mais lento da onda de tensão induzida.

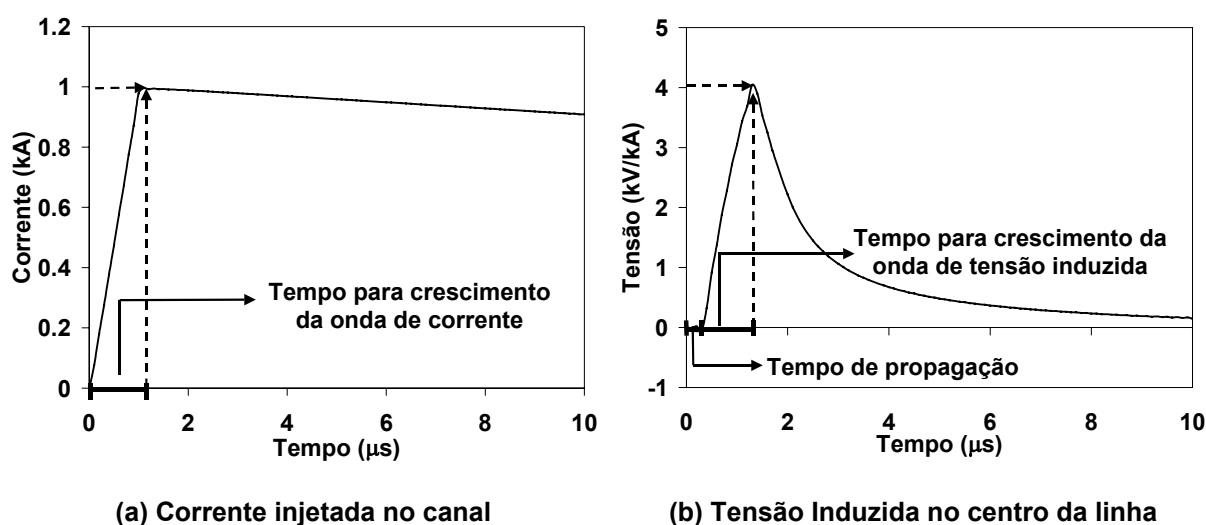


Figura 2.6 – Dinâmica de estabelecimento da onda de tensão induzida na linha.

## ***2.5 Fatores que Influenciam as Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas***

A tensão induzida por descarga atmosférica é definida como a integral do campo elétrico ao longo de um caminho vertical entre a superfície do solo e o ponto do condutor imediatamente acima, ou entre condutores da linha. Todos os processos que contribuem para compor o campo elétrico ao longo deste percurso de integração também contribuem para a tensão induzida.

Diversos fatores são capazes de influenciar a forma e a amplitude das tensões induzidas. Estes estão geralmente relacionados ao canal de descarga e à corrente que por ele flui, à linha e ao ambiente que envolve o sistema linha-canal, podendo ser classificados em parâmetros de descarga, parâmetros ambientais, parâmetros geométricos associados à posição relativa do sistema linha-canal de descarga e parâmetros da linha. A seguir, são apresentados os principais fatores associados a cada um desses grupos.

### **2.5.1 Parâmetros de Descarga**

A corrente de descarga apresenta um formato impulsivo, com variação muito rápida na frente de onda e variação relativamente mais lenta a partir do instante em que se alcança o valor de pico. A tensão induzida na linha possui um comportamento aproximadamente proporcional ao valor médio da derivada da frente de onda da corrente ( $di/dt$ ), estando este parâmetro associado ao valor de pico e ao tempo de frente desta onda. Resultados obtidos por medição (BARKER, 1996) e simulação computacional (SILVEIRA, 2001) mostram que a amplitude de tensão induzida é proporcional ao valor do pico de corrente e inversamente proporcional ao tempo de frente da onda de corrente. Além disso, o tempo de meia onda da onda de corrente praticamente não influi na amplitude de tensão induzida.

Com base nessas características, algumas análises teóricas podem ser realizadas a respeito da importância relativa dos eventos da primeira descarga e da descarga subsequente para as tensões induzidas.

As descargas subsequentes, apesar de possuírem valor mediano de amplitude de corrente inferior ao das primeiras descargas (aproximadamente um terço), possuem o valor

---

---

mediano do tempo de frente aproximadamente seis vezes menor do que aquele da primeira descarga (RAKOV, 2003). Considerando a relação desses dois parâmetros com a amplitude de tensão induzida, tem-se a expectativa de que as tensões induzidas geradas por descargas subseqüentes apresentem valores mais intensos.

Em relação às descargas positivas, estas não são usualmente consideradas em avaliações de tensões induzidas em linhas. Apesar desse tipo de descarga possuir amplitude de corrente semelhante a das primeiras descargas negativas, sua frente de onda de corrente apresenta um crescimento muito lento, causando um efeito relativamente discreto nas tensões induzidas em comparação com o decorrente de descargas negativas.

A representação do envelope de corona e das perdas no núcleo do canal, além da presença de tortuosidades e ramificações ao longo do canal, fatores responsáveis pela atenuação e velocidade de propagação da onda de corrente, são parâmetros de descarga capazes de alterar a distribuição temporal e espacial da corrente ao longo do canal. Conseqüentemente, modificam os campos eletromagnéticos que irão iluminar a linha e as tensões induzidas resultantes.

## 2.5.2 Parâmetros Ambientais

O ambiente no qual a linha é instalada é capaz de influenciar os níveis de tensão induzida em decorrência de dois fatores: relevo e resistividade do solo.

O efeito do relevo está associado à modificação da maneira na qual o campo eletromagnético ilumina os condutores da linha. A presença de uma elevação entre o ponto de incidência da descarga e a linha pode atuar como blindagem, diminuindo a intensidade do campo que irá iluminar a linha, contribuindo assim para a redução dos níveis de tensão induzida. Fato semelhante pode ocorrer quando existem edificações elevadas entre o ponto de incidência e a linha. Por outro lado, a inclinação do solo também afeta a distribuição do campo eletromagnético, podendo contribuir tanto para o aumento quanto para a redução dos níveis de tensão induzida.

O parâmetro resistividade do solo afeta a tensão induzida por meio de dois aspectos. O primeiro aspecto se refere à alteração do campo eletromagnético ao longo do percurso de propagação entre o ponto de incidência da descarga e os pontos “iluminados”

---

na linha. O segundo aspecto está relacionado à determinação dos parâmetros longitudinais e transversais da linha.

O cômputo do efeito global da resistividade do solo é complexo, podendo causar tanto a redução quanto o aumento da amplitude da tensão induzida, de acordo com as considerações de ponto de incidência da descarga e ponto de observação da tensão induzida na linha (ISHII, 1994, 1999), (RACHIDI, 1996), (NUCCI, 2003).

### **2.5.3 Parâmetros Geométricos Associados à Posição Relativa do Sistema Linha-Canal de Descarga**

A posição relativa entre canal de descarga e linha influencia bastante os valores de tensão induzida. Quanto menor a distância entre o ponto de incidência da descarga e os condutores da linha, maior a amplitude de tensão induzida.

Outro fator de relevância e que também pode ser classificado como parâmetro de linha corresponde a altura da linha. Os valores de tensão induzida variam aproximadamente de forma proporcional em relação à altura do condutor da linha. Tal comportamento está associado às linhas de campo enlaçadas pela área determinada entre o condutor e a superfície do solo. Com a elevação da altura da linha, há um aumento proporcional da quantidade de linhas de campo enlaçadas por tal área e, conseqüentemente, da tensão induzida entre o condutor e o solo.

A altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga (*attachment point*) também é capaz de afetar os níveis de tensão induzida na linha.

A inclinação do canal em relação à linha é mais um parâmetro que merece ser destacado, à medida que esta característica aproxima ou afasta os elementos de corrente da linha, contribuindo tanto para o aumento quanto para a redução das amplitudes de tensão induzida.

---

### **2.5.4 Parâmetros da Linha**

A configuração física da linha é um fator extremamente importante para a definição dos níveis de tensão induzida no sistema. Aspectos construtivos relacionados às linhas de baixa, média ou alta tensão contribuem para a redução ou aumento do efeito resultante.

A existência de cabos de blindagem abaixo ou acima do condutor fase atua de forma a reduzir os níveis de tensão induzida na linha. Quanto menor a distância entre o cabo de blindagem e o condutor fase, mais significativa se torna esta redução. Em relação às conexões do cabo de blindagem ao solo (condutores de descida), o aumento do número dessas terminações provoca a diminuição das amplitudes de tensão induzida no condutor fase. O valor da resistência de aterramento dessas terminações é também capaz de reduzir os níveis de tensão induzida, porém seu efeito é menos intenso.

Análises de sensibilidade sobre a influência dos parâmetros de linha, bem como de outros parâmetros destacados nesse capítulo serão apresentadas de forma mais detalhada no capítulo 5.

---

---

---

# 3 Modelos para Avaliações de Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas

## 3.1 Introdução

O desenvolvimento de avaliações das tensões induzidas em linhas está associado à adoção de modelagens capazes de descrever os processos mais relevantes para o seu estabelecimento. Neste contexto, as informações advindas dos dados de medição de tensão induzida se constituem em uma importante ferramenta para a caracterização deste tipo de fenômeno, e a consequente proposição de modelos computacionais para o seu cálculo.

Três aspectos merecem especial atenção na literatura: a distribuição no tempo e no espaço da corrente de descarga ao longo do canal, o acoplamento eletromagnético entre condutores da linha e canal, e o efeito da resistividade do solo na determinação da tensão induzida.

Este capítulo tem como objetivo apresentar as principais modelagens adotadas na literatura para a avaliação das tensões induzidas por descargas atmosféricas. Inicialmente, são destacados trabalhos experimentais relevantes de medição de tensão induzida. Comentários a respeito das configurações de linha adotadas, esquema de medição e resultados obtidos para cada estudo são realizados. A segunda parte do capítulo se dedica

---

às principais modelagens adotadas para avaliação da distribuição de corrente no canal e do acoplamento eletromagnético entre linha e canal, além das principais técnicas comumente aplicadas para o cômputo do efeito da resistividade do solo no cálculo de tensão induzida.

### ***3.2 Trabalhos Experimentais de Medição de Tensão Induzida***

A realização de medições de tensão induzida em linhas se constitui em uma ferramenta poderosa para a caracterização desse tipo de fenômeno. Dados de magnitude e formas de onda típicas de tensão medidas em linhas relacionados com a corrente de descarga e os campos eletromagnéticos associados ao evento contribuem para a avaliação dos mecanismos que envolvem o acoplamento eletromagnético entre linha e canal. Tais informações podem ser utilizadas para confirmar a validade de modelos computacionais aplicados aos estudos de tensão induzida. Além disso, um melhor dimensionamento da proteção dos sistemas elétricos contra esse tipo de fenômeno pode ser proposto.

Os trabalhos de medição de tensões induzidas podem ser divididos em dois grupos: medição utilizando modelos em escala reduzida e medição em linhas experimentais.

Os chamados modelos em escala reduzida visam reproduzir em laboratório as condições apresentadas em campo. Linha e canal de descarga são geralmente representados por fios condutores. Trata-se de uma técnica já consagrada na literatura e que permite a realização de ensaios em condições controladas. Sua utilização constitui ferramenta para a validação de modelos teóricos, além de propiciar a avaliação de tensões induzidas em configurações de linha consideradas complexas.

A aplicação desse tipo de técnica gera uma grande quantidade de dados de medição em um curto intervalo de tempo. Além disso, experimentos realizados em laboratório permitem a substituição de determinados elementos do sistema em análise com relativa facilidade, proporcionando, por exemplo, modificações na configuração da linha e no ponto de incidência da descarga. Tal fato facilita o desenvolvimento de uma série de análises de sensibilidade.

Resultados de medição de tensão induzida utilizando esta técnica podem ser encontrados em (PIANTINI, 1992a, 1992b), (ISHII, 1994, 1999).

---

---

A medição de tensão induzida em linhas experimentais se aplica às configurações de linha em escala real. Os trabalhos associados a este tipo de medição podem ser agrupados de acordo com o tipo de descarga responsável por gerar a tensão induzida na linha: descargas naturais e descargas artificiais iniciadas por foguetes, também denominadas descargas trigadas (*rocket triggered lightning*).

Os trabalhos baseados na ocorrência de descargas naturais podem ser divididos em dois subgrupos de acordo com o tipo de abordagem aplicado para se determinar os parâmetros da corrente de descarga:

- (a) Utilização dos Sistemas de Localização de Tempestades (SLT's): o principal problema associado a esta metodologia está no fato deste sistema apresentar erros consideráveis tanto na estimação dos valores de pico de corrente quanto na localização do ponto de incidência da descarga, parâmetros que são reconhecidamente relevantes para a determinação das tensões induzidas em linhas;
- (b) Utilização de torres instrumentadas: nesta metodologia, as condições do experimento são bastante controladas. O ponto de incidência da descarga é definido a priori (local de instalação da torre) e os parâmetros de descarga (valor de pico de corrente, tempos de frente e meia onda da onda de corrente de descarga) podem ser medidos com relativa facilidade. Uma questão a ser discutida para este tipo de metodologia se refere à influência da torre na medição das ondas de corrente de descarga, principalmente no que tange a descontaminação do sinal de corrente medido e a avaliação do ponto para instalação do medidor de corrente (topo ou base da torre). Discussões interessantes destes aspectos são apresentadas em (MELANDER, 1984), (GUERRIERI, 1998), (RAKOV, 2001b), (RACHIDI, 2002), (VISACRO, 2005c).

Os experimentos de medição de tensão induzida associado a eventos de descargas trigadas também possuem condições bastante controladas. O ponto de ocorrência da descarga é definido e os parâmetros de descarga podem ser medidos por meio de dispositivos de medição instalados na base de lançamento do foguete. As tensões induzidas na linha apresentam características semelhantes às aquelas associadas com a ocorrência de descargas subseqüentes, fenômeno no qual a onda de corrente de descarga é assumida partindo do nível do solo.

---

---

A seguir serão destacados quatro trabalhos relevantes apresentados na literatura sobre medição de tensão induzida em linhas experimentais. Diversos outros resultados de medição de tensão induzida são encontrados em (MASTER, 1984b), (YOKOYAMA, 1983, 1986, 1989), (RUBINSTEIN, 1994), (TORRES, 2000), (PIANTINI, 2003b).

### **3.2.1 Medições Realizadas na África do Sul (ERIKSSON, 1982)**

Este trabalho é considerado uma das referências mais importantes nos estudos de tensões induzidas, não apenas pelo pioneirismo para a época em que foi desenvolvido, como também pela série de conclusões geradas ao longo de sua realização.

Resultados de medição de tensão induzida em uma linha de distribuição experimental instalada na África do Sul são apresentados. Trata-se de uma configuração de linha trifásica, com tensão nominal de 11 kV, sustentada por postes de madeira. Uma das terminações da linha foi aterrada a um sistema de cabos contrapeso. A outra extremidade foi mantida aberta. Elos magnéticos foram instalados em cada poste para a medição do pico de corrente referente às descargas diretas sobre a linha.

A identificação do ponto de incidência da descarga era realizada com base em registros de filmagem de câmeras de vídeo instaladas próximas à linha.

Os resultados de medição apresentados no trabalho compreendem duas temporadas de chuva. Aproximadamente 300 sobretensões induzidas superiores a 12 kV foram registradas e um número superior a 20 descargas diretas sobre a linha foram identificadas.

Todas as tensões induzidas medidas apresentaram a mesma forma de onda para os três condutores fase, possuindo em aproximadamente 95% dos casos polaridade positiva. Alguns poucos eventos registraram pequenos pulsos de polaridade negativa antes do corpo principal da onda. De acordo com os autores, a ocorrência de descargas muito próximas à linha e a influência da etapa inicial de formação do canal de descarga justificariam tal comportamento.

O valor máximo de amplitude de tensão induzida observada nas medições foi igual a 300 kV, valor este que também se refere ao limite suportável pelos divisores de tensão da estação de medição.

---

A influência das tortuosidades e das ramificações do canal de descarga nas tensões induzidas também é discutida nesse trabalho. Como tais estruturas se localizam ao longo do canal de descarga a alturas bastante elevadas em relação ao solo, seus efeitos ocorreriam apenas após o pico da onda de tensão induzida.

O artigo também destaca um estudo estatístico da distribuição das amplitudes de tensão induzida ao longo da linha para um período de 10 anos. Tal avaliação foi realizada com a utilização de uma modelagem simplificada para o cálculo de tensões induzidas e a aplicação do método de Monte Carlo. Além disso, com os dados de medição das amplitudes de tensão induzida e posição do ponto de incidência da descarga, foram calculados os valores de corrente da descarga de retorno associados a cada evento. Os resultados obtidos coincidiram com a distribuição de amplitudes de corrente de descarga adotada pela Cigré (ANDERSON, 1980).

Um resultado de destaque apresentado neste trabalho se refere à curva que relaciona a distribuição anual da taxa de disrupções na linha (*flashovers*) decorrente das tensões induzidas com o nível de isolamento da linha. De acordo com o resultado obtido, a elevação do nível de isolamento da linha para 300 kV reduz sensivelmente a taxa anual de disrupções ao longo do sistema. Todavia, tal resultado está associado a uma condição específica de experimento (região na qual a linha está localizada e configuração da linha) e para uma taxa de incidência de descarga igual a 7,5 descargas por km<sup>2</sup> por ano.

### **3.2.2 Medições Realizadas no México (DE LA ROSA, 1988, 1994)**

Os estudos contemplados nesses dois trabalhos foram baseados em medições simultâneas de campo elétrico vertical e tensão induzida em uma linha experimental instalada no México durante os anos de 1984 e 1986.

A linha experimental foi construída para operar a 13,8 kV, possuía 2,8 km de comprimento divididos em três trechos (1200 m + 1350 m + 250 m) e era constituída por três condutores instalados a 10 m de altura, sustentados por postes de madeira. A região na qual se localizava a linha possuía uma densidade de incidência de descarga igual a 6 descargas por km<sup>2</sup> por ano.

Segundo os autores, com o objetivo de se evitar o acoplamento mútuo entre os condutores, promoveu-se, em ambas a extremidade da linha, a ligação dos três condutores

---

a um ponto em comum, e depois a conexão de tal ponto a um divisor de tensão e resistores de casamento instalados ao nível do solo.

Resistores de casamento de níquel-cromo, construídos de forma a possuir valores de indutância bastante reduzidos, foram utilizados. Estes resistores foram colocados em invólucros de PVC preenchidos com óleo utilizado em transformadores e posteriormente selados de forma a evitar a entrada de água. O valor dos resistores de casamento foi ajustado de acordo com o valor de impedância da linha. Para isto, promoveu-se a injeção de uma onda de corrente com formato retangular em uma das extremidades da linha. Com base na informação à respeito da onda refletida na extremidade oposta, definiu-se o valor dos resistores de casamento.

A medição de tensão induzida foi realizada por meio de divisores capacitivos de 500 pF e 600 nF nos lados de alta tensão e baixa tensão, respectivamente, resultando em uma relação de transformação de 1200:1.

O local de incidência de descarga foi determinado por análise visual, observando-se a ocorrência da descarga em relação a uma das extremidades da linha. Tal procedimento levava à definição de um vetor entre a extremidade da linha e o ponto de incidência da descarga, cujo comprimento era determinado multiplicando-se o intervalo de tempo entre os instantes de ocorrência do efeito luminoso e do efeito sonoro da descarga pela velocidade do som.

Os experimentos revelaram formas de onda de tensão induzida tanto com polaridade positiva quanto com polaridade negativa. Tal comportamento foi justificado de acordo com a posição do ponto de incidência da descarga em relação à linha. Ondas de tensão induzida com polaridade positiva foram medidas na extremidade da linha próxima ao ponto de incidência da descarga. Por outro lado, ondas de tensão induzida com polaridade negativa foram medidas na extremidade da linha distante em relação ao ponto de incidência da descarga.

### **3.2.3 Medições Realizadas nos Estados Unidos (BARKER, 1996)**

Esse trabalho compreende medições de tensão induzida entre os condutores fase e neutro em uma linha de distribuição experimental pela ocorrência de descargas trigadas. A corrente de descarga de cada evento assim como os campos elétrico e magnético

---

associados são simultaneamente medidos. Os estudos foram realizados na Flórida como parte de um projeto coordenado pelo *Electric Power Research Institute* (EPRI).

A linha possui 682 m de comprimento, sendo constituída por dois condutores verticalmente espaçados, separados por uma distância de 1,82 m. Esses condutores são sustentados por 15 postes de madeira espaçados por uma distância de aproximadamente 49 m. Trata-se de uma configuração física típica de linhas de distribuição monofásicas utilizada nos Estados Unidos, sem equipamentos instalados como transformadores, capacitores e dispositivos pára-raios.

O condutor mais baixo funciona como neutro, sendo aterrado em ambas as extremidades e no ponto central. Os valores de resistência de aterramento variam de acordo com o experimento, geralmente se situando em uma faixa de 30 a 75  $\Omega$ . O condutor mais elevado, posicionado a 7,5 m do solo, atua como condutor fase. As extremidades da linha apresentam resistores não-indutivos de 455  $\Omega$  conectando os condutores fase e neutro para minimizar os efeitos de reflexões.

A linha experimental foi construída com um CFO<sup>1</sup> (*Critical Flashover Overvoltage*) igual a 500 kV.

A plataforma para lançamento do foguete é posicionada perpendicularmente à linha, a uma distância de 145 m da sua região central. As ondas de tensão induzida são medidas em ambas as extremidades e no ponto central da linha. Divisores de tensão resistivos são responsáveis pela medição dos sinais de tensão induzida. As medições referentes à corrente de descarga são realizadas por transformadores de corrente e dispositivos *shunt* instalados na plataforma de lançamento do foguete.

Medições de campo magnético são realizadas a 50 m e 110 m do ponto de incidência da descarga utilizando sensores de campo magnético (*free space magnetic field sensors*). A faixa de frequência dos sinais que tais dispositivos são capazes de medir varia entre 2 kHz e 150 MHz. O campo elétrico é medido nos mesmos pontos de medição de campo magnético utilizando sensores esféricos de campo elétrico (*spherical electric field sensors*), cuja faixa de frequência se estende de 1 kHz a 150 MHz.

---

<sup>1</sup> CFO (*Critical Flashover Overvoltage*), definido como o valor de tensão correspondente a 50% de probabilidade de rompimento do isolamento da linha.

---

Os dados de medição se referem a 63 eventos com informação das ondas de tensão induzida e corrente de descarga. Os valores de pico de tensão induzida medidos variaram entre 8 kV e 100 kV, correspondendo a valores máximos de corrente de descarga que abrangeram uma faixa de 4 kA a 44 kA.

Em todos os casos de medição, os valores mais elevados de tensão induzida foram obtidos na região central da linha. Em média, as tensões induzidas medidas nas extremidades da linha possuíam a metade da magnitude daquelas obtidas na região central da linha. A Figura 3.1 destaca as formas de onda de tensão induzida entre fase e neutro no centro e nas extremidades da linha para o evento 9335. A forma de corrente de descarga correspondente a esse evento é apresentada na Figura 3.2.

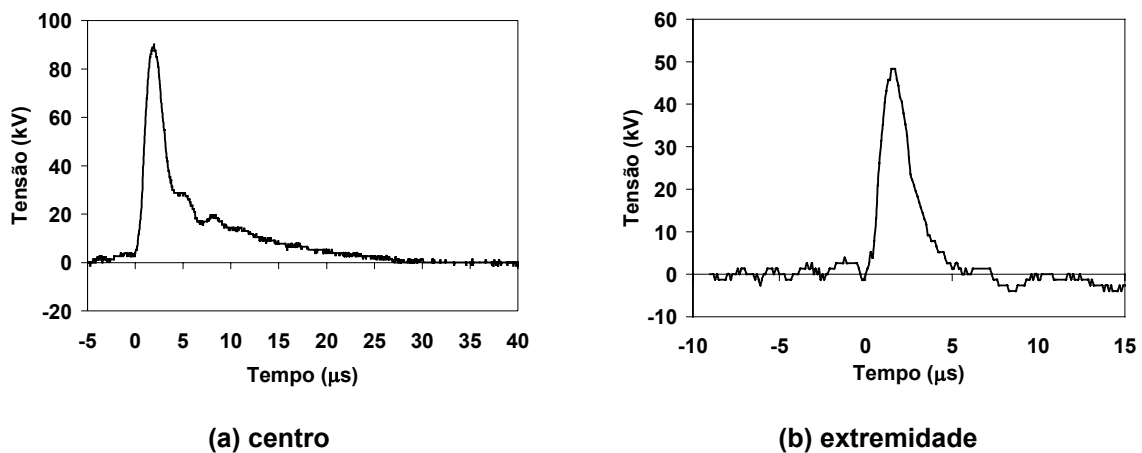


Figura 3.1 – Tensão induzida fase-neutro no centro e extremidade da linha (evento 9335).

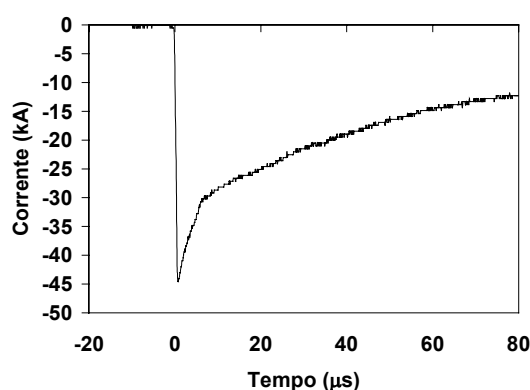


Figura 3.2 – Onda de corrente de descarga medida para o evento 9335.

As ondas de tensão induzida medidas apresentaram um intervalo de tempo semelhante tanto para o crescimento quanto para o decrescimento, além de possuir polaridade positiva em decorrência das correntes negativas de descarga.

Os autores desse trabalho também propuseram um fator de correção para a fórmula de Rusck<sup>2</sup>, generalizando-a para o cômputo do valor de pico de tensão induzida em um sistema com múltiplos condutores. Avaliações utilizando essa formulação, chamada de *fórmula de Rusck modificada*, geraram tensões induzidas com amplitude inferior a dos dados de medição. Tal análise foi baseada em uma velocidade de propagação da onda de corrente de retorno igual a  $0,4c$ , valor consistente com medições de velocidade de descargas subseqüentes naturais e de descargas trigadas (IDONE, 1982), (MACH, 1989). A diferença entre os valores calculados e medidos se justifica pelas limitações da fórmula de Rusck em estimar a amplitude máxima de tensão induzida em uma linha. Tais limitações serão apresentadas e discutidas oportunamente nesse capítulo.

### 3.2.4 Medições Realizadas no Japão (MICHISHITA, 2003)

Este trabalho apresenta medições de tensão induzida em uma linha de distribuição experimental no Japão associadas à incidência de descarga atmosférica em uma torre de 200 m de altura instalada nas proximidades da linha. Os dados obtidos se referem ao período que compreende os anos de 1993 a 1997.

A Figura 3.3 representa de forma ilustrativa a linha experimental e a torre para medição da corrente de descarga.

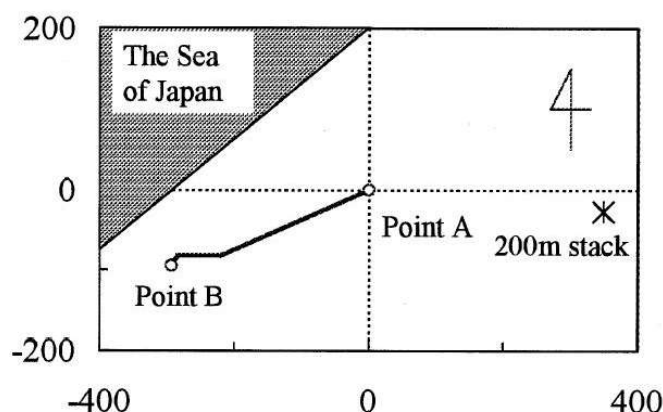


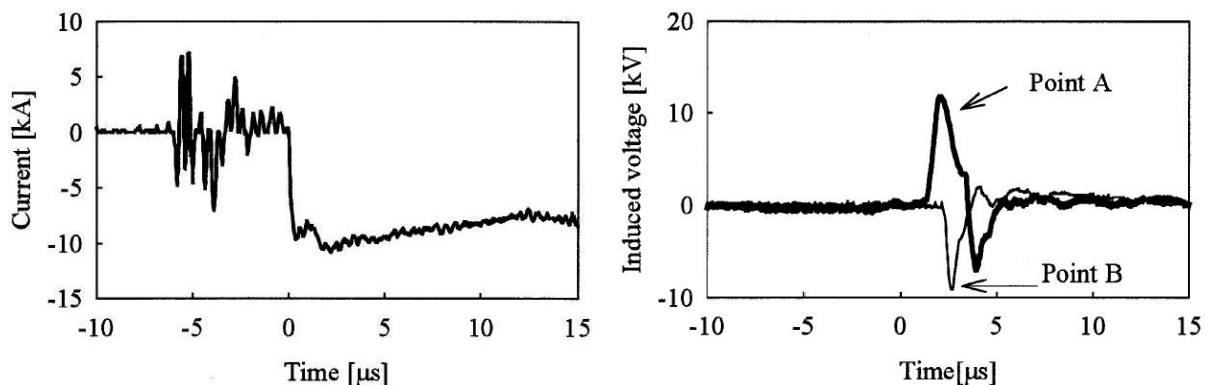
Figura 3.3 - Representação da linha de distribuição experimental e torre (*stack*) para medição da corrente de descarga. Adaptado de (MICHISHITA, 2003).

<sup>2</sup> Esta fórmula estima o valor de pico de tensão induzida em uma linha representada por um único condutor de acordo com o ponto de incidência da descarga e valor de pico de corrente (maiores detalhes serão apresentados ao longo desse capítulo).

A linha possui 300 m de comprimento, 11 m de altura e se localiza próxima à costa do mar do Japão. Ambas as suas terminações são aterradas com resistores de  $400 \Omega$ . As medições de tensão induzida são realizadas por divisores de tensão resistivos instalados nas extremidades da linha.

A corrente de descarga correspondente a cada evento de medição de tensão induzida é medida por meio de um dispositivo *shunt* instalado no topo da torre.

A Figura 3.4 ilustra uma determinada forma de onda de corrente de descarga medida e as tensões induzidas correspondentes para os pontos A e B da linha.



**Figura 3.4 – Corrente de descarga e tensões induzidas ao longo da linha**  
[adaptado de (MICHISHITA, 2003)].

Comparações entre os dados de medição obtidos ao longo do trabalho e resultados de simulação computacional utilizando o modelo de Agrawal (1980) mostraram a importância de se considerar a resistividade do solo nas avaliações dos níveis de tensão induzida. Além disso, este trabalho também destaca o efeito da presença da torre na tensão induzida na linha em relação ao caso de descarga atingindo diretamente o solo. A presença da torre contribuiu para aumentar a amplitude de tensão induzida.

### **3.3 Modelagens para Cálculo de Tensões Induzidas**

Para se avaliar as tensões induzidas em linhas, é necessário que sejam determinados os campos eletromagnéticos gerados pela distribuição da corrente de retorno no tempo e espaço ao longo do canal de descarga. É com base nestes campos que serão efetuados os cálculos para a determinação de tensões e correntes induzidas para um determinado ponto de interesse da linha.

A grande maioria dos estudos apresentados na literatura divide o problema do cálculo de tensões induzidas em duas partes: inicialmente, os denominados modelos de corrente de retorno (*return-stroke models*) são aplicados para se determinar a distribuição espacial e temporal da corrente ao longo do canal de descarga. Com base nessa distribuição de corrente, os campos eletromagnéticos resultantes são calculados, geralmente adotando uma formulação baseada no dipolo de Hertz. O cálculo das tensões induzidas é feito por meio dos modelos de acoplamento, *coupling models*, responsáveis por determinar a interação entre o campo e os condutores da linha.

Outra abordagem que merece ser destacada se refere à utilização de modelagens capazes de considerar simultaneamente a distribuição de corrente no canal de descarga e a avaliação do acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. Sob esse ponto de vista, destaca-se a aplicação do *Numerical Electromagnetics Code* – NEC, programa capaz de avaliar os campos eletromagnéticos gerados na vizinhança de segmentos condutores (BURKE, 1981).

A seguir, serão apresentados os principais aspectos relacionados aos modelos de maior destaque na literatura para definição da distribuição da corrente de retorno no canal de descarga e para determinação do acoplamento eletromagnético linha-canal, com o objetivo de se avaliar a relevância dessas modelagens nos estudos de tensões induzidas.

### **3.3.1 Modelos para Distribuição de Corrente do Canal de Descarga**

#### **3.3.1.1 PRINCIPAIS ABORDAGENS APRESENTADAS NA LITERATURA**

Um modelo de canal pode ser definido como uma ferramenta para descrever a distribuição temporal e espacial da corrente ao longo do canal de descarga. Na literatura são encontradas diversas abordagens sobre esse tema. Usualmente, esses modelos são classificados em quatro categorias (RAKOV, 1998b): *Modelos Físicos*, *Modelos Eletromagnéticos*, *Modelos por Parâmetro Distribuído* e *Modelos de Engenharia*.

Os *Modelos Físicos*, também conhecidos como *Modelos de Dinâmica de Gás*, envolvem a solução de equações termodinâmicas. Estes modelos são capazes de determinar temperatura, pressão e resistência por unidade de comprimento do canal.

---

Os *Modelos Eletromagnéticos* constituem o segundo grupo. O canal de descarga é representado por um conjunto de segmentos condutores, cujos raios possuem valor bastante inferior em relação ao comprimento de cada um dos segmentos. Na modelagem apresentada em (MOINI, 2000), o método dos momentos (HARRINGTON, 1968) é aplicado para solução de uma equação integral do campo elétrico (EFIE) e determinação da distribuição da corrente e perfil das densidades de carga ao longo do canal. Este modelo requer apenas dois parâmetros de entrada: a velocidade de propagação da onda de corrente e a resistência por unidade de comprimento do canal, sendo este último parâmetro assumido constante no tempo e invariante com a altura do canal. A redução na velocidade de propagação da corrente é computada por meio do aumento da permissividade elétrica do meio que circunda o canal.

Baba e Ishii (2001) apresentam um modelo eletromagnético para corrente de descarga baseado na aplicação do *Numerical Electromagnetics Code* – NEC. Neste modelo, o canal de descarga é simulado por um condutor vertical com resistências e indutâncias distribuídas uniformemente.

Em geral, os modelos eletromagnéticos baseados na aplicação do método dos momentos para determinação da distribuição de corrente no canal (MOINI, 2000), (BABA, 2001) utilizam como excitação uma fonte de tensão em série com uma impedância conectada ao canal de descarga. Este tipo de procedimento requer o ajuste do valor dessa impedância de entrada de forma a se obter a forma de onda de corrente desejada. Em (SHOORY, 2005) é apresentado um modelo eletromagnético baseado nas mesmas premissas destacadas pelo modelo proposto por Moini (2000), adotando, porém, fonte de corrente como excitação para o canal de descarga. Desta forma, o modelo proposto por Shoory elimina a necessidade de se utilizar uma determinada impedância de entrada.

A grande vantagem da aplicação dos modelos eletromagnéticos em estudos da distribuição de corrente ao longo do canal de descarga está no fato da aplicação desses modelos não estar atrelada à adoção de circuitos equivalentes para descrição do complexo processo da descarga atmosférica.

Os *Modelos por Parâmetro Distribuído* constituem o terceiro grupo e podem ser vistos como uma aproximação dos modelos eletromagnéticos. O canal é representado como uma linha de transmissão vertical (em alguns casos, uniforme), atribuindo-se valores para os parâmetros resistência (R), indutância (L) e capacitância (C) por unidade de comprimento. Todavia, deve-se ter cautela com tal aproximação. A modelagem do canal de

---

descarga como uma linha de transmissão uniforme pode resultar em avaliações errôneas a respeito da distribuição de corrente no canal, uma vez que tais parâmetros apresentam variação dinâmica com o tempo e com a altura. Theethayi e Cooray (2005) e Visacro e De Conti (2005d) propuseram modelos por parâmetro distribuído que tentam contemplar tal variação. No modelo DNUTL (*Dynamic Non-Uniform Transmission Line*) desenvolvido por Visacro e De Conti, a representação do envelope de corona e das perdas no núcleo do canal são contempladas. Os resultados do campo eletromagnético associados às distribuições de corrente do modelo DNUTL para diversas distâncias do canal reproduzem satisfatoriamente as principais características das ondas de campo eletromagnético geradas por descargas naturais e descargas trigadas (*rocket triggered lightning*).

O quarto grupo compreende os chamados *Modelos de Engenharia (Engineering Models)*. A onda de corrente ao longo do canal é definida por uma função analítica que relaciona a corrente longitudinal em qualquer altura e instante de tempo à onda de corrente injetada na base do canal. Estes modelos têm como vantagem o pequeno número de variáveis a ser definido para determinação da distribuição de corrente ao longo do canal. Por outro lado, nesses modelos, não há preocupação em se reproduzir processos ou características físicas do canal de descarga. A formulação é desenvolvida de forma a definir uma distribuição de corrente capaz de gerar campos eletromagnéticos semelhantes àqueles obtidos em medições.

Por causa da sua simplicidade e dos bons resultados gerados, os modelos de engenharia se tornaram amplamente empregados nos estudos relacionados às tensões induzidas por descargas atmosféricas. Os modelos mais relevantes dessa categoria são apresentados na próxima seção.

### **3.3.1.2 MODELOS DE ENGENHARIA**

#### **TL (TRANSMISSION LINE):**

O modelo TL é um dos mais populares modelos de engenharia apresentados na literatura. Desenvolvido por Uman e Mclain (UMAN, 1969, 1975), o modelo assume a onda de corrente injetada na base do canal propagando para cima com velocidade constante. A ocorrência de atenuação ou distorção na onda de corrente que se propaga não é considerada. Sendo assim, a forma e a amplitude da onda de corrente permanecem constantes ao longo do canal de descarga. Esta modelagem assume que nenhuma carga seja removida do canal de descarga durante o processo de propagação da corrente.

---

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) & z' \leq v.t \\ i(z', t) &= 0 & z' > v.t \end{aligned} \quad (3.1)$$

Em (BABA, 2002), é apresentada uma proposta para se ter em conta a atenuação e a distorção na onda de corrente no modelo TL.

**MTL (MODIFIED TRANSMISSION LINE):**

Uma modificação do modelo TL foi proposta em (NUCCI, 1998), dando origem ao modelo MTLE (*Exponential Modified Transmission Line*), equação (3.2), com o propósito de considerar a remoção das cargas armazenadas no envelope de corona durante o fluxo da corrente de retorno. A forma de onda da corrente não sofre distorção ao longo do canal, porém a amplitude de corrente apresenta decrescimento exponencial com a altura. A velocidade de propagação da corrente é assumida constante. Rakov e Dulzon (1991) desenvolveram o modelo MTLL (*Linear Modified Transmission Line*), equação (3.3), capaz de considerar um decréscimo linear da amplitude da onda de corrente com a altura. Neste modelo, a velocidade de propagação da onda de corrente pode ser assumida constante ou apresentar variação com a altura do canal.

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) e^{-\frac{z'}{\lambda}} & z' \leq v.t \\ i(z', t) &= 0 & z' > v.t \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i\left(0, t - \frac{z'}{v}\right) \left(1 - \frac{z'}{H}\right) & z' \leq v.t \\ i(z', t) &= 0 & z' > v.t \end{aligned} \quad (3.3)$$

**TCS (TRAVELLING CURRENT SOURCE):**

O modelo TCS, proposto por Heidler (1985), considera uma fonte de corrente que viaja para cima no canal com uma determinada velocidade “v”. A uma altura z', a corrente é injetada e se propaga para baixo com velocidade da luz c (3x10<sup>8</sup> m/s). Conseqüentemente, a corrente a uma determinada altura z' é igual à corrente ao nível do solo para um instante de tempo posterior z'/c.

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) & z' \leq v.t \\ i(z', t) &= 0 & z' > v.t \end{aligned} \quad (3.4)$$

Uma abordagem similar é apresentada pelo modelo DU, desenvolvido por Diendorfer e Uman (1990a). A frente da onda da corrente de descarga inicia um descarregamento de natureza exponencial das cargas depositadas no canal. A onda de corrente resultante se propaga em direção ao solo com a velocidade da luz. A corrente total da descarga é resultado da soma de duas componentes de corrente, uma associada a um descarregamento rápido das cargas do núcleo do canal, e a outra em decorrência de um descarregamento lento das cargas armazenadas na região de corona.

### **BG (BRUCE – GOLDE):**

O modelo BG foi um dos primeiros modelos apresentados na literatura para determinação da distribuição de corrente no canal (NUCCI, 1990, 1995b). Esta modelagem assume que para um mesmo instante de tempo, a corrente a uma determinada altura do canal seja igual à corrente injetada na base do canal. Isto significa dizer que todos os pontos do canal assumem instantaneamente o valor da frente de onda da corrente. Esta hipótese, todavia, não é fisicamente realizável.

$$\begin{aligned} i(z', t) &= i(0, t) & z' \leq v.t \\ i(z', t) &= 0 & z' > v.t \end{aligned} \quad (3.5)$$

### **3.3.1.3 COMENTÁRIOS FINAIS**

- Em termos físicos, a corrente de descarga se deve ao descarregamento das cargas armazenadas no envelope de corona que circunda o núcleo do canal. A implementação de tal aspecto em um modelo computacional é bastante complicada. Muitos modelos de corrente de retorno assumem a corrente que se propaga no canal como resultado da aplicação de uma fonte de corrente em um determinado ponto do sistema ao invés de representá-la como a composição de fontes de corrente distribuídas ao longo do canal. A abordagem apresentada por modelos como o TCS (*Travelling Current Source*) e o DU (*Diendorfer-Uman*) é uma tentativa de considerar tal comportamento;

- Em (COORAY, 2003) é apresentada uma proposta para classificação dos modelos de engenharia em duas categorias. A primeira categoria se refere aos modelos de propagação de corrente (*current propagation* – CP), no qual o canal de descarga atua apenas como um meio para a propagação da corrente, semelhante a uma linha de transmissão uniforme. Nesses modelos, a fonte de corrente é considerada posicionada ao nível do solo. O segundo grupo engloba os modelos de geração de corrente (*current generation* – CG), onde as fontes de corrente são consideradas distribuídas ao longo do canal. Estas fontes são acionadas pela chegada da frente de onda da corrente de retorno. Neste mesmo trabalho, Cooray demonstra que qualquer modelo do tipo CP pode ser convertido em um modelo do tipo CG, sem alterar a distribuição temporal e espacial da corrente ao longo do canal;
  
- Cooray (1998a, 2000) destaca modelos que buscam manter um comprometimento com os processos físicos associados à formação da corrente de retorno. Na modelagem dedicada às descargas subseqüentes (COORAY, 1998a) e (GOMES, 2000), o canal de descarga é dividido em duas seções coaxiais. A região interna, com elevado valor de condutividade, é denominada região de corona quente (*hot corona sheath*). A região externa, com valor de condutividade pequeno, é chamada região de corona frio (*cold corona sheath*). Quando a frente da onda de corrente de retorno atinge uma determinada altura, as cargas armazenadas na região de corona quente são neutralizadas, contribuindo para o surgimento de uma componente rápida de corrente de corona. As cargas armazenadas ao longo da região de corona frio são neutralizadas lentamente em decorrência da ação de *streamers*<sup>3</sup> positivos originados a partir da região de corona quente.

---

<sup>3</sup> Streamer: canal estabelecido junto a um eletrodo ou na extremidade de um canal ionizado (ascendente e descendente), o qual precede a formação do salto da descarga elétrica plena [(VISACRO, 2005a), pág.63].

---

### 3.3.2 Modelos de Acoplamento Linha-Canal

Tradicionalmente, a literatura aborda o problema de cálculo de tensões induzidas em linhas adotando-se os *Modelos de Acoplamento (Coupling Models)*, responsáveis por descrever a interação eletromagnética entre canal de descarga e os condutores da linha. Tais modelos assumem a resposta da linha satisfazendo uma estrutura de campo do tipo TEM (transverso eletromagnético), na qual as dimensões transversais da linha são inferiores ao menor valor do comprimento de onda do fenômeno em estudo. Desta forma, a linha pode ser representada por uma série de segmentos conectados em cascata que são progressivamente iluminados pelo campo eletromagnético incidente. Este campo é utilizado para solucionar a propagação da onda ao longo da linha e para determinar as tensões induzidas por meio da aplicação das equações clássicas de linha de transmissão.

Diversos modelos de acoplamento são apresentados na literatura (RUSCK, 1958), (TAYLOR, 1965), (AGRAWAL, 1980), (RACHIDI, 1993). Todos estes modelos apresentam formulações equivalentes, diferindo apenas na forma em que são representadas suas funções forçantes de acordo com as componentes do campo eletromagnético (NUCCI, 1995a, 1995c, 1995d). Dentre as modelagens anteriores, destacam-se os modelos propostos por Rusck (1958) e Agrawal (1980) como sendo os mais difundidos na literatura para as aplicações referentes ao cálculo de tensões induzidas. O Apêndice A desta tese de doutorado é dedicado aos desenvolvimentos referentes a ambas as modelagens.

A seguir, serão apresentadas as formulações de cada um dos modelos destacados anteriormente. A geometria do problema a que elas se referem é destacada na Figura 3.5.

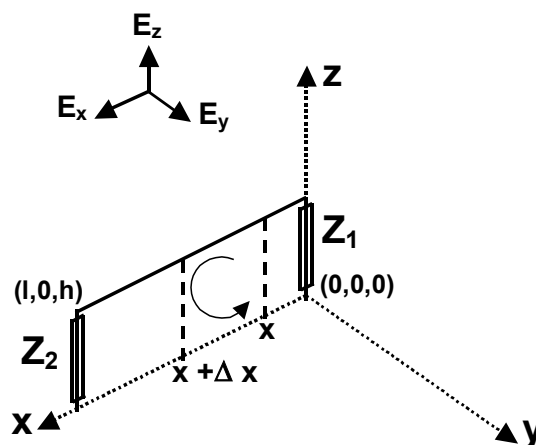


Figura 3.5 – Geometria do problema em análise.

### 3.3.2.1 MODELO DE RUSCK

Rusck (1958) foi um dos pioneiros no estudo do fenômeno tensão induzida. Apesar de determinadas simplificações adotadas e das limitações tecnológicas existentes na época do desenvolvimento de seu modelo, esta modelagem, ainda hoje, é bastante utilizada. Seu trabalho, além de contemplar a formulação referente ao acoplamento entre linha e canal, também apresenta as bases de um modelo para a corrente de retorno no canal. Além disso, um dos méritos desse trabalho está na proposição de uma fórmula analítica para estimação do valor máximo de pico de tensão induzida na linha.

Algumas aproximações foram aplicadas no desenvolvimento dessa formulação. A primeira delas refere-se à representação do solo como um plano condutor perfeito. Desta forma, os campos associados à corrente do canal de descarga são calculados utilizando o método das imagens (STRATTON, 1941).

O canal de descarga é assumido vertical, sem ramificações ou tortuosidades, e a corrente é considerada sendo injetada na base do canal, condições semelhantes às apresentadas em descargas subseqüentes. Assumiu-se uma onda de corrente com formato de um degrau e se propagando no canal com velocidade constante.

As equações de linha de transmissão associadas ao modelo são desenvolvidas relacionando o campo elétrico total na superfície do condutor com os potenciais escalar elétrico e vetor magnético. De acordo com a geometria da linha apresentada na Figura 3.5, as equações de linha de transmissão do modelo de Rusck são:

$$\frac{\partial u^\varphi(x,t)}{\partial x} + i.R + L \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \cdot \frac{\partial u^\varphi(x,t)}{\partial t} = C \frac{\partial \phi^i(x,0,h,t)}{\partial t} \quad (3.7)$$

onde:

$u^\varphi(x,t)$  - tensão induzida na linha associada ao potencial escalar ( $\phi^i$ ) do campo incidente;

$R$  - resistência por unidade de comprimento;

$L$  - indutância por unidade de comprimento;

$C$  - capacitância por unidade de comprimento.

A tensão total  $u(x,t)$  na linha é dada por:

$$u(x,t) = u^o(x,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(x,0,z,t)}{\partial t} .dz \quad (3.8)$$

onde:

$h$  - altura do condutor;  $A_z^i$  - componente vertical do potencial vetor incidente

Além disso, as condições de fronteira são definidas como:

$$u(0,t) = -Z_1.i(0,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(0,0,z,t)}{\partial t} .dz \quad (3.9)$$

$$u(L,t) = Z_2.i(L,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(L,0,z,t)}{\partial t} .dz \quad (3.10)$$

onde:  $Z_1$  e  $Z_2$  são as impedâncias conectadas nas extremidades da linha.

As funções forçantes que aparecem nas equações de linha de transmissão associadas ao modelo de Rusck são o potencial escalar incidente ( $\phi^i$ ) ao longo da linha e a componente vertical do potencial vetor incidente ( $A_z^i$ ) nas terminações da linha.

Rusck propõem em sua modelagem duas equações para estimar o valor máximo de tensão induzida nos condutores de uma linha, considerando a incidência de descarga próxima ao centro da linha, conforme destaca a Figura 3.6.

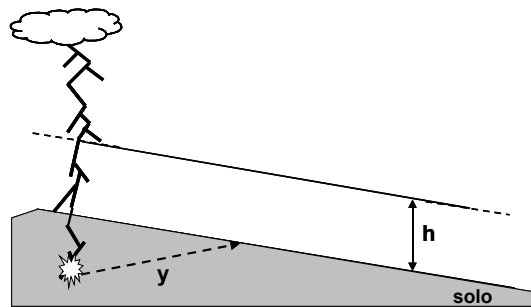


Figura 3.6 – Representação da incidência da descarga próxima à região central da linha.

A equação (3.11) refere-se ao caso de amplitude máxima de tensão induzida no ponto mais próximo da linha em relação ao canal de descarga.

$$U_{0\max} = \frac{30 I_0 h}{y} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v}{c} \frac{1}{\sqrt{\left(1 - 0,5 \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)}} \right) \quad (3.11)$$

onde:

$h$  - altura da linha;  $I_0$  - valor de pico da corrente de descarga;

$y$  - distância radial entre o ponto de incidência da descarga e a linha;

$v$  - velocidade de propagação da onda de corrente de retorno;  $c$  - velocidade da luz.

Neste caso, o valor máximo de tensão induzida na linha está também associado à velocidade de propagação da onda de corrente no canal de descarga.

A equação (3.12) é utilizada para o cálculo do valor máximo de tensão induzida para pontos na linha bastante afastados do canal de descarga. Para esta consideração, o valor máximo de tensão induzida independe da velocidade de propagação da corrente no canal.

$$U_{\infty\max} = \frac{30 I_0 h}{y} \quad (3.12)$$

As equações (3.11) e (3.12) indicam que, para a incidência de descarga atmosférica próxima à região central de uma linha considerada infinita, Figura 3.6, os valores superiores críticos de tensão induzida ocorrem no centro da linha. Todavia, essas equações apresentam uma limitação importante ao não considerarem nenhuma informação a respeito da derivada em relação ao tempo da frente da onda de corrente, fator reconhecidamente relevante na determinação da intensidade da tensão induzida em linhas. Sendo assim, a utilização dessas formulações para avaliação dos níveis máximos de tensão induzida deve ser realizada com moderação e tendo a consciência de tal limitação.

### 3.3.2.2 MODELO DE TAYLOR

Modelo desenvolvido por Taylor, Satterwhite e Harrison (1965) e conhecido como Modelo de Taylor, expressa as equações de linha de transmissão em termos da tensão total ( $u(x,t)$ ) e corrente total ( $i(x,t)$ ) na linha. As funções forçantes dessas equações são definidas em termos do campo elétrico vertical incidente ( $E_z^i$ ) e campo magnético transversal incidente ( $B_y^i$ ), conforme apresentado a seguir:

$$\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} + i.R + L.\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h B_y^i(x,z,t).dz \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C.\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = -C \frac{\partial}{\partial t} \int_0^h E_z^i(x,z,t).dz \quad (3.14)$$

### 3.3.2.3 MODELO DE AGRAWAL

As equações de linha de transmissão do modelo de Agrawal, desenvolvidas por Agrawal, Price e Gurbaxani (1980), são expressas em termos de tensão de dispersão (*scattered voltages*).

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + i.R + L.\frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C.\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (3.16)$$

A tensão de dispersão ( $u^s$ ) ao longo da linha se deve à componente horizontal do campo elétrico incidente ( $E_x^i$ ) na altura da linha. A tensão total na linha em qualquer ponto e para qualquer instante de tempo é dada por:

$$u(x,t) = u^s(x,t) - \int_0^h E_z^i(x,0,z,t).dz \quad (3.17)$$

onde  $E_z^i$  - componente vertical do campo elétrico incidente.

As condições de fronteira desse modelo são dadas pelas equações (3.18) e (3.19).

$$u^s(0,t) = -Z_1.i(0,t) + \int_0^h E_z^i(0,0,z,t).dz \quad (3.18)$$

$$u^s(L,t) = Z_2.i(L,t) + \int_0^h E_z^i(L,0,z,t).dz \quad (3.19)$$

### 3.3.2.4 MODELO DE RACHIDI

Modelo desenvolvido por Rachidi (1995) em termos das tensões totais ( $u(x,t)$ ) e correntes de dispersão ( $i^s(x,t)$ ) ao longo da linha.

As equações de linha de transmissão baseadas nesse modelo têm como função forçante o campo magnético horizontal incidente ( $B_x^i(x, z, t)$ ) e são apresentadas a seguir:

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial x} + i.R + L. \frac{\partial i^s(x, t)}{\partial t} = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial i^s(x, t)}{\partial x} + C. \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^h \frac{\partial B_x^i(x, z, t)}{\partial y} . dz \quad (3.21)$$

Este modelo de acoplamento, desenvolvido em termos de correntes de dispersão, é dual ao modelo de acoplamento de Agrawal, que utiliza o conceito de tensões de dispersão. Sendo assim, a corrente total na linha em qualquer ponto e instante de tempo está relacionada à corrente de dispersão pela seguinte relação:

$$i(x, t) = i^s(x, t) - \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(x, 0, z, t) . dz \quad (3.22)$$

As condições de fronteira nas terminações da linha são dadas por:

$$i^s(0, t) = -\frac{u(0, t)}{Z_1} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(0, 0, z, t) . dz \quad (3.23)$$

$$i^s(L, t) = \frac{u(L, t)}{Z_2} + \frac{1}{L} \int_0^h B_y^i(L, 0, z, t) . dz \quad (3.24)$$

onde  $B_y^i$  - campo magnético horizontal incidente.

### 3.3.2.5 COMENTÁRIOS FINAIS A RESPEITO DOS MODELOS DE ACOPLAMENTO

Um interessante estudo comparando as modelagens de Rusck e Agrawal é apresentado em (COORAY, 1994). Este trabalho demonstra que, para o caso de canal de descarga vertical, ambas as modelagens são análogas.

Em seus desenvolvimentos, Rusck considera apenas a contribuição do gradiente do potencial escalar na parcela horizontal do campo elétrico. Já o modelo de Agrawal, além de levar em conta tal contribuição, também computa a contribuição decorrente do potencial vetor magnético. Para os casos em que o canal de descarga é considerado vertical, porém, apenas o gradiente do potencial escalar contribui para parcela horizontal do campo elétrico. Sendo assim, o potencial vetor na direção dos condutores da linha é nulo, e as modelagens de Rusck e Agrawal se equivalem.

Outro ponto de destaque se refere à equivalência existente entre os modelos de Taylor, Agrawal e Rachidi. Avaliações apresentadas em (NUCCI, 1995d) mostram que essas formulações são idênticas, sendo apenas expressas de forma diferente. A aplicação desses modelos dá origem aos mesmos valores de tensão induzida para um determinado ponto da linha. O princípio dessas modelagens é o mesmo: integração das equações de Maxwell ao longo do caminho fechado destacado na Figura 3.5 e aplicação da aproximação por linha de transmissão. O que difere um modelo do outro é apenas a forma como são expressas as funções forçantes das equações de linha de transmissão em termos das parcelas de campo eletromagnético. Nesse contexto, a análise da contribuição de determinada componente de campo na tensão induzida total só tem algum sentido se antes for especificado o modelo de acoplamento aplicado.

### 3.3.3 Numerical Electromagnetics Code (NEC)

A aplicação do *Numerical Electromagnetics Code* – NEC nos estudos de tensão induzida tem como grande vantagem o fato dessa modelagem ser capaz de incorporar simultaneamente tanto a determinação da distribuição de corrente ao longo do canal de descarga quanto o cálculo do acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. Além disso, também é capaz de avaliar os campos eletromagnéticos gerados na vizinhança de segmentos condutores posicionados acima do solo.

Esse modelo, desenvolvido no domínio da frequência, vem sendo amplamente utilizado para avaliações de problemas associados às descargas atmosféricas (ISHII, 1997), (BABA, 2001). Seu código é de domínio público, facilitando sua aplicação por parte do usuário.

A distribuição de corrente no canal de descarga é obtida definindo-se a resistência e a indutância por unidade de comprimento do canal. Tais variáveis são responsáveis por definir a velocidade de propagação da onda de corrente e a atenuação da corrente ao longo do canal.

Uma vez obtida tal distribuição, os campos elétrico e magnético irradiados podem ser calculados a partir das equações integrais do campo elétrico (EFIE) e campo magnético (MFIE), utilizando o método dos momentos (HARRINGTON, 1968). Tanto na determinação da distribuição da corrente de retorno no canal quanto para o cálculo do campo eletromagnético associado, o NEC é capaz de representar o solo como um plano condutor

---

perfeito ou como um meio de condutividade finita. Nesse último caso, o campo elétrico pode ser determinado utilizando-se dois tipos de aproximações: coeficiente de reflexão de Fresnel ou aproximação de Sommerfeld-Norton. Essa última técnica se refere a uma adaptação do trabalho apresentado por Norton (1937).

A estrutura a ser analisada é dividida em segmentos cilíndricos que devem ter tamanho inferior a 1/10 do comprimento de onda de interesse. A excitação a ser imposta ao sistema pode ser feita por uma fonte de tensão ou pela incidência de ondas planas. Como resposta, o modelo apresenta as correntes correspondentes a cada segmento do sistema. O cálculo da tensão induzida na linha é realizado por meio da inserção de um elemento com elevada resistência entre a linha e o solo. A tensão ao longo desse elemento é determinada pela corrente nele induzida.

A FFT (*Fast Fourier Transform*) e a IFFT (*Inverse Fast Fourier Transform*) são utilizadas como algoritmos de transformação entre os domínios tempo e frequência.

Maiores detalhes da teoria utilizada pelo NEC são encontrados em (BURKE, 1981). Além disso, resultados da aplicação do NEC para determinação de campos eletromagnéticos gerados pela corrente de descarga e cálculo de tensão induzida são apresentados em (BABA, 2003) e (POKHAREL, 2003), respectivamente.

### **3.4 Modelagens Apresentadas na Literatura para Cômputo da Resistividade do Solo no Cálculo de Tensões Induzidas**

#### **3.4.1 Introdução**

Conforme destacado no capítulo 2, diversos parâmetros são capazes de influenciar a forma de onda e a amplitude das Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas em linhas.

Um dos temas que sempre despertou especial interesse da literatura se refere ao efeito da resistividade do solo no cálculo das tensões induzidas. Ao longo dos anos, diversos trabalhos propondo novas abordagens, técnicas e simplificações para cômputo desse fator vêm sendo apresentados.

---

A consideração do solo como um meio de resistividade não-nula afeta a tensão induzida em uma linha por meio de dois mecanismos distintos:

- 1) Alteração do acoplamento eletromagnético entre linha e canal, modificando-se o campo eletromagnético gerado pela corrente de retorno do canal de descarga;
- 2) Modificação dos parâmetros da linha, contribuindo para alterar as ondas de corrente e tensão induzidas que se propagam ao longo dos condutores da linha.

Esta seção tem como objetivo apresentar uma revisão das técnicas e aproximações usualmente empregadas na literatura para cômputo do efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas, abrangendo os dois mecanismos destacados anteriormente. Maiores detalhes dessas abordagens são contemplados em (RACHIDI, 1996).

### 3.4.2 Técnicas Apresentadas na Literatura para Cômputo do Efeito da Resistividade do Solo no Campo Eletromagnético Gerado pela Corrente de Retorno

O sistema usualmente utilizado para determinação dos campos eletromagnéticos gerados por um dipolo posicionado sobre um plano com condutividade finita é destacada na Figura 3.7.

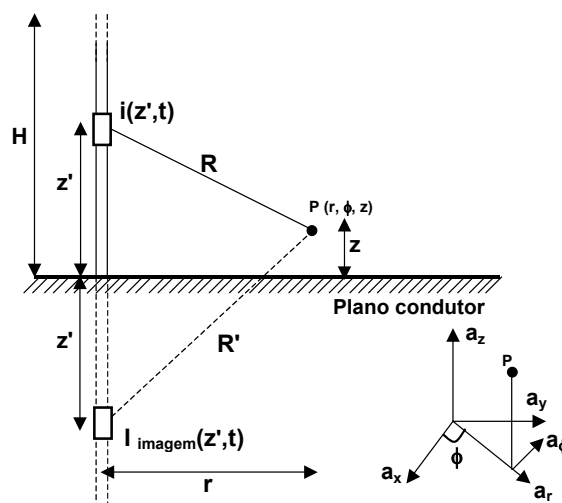


Figura 3.7 – Geometria utilizada para o cálculo do campo eletromagnético gerado pela corrente de descarga.

---

Algumas das variáveis apresentadas na Figura 3.7 são descritas a seguir:

- $r$  – distância horizontal entre o canal de descarga e o ponto de observação;
- $R$  – distância entre um segmento do canal e o ponto de observação;
- $R'$  – distância entre um segmento imagem do canal e o ponto de observação;
- $z$  – altura do ponto de observação em relação ao solo;
- $z'$  – altura de um segmento do canal (real ou imagem) em relação ao solo;
- $H$  – altura do canal de descarga.

De acordo com Rachidi (1996), Sommerfeld apresentou, de forma pioneira, no início do século XX, um estudo sobre os efeitos de um plano infinito e homogêneo de condutividade finita nos campos eletromagnéticos irradiados por um dipolo. Aplicando as equações de Maxwell e satisfazendo as condições de fronteira para os campos eletromagnéticos nos dois meios, Sommerfeld determinou equações integrais para a representação dos potenciais de Hertz para os meios ar e solo. Essas equações integrais em sua forma original não possuem solução analítica. Detalhes dessa formulação são encontrados em (SOMMERFELD, 1949).

Baños (1966) retrata o problema da radiação eletromagnética de um dipolo posicionado sobre um plano de condutividade finita solucionando as equações de Maxwell para ambos os meios de acordo com as condições de contorno na interface ar-solo. As equações resultantes são obtidas no domínio da frequência e expressas em termos das integrais de Sommerfeld.

Norton (1937) desenvolveu uma aproximação para a formulação dos campos eletromagnéticos gerados por dipolos verticais e horizontais posicionados acima de um solo com condutividade finita utilizando potenciais de Hertz. Maiores detalhes dessa técnica são apresentados no capítulo 6.

Tradicionalmente, grande parte dos trabalhos apresentados na literatura referentes às avaliações de tensões induzidas considera o cômputo do efeito da resistividade do solo no acoplamento eletromagnético entre canal e linha por meio da modificação das componentes de campo elétrico e magnético, conforme será destacado a seguir.

---

### 3.4.2.1 EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CAMPO ELÉTRICO VERTICAL E CAMPO MAGNÉTICO

De acordo com (RACHIDI, 1996), o efeito da resistividade do solo na componente vertical do campo elétrico e no campo magnético pode ser desprezado para distâncias de até alguns quilômetros em relação ao canal de descarga. Nesse caso, tais campos podem ser calculados com razoável aproximação assumindo o solo como um plano condutor perfeito.

As expressões no domínio da frequência referentes aos campos elétrico vertical ( $E_z$ ) e magnético azimutal ( $H_\phi$ ) são apresentadas, respectivamente, nas equações (3.25) e (3.26). A dedução dessas formulações pode ser encontrada em (UMAN, 1970, 1975):

$$E_z(r, z, j\omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \frac{1}{j\omega} I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' \right. \\ \left. + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' \right. \\ \left. - \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} j\omega I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' \right] \quad (3.25)$$

$$H_\phi(r, z, j\omega) = \frac{1}{4\pi} \left[ \int_{-H}^H \frac{r}{R^3} I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' \right. \\ \left. + \int_{-H}^H \frac{r}{c R^2} j\omega I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' \right] \quad (3.26)$$

onde  $I(z', j\omega)$  é a Transformada de Fourier da corrente  $i(z', t)$  distribuída ao longo do canal de descarga e  $R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$ .

As expressões desses campos no domínio do tempo são apresentadas a seguir:

$$E_z(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' \right. \\ \left. + \int_{-H}^H \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' \right. \\ \left. - \int_{-H}^H \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (3.27)$$

$$H_{\phi}(r, z, t) = \frac{1}{4\pi} \left[ \int_{-H}^H \frac{r}{R^3} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (3.28)$$

### 3.4.2.2 EFEITO DA RESISTIVIDADE DO SOLO NO CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL

A componente horizontal do campo elétrico é bastante afetada pela consideração da condutividade finita do solo (RACHIDI, 1996). As três principais técnicas utilizadas na literatura para computar o efeito do solo em tal componente de campo são a seguir apresentadas.

#### 1) Aproximação solo condutor perfeito (Perfect conducting ground approximation)

Esta técnica simplesmente calcula a componente horizontal do campo elétrico ( $E_r$ ) a uma determinada altura “z” assumindo o solo como um plano condutor perfeito, de acordo com a configuração apresentada na Figura 3.7. As equações (3.29) e (3.30) expressam a formulação dessa componente de campo para os domínios da freqüência e do tempo, respectivamente.

$$E_r(r, z, j\omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \frac{1}{j\omega} I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2R^3} j\omega I(z', j\omega) \cdot \exp(-j\omega R/c) dz' \right] \quad (3.29)$$

$$E_r(r, z, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[ \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - R/c) d\tau dz' + \int_{-H}^H \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - R/c) dz' + \int_{-H}^H \frac{r(z-z')}{c^2R^3} \frac{\partial i(z', t - R/c)}{\partial t} dz' \right] \quad (3.30)$$

A componente horizontal do campo elétrico a uma altura z sobre uma superfície condutora perfeita é composta pela superposição dos campos produzidos por cada dipolo do canal e sua respectiva imagem.

Essa técnica, apesar de bastante simplificada, é adotada em algumas avaliações de tensões induzidas (DIENDORFER, 1990b) e (NUCCI, 1993).

## 2) Fórmula Wavetilt

O efeito da resistividade do solo na componente horizontal do campo elétrico é considerado com base na componente vertical do campo elétrico para o caso de solo ideal ( $\rho=0$ ). A razão entre as transformadas de Fourier das parcelas horizontal e vertical do campo elétrico é definida como sendo:

$$W(j\omega) = \frac{E_r(j\omega)}{E_z(j\omega)} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_0}}} \quad (3.31)$$

onde:

$E_r(j\omega)$  - Transformada de Fourier da componente horizontal de E;

$E_z(j\omega)$  - Transformada de Fourier da componente vertical de E;

$\sigma_g$  - condutividade do solo;  $\varepsilon_{rg}$  - permissividade relativa do solo.

Essa formulação apresenta bons resultados apenas para pontos distantes do canal de descarga. Para regiões próximas, a aplicação dessa formulação é capaz de reproduzir de forma satisfatória apenas os primeiros microssegundos da onda de campo elétrico horizontal (RACHIDI, 1996). Resultados associados a essa técnica são encontrados em (MASTER, 1984a), (DE LA ROSA, 1988).

## 3) Fórmula Cooray-Rubinstein

Técnica apresentada em (RUBINSTEIN, 1996), (COORAY, 1992,1998b) na qual a componente horizontal do campo elétrico ao nível do solo é descrita como:

$$E_\rho(\rho,0,j\omega) = -H_\phi(\rho,0,j\omega) \frac{c\mu_0}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_0}}} \quad (3.32)$$

onde:

$E_\rho(\rho,0,j\omega)$  - Campo elétrico horizontal na superfície do solo para solo real;

$H_\phi(\rho,0,j\omega)$  - Campo magnético azimutal na superfície do solo para solo ideal;

$\sigma_g$  - condutividade do solo;  $\mu_0$  - permeabilidade magnética do ar;

$\varepsilon_{rg}$  - permissividade relativa do solo;  $\varepsilon_0$  - permissividade elétrica do ar;

$\omega$  - frequência angular.

O campo elétrico horizontal para a mesma distância, porém a uma altura  $z$  e considerando o efeito da resistividade do solo é definido por:

$$E_{\rho}(\rho, z, j\omega) = E_{\rho}(\rho, 0, j\omega) + E_{\infty}(\rho, z, j\omega) \quad (3.33)$$

Em (COORAY, 2002), deduções matemáticas são apresentadas demonstrando que a equação (3.32) também pode ser obtida a partir de simplificações aplicadas às equações de campo eletromagnético descritas em (NORTON, 1937).

Além disso, ainda em (COORAY, 2002), uma modificação na equação (3.33) é proposta de forma a melhorar a comparação com os resultados de campo elétrico horizontal calculados pela formulação de Norton (1937). Análises de sensibilidade mostraram que a redução na contribuição referente à parcela irradiada do campo elétrico horizontal assumindo um solo condutor perfeito torna os resultados gerados por (3.33) mais próximos daqueles obtidos pelo emprego da formulação completa de Norton. Sendo assim, (3.33) é reescrita como:

$$E_{\rho}(\rho, z, j\omega) = E_{\rho}(\rho, 0, j\omega) + 0,4E_{\infty,r}(\rho, z, j\omega) + E_{\infty,i}(\rho, z, j\omega) + E_{\infty,s}(\rho, z, j\omega) \quad (3.34)$$

onde:

$E_{\rho}(\rho, z, j\omega)$  - campo elétrico horizontal total em  $z$  para solo real;

$E_{\rho}(\rho, 0, j\omega)$  - campo elétrico horizontal total no nível do solo considerando solo real;

$E_{\infty,r}(\rho, z, j\omega)$  - parcela eletrostática do campo elétrico horizontal em  $z$  para solo ideal;

$E_{\infty,i}(\rho, z, j\omega)$  - parcela de indução do campo elétrico horizontal em  $z$  para solo ideal;

$E_{\infty,s}(\rho, z, j\omega)$  - parcela irradiada do campo elétrico horizontal em  $z$  para solo ideal.

### 3.4.2.3 COMENTÁRIOS GERAIS A RESPEITO DAS APROXIMAÇÕES REFERENTES AO CÁLCULO DO CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL

Rachidi (1996) apresenta um estudo comparativo entre os três tipos de aproximações destacados anteriormente para cômputo da resistividade do solo na determinação da parcela horizontal do campo elétrico. Quatro distâncias em relação ao canal de descarga foram investigadas: 100 m, 200 m, 500 m e 1500 m. Os resultados obtidos foram comparados com técnicas mais completas e precisas para solução das integrais de Sommerfeld, como a proposta em (NORTON, 1937).

As avaliações mostraram que a utilização da *aproximação solo condutor perfeito* gera resultados satisfatórios para o campo elétrico horizontal apenas para pontos situados muito próximos ao canal de descarga (até 200 m), para alturas próximas ao solo, e considerando uma faixa de resistividade do solo entre 0 e 100  $\Omega.m$ . Essas restrições limitam muito a aplicação de tal técnica.

A *fórmula Cooray-Rubinstein* apresentou bons resultados para o campo elétrico horizontal para as três distâncias analisadas. Enquanto a aplicação da *aproximação solo condutor perfeito* e *fórmula wavetilt* deram origem a formas de onda unipolares, a *fórmula Cooray-Rubinstein* mostrou ser a única capaz de reproduzir o formato bipolar do campo elétrico horizontal para a distância de 1500 m.

### 3.4.3 Técnicas Apresentadas na Literatura para Cômputo do Efeito da Resistividade do Solo nos Parâmetros Longitudinais e Transversais da Linha

A representação do solo como um meio de condutividade finita modifica a impedância longitudinal e a admitância transversal por unidade de comprimento dos condutores da linha.

A impedância longitudinal por unidade de comprimento ( $Z'$ ) é definida como:

$$Z' = j\omega L' + Z'_w + Z'_g \quad (3.35)$$

onde  $Z'_w$  é a impedância do condutor (*wire impedance*) e  $Z'_g$  é a impedância do solo (*ground impedance*), de acordo com nomenclatura utilizada em (AGRAWAL,1980).  $L'$ , indutância externa por unidade de comprimento para uma linha sem perdas sobre um solo condutor perfeito, é definida por

$$L' = \frac{\mu_0}{2\pi} \cosh^{-1}\left(\frac{h}{a}\right) \cong \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2h}{a}\right) \quad (3.36)$$

onde: h - altura da linha; a - raio da linha.

A admitância transversal por unidade de comprimento ( $Y'$ ) é expressa como

$$Y' = \frac{(G' + j\omega C')Y'_g}{G' + j\omega C' + Y'_g} \quad (3.37)$$

onde  $C'$ , capacitância transversal por unidade de comprimento para uma linha sem perdas sobre um solo condutor perfeito, é definida como

$$C' = \frac{2\pi\epsilon_0}{\cosh^{-1}(h/a)} \cong \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{2h}{a}\right)}, \text{ para } h \gg a \quad (3.38)$$

Além disso,  $G'$ , condutância transversal por unidade de comprimento, é dada por

$$G' = \frac{\sigma_{ar}}{\epsilon_0} C' \quad (3.39)$$

Por sua vez,  $Y'_g$  é denominada admitância do solo (*ground admittance*), expressa por:

$$Y'_g \cong \frac{\gamma_g^2}{Z'_g} \quad (3.40)$$

e  $\gamma_g$  é a constante de propagação no solo ( $\gamma_g = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_g + j\omega\epsilon_0\epsilon_{rg})}$ )

Para alturas típicas de linha aéreas,  $\rho_g = 100 - 1000 \Omega.m$  e  $\epsilon_{rg} = 1 - 10$ , o valor de  $Y'_g$  pode ser considerado infinito. Desta forma, a equação (3.37) pode ser expressa como

$$Y' \cong (G' + j\omega C') \quad (3.41)$$

A seguir, são apresentadas as abordagens comumente adotadas na literatura para o cálculo da impedância do condutor (*wire impedance*) e impedância do solo (*ground impedance*) com enfoque para as avaliações de tensões induzidas por descargas atmosféricas (RACHIDI, 1996).

### 3.4.3.1 IMPEDÂNCIA DO CONDUTOR (*WIRE IMPEDANCE*)

A impedância interna por unidade de comprimento de um condutor é definida como a razão entre a componente tangencial do campo elétrico sobre a superfície do condutor e a corrente total que por ele flui,

$$Z'_w = \frac{E_{z \text{ superfície da linha}}}{I} \quad (3.42)$$

Para uma geometria axial, (3.42) pode ser definida como (RAMO, 1984):

$$Z'_w = \frac{\gamma_w I_0(\gamma_w a)}{2\pi a \sigma_w I_1(\gamma_w a)} \quad (3.43)$$

onde:

$I_0$  - função de Bessel modificada de tipo um e ordem zero;

$I_1$  - função de Bessel modificada de tipo um e ordem um;

$\gamma_w = \sqrt{j\omega\mu_o(\sigma_w + j\omega\varepsilon_{rw}\varepsilon_o)}$  - constante de propagação na linha;

$\sigma_w$  - condutividade da linha;  $\varepsilon_{rw}$  - permissividade relativa da linha.

### 3.4.3.2 IMPEDÂNCIA DO SOLO (*GROUND IMPEDANCE*)

O problema da propagação ao longo de uma linha posicionada sobre um solo com condutividade finita foi inicialmente tratado em (CARSON, 1926).

A impedância do solo (*ground impedance*) pode ser vista como uma correção para a impedância longitudinal da linha para o caso de resistividade do solo diferente de zero, sendo definida como:

$$Z'_g = \frac{j\omega \int_{-\infty}^h B_y^s(x, z) dx}{I} - j\omega L' \quad (3.44)$$

onde:

$L'$  - indutância por unidade de comprimento de uma linha sem perdas (vide equação 3.36);

$B_y^s(x, z)$  - componente y do fluxo magnético de dispersão.

### 3.4.3.3 APROXIMAÇÕES PARA A EXPRESSÃO DA IMPEDÂNCIA DO SOLO

#### 1) Aproximação de Sunde

Sunde (1940) propôs uma aproximação para a impedância do solo dada por:

$$Z'_g = \frac{j\omega\mu_o}{2\pi} \ln\left(\frac{1 + \gamma_g h}{\gamma_g h}\right) \quad (3.45)$$

onde:  $\gamma_g = \sqrt{j\omega\mu_o(\sigma_g + j\omega\varepsilon_{rg}\varepsilon_o)}$  - constante de propagação no solo;  $h$  - altura da linha.

## 2) Método do Plano Complexo

O solo é substituído por um plano condutor perfeito posicionado a uma profundidade complexa “d” abaixo da superfície do solo (DERI, 1981):

$$d = \frac{1}{\sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g}} \quad (3.46)$$

Segundo esse método, a impedância longitudinal da linha é dada por:

$$j\omega L' + Z'_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2(h+d)}{a}\right) \quad (3.47)$$

Aplicando (3.36) em (3.47), obtém-se a expressão final para a impedância do solo:

$$Z'_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln\left(1 + \frac{1}{\sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g h}}\right) \quad (3.48)$$

onde:  $\sigma_g$  - condutividade do solo;  $h$  - altura da linha;  $a$  - raio do condutor da linha.

### 3.4.4 Comentários Gerais a Respeito do Efeito da Resistividade do Solo no Cálculo de Tensões Induzidas

Conforme destacado no início da seção 3.4, as tensões induzidas são afetadas pela consideração do solo como um meio de resistividade não-nula por meio de dois mecanismos. O primeiro deles está associado à alteração do acoplamento eletromagnético entre linha e canal pela modificação do campo eletromagnético gerado pela corrente de retorno do canal que irá iluminar os condutores da linha. O segundo mecanismo se refere à modificação dos parâmetros da linha, e, conseqüentemente à forma como se dará a propagação das ondas de corrente e tensão induzidas ao longo da linha. Em (RACHIDI, 1996), é apresentada uma avaliação a respeito do efeito da resistividade do solo para esses dois tipos de mecanismos.

Diversos casos foram simulados, variando-se o valor da resistividade do solo e o comprimento da linha. Assumiu-se a incidência de descargas a 50 m do meio do vão de linhas com 10 m de altura. A permissividade relativa do solo foi considerada igual a 10.

Os resultados obtidos mostraram a pouca influência da resistividade do solo na propagação dos surtos de tensão induzida ao longo de linhas com até 2 km de comprimento. Para este caso, a consideração do solo como um meio de condutividade infinita para determinação dos parâmetros da linha consiste em uma aproximação razoável. Todavia, para linhas com comprimento superior a 2 km, tal efeito não deve ser desprezado.

Em relação ao acoplamento eletromagnético entre linha e canal, todos os casos avaliados destacaram a relevância do efeito da resistividade do solo para a parcela de tensão induzida associada à iluminação direta da linha pelo campo eletromagnético gerado pela corrente de retorno do canal.

---

---

---

# 4 Aplicação do Modelo HEM para Cálculo de Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas

## 4.1 Introdução

Este capítulo destaca de forma objetiva a aplicação do modelo HEM – *Hybrid Electromagnetic Model* (VISACRO, 2002a, 2005b) para o cálculo de Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas. Uma breve descrição da formulação matemática do modelo é apresentada. As considerações adotadas para representação da distribuição temporal e espacial da corrente de retorno ao longo do canal são discutidas em conjunto com a apresentação de análises de sensibilidade. Além disso, os campos eletromagnéticos gerados por tal distribuição são destacados e comparados com dados experimentais de medição. Ao final do capítulo são apresentados resultados preliminares de tensão induzida em uma configuração simplificada de linha, assumindo o solo como um plano condutor perfeito.

## 4.2 Bases do Modelo

Os conceitos do modelo HEM foram pela primeira vez apresentados em (VISACRO, 1992a, 1992b). Inicialmente, tal modelo fora desenvolvido para avaliação do comportamento de sistemas de aterramento. Ao longo dos anos, novos estudos foram

---

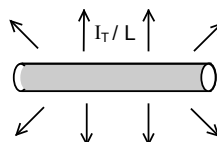
realizados e o modelo foi sendo generalizado para análise do comportamento de sistemas elétricos, incluindo condutores aéreos e enterrados, frente à ocorrência de descargas atmosféricas.

Inúmeros trabalhos a respeito da aplicação dessa modelagem em investigações de problemas associados às descargas atmosféricas são apresentados na literatura, englobando a determinação de distribuição de correntes e tensões em sistemas de proteção contra descargas atmosféricas (VISACRO, 2000), avaliação das correntes obtidas em torres "instrumentadas" de medição de corrente de descarga para fins de descontaminação da onda associada (SCHROEDER, 2001) e cálculo de transitórios associados a descargas em linhas de transmissão (SOARES, 2001) e torres (VISACRO, 2005c). Além disso, em (SILVEIRA, 2001), foi apresentada de forma preliminar a utilização do modelo para o cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas.

O modelo simula, no domínio da frequência, o transitório eletromagnético no sistema de condutores sob investigação. Sendo assim, determina-se o comportamento do sistema físico para cada frequência do espectro de interesse, representativas do fenômeno solicitante. As tensões e correntes resultantes no sistema no domínio do tempo são obtidas pela aplicação da Transformada de Fourier.

Os componentes do sistema em análise são divididos em uma série de segmentos condutores. Assume-se que esses segmentos possuam comprimento muito maior do que o valor do raio adotado. Cada segmento atua como duas fontes de campo:

- fonte de caráter divergente, responsável pela geração de um campo elétrico com características conservativas. Associada a esta fonte há uma corrente transversal ( $I_T$ ), que se dispersa para fora do condutor, em direção ao infinito. Admite-se que esta corrente ( $I_T$ ) seja dispersa com densidade linear de corrente constante,  $I_T/L$ , onde  $L$  é o comprimento do segmento condutor. A Figura 4.1 ilustra esse tipo de corrente.



**Figura 4.1 – Fonte de corrente transversal  $I_T$  no segmento condutor.**

---

- fonte de caráter solenoidal, responsável pela geração de um campo elétrico com características não-conservativas. Associada a esta fonte, existe uma corrente longitudinal ( $I_L$ ), que se propaga ao longo do segmento, conforme mostra a Figura 4.2:



**Figura 4.2 – Fonte de corrente longitudinal  $I_L$  no segmento condutor.**

A densidade linear de corrente transversal  $I_T/L$  e a corrente longitudinal  $I_L$  possuem valores constantes ao longo de um segmento. Estes valores, porém, podem variar de um segmento para outro. Como se trata de uma modelagem no domínio da frequência, considera-se variação harmônica no tempo para estas correntes.

### **4.3 Tipos de Acoplamento**

A fonte de corrente transversal ( $I_T$ ), por possuir caráter divergente, não apresenta efeito magnético (VISACRO, 1992a). Seu efeito principal é o de causar elevação de potencial em relação ao infinito da região do meio onde tal fonte se encontra, inclusive nos demais condutores do sistema. Por sua vez, a fonte de corrente longitudinal ( $I_L$ ) possui caráter solenoidal, causando queda de tensão em outros segmentos condutores e ao longo do próprio condutor. Com base nestes dois tipos de efeitos, define-se os acoplamentos próprios e mútuos do tipo transversal e solenoidal entre cada par de segmentos. Tais acoplamentos são traduzidos por impedâncias entre os segmentos, considerando-se os efeitos da propagação.

#### **4.3.1 Acoplamento Transversal**

O acoplamento transversal é traduzido pela impedância transversal ( $Z_{Tij}$ ) entre dois segmentos condutores, sendo um deles denominado “emissor de corrente” ( $j$ ) e o outro “receptor” ( $i$ ). Esta impedância é definida como a relação entre a elevação de potencial médio em relação ao infinito no segmento receptor ( $V_{ij}$ ) decorrente da densidade linear de corrente transversal do segmento emissor ( $I_{Tj}/L_j$ ), e a corrente transversal  $I_{Tj}$ .  $Z_{Tij}$  representa o acoplamento elétrico capacitivo e condutivo mútuo entre os segmentos condutores.

---

O cálculo da impedância transversal é baseado na expressão do potencial escalar elétrico ( $\Phi$ ) em um determinado ponto decorrente da densidade linear de corrente transversal ( $I_{Tj}/L_j$ ) que deixa o segmento emissor:

$$\Phi = \frac{1}{4\pi[\sigma(\omega) + j\omega\varepsilon(\omega)]} \int_{L_j} \frac{I_{Tj} e^{-\gamma r}}{r} dl_j \quad (4.1)$$

O potencial médio ( $V_{ij}$ ) estabelecido em um segmento  $i$  pela corrente  $I_{Tj}$  que deixa o segmento  $j$  pode ser calculado pelas expressões:

$$V_{ij} = \frac{1}{L_i} \int_{L_i} \Phi dl_i \quad \therefore$$

$$V_{ij} = \frac{I_{Tj}}{4\pi[\sigma(\omega) + j\omega\varepsilon(\omega)] L_j L_i} \int_{L_i} \int_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} dl_j dl_i \quad (4.2)$$

onde:

$dl_j$  - magnitude do vetor unitário correspondente ao segmento diferencial emissor (j);

$dl_i$  - magnitude do vetor unitário correspondente ao segmento diferencial receptor (i);

$L_j$  - comprimento do segmento emissor (j);  $L_i$  - comprimento do segmento receptor (i);

$\omega = 2\pi f$  - frequência angular do sinal de corrente;  $f$  - frequência do sinal.

$\varepsilon(\omega)$  - permissividade elétrica do meio no qual o segmento condutor está imerso;

$\sigma(\omega)$  - condutividade elétrica do meio no qual o segmento condutor está imerso;

$\gamma$  - constante de propagação do meio definida como  $\gamma = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)}$ .

Assim, a expressão para a impedância transversal mútua entre dois segmentos é definida como:

$$Z_{Tij} = \frac{V_{ij}}{I_{Tj}} \quad \therefore$$

$$Z_{Tij} = \frac{1}{4\pi[\sigma(\omega) + j\omega\varepsilon(\omega)] L_j L_i} \int_{L_i} \int_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} dl_j dl_i \quad (4.3)$$

Para o caso de cálculo da impedância transversal própria de um elemento ( $Z_{Tjj}$ ), aplica-se a equação (4.3), considerando o segmento emissor (j) posicionado sobre o eixo do cilindro condutor relativo a este segmento e o segmento receptor (i) situado a uma distância do segmento emissor igual ao raio do cilindro condutor.

---

### 4.3.2 Acoplamento Longitudinal

O acoplamento longitudinal é dado pela impedância longitudinal ( $Z_{Lij}$ ) entre os segmentos condutores emissor (j) e receptor (i). Esta impedância é definida como a relação entre a queda de tensão no segmento receptor ( $\Delta V_{ij}$ ) decorrente da corrente longitudinal média no segmento emissor ( $I_{Lj}$ ), e a corrente longitudinal do segmento emissor  $I_{Lj}$ .  $Z_{Lij}$  traduz o acoplamento magnético (indutivo) mútuo entre os segmentos condutores.

O cálculo da impedância longitudinal entre dois condutores utiliza a relação entre o potencial vetor magnético ( $\vec{A}$ ) em um determinado ponto e a corrente longitudinal média ( $I_{Lj}$ ) ao longo do segmento emissor:

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{L_j} I_{Lj} \frac{e^{-\gamma r}}{r} d\vec{l}_j \quad (4.4)$$

A queda de tensão  $\Delta V_{ij}$  no segmento receptor devida à corrente longitudinal média ( $I_{Lj}$ ) ao longo do segmento emissor, é calculada pela expressão:

$$\begin{aligned} \Delta V_{ij} &= -j \omega \int_{L_i} \vec{A} \cdot d\vec{l}_i \quad \therefore \\ \Delta V_{ij} &= -j \frac{\omega \mu I_{Lj}}{4\pi} \int_{L_i} \int_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} d\vec{l}_j \cdot d\vec{l}_i \end{aligned} \quad (4.5)$$

onde:

$d\vec{l}_j$  - vetor unitário correspondente ao segmento diferencial emissor (j);

$d\vec{l}_i$  - vetor unitário correspondente ao segmento diferencial receptor (i);

$\mu$  - permeabilidade magnética do meio no qual o segmento está imerso.

As demais variáveis já foram definidas anteriormente.

Dessa forma, a expressão para a impedância longitudinal mútua entre dois segmentos é definida como:

$$\begin{aligned} Z_{L_{ij}} &= \frac{\Delta V_{ij}}{I_{Lj}} \quad \therefore \\ Z_{L_{ij}} &= -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \int_{L_i} \int_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} d\vec{l}_j \cdot d\vec{l}_i \end{aligned} \quad (4.6)$$


---

A determinação da impedância longitudinal própria de um elemento ( $Z_{Ljj}$ ) é feita por meio da equação (4.6), assumindo o segmento emissor (j) posicionado no eixo do cilindro condutor relativo a este segmento e o segmento receptor (i) situado a uma distância do segmento emissor igual ao raio do cilindro condutor. A esta parcela, soma-se uma parcela referente à impedância interna do segmento ( $Z_{int}$ ), associada à queda de tensão no condutor causada por sua resistência longitudinal e indutância interna. Para isso, emprega-se uma formulação que considere o efeito pelicular.

#### 4.4 Esquema da Solução

Com base nas equações (4.3) e (4.6), dois sistemas matriciais de equações independentes são constituídos de forma a expressar os acoplamentos transversal e longitudinal, próprios e mútuos existentes entre os segmentos do sistema físico em análise. O primeiro sistema relaciona a elevação de potencial médio em relação ao infinito em cada segmento condutor com as respectivas correntes transversais (equação 4.7). O segundo sistema relaciona a queda de tensão nos segmentos com as correntes longitudinais médias correspondentes (equação 4.8):

$$\underline{V} = \underline{Z}_T \underline{I}_T \quad (4.7)$$

$$\underline{\Delta V} = \underline{Z}_L \underline{I}_L \quad (4.8)$$

onde:  $\underline{Z}_T$  - matriz de impedância transversal;  $\underline{Z}_L$  - matriz de impedância longitudinal.

Estas relações se referem a um único sistema físico, por tanto, não são independentes. Desta forma, deve-se proceder ao acoplamento entre elas.

Inicialmente, realiza-se a inversão das matrizes  $Z_T$  e  $Z_L$ , gerando assim as matrizes de admitância transversal ( $\underline{Y}_T = \underline{Z}_T^{-1}$ ) e longitudinal ( $\underline{Y}_L = \underline{Z}_L^{-1}$ ). Com isso, obtém-se:

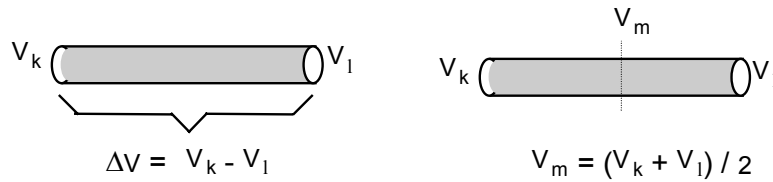
$$\underline{I}_T = \underline{Y}_T \underline{V} \quad (4.9)$$

$$\underline{I}_L = \underline{Y}_L \underline{\Delta V} \quad (4.10)$$

O próximo passo corresponde à aplicação de duas relações de ligação. A primeira relação impõe que o potencial médio de um segmento seja a média aritmética dos potenciais dos nós das extremidades desse segmento. A segunda relação determina que a diferença de potencial de um segmento, ou seja, a diferença entre os potenciais dos nós

---

das extremidades desse segmento, seja igual à queda de tensão  $\Delta V$ . A Figura 4.3 ilustra estas duas relações.



**Figura 4.3 - Relações entre queda de tensão ( $\Delta V$ ) e elevação de potencial médio ( $V_m$ ) em cada segmento condutor com os potenciais dos nós extremos de um segmento ( $V_k$  e  $V_l$ ).**

Pela aplicação das duas relações descritas anteriormente, expressa-se o potencial médio de um segmento  $V$  e a queda de tensão em um segmento  $\Delta V$  como a soma de potenciais nodais  $V_N$ . Assim, obtém-se:

$$\underline{I}_T = \underline{Y}_{TM} \underline{V}_N \quad (4.11)$$

$$\underline{I}_L = \underline{Y}_{LM} \underline{V}_N \quad (4.12)$$

Esta mudança de variáveis provoca uma reformulação nas matrizes de admitância transversal ( $\underline{Y}_T$ ) e longitudinal ( $\underline{Y}_L$ ). As novas matrizes são agora denominadas matrizes de admitância transversal modificada ( $\underline{Y}_{TM}$ ) e de admitância longitudinal modificada ( $\underline{Y}_{LM}$ ).

O último passo é feito aplicando-se o princípio da continuidade da corrente, o qual estabelece que o somatório das correntes que deixam (ou que entram) em um determinado nó seja nulo. Desta forma, para cada nó são estabelecidas relações entre as correntes longitudinais e transversais dos segmentos conectados ao nó. Com a aplicação de tais relações às equações (4.11) e (4.12), um sistema matricial do tipo  $\underline{A} \underline{x} = \underline{b}$  é estabelecido, sendo que o vetor  $\underline{x}$  corresponde ao vetor de potenciais nodais  $\underline{V}_N$ . Apenas os nós que receberem injeção externa de corrente terão o somatório das correntes diferente de zero. Tal sistema assume a forma final expressa na equação (4.13).

$$\underline{A} \underline{x} = \underline{b} \quad \therefore$$

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & \dots & a_{1p} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & \dots & a_{2p} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ a_{p1} & a_{p2} & a_{p3} & a_{p4} & \dots & a_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{N1} \\ V_{N2} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ V_{Np} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

onde:

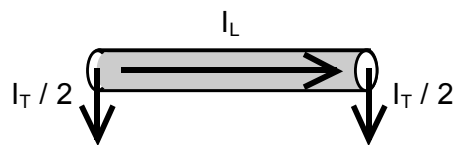
$\underline{A}$  - matriz resultante da relação das correntes transversal e longitudinal;

$\underline{x}$  - vetor de potenciais nodais  $\underline{V}_N$ ;

$\underline{b}$  - vetor correspondente à injeção de correntes externas;

$p$  - número total de nós da configuração.

É importante destacar que a corrente transversal de cada segmento condutor, que antes possuía densidade constante ao longo do segmento, agora é dividida igualmente entre os nós das extremidades dos segmentos, conforme ilustra a Figura 4.4.



**Figura 4.4 – Concentração da corrente transversal nas extremidades do segmento condutor.**

Com a determinação do vetor de potenciais nodais, e aplicando-se as equações (4.11), (4.12), (4.7) e (4.8), é possível determinar os vetores de correntes transversal e longitudinal, queda de tensão e elevação de potencial médio em relação ao infinito em cada segmento condutor.

As relações de acoplamento estabelecidas anteriormente admitiram segmentos condutores posicionados em um meio infinito. Quando se considera a natureza limitada destes meios, se faz necessário levar em conta a distribuição de campo determinada pelas fronteiras do meio.

No problema em análise, em que se considera a existência de fontes de corrente no ar, e assumindo o solo como um plano condutor perfeito, a solução é realizada utilizando-se o método das imagens (STRATTON, 1941). O plano correspondente à superfície do solo é assumido como uma referência de potencial nulo. Admite-se para cada segmento emissor a existência de uma imagem de corrente posicionada em relação à fonte simetricamente ao plano correspondente à superfície do solo. Para o caso do acoplamento transversal, o segmento imagem é representado com corrente de mesmo valor e sinal contrário ao do segmento emissor. Já para o caso de acoplamento longitudinal, o sentido da corrente do segmento imagem representa o retorno em relação à corrente no segmento emissor, ou seja, continuidade para direção vertical e sentido contrário para direção horizontal.

---

As equações (4.3) e (4.6) são utilizadas para cálculo da impedância associada ao efeito do segmento emissor imagem sobre o segmento receptor. O valor calculado deve ser acrescido à impedância mútua entre os dois segmentos em análise. As equações (4.14) e (4.15) retratam a formulação completa para as impedâncias transversal e longitudinal mútuas, respectivamente, já incluído o efeito da imagem.

$$Z_{T_{ij}} = \frac{1}{4\pi [\sigma(\omega) + j\omega\varepsilon(\omega)] L_j L_i} \left\{ \int_{L_i} \int_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} dl_j dl_i - \int_{L_i} \int_{L'_j} \frac{e^{-\gamma r'}}{r'} dl'_j dl_i \right\} \quad (4.14)$$

$$Z_{L_{ij}} = -j \frac{\omega \mu}{4\pi} \left\{ \int_{L_i} \int_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} d\vec{l}_j \cdot d\vec{l}_i + \int_{L_i} \int_{L'_j} \frac{e^{-\gamma r'}}{r'} d\vec{l}'_j \cdot d\vec{l}_i \right\} \quad (4.15)$$

Detalhes referentes ao efeito da resistividade finita do solo para o acoplamento ar-ar entre segmentos condutores, aplicados para o cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas, são apresentados no capítulo 6.

## 4.5 Aspectos Computacionais

A versão computacional do modelo HEM foi implementada na linguagem *Visual Basic*. Tal escolha é justificada pelo fato desta linguagem permitir comodidade quanto a entrada e saída de dados, além da fácil implementação do código. Por se tratar de uma linguagem compilada, o tempo para processamento do programa se torna reduzido.

A entrada de dados referente ao problema a ser investigado é simples. Inicialmente, define-se a faixa e o número de frequências a serem simulados. As informações a respeito da configuração das estruturas do sistema em análise se constituem na indicação da posição dos elementos condutores, valor de raio e número de segmentos no qual cada elemento será dividido. Além disso, determina-se o ponto de injeção de corrente no canal de descarga. O programa ainda permite que seja adotado o casamento de impedâncias automático para condutores horizontais.

Com base nessas informações, o modelo computacional determina as matrizes de acoplamento transversal e longitudinal e soluciona o sistema correspondente para cada uma das frequências previamente definidas pelo usuário. A resposta para o domínio do tempo é obtida pela aplicação da Transformada de Fourier.

---

Maiores detalhes a respeito da implementação computacional do modelo HEM, incluindo aspectos relacionados ao casamento de impedâncias, transformada tempo x frequência e valores típicos para a segmentação dos elementos condutores são encontrados em (SOARES, 2001).

## **4.6 Detalhes da Aplicação do Modelo HEM para Avaliação de Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas**

Conforme destacado no capítulo 3, grande parte das avaliações de tensão induzida apresentadas na literatura divide a solução do problema em duas partes. Inicialmente, por meio dos *Modelos de Corrente de Retorno (Return-stroke Models)*, define-se a distribuição espacial e temporal da corrente ao longo do canal. Com base nessa distribuição de corrente, procede-se à determinação do campo eletromagnético que irá iluminar os condutores da linha. O acoplamento eletromagnético entre o canal de descarga e a linha e o posterior cálculo da tensão induzida são feitos pela aplicação dos *Modelos de Acoplamento (Coupling Models)*.

A grande vantagem da aplicação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas está no fato deste modelo computar a distribuição de corrente ao longo do canal de descarga e automaticamente definir o acoplamento eletromagnético entre canal e linha.

### **4.6.1 Distribuição de Corrente ao Longo do Canal Utilizando o HEM**

Durante a formação do canal de descarga, o campo elétrico bastante intenso ao seu redor dá origem a um processo de acúmulo de cargas no entorno do canal, constituindo uma região denominada de envelope de corona. Após a conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga, essas cargas são drenadas para a região do núcleo do canal, dando origem à corrente de retorno (RAKOV, 2003), (UMAN, 1984), (VISACRO, 2005a).

Essas duas regiões são responsáveis por alterar perfil de amplitude e velocidade de propagação da corrente ao longo do canal. Assumindo certas simplificações, o modelo HEM é capaz de representar ambas as regiões (VISACRO, 2004a, 2004c).

---

#### 4.6.1.1 REPRESENTAÇÃO DAS PERDAS NO NÚCLEO DO CANAL

Após o processo de conexão ente os canais ascendente e descendente de descarga e o conseqüente início da propagação da onda de corrente, o comportamento do núcleo do canal pode ser representado por uma resistência dinâmica, cujo valor está associado à variação do nível de ionização (densidade de elétrons) dessa região. Todavia, tal comportamento ao longo do tempo não é totalmente conhecido. De acordo com (RAKOV, 1998a), podem ser estimados valores de resistência por unidade de comprimento de acordo com o trecho determinado do canal. Para o trecho localizado à frente da onda de corrente (região esta com nível de ionização bastante reduzido), estima-se um valor de 3,5  $\Omega/m$ . À medida que a corrente de retorno se propaga, aumenta o nível de ionização do núcleo do canal, reduzindo o valor de resistência por unidade de comprimento em duas ordens de grandeza, valor em torno de 0,035  $\Omega/m$  (RAKOV, 1998a).

No modelo HEM, a representação das perdas no núcleo é feita definido-se os valores para o raio e para a condutividade do núcleo. A estimativa do valor de resistência por unidade de comprimento do canal pode ser feita pela equação (4.16). Porém, é importante destacar que a aplicação dessa formulação desconsidera a existência do efeito pelicular que ocorre para altas freqüências. Além disso, no modelo HEM, tal valor de resistência por unidade de comprimento para o canal é considerado constante ao longo do tempo.

$$R = \frac{L}{\sigma \cdot A} \quad (4.16)$$

$$\frac{R}{L} = \frac{1}{\sigma \cdot A} = \frac{1}{\sigma \cdot \pi \cdot r^2} \quad (4.17)$$

onde:

$\frac{R}{L}$  - resistência por unidade de comprimento do canal;

$\sigma$  - condutividade do núcleo do canal;

$r$  - raio do núcleo do canal.

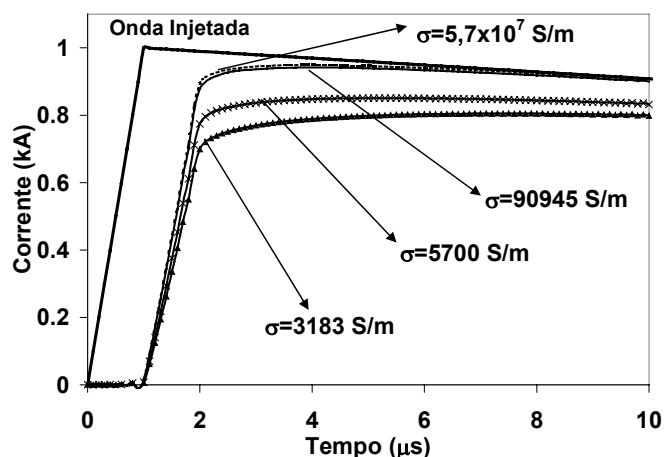
A fim de verificar o efeito das perdas no núcleo do canal na distribuição de corrente no canal de descarga, simulações sistemáticas utilizando o modelo HEM foram realizadas e os resultados são apresentados a seguir. O canal de descarga foi representado como um condutor vertical e foi assumida a injeção ao nível do solo de uma onda do tipo triangular (1/50  $\mu s$ ) com 1 kA de valor de pico. A escolha de tal forma de onda está no fato desta possuir tempo de frente e taxa de crescimento da frente da onda constantes.

---

Quatro valores para a condutividade do núcleo do canal foram simulados:  $5,7 \times 10^7$  (condutividade do cobre), 90.945, 5700, 3183 S/m. O valor do raio do núcleo foi considerado fixo em 1 cm, de acordo com dados apresentados em (UMAN, 1984) e (RAKOV, 2003). A adoção desses valores de condutividade para as simulações visa contemplar a faixa de valores de resistência por unidade de comprimento referente ao canal de descarga contemplada em (RAKOV, 1998a). A Tabela 4.1 compila os valores de resistência por unidade de comprimento para as condições acima destacadas, referentes à aplicação da equação (4.17). As formas de onda de corrente observadas a 300 m da superfície do solo para essas condições são apresentadas na Figura 4.5.

**Tabela 4.1 – Relação entre a condutividade do núcleo e a resistência por unidade de comprimento dada pela equação (4.17).**

$\sigma$ (S/m)	$\frac{R}{L} = \frac{1}{\sigma \cdot \pi \cdot r^2}$ ( $\Omega/m$ )
$5,7 \times 10^7$	$5,58 \times 10^{-5}$
90945	0,035
5700	0,56
3183	1



**Figura 4.5 - Influência da condutividade do núcleo do canal na onda de corrente de descarga a 300 m da superfície do solo.**

O aumento no valor das perdas no núcleo do canal contribui para o decréscimo da amplitude da onda de corrente. A forma de onda da corrente referente ao caso de núcleo com condutividade 90.945 S/m é muito próxima à onda exibida quando assume-se condutividade do cobre. Para os casos correspondentes a 5700 e 3183 S/m, as amplitudes são, respectivamente, 10% e 15% inferiores. Essa redução na amplitude, além de estar associada à diminuição do valor da condutividade do núcleo, também é justificada pela distorção que as ondas de corrente sofrem quando se propagam pelo canal. Os resultados

obtidos na Figura 4.5 ainda mostram que a representação das perdas no núcleo do canal pelo modelo HEM não foi capaz de modificar a velocidade de propagação da onda de corrente.

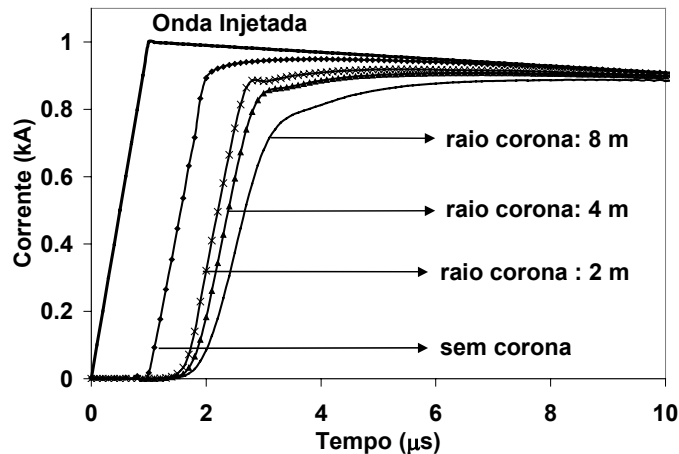
#### 4.6.1.2 REPRESENTAÇÃO DO ENVELOPE DE CORONA

A representação do envelope de corona no modelo HEM é realizada por meio de um aumento equivalente no raio do canal para a corrente transversal  $I_T$ . Para a corrente longitudinal  $I_L$  que se propaga no núcleo, o raio permanece igual ao do canal original. Dessa forma, apenas o efeito transversal resultante é modificado. Esse procedimento corresponde a deslocar o potencial inicialmente localizado na superfície do segmento para uma posição associada a um valor de raio maior. Dessa forma, para considerar um maior efeito corona em torno do canal, o raio equivalente do canal referente ao efeito transversal deve ser aumentado.

Proposta semelhante é apresentada em (SANTIAGO, 1982) para modelagem da propagação de surtos em linhas de transmissão incluindo o efeito corona. Tal aproximação, computada a partir de ondas “qV” (carga no condutor versus tensão aplicada), é consistente com testes envolvendo eletrodos de alta tensão. Resultados apresentados em (SANTIAGO, 1982) e (CARNEIRO, 1991) indicam que o efeito corona também pode ser representado como um aumento no valor de capacitância do condutor.

Para se avaliar a influência da representação do envelope de corona na distribuição da corrente gerada pelo modelo HEM, três valores arbitrários de raio equivalente de corona foram simulados: 2, 4 e 8 m. Em todos os casos, assumiu-se o raio do núcleo do canal, por onde flui a corrente longitudinal  $I_L$ , fixado em 1 cm. A simulação considerou apenas a variação do valor do raio referente ao efeito transversal. O caso “sem corona” se refere a uma condição na qual o raio do condutor para o efeito transversal se manteve em 1 cm. O núcleo do canal foi considerado com  $\sigma = 5,7 \times 10^7$  S/m. A simulação também assumiu a injeção na base do canal de uma corrente do tipo triangular 1/50  $\mu$ s com 1 kA de pico. Os resultados obtidos para as ondas de corrente a 300 m da superfície do solo são apresentados na Figura 4.6.

---



**Figura 4.6 – Influência da representação do envelope de corona na onda de corrente de descarga a 300 m da superfície do solo.**

Os resultados obtidos mostram que a representação do envelope de corona afeta a distribuição de corrente no canal de duas formas. Primeiramente, tal representação promove a redução na velocidade de propagação da corrente para aproximadamente 60%, 58% e 48% da velocidade da luz, para os raios equivalentes de corona de 2 m, 4 m e 8 m, respectivamente. Tal redução pode ser percebida pelo atraso das ondas referentes aos canais com corona em relação à onda que se propaga com a velocidade da luz (caso “sem corona”), todas elas observadas a 300 m da superfície do solo. Os valores de velocidade obtidos são consistentes com resultados de medição apresentados em (IDONE, 1982), (MACH, 1989) e (RAKOV, 2003, 2004).

A redução na velocidade de propagação apresenta uma interpretação física consistente. O principal efeito da representação do envelope de corona corresponde a um aumento da capacitância do canal. Aproximando-se o canal por uma linha de transmissão, o aumento na capacitância, uma vez mantida a indutância constante, contribui para diminuição da velocidade de propagação ( $v=1/(L.C)^{1/2}$ ). No caso analisado, a indutância é considerada constante, uma vez que a seção do núcleo atravessada pela corrente longitudinal é mantida com o raio original ( $r=1$  cm).

O segundo aspecto refere-se à distorção na frente da onda de corrente com a representação do envelope de corona em torno do canal de descarga. Quanto maior o valor do raio de corona, mais significativo se torna esse efeito. Tal comportamento é também responsável por provocar a redução no tempo de frente da onda de corrente.

### 4.6.1.3 INFLUÊNCIA DA REPRESENTAÇÃO SIMULTÂNEA DO ENVELOPE DE CORONA E DAS PERDAS DO NÚCLEO DO CANAL NA DISTRIBUIÇÃO DA CORRENTE DE RETORNO

A Figura 4.7 ilustra o efeito de se considerar simultaneamente os efeitos das perdas e do envelope de corona na onda de corrente a 300 m da superfície do solo. Mais uma vez, considerou-se a injeção na base do canal de uma corrente do tipo triangular 1/50  $\mu\text{s}$  com 1 kA de pico.

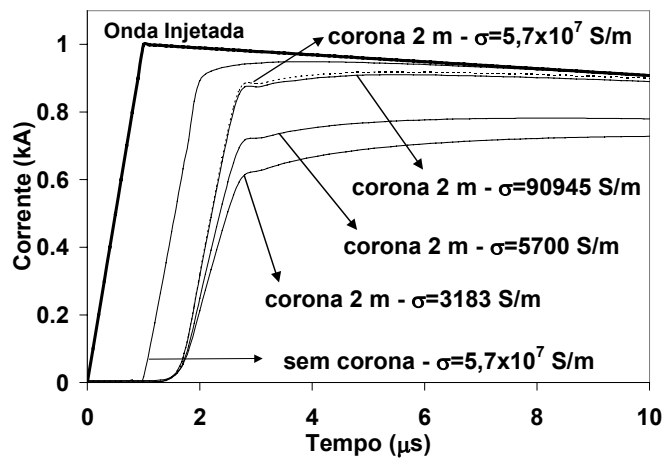


Figura 4.7 - Influência da representação simultânea das perdas no núcleo e envelope de corona na onda de corrente no canal a 300 m da superfície do solo.

Os resultados confirmaram as perdas no núcleo como principais responsáveis pela atenuação na amplitude da onda de corrente e a representação do envelope de corona como característica associada à redução da velocidade de propagação. A Tabela 4.2 destaca a atenuação da amplitude máxima da onda para cada caso e a constante de decaimento da corrente ( $ce$ ) correspondente. Tal constante é definida como:

$$e^{-\alpha \cdot d} = I_{\max}; \quad \alpha = -\frac{\ln(I_{\max})}{d}; \quad ce = \frac{1}{\alpha} \quad (4.18)$$

**Tabela 4.2 - Atenuação da amplitude da corrente considerando a representação das perdas no núcleo do canal e raio de corona 2 m (Ponto de observação: 300 m do solo).**

Características do canal	Amplitude (kA)	*Atenuação (%)	**Atenuação relativa (%)	Constante de decaimento da corrente - ce (m)
Sem corona, $\sigma=5,7 \times 10^7$ S/m	0,95	5%	-	5848
Corona 2 m, $\sigma=5,7 \times 10^7$ S/m	0,92	8%	3,2%	3592
Corona 2 m, $\sigma=90945$ S/m	0,91	9%	4,2%	3181
Corona 2 m, $\sigma=5700$ S/m	0,78	22%	18%	1208
Corona 2 m, $\sigma=3183$ S/m	0,73	27%	23%	953

\*Atenuação em relação ao valor de amplitude 1 kA;

\*\*Atenuação associada apenas ao efeito das perdas e envelope de corona do canal em relação à onda propagada nas condições de canal com condutividade  $\sigma=5,7 \times 10^7$  S/m e sem corona.

#### 4.6.1.4 COMENTÁRIOS A RESPEITO DO COMPORTAMENTO DINÂMICO DOS PARÂMETROS DO CANAL DE DESCARGA

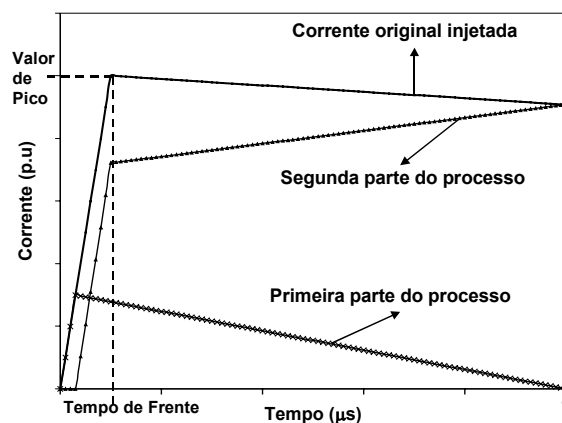
Uma limitação na aplicação do modelo HEM para cômputo da distribuição da corrente de retorno no canal de descarga se refere à representação do comportamento dinâmico do canal. Por se tratar de uma modelagem desenvolvida no domínio da frequência, sua capacidade em representar características como a variação temporal da resistência do canal e a diminuição do raio de corona à medida que a corrente se propaga no canal é restringida.

Algumas modelagens apresentadas na literatura são capazes de representar o comportamento dinâmico de parâmetros do canal como, por exemplo, os modelos propostos por Theethayi e Cooray (2005) e Visacro e De Conti (2005d), modelos estes desenvolvidos para o domínio do tempo.

Uma forma simplificada para considerar a variação de tais parâmetros utilizando o HEM é assumindo uma transição para as características físicas do canal de descarga (VISACRO, 2005c). Para representar essa transição, a onda de corrente injetada no ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente é decomposta em duas componentes, conforme apresentado na Figura 4.8. A primeira componente da onda de corrente é assumida se propagando no início do processo em um canal com núcleo pouco ionizado e envolto em um determinado raio de corona. A segunda componente da onda de corrente começa a se propagar em um instante de tempo posterior e é considerada se propagando em um canal com características modificadas pelo fluxo da primeira

componente de corrente, responsável por promover um aumento no nível de ionização do canal e uma redução no valor do raio de corona.

O valor de pico da onda de corrente injetada no canal referente à primeira parte do processo, o instante de tempo no qual é injetada a onda de corrente associada à segunda parte do processo, assim como as características físicas do canal de descarga para as duas etapas são parâmetros definidos pelo usuário do programa HEM. Em (VISACRO, 2005c), considerou-se a propagação da primeira onda de corrente em um canal com raio equivalente de corona 2 m ( $v=0,6c$ ) e resistência por unidade de comprimento  $R=0,56 \Omega/m$ , enquanto a segunda onda de corrente foi assumida se propagando em um canal com raio equivalente de corona 0,5 m ( $v=0,72c$ ) e  $R=0,035 \Omega/m$ . O valor de pico da primeira onda correspondia a 30% do valor de pico da corrente original. Por sua vez, simulou-se a injeção da segunda onda no canal 0,3  $\mu s$  após a primeira onda, de forma a representar o tempo associado à transição das características físicas do canal.



**Figura 4.8 – Composição da onda de corrente injetada para simular a transição das características físicas do canal de descarga.**

#### 4.6.1.5 MODIFICAÇÃO DA VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO DA ONDA DE CORRENTE DE RETORNO

O modelo HEM também permite modificar a velocidade de propagação da onda de corrente no canal de descarga variando-se os valores de permissividade elétrica e permeabilidade magnética do meio que circunda o canal. Esse mesmo tipo de abordagem é utilizado em (MOINI, 2000) com resultados bastante satisfatórios. Tal modificação arbitrária nos valores de  $\mu_r$  e  $\epsilon_r$  é utilizada apenas para determinar a distribuição espacial e temporal da corrente ao longo do canal, forçando a corrente a se propagar a uma

velocidade inferior a da luz. A determinação do acoplamento eletromagnético entre os elementos do canal de descarga e da linha, e o conseqüente cálculo da tensão induzida na linha, consideram canal e linha imersos no ar.

A Figura 4.9 apresenta a distribuição da corrente de descarga considerando o canal imerso em um meio com  $\epsilon_r$  e  $\mu_r$  iguais a 2. Tal modificação determina uma velocidade de propagação da corrente de descarga igual a  $1,5 \times 10^8$  m/s.

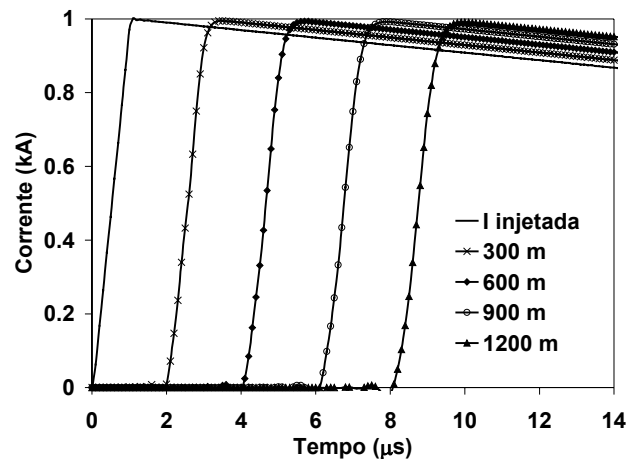


Figura 4.9 – Distribuição de corrente ao longo do canal de descarga considerando  $v=1,5 \times 10^8$  m/s ( $\epsilon_r$  e  $\mu_r$  do meio que circunda o canal de descarga igual a 2).

#### 4.6.1.6 INFLUÊNCIA DAS TORTUOSIDADES NA DISTRIBUIÇÃO DA CORRENTE DE RETORNO

Usualmente, os modelos de corrente de retorno representam o canal de descarga como um condutor vertical sem ramificações ou tortuosidades. Essa condição, todavia, difere da realidade do fenômeno. De acordo com (RAKOV, 1998b) e (LE VINE, 1995), as tortuosidades são capazes de influenciar bastante a propagação da onda de corrente no canal de descarga, sendo seus efeitos observados nas ondas de campo elétrico e magnético medidas. As ramificações e tortuosidades são responsáveis por introduzir pequenas oscilações nas ondas de campo, associadas ao aumento da contribuição das componentes de alta frequência.

A velocidade de propagação da onda de corrente no canal é freqüentemente obtida com base em observações bidimensionais ou unidimensionais (nesse último caso, considera-se o deslocamento da corrente apenas na direção vertical). A velocidade estimada para tais condições é diferente da velocidade real.

Para verificar a influência das tortuosidades no aparente atraso da propagação da onda de corrente, simulou-se uma representação tridimensional de um canal de descarga com 2000 m de altura. A geometria do canal foi estimada utilizando-se uma fotografia real de descarga e é apresentada na Figura 4.10(a). Assumiu-se a velocidade de propagação da corrente igual a da luz. As ondas de corrente obtidas a 300 m e 600 m em relação à superfície do solo são destacadas na Figura 4.10(b).

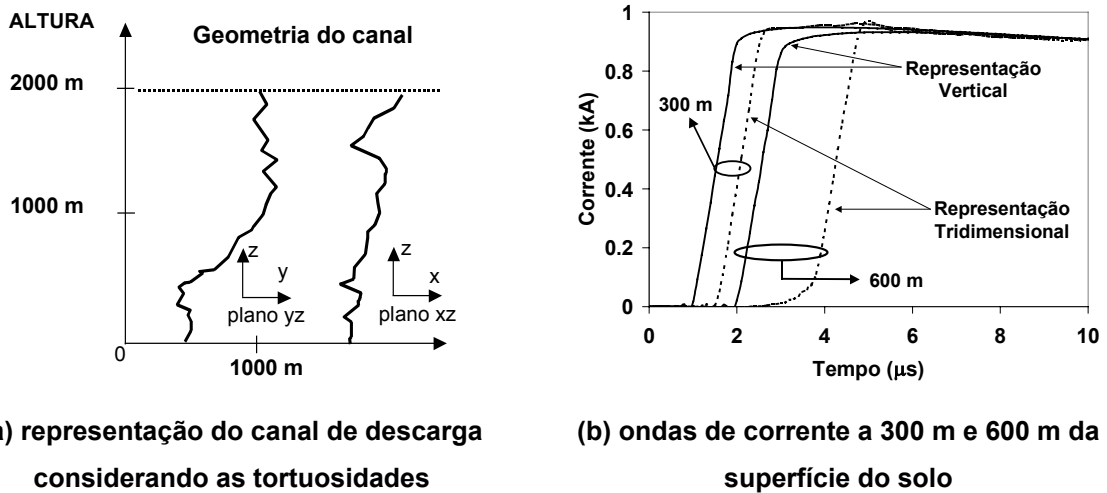


Figura 4.10 – Efeito das representações vertical e horizontal do canal de descarga nas ondas de corrente no canal de descarga.

O resultado apresentado denota um atraso na propagação da onda de corrente associado à representação tridimensional do canal de descarga. Tal atraso corresponderia a uma velocidade de propagação aparente de  $0,66c$ , dando indicações da subestimação dos valores de velocidade de propagação calculados com base em representações simplificadas da geometria do canal de descarga. Este resultado é consistente com as conclusões apresentadas em (IDONE, 1982) a respeito desse tema. O intervalo de tempo para determinação da velocidade de propagação é o mesmo para os dois tipos de representação do canal. Todavia, para a representação tridimensional, a onda de corrente percorre uma distância maior, contribuindo dessa forma para que o valor de velocidade de propagação seja maior.

#### 4.6.1.7 AVALIAÇÃO DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO ASSOCIADO À DISTRIBUIÇÃO DE CORRENTE DE RETORNO GERADA PELO MODELO HEM

Na literatura, uma modelagem é considerada válida se esta é desenvolvida a partir de premissas fisicamente corretas e é capaz de gerar bons resultados em comparação com dados obtidos experimentalmente.

Em relação aos modelos de corrente de retorno, a melhor maneira para se avaliar a qualidade dos resultados gerados se faz pela comparação com dados de medição simultânea de corrente no canal de descarga e do campo eletromagnético associado para diversas distâncias.

A abordagem mais utilizada na literatura se refere à validação pela capacidade desses modelos em reproduzir determinadas características extraídas de formas de onda de campos medidos. Alguns autores, baseados em resultados de medição de campo para descargas naturais (LIN, 1979) e descargas trigadas (RAKOV, 2000, 2001a) identificaram alguns formatos recorrentes nas ondas de campo elétrico e magnético e passaram a utilizá-los como padrões a serem alcançados pelos campos associados às distribuições de corrente dos modelos de corrente de retorno (NUCCI, 1990), (COORAY, 2003), (BABA, 2004).

São cinco características principais apresentadas:

- 1- Um pico inicial destacado nas ondas de campo elétrico e campo magnético medidas para distâncias maiores que 1 km;
- 2- Um crescimento contínuo e lento, em formato de rampa, após o pico inicial da forma de onda do campo elétrico medido para distâncias de 1 a 20 km;
- 3- Formato arqueado (saliência) após o pico inicial em ondas de campo magnético medidas para distâncias de até algumas dezenas de quilômetros;
- 4- Cruzamento pelo zero da forma de onda dos campos elétrico e magnético calculados para distâncias superiores a dezenas de quilômetros (> 50 km);
- 5- Formato aplainado da onda de campo elétrico para distâncias em até algumas centenas de metros.

O ponto negativo desse tipo de abordagem está exatamente no desconhecimento das formas de onda de corrente que originaram os campos medidos e apresentados em (LIN, 1979). Não pode ser descartada a possibilidade das características dos campos elétrico e magnético citadas anteriormente estarem apenas associadas a determinadas formas de onda de corrente. Neste caso, tais características não deveriam ser generalizadas como padrão a ser observado em qualquer caso de campo eletromagnético gerado por corrente de descarga.

A seguir, serão apresentados resultados de campo elétrico e magnético associados às distribuições de corrente geradas pelo modelo HEM. Os cálculos assumiram o solo

---

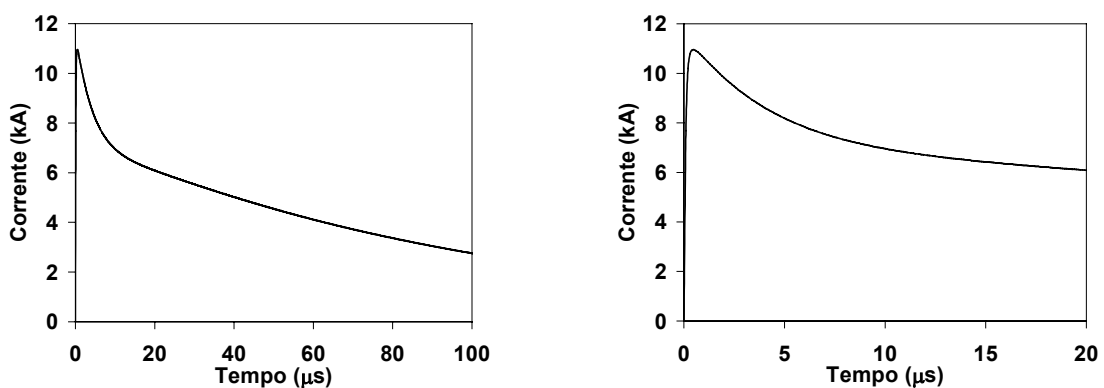
como um plano condutor perfeito. Foi adotada a formulação tradicional do dipolo (UMAN, 1975). Inicialmente, será verificada a capacidade do modelo em reproduzir as características dos campos eletromagnéticos adotadas como padrões pela literatura. Na seqüência, serão utilizados dados de experimentos de descarga trigada referentes à medição simultânea de corrente de descarga e campo eletromagnético para aferição da qualidade do modelo.

**1) Comparação com as características apresentadas em ondas de campo eletromagnético medidas**

Para a avaliação desse caso, a distribuição temporal e espacial da corrente de retorno gerada pelo modelo HEM foi obtida assumindo-se a injeção, na base do canal, da onda de corrente adotada em (NUCCI, 1990) e representada na Figura 4.11. Tal onda é composta pela soma de uma onda do tipo heidler (HEIDLER, 1999) e uma onda do tipo dupla exponencial, apresentando amplitude e taxa de crescimento associadas às medições de corrente de descarga subsequente realizadas no Monte San Salvatore (BERGER, 1975). A formulação da onda total e os parâmetros adotados são apresentados a seguir.

$$i_o(h,t) = \frac{I_{o1}}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^2}{1+(t/\tau_1)^2} e^{(-t/\tau_2)} + I_{o2} (e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (4.19)$$

onde:  $I_{o1} = 9,9 \text{ kA}$ ,  $\eta = 0,845$ ,  $\tau_1 = 0,072 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $\tau_2 = 5,0 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $I_{o2} = 7,5 \text{ kA}$ ,  $\tau_3 = 100 \text{ }\mu\text{s}$ ,  $\tau_4 = 6,0 \text{ }\mu\text{s}$



(a) Forma de onda completa

(b) Detalhe da onda

**Figura 4.11 - Onda de corrente utilizada nas simulações (NUCCI, 1990).**

A onda resultante possui valor de pico de aproximadamente 11 kA, tempo de frente da ordem de 0,5  $\mu\text{s}$  e valor máximo de derivada da frente de onda de corrente igual a

105 kA/ $\mu$ s. Os campos eletromagnéticos foram calculados ao nível do solo para três distâncias em relação ao canal de descarga (50 m, 5 km e 100 km). A simulação considerou um canal de descarga com raio equivalente de corona igual a 1 m, representando uma velocidade de propagação da onda de corrente igual a 200 m/ $\mu$ s, valor consistente com resultados de medição (IDONE, 1982), (MACH, 1989) e (RAKOV, 2003, 2004). A condutividade do núcleo do canal foi assumida igual a 3183 S/m, resultando em uma resistência por unidade de comprimento do canal de 1  $\Omega$ /m. Este valor de resistência representa um valor médio contido entre os limites referentes à faixa de valores de resistência destacada em (RAKOV, 1998a). Os resultados obtidos para os campos elétrico e magnético são ilustrados na Figura 4.12. Também são apresentados os resultados gerados para uma distribuição de corrente do tipo MTLE com o mesmo valor de velocidade de propagação e assumindo uma constante de atenuação  $\lambda=2000$  m (NUCCI, 1988).

Os resultados da Figura 4.12 denotam a capacidade do modelo HEM em reproduzir três dos padrões assumidos como características típicas para as ondas de campo eletromagnético medidas: o pico inicial destacado nas ondas de campo elétrico e campo magnético, o formato em rampa após o pico inicial na forma de onda do campo elétrico e o cruzamento pelo zero das ondas de campo elétrico e magnético para longas distâncias. As mesmas características foram obtidas pela adoção da distribuição de corrente MTLE.

Modelos eletromagnéticos de corrente de retorno como os apresentados em (MOINI, 2000) e (SHOORY, 2005) possuem uma abordagem semelhante à utilizada pelo modelo HEM para representação da distribuição de corrente no canal de descarga. Tais modelos são capazes de reproduzir os mesmos padrões dos campos eletromagnéticos associados ao modelo HEM, com exceção do cruzamento pelo zero das ondas de campo elétrico e magnético para longas distâncias.

A limitação do modelo HEM em representar o comportamento dinâmico dos parâmetros do canal (variação temporal dos valores de resistência e capacitância por unidade de comprimento do canal) justifica a não-reprodução tanto da forma arqueada após o pico na onda de campo magnético quanto do formato aplainado da onda de campo elétrico por volta de 15  $\mu$ s.

---

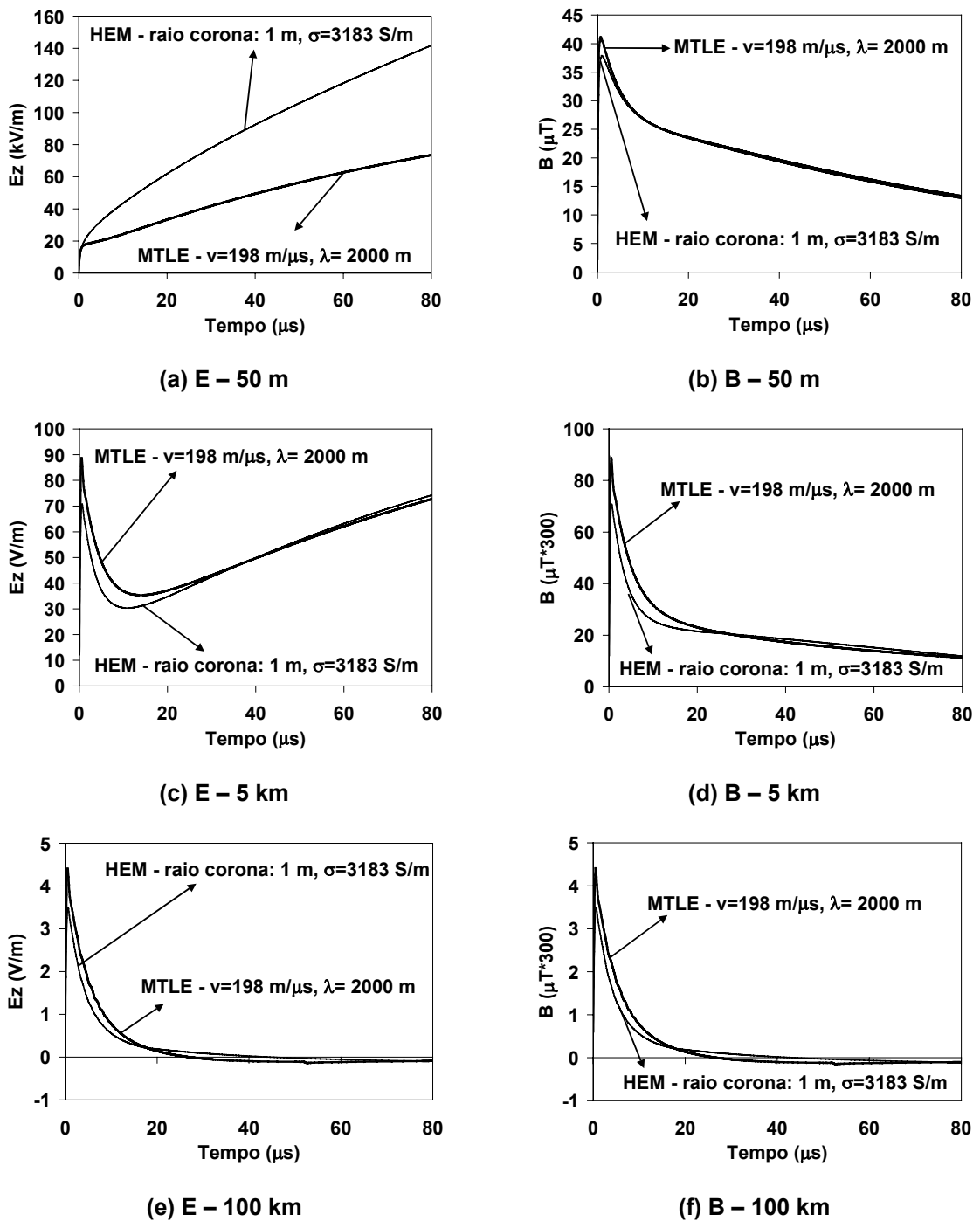
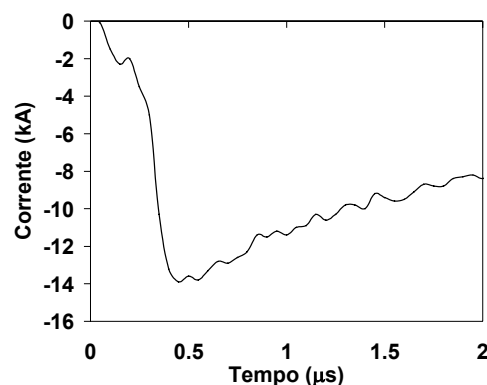


Figura 4.12 – Campo eletromagnético associado à distribuição de corrente gerada pelos modelos HEM e MTLE para três distâncias em relação ao canal (50 m, 5 km e 100 km).

**2) Comparação com resultados de medição simultânea de corrente de descarga e campo eletromagnético: experimentos de descarga trigada (SCHOENE, 2003)**

Este item apresenta comparação de resultados gerados pelo modelo HEM com dados de medição de campo elétrico e magnético associados às descargas trigadas. Os dados utilizados nesta comparação foram obtidos por meio de medições realizadas em Camp Blanding, Flórida, durante o verão de 2001 (SCHOENE, 2003) para duas distâncias a partir da base de lançamento do foguete (15 m e 30 m). A Figura 4.13 destaca a representação da forma de onda de corrente utilizada nas simulações, referente ao evento S0105-1.



**Figura 4.13 – Representação da forma de onda da corrente de descarga utilizada nas simulações – Evento S0105-1 (SCHOENE, 2003).**

Assumiu-se a injeção da onda representada na Figura 4.13 na base do canal, condição similar ao fenômeno de descarga trigada. O canal de descarga foi simulado como um condutor vertical de raio 1 cm e condutividade do núcleo igual a 3183 S/m ( $R=1 \Omega/m$ ). Resultados gerados por simulações sistemáticas mostraram que a variação do valor da condutividade do núcleo do canal de  $5,7 \times 10^7$  S/m até 3183 S/m não alterou as características das ondas de campo eletromagnético gerado para as duas distâncias. Nas simulações, o canal foi considerado envolto em um envelope de corona de raio 1 m, representando a velocidade de propagação  $v=200$  m/ $\mu$ s.

A Figura 4.14 e a Figura 4.15 ilustram os resultados obtidos para os campos eletromagnéticos a 15 m e 30 m, respectivamente. Acrescentou-se a cada uma das figuras os resultados dos campos referentes à distribuição de corrente MTLE assumindo o mesmo valor de velocidade de propagação e a constante de atenuação  $\lambda=2000$  m (NUCCI, 1988).

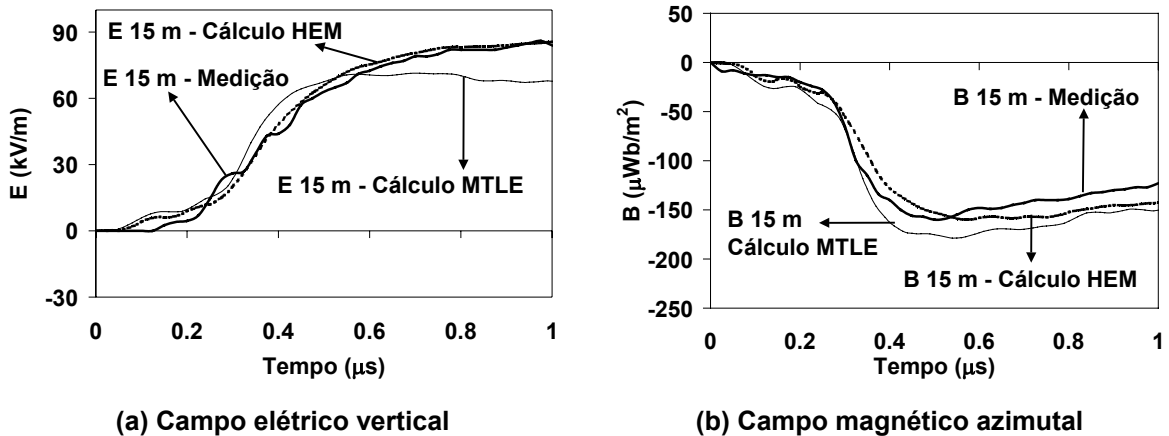


Figura 4.14 – Campos Eletromagnéticos a 15 m do canal de descarga.

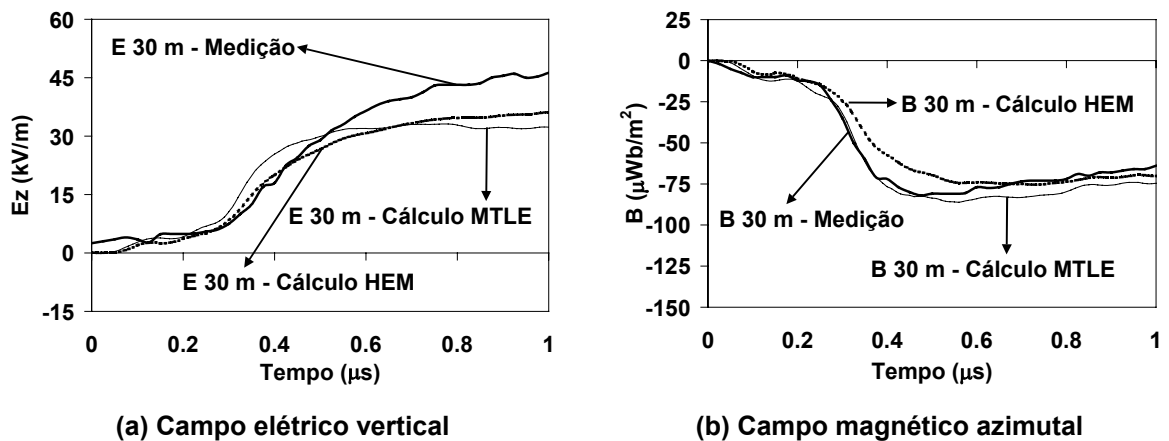


Figura 4.15 – Campos Eletromagnéticos a 30 m do canal de descarga.

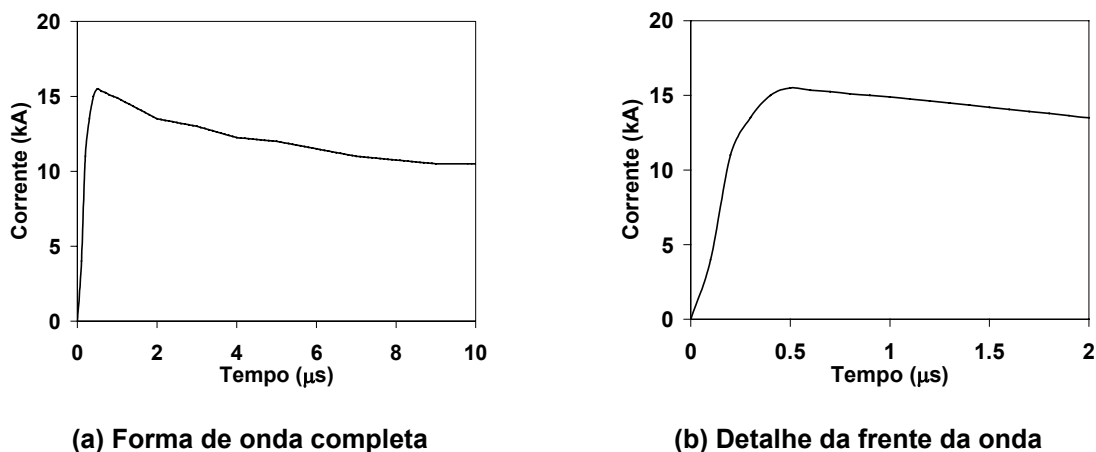
O resultado da Figura 4.14 denota a grande semelhança entre os campos medidos e os campos calculados pelo modelo HEM para a distância de 15 m. Neste caso, os formatos das ondas referentes ao campo elétrico são praticamente idênticos. Em relação à onda de campo magnético, observa-se uma pequena diferença entre as frentes das ondas medida e calculada. A onda calculada pelo modelo HEM é ligeiramente mais lenta, além de apresentar uma amplitude um pouco maior. Por sua vez, em relação à distância de 30 m (Figura 4.15), o crescimento mais lento da onda de campo magnético calculada se torna mais pronunciado. Para o campo elétrico, uma significativa diferença entre os valores máximos das ondas é destacada. As frentes de onda dos campos medido e calculado são iguais até um determinado instante de tempo. A partir daí, a onda calculada pelo modelo HEM apresenta um crescimento mais lento em comparação com a onda medida, atingindo, assim, um valor de amplitude máxima menor. Todavia, independente do ponto de observação, os resultados gerados pelo modelo HEM apresentaram uma melhor concordância com os campos medidos em relação à comparação com os resultados calculados pelo modelo MTLE.

**3) Comparação com resultados de medição simultânea de corrente de descarga e campo eletromagnético: experimentos de descarga trigada (THOTTAPILLIL, 1993)**

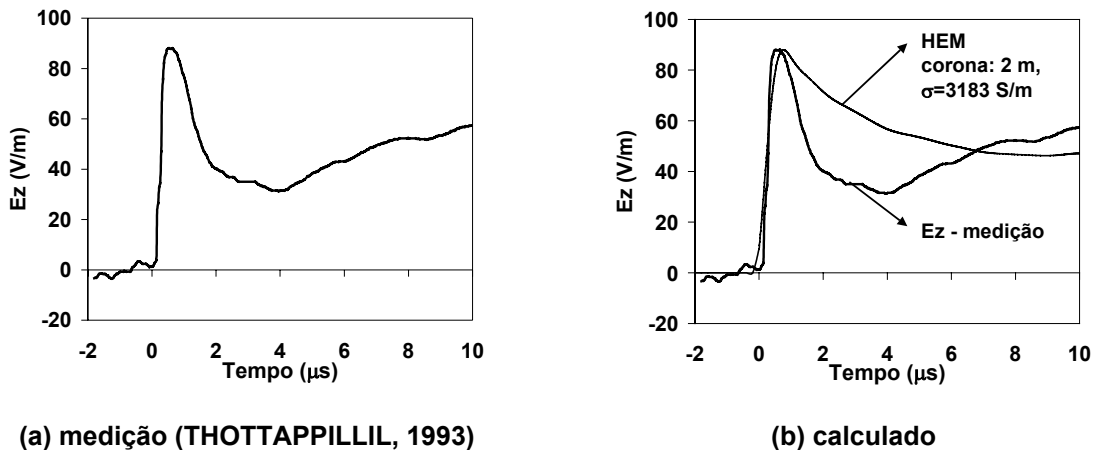
Em (THOTTAPPILLIL, 1993) são apresentados dados de medição de campo elétrico referentes aos experimentos de descargas trigadas realizados em 1987 no *NASA Kennedy Space Center* (KSC), Flórida. Todas as medições de campo foram realizadas a 5160 m de distância da base de lançamento do foguete.

A seguir, é realizada uma comparação com os resultados gerados pelo modelo HEM para o evento 8715-10. As formas de onda da corrente para esse evento e o campo elétrico vertical medido a 5160 m do ponto de incidência da descarga são apresentados na Figura 4.16 e Figura 4.17(a), respectivamente.

A simulação com o modelo HEM considerou o canal de descarga com raio equivalente de corona igual a 2 m e condutividade do núcleo do canal de 3183 S/m. Tais condições representam uma velocidade de propagação da onda de corrente no canal igual a 200 m/ $\mu$ s e valor de resistência por unidade de comprimento do canal de 1  $\Omega$ /m. O valor adotado nas simulações para a velocidade de propagação da onda de corrente é consistente com as estimativas de velocidade das medições apresentadas em (THOTTAPPILLIL, 1993). A Figura 4.17(b) apresenta os resultado de campo elétrico vertical associado à distribuição de corrente dos modelos HEM.



**Figura 4.16 – Representação da onda de corrente de descarga medida para o evento 8715-10 (THOTTAPPILLIL, 1993).**

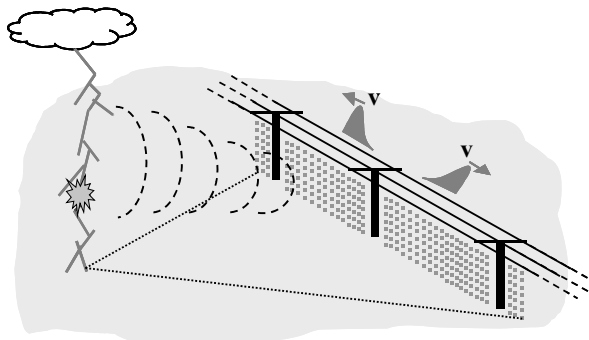


**Figura 4.17 – Campo elétrico vertical a 5160 m do ponto de incidência da descarga; Distribuição de corrente do modelo HEM assume corona 2 m e  $\sigma_{\text{núcleo}} = 3183 \text{ S/m}$**

O resultado de campo elétrico associado à distribuição de corrente gerada pelo modelo HEM se mostrou coerente com os dados de medição no que tange ao formato da frente de onda e valor de pico do campo elétrico. As formas de onda após o pico, porém, diferem razoavelmente. A onda de campo medido apresenta um decréscimo após atingir o pico e volta a apresentar um crescimento a partir de 4  $\mu\text{s}$ . Esse comportamento não conseguiu ser reproduzido pelo modelo HEM. De acordo com (THOTTAPPILLIL, 1993), outros modelos de engenharia testados como TL, MTLE, TCS, DU também não foram capazes de representar tal característica para a onda de campo elétrico vertical. Explicações para este comportamento pouco usual do campo elétrico vertical são desconhecidas.

#### 4.6.2 Cálculo de Tensões Induzidas em Linhas Utilizando o HEM

A Figura 4.18 apresenta de forma ilustrativa o problema a ser analisado.



**Figura 4.18 – Sistema canal de descarga-linha.**

A propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga, sob o ponto de vista do modelo HEM, estabelece um campo elétrico conservativo (natureza divergente) associado à corrente transversal. Para o caso do solo representado como um plano condutor perfeito, as linhas de fluxo associadas a esta parcela do campo elétrico fecham-se ortogonalmente à superfície do solo. Além disso, tal propagação determina o estabelecimento de um campo elétrico não-conservativo, associado à corrente longitudinal, que gera tensões nos percursos delimitados entre a linha e a superfície do solo.

A tensão induzida em uma linha é definida como a integração do campo elétrico total estabelecido entre um ponto da superfície do solo e o ponto do condutor posicionado exatamente acima. Para realização desta integração, deve-se considerar tanto a parcela de campo elétrico conservativo quanto a parcela de campo elétrico não-conservativo.

$$\vec{E}_{total} = \vec{E}_{conservativo} + \vec{E}_{n\tilde{a}o-conservativo} \quad (4.20)$$

$$\vec{E}_{total} = -\nabla\Phi - j\omega\vec{A} \quad (4.21)$$

$$TI_{total} = -\int \vec{E}_{total} \cdot d\vec{l} = -\int \vec{E}_{conservativo} \cdot d\vec{l} - \int \vec{E}_{n\tilde{a}o-conservativo} \cdot d\vec{l} \quad (4.22)$$

O campo elétrico conservativo em um ponto está associado ao potencial escalar  $\Phi$  nesse ponto conforme destacado pelas equações (4.23) e (4.24).

$$\vec{E}_{conservativo} = -\nabla\Phi \quad (4.23)$$

$$\Phi = \frac{1}{4\pi[\sigma(\omega) + j\omega\varepsilon(\omega)]} \int_{L_j} \frac{I_{Tj} e^{-\gamma r}}{r} dl_j \quad (4.24)$$

No caso do modelo HEM, a fonte responsável por gerar esse potencial escalar é a corrente transversal  $I_T$ . Aplicando-se (4.22) em (4.23) e (4.24), obtém-se a formulação para a parcela conservativa da tensão induzida.

$$TI_{conservativa} = \Phi = \frac{1}{4\pi[\sigma(\omega) + j\omega\varepsilon(\omega)]} \int_{L_j} \frac{I_{Tj} e^{-\gamma r}}{r} dl_j \quad (4.25)$$

Para a consideração de canal vertical e linha horizontal, o potencial nodal gerado em um ponto do condutor da linha possui apenas características conservativas, estando associado à corrente transversal do canal de descarga<sup>1</sup>. Avaliações realizadas com o

---

<sup>1</sup> O potencial vetor magnético gerado pela corrente longitudinal que flui em um canal vertical possui direção vertical, sendo esta ortogonal à direção do condutor da linha horizontal. Desta forma, este potencial vetor magnético não contribui para o potencial nodal e as correntes transversal e longitudinal induzidas na linha.

modelo HEM assumindo estas condições específicas destacaram a igualdade entre os valores de potencial nodal e potencial escalar para um mesmo ponto do sistema. Sendo assim e para esta geometria do problema em questão, definiu-se a parcela conservativa da tensão induzida para um determinado ponto da linha como o potencial nodal naquele ponto.

$$TI_{conservativa} = V_{nodal} \quad (4.26)$$

Por sua vez, a parcela de campo elétrico não-conservativo está associado ao potencial vetor  $\vec{A}$ , conforme mostra a equação (4.27). A integral dessa parcela no caminho reto entre a superfície do solo e o ponto do condutor da linha posicionado imediatamente acima, define a parcela não-conservativa da tensão induzida. Substituindo (4.27) e (4.28) em (4.22), obtém-se a expressão para tal parcela,

$$\vec{E}_{não-conservativo} = -j\omega\vec{A} \quad (4.27)$$

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{L_j} I_{L_j} \frac{e^{-\gamma r}}{r} d\vec{l}_j \quad (4.28)$$

$$TI_{não-conservativa} = j\omega \int_0^h \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (4.29)$$

onde  $h$  é a altura do condutor da linha e  $\vec{A}$  é o potencial vetor magnético associado à corrente longitudinal do canal de descarga.

A tensão induzida total em um ponto da linha é definida pelo somatório das equações (4.26) e (4.29).

A seguir, é apresentado um resultado de tensão induzida gerado pela aplicação do modelo HEM. Simulou-se a incidência de uma descarga a 100 m do centro de uma linha com 300 m de comprimento e representada por um único condutor horizontal posicionado a 10 m da superfície do solo. Uma onda de corrente do tipo triangular (1/50  $\mu$ s) e com valor de pico igual a 1 kA foi considerada injetada na base do canal de descarga. As extremidades da linha e o topo do canal apresentam casamento de impedâncias para minimizar os efeitos de reflexão. O solo foi representado como um plano condutor perfeito. A Figura 4.19 ilustra a configuração investigada, enquanto a Figura 4.20 destaca os resultados de tensão induzida para o centro e extremidades da linha.

---

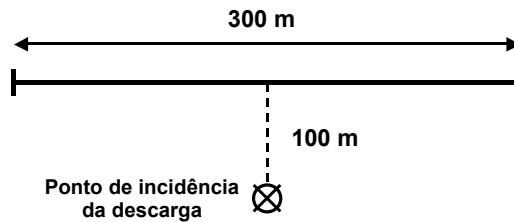


Figura 4.19 – Configuração da linha e ponto de incidência da descarga.

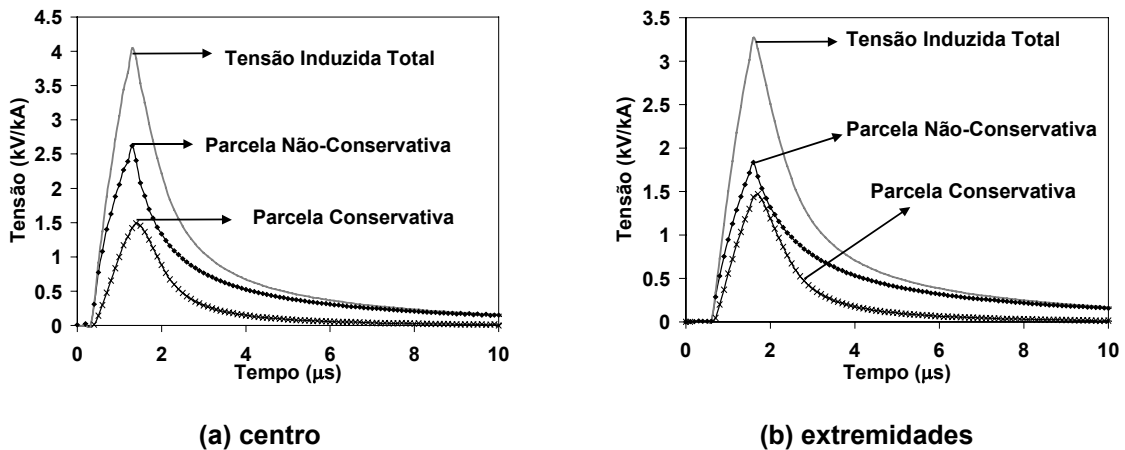


Figura 4.20 – Tensão Induzida no centro e nas extremidades da linha.

De acordo com o resultado da Figura 4.20, observa-se que, para o tipo de incidência de descarga simulado (frontal à linha e equidistante de suas extremidades), o valor crítico de tensão induzida ocorre no ponto central da linha (ponto mais próximo em relação ao canal de descarga). Para este ponto, o valor de pico de tensão induzida é igual a 4,04 kV/kA. Na extremidade da linha, esse valor diminui para 3,27 kV/kA, uma redução de 19%.

Assumindo linearidade entre os valores de pico da corrente de descarga e da tensão induzida, pode-se estimar o valor máximo desta tensão na linha para valores típicos de corrente de descarga. A simulação realizada representa condições bastante semelhantes à ocorrência de descargas subsequentes. Dois pontos justificam esta associação. O primeiro deles está relacionado à consideração da injeção de corrente no canal a partir do nível do solo, simulando a ausência de canal ascendente de descarga (*upward leader*). O segundo ponto se refere ao tempo de frente assumido para a onda de corrente que se propaga no canal, igual a 1  $\mu\text{s}$ . De acordo com (VISACRO, 2004e), o valor mediano do tempo de frente das correntes das descargas subsequentes medidas na

estação do Morro do Cachimbo, Brasil, é de  $0,875 \mu\text{s}^2$ . Sendo assim, o resultado de tensão induzida apresentado na Figura 4.20 pode ser extrapolado para valores de pico de corrente típicos de descargas subseqüentes. O valor mediano da amplitude máxima de corrente de descargas subseqüentes medidas na estação do Morro do Cachimbo é de 16 kA (VISACRO, 2004e). Para essa condição, os valores máximos de tensão induzida no centro e na extremidade da linha são, aproximadamente, 64,7 kV e 52,3 kV, respectivamente.

Em relação às parcelas que compõem a tensão induzida, observa-se um predomínio da parcela não-conservativa sobre a parcela conservativa para as condições simuladas. Com o aumento da distância entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de observação ao longo da linha, há a redução no valor de pico da parcela não-conservativa (de 2,62 kV/kA no centro para 1,83 kV/kA nas extremidades). A valor máximo da parcela conservativa pouco se altera.

---

<sup>2</sup> Este valor corresponde ao parâmetro Td10, definido como  $Td10=T10/0,8$ . T10 é o intervalo de tempo entre as amplitudes de 10% e 90% do valor máximo da corrente na frente da onda.

---

---

---

# 5 Resultados e Análises

## 5.1 Introdução

Este capítulo apresenta um conjunto extenso de resultados gerados pela aplicação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas. Por meio da realização de simulações sistemáticas, diversas análises de sensibilidade foram desenvolvidas relacionando o efeito de cada um dos parâmetros em estudo na tensão induzida resultante na linha.

Diversos aspectos são analisados ao longo desse capítulo. Inicialmente, são apresentados os efeitos dos parâmetros geométricos do sistema linha-canál, como ponto de incidência da descarga, distância relativa entre canal e linha, altura da linha, altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga (ponto de *attachment*) e inclinação do canal na tensão induzida resultante. O item 5.4 desse capítulo compreende avaliações dedicadas ao efeito da configuração da linha e alguns de seus componentes na tensão induzida. Dois tipos de configuração física de linha foram utilizados: uma configuração de linha ilustrativa e uma configuração de linha normalmente aplicada em redes de distribuição de baixa tensão no Brasil. Além disso, são investigados os níveis de tensão induzida ao longo do sistema e na entrada de serviço do consumidor. A influência da distribuição espacial e temporal da corrente de retorno na tensão induzida é

---

abordada no item 5.5. As avaliações compreendem o efeito da representação das perdas do núcleo do canal e do envelope de corona em torno do canal, além do efeito da variação da velocidade de propagação da onda de corrente de retorno. A validação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas é realizada pela comparação com resultados gerados por outras modelagens e dados experimentais de medição de tensão induzida. As seções 5.6 e 5.7 contemplam tais resultados.

Para uma melhor compreensão do texto, apresenta-se na Tabela 5.1, a organização do capítulo de forma esquemática, incluindo as análises de sensibilidade realizadas.

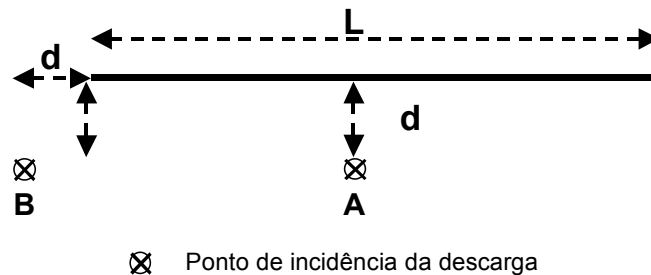
**Tabela 5.1 – Organização do capítulo.**

5.2 Comentários Gerais a Respeito das Simulações
5.3 Parâmetros Geométricos Associados à Posição Relativa do Sistema Linha-Canal de Descarga
5.3.1 Influência da Distância Relativa entre Canal de Descarga e Linha
5.3.2 Comportamento da Tensão Induzida de Acordo com o Ponto de Incidência da Descarga
5.3.3 Influência da Altura da Linha
5.3.4 Efeito da Inclinação do Canal de Descarga
5.3.5 Efeito da Altura do ponto de <i>Attachment</i>
5.4 Influência dos Parâmetros de Linha nas Tensões Induzidas
5.4.1 Parâmetros de Linha – Configuração Ilustrativa
5.4.2 Análise dos Níveis de Tensão Induzida em Redes de Baixa Tensão
5.5 Influência da Distribuição Espacial e Temporal da Corrente de Retorno nas Tensões Induzidas
5.5.2 Influência das Perdas do Núcleo do Canal de Descarga
5.5.3 Influência da Representação do Envelope de Corona em Torno do Canal
5.5.4 Influência da Velocidade de Propagação da Onda de Corrente de Descarga
5.6 Comparação de Resultados Gerados pelo Modelo HEM e Modelagens Tradicionais para o Cálculo de Tensões Induzidas
5.7 Comparação de Resultados Gerados pelo Modelo HEM com Dados Experimentais de Tensão Induzida

## **5.2 Comentários Gerais a Respeito das Simulações**

As análises de sensibilidade apresentadas ao longo desse capítulo se referem a dois tipos de ponto de incidência de descarga, conforme ilustrado na Figura 5.1. O ponto de incidência A está associado à incidência de descarga em posição frontal em relação ao centro da linha e eqüidistantes de suas extremidades. Por sua vez, o ponto de incidência B se refere a uma condição de descarga incidindo uma região próxima a uma das

extremidades da linha. O valor da distância  $d$  entre o ponto de incidência e o condutor da linha adotado para cada tipo de simulação, bem como o comprimento da linha  $L$  utilizado será destacado em cada seção.



**Figura 5.1 – Pontos de incidência de descarga simulados.**

Em todos os casos avaliados ao longo desse capítulo, as extremidades da linha apresentam casamento de impedâncias de forma a evitar efeitos de reflexão e representar uma condição de continuidade elétrica do sistema.

De forma geral, adotou-se como forma de onda para a corrente injetada no canal de descarga uma onda do tipo triangular com 1 kA de pico, conforme destacado na Figura 5.2.

Boa parte dos resultados apresentados neste capítulo é expressa em kV/kA. Por causa da existência de relação linear entre tensão induzida e amplitude da corrente de descarga (BARKER, 1996), a extrapolação dos resultados para uma condição referente a valores típicos de corrente de descarga pode ser realizada pela multiplicação dos valores instantâneos de tensão induzida indicados nos gráficos e o valor de corrente desejado. Todavia, para que tal extrapolação seja consistente, é importante que seja adotada coerência no uso de valores dos parâmetros característicos de cada tipo de descarga (primeira descarga ou descarga subsequente), tais quais a amplitude de corrente, o tempo de frente da onda de corrente e a altura do ponto de *attachment*.

Em grande parte dos casos, utilizou-se tempo de frente ( $t_f$ ) igual a 1  $\mu$ s e tempo de meia onda de 50  $\mu$ s. Para os resultados associados à adoção de outra forma de onda para a corrente injetada no canal que não a especificada na Figura 5.2, comentários sobre a forma de onda correspondente serão apresentados oportunamente.

O canal de descarga é simulado como um condutor vertical com 1800 m de comprimento. Para os tempos de análise de tensão induzida usualmente adotados, tal comprimento é suficiente. Comprimentos de canal superiores a este não contribuem para

modificação da onda de tensão induzida. Adicionou-se ao topo do canal um elemento com impedância concentrada de forma a minimizar efeitos de reflexão indesejáveis que pudessem contaminar os resultados. Todos os resultados apresentados nesse capítulo se referem a uma condição de solo ideal, representado como um plano condutor perfeito.

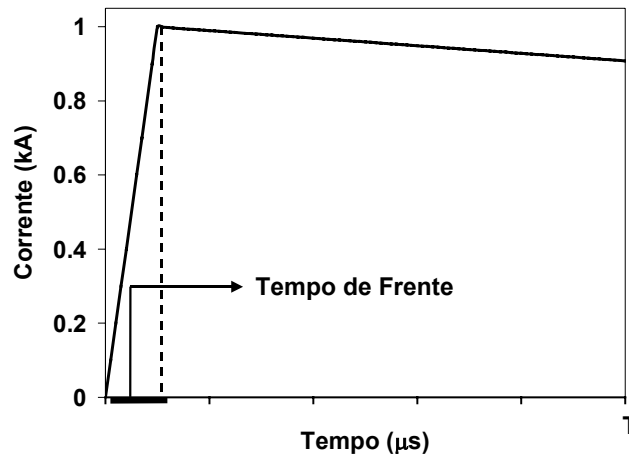


Figura 5.2 – Representação da onda de corrente triangular com valor de pico igual a 1kA.

### **5.3 Parâmetros Geométricos Associados à Posição Relativa do Sistema Linha-Canal de Descarga**

Esta seção apresenta avaliações a respeito da influência de parâmetros geométricos envolvidos no posicionamento relativo entre o condutor da linha e o ponto de incidência da descarga. Serão destacados os efeitos do ponto de incidência da descarga, da distância relativa entre canal e linha, altura do condutor da linha, inclinação do canal em relação ao condutor da linha e altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga (ponto de *attachment*) na tensão induzida resultante.

Em todos os casos aqui analisados, salvo quando diferentemente especificado, a linha é considerada com 1 km de comprimento e posicionada a 10 m da superfície do solo. Assumiu-se a injeção de uma onda de corrente triangular 1/50  $\mu$ s com 1 kA de pico na base do canal.

### 5.3.1 Influência da Distância Relativa entre Canal de Descarga e Linha

Para análise da influência da distância relativa entre canal e linha, simulou-se a incidência de uma descarga frontal em relação ao centro da linha e equidistante de suas extremidades (ponto de incidência A, Figura 5.1) e quatro valores de distância entre canal de descarga e centro da linha foram considerados: 50, 100, 500 e 1000 m. Os resultados de tensão induzida para o centro e a extremidade da linha são apresentados na Figura 5.3. A Tabela 5.2 indica os valores de pico das tensões resultantes.

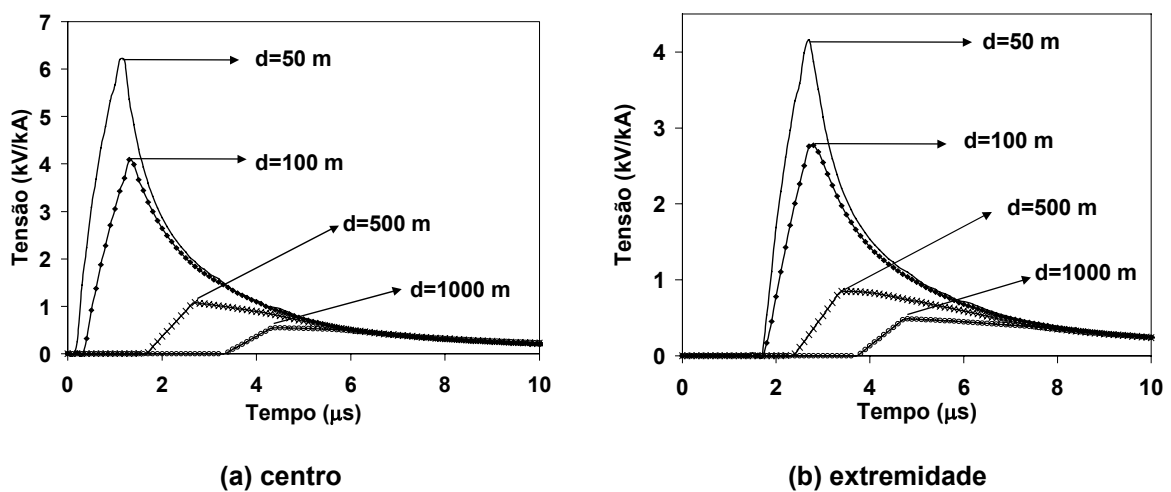


Figura 5.3 – Tensão induzida na linha para quatro distâncias entre canal de descarga e a região central da linha; onda de corrente injetada no canal: triangular 1/50 μs, 1kA de pico.

Tabela 5.2 – Valores de pico de tensão induzida – Influência da distância relativa canal-linha.

Distância entre canal e centro da linha (m)	$V_{\text{pico}}$ (kV/kA) Centro	Redução (%) Centro	$V_{\text{pico}}$ (kV/kA) Extremidade	Redução (%) Extremidade
50	6,20	-	4,16	-
100	4,09	34%	2,77	33,4%
500	1,08	82,6%	0,85	79,6%
1000	0,55	91,1%	0,49	88,2%

Os resultados apresentados mostram, naturalmente, a redução da amplitude de tensão induzida com o aumento da distância entre canal de descarga e linha, uma vez que a intensidade do campo eletromagnético diminui com a distância até o ponto de observação. O aumento da distância entre canal e linha de 50 m para 500 m provoca uma redução de aproximadamente 80% no valor de pico da tensão induzida. Considerando

a descarga incidindo a 1 km do centro da linha, tal diminuição é ainda maior, da ordem de 90%.

### 5.3.2 Comportamento da Tensão Induzida de Acordo com o Ponto de Incidência da Descarga

#### 5.3.2.1 PONTO DE INCIDÊNCIA A (DESCARGA FRONTAL AO CENTRO DA LINHA E EQÜIDISTANTES DE SUAS EXTREMIDADES): PERFIL DO VALOR MÁXIMO DE TENSÃO INDUZIDA AO LONGO DA LINHA

A Figura 5.4 destaca o comportamento do pico de tensão induzida para diversos pontos de observação ao longo da linha considerando quatro distâncias entre o ponto de incidência da descarga e o centro da linha:  $d=50\text{m}$ ,  $100\text{m}$ ,  $500\text{m}$  e  $1000\text{m}$ .

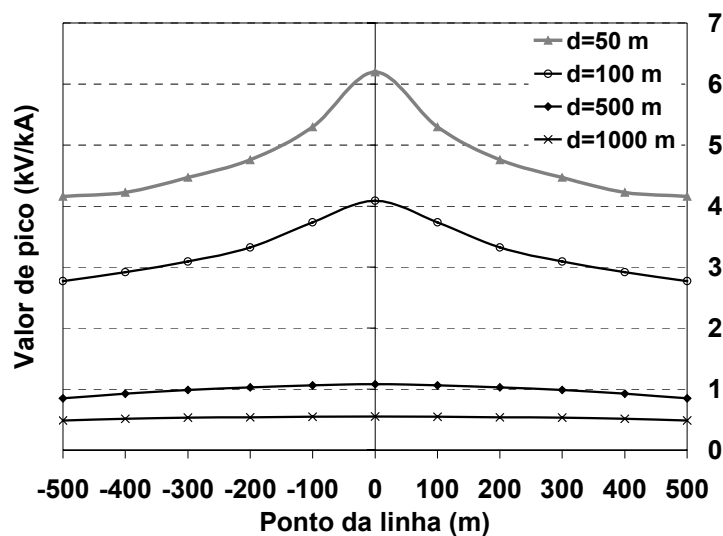


Figura 5.4 – Perfil de tensão induzida ao longo da linha considerando o ponto de incidência A; onda de corrente injetada no canal: triangular  $1/50\ \mu\text{s}$  com  $1\text{kA}$  de pico.

O resultado apresentado na Figura 5.4 confirma o centro da linha como a região que apresenta os valores mais críticos de tensão induzida. Com o aumento da distância entre o ponto de incidência da descarga e a linha, observa-se uma tendência de equalização entre os valores máximos de tensão induzida ao longo da linha. O valor máximo de tensão induzida em todos os pontos da linha é bastante semelhante quando considera-se a incidência da descarga a  $1000\text{m}$  da região central da linha, de acordo com a Figura 5.4. Tal comportamento se explica pelo fato do campo eletromagnético irradiado

pela corrente de descarga passar a “iluminar” de maneira mais uniforme todos os pontos da linha com o aumento da distância entre o canal e a região central da linha.

### 5.3.2.2 PONTO DE INCIDÊNCIA B (DESCARGA PRÓXIMA A UMA DAS EXTREMIDADES DA LINHA)

Para este caso, simulou-se a incidência de uma descarga próxima à extremidade esquerda da linha, conforme mostra a Figura 5.5. As formas de onda de tensão induzida obtidas para o centro e as extremidades da linha, assim como o perfil dos valores máximos de tensão induzida ao longo da linha são apresentados na Figura 5.6 e Figura 5.7, respectivamente.

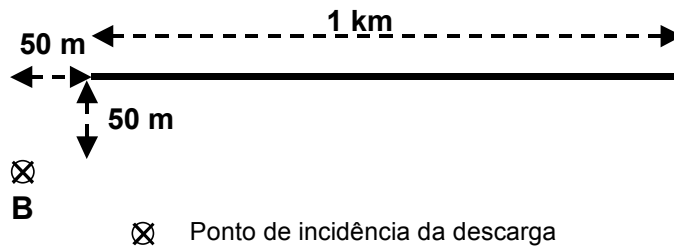


Figura 5.5 – Ponto de incidência de descarga simulado: B (descarga próxima a uma das extremidades da linha).

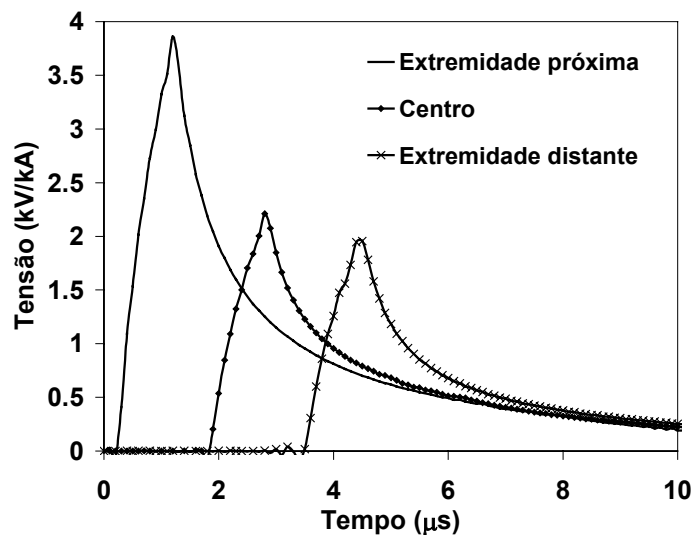
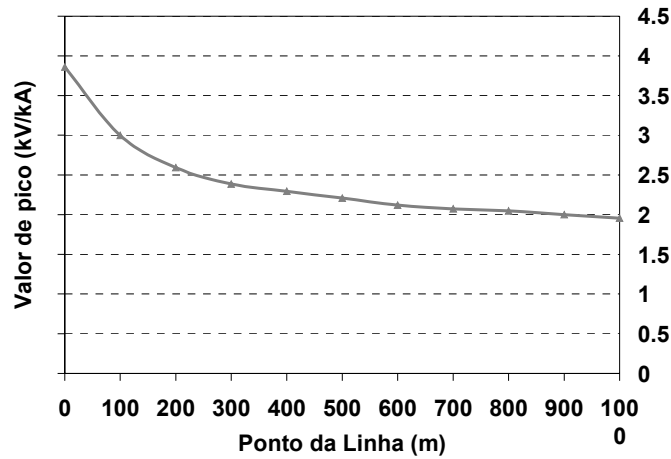


Figura 5.6 – Tensões Induzidas no centro e extremidades da linha assumindo ponto de incidência B; onda de corrente injetada no canal: triangular 1/50 μs com 1kA de pico.



**Figura 5.7 – Perfil dos valores máximos de tensão induzida ao longo da linha assumindo o ponto de incidência B; onda de corrente injetada no canal: triangular 1/50  $\mu$ s, 1kA de pico.**

Os resultados apresentados na Figura 5.6 e Figura 5.7 denotam a extremidade da linha mais próxima ao ponto de incidência da descarga como o ponto no qual ocorre o valor mais crítico de tensão induzida na linha (aproximadamente 3,8 kV/kA). À medida que o ponto de observação ao longo da linha se afasta do canal de descarga, ocorre a redução dos valores máximos de tensão induzida, conforme indicado na Figura 5.7.

### 5.3.3 Influência da Altura da Linha

Para análise da importância relativa da altura da linha na amplitude da tensão induzida, simulou-se uma descarga partindo do solo e incidindo próxima ao centro da linha (Ponto de incidência A). Quatro valores para altura do condutor da linha foram considerados: 5, 10, 15 e 20 m. Os resultados obtidos para a tensão induzida no centro e na extremidade da linha são apresentados na Figura 5.8. Os valores de pico de tensão induzida são destacados na Tabela 5.3.

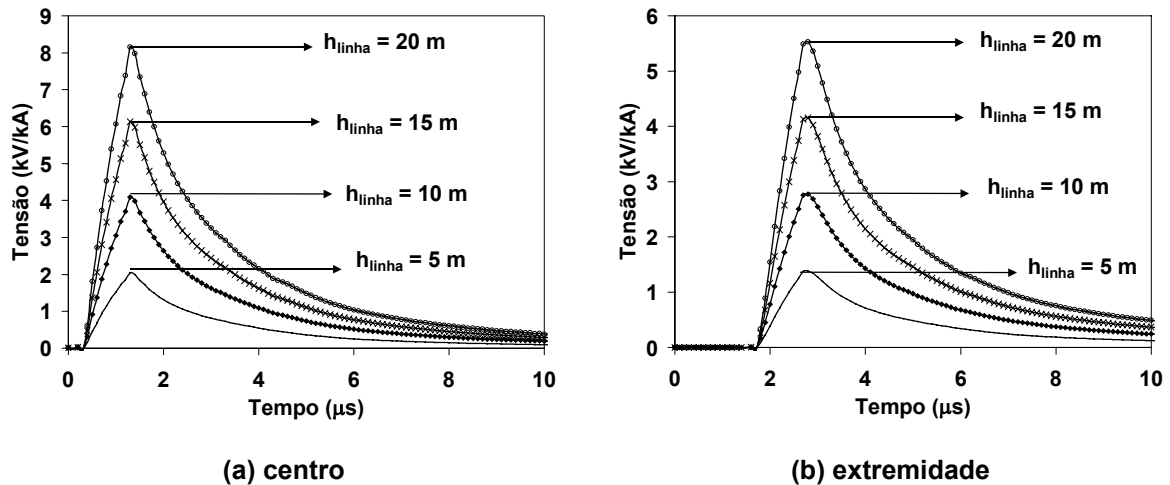


Figura 5.8 – Tensão Induzida na linha para quatro valores de altura da linha; onda de corrente injetada no canal: triangular 1/50 μs com 1kA de pico.

Tabela 5.3 – Valores de pico de Tensão Induzida – Influência da altura da linha; onda de corrente injetada no canal: triangular 1/50 μs com 1kA de pico.

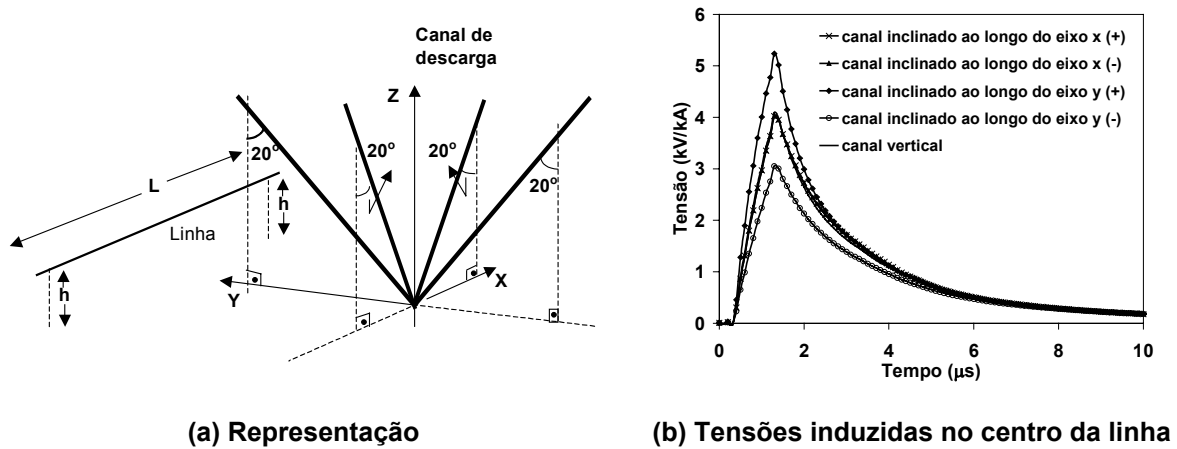
Altura da linha (m)	$V_{\text{pico}}$ (kV/kA) Centro	$V_{\text{pico}}$ (kV/kA) Extremidade
5	2,04	1,38
10	4,08	2,77
15	6,12	4,15
20	8,16	5,52

Os resultados obtidos destacam a existência de um aumento proporcional da amplitude de tensão induzida com a elevação da altura da linha. Este comportamento é explicado pelo acréscimo da área que enlaça o fluxo magnético, constituída entre o condutor da linha e a superfície do solo.

### 5.3.4 Efeito da Inclinação do Canal de Descarga

Geralmente, os estudos de tensão induzida apresentados na literatura assumem o canal de descarga como sendo vertical. Os efeitos das tortuosidades e da inclinação do canal são desconsiderados nos cálculos. Para se avaliar a influência da inclinação do canal nas tensões induzidas, simulou-se o canal de descarga representado na Figura 5.9(a) com inclinações arbitrárias em relação ao eixo da linha. As inclinações foram consideradas ao longo do eixo x (variação lateral em relação à linha) e eixo y. Para esse último caso, a variação positiva em relação ao eixo y corresponde ao canal se aproximando da linha,

enquanto a variação negativa em relação ao eixo y se refere ao canal se afastando da linha. Os resultados obtidos para tensão induzida no centro da linha são apresentados na Figura 5.9(b).



**Figura 5.9 – Efeito da inclinação do canal de descarga na tensão desenvolvida no centro da linha; onda de corrente injetada no canal: triangular 1/50  $\mu$ s com 1kA de pico.**

Pela análise da Figura 5.9(b), observa-se para o caso de canal com inclinação lateral em relação à linha (variação ao longo do eixo x) um efeito praticamente desprezível na onda de tensão induzida. Por outro lado, o efeito da inclinação do canal se torna bastante significativo quando o canal é considerado se aproximando da linha. Nesse caso, a amplitude de tensão induzida é quase 27% maior em relação ao caso vertical. Tal aumento é justificado pelo fato dos elementos de corrente que constituem o canal de descarga se encontrarem mais próximos da linha, intensificando, assim, seu efeito na determinação da tensão induzida. Quando o canal é considerado se afastando da linha, ocorre a redução na amplitude de tensão induzida na mesma porcentagem do caso anterior. A Tabela 5.4 apresenta os valores de pico de tensão induzida para cada um dos tipos de inclinação simulados.

**Tabela 5.4 – Valores de pico de Tensão Induzida no centro da linha - Efeito da inclinação do canal de descarga.**

Tipo de inclinação	$V_{\text{pico}}$ (kV/kA) Centro	Varição em relação à condição de canal vertical (%)
Canal vertical	4,1	-
Inclinação lateral (X+)	4,02	-1,71%
Inclinação lateral (X-)	4,02	-1,71%
Canal se aproximando da linha (inclinação Y+)	5,2	26,8%
Canal se afastando da linha (inclinação Y-)	3,0	-26,8%

---

Esses resultados denotam a importância da inclinação do canal de descarga para as avaliações do valor de pico de tensão induzida em linhas. Um estudo similar é apresentado em (SAKAKIBARA, 1989) destacando essa mesma relevância.

### **5.3.5 Efeito da Altura do Ponto de Conexão entre os Canais Ascendente e Descendente de Descarga (“Ponto de *Attachment*”)**

#### **5.3.5.1 INVESTIGAÇÕES APRESENTADAS NA LITERATURA**

Avaliações sobre o efeito da altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga nas tensões induzidas em linhas não são muito comuns na literatura. Algumas investigações a respeito desse tema podem ser encontradas em (PIANTINI, 1996a, 2003a), (BABA, 2005b, 2006). Comentários gerais a respeito desses trabalhos são apresentados a seguir.

Piantini (1996a) mostra que as magnitudes das tensões induzidas calculadas a 1000 m do centro de uma linha com 4 km de comprimento, representada por um único condutor posicionado 10 m acima do nível do solo e considerando a incidência da descarga a 50 m do centro da linha, se reduzem com a elevação da altura do ponto de conexão entre os canais de descarga. A mesma conclusão é apresentada em (PIANTINI, 2003a) para a tensão induzida no centro de uma linha com 10 km de comprimento, 10 m de altura e descarga ocorrendo a 60 m do centro da linha. Em ambos os trabalhos, a corrente de descarga simulada possuía formato triangular, tempo de frente igual a 3  $\mu$ s e velocidade de propagação  $v=0,3c$ . Além disso, as simulações desconsideraram a presença de reflexões na base do canal. As avaliações foram realizadas adotando-se o modelo estendido de Rusck (*Extended Rusck Model – ERM*), baseado na teoria de acoplamento linha-canál desenvolvida em (RUSCK, 1958). Modificações na formulação originalmente proposta por Rusck permitiram a representação tanto de um objeto elevado quanto de um canal ascendente de descarga nesse modelo.

Baba (2005b, 2006) examina as razões entre as magnitudes de tensão induzida em uma linha para os casos de incidência de descarga sobre um objeto elevado ou diretamente na superfície do solo. Um objeto elevado também pode ser visto como um canal ascendente de descarga (BABA, 2005b, 2006). Diversos valores de altura para o objeto elevado e tempos de frente da corrente de descarga foram adotados nas

---

simulações. Para o caso em que foi considerada a ausência de reflexões tanto na base quanto no topo do objeto elevado, os resultados obtidos mostraram a diminuição da amplitude de tensão induzida com a elevação da altura do objeto elevado. Em outras palavras, quanto maior a altura considerada para o ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga, menor a amplitude da tensão induzida na linha. As tensões induzidas foram calculadas com base no método das diferenças finitas no domínio do tempo - FDTD (*Finite Difference Time Domain*) aplicado para solução das equações de Maxwell (YEE, 1966). A distribuição de corrente ao longo do canal de descarga e do objeto elevado foi obtida adotando-se o modelo TL estendido para inclusão do objeto elevado (BABA, 2005a).

Avaliações preliminares realizadas em (SILVEIRA, 2002a, 2002b) indicavam que a influência da altura do ponto de *attachment* nas tensões induzidas em linhas teria o sentido de aumentar a amplitude desta tensão com a elevação do ponto de *attachment*. Posteriormente, foi constatado que tal comportamento era resultado de um erro de sinal da onda de corrente relativa ao canal ascendente de descarga. Em (SILVEIRA, 2006a), mostra-se que na realidade, o aumento da altura da conexão promove efetivamente a redução da amplitude da tensão induzida.

### 5.3.5.2 APLICAÇÃO DO HEM PARA AVALIAÇÃO DA INFLUÊNCIA DO PONTO DE ATTACHMENT NAS TENSÕES INDUZIDAS

Esta investigação foi realizada simulando-se a incidência de uma descarga a 100 m do centro de uma linha, representada por um único condutor, com 300 m de comprimento e localizada a 10 m de altura. As extremidades da linha foram consideradas casadas. A Figura 5.10 ilustra a posição relativa entre linha e canal adotada nas simulações.

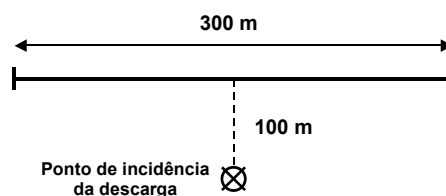


Figura 5.10 – Posição relativa entre canal e linha adotada nas simulações.

Foram consideradas três alturas para o ponto de conexão entre os canais de descarga (ponto de *attachment*): 0, 100 e 300 m. Nos resultados apresentados a seguir, a

---

impedância da base do canal foi considerada casada com a impedância equivalente do solo vista pela corrente incidente, evitando, assim, a reflexão de corrente no nível do solo.

Uma onda de corrente do tipo triangular com 1 kA de pico foi assumida injetada no ponto de conexão entre os canais de descarga. Dois valores para o tempo de frente ( $t_f$ ) da onda de corrente foram considerados nas simulações: 1 e 4  $\mu$ s. Em todos os casos, o tempo de meia onda foi fixado em 50  $\mu$ s. As avaliações também consideraram dois valores de velocidade de propagação da corrente:  $c$  (velocidade da luz) e  $0,3c$ . Alguns dos resultados aqui apresentados também podem ser encontrados em (SILVEIRA, 2006a).

A Figura 5.11 apresenta as ondas de tensão induzida desenvolvidas no centro da linha para as alturas do ponto de *attachment*, velocidades de propagação e tempos de frente da onda de corrente no canal adotados nas simulações. Os resultados obtidos denotam a redução da amplitude da tensão induzida com a elevação da altura do ponto de conexão entre os canais. Tal redução se mostrou mais intensa para as tensões induzidas associadas às ondas de corrente de descarga com tempo de frente maior e velocidade de propagação mais lenta.

Para o caso referente à onda de corrente de descarga com tempo de frente de 1  $\mu$ s e velocidade de propagação  $c$ , o decréscimo na amplitude de tensão induzida foi de aproximadamente 6,7% para conexão dos canais de descarga a 100 m do solo. Quando a altura da conexão foi elevada para 300 m do solo, a diminuição observada foi de aproximadamente 23%. Mantendo-se o mesmo valor para o tempo de frente e reduzindo-se a velocidade de propagação da corrente para  $0,3c$ , a diminuição no pico de tensão induzida é ainda maior: 12% e 55%, respectivamente para as alturas de conexão a 100 m e 300 m. A Tabela 5.5 e a Tabela 5.6 destacam os valores de pico de tensão induzida e a redução equivalente em relação à consideração da corrente de descarga partindo do solo.

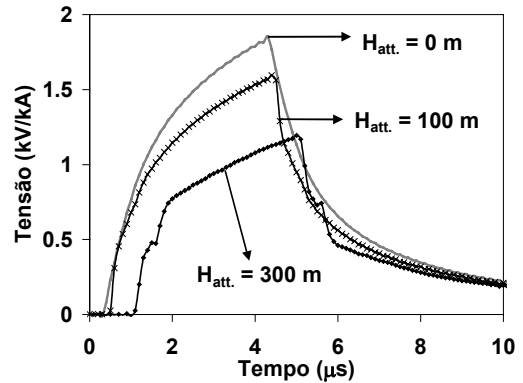
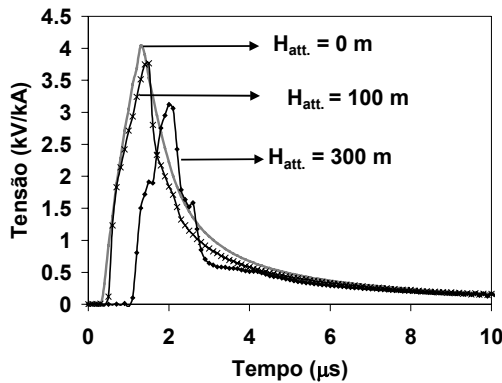
Os resultados obtidos denotam, para algumas condições específicas, um comportamento bipolar da forma de onda da tensão induzida, como o observado para o caso em que se assume a conexão entre os canais de descarga a 300 m de altura e velocidade de propagação da corrente  $v=0,3c$ . Tal característica pode ser explicada pelo efeito negativo da componente conservativa da tensão induzida associada ao canal ascendente de descarga. Maiores detalhes serão apresentados ao longo dessa seção.

---

TEMPO DE FRENTE: 1  $\mu$ s

TEMPO DE FRENTE: 4  $\mu$ s

Velocidade de propagação da onda de corrente de descarga: c



Velocidade de propagação da onda de corrente de descarga: 0,3 c

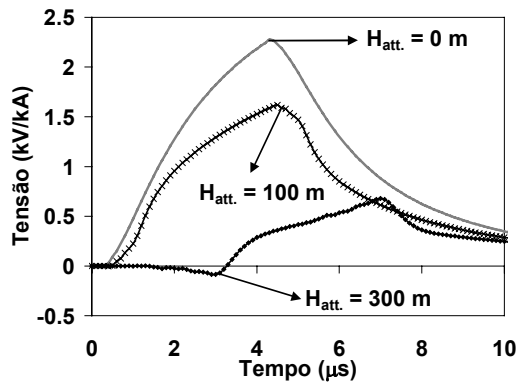
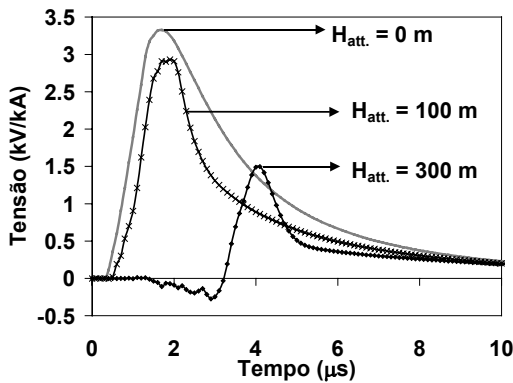


Figura 5.11 - Efeito da altura do ponto de conexão entre os canais de descarga na tensão induzida gerada no centro da linha para duas velocidade de propagação da onda de corrente no canal ( $c$  e  $0.3 c$ ); coluna da esquerda:  $t_f=1 \mu s$  e coluna da direita:  $t_f=4 \mu s$ .

Tabela 5.5 – Valores de pico de Tensão Induzida - Tempo de frente: 1  $\mu$ s.

Altura do ponto de conexão (m)	$v=c$		$v=0,3 c$	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)
0	4,04	-	3,33	-
100	3,77	6,69%	2,93	12,01%
300	3,12	22,77%	1,5	54,95%

Tabela 5.6 – Valores de pico de tensão induzida - Tempo de frente: 4  $\mu$ s.

Altura do ponto de conexão (m)	$v=c$		$v=0,3 c$	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)
0	1,85	-	2,27	-
100	1,59	14,05%	1,62	28,63%
300	1,2	35,14%	0,68	70,04%



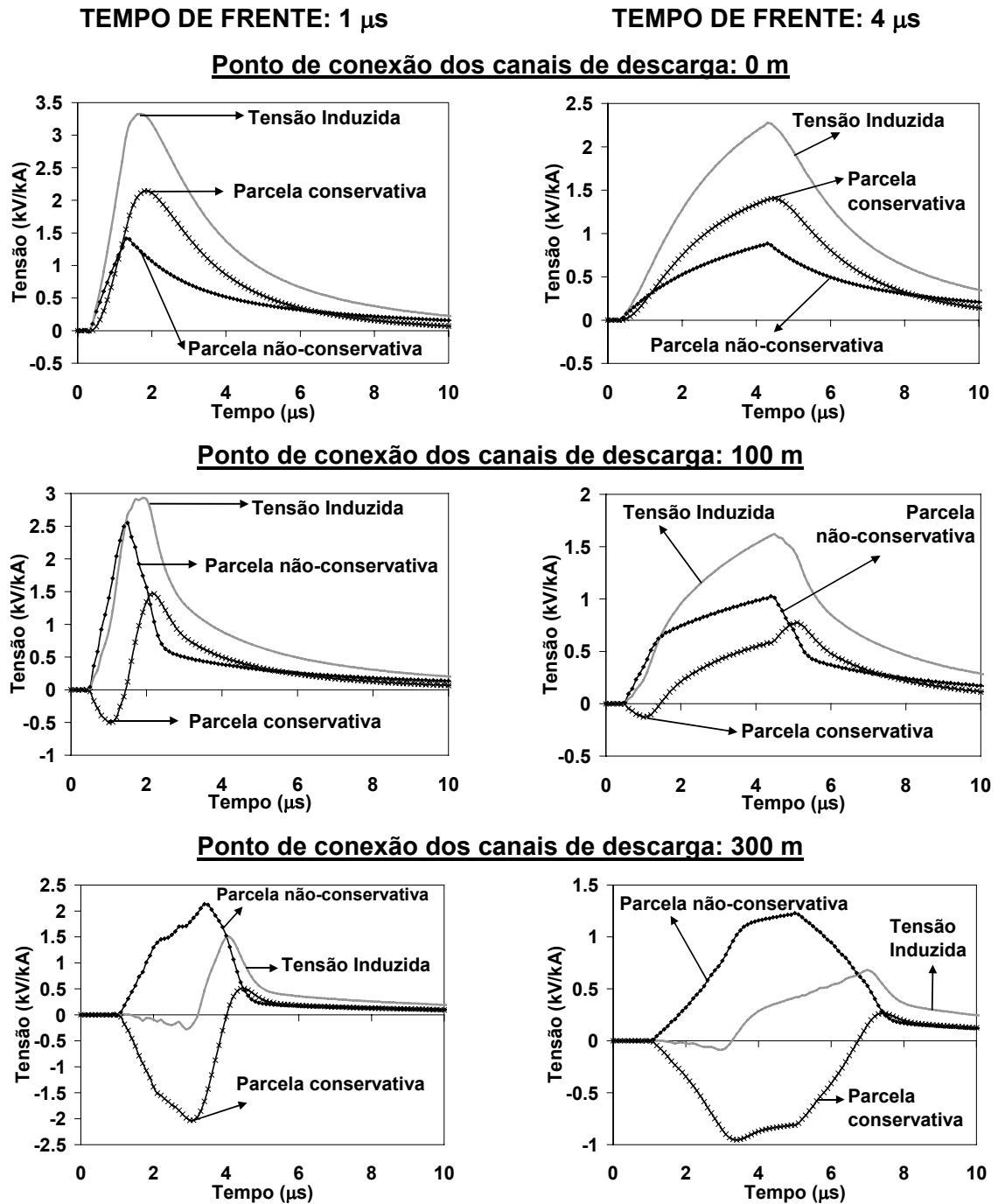


Figura 5.13 - Parcelas de Tensão Induzida no centro da linha considerando velocidade de propagação da corrente no canal  $v=0,3c$ ; coluna esquerda:  $t_f=1 \mu$ s e coluna direita:  $t_f=4 \mu$ s.

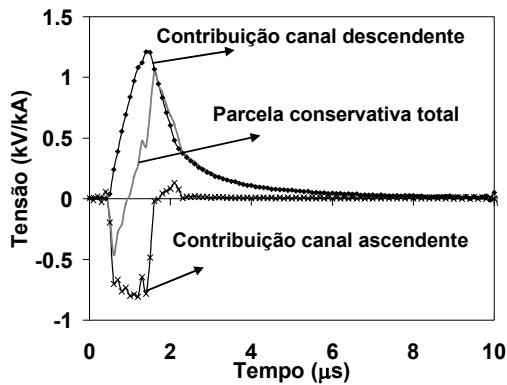
Os resultados apresentados na Figura 5.12 e na Figura 5.13 confirmam a componente conservativa como a responsável pelo decréscimo da amplitude da tensão induzida resultante. Essa parcela retrata o efeito das cargas armazenadas ao longo dos canais ascendente e descendente de descarga. A polaridade das cargas armazenadas no canal ascendente é oposta à polaridade das cargas referentes ao canal descendente de

descarga. Conseqüentemente, as parcelas conservativas de tensão induzida referentes a cada um desses canais também possuem polaridade oposta.

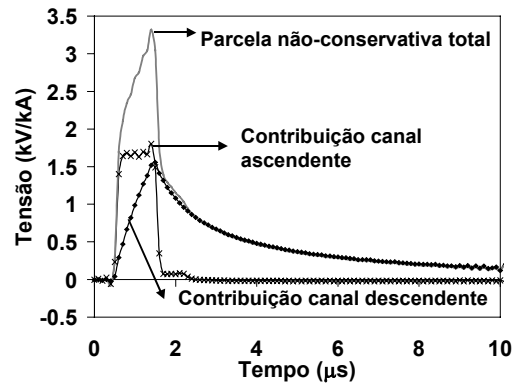
Por outro lado, a onda associada à componente não-conservativa da tensão induzida não apresenta inversão de polaridade. Isso se explica pelo sentido do potencial vetor magnético, que é o mesmo tanto para o canal ascendente quanto para o canal descendente de descarga.

A Figura 5.14, Figura 5.15, Figura 5.16 e Figura 5.17 ilustram o comportamento das parcelas conservativa e não-conservativa de tensão induzida associadas com os canais ascendente e descendente de descarga.

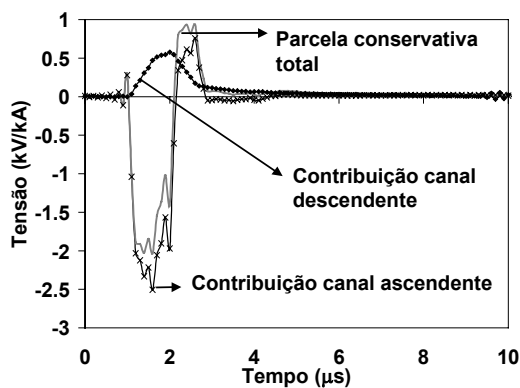
**VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO:  $c$  ; TEMPO DE FRENTE:  $1 \mu\text{s}$**



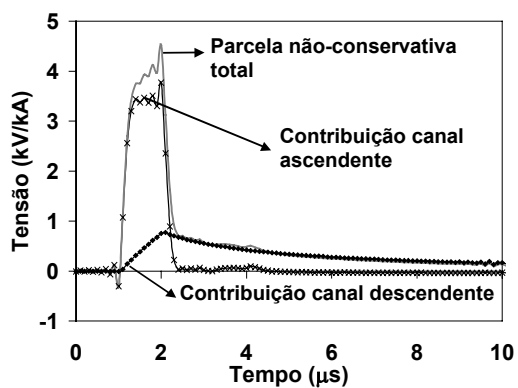
(a) Parcela conservativa –  $H_{\text{att}} = 100 \text{ m}$



(b) Parcela não-conservativa –  $H_{\text{att}} = 100 \text{ m}$



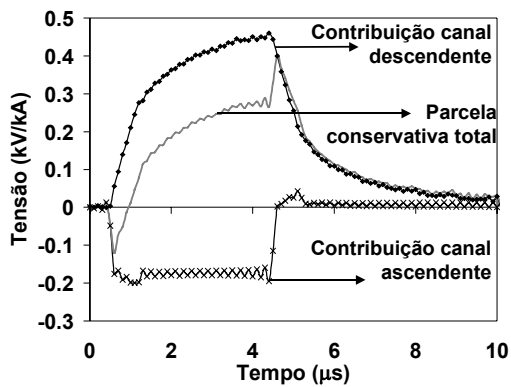
(c) Parcela conservativa –  $H_{\text{att}} = 300 \text{ m}$



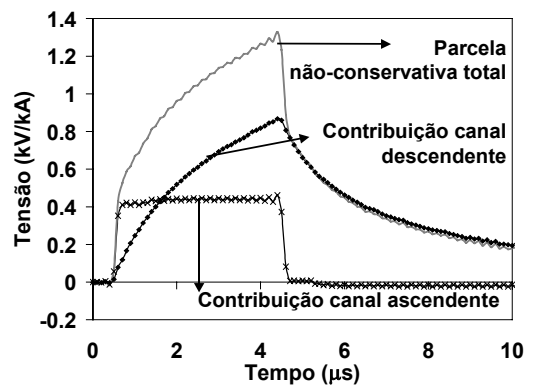
(d) Parcela não-conservativa –  $H_{\text{att}} = 300 \text{ m}$

Figura 5.14 - Parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida associadas aos canais ascendente e descendente de descarga assumindo velocidade de propagação da corrente  $v=c$  e tempo de frente da onda de corrente  $t_f=1 \mu\text{s}$ .

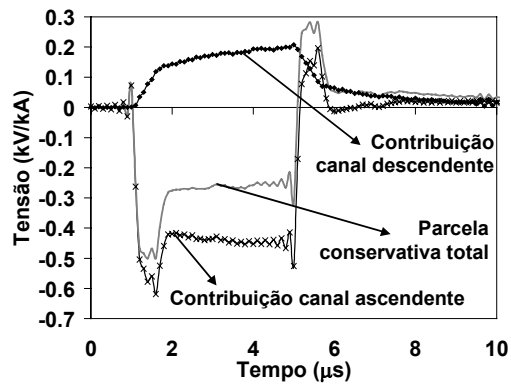
**VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO:  $c$  ; TEMPO DE FRENTE:  $4 \mu s$**



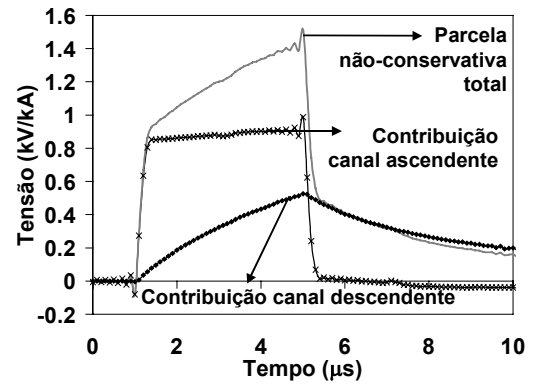
(a) Parcela conservativa –  $H_{att} = 100 \text{ m}$



(b) Parcela não-conservativa –  $H_{att} = 100 \text{ m}$



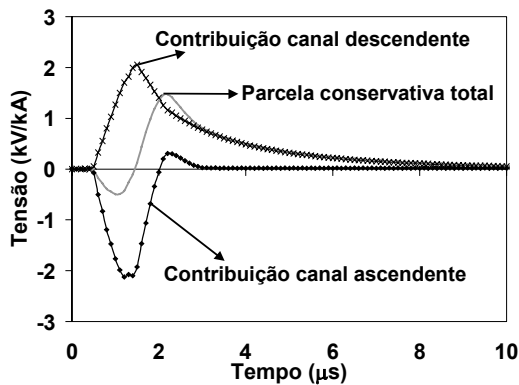
(c) Parcela conservativa –  $H_{att} = 300 \text{ m}$



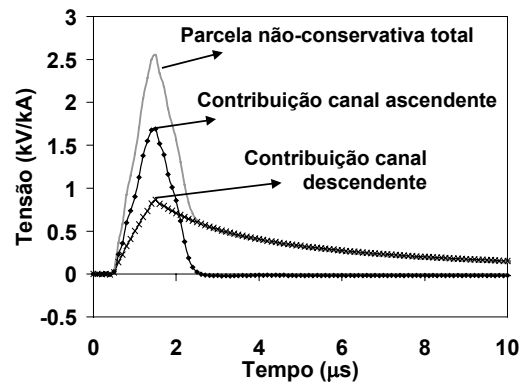
(d) Parcela não-conservativa –  $H_{att} = 300 \text{ m}$

Figura 5.15 - Parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida associadas aos canais ascendente e descendente de descarga, assumindo velocidade de propagação da corrente  $v=c$  e tempos de frente da onda de corrente  $t_f=4 \mu s$ .

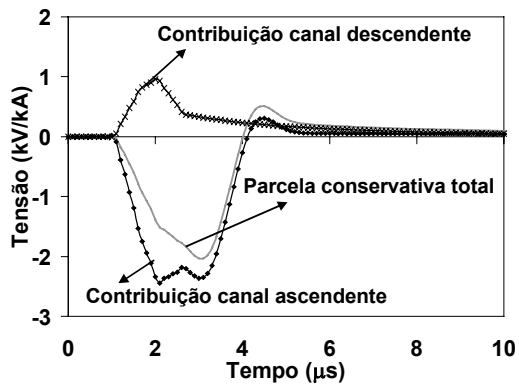
**VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO:  $0,3c$  ; TEMPO DE FRENTE:  $1 \mu s$**



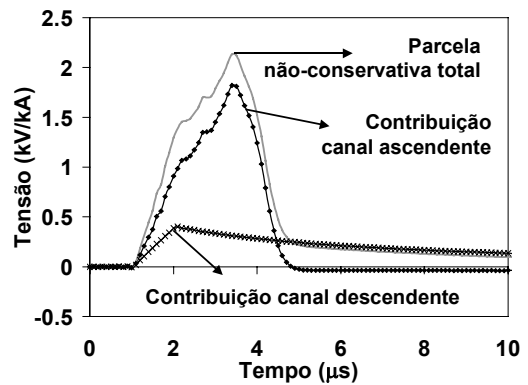
(a) Parcela conservativa –  $H_{att} = 100 \text{ m}$



(b) Parcela não-conservativa –  $H_{att} = 100 \text{ m}$

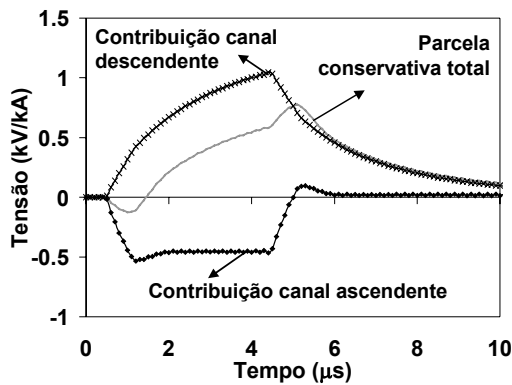
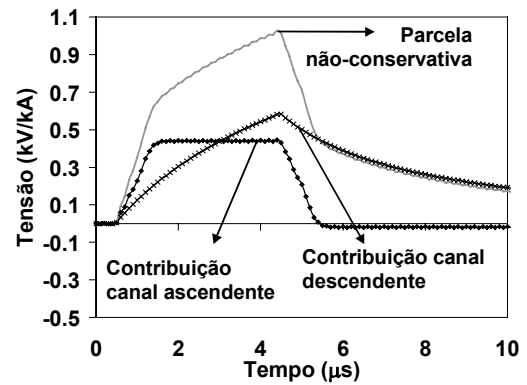
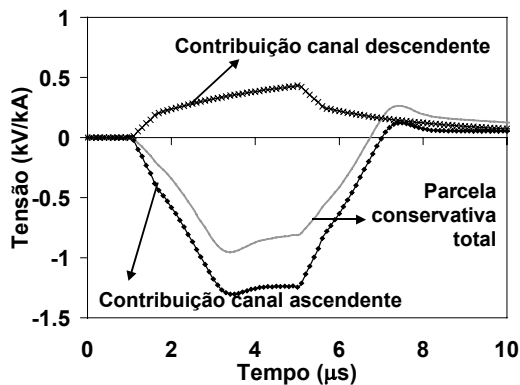
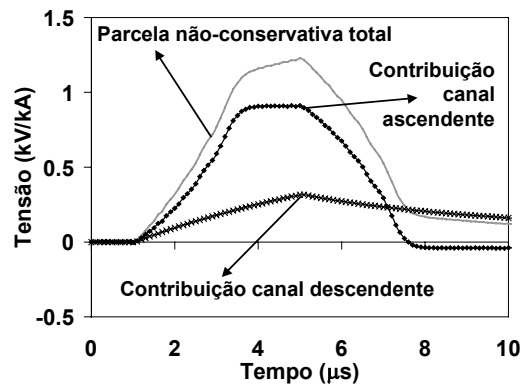


(c) Parcela conservativa –  $H_{att} = 300 \text{ m}$



(d) Parcela não-conservativa –  $H_{att} = 300 \text{ m}$

Figura 5.16 - Parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida associadas aos canais ascendente e descendente de descarga, assumindo velocidade de propagação da corrente  $v=0,3c$  e tempo de frente da onda de corrente  $t_f=1 \mu s$ .

**VELOCIDADE DE PROPAGAÇÃO:  $0,3c$  ; TEMPO DE FRENTE:  $4 \mu s$** (a) Parcela conservativa –  $H_{att} = 100 \text{ m}$ (b) Parcela não-conservativa –  $H_{att} = 100 \text{ m}$ (c) Parcela conservativa –  $H_{att} = 300 \text{ m}$ (d) Parcela não-conservativa –  $H_{att} = 300 \text{ m}$ 

**Figura 5.17 - Parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida associadas aos canais ascendente e descendente assumindo velocidade de propagação da corrente  $v=0,3c$  e tempo de frente da onda de corrente  $t_f=4 \mu s$ .**

Em relação à composição da parcela conservativa da tensão induzida, os resultados apresentados na Figura 5.14, Figura 5.15, Figura 5.16 e Figura 5.17 mostram que o efeito associado ao canal ascendente de descarga predomina nos primeiros instantes de tempo do fenômeno, resultando dessa forma num início de onda com polaridade negativa para a parcela conservativa total de tensão induzida. Quanto maior a altura, maior é a amplitude e a duração desta porção negativa. Tal comportamento justifica as ondas de tensão induzida bipolares apresentadas na Figura 5.11 referentes ao ponto de conexão a 300 m do solo e  $v=0,3 c$ .

---

## **5.4 Influência dos Parâmetros de Linha nas Tensões Induzidas**

A configuração da linha é capaz de afetar as formas de onda e amplitudes das tensões induzidas, conforme inicialmente destacado no capítulo 2. A maneira como o campo eletromagnético gerado pela corrente de descarga interage com os condutores da linha e dá origem à onda de tensão induzida está intimamente relacionada com a configuração da linha em estudo.

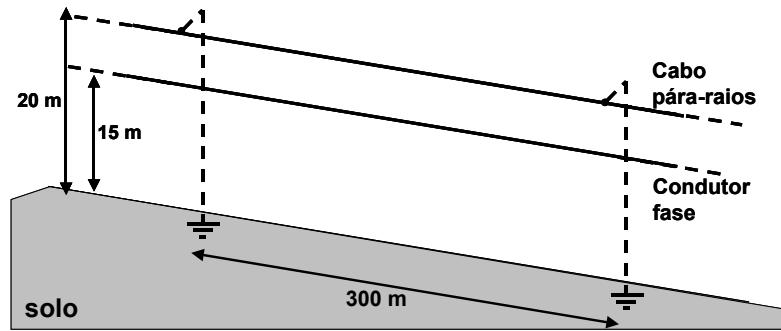
Esta seção tem como objetivo avaliar a importância dos parâmetros de linha nas tensões induzidas, com destaque para o efeito da presença de cabo de blindagem (cabo pára-raios ou condutor neutro) instalado sobre o condutor fase, número de condutores de descida conectando o cabo de blindagem ao solo, espaçamento entre esse cabo e o condutor fase e valor de resistência de aterramento. As avaliações realizadas podem ser divididas em dois grupos. O primeiro grupo de resultados refere-se a uma configuração ilustrativa de linha. O segundo grupo de resultados está associado a uma configuração representativa de uma rede de distribuição de baixa tensão. Para esse último caso, também são avaliados os efeitos da presença da carga e do tipo de configuração de rede de baixa tensão (convencional ou multiplexada) nos níveis de tensão induzida na entrada de serviço do consumidor.

### **5.4.1 Parâmetros de Linha – Configuração Ilustrativa**

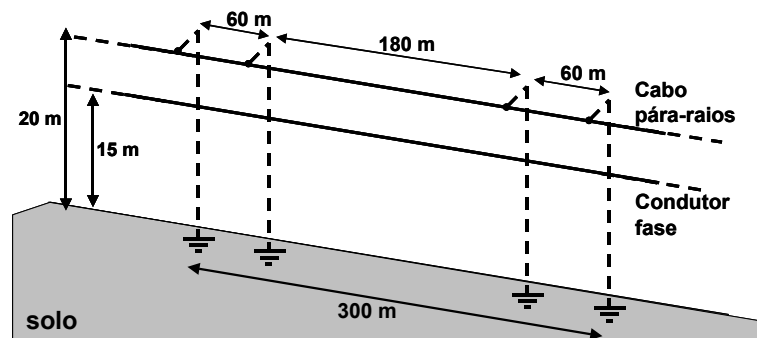
Para avaliação da importância dos parâmetros de linha na determinação das tensões induzidas, foram utilizadas três configurações de linha, conforme ilustrado na Figura 5.18.

A diferença entre essas configurações corresponde ao número de condutores de descida que conectam o cabo pára-raios à superfície do solo. O condutor fase e o cabo pára-raios são posicionados a 15 m e 20 m da superfície do solo, respectivamente. As extremidades de ambos os condutores são assumidas casadas de forma a minimizar os efeitos de reflexão. Tal casamento é realizado tanto para as impedâncias próprias como para as impedâncias mútuas entre os condutores.

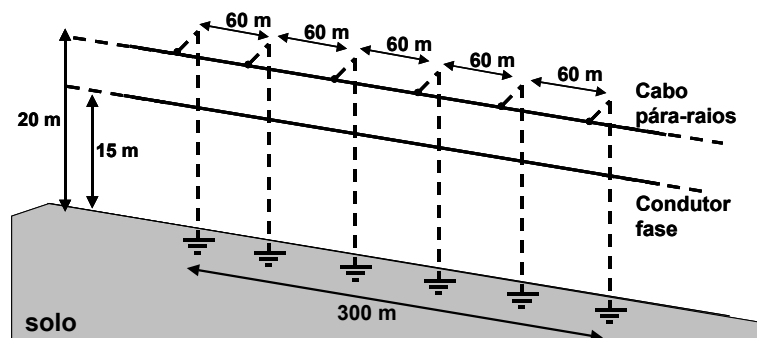
---



(a) configuração 1



(b) configuração 2



(c) configuração 3

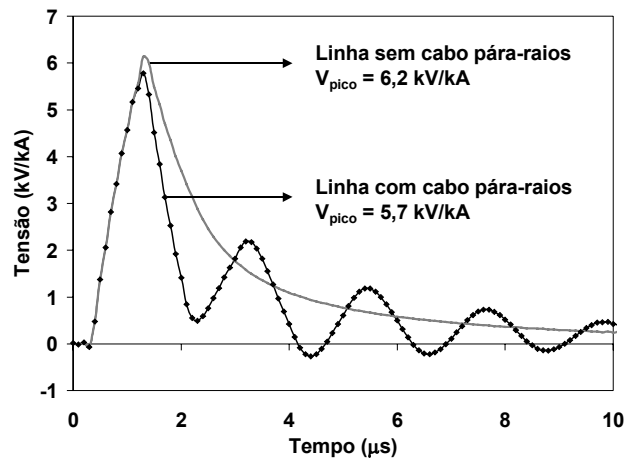
Figura 5.18 – Configurações de linha adotadas na simulação.

Simulou-se a incidência da descarga a 100 m da região central da linha e eqüidistante de suas extremidades. A onda da corrente de descarga, considerada injetada na base do canal, é do tipo triangular  $1/50 \mu\text{s}$ , com 1 kA de valor de pico.

#### 5.4.1.1 INFLUÊNCIA DA PRESENÇA DO CABO PÁRA-RAIOS

O efeito da presença do cabo pára-raios na tensão induzida gerada no condutor fase foi avaliado posicionando-se o cabo pára-raios 5 m acima do condutor fase, conforme configuração apresentada na Figura 5.18(a).

Neste caso, o cabo pára-raios possui dois condutores de descida conectando-o ao solo. Resistores de  $50 \Omega$  foram considerados em ambas as conexões. O resultado obtido é apresentado na Figura 5.19.



**Figura 5.19 – Influência do cabo pára-raios na tensão induzida no centro do condutor fase.**

A presença do cabo pára-raios sobre o condutor fase promove uma pequena redução na amplitude de tensão induzida. Para a configuração de linha analisada, tal redução foi de aproximadamente 8%. Resultado similar é apresentado em (CINIEMI, 1996).

Conforme pode ser observado pelo resultado da Figura 5.19, a onda de tensão induzida passa a apresentar um comportamento oscilatório de período definido após o pico. Esse comportamento se deve ao efeito da reflexão negativa de tensão que ocorre nos pontos de conexão do cabo pára-raios à terra. Tal efeito atua de forma a diminuir a amplitude de tensão induzida no condutor fase.

O coeficiente de reflexão de tensão nos pontos de aterramento possui sinal negativo, uma vez que a impedância vista pela onda de tensão incidente é sempre menor do que a impedância da linha. Sendo assim, a onda de tensão refletida sempre possui polaridade oposta à polaridade da onda de tensão incidente. Assumindo-se a incidência de uma onda de tensão positiva em um ponto de aterramento, uma onda refletida com polaridade negativa é gerada. Esta onda viaja até a outra extremidade da linha, onde sofre uma nova reflexão e, portanto, uma nova inversão de polaridade, se propagando em direção ao seu ponto de origem com um sinal positivo. Ao alcançar este ponto, a onda de tensão incidente, gerada pela reflexão na extremidade oposta da linha, sofre uma nova reflexão, assumindo novamente uma polaridade negativa. Este fenômeno se repete sucessivamente com a ocorrência de seguidas inversões de polaridade nas ondas refletidas, até que suas amplitudes sejam suficientemente atenuadas. Tal atenuação se

deve às perdas inerentes à propagação do surto ao longo da linha e da transmissão de parcelas da onda de tensão para a terra, nos pontos de aterramento. Pelo acoplamento eletromagnético entre o cabo pára-raios e o condutor fase, tal comportamento oscilatório também se repete na onda de tensão induzida no condutor fase.

O tempo necessário para que uma onda de tensão viaje a partir do ponto no qual foi inicialmente induzida e o primeiro ponto de aterramento do cabo pára-raios e retorne até o seu ponto de origem determina, aproximadamente, a metade do período das oscilações que aparecem na onda de tensão induzida. Em outras palavras, pode-se dizer que o período de oscilações corresponde a 2 vezes o tempo de trânsito de um vão. A onda de tensão induzida apresentada na Figura 5.19 é observada no centro da linha, ponto posicionado a 150 m dos condutores de descida. Após aproximadamente  $1 \mu\text{s}$  do início do fenômeno, o efeito da reflexão negativa de tensão no cabo pára-raios atua de forma a diminuir a amplitude de tensão no condutor fase. Nota-se que as oscilações que aparecem na onda após essa primeira redução possuem um período muito próximo a  $2 \mu\text{s}$ .

#### 5.4.1.2 INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE CONEXÕES DO CABO PÁRA-RAIOS AO SOLO (CONDUTORES DE DESCIDA)

Para esta análise, variou-se o número de condutores de descidas que conectam o cabo pára-raios à superfície do solo, conforme ilustrado pelas configurações de linha da Figura 5.18. Foram consideradas duas, quatro e seis conexões do cabo pára-raios ao solo. Em todos os casos, a resistência de aterramento dessas descidas foi assumida igual a  $50 \Omega$ . A Figura 5.20 destaca os resultados de tensão induzida obtidos. Os valores de pico de tensão induzida para cada uma das situações analisadas são agrupados na Tabela 5.7.

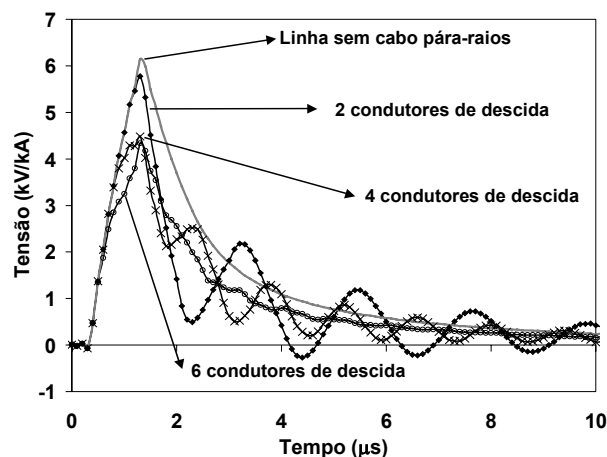


Figura 5.20 – Influência do número de conexões do cabo pára-raios ao solo na tensão induzida no centro do condutor fase.

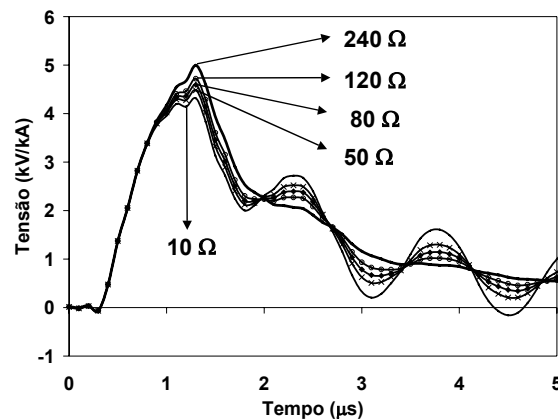
**Tabela 5.7 – Valores de pico de Tensão Induzida - Efeito do número de conexões do cabo pára-raios ao solo).**

Configuração	$V_{\text{pico}}$ (kV/kA) Centro da linha	Redução em rel. caso sem descidas (%)	Redução em rel. caso com 2 descidas (%)
Sem descidas	6,2	-	-
2 descidas	5,7	8,06%	-
4 descidas	4,5	27,4%	21%
6 descidas	4,3	30,7%	24,6%

O aumento do número de condutores de descida provoca diminuição na amplitude da tensão induzida no condutor fase. Este comportamento é explicado pela redução na distância entre os pontos de aterramento (pontos de reflexão negativa de tensão). Com a diminuição da distância entre tais pontos, o efeito subtrativo associado à primeira reflexão negativa de tensão no cabo pára-raios afeta a onda de tensão induzida no condutor fase em um instante de tempo anterior ao que aconteceria caso os vãos entre aterramentos fossem maiores. As configurações referentes à Figura 5.18(b) e (c), com quatro e seis condutores de descida, apresentaram redução da amplitude de tensão induzida da ordem de 21% e 25% respectivamente, quando comparadas com o caso de configuração de linha com dois condutores de descida.

#### 5.4.1.3 INFLUÊNCIA DA RESISTÊNCIA DE ATERRAMENTO DOS CONDUTORES DE DESCIDA

Cinco valores de resistência de aterramento dos condutores de descida foram assumidos na simulação (10, 50, 80, 120 e 240  $\Omega$ ), considerando a configuração 2 com quatro condutores de descida (Figura 5.18(b)). As ondas de tensão induzida obtidas para o centro da linha e os valores de pico associados a esses resultados são apresentados na Figura 5.21 e Tabela 5.8, respectivamente.



**Figura 5.21 – Efeito do valor da resistência de aterramento dos condutores de descida na tensão induzida no centro do condutor fase (config. com quatro condutores de descida).**

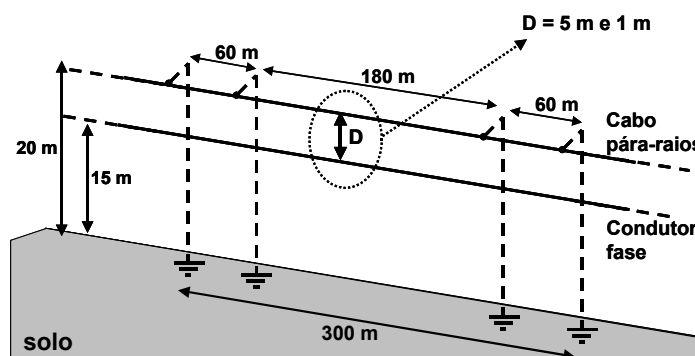
**Tabela 5.8 – Valores de pico de Tensão Induzida no centro do condutor fase – Efeito do valor da resistência de aterramento (config. com quatro condutores de descida).**

$R_{at}$ ( $\Omega$ )	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)
240	5,0	-
120	4,72	5,6%
80	4,59	8,2%
50	4,48	10,4%
10	4,32	13,6%

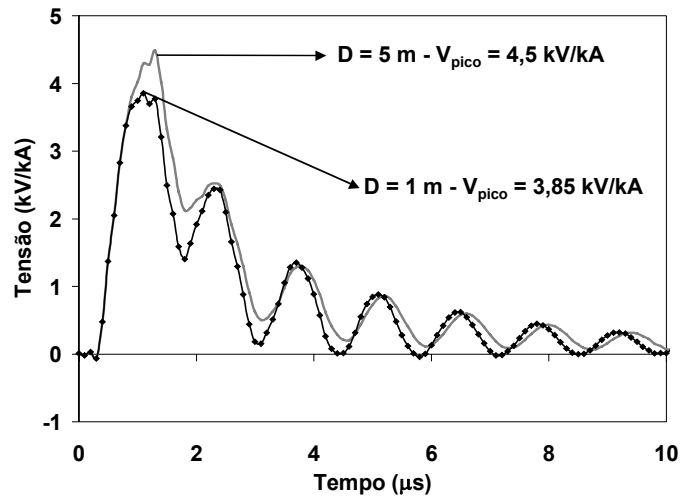
Os resultados obtidos destacaram a diminuição das amplitudes de tensão induzida com a redução do valor da resistência de aterramento. Todavia, especificamente para esta configuração de linha avaliada e para os valores de resistência de aterramento utilizados nas simulações, tal diminuição não foi muito significativa. A redução no valor da resistência de aterramento de 240 para 10  $\Omega$  (ou seja, de 24 vezes) provocou um decréscimo de apenas 13,6% no valor de pico da tensão induzida. Este comportamento está associado ao tipo de configuração de linha analisado. Avaliações a respeito do efeito deste parâmetro para outras configurações de linha serão apresentadas ainda neste capítulo.

#### 5.4.1.4 EFEITO DA DISTÂNCIA RELATIVA ENTRE CABO PÁRA-RAIOS E CONDUTOR FASE (BLINDAGEM)

Para avaliação do efeito de blindagem promovido pelo cabo pára-raios sobre o condutor fase, a configuração 2 com quatro condutores de descida foi simulada assumindo-se um valor de resistência de aterramento de 50  $\Omega$ . Dois valores para distância relativa  $D$  entre cabo pára-raios e condutor fase foram simulados: 5 m e 1 m, conforme ilustrado na Figura 5.22. A Figura 5.23 ilustra as ondas de tensão induzida no centro do condutor fase.



**Figura 5.22 – Configuração adotada para avaliação do efeito de blindagem do cabo pára-raios sobre o condutor fase.**

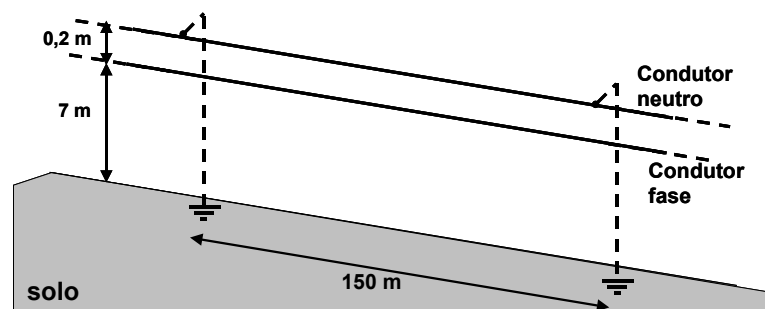


**Figura 5.23 – Efeito de blindagem do cabo pára-raios sobre o condutor fase na Tensão Induzida no centro do condutor fase.**

O resultado obtido destaca um decréscimo da ordem de 15% na amplitude da tensão induzida. Quanto menor for a distância entre o condutor fase e o cabo pára-raios, maior será o efeito de blindagem sobre o condutor fase.

### 5.4.2 Análise dos Níveis de Tensão Induzida em Redes de Distribuição de Baixa Tensão

O próximo tópico tem como objetivo apresentar resultados de tensão induzida para uma configuração real de rede de distribuição de baixa tensão. Para isso, simulou-se a incidência de uma descarga a 50 m do centro de um vão com 150 m de comprimento de uma configuração típica de rede de baixa tensão (Figura 5.24). Foi assumida a injeção de uma onda de corrente do tipo triangular, com 1 kA de valor de pico, tempo de frente de 1  $\mu$ s e tempo de meia onda igual a 50  $\mu$ s.



**Figura 5.24 – Configuração de rede de distribuição de baixa tensão utilizada nas simulações.**

Serão avaliados os efeitos da presença do condutor neutro posicionado acima do condutor fase, número de conexões do condutor neutro ao solo, valor da resistência de aterramento dessas conexões, presença da carga do consumidor (inclusive o caso de carga desconectada do sistema elétrico) e a influência do tipo de configuração de rede para os níveis de tensão induzida na entrada de serviço do consumidor.

Em todas as simulações, as extremidades dos condutores fase e neutro apresentam casamento de impedâncias representando a continuidade da rede elétrica.

#### 5.4.2.1 EFEITO DA PRESENÇA DO CONDUTOR NEUTRO

As redes de baixa tensão são instaladas a partir do secundário dos transformadores de distribuição do sistema CEMIG<sup>1</sup>. Em áreas urbanas, as redes de baixa tensão são usualmente instaladas abaixo da rede de média tensão, compartilhando os mesmos postes. As redes de baixa tensão possuem condutor neutro comum à rede de média tensão (DE CONTI, 2001).

O efeito da presença do condutor neutro sobre o condutor fase da rede de baixa tensão foi avaliado posicionando-se o condutor neutro 20 cm acima do condutor fase. Dois condutores verticais foram considerados conectando o condutor neutro ao solo por meio de resistências de aterramento de 80  $\Omega$ . A Figura 5.25 destaca a onda de tensão induzida fase-terra desenvolvida no centro da linha. Além disso, também é apresentado o resultado de tensão induzida para uma condição na qual só exista o condutor fase flutuando, desconsiderando a presença do condutor neutro e dos condutores de descida.

A simples presença do condutor neutro posicionado acima do condutor fase contribui para a diminuição da tensão induzida no centro da rede de baixa tensão de 4,06 kV/kA para 2,53 kV/kA, uma redução de aproximadamente 38%. O mecanismo que explica tal redução é o mesmo descrito na seção 5.4.1.1.

O período das oscilações presentes na cauda da onda de tensão induzida para esta configuração de linha é de aproximadamente 1  $\mu$ s. Como o ponto de observação da tensão induzida é no centro de um vão de 150 m, após aproximadamente 0,5  $\mu$ s do início do fenômeno, o efeito da reflexão negativa de tensão no condutor neutro atua de forma a

---

<sup>1</sup> CEMIG: Companhia Energética de Minas Gerais

reduzir o pico de tensão induzida. Quanto menor for a distância entre o ponto de observação da tensão induzida e um ponto de conexão do condutor neutro ao solo, menor também será o tempo para chegada desse efeito subtrativo. Conseqüentemente, a onda de tensão induzida crescerá menos, apresentando como resultado um valor de pico ainda menor.

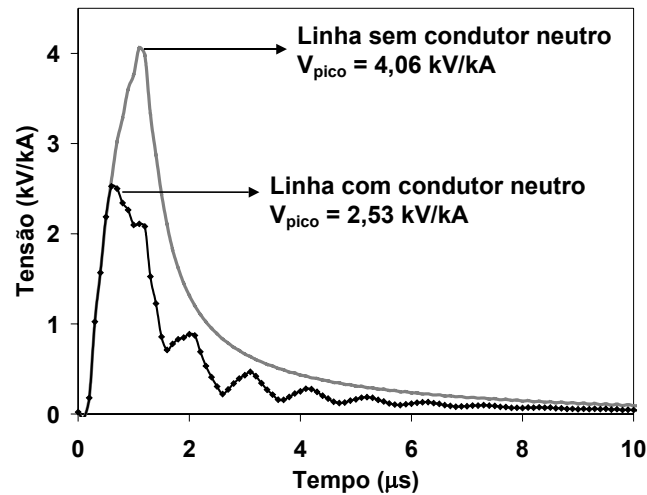
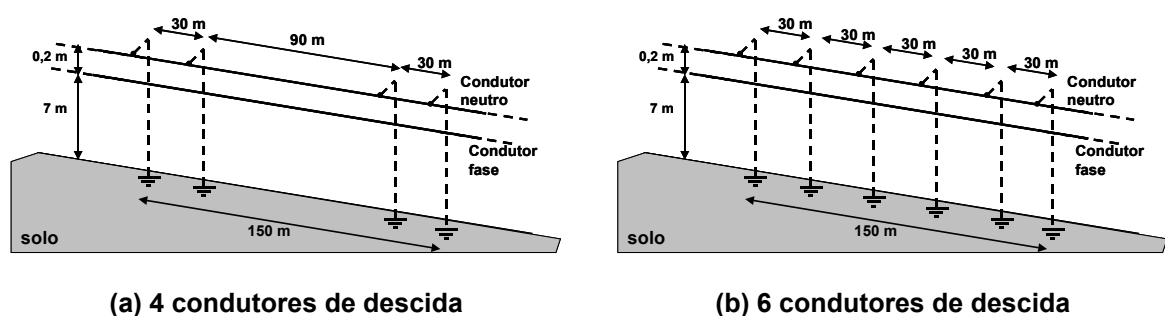


Figura 5.25 – Influência do condutor neutro na tensão induzida no centro do condutor fase (configuração com 2 condutores de descida –  $R_{\text{aterramento}}=80 \Omega$ ).

#### 5.4.2.2 INFLUÊNCIA DO NÚMERO DE CONEXÕES DO CONDUTOR NEUTRO AO SOLO

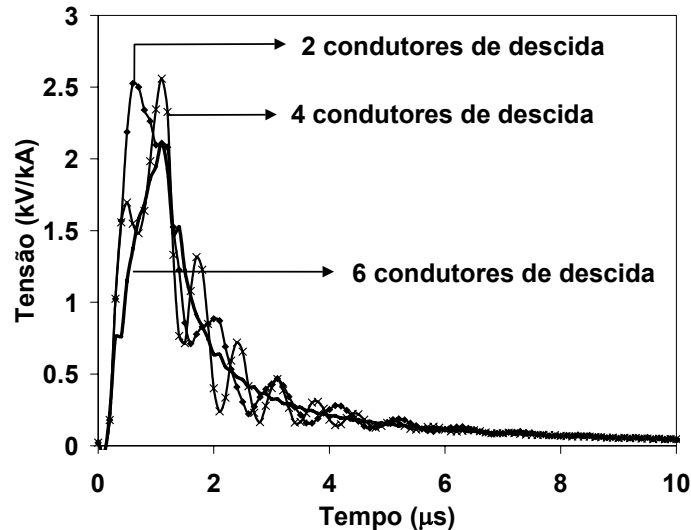
Condutores de descida foram adicionados à configuração de linha representada na Figura 5.25, de forma a se avaliara a influência do número de conexões do condutor neutro ao solo nas tensões induzidas no centro do condutor fase. A Figura 5.26 apresenta as configurações de linha referentes aos casos com 4 e 6 condutores de descida, destacando os novos comprimentos dos vãos entre aterramentos. Todas as configurações consideraram o aterramento representado como uma resistência de  $80 \Omega$ . Os resultados obtidos são apresentados na Figura 5.27.



(a) 4 condutores de descida

(b) 6 condutores de descida

Figura 5.26 - Configurações de rede de distribuição de baixa tensão com quatro e seis condutores de descida.



**Figura 5.27 – Influência do número de conexões do condutor neutro ao solo na tensão induzida no centro do condutor fase.**

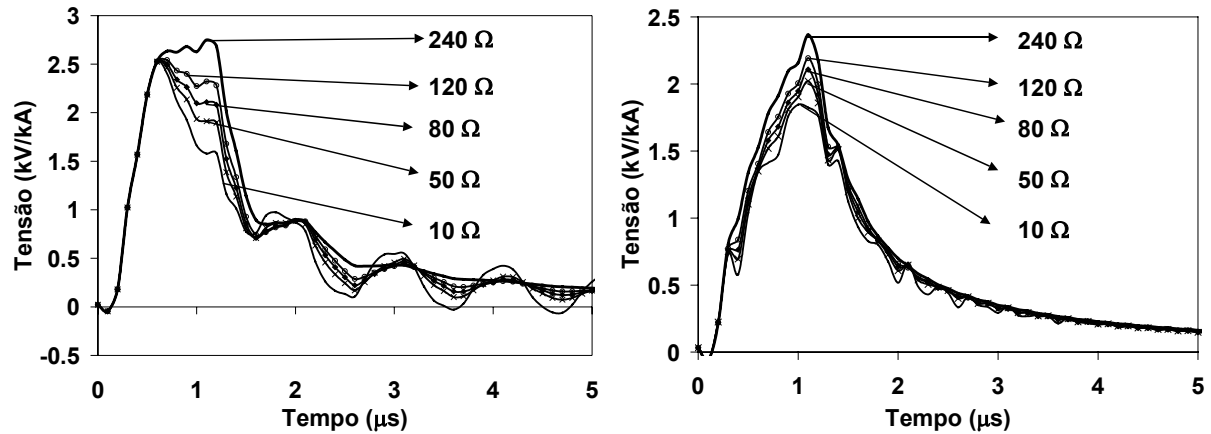
O aumento do número de conexões do condutor neutro ao solo reduz os níveis de tensão induzida no centro do condutor fase da rede de baixa tensão. As configurações de linha com 2 e 4 condutores de descida, porém, apresentaram o mesmo valor de pico de tensão induzida. Para o caso da linha com 6 condutores de descida, observa-se uma redução de aproximadamente 17% no valor de pico de tensão induzida (2,53 para 2,10 kV/kA). Este tipo de comportamento é explicado pela redução na distância entre as terminações ligadas à terra, conforme detalhado na seção 5.4.1.2.

### **5.4.2.3 INFLUÊNCIA DA RESISTÊNCIA DE ATERRAMENTO DOS CONDUTORES DE DESCIDA**

Para avaliação da influência da resistência de aterramento, foram adotados cinco valores deste parâmetro nas simulações (10, 50, 80, 120 e 240  $\Omega$ ). Duas configurações de linha foram consideradas, com dois e seis condutores de descida conectando o condutor neutro ao solo, conforme anteriormente ilustrado na Figura 5.24 e Figura 5.26(b), respectivamente. A avaliação para a configuração com dois condutores de descida provém uma referência para comparações. Por sua vez, a análise da configuração com seis condutores de descida representa uma condição típica de redes urbanas, onde os vãos entre aterramentos são geralmente mais curtos. As simulações não consideraram cargas conectando os condutores fase e neutro. É importante destacar que a presença de unidades consumidoras (cargas) nas redes de distribuição de baixa tensão do sistema CEMIG, principalmente em áreas urbanas, sempre está associada à existência de um

aterramento na entrada de serviço do consumidor (DE CONTI, 2001). A influência da resistência de aterramento dos condutores de descida considerando as cargas do sistema será avaliada no item 5.4.2.4.

A Figura 5.28 apresenta os resultados de tensão induzida fase-terra no centro do condutor fase. Os valores de pico dessas tensões induzidas são agrupados na Tabela 5.9.



(a) dois condutores de descida (vão de 150 m) (b) seis condutores de descida (vãos de 30 m)

**Figura 5.28 - Tensão Induzida Fase-Terra no centro do condutor fase considerando o efeito do valor da resistência de aterramento dos condutores de descida.**

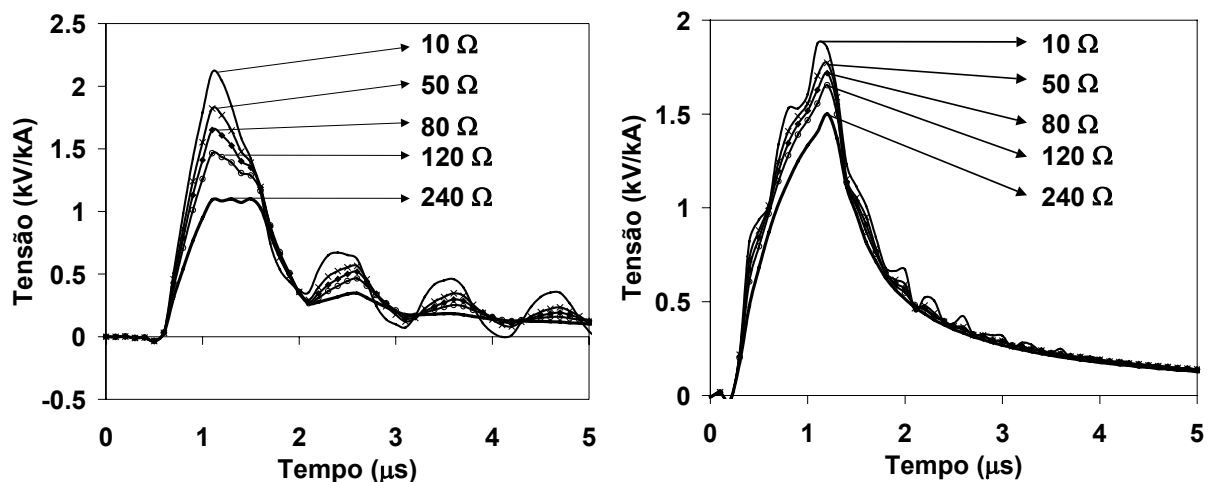
**Tabela 5.9 – Valor de pico da tensão induzida fase-terra no centro do condutor fase considerando a variação do valor de resistência de aterramento dos condutores de descida.**

$R_{at}$ ( $\Omega$ )	Neutro com dois condutores de descida (vão de 150 m)		Neutro com seis condutores de descida (vãos de 30 m)	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)
240	2,75	-	2,37	-
120	2,541	7,6%	2,19	7,59%
80	2,525	8,18%	2,11	10,97%
50	2,524	8,22%	2,02	14,77%
10	2,523	8,25%	1,85	21,94%

Conforme pode ser observado pelos resultados destacados pela Figura 5.28 e Tabela 5.9, o efeito da resistência de aterramento na tensão induzida na linha está intimamente associado ao número de conexões do condutor neutro ao solo. Para a configuração de linha com dois condutores de descida, ocorre uma redução da ordem de 8% na amplitude máxima de tensão induzida fase-terra quando se considera a variação do valor da resistência de aterramento de 240  $\Omega$  para 10  $\Omega$ . Para esta mesma faixa de valores de resistência, a redução na amplitude de tensão induzida referente à configuração de

linha com seis condutores de descida é muito mais significativa, próxima de 22%. Todavia, tal análise está associada a uma acentuada redução no valor de resistência de aterramento ( $240 \Omega$  para  $10 \Omega$  - 24 vezes), condição extremamente difícil de ser conseguida em situações práticas, principalmente em redes urbanas. Dessa forma, é possível afirmar que o parâmetro resistência de aterramento contribui para a redução dos valores de tensão induzida ao longo de uma rede de baixa tensão, porém, a intensidade de tal redução é dependente da configuração da linha em análise, no que se refere ao número de condutores de descida que conectam o condutor neutro ao solo, comprimento dos vãos entre aterramentos e a distância entre os condutores neutro e fase (parâmetro responsável pelo efeito de blindagem do condutor neutro sobre o condutor fase). A simples presença de conexões do condutor neutro ao solo tende a ser benéfica para o sistema, embora a conjunção com a adoção de baixos valores de resistência de aterramento produza uma maior redução global dos níveis de tensão induzida fase-terra.

Sob o ponto de vista de análise de solicitação das cargas e dos componentes da rede, o parâmetro de maior interesse constitui-se na tensão fase-neutro e não propriamente na tensão específica do condutor fase e do condutor neutro. Sendo assim, a Figura 5.29 apresenta ondas de tensão induzida fase-neutro no ponto central da rede de baixa tensão assumindo a variação dos valores de resistência de aterramento para as configurações de linha com dois e seis condutores de descida. A Tabela 5.10 destaca os valores de pico destas tensões.



(a) dois condutores de descida (vão de 150 m) (b) seis condutores de descida (vãos de 30 m)

Figura 5.29 - Tensão Induzida Fase-Neutro no centro da rede de baixa tensão considerando o efeito do valor da resistência de aterramento dos condutores de descida.

**Tabela 5.10 – Valor de pico da tensão induzida fase-neutro no centro da rede de baixa tensão considerando a variação do valor de resistência de aterramento dos condutores de descida.**

$R_{at}$ ( $\Omega$ )	Neutro com dois condutores de descida (vão de 150 m)		Neutro com seis condutores de descida (vãos de 30 m)	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Aumento (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Aumento (%)
240	1,10	-	1,50	-
120	1,46	32,73%	1,65	10%
80	1,65	50%	1,72	14,67%
50	1,82	65,45%	1,77	18%
10	2,11	91,82%	1,88	25,33%

Os resultados obtidos denotaram um aumento nos valores de pico das tensões induzidas entre fase e neutro com a redução dos valores de resistência de aterramento. Este comportamento é justificado pelo fato do aterramento promover uma redução mais significativa nas tensões que são induzidas no condutor neutro, uma vez que este condutor possui uma conexão franca para a terra. Por outro lado, as tensões induzidas no condutor fase sofrem a influência do aterramento de forma indireta, em decorrência do acoplamento eletromagnético com o condutor neutro. Assim, o efeito de redução dos valores de resistência de aterramento resulta em uma tendência de elevação dos valores de tensão induzida entre fase e neutro.

Resultados da avaliação da influência da resistência de aterramento dos condutores de descidas nas tensões induzidas em configurações de redes de baixa tensão são também apresentados em (PIANTINI, 1999).

#### **5.4.2.4 ANÁLISE DOS NÍVEIS DE TENSÃO INDUZIDA NA ENTRADA DE SERVIÇO DO CONSUMIDOR**

Esta seção apresenta avaliações a respeito dos níveis de tensão induzida fase-terra e fase-neutro desenvolvidos na entrada de serviço do consumidor. A Figura 5.30 ilustra a configuração de linha adotada. Cargas foram adicionadas às extremidades da linha entre os condutores fase e neutro, representando uma condição similar à encontrada em redes de baixa tensão. As simulações consideraram a incidência de uma descarga a 50 m do centro da linha representada na Figura 5.30, e equidistante de suas extremidades. Esta configuração pode representar, por exemplo, a conexão dos terminais de secundário do transformador (ponto A) à entrada de serviço de um consumidor (ponto B). As avaliações consideraram um vão de 150 m entre os aterramentos do condutor neutro.

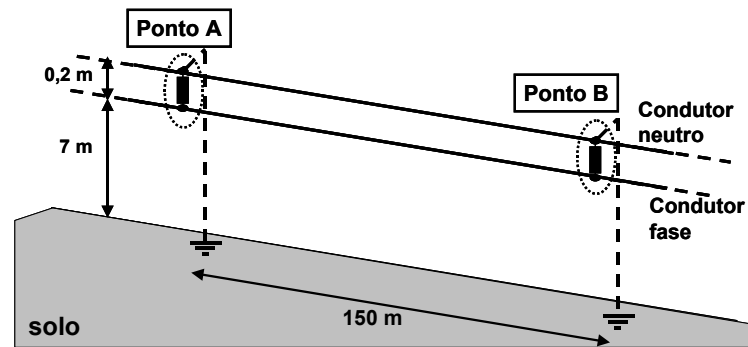


Figura 5.30 – Configuração de rede de baixa tensão utilizada nas simulações para análise dos níveis de tensão induzida na entrada de serviço do consumidor.

### 1) Influência da presença da carga

As cargas apresentadas na configuração de linha da Figura 5.30 são representadas por resistências. O valor da carga no ponto A foi fixado em  $1 \Omega$  visando simular uma condição referente ao estado após a operação do dispositivo pára-raios de baixa tensão instalado nos terminais de secundário do transformador. Em relação ao ponto B, duas condições foram simuladas. Inicialmente, representou-se uma carga de  $30 \Omega$  conectando os condutores fase e neutro. Num segundo momento, tal carga foi removida. Dessa forma, a terminação do condutor fase se encontra aberta. Esta condição busca representar um consumidor com carga desconectada, caso que pode ocorrer quando um consumidor ao final da rede de baixa tensão tiver, em algum período do dia, todos os seus equipamentos desligados. Atribuiu-se aos condutores de descida uma resistência de aterramento de  $80 \Omega$ .

Os efeitos indutivo e capacitivo na faixa de frequência característica das correntes de descarga tornam complexa a representação da carga do consumidor de uma rede de baixa tensão. Além disso, a diversidade das cargas nas instalações consumidoras dificulta a modelagem do seu comportamento. É extremamente difícil computar-se as condições reais das cargas dos consumidores em decorrência dos diferentes tipos de equipamento instalados em cada caso, da condição de operação (equipamentos em funcionamento ou desligados), do comportamento de cada tipo de carga frente à ocorrência de surtos, da existência ou não de pontos de aterramento e da presença de dispositivos protetores. Sendo assim, cada unidade consumidora possui características muito peculiares, dificultando a proposição de um modelo que represente de forma global o comportamento de uma carga conectada à rede de baixa tensão. Poucos trabalhos a respeito desse tema

são apresentados na literatura e as modelagens propostas ainda não alcançaram um padrão totalmente satisfatório (HOIDALEN, 1998), (DE CONTI, 2001), (BASSI, 2005).

Em decorrência das incertezas inerentes ao tema, optou-se por considerar a carga como uma resistência de valor  $30 \Omega$  conectada entre os condutores fase e neutro. Segundo uma referência tradicional (HOIDALEN, 1998), a adoção deste valor de resistência é capaz de representar de maneira razoável o módulo da impedância da carga de uma instalação consumidora de uma rede de baixa tensão de acordo com dados experimentais. Assim, as conclusões destacadas nesta seção estão associadas à consideração de cargas com comportamento puramente resistivo.

A Figura 5.31 apresenta a tensão induzida fase-terra e neutro-terra para as duas condições especificadas. A tensão induzida entre fase e neutro para estes casos é destacada na Figura 5.32.

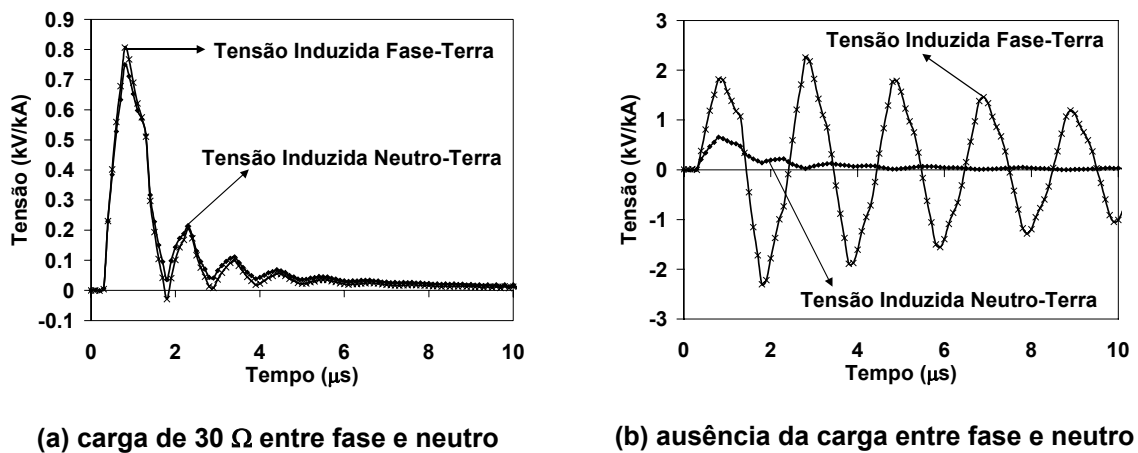


Figura 5.31 – Tensão Induzida no Ponto B.

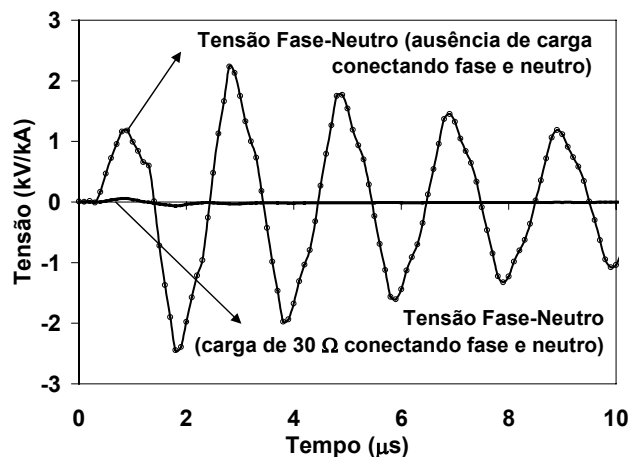


Figura 5.32 – Tensão Fase-Neutro no ponto B.

---

De acordo com os resultados apresentados, o valor de tensão induzida no condutor fase é alto ( $\sim 0,8$  kV/kA, Figura 5.31(a), e  $\sim 2,3$  kV/kA, Figura 5.31(b)). Admitindo-se uma corrente de descarga com 16 kA de pico, valor mediano da amplitude máxima de corrente associado às descargas subseqüentes medidas na estação do Morro do Cachimbo (VISACRO, 2004e), a amplitude de tensão induzida no condutor fase pode atingir valores superiores a 13 kV e 37 kV, respectivamente. Tais valores são elevados o bastante para comprometer a segurança do consumidor, podendo levar a rupturas entre fase e carcaça em equipamentos conectados.

A presença da carga conectando os condutores fase e neutro atua de forma a aproximar os valores e as formas de onda de tensão induzida em ambos os condutores. Para este caso, o nível de solicitação da carga é muito pequeno, conforme destacado pela onda de tensão induzida fase-neutro apresentada na Figura 5.32.

Quando a carga do consumidor se encontra desconectada do sistema elétrico, o valor de tensão induzida fase-neutro e, conseqüentemente, o nível de solicitação da carga é extremamente intenso ( $\sim 2,5$  kV/kA). Admitindo a ocorrência de uma descarga com 16 kA de pico de corrente, este valor se aproxima de 40 kV, causando certamente sérios danos à carga do consumidor. Por outro lado, cargas elevadas (baixo valor de impedância) contribuem beneficemente para a sua proteção.

## **2) Influência da resistência de aterramento**

Para avaliação da influência da resistência de aterramento dos condutores de descida que conectam o condutor neutro ao solo nas tensões induzidas na entrada de serviço do consumidor (Ponto B), considerou-se cargas de  $30 \Omega$  conectando os condutores fase e neutro, de acordo com a configuração de linha apresentada na Figura 5.30. Cinco valores de resistência de aterramento foram assumidos na simulação (10, 50, 80, 120 e  $240 \Omega$ ). Os resultados de tensão induzida fase-terra e fase-neutro para o Ponto B são destacados na Figura 5.33 e Tabela 5.11.

Os resultados obtidos confirmaram as conclusões anteriormente obtidas referentes a influência da resistência de aterramento dos condutores de descida nas tensões induzidas. A redução no valor de resistência de aterramento promoveu a diminuição das tensões induzidas entre fase e terra e o aumento das tensões induzidas entre fase e neutro. Todavia, a presença da carga contribuiu para que os valores de tensão induzida

---

fase-neutro na entrada de serviço do consumidor fossem extremamente baixos, conforme destacado pelos valores de pico de tensão induzida da Tabela 5.11.

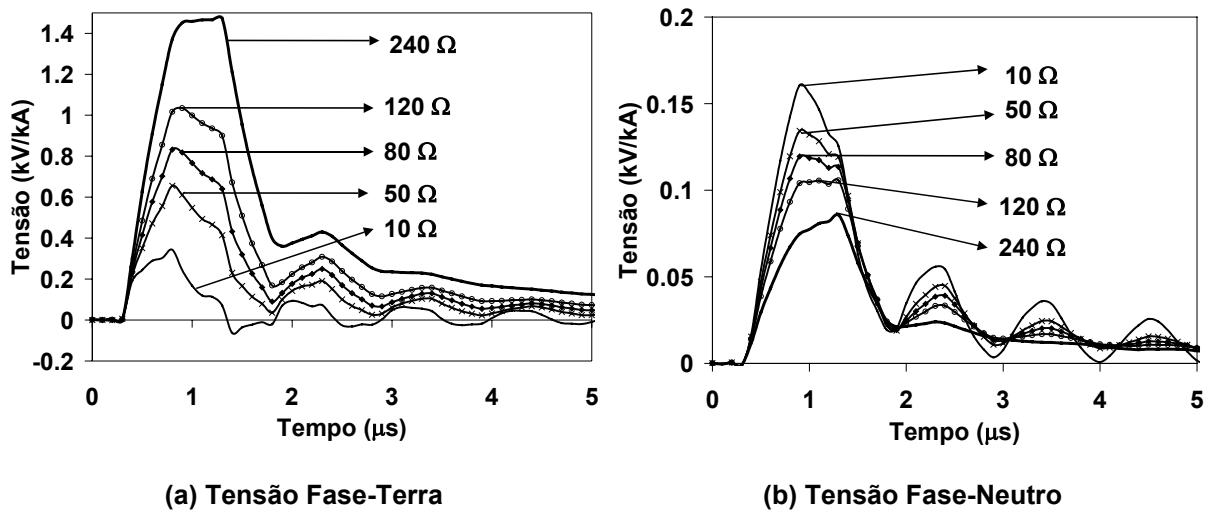


Figura 5.33 - Tensões Induzidas Fase-Terra e Fase-Neutro no Ponto B considerando o efeito do valor da resistência de aterramento dos condutores de descida.

Tabela 5.11 – Valores de pico das tensões induzidas fase-terra e fase-neutro na entrada de serviço do consumidor (Ponto B) considerando a variação do valor de resistência de aterramento dos condutores de descida.

$R_{at}$ ( $\Omega$ )	Tensão Induzida Fase-Terra		Tensão Induzida Fase-Neutro	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Redução (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Aumento (%)
240	1,47	-	0,086	-
120	1,04	29,25%	0,106	23,26%
80	0,83	43,54%	0,119	38,37%
50	0,66	55,1%	0,134	55,81%
10	0,34	76,87%	0,161	87,21%

### 3) Tipo da rede: Convencional x Multiplexada

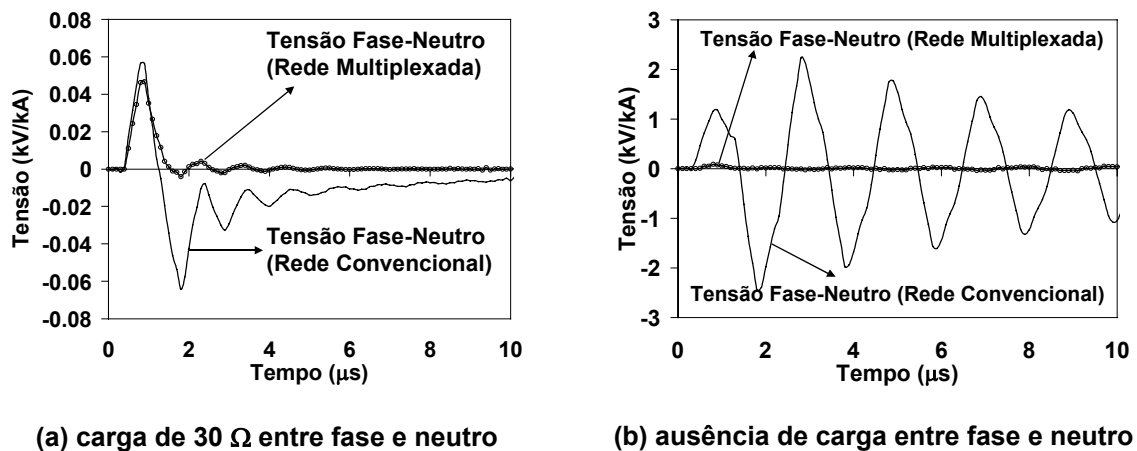
Neste item, apresenta-se um estudo comparativo do desempenho das redes de baixa tensão do tipo convencional e multiplexada frente às tensões induzidas por descargas atmosféricas.

As redes convencionais são constituídas por três condutores fase e um condutor neutro (para o caso de sistemas trifásicos) dispostos verticalmente e igualmente espaçados. O neutro é instalado acima das fases. As redes multiplexadas são formadas por cabos isolados enlaçados em torno do condutor neutro. A Figura 5.34 destaca estes dois tipos de configuração de rede.



**Figura 5.34 – Representação de configurações de rede de baixa tensão trifásica do tipo convencional e multiplexada.**

As mesmas condições anteriormente aplicadas para a rede convencional na análise da influência da presença da carga nas tensões induzidas na entrada de serviço do consumidor (item 1) foram aqui simuladas para a rede multiplexada. A Figura 5.35 apresenta os resultados de tensão fase-neutro na entrada de serviço do consumidor (ponto B) considerando carga de  $30 \Omega$  conectando os condutores fase e neutro e ausência da carga para os dois tipos de configuração de rede.



**Figura 5.35 – Tensão Induzida fase-neutro no ponto B.**

Os resultados obtidos mostram que a utilização de uma configuração do tipo multiplexada para a rede de baixa tensão provoca uma redução significativa nos níveis de tensão induzida entre fase e neutro. Para o caso em que o ponto B possui carga conectando os condutores fase e neutro, há uma diminuição de aproximadamente 27% em módulo no valor de tensão fase-neutro para a utilização de rede multiplexada (0,064 kV/kA para a rede convencional e 0,047 kV/kA para a rede multiplexada). Este decréscimo é ainda maior para a consideração de carga desconectada do sistema elétrico (2,5 kV/kA

---

para a rede convencional e 0,09 kV/kA para a rede multiplexada). A distância existente entre o condutor neutro e o condutor fase justifica esse comportamento. No caso das redes multiplexadas, tal distância é extremamente pequena, atuando de forma a tornar as ondas de tensão induzidas fase-terra e neutro-terra bastante semelhantes e, conseqüentemente, provocando a redução do valor das tensões fase-neutro resultantes. Logo, as redes multiplexadas são benéficas sob o ponto de vista do nível das solicitações sofridas pela carga (nível de tensão induzida fase-neutro na entrada de serviço do consumidor).

## ***5.5 Influência da Distribuição Espacial e Temporal da Corrente de Retorno nas Tensões Induzidas***

### **5.5.1 Introdução**

Em grande parte dos estudos de tensão induzida apresentados na literatura, o canal de descarga é representado como um condutor vertical sem perdas. Tal representação, todavia, difere da realidade física do fenômeno descarga atmosférica. Tal canal é comumente envolto por um envelope de corona onde ficam armazenadas as cargas do canal. Essas cargas são drenadas para o núcleo do canal, dando origem à propagação da onda de corrente de retorno. Tal região se constitui em um meio com valores de condutividade bastante diferentes dos valores associados a um condutor.

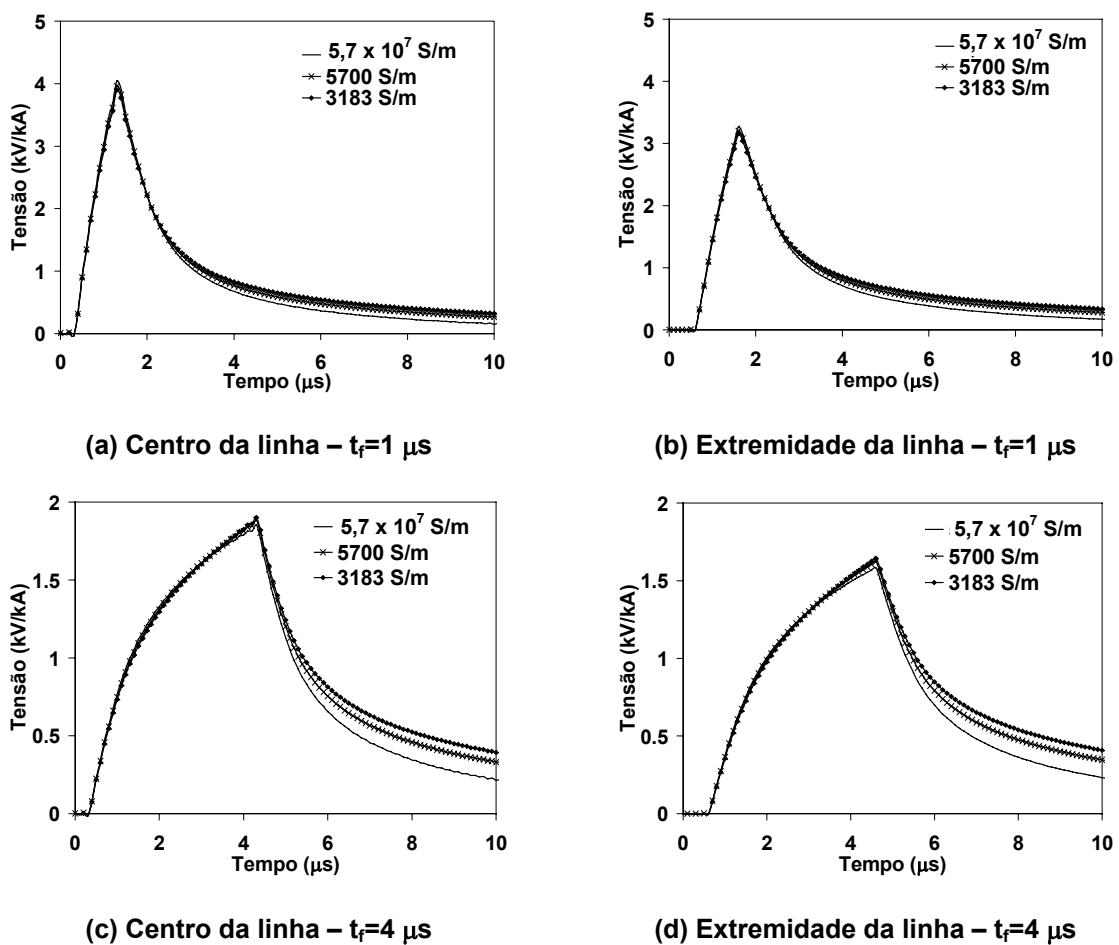
Estas características físicas são responsáveis por determinar a distribuição espacial e temporal da corrente de descarga. Sendo assim, também podem ser capazes de modificar a forma de onda e as amplitudes das tensões induzidas em linhas. Os próximos dois itens dessa seção têm como objetivo avaliar a importância de tais parâmetros nas tensões induzidas em linhas. A relevância da velocidade de propagação da corrente de retorno nas tensões induzidas é abordada no item 5.5.4 dessa seção.

### **5.5.2 Influência das Perdas do Núcleo do Canal de Descarga**

Para se analisar a influência das perdas ao longo do núcleo do canal de descarga nas tensões induzidas em linhas, simulou-se a injeção de uma onda do tipo triangular com 1 kA de pico na base de um canal com raio 1 cm, valor este baseado nos estudos

---

apresentados em (UMAN, 1984) e (RAKOV, 2003). Dois valores de tempo de frente foram simulados: 1 e 4  $\mu\text{s}$ . Além disso, três valores para a condutividade do núcleo do canal foram adotados:  $5,7 \times 10^7$ , 5700 e 3183 S/m, visando representar a faixa de valores de resistência por unidade de comprimento referente ao canal de descarga destacada em (RAKOV, 1998a) e na seção 4.6.1.1 do capítulo 4 desta tese. Os valores de resistência associados a tais valores de condutividade são  $5,58 \times 10^{-5}$ , 0,56 e 1  $\Omega/\text{m}$ , respectivamente. O ponto de incidência da descarga foi assumido a 100 m do centro de uma linha com 300 m e equidistante de suas extremidades. Os resultados de tensão induzida no centro e nas extremidades da linha para essas condições são destacados na Figura 5.36.



**Figura 5.36 – Efeito da variação da condutividade do núcleo do canal nas tensões induzidas observadas no centro e nas extremidades da linha.**

Os resultados obtidos mostram que a variação no valor da condutividade do núcleo do canal não foi capaz de modificar o valor de pico de tensão induzida tanto no centro quanto na extremidade da linha quando se considerou a injeção de uma onda de corrente com tempo de frente reduzido ( $t_f=1 \mu\text{s}$ ). Para ondas de corrente mais lentas ( $t_f=4 \mu\text{s}$ ),

---

observou-se um pequeno aumento no valor de pico de tensão induzida, inferior a 3%. Em todos os casos, observa-se que a influência das perdas só se torna significativa para a cauda das ondas de tensão induzida. Esse comportamento se deve ao fato dos instantes iniciais da onda de tensão induzida estarem associados ao trecho do canal próximo ao solo, região na qual a onda de corrente de retorno pouco sofre os efeitos de atenuação e distorção. Dessa forma, pode-se dizer que para pontos de observação na linha próximos ao canal de descarga e para ondas de corrente de retorno com tempo de frente pequeno, os valores máximos de tensão induzida não são afetados pelas perdas no núcleo do canal.

### **5.5.3 Influência da Representação do Envelope de Corona em Torno do Canal de Descarga**

Conforme anteriormente destacado no capítulo 4, a representação do envelope de corona em torno do canal de descarga é capaz de promover a redução da velocidade de propagação da onda de corrente, além de distorcer o formato da onda, contribuindo para a redução na taxa de crescimento e amplitude da onda de corrente. Para analisar a influência de tal parâmetro na onda de tensão induzida em uma linha, quatro condições para o raio equivalente de corona foram simuladas: sem corona, 2 m, 4 m e 8 m. O raio do núcleo do canal foi assumido igual a 1 cm em todos os casos.

Os resultados de tensão induzida no centro e extremidades de uma linha com 300 m de comprimento, assumindo a incidência de descarga a 100 m do centro da linha e equidistante de suas extremidades, e considerando dois valores para o tempo de frente da onda de corrente (1 e 4  $\mu\text{s}$ ) são destacados na Figura 5.37. Observa-se que o efeito da representação do envelope de corona na tensão induzida está intimamente relacionado ao tempo de frente da onda de corrente de descarga. Assumindo um tempo de frente igual a 1  $\mu\text{s}$  para a onda de corrente de descarga, o aumento no raio do envelope de corona promove redução na amplitude de tensão induzida. Quando o ponto de observação se localiza no centro da linha, ocorre uma diminuição de aproximadamente 13% e 23%, respectivamente para raios de corona de 2 m e 8 m. O efeito é inverso quando se adota tempo de frente de 4  $\mu\text{s}$  para a onda de corrente. Nesse caso, o efeito observado foi de elevação da amplitude de tensão induzida. Considerando raios de corona de 2 m e 8 m, a amplitude de tensão induzida no centro da linha sofre um aumento de aproximadamente 4% e 8%, respectivamente.

---

Além disso, os resultados obtidos mostram que a variação na amplitude de tensão induzida com o raio do envelope de corona se torna mais significativa para ondas de corrente de descarga com pequeno valor de tempo de frente.

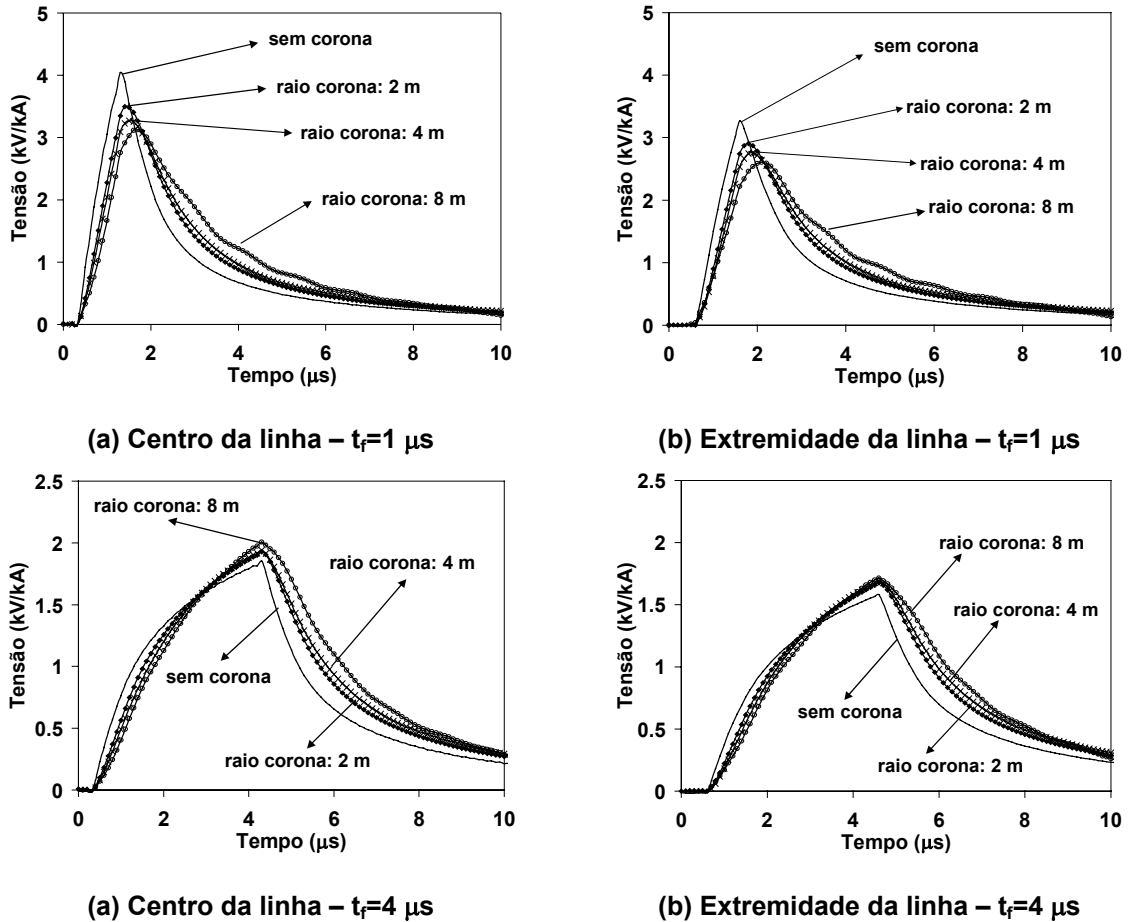


Figura 5.37 – Efeito da representação do envelope de corona em torno do canal de descarga nas tensões induzidas no centro e nas extremidades da linha.

A Figura 5.38 destaca o comportamento das parcelas conservativa e não-conservativa de tensão induzida para o centro da linha, considerando os dois valores de tempo de frente da corrente anteriormente simulados ( $t_f=1$  e  $4 \mu s$ ). Os valores de pico de ambas as parcelas de tensão induzida para essas condições são apresentados na Tabela 5.12 e na Tabela 5.13.

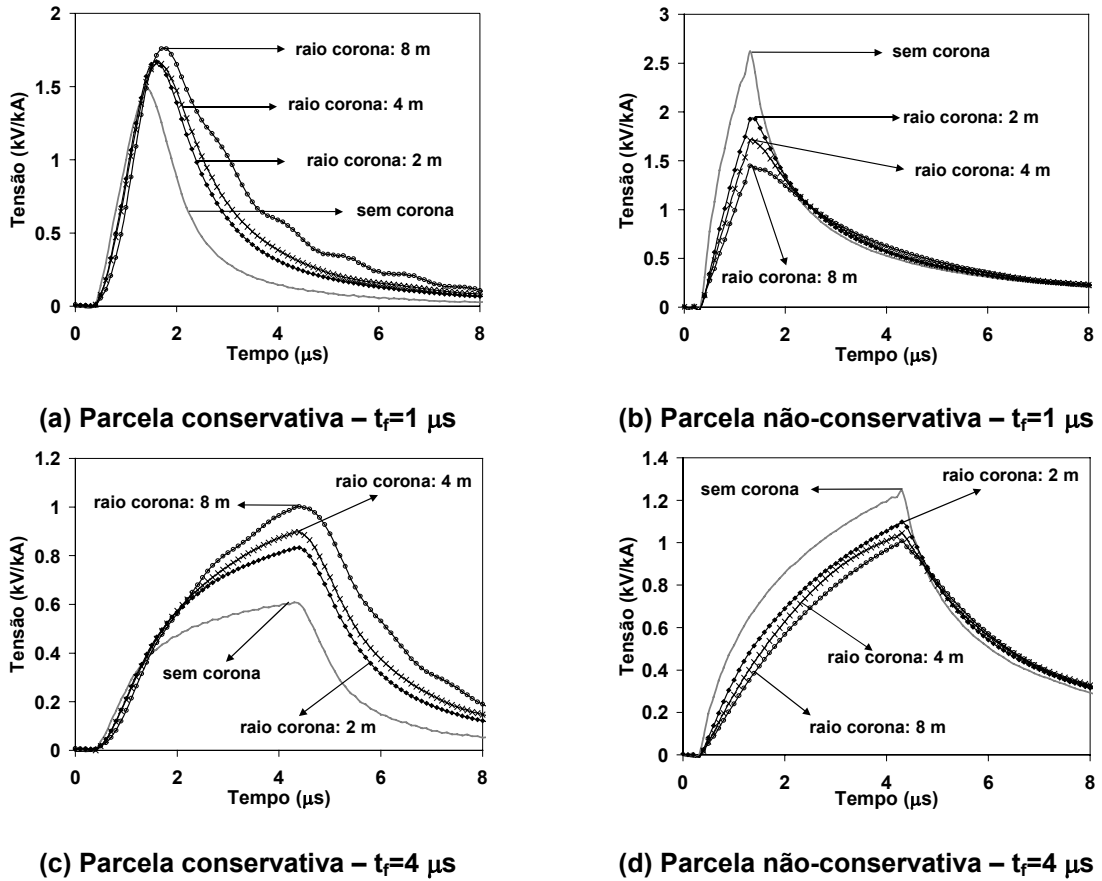


Figura 5.38 - Comportamento das parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida no centro da linha com a variação do raio do envelope de corona ( $t_f=1 \mu s$  e  $4 \mu s$ ).

Tabela 5.12 – Valores de pico das componentes conservativa e não-conservativa da tensão induzida no centro da linha assumindo tempo de frente da onda de corrente no canal  $t_f=1 \mu s$ .

Raio de corona (m)	Parcela conservativa		Parcela não-conservativa		Tensão Induzida total	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)
Sem corona	1,49	-	2,62	-	4,04	-
2	1,67	+12,08%	1,93	-26,34%	3,50	-13,37%
4	1,66	+11,04%	1,71	-34,73%	3,27	-19,06%
8	1,76	+18,12%	1,45	-44,66%	3,13	-22,53%

Tabela 5.13 – Valores de pico das componentes conservativa e não-conservativa da tensão induzida no centro da linha assumindo tempo de frente da onda de corrente no canal  $t_f=4 \mu s$ .

Raio de corona (m)	Parcela conservativa		Parcela não-conservativa		Tensão Induzida total	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)
Sem corona	0,61	-	1,24	-	1,85	-
2	0,83	+36,07	1,1	-11,29%	1,93	+4,32%
4	0,9	+47,54	1,05	-15,32%	1,95	+5,41%
8	1,0	+63,93	1,0	-19,36%	2,0	+8,11%

---

Para o caso considerado, os resultados destacados na Figura 5.38, Tabela 5.12 e Tabela 5.13 mostraram que a representação do envelope de corona em torno do canal de descarga teve como efeito aumentar a contribuição da parcela conservativa e reduzir a contribuição da parcela não-conservativa da tensão induzida. De acordo com os resultados referentes à onda de corrente com  $t_f=1 \mu\text{s}$ , o efeito da parcela não-conservativa predomina e, conseqüentemente, ocorre a diminuição na amplitude da tensão induzida. Por outro lado, para a onda de corrente com  $t_f=4 \mu\text{s}$  prevalece o efeito da parcela conservativa, promovendo assim, aumento na amplitude da tensão induzida resultante.

A parcela não-conservativa da tensão induzida está relacionada ao valor da derivada da frente de onda da corrente ( $di/dt$ ). A representação do envelope de corona em torno do canal promove distorção na frente da onda de corrente, reduzindo sua inclinação e taxa de crescimento, sendo este efeito mais significativo para ondas de corrente com tempo de frente pequeno. Esse comportamento justifica a maior redução na parcela de tensão induzida não-conservativa associada às ondas de corrente consideradas rápidas, com  $di/dt$  maior. Mesmo com a redução no tempo de frente da onda de corrente pela representação do envelope de corona, o efeito conservativo associado às cargas do canal ainda é mais significativo para as ondas de corrente consideradas lentas (maior tempo de frente). O efeito cumulativo das cargas no canal permanece durante um intervalo de tempo maior em relação ao efeito promovido por ondas de corrente rápidas, justificando assim, a elevação mais significativa da parcela de tensão induzida conservativa para ondas de corrente com maior tempo de frente.

#### **5.5.4 Influência da Velocidade de Propagação da Onda de Corrente de Retorno**

A influência da velocidade de propagação da onda de corrente de retorno nas tensões induzidas em linhas é um tema recorrente apresentado na literatura (NUCCI, 1993, 2003), (MICHISHITA, 2003), (PIANTINI, 1996b). Em (NUCCI, 2003) são apresentadas análises de sensibilidade baseadas em simulações utilizando o modelo MTLE para a distribuição de corrente no canal, o modelo de acoplamento de Agrawal e ondas de corrente do tipo heidler (HEIDLER, 1999). Os resultados obtidos destacam a redução do valor de pico de tensão induzida e o aumento na inclinação da sua frente de onda com o aumento na velocidade de propagação da onda de corrente. Essas conclusões estão relacionadas à utilização de ondas de corrente com tempo de frente de até  $1 \mu\text{s}$ . Todavia,

---

---

esse trabalho destaca que, de acordo com o ponto de observação escolhido ao longo da linha, ponto de incidência da descarga, valor do tempo de frente da onda de corrente e o tipo de modelo de corrente de retorno adotado, pode haver tanto a redução quanto o aumento da amplitude de tensão induzida. Resultados de simulação apresentados em (MICHISHITA, 2003) mostram a redução no valor de pico da tensão induzida com a diminuição da velocidade de propagação da onda de corrente. Nesse trabalho, considerou-se a incidência da descarga no topo de uma estrutura elevada posicionada próxima a uma das extremidades da linha. O valor do tempo de frente da onda de corrente utilizado foi de aproximadamente 1  $\mu$ s. Em (PIANTINI, 1996b) é retratado como a adoção de diferentes modelos de acoplamento e valores de tempo de frente da onda de corrente de retorno é capaz de afetar as avaliações a respeito do efeito da velocidade de propagação dessa onda de corrente nas tensões induzidas.

Conforme apresentado no capítulo 4, o modelo HEM é capaz de definir a velocidade de propagação da corrente que trafega no canal de descarga modificando-se os parâmetros  $\mu_r$  e  $\varepsilon_r$  que circundam o canal. Trata-se de um mecanismo puramente matemático que garante a redução da velocidade de propagação da corrente de descarga. Procedimento similar é adotado em (MOINI, 2000). Desta forma, é possível analisar a influência da variação da velocidade de propagação da onda de corrente de descarga na tensão induzida resultante na linha. É importante destacar que tal modificação arbitrária nos valores de  $\mu_r$  e  $\varepsilon_r$  é utilizada apenas para determinar a distribuição espacial e temporal da corrente ao longo do canal de descarga, forçando a corrente no canal a se propagar a uma velocidade inferior a da velocidade da luz. A determinação do acoplamento eletromagnético entre os elementos do canal de descarga e da linha, e o conseqüente cálculo da tensão induzida, consideram canal e linha imersos no ar.

Três valores para velocidade de propagação da onda de corrente foram assumidos nas simulações:  $3 \times 10^8$  m/s,  $1,9 \times 10^8$  m/s e  $1 \times 10^8$  m/s. Considerou-se a incidência de uma descarga a 100 m do centro de uma linha com 1 km de comprimento e equidistante de suas extremidades. Os resultados de tensão induzida para o centro e extremidades da linha, considerando dois valores para o tempo de frente da onda de corrente injetada no canal ( $t_f=1$  e 4  $\mu$ s) são apresentados na Figura 5.39. A Tabela 5.14 destaca os valores de pico referentes às ondas de tensão induzida.

---

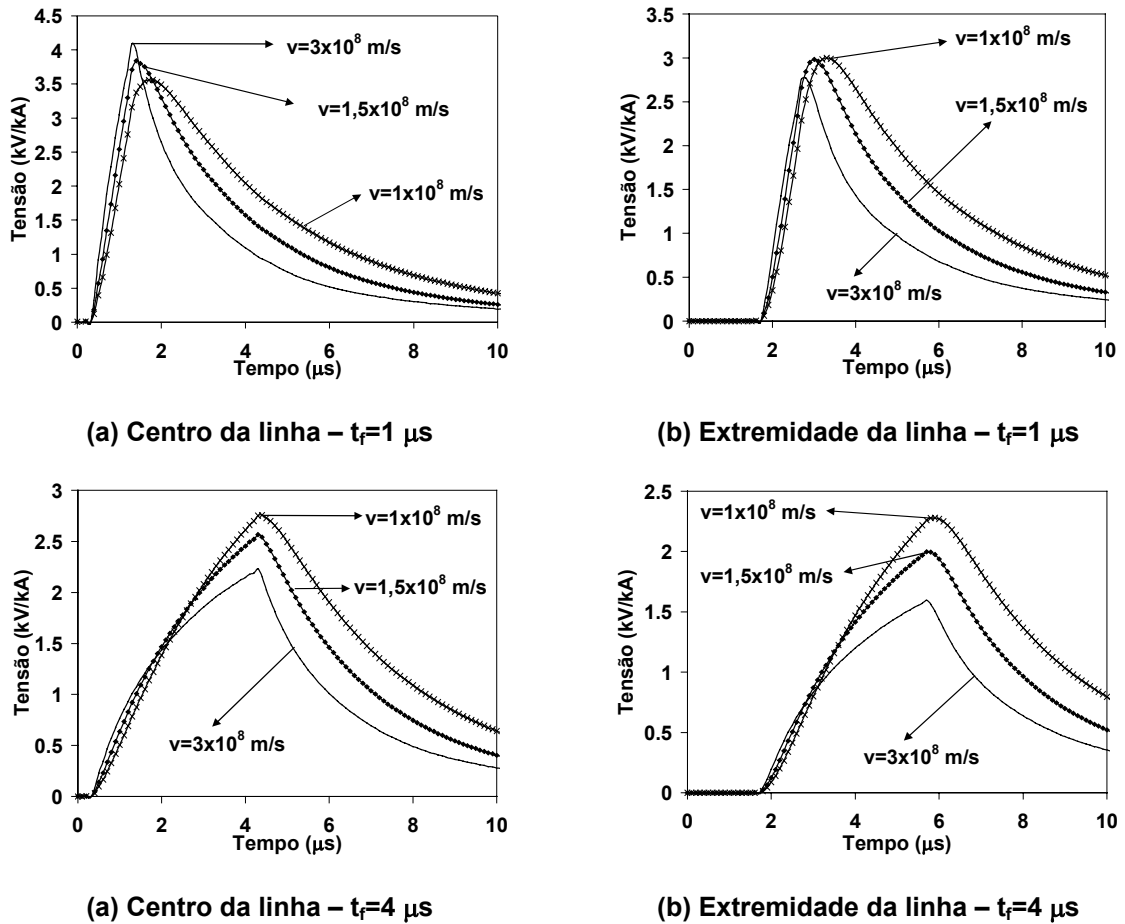


Figura 5.39 – Efeito da velocidade de propagação da onda de corrente no canal nas tensões induzidas no centro e na extremidade da linha.

Tabela 5.14 – Valores de pico de tensão induzida para o centro e extremidades da linha  
Avaliação do efeito da velocidade de propagação da onda de corrente no canal.

V $\times 10^8$ (m/s)	Corrente no canal: triangular, $t_f= 1\mu s$				Corrente no canal: triangular, $t_f= 4\mu s$			
	Centro (kV/kA)	Variação centro (%)	Extremidade (kV/kA)	Variação extremidade (%)	Centro (kV/kA)	Variação centro (%)	Extremidade (kV/kA)	Variação extremidade (%)
3	4,09	-	2,77	-	2,23	-	1,6	-
1,5	3,84	-6,1%	2,98	+7,6%	2,57	+15,3%	2,0	+25%
1	3,56	-12,96%	3,0	+8,3%	2,76	+23,8%	2,28	+42,5%

Para as condições analisadas, observa-se, de forma geral, um aumento no valor de pico de tensão induzida com o decréscimo da velocidade de propagação da onda de corrente de descarga. Apenas para o caso de tensão induzida no centro da linha associada a uma onda de corrente com tempo de frente de  $1 \mu s$ , ocorreu a diminuição do valor de pico de tensão induzida com a redução da velocidade de propagação da corrente. Tal resultado vai de encontro aos comentários apresentados em (NUCCI, 2003).

---

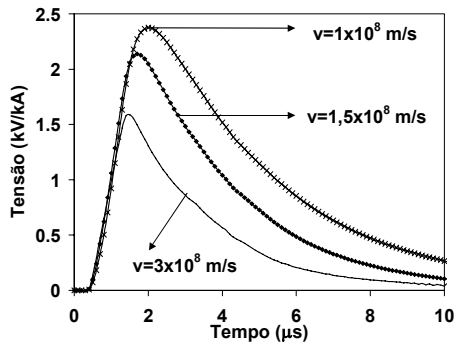
O aumento no pico de tensão induzida foi mais significativo para ondas de corrente com tempo de frente de 4  $\mu$ s. Reduzindo-se a velocidade de propagação de  $3 \times 10^8$  m/s para  $1 \times 10^8$  m/s, a amplitude máxima de tensão induzida no centro da linha variou de 2,23 kV/kA para 2,76 kV/kA (~24% maior). Já para a extremidade da linha, tal aumento foi ainda maior (~43 %).

De acordo com os resultados da Figura 5.39, também observa-se que o aumento na velocidade de propagação de ondas de corrente com tempo de frente de 1  $\mu$ s causou um aumento na inclinação da onda de tensão induzida, tornando-as mais íngremes. Resultado similar é apresentado em (PIANTINI, 1996b). Comportamento inverso acontece para o caso de ondas de corrente com tempo de frente maior. Para as ondas de corrente com tempo de frente de 4  $\mu$ s, quanto maior a velocidade de propagação no canal, menos inclinada se torna a onda de tensão induzida.

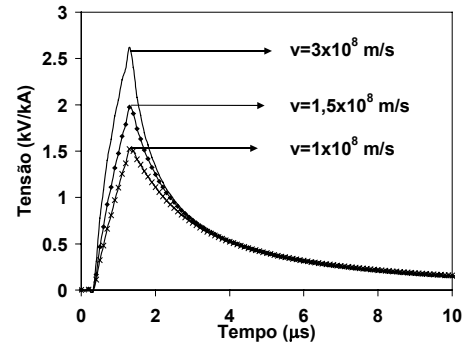
A Figura 5.40 ilustra o comportamento das parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida para o centro da linha com a variação da velocidade de propagação da onda de corrente de descarga, considerando os dois valores de tempo de frente anteriormente simulados (1 e 4  $\mu$ s). Os valores de pico destas parcelas são destacadas na Tabela 5.15 e na Tabela 5.16.

Para ambos os tempos de frente da onda de corrente de descarga simulados (1 e 4  $\mu$ s), a diminuição da velocidade de propagação da onda de corrente provoca o aumento da parcela conservativa e redução da parcela não-conservativa de tensão induzida. Além disso, a parcela conservativa da tensão induzida passa a predominar sobre a parcela não-conservativa para velocidades de propagação da onda de corrente inferiores a da velocidade da luz.

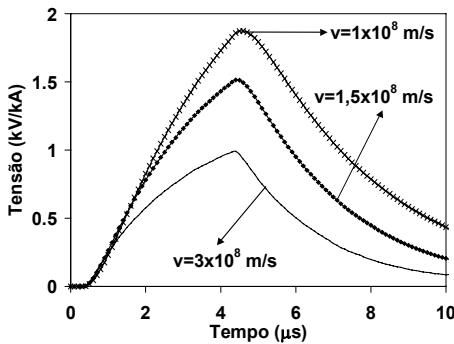
---



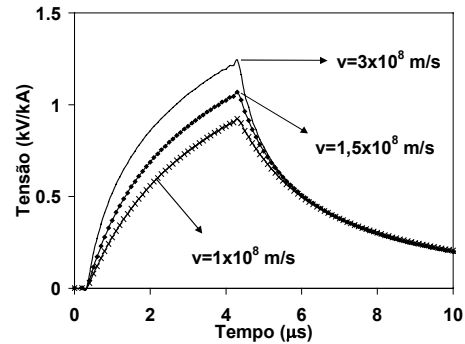
(a) Parcela conservativa –  $t_f=1 \mu s$



(b) Parcela não-conservativa –  $t_f=1 \mu s$



(c) Parcela conservativa –  $t_f=4 \mu s$



(d) Parcela não-conservativa –  $t_f=4 \mu s$

Figura 5.40 – Efeito da velocidade de propagação da onda de corrente no canal nas parcelas conservativa e não-conservativa de tensão induzida no centro da linha.

Tabela 5.15 – Valores de pico das parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida no centro da linha assumindo tempo de frente da onda de corrente no canal  $t_f=1 \mu s$ .

Velocidade (m/s)	Parcela conservativa		Parcela não-conservativa		Tensão Induzida total	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)
$3 \times 10^8$	1,59	-	2,62	-	4,09	-
$1,5 \times 10^8$	2,14	+34,6%	1,98	-24,4%	3,84	-6,11%
$1 \times 10^8$	2,38	+49,7%	1,52	-42%	3,56	-12,96%

Tabela 5.16 – Valores de pico das parcelas conservativa e não-conservativa da tensão induzida no centro da linha assumindo tempo de frente da onda de corrente no canal  $t_f=4 \mu s$ .

Velocidade (m/s)	Parcela conservativa		Parcela não-conservativa		Tensão Induzida total	
	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)	$V_{pico}$ (kV/kA)	Variação Percentual (%)
$3 \times 10^8$	0,99	-	1,24	-	2,23	-
$1,5 \times 10^8$	1,51	+52,5%	1,07	-13,71%	2,57	+15,25%
$1 \times 10^8$	1,87	+88,9%	0,92	-25,81%	2,76	+23,77%

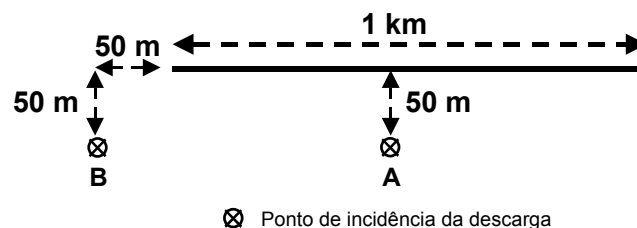
Diversas simulações foram realizadas adotando-se outras formas de onda de corrente. Os resultados obtidos confirmaram os comentários apresentados anteriormente referentes à simulação com a onda de corrente do tipo triangular. Para pontos de observação na linha distantes do ponto de incidência da descarga, sempre ocorre o aumento da tensão induzida com a diminuição da velocidade. Para pontos de observação próximos ao ponto de incidência da descarga, em alguns casos ocorre a redução ou aumento da tensão induzida com a diminuição da velocidade. De forma geral, para esse tipo de ponto de observação, ondas de corrente com tempos de frente muito curtos (até  $1 \mu\text{s}$ ) provocam a diminuição da amplitude de tensão induzida com a redução na velocidade de propagação da onda de corrente de descarga.

## 5.6 Comparação de Resultados Gerados pelo Modelo HEM e Modelagens Tradicionais para o Cálculo de Tensões Induzidas

### 5.6.1 Introdução

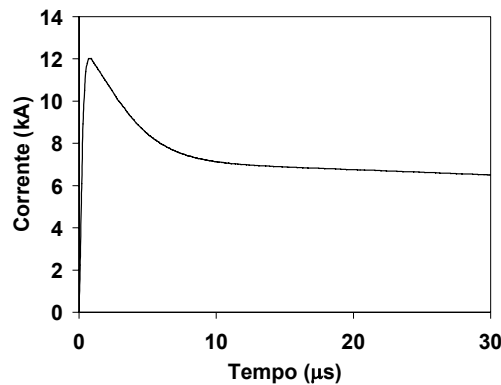
Esta seção tem como objetivo apresentar uma comparação entre os resultados gerados pelo modelo HEM e duas das modelagens mais amplamente empregadas na literatura para cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas: o Modelo de Acoplamento de Agrawal e o *Numerical Electromagnetics Code* – NEC. Tanto o Modelo de Agrawal quanto o NEC já se mostraram capazes de reproduzir com qualidade resultados de medição de tensão induzida obtidos por experimentos utilizando modelos em escala reduzida (NUCCI, 1998), (POKHAREL, 2003).

Para se realizar a comparação proposta, dois pontos de incidência de descarga foram simulados, conforme ilustrado na Figura 5.41: ponto A (descarga frontal a 50 m do centro da linha e equidistante das extremidades) e ponto B (descarga a 50 m de uma das extremidades da linha).



**Figura 5.41 – Pontos de incidência de descarga simulados para comparação dos resultados de tensão induzida gerados pelas modelagens em análise.**

A linha é representada por um único condutor horizontal com 1 km de comprimento, raio 1 cm e posicionada a 8 m da superfície do solo. As extremidades da linha são terminadas por resistências de  $443 \Omega$  e o solo é assumido como um plano condutor perfeito. Em todos os casos simulados, considerou-se a injeção na base do canal de descarga de uma onda de corrente do tipo Heidler, com 12 kA de valor de pico e valor da derivada máxima da frente de onda da corrente igual a  $40 \text{ kA}/\mu\text{s}$ , conforme ilustrado na Figura 5.42. Essa forma de onda de corrente representa a forma de onda mediana proposta por Nucci (1993) para as descargas subseqüentes medidas no Monte San Salvatore (BERGER, 1975).



**Figura 5.42 – Onda de corrente aplicada na base do canal de descarga.**

Quando se pretende comparar resultados gerados por diferentes modelos computacionais, é fundamental que as modelagens escolhidas sejam aplicadas de forma a representar o mesmo tipo de problema a ser investigado.

No caso das modelagens aplicadas ao cálculo de tensões induzidas, uma especial atenção deve ser dada à distribuição da corrente ao longo do canal de descarga. Tal distribuição é responsável pelos campos eletromagnéticos que irão se propagar a partir do canal e interagir com os condutores da linha, dando origem às tensões induzidas. Para uma comparação coerente entre os resultados de tensões induzidas, é necessário que esses campos eletromagnéticos associados às diferentes modelagens sejam idênticos ou bastante similares. A adoção das mesmas distribuições de corrente ou distribuições de corrente que tenham um alto grau de semelhança se constitui em uma maneira de garantir tal condição. Distribuições de corrente distintas podem originar campos eletromagnéticos com formas de onda e amplitudes diferentes, prejudicando, assim, a comparação de resultados de tensão induzida.

---

## 5.6.2 Comparação com os Resultados Gerados pelo Modelo de Acoplamento de Agrawal

O modelo de Agrawal se constitui em um dos modelos de acoplamento mais amplamente utilizados na literatura para avaliações de tensões induzidas. A interação eletromagnética entre o canal de descarga e os condutores da linha é representada por meio de fontes de tensão espalhadas ao longo da linha. Tais fontes estão associadas ao campo elétrico horizontal na direção do eixo da linha e ao campo elétrico vertical perpendicular à direção do eixo da linha.

Comentários a respeito da modelagem desenvolvida por Agrawal, assim como detalhes do desenvolvimento da sua formulação, são apresentados no capítulo 3 e apêndice A deste trabalho de tese.

A comparação entre os resultados de tensão induzida gerados pelo Modelo de Agrawal e o HEM procurou utilizar a mesma distribuição de corrente no canal para ambos os modelos. Tal procedimento foi realizado acoplando-se o modelo de corrente de retorno DNUTL à modelagem de Agrawal. O modelo DNUTL, desenvolvido por Visacro e De Conti (2005d), é capaz de reproduzir distribuições de corrente no canal que sejam idênticas às geradas pelo modelo HEM, bastando para isso a definição de determinadas características físicas do canal de descarga como raio equivalente do envelope de corona e valor da condutividade do núcleo do canal. As tensões induzidas apresentadas a seguir se referem a uma condição de canal sem envelope de corona e com condutividade do núcleo igual a do cobre ( $\sigma = 5,7 \times 10^7$  S/m), visando representar uma condição de canal com nível de ionização bastante elevado.

### 5.6.2.1 PONTO DE INCIDÊNCIA A (DESCARGA FRONTAL EM RELAÇÃO AO CENTRO DA LINHA E EQUÍDISTANTES DE SUAS EXTREMIDADES)

As tensões induzidas computadas pelo Modelo de Agrawal e o HEM para o centro e para as extremidades da linha, assumindo a incidência da descarga no ponto A, são apresentadas na Figura 5.43.

---

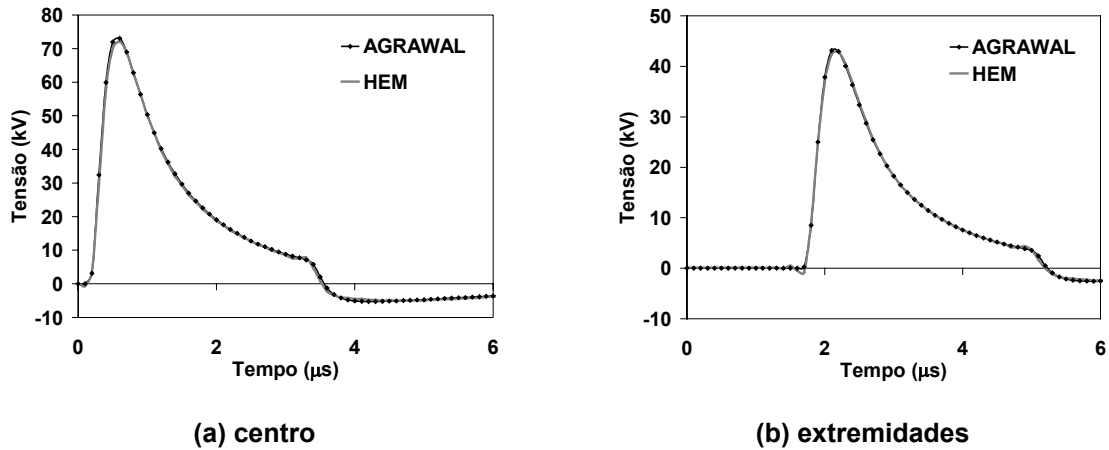


Figura 5.43 – Tensões induzidas na linha calculadas pelo modelo de Agrawal e HEM considerando o ponto de incidência A.

A Figura 5.43 ilustra formas de onda de tensão induzida idênticas, destacando a potencialidade do HEM em reproduzir os mesmos resultados gerados pelo modelo de Agrawal para uma condição de incidência da descarga frontal em relação ao centro da linha e equidistante de suas extremidades.

### 5.6.2.2 PONTO DE INCIDÊNCIA B (DESCARGA PRÓXIMA A UMA DAS EXTREMIDADES DA LINHA)

A Figura 5.44 apresenta as tensões induzidas computadas pelo Modelo de Agrawal e HEM para a extremidade esquerda (próxima ao ponto de incidência da descarga), centro e extremidade direita da linha (distante em relação ao ponto de incidência da descarga) da linha, associadas à incidência de descarga no ponto B.

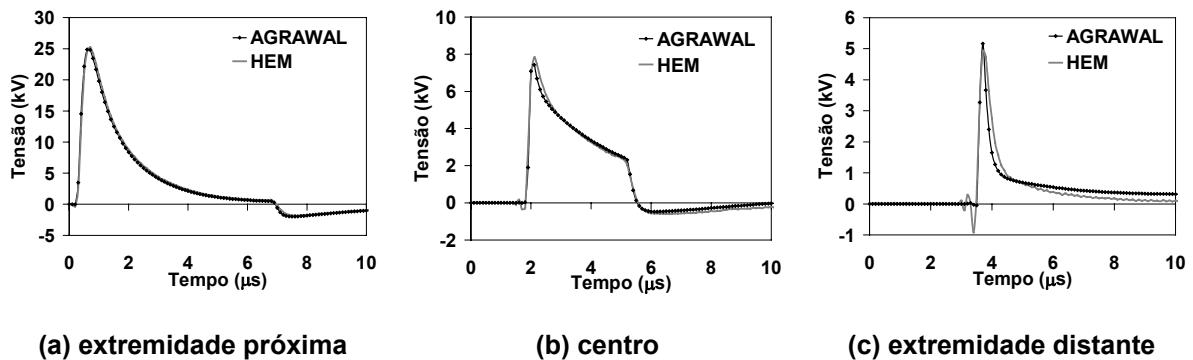


Figura 5.44 – Tensões induzidas na linha calculadas pelo modelo de Agrawal e HEM considerando o ponto de incidência B.

---

Os resultados de comparação da Figura 5.44 mais uma vez apresentam um grau de concordância bastante satisfatório. São observadas ondas de tensão induzida idênticas para o ponto de observação posicionado na extremidade esquerda da linha.

Todos esses resultados servem para destacar a capacidade do Modelo de Agrawal e do HEM em gerar tensões induzidas extremamente semelhantes, quando adotadas as mesmas condições de distribuição de corrente para ambos os modelos.

### **5.6.3 Comparação com os Resultados Gerados pelo *Numerical Electromagnetics Code* - NEC**

Conforme anteriormente apresentado no capítulo 3, o *Numerical Electromagnetics Code*, NEC, é um tipo de modelagem desenvolvido para a avaliação dos campos eletromagnéticos gerados em torno de segmentos condutores. Sua aplicação para cálculo de tensões induzidas já foi amplamente comprovada pela comparação com dados de medição gerados por modelos em escala reduzida (POKHAREL, 2003).

Assim como o HEM, o NEC também é capaz de computar de forma integrada a distribuição de corrente ao longo do canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e canal, sem a necessidade de utilizar um modelo de acoplamento (*coupling model*) específico.

No caso de comparação dos resultados de tensão induzida gerados pelos modelos HEM e NEC, a representação de distribuições de corrente ao longo do canal que sejam idênticas por parte dos dois tipos de modelagem se constitui em tarefa das mais árduas. Tal fato se deve às peculiaridades inerentes a cada um dos modelos em representar a atenuação e a propagação da corrente no canal de descarga. Sendo assim, procurou-se utilizar distribuições similares de corrente geradas pelos dois modelos, conforme mostram as ondas de corrente da Figura 5.45. Ambos os modelos consideraram a velocidade de propagação da corrente de retorno como sendo  $v=0,79c$ , valor coerente com estimativas apresentadas em (IDONE, 1982). Em relação ao valor de resistência por unidade de comprimento do canal, diferentes valores foram adotados pelos dois modelos:  $R=0,5 \Omega/m$  (NEC) e  $R=0,32 \Omega/m$  (HEM). Tais valores estão inseridos na faixa de valores de resistência por unidade de comprimento referente ao canal de descarga apresentada em (RAKOV, 1998a).

---

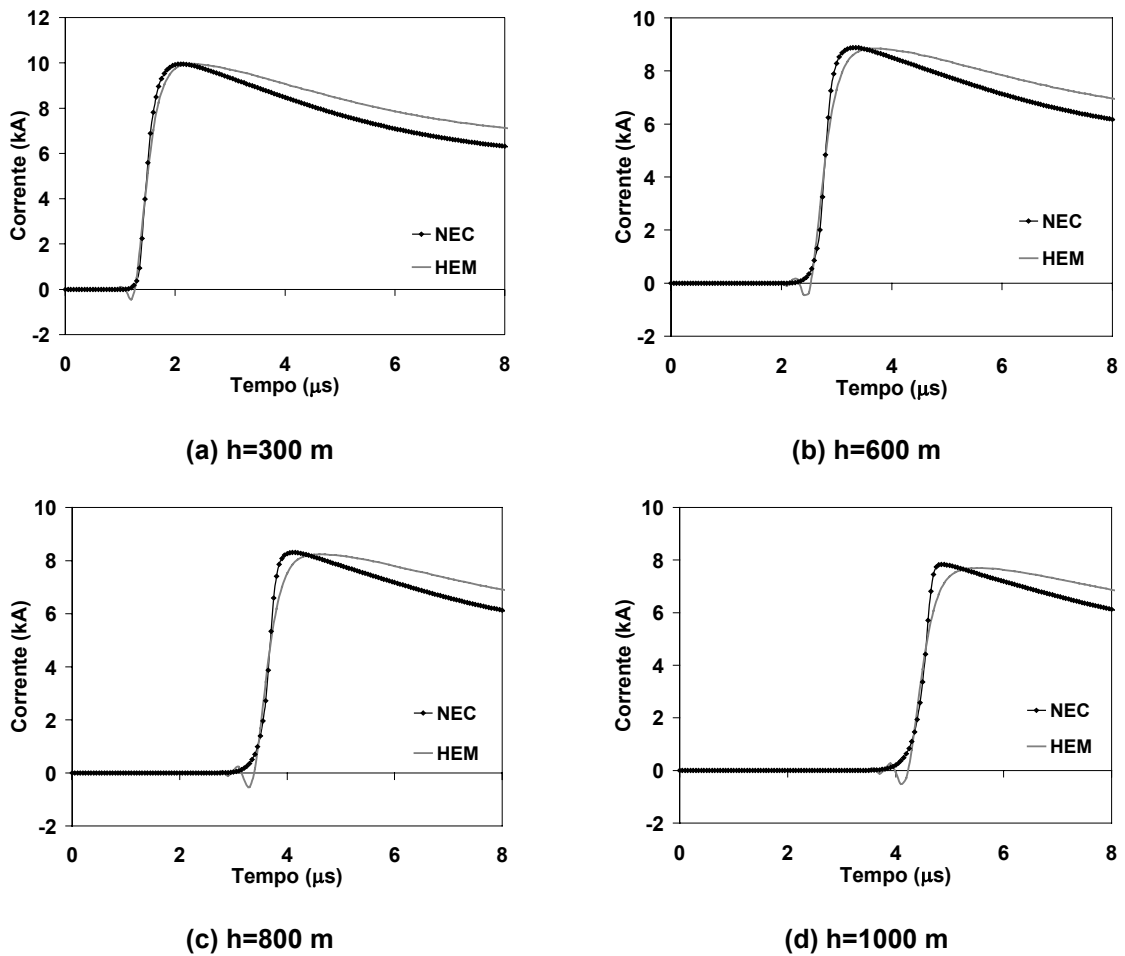
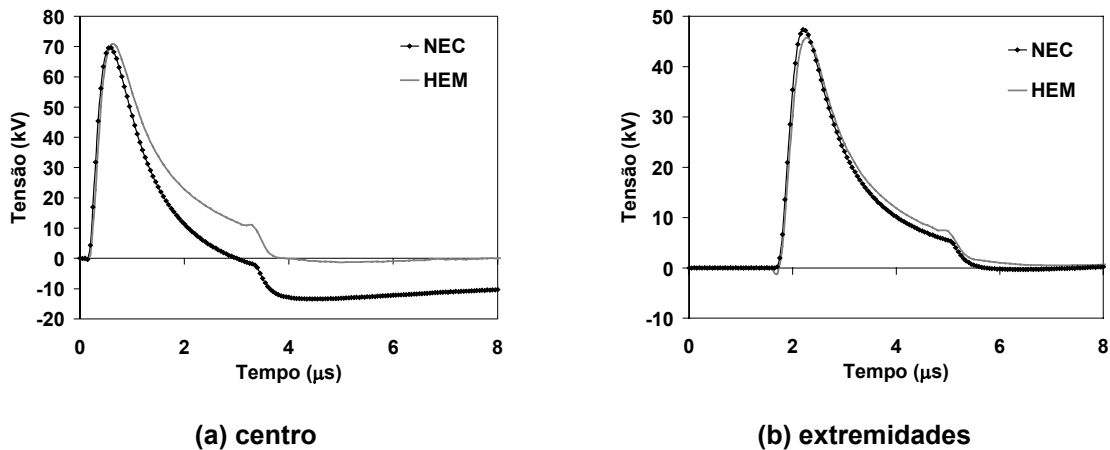


Figura 5.45 - Distribuição de corrente ao longo do canal de descarga gerada pelos modelos HEM e NEC (HEM:  $v=236\text{ m}/\mu\text{s}$ ,  $R=0,32\ \Omega/\text{m}$  e NEC:  $v=236\text{ m}/\mu\text{s}$ ,  $R=0,5\ \Omega/\text{m}$ ).

De acordo com os resultados apresentados na Figura 5.45, as distribuições de corrente geradas pelas duas modelagens são similares, porém não são idênticas. Observa-se uma diferença importante entre os formatos das caudas das ondas de corrente. Além disso, quanto maior a altura do ponto de observação ao longo do canal, mais significativa se torna a diferença entre os valores máximos e entre as inclinações das frentes de onda das correntes.

### 5.6.3.1 PONTO DE INCIDÊNCIA A (DESCARGA FRONTAL EM RELAÇÃO AO CENTRO DA LINHA E EQUÍDISTANTES DE SUAS EXTREMIDADES)

Os resultados de tensão induzida calculados por NEC e HEM para o centro e extremidades da linha, assumindo o ponto de incidência de descarga A, são apresentados na Figura 5.46.



**Figura 5.46 - Tensões induzidas na linha calculadas pelos modelos NEC e HEM considerando o ponto de incidência A.**

Os resultados da Figura 5.46 ilustram uma boa concordância entre as tensões induzidas calculadas, principalmente em relação aos valores de pico. Enquanto na extremidade da linha as formas das ondas de tensão induzida são praticamente idênticas, no centro da linha é observada uma pequena diferença entre as caudas das ondas computadas pelos dois modelos.

Ainda não foi definida com clareza a causa desta diferença. Todavia, a priori, o resultado de tensão induzida para o centro da linha referente à aplicação do HEM possui uma maior consistência física pelo fato da cauda da onda de tensão induzida tender a um valor nulo. Este é o comportamento esperado, uma vez que, para essas simulações, o solo foi assumido como um plano condutor perfeito, consistindo assim, em uma referência de potencial nulo. A não-reprodução deste comportamento pela onda de tensão induzida calculada pelo NEC pode estar relacionada a algum problema na aplicação deste modelo para este ponto de observação específico segundo as condições adotadas na simulação.

Uma contribuição para essa diferença poderia estar associada às distribuições de corrente geradas pelos modelos HEM e NEC, que apresentam diferenças principalmente quanto ao decaimento e valor máximo da corrente ao longo do canal, de acordo com a Figura 5.45. No entanto, tais diferenças se tornam mais significativas apenas para alturas elevadas do canal de descarga, o que minimiza o impacto da contribuição desse efeito nas tensões induzidas. Outro aspecto que poderia contribuir para essa diferença refere-se aos métodos numéricos de solução utilizados por cada modelo, principalmente no que tange à maneira com a qual a segmentação adotada para o sistema avaliado afeta os resultados.

A Tabela 5.17 denota os valores de pico de tensão induzida referentes ao centro e às extremidades da linha computados pelo HEM e pelo NEC assumindo o ponto de incidência de descarga A.

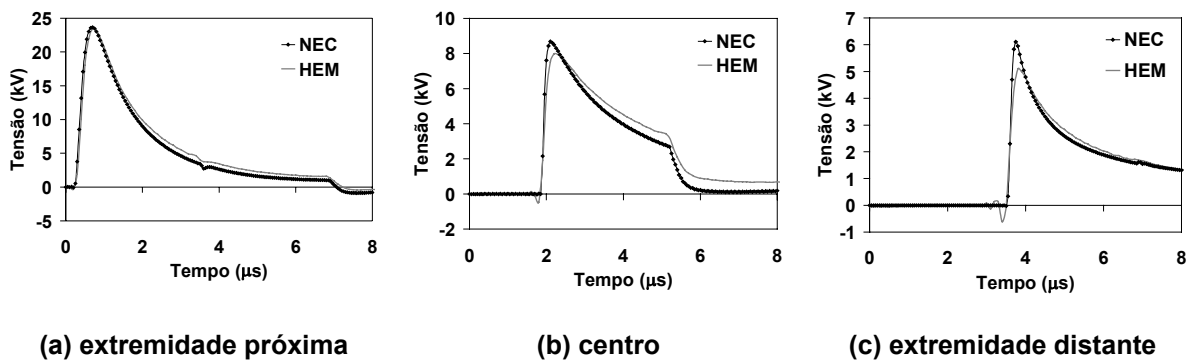
**Tabela 5.17 - Valores de pico de tensão induzida ( $V_p$ ) ao longo da linha calculados pelos modelos HEM e NEC considerando o ponto de incidência A.**

Ponto de observação	$V_{p\text{ HEM}}$ (kV)	$V_{p\text{ NEC}}$ (kV)	Varição em relação ao HEM (%) <sup>*</sup>
Centro	70,6	69,6	-1,42 %
Extremidade	45,7	47,4	+ 3,7 %

$$((V_{p\text{ NEC}} - V_{p\text{ HEM}}) / V_{p\text{ HEM}}) * 100$$

### 5.6.3.2 PONTO DE INCIDÊNCIA B (DESCARGA PRÓXIMA A UMA DAS EXTREMIDADES DA LINHA)

A Figura 5.47 destaca as tensões induzidas geradas pelos modelos NEC e HEM para a extremidade esquerda da linha (próxima ao ponto de incidência da descarga), centro e extremidade direita da linha (distante em relação ao ponto de incidência da descarga), associadas à ocorrência da descarga no ponto B.



**Figura 5.47 - Tensões induzidas na linha calculadas pelos modelos NEC e HEM considerando o ponto de incidência B.**

Os resultados referentes à Figura 5.47 mais uma vez ilustram a capacidade dos modelos HEM e NEC em reproduzir resultados de tensão induzida similares. Para o ponto de observação localizado na extremidade da linha próxima ao ponto de incidência da descarga, as formas de onda de tensão induzida calculadas pelos dois modelos são praticamente idênticas.

A Tabela 5.18 apresenta os valores de pico de tensão induzida computados por cada modelo para os três pontos de observação ao longo da linha considerando o ponto de incidência B. Os valores calculados pelo modelo HEM são ligeiramente menores em comparação com aqueles preditos pelo NEC. A maior diferença entre esses valores foi da ordem de 20%, observada para a extremidade da linha distante em relação ao ponto de incidência da descarga.

**Tabela 5.18 - Valores de pico de tensão induzida ( $V_p$ ) ao longo da linha calculados pelos modelos HEM e NEC considerando o ponto de incidência B.**

Ponto de observação	$V_{p\ HEM}$ (kV)	$V_{p\ NEC}$ (kV)	Variação em relação ao HEM (%) <sup>*</sup>
Extremidade esquerda	23,4	23,7	+ 1,28 %
Centro	8	8,6	+ 7,5 %
Extremidade direita	5,1	6,1	+ 19,6 %

$$((V_{p\ NEC} - V_{p\ HEM}) / V_{p\ HEM}) * 100$$

## **5.7 Comparação de Resultados Gerados pelo Modelo HEM com Dados Experimentais de Tensão Induzida**

### **5.7.1 Medição de Tensão Induzida Utilizando Modelos em Escala Reduzida**

A aplicação dos modelos em escala reduzida para os estudos de tensão induzida é capaz de gerar uma grande quantidade de dados de medição em um curto intervalo de tempo. Sua utilização constitui ferramenta para a validação de modelos teóricos, além de propiciar a avaliação de tensões induzidas em configurações de linha consideradas complexas.

Em (NUCCI, 1998), é apresentada uma comparação de resultados entre o Modelo de Acoplamento de Agrawal (1980) e dados de medição obtidos por um modelo em escala reduzida desenvolvido na Universidade de São Paulo (USP). Os resultados apresentados destacam uma boa concordância entre as tensões induzidas medidas e calculadas.

Alguns dados de medição utilizados em (NUCCI, 1998) serão aqui empregados para comparação com os resultados de tensão induzida gerados pelo HEM. As condições

adotadas se referem a uma linha constituída por um único condutor com 270 m de comprimento, com diâmetro 2 cm, posicionada a 10 m de altura do solo e iluminada por um canal de descarga localizado próximo à linha e aproximadamente equidistante das terminações da linha, conforme mostra a Figura 5.48. O experimento considerou o solo como um plano condutor perfeito. Tal comportamento foi obtido colocando-se placas de alumínio sobre a superfície do solo. As extremidades da linha são terminadas por impedâncias concentradas com valor de  $456 \Omega$ .

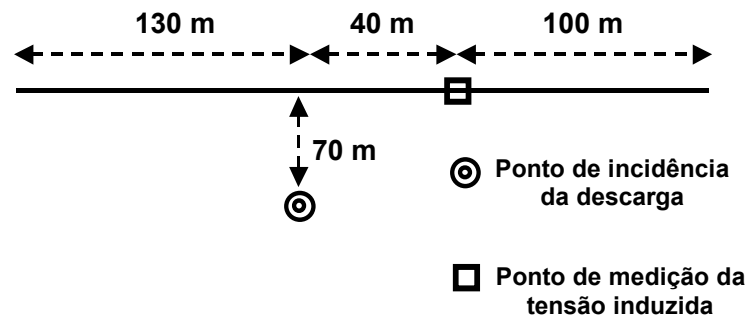


Figura 5.48 – Geometria do problema em análise.

O canal de descarga possui 600 m de comprimento e foi representado por um condutor de cobre enrolado em uma haste isolante de forma a possuir impedância de surto de  $2,2 \text{ k}\Omega$  e velocidade de propagação da corrente ao longo do canal de aproximadamente  $0,11c$ . A corrente considerada injetada no canal pode ser aproximada por uma forma de onda triangular com tempo de frente de  $2 \mu\text{s}$  e tempo de meia onda igual a  $85 \mu\text{s}$ . Dois valores de amplitude de corrente foram assumidos nos experimentos: 34 e 70 kA. A Figura 5.49 destaca os resultados de tensão induzida medidos no experimento e calculados pelo HEM.

As tensões induzidas calculadas pelo HEM são semelhantes aos dados medidos no modelo em escala reduzida. As diferenças observadas entre os resultados calculados e medidos podem estar associadas a dois pontos. O primeiro se refere à velocidade de propagação da onda de corrente no canal de descarga. De acordo com (NUCCI, 1998),  $0,11c$  equivale ao valor médio dessa velocidade. Nos cálculos, a corrente foi assumida se propagando com esse valor constante por todo o canal. O segundo ponto está relacionado à atenuação e distorção (aumento no tempo de frente) da onda de corrente enquanto esta se propaga no canal. Estas duas características não foram contempladas nas simulações. Apesar dessas diferenças, os resultados apresentados demonstram a capacidade do modelo HEM em reproduzir com qualidade dados de medição de tensão induzida.

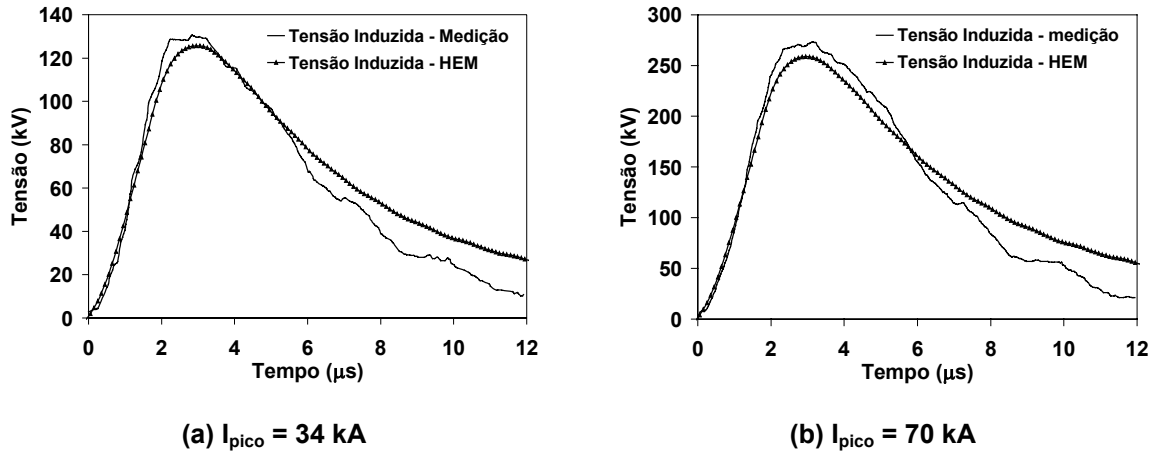


Figura 5.49 - Tensões induzidas calculadas pelo HEM assumindo dois valores de pico para a corrente injetada no canal de descarga: 34 kA e 70 kA.

### 5.7.2 Medição de Tensão Induzida Utilizando Linhas Experimentais

Esta seção destaca uma comparação dos resultados gerados pelo modelo HEM com dados experimentais de medição de tensão induzida em uma linha experimental apresentados em (BARKER, 1996). Tal trabalho faz parte de um projeto realizado pelo *Electric Power Research Institute* (EPRI) cujo objetivo principal compreendia a medição dos efeitos das descargas em sistemas de distribuição de energia elétrica decorrentes do campo eletromagnético associado às descargas trigadas (*rocket triggered lightning*). Em (BARKER, 1996) são apresentados resultados de medição de tensão induzida entre fase e neutro em uma linha de distribuição experimental não-energizada. Dados de medição de corrente de descarga, além dos campos elétrico e magnético associados são também destacados.

A Figura 5.50 ilustra a configuração da linha experimental. Ela é constituída por dois condutores verticalmente espaçados por uma distância de 1,82 m. A linha possui 682 m de comprimento e é sustentada por 15 postes de madeira, constituindo vãos de aproximadamente 49 m. O condutor mais baixo representa o condutor neutro, possuindo pontos de aterramento em ambas as extremidades da linha e no poste P9. Os valores de resistência de aterramento para esses pontos variam de acordo com o experimento, estando sempre compreendidos entre  $30 \Omega$  e  $75 \Omega$ . Para a comparação de resultados apresentada nesta seção, os valores de resistência de aterramento medidos e adotados nas simulações são destacados na Figura 5.50.

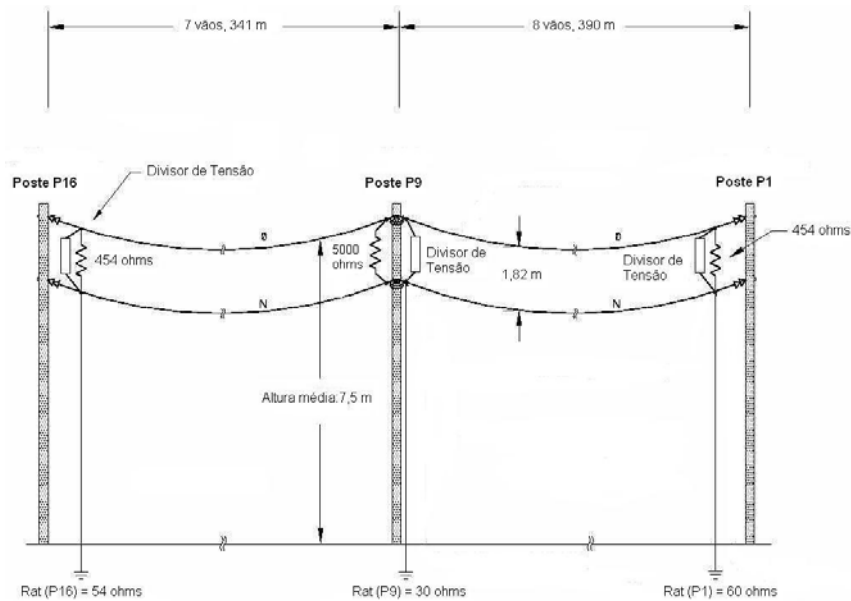


Figura 5.50 – Configuração da linha de distribuição experimental adota em (BARKER, 1996).

O condutor mais elevado atua como condutor fase e é posicionado 7,5 m acima do solo. Suas extremidades possuem resistências de  $454 \Omega$  conectando os condutores fase e neutro para minimizar os efeitos de reflexão.

O lançador do foguete se localiza a 145 m da região central da linha, conforme destacado na Figura 5.51. As tensões induzidas são medidas entre fase e neutro em ambas as extremidades da linha e no ponto P9.

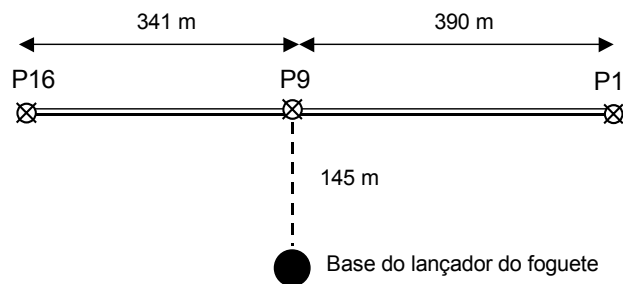


Figura 5.51 – Ponto de incidência da descarga.

Simulações sistemáticas utilizando o modelo HEM foram realizadas para avaliação das tensões induzidas desenvolvidas entre fase e neutro na configuração de linha descrita na Figura 5.50. A comparação de resultados foi feita para diversos eventos de medição simultânea de corrente de descarga e tensões induzidas. Em todos os casos, simulou-se a injeção na base do canal de descarga da mesma forma de onda de corrente medida, representando uma condição bastante similar a de ocorrência de descargas subseqüentes.

Informações a respeito da velocidade de propagação da onda de corrente no canal de descarga não são apresentadas em (BARKER, 1996). Sendo assim, optou-se pela simulação de duas condições para representação do canal de descarga: canal sem envelope de corona e canal com raio equivalente de corona de 2 m. As velocidades de propagação da onda de corrente para essas duas condições são, respectivamente,  $c$  e  $0,6c$ . A Figura 5.52 destaca ondas de corrente de descarga referentes a seis eventos de medição. Os resultados de tensão induzida fase-neutro para os pontos P9 e P1 relacionados a esses eventos são ilustrados na Figura 5.53, Figura 5.54, Figura 5.55, Figura 5.56, Figura 5.57 e Figura 5.58. Os valores de pico de tensão induzida referentes a essas resultados são apresentados na Tabela 5.19.

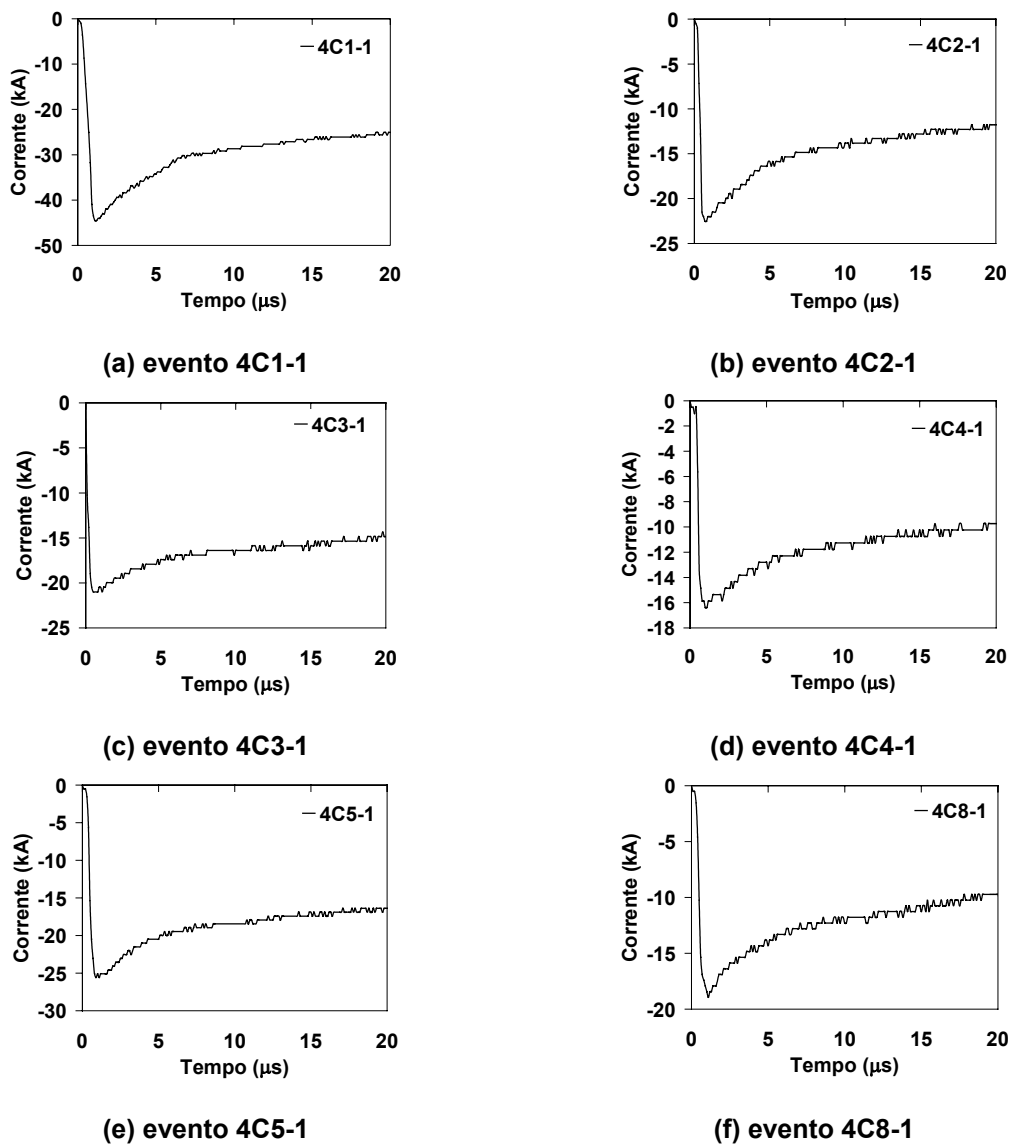


Figura 5.52 – Representação das formas de onda de corrente medidas e aplicadas no modelo HEM para cálculo de tensão induzida.

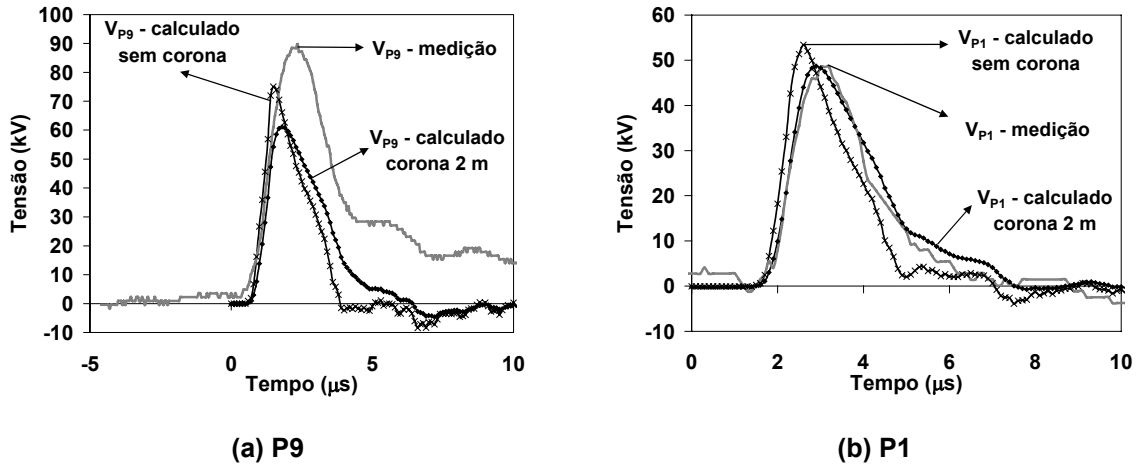


Figura 5.53 – Tensões Induzidas fase-neutro calculadas para os pontos P9 e P1 (4C1-1).

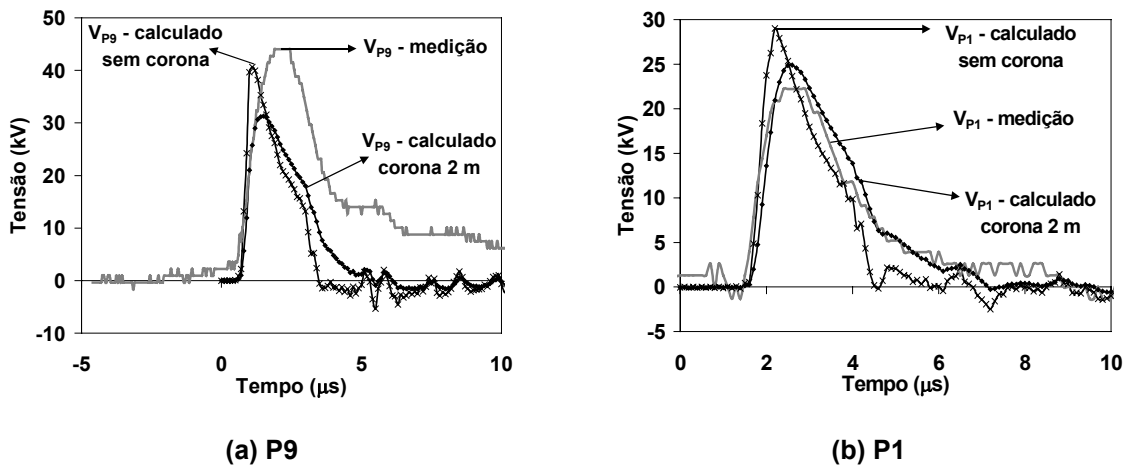


Figura 5.54 – Tensões Induzidas fase-neutro calculadas para os pontos P9 e P1 (4C2-1).

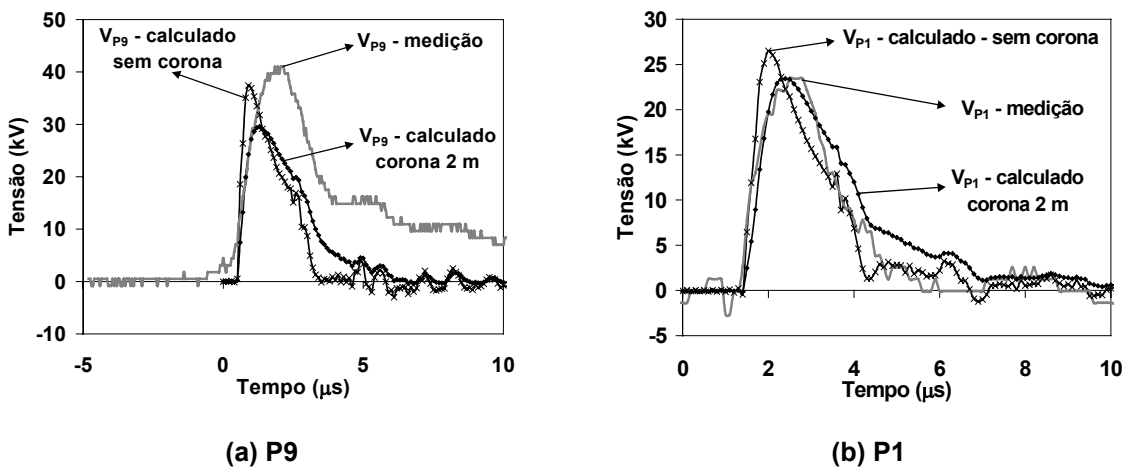
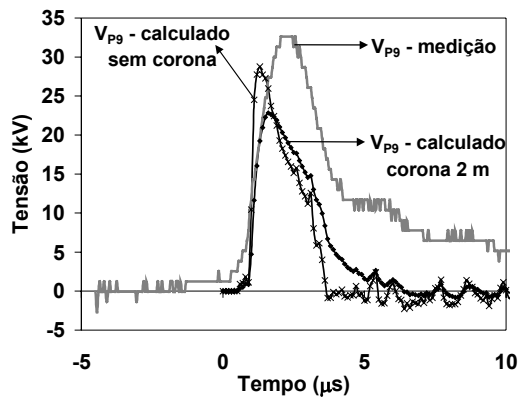
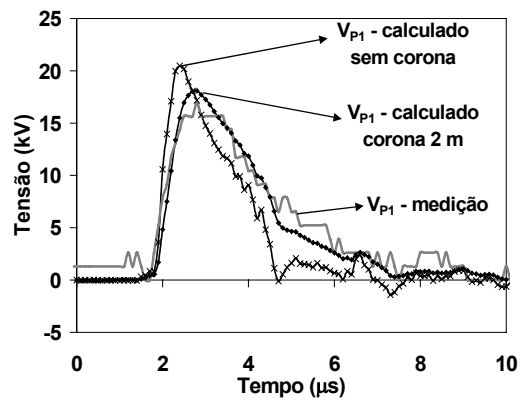


Figura 5.55 – Tensões Induzidas fase-neutro calculadas para os pontos P9 e P1 (4C3-1).

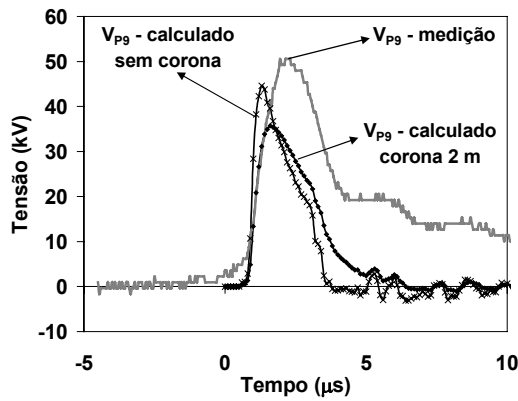


(a) P9

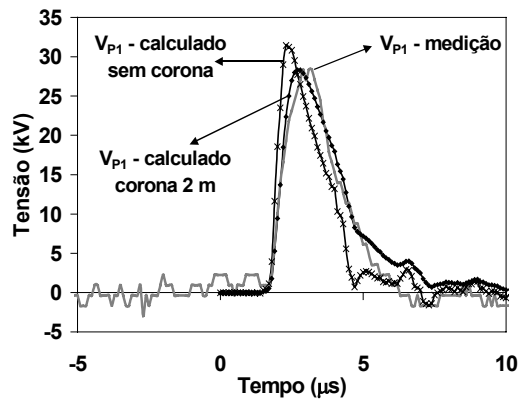


(b) P1

Figura 5.56 – Tensões Induzidas fase-neutro calculadas para os pontos P9 e P1 (4C4-1).

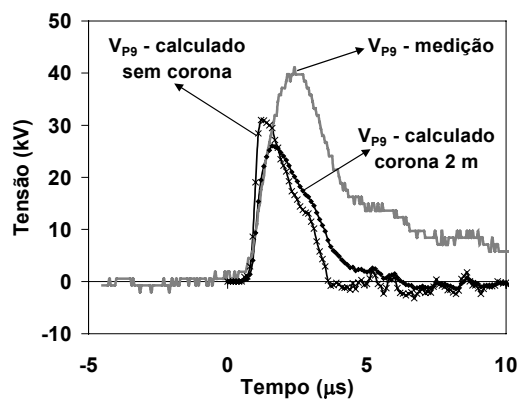


(a) P9

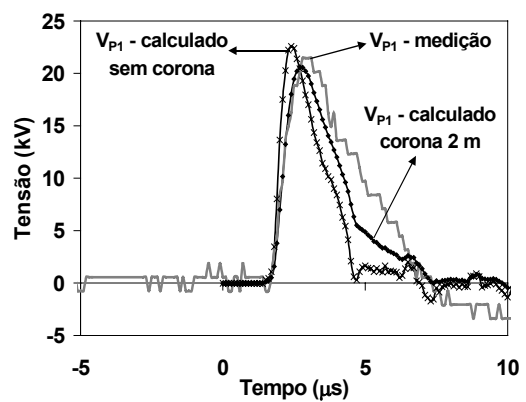


(b) P1

Figura 5.57 – Tensões Induzidas fase-neutro calculadas para os pontos P9 e P1 (4C5-1).



(a) P9



(b) P1

Figura 5.58 – Tensões Induzidas fase-neutro calculadas para os pontos P9 e P1 (4C8-1).

Tabela 5.19 – Valores de pico de tensão induzida fase-neutro medidos e calculados.

Evento	Pto. de observação	V <sub>pico</sub> medido (kV)	V <sub>pico</sub> calculado (kV) sem corona	Relação sem corona (%)	V <sub>pico</sub> calculado (kV) corona 2 m	Relação corona 2 m (%)
4C1-1	P1	48,5	53,4	+10,1%	48,7	+0,41%
	P9	89,8	75,02	-16,46%	61,11	-31,95%
4C2-1	P1	22,2	29,0	+30,63%	24,88	+12,07%
	P9	44,03	40,65	-7,68%	31,27	-28,98%
4C3-1	P1	23,45	26,51	+13,05%	23,44	-0,04%
	P9	40,98	37,43	-8,66%	29,59	-27,79%
4C4-1	P1	16,98	20,47	+20,55%	18,09	+6,54%
	P9	32,59	28,76	-11,75%	22,83	-29,95%
4C5-1	P1	28,36	31,44	+10,86%	28,30	-0,21%
	P9	50,56	44,62	-11,75%	35,7	-29,39%
4C8-1	P1	21,46	22,57	+5,17%	20,59	-4,05%
	P9	41,04	30,98	-24,51%	26,01	-36,62%

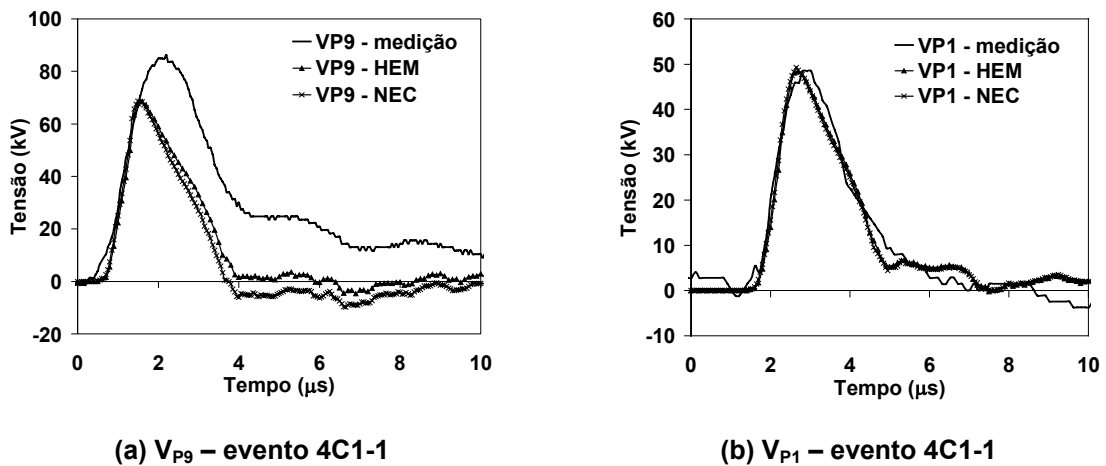
Conforme pode ser observado, as tensões induzidas calculadas entre fase e neutro para o ponto P1 são bastante semelhantes aos dados de medição quando se assume a existência de um envelope de corona de raio equivalente 2 m em torno do canal de descarga. Os resultados de tensão induzida referentes ao caso sem envelope de corona apresentaram valor de pico maior e tempos de frente e de decaimento da onda de tensão induzida menores em relação às tensões induzidas medidas.

Analisando para o ponto P9 (ponto da linha mais próximo ao canal de descarga), os resultados de tensão induzida fase-neutro diferiram significativamente dos dados experimentais. As amplitudes das ondas de tensão induzida calculadas foram sempre inferiores aos valores medidos, independente das condições simuladas para o canal de descarga. As tensões induzidas associadas ao canal sem envelope de corona apresentaram valores de pico mais próximos aos dados medidos. Além disso, a aplicação do modelo HEM não foi capaz de gerar ondas de tensão induzida com o padrão de cauda sustentada apresentado pelas ondas medidas para esse ponto da linha.

Em (BARKER, 1996), também são apresentados resultados de tensão induzida calculados com base nos campos elétrico e magnético medidos durante os experimentos. O modelo aplicado naquele trabalho para o cálculo das tensões induzidas desconsiderou o efeito da resistividade do solo. A tensão induzida calculada em P9 foi semelhante ao resultado de medição. Por sua vez, em P1, o valor de tensão induzida calculado foi muito

superior ao resultado medido. Tal comportamento difere do referente aos resultados calculados pelo HEM.

Para se analisar as causas das diferenças discutidas anteriormente, simulações sistemáticas também foram realizadas com o NEC. O resultado obtido para o evento 4C1-1 é apresentado na Figura 5.59. As distribuições de corrente no canal utilizadas tanto pelo HEM quanto pelo NEC são as mesmas anteriormente apresentadas na Figura 5.45, assumindo a velocidade de propagação da onda de corrente  $v=0,79 c$  e diferentes valores de resistência por unidade de comprimento do canal para cada modelo:  $R=0,5 \Omega/m$  (NEC) e  $R=0,32 \Omega/m$  (HEM).



**Figura 5.59 - Tensões Induzidas fase-neutro calculadas pelo HEM e NEC para os pontos P9 e P1, referentes ao evento 4C1-1.**

De acordo com a Figura 5.59, os resultados de tensão induzida gerados pelo NEC e pelo HEM são parecidos, tanto para o ponto P9 quanto para o ponto P1. Mesmo assim, tais resultados diferem da onda de tensão induzida medida em P9. Tal fato pode se constituir em um indicativo da existência de algum erro na medição realizada em (BARKER, 1996) ou da não-consideração por parte dos modelos de algum parâmetro importante capaz de contribuir para a elevação da tensão induzida entre fase e neutro em P9. Nas discussões apresentadas ao final de (BARKER, 1996), M. Ishii considera a hipótese de se considerar o efeito da resistividade do solo no cálculo da tensão induzida. Segundo ele, a consideração do efeito da resistividade do solo para essa configuração de linha seria capaz de causar um aumento no valor de tensão induzida em P9. Além disso, tal parâmetro pouco influenciaria a tensão induzida em P1. Este tipo de comportamento poderia melhorar a comparação entre os resultados calculados pelos modelos NEC e HEM e os dados de medição.

Em (BARKER, 1996), não é apresentado o valor da resistividade do solo da região na qual a linha de distribuição experimental encontra-se instalada. Análises com base na aplicação do NEC e considerando a resistividade de solo de  $100 \Omega.m$  mostraram que a resistividade do solo pode não ser o único parâmetro responsável pelas diferenças observadas em P9. A Figura 5.60 destaca a tensão induzida calculada pelo NEC em P9 e P1 assumindo um solo com  $\rho=100 \Omega.m$  e  $\epsilon_r=10$ . Enquanto para o ponto P1 a representação do efeito da resistividade do solo pouco alterou a onda de tensão induzida, em P9, todavia, tal consideração gerou uma onda de tensão induzida com amplitude superior e sem possuir o comportamento sustentado na cauda da onda apresentado pela onda de tensão induzida medida. Não se encontrou uma justificativa clara para a diferença entre as tensões induzidas medidas e calculadas em P9.

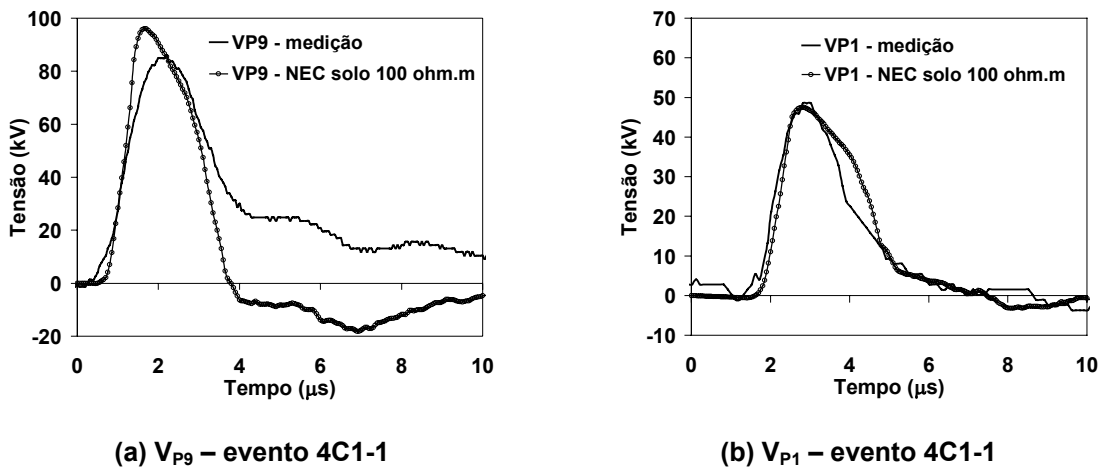


Figura 5.60 - Tensões Induzidas fase-neutro calculadas pelo NEC para os pontos P9 e P1, referentes ao evento 4C1-1, considerando  $\rho = 100 \Omega.m$  e  $\epsilon_r = 10$ .

# 6 Cômputo do Efeito da Resistividade do Solo no Cálculo de Tensões Induzidas Utilizando o HEM

## 6.1 Introdução

A abordagem proposta para se computar o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas utilizando o modelo HEM é destacada neste capítulo. A técnica escolhida é baseada na aproximação de Norton (1937) para a solução das integrais de Sommerfeld. Trata-se de uma das aproximações mais conhecidas e difundidas na literatura, principalmente por apresentar bons resultados para as situações práticas de interesse. A abordagem a ser apresentada consiste na aplicação das formulações do potencial vetor magnético e do campo elétrico associadas a um dipolo elétrico vertical para modificar o acoplamento eletromagnético mútuo definido pelo modelo HEM entre os elementos do canal e da linha.

Este capítulo se inicia destacando os limites de aplicação de tais formulações, além de alguns resultados a respeito da influência da resistividade do solo na formulação do potencial vetor magnético modificado por Norton. Avaliações complementares englobando também análises referentes aos campos elétricos modificados por Norton compõem o Apêndice B desta tese de doutorado.

---

Como parte final desse capítulo, são apresentados os primeiros resultados a respeito da influência da resistividade do solo nas tensões induzidas em linhas, de acordo com a abordagem proposta.

## 6.2 Comentários Gerais

A primeira solução rigorosa dos campos eletromagnéticos gerados por um dipolo elétrico posicionado sobre um plano condutor com condutividade finita foi proposta por Sommerfeld em 1909 e posteriormente também publicada em (SOMMERFELD, 1949). Tal estudo considera a existência de um dipolo vertical no eixo  $z$ , localizado acima da superfície do solo (plano  $xy$ ). A região  $z > 0$  se refere ao ar, enquanto a região  $z < 0$  corresponde ao solo. A solução obtida é expressa por equações integrais que representam os potenciais vetores de Hertz para os dois meios (ar e solo). A Figura 6.1 destaca a geometria do problema investigado.

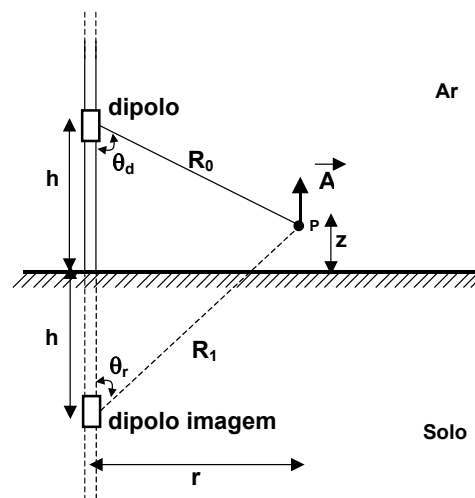


Figura 6.1– Dipolo elétrico vertical posicionado sobre um plano de condutividade finita.

Algumas das variáveis apresentadas na Figura 6.1 são descritas a seguir:

- $r$  – distância horizontal entre o canal de descarga e o ponto de observação;
  - $R_0$  – distância entre o dipolo e o ponto de observação;
  - $R_1$  – distância entre o dipolo imagem e o ponto de observação;
  - $h$  – altura do dipolo.
-

A expressão exata do potencial vetor magnético associado à corrente filamental de um dipolo vertical posicionado acima de um solo com condutividade finita apresentada em (SOMMERFELD, 1949) no domínio da frequência é dada por

$$d\vec{A}_z = \frac{\mu_0 \cdot J_0 \cdot dl}{4\pi} \left[ \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} - \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + 2k_1^2 \int_0^\infty J_0(\lambda r) \frac{e^{-l(z+h)}}{k_1^2 \cdot l + k_0^2 \cdot m} \cdot \lambda d\lambda \right] \quad (6.1)$$

onde:

$J_0$  - Função de Bessel de primeiro tipo;

$\lambda$  - parâmetro da Função de Bessel;

$$l = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}; \quad m = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}; \quad k_0^2 = -j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0) = \frac{\omega^2}{c^2}; \quad k_1^2 = -j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1).$$

A solução dessa expressão só pode ser feita numericamente, sendo extremamente trabalhosa e lenta em decorrência do comportamento oscilatório tanto da função de Bessel para pontos distantes, quanto da função exponencial para alturas elevadas do dipolo (HOIDALEN, 1997).

Diversas técnicas numéricas e teóricas já foram propostas para a solução das integrais de Sommerfeld. Uma das aproximações mais conhecidas na literatura se refere ao trabalho de Norton (1937), no qual expressões para as componentes do campo elétrico de dipolos verticais e horizontais posicionados sobre um plano de condutividade finita são desenvolvidas a partir da formulação do vetor de Hertz. Tal aproximação apresenta bons resultados para as situações práticas geralmente encontradas nos estudos de tensões induzidas (HOIDALEN, 1997), (POKHAREL, 2003). Em 1942, Norton apresentou um estudo corrigindo alguns erros de sinais referentes ao seu trabalho original (NORTON, 1937). Porém, essas modificações nunca foram oficialmente publicadas. Anos mais tarde, R.J.King fez os desenvolvimentos propostos por Norton e publicou um trabalho destacando tais modificações (KING, 1969).

A próxima seção apresenta as fórmulas desenvolvidas por Norton e corrigidas por King para o potencial vetor magnético e os campos elétricos associadas a um dipolo elétrico vertical, considerando o efeito da resistividade do solo. Maiores detalhes são encontrados em (NORTON, 1937) e (KING, 1969).

---

### 6.3 Aproximação de Norton para Solução das Integrais de Sommerfeld – Dipolo Elétrico Vertical

Em (NORTON, 1937) são apresentados os desenvolvimentos das formulações referentes aos campos eletromagnéticos gerados por dipolos verticais e horizontais posicionados acima de um solo com condutividade finita. Tais formulações são expressas em termos do vetor de Hertz ( $\vec{\Pi}$ ), mecanismo capaz de expressar o campo eletromagnético de forma compacta, se constituindo, assim, em uma alternativa à adoção da integração das equações de Maxwell ou à utilização de funções potenciais (STRATTON, 1941).

A definição do vetor de Hertz é dada por (STRATTON, 1941):

$$\vec{A} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{\Pi}}{\partial t} + \sigma\mu\vec{\Pi} \quad (6.2)$$

$$\Phi = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Pi} \quad (6.3)$$

onde:

$\vec{\Pi}$  - Vetor de Hertz;  $\vec{A}$  - Potencial vetor magnético;  $\Phi$  - potencial escalar elétrico;  
 $\mu$  - permeabilidade eletromagnética do meio;  $\epsilon$  - permissividade elétrica do meio;  
 $\sigma$  - condutividade do meio.

Para um dipolo elétrico vertical, a formulação de  $\vec{\Pi}_z^v$  apresentada em (NORTON, 1937) é dada por:

$$\vec{\Pi}_z^v = \frac{I_0 \cdot dl}{4\pi j \epsilon_0 \omega} \left[ \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) \cdot F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \right] \quad (6.4)$$

O primeiro termo dentro do colchete representa a onda direta que se propaga a partir do dipolo até o ponto de observação, o segundo termo refere-se à onda refletida pela superfície do solo e o terceiro termo é denominado de *onda de superfície* (“*surface wave*” ou “*ground wave*”) (JORDAN, 1968).

De acordo com Stratton (1941), a relação entre o potencial de Hertz e o potencial vetor magnético em um meio não-condutivo (no caso em análise, o ar), considerando um dipolo vertical (posicionado ao longo do eixo z conforme mostra a Figura 6.1), é definida pela seguinte expressão:

---

$$d\vec{A}_z = j\omega\mu_0\varepsilon_0\vec{\Pi}_z^V \quad (6.5)$$

Com isso, a expressão do potencial vetor magnético associado a um dipolo vertical posicionado sobre um solo de condutividade finita é dada por:

$$d\vec{A}_z = \frac{\mu_0 J_0 \cdot dl}{4\pi} \left[ \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \right] \quad (6.6)$$

onde:

$$\gamma_0 = jk_0, \quad \gamma_1 = jk_1;$$

$$k_0 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0)} \text{ - constante de propagação no ar;}$$

$$k_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \text{ - constante de propagação no solo;}$$

$$\sigma_0 \text{ - condutividade do ar - } (\sigma_0 = 0); \quad \sigma_1 \text{ - condutividade do solo;}$$

$$\varepsilon_0 \text{ - permissividade elétrica do espaço livre; } \quad \varepsilon_1 \text{ - permissividade elétrica do solo;}$$

$$\mu_0 \text{ - permeabilidade magnética do espaço livre;}$$

$$R_0 = \sqrt{r^2 + (z - h)^2} \text{ - distância entre o dipolo "fonte" e o ponto de observação;}$$

$$R_1 = \sqrt{r^2 + (z + h)^2} \text{ - distância entre o dipolo "imagem" e o ponto de observação;}$$

$$z \text{ - altura do ponto de observação; } h \text{ - altura do dipolo;}$$

$$\cos \theta_r = \frac{(z + h)}{R_1}; \quad \sin \theta_r = \frac{r}{R_1};$$

$$\Gamma_r = \frac{\cos \theta_r - \Delta_0}{\cos \theta_r + \Delta_0} \text{ - coeficiente de reflexão da onda plana para polarização paralela<sup>1</sup>};$$

$$\Delta_0 = u \cdot \sqrt{1 - u^2 \sin^2 \theta_r}; \quad u = \frac{k_0}{k_1};$$

$$F(w) = 1 - j\sqrt{\pi w} \cdot e^{-w} \operatorname{erfc}(j\sqrt{w}) \text{ - função de atenuação de Sommerfeld;}$$

$$w = \frac{-jk_0 R_1^3}{2r^2} \cdot (\cos \theta_r + \Delta_0)^2.$$

A equação (6.6) destaca o potencial vetor magnético associado a um dipolo elétrico vertical modificado por Norton para se ter em conta o efeito da resistividade do solo. Esta formulação também pode ser descrita como a composição da contribuição referente a uma

<sup>1</sup> Considera o vetor campo elétrico paralelo ao plano de incidência.

condição de solo ideal ( $\overrightarrow{dA_{z0}}$ ) e a contribuição relacionada à consideração de solo real ( $\overrightarrow{dA_{z\Delta}}$ ), conforme apresentado nas equações (6.7) e (6.8).

$$\overrightarrow{dA_{z0}} = \frac{\mu_0 \cdot I_0 \cdot dl}{4\pi} \left[ \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \right] \quad (6.7)$$

$$\overrightarrow{dA_{z\Delta}} = -\frac{\mu_0 \cdot I_0 \cdot dl}{4\pi} \left[ (1 - \Gamma_r)(1 - F(w)) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \right] \quad (6.8)$$

Além disso, Norton (1937) também apresenta as formulações referentes aos campos elétricos vertical e horizontal associados a um dipolo vertical posicionado sobre um solo de condutividade finita, conforme mostram as equações (6.9) e (6.10):

$$E_z^v = \int_0^H \frac{j \cdot \gamma_0 \cdot I_0(j\omega, s) dh \cdot \eta_0}{4\pi} \left[ \begin{aligned} & \text{sen}^2 \theta_d \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \text{sen}^2 \theta_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) \cdot \text{sen}^2 \theta_r \cdot F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + \\ & + \cos \theta_r \cdot \Delta_0 \cdot 2 \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{\gamma_0 R_1^2} + \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} \left( \frac{1}{\gamma_0 R_0} + \frac{1}{(\gamma_0 R_0)^2} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta_d) + \\ & + \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \left( \frac{1}{\gamma_0 R_1} + \frac{1}{(\gamma_0 R_1)^2} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta_r) \end{aligned} \right] \quad (6.9)$$

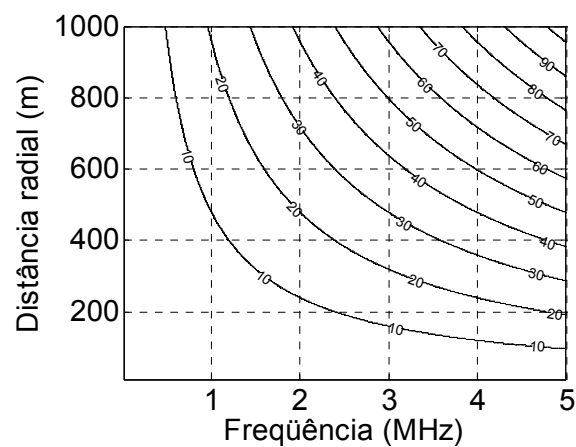
$$E_\rho^v = -\int_0^H \frac{j \cdot \gamma_0 \cdot I_0(j\omega, s) dh \cdot \eta_0}{4\pi} \left[ \begin{aligned} & \text{sen} \theta_d \cdot \cos \theta_d \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \text{sen} \theta_r \cdot \cos \theta_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} - \\ & - (1 - \Gamma_r) \cdot \Delta_0 \cdot F(w) \cdot \text{sen} \theta_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} - \\ & - \text{sen} \theta_r \cdot \cos \theta_r \cdot (1 - \Gamma_r) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{\gamma_0 R_1^2} - \text{sen} \theta_r \cdot \Delta_0 \cdot (1 - \Gamma_r) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{2 \cdot \gamma_0 R_1^2} + \\ & + 3 \cdot \text{sen} \theta_d \cdot \cos \theta_d \left( \frac{1}{\gamma_0 R_0} + \frac{1}{(\gamma_0 R_0)^2} \right) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \\ & + 3 \cdot \text{sen} \theta_r \cdot \cos \theta_r \left( \frac{1}{\gamma_0 R_1} + \frac{1}{(\gamma_0 R_1)^2} \right) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \end{aligned} \right] \quad (6.10)$$

onde:  $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ ;  $\text{sen} \theta_d = \frac{r}{R_0}$ ;  $\text{sen} \theta_r = \frac{r}{R_1}$ ;  $\cos \theta_d = \frac{(z-h)}{R_0}$ ;  $\cos \theta_r = \frac{(z+h)}{R_1}$  e  $H$  é a altura do canal.

De acordo com Wait (1970), a aproximação de Norton para a solução das integrais de Sommerfeld está baseada em duas considerações:  $k_0 \cdot r \gg 1$  e  $|\gamma_0/\gamma_1| \ll 1$ . A Figura 6.2 e a Figura 6.3 destacam os limites de validade referentes à essas condições. Em relação à segunda condição de Norton, quatro valores de resistividade do solo foram simulados: 100, 500, 1000 e 5000  $\Omega \cdot m$ . A permissividade relativa do solo foi assumida igual a 10. Os resultados apresentados são expressos por meio de curvas de nível delimitando os valores obtidos por cada uma das expressões.

A primeira consideração de Norton ( $k_0.r \gg 1$ )<sup>2</sup> é válida para distâncias superiores a centenas de metros em relação à origem do sistema de coordenadas e para valores de frequência maiores que algumas centenas de kilohertz. Por sua vez, a segunda consideração ( $|\gamma_0/\gamma_1| \ll 1$ ), referente aos valores de resistividade de solo 100, 500, 1000 e 5000  $\Omega.m$ , é válida para praticamente todos os pontos do espaço e para as faixas de frequência usualmente adotadas nos estudos de descargas atmosféricas.

**- Análise: validade da primeira condição de Norton ( $k_0.r \gg 1$ )**



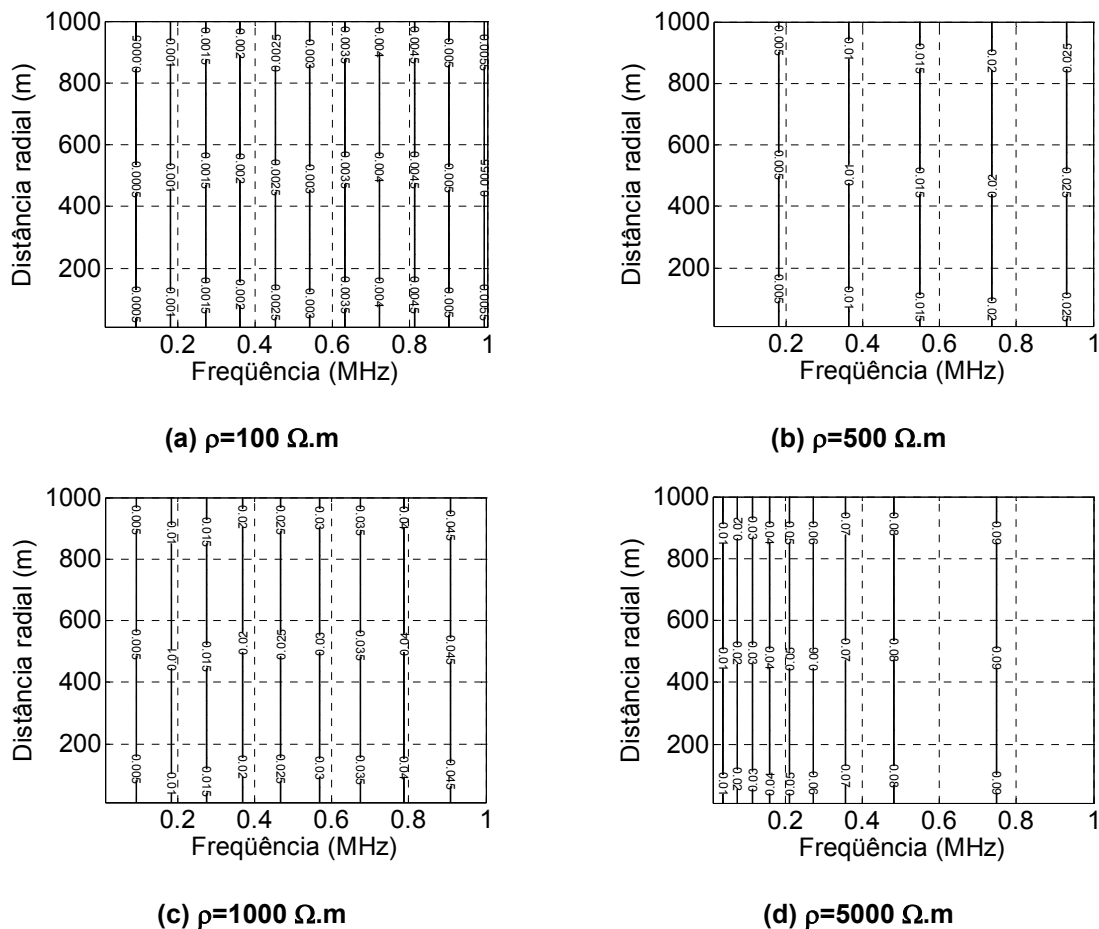
**Figura 6.2 – Comportamento da primeira condição de Norton ( $k_0.r \gg 1$ ) em função da frequência e da distância radial entre ponto de observação e origem do sistema de coordenadas.**

---

<sup>2</sup> Conforme pode ser observado, a primeira condição de Norton não depende do valor da resistividade do solo ( $k_0$  é a constante de propagação no ar e  $r$  é a distância entre o ponto de observação e a origem do sistema de coordenadas).

---

**- Análise: validade da segunda condição de Norton ( $|\gamma_0/\gamma_1| \ll 1$ )**



**Figura 6.3 – Comportamento da segunda condição de Norton ( $|\gamma_0/\gamma_1| \ll 1$ ) em função da frequência e da dist. radial entre ponto de observação e origem do sistema de coordenadas.**

Avaliações referentes ao módulo do potencial vetor magnético calculado pela aplicação da aproximação de Norton são apresentadas em (HOIDALEN, 1997), destacando um erro inferior a 5% em relação à solução exata das integrais de Sommerfeld para a faixa de frequências até 1 MHz. Para as frequências inferiores a 1 MHz, este erro é tanto menor quanto maior for a distância entre o ponto de observação e o dipolo-fonte. Por outro lado, para frequências superiores a 1 MHz, o erro é maior para dipolos posicionados próximos ao solo. Além disso, foi observada a redução deste erro com o aumento do valor da permissividade do solo, independente da faixa de frequências analisada.

O elevado grau de exatidão da aproximação de Norton em relação aos resultados obtidos pela solução das integrais de Sommerfeld potencializa sua utilização como técnica a ser implementada no modelo HEM para considerar o efeito da resistividade do solo no cálculo das tensões induzidas por descargas atmosféricas.

Algumas análises de sensibilidade a respeito da influência da condutividade finita do solo no potencial vetor magnético modificado por Norton (equação 6.6), destacando principalmente o efeito do termo referente à *onda de superfície*, são apresentadas na próxima seção. O conjunto completo de análises de sensibilidade, bem como avaliações referentes aos campos elétricos modificados por Norton fazem parte do apêndice B.

## 6.4 Análises de Sensibilidade – Potencial Vetor Magnético de Norton

### 6.4.1 Avaliação da Atenuação do Módulo do Potencial Vetor Magnético Considerando o Efeito da Resistividade do Solo

O fator de atenuação  $n$  é definido como:

$$n = \frac{\left| \overrightarrow{dA}_{z0} \right| + \left| \overrightarrow{dA}_{z\Delta} \right|}{\left| \overrightarrow{dA}_{z0} \right|} \quad (6.11)$$

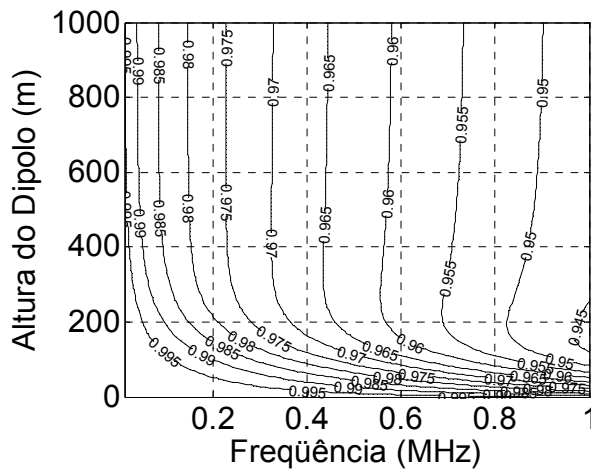
onde  $\overrightarrow{dA}_{z0}$  (equação 6.7) se refere ao potencial vetor magnético para um solo condutor perfeito) e  $\overrightarrow{dA}_{z\Delta}$  (equação 6.8) está associado à parcela do potencial vetor magnético referente ao efeito da consideração do solo como um meio de condutividade finita.

A Figura 6.4 e a Figura 6.5 apresentam o comportamento do fator de atenuação em função da frequência e da altura do dipolo para pontos de observação posicionados a 100 m da origem do sistema de coordenadas, considerando duas alturas ( $z=0$  m e  $z=10$  m, respectivamente) em relação ao nível do solo. Quatro valores de resistividade do solo foram adotados na simulação:  $\rho=100, 1000, 2500, 5000 \Omega.m$ . A permissividade relativa do solo foi assumida igual a 10.

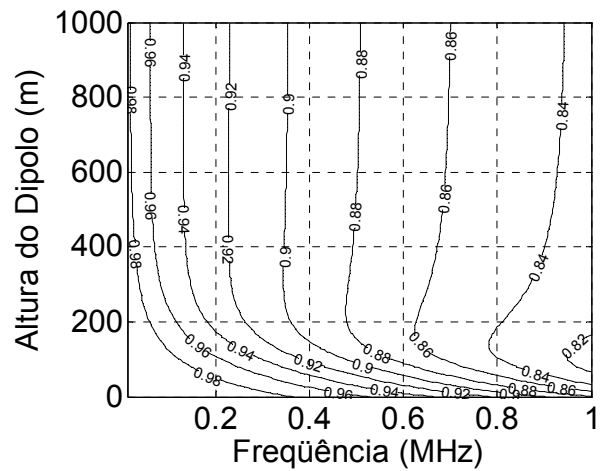
Os resultado obtidos mostram que, para baixas frequências e dipolos posicionados muito próximos ao solo, o fator de atenuação  $n$  tende ao valor unitário. Ou seja, para essas condições, a consideração do solo como um meio de resistividade não-nula causa pouca influência no módulo do potencial vetor magnético. Por outro lado, ainda para o caso de dipolos próximos ao solo, mas considerando valores de frequência superiores a 1 MHz, observa-se um aumento significativo do efeito da resistividade do solo no fator de

---

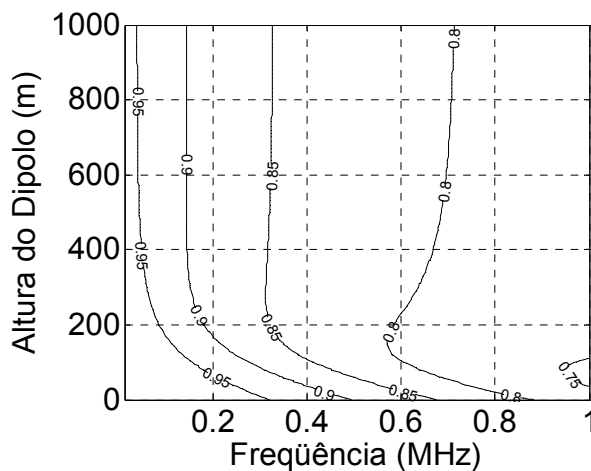
atenuação. O efeito de atenuação também aumenta para o caso de dipolos posicionados em alturas bastante elevadas em relação ao solo e para as altas frequências.



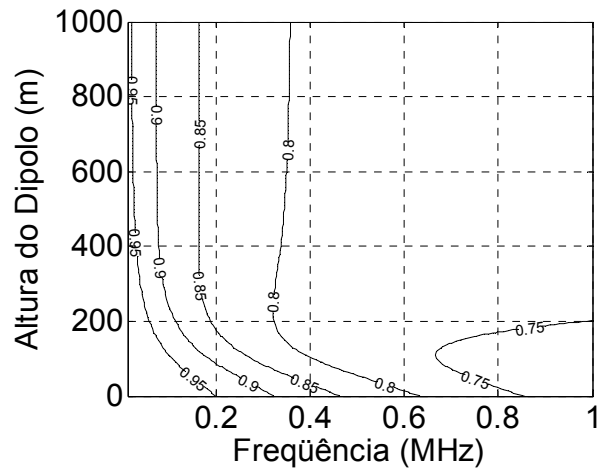
(a)  $\rho = 100 \Omega.m.$



(b)  $\rho = 1000 \Omega.m.$



(c)  $\rho = 2500 \Omega.m.$



(d)  $\rho = 5000 \Omega.m.$

Figura 6.4 – Fator de atenuação  $n$  do potencial vetor magnético gerado por um dipolo elétrico infinitesimal sobre um solo de resistividade não-nula – ponto de observação:  $r=100$  m,  $z=0$  m.

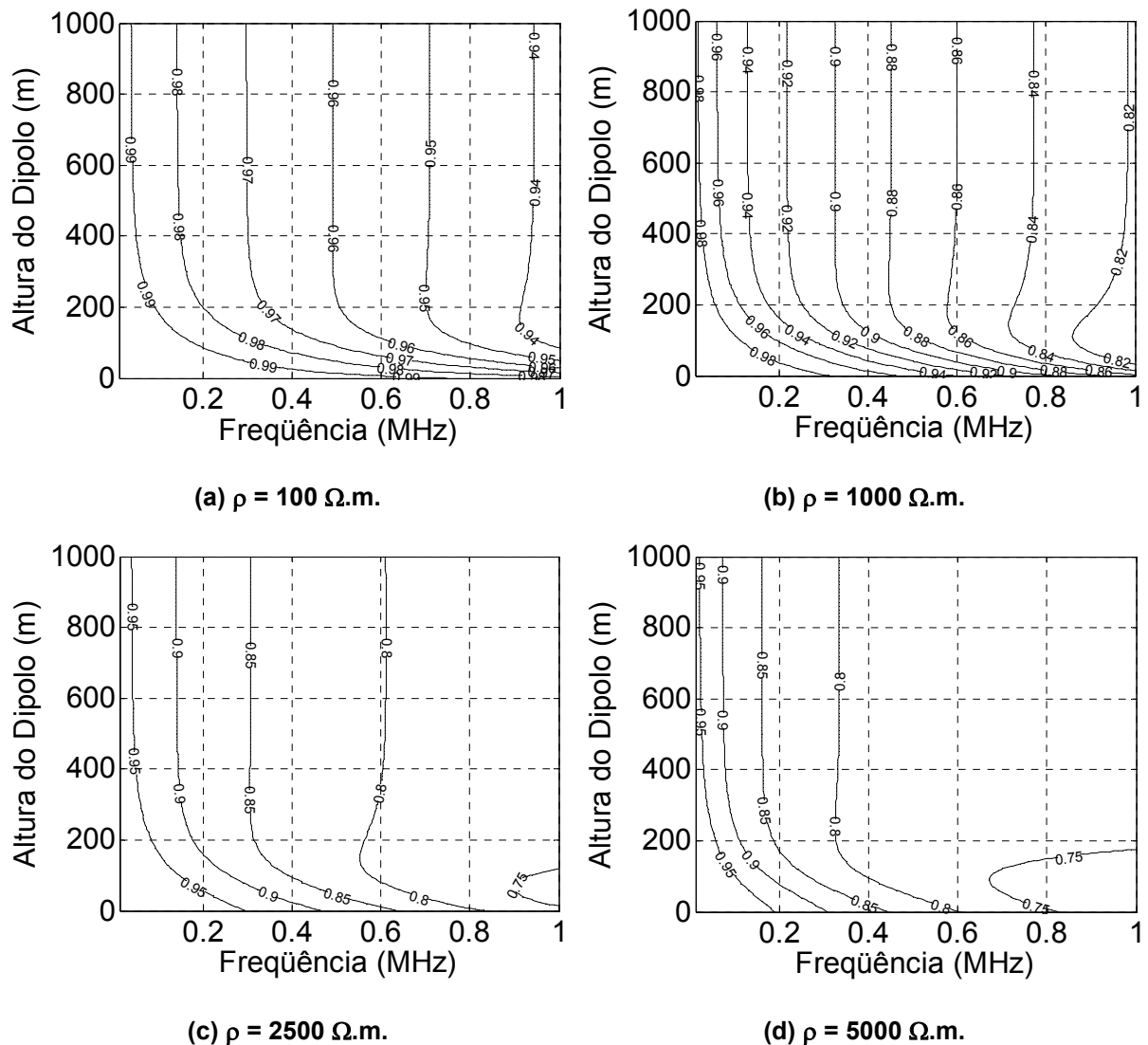


Figura 6.5 – Fator de atenuação  $n$  do potencial vetor magnético gerado por um dipolo elétrico infinitesimal sobre um solo de resistividade não-nula – pto. de observação:  $r=100$  m,  $z= 10$  m.

### 6.4.2 Avaliação da Contribuição do Termo Referente à Onda de Superfície na Formulação Completa do Potencial Vetor Magnético

Simulações sistemáticas foram realizadas para avaliação da importância da parcela referente à *onda de superfície* na expressão completa do potencial vetor magnético, equação (6.6). Alguns dos resultados obtidos são apresentados a seguir. O conjunto completo de resultados compõe o Apêndice B desta tese.

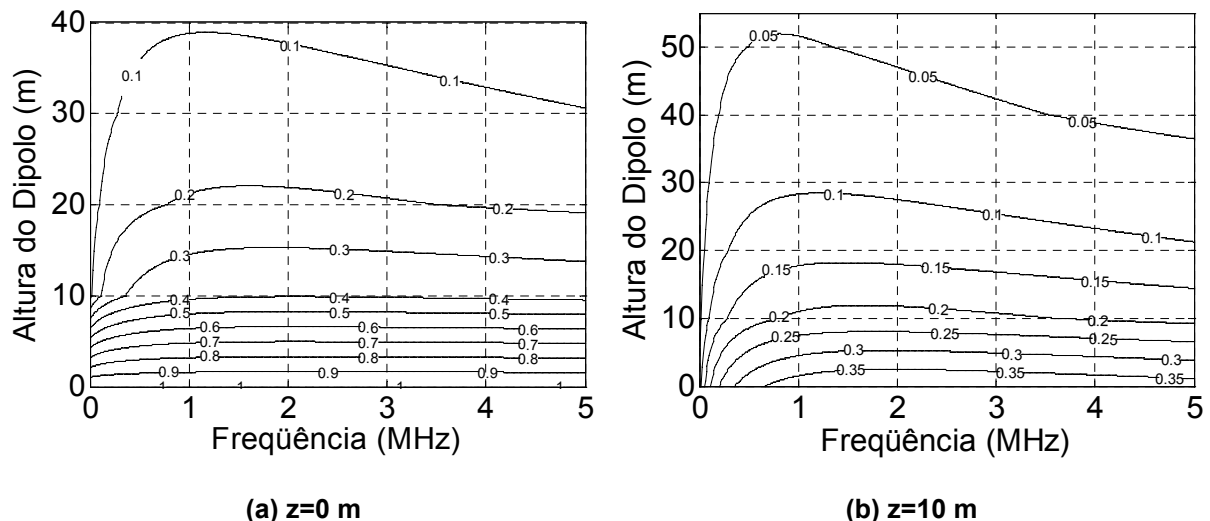
A relação a ser analisada (fator  $n_{SW}$ ) é apresentada na equação (6.12):

$$n_{sw} = \frac{\left| (1 - \Gamma_r) F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \right|}{\left[ \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \right]} \quad (6.12)$$

Duas alturas para o ponto de observação foram consideradas nas simulações: nível do solo ( $z=0$  m) e 10 m acima do nível do solo ( $z=10$  m). Além disso, três valores de resistividade do solo foram adotados: 100, 1000 e 5000  $\Omega.m$ . São apresentados resultados para pontos de observação a 100 m e 1000 m da origem do sistema de coordenadas. As avaliações apresentadas nesta seção se referem a uma permissividade relativa do solo igual a 100.

**1) Efeito da altura do ponto de observação (resistividade do solo e distância do ponto de observação à origem do sistema de coordenadas mantidos fixos)**

A Figura 6.6 destaca a contribuição da parcela de *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético assumindo um solo com resistividade igual a 100  $\Omega.m$  e ponto de observação localizado a 100 m da origem do sistema de coordenadas.



**Figura 6.6 – Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético (fator  $n_{sw}$ ) para  $\rho = 100 \Omega.m$ ,  $d=100$  m,  $z=0$  e 10 m.**

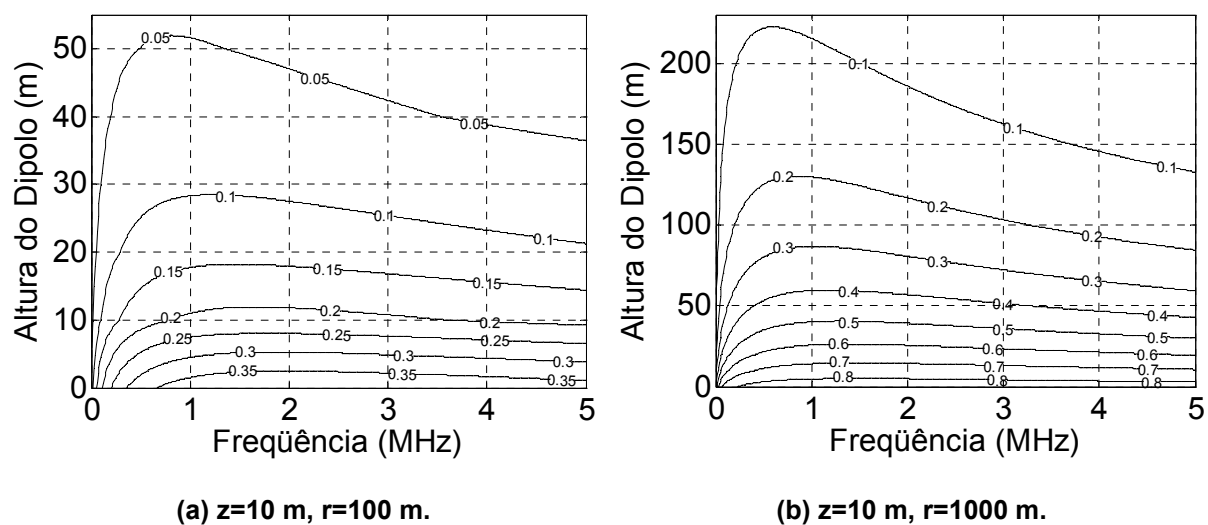
De acordo com a Figura 6.6, o efeito da *onda de superfície* no módulo do potencial vetor magnético se reduz com o aumento da altura do dipolo. Este mesmo resultado foi observado para solos com resistividade de 1000  $\Omega.m$  e 5000  $\Omega.m$ . Tal efeito é muito mais importante para o caso de dipolos próximos à superfície do solo. Para dipolos posicionados

até 10 m em relação à superfície do solo e considerando o ponto de observação ao nível do solo, a contribuição da *onda de superfície* varia entre 40% e 90% do valor total do potencial vetor magnético. Para pontos de observação a 10 m de altura, tal contribuição é um pouco menor, reduzindo-se para uma faixa entre 20% e 30%.

Estes resultados estão de acordo com os comentários apresentados em (JORDAN, 1968). Para dipolos afastados da superfície do solo, a onda incidente é essencialmente uma onda plana. Todavia, quando o dipolo se encontra muito próximo do solo, a onda incidente deixa de ser plana e a expressão para o campo total refletido na superfície do solo precisa conter termos que considerem a presença da *onda de superfície*. Quanto menor a altura do dipolo em relação ao solo, mais significativa se torna a contribuição da *onda de superfície* no campo total (JORDAN, 1968).

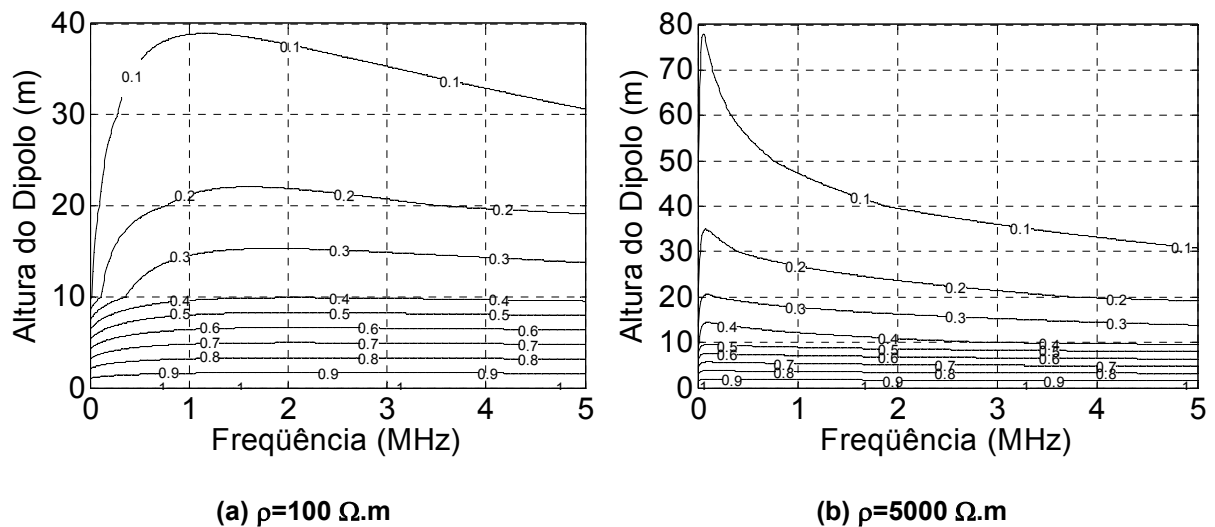
**2) Efeito da distância do ponto de observação à origem do sistema de coordenadas (resistividade do solo e altura do ponto de observação mantidos fixos)**

A Figura 6.7 apresenta a contribuição da parcela de *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético, fixando-se a resistividade do solo em  $100 \Omega.m$  e altura do ponto de observação em  $z=10$  m, considerando dois valores de distância do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas ( $r=100$  m e  $r=1000$  m). Observa-se que a contribuição da *onda de superfície* se torna mais importante para pontos de observação distantes da origem do sistema de coordenadas.



**Figura 6.7 – Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético (fator  $n_{sw}$ ) para  $\rho = 100 \Omega.m$ ,  $z=10$  m – Variação da distância do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas.**

**3) Efeito do valor de resistividade do solo (distância do ponto de observação à origem do sistema de coordenadas e altura do ponto de observação mantidos fixos)**

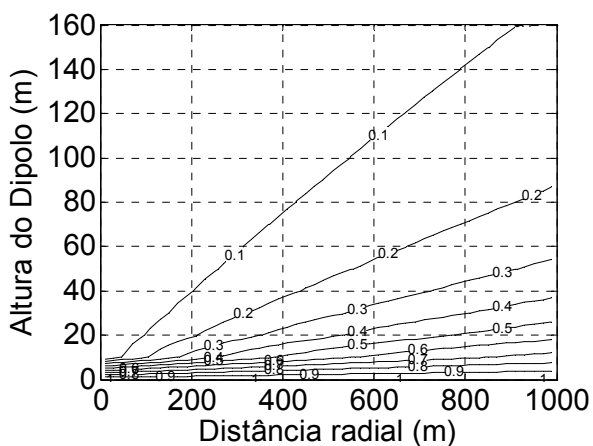


**Figura 6.8 – Influência da parcela *onda de superfície* no potencial vetor magnético total (fator  $n_{SW}$ ) para  $r=100$  m,  $z=0$  m – Variação do valor da resistividade do solo.**

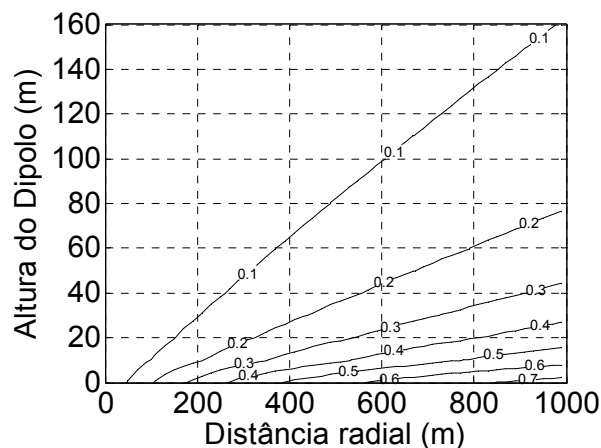
O resultado da Figura 6.8 mostra que para o caso de dipolos posicionados a alturas de até 10 m em relação à superfície do solo, a contribuição da *onda de superfície* para o potencial vetor magnético não sofre variação para frequências acima de 1 MHz. Para as baixas frequências e resistividade do solo de 100  $\Omega.m$ , a relevância da contribuição da *onda de superfície* diminui com a elevação da altura do dipolo em relação ao caso de solo com resistividade de 5000  $\Omega.m$ .

A análise a ser apresentada a seguir manteve fixos os valores de frequência e de resistividade do solo. São assumidas duas alturas para o ponto de observação:  $z=0$  m e  $z=10$  m. Os gráficos destacam o efeito da contribuição da parcela *onda de superfície* em função da variação da altura do dipolo e da distância do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas.

4) Efeito da altura do ponto de observação (frequência e resistividade do solo mantidos fixos)

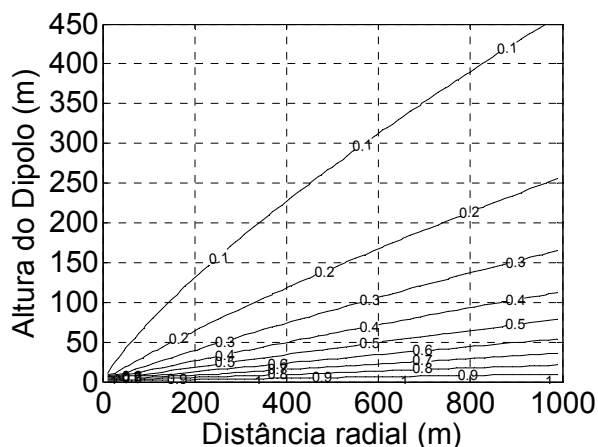


(a) z=0 m

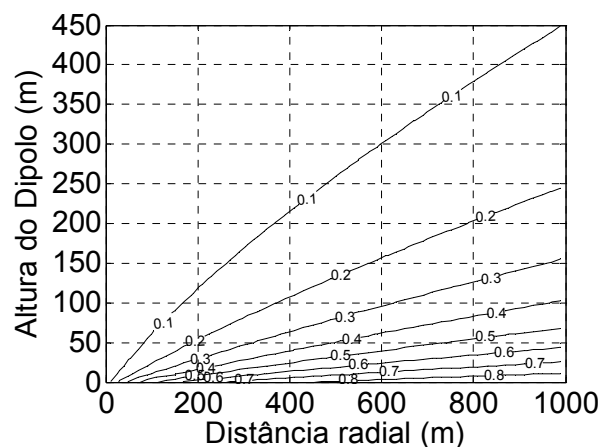


(b) z=10m

Figura 6.9 – Influência da parcela *onda de superfície* no potencial vetor magnético total (fator  $n_{SW}$ ) em função da altura do dipolo e da distância radial do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas -  $\rho=100 \Omega.m$  e  $f=100 \text{ kHz}$ .



(a) z=0 m



(b) z = 10m

Figura 6.10 – Influência da parcela *onda de superfície* no potencial vetor magnético total (fator  $n_{SW}$ ) em função da altura do dipolo e da distância radial do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas -  $\rho=5000 \Omega.m$  e  $f=100 \text{ kHz}$ .

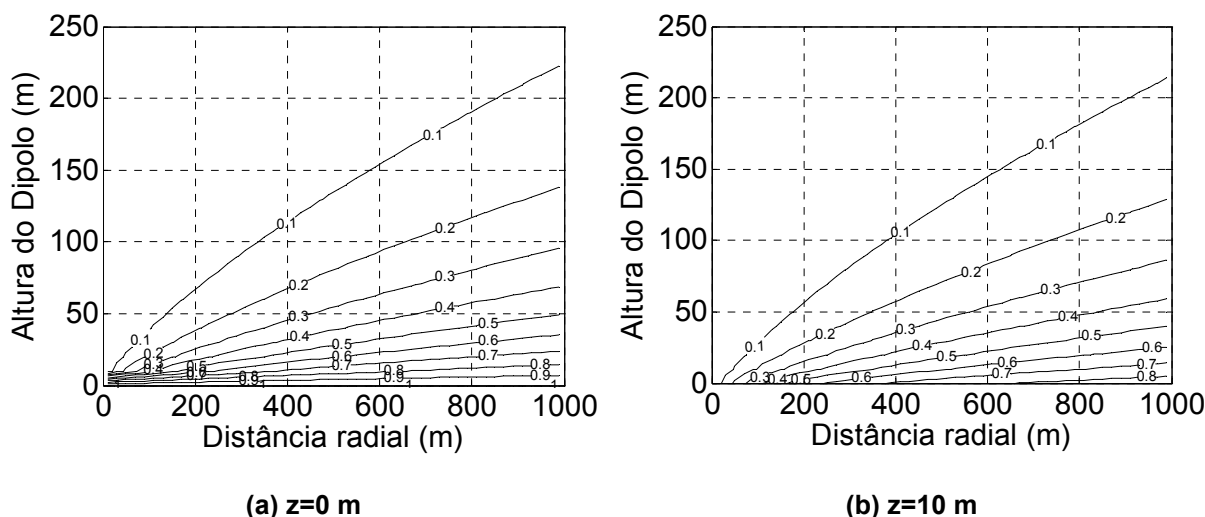


Figura 6.11 – Influência da parcela *onda de superfície* no potencial vetor magnético total (fator  $n_{SW}$ ) em função da altura do dipolo e da distância radial do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas -  $\rho=100 \Omega.m$  e  $f=1$  MHz.

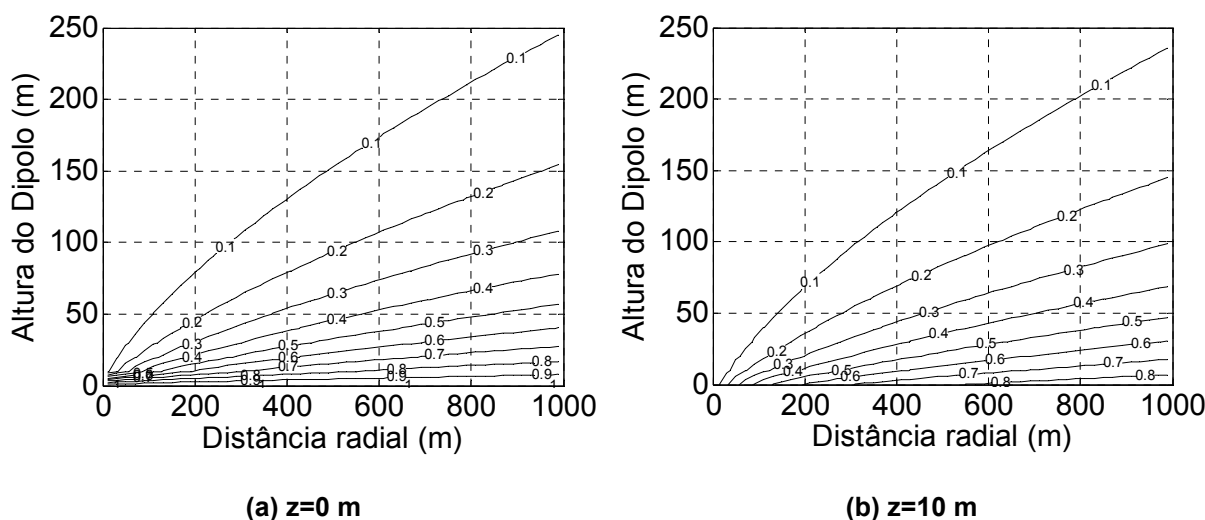


Figura 6.12 – Influência da parcela *onda de superfície* no potencial vetor magnético total (fator  $n_{SW}$ ) em função da altura do dipolo e da distância radial do ponto de observação em relação à origem do sistema de coordenadas -  $\rho=5000 \Omega.m$  e  $f=1$  MHz.

Os resultados apresentados na Figura 6.9, Figura 6.10, Figura 6.11 e Figura 6.12 confirmam algumas conclusões apresentadas anteriormente. O efeito da contribuição da *onda de superfície* para o potencial vetor magnético se torna mais relevante para valores elevados de frequência, aumento da distância entre fonte e ponto de observação e para solos com valor de resistividade elevado.

Com o aumento do valor da resistividade do solo, a contribuição da *onda de superfície* passa a ser mais significativa para os pontos de observação próximos ao canal de descarga.

### **6.5 Aplicação da Aproximação de Norton no Modelo HEM**

A abordagem proposta neste capítulo para se computar o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas utilizando o modelo HEM é baseada nas formulações desenvolvidas por Norton e corrigidas por King para o potencial vetor magnético e campo elétrico associadas a um dipolo elétrico vertical. Desta forma, a aplicação do modelo HEM será limitada a problemas que envolvam apenas canais de descarga verticais. Em trabalhos futuros, tal condição pode ser generalizada, incluindo também o cômputo do efeito da resistividade do solo associado a dipolos elétricos horizontais.

O primeiro passo da abordagem proposta está relacionado à modificação do acoplamento longitudinal mútuo entre os segmentos do canal e da linha.

De acordo com os desenvolvimentos apresentados no capítulo 4, a matriz de acoplamento longitudinal  $Z_L$  é construída por meio da seguinte relação:

$$Z_{Lij} = \frac{\Delta V_{ij}}{I_{Lj}} \quad (6.13)$$

Esta relação associa a queda de tensão  $\Delta V_{ij}$  no segmento receptor decorrente da corrente longitudinal média ( $I_{Lj}$ ) ao longo do segmento emissor. No problema em análise, os segmentos do canal são considerados fontes de corrente, enquanto os segmentos da linha são considerados segmentos receptores do efeito.

A queda de tensão  $\Delta V_{ij}$  ao longo de um segmento da linha pode ser interpretada como resultado da integração do campo elétrico horizontal incidente ao longo deste segmento.

Desta forma, esta tese de doutorado propõe modificar a formulação dos elementos da matriz  $Z_L$  responsáveis pelo acoplamento longitudinal mútuo entre os segmentos da linha e do canal definindo a queda de tensão  $\Delta V_{ij}$  ao longo do segmento da linha como a integral do campo elétrico horizontal desenvolvido por Norton considerando o efeito da

---

resistividade do solo (equação 6.10). Os demais elementos da matriz  $Z_L$  referentes tanto ao acoplamento mútuo entre os segmentos da própria linha e acoplamento mútuo entre os segmentos do próprio canal, além dos elementos da diagonal principal, que estão associados ao acoplamento próprio dos segmentos da linha e acoplamento próprio dos segmentos do canal, são calculados assumindo o solo como um plano condutor perfeito ( $\rho = 0$ ), aplicando-se o tradicional método das imagens.

Essa proposta pautada na representação do efeito da resistividade do solo na parcela horizontal do campo elétrico que incide na linha é utilizada em trabalhos que aplicam os modelos de acoplamento linha-canal para avaliações de tensão induzida (NUCCI, 1993, 2003), (RACHIDI, 1996), (HOIDALEN, 1997) conforme anteriormente destacado no capítulo 3.

O segundo passo para representar o efeito da resistividade do solo para o cálculo de tensões induzidas utilizando o HEM se refere à adoção do potencial vetor magnético modificado por Norton, equação (6.6) para determinação da parcela não-conservativa da tensão induzida. Esta parcela de acordo com os desenvolvimentos do capítulo 4 está associada à integração do potencial vetor magnético no caminho reto entre a superfície do solo e o ponto do condutor da linha posicionado imediatamente acima.

$$\vec{E}_{\text{não-conservativo}} = -j\omega\vec{A} \quad (6.14)$$

$$TI_{\text{não-conservativa}} = j\omega \int_0^h \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (6.15)$$

onde  $\vec{A}$  é o potencial vetor magnético associado à corrente longitudinal do canal de descarga e  $h$  é a altura da linha.

Na implementação proposta neste capítulo, não se aplicou nenhum tipo de modificação aos elementos da matriz  $Z_T$  responsáveis pelo acoplamento transversal entre e linha e canal. Tal acoplamento é considerado assumindo o solo como um plano condutor perfeito. Além disso, o efeito da resistividade do solo é computado apenas para modificação do acoplamento eletromagnético entre canal e linha. Sendo assim, os parâmetros da linha são calculados assumindo o solo como um meio de resistividade nula, ou seja, a propagação das ondas de corrente e tensão induzidas ao longo dos condutores da linha não sofre influência do solo. Análises de sensibilidade apresentadas em (RACHIDI, 1996) mostram que o efeito da resistividade do solo causa pouca influência na propagação dos surtos induzidos ao longo de linhas com até 2 km de comprimento, sendo uma aproximação razoável para este caso a consideração do solo como um meio de resistividade nula.

---

Para os elementos enterrados no solo, os acoplamentos longitudinais e transversais são calculados admitindo-se o método das imagens.

Como comentário final, é importante destacar que as matrizes de acoplamento transversal e longitudinal são simétricas, satisfazendo o teorema da reciprocidade. Em outras palavras, isto significa dizer que o efeito que um elemento “a” causa em um elemento “b” é considerado igual ao efeito que esse elemento “b” causa em “a” quando tais elementos são trocados de posição entre si.

## ***6.6 Efeito da Resistividade do Solo no Campo Elétrico Horizontal***

Simulações computacionais foram realizadas para avaliação do comportamento do campo elétrico horizontal frente à consideração do efeito da resistividade do solo. Este comportamento é responsável por influenciar as ondas de tensão induzida na linha. Os resultados são apresentados a seguir. Assumiu-se a injeção na base do canal de descarga de uma onda de corrente do tipo Heidler, com 12 kA de valor de pico e valor da derivada máxima da frente de onda da corrente igual a 40 kA/ $\mu$ s. Conforme anteriormente comentado no capítulo 5, estas condições representam a forma de onda mediana proposta por Nucci (1993) para as descargas subseqüentes medidas no Monte San Salvatore (BERGER, 1975). A velocidade de propagação desta onda de corrente foi considerada igual 190 m/ $\mu$ s. Todos os casos se referem ao cálculo do campo elétrico a uma altura de 8 m em relação à superfície do solo.

A Figura 6.13 destaca o campo elétrico horizontal para várias distâncias em relação ao ponto de incidência da descarga, assumindo um solo com  $\rho=100 \Omega.m$  e  $\epsilon_r=10$ . A Figura 6.14 ilustra o campo elétrico horizontal a 250 m e 1 km do ponto de incidência da descarga, considerando a variação do valor da resistividade do solo.

Para as condições simuladas, os resultados obtidos destacaram a polaridade positiva da onda de campo elétrico horizontal para pontos próximos ao canal de descarga. Com o aumento da distância entre o ponto de observação e o ponto de incidência da descarga, a onda de campo elétrico passa a apresentar um pico inicial negativo que se torna cada vez mais relevante com o aumento desta distância.

---

Comportamento semelhante é observado quando se considera a variação do valor de resistividade do solo para um mesmo ponto de observação. A condição de solo com resistividade nula origina campos elétricos horizontais com polaridade positiva. O aumento no valor de resistividade do solo torna a onda deste campo bipolar com um pico inicial negativo que será tanto maior quanto maior for o valor desta resistividade.

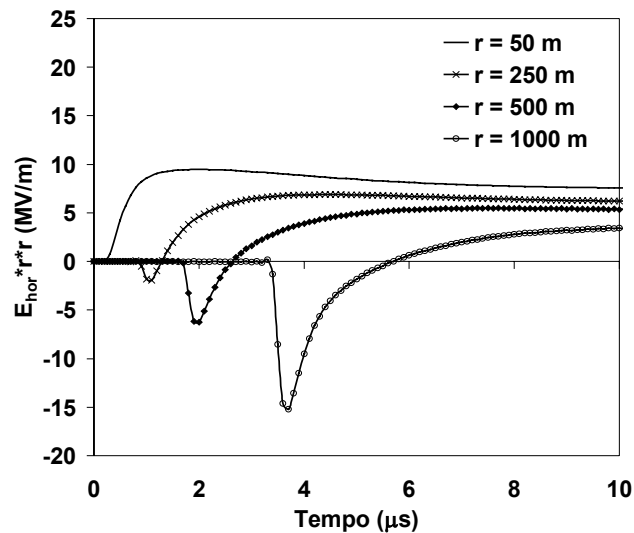


Figura 6.13 – Componente horizontal do campo elétrico a 8 m de altura considerando  $\rho=100 \Omega.m$  e  $\epsilon_r = 10$  para quatro distâncias em relação ao ponto de incidência da descarga (\*).

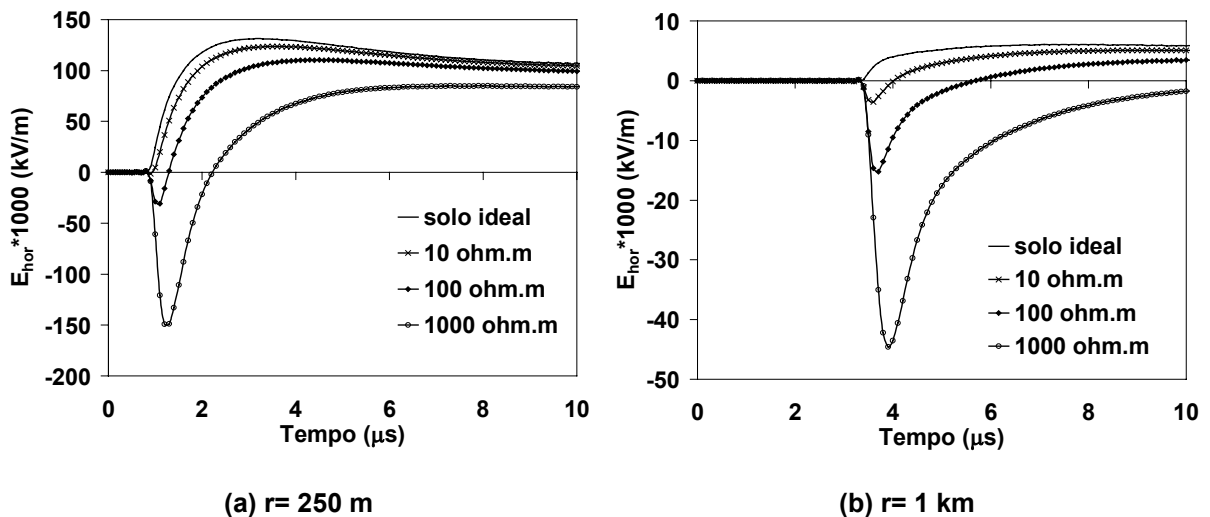


Figura 6.14 – Componente horizontal do campo elétrico a 8 m de altura considerando  $r=250 m$  e  $r=1 km$  para quatro valores de resistividade do solo e  $\epsilon_r = 10$ (\*\*).

(\*) os valores foram multiplicados por  $r^2$  (quadrado da distância do ponto de incidência de descarga)

(\*\*) os valores foram multiplicados por 1000

## 6.7 Efeito da Resistividade do Solo no Cálculo de Tensões Induzidas – Primeiros Resultados

Esta seção apresenta os primeiros resultados referentes ao efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas de acordo com a abordagem proposta nesta tese de doutorado. Conforme abordado ao longo deste capítulo, a aproximação de Norton (1937) foi implementada no modelo HEM modificando-se os elementos da matriz  $Z_L$  referentes ao acoplamento mútuo entre canal e linha. Tais elementos foram representados pela integral do campo elétrico horizontal modificado por Norton para se ter em conta o efeito da resistividade do solo. Além disso, o cálculo da parcela não-conservativa da tensão induzida foi realizado aplicando-se a formulação de Norton para o potencial vetor magnético vertical.

Para a realização desta avaliação, dois pontos de incidência de descarga foram simulados, conforme destaca a Figura 6.15: ponto de incidência A referente à descarga incidindo a 100 m do centro da linha e equidistantes de suas extremidades e ponto de incidência B representando uma condição de descarga incidindo em uma região próxima a uma das extremidades da linha. Assumiu-se a injeção na base do canal de descarga de uma onda de corrente do tipo Heidler, com 12 kA de valor de pico e valor da derivada máxima da frente de onda da corrente igual a 40 kA/ $\mu$ s. O canal de descarga foi representado sem envelope de corona e com valor de condutividade do núcleo igual a  $5,7 \times 10^7$  S/m, resultando em uma velocidade de propagação da onda de corrente no canal próxima a  $3 \times 10^8$  m/s. Simulações utilizando outros valores de velocidade de propagação da corrente geraram o mesmo comportamento nas ondas de tensão induzida.

As simulações assumiram um solo de resistividade  $\rho$  1000  $\Omega$ .m e permissividade relativa  $\epsilon_r$  10 e não consideraram a variação dos parâmetros do solo com a frequência.

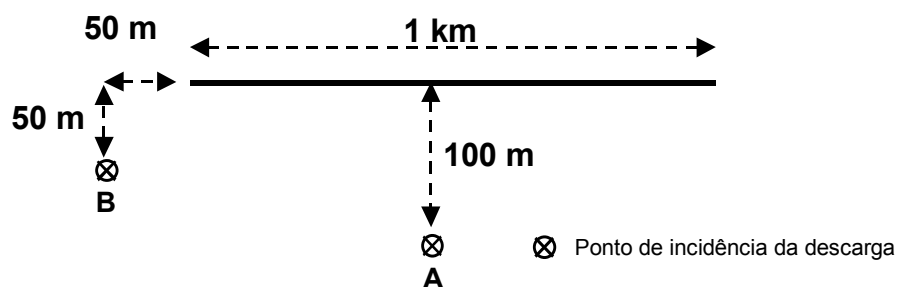


Figura 6.15 - Pontos de incidência de descarga simulados.

---

### 6.7.1 Ponto de Incidência A (Descarga Frontal em Relação ao Centro da Linha e Eqüidistante de suas Extremidades)

A Figura 6.16 destaca as tensões induzidas para o centro e extremidades da linha associadas à incidência de descarga no ponto A, considerando o efeito da resistividade do solo.

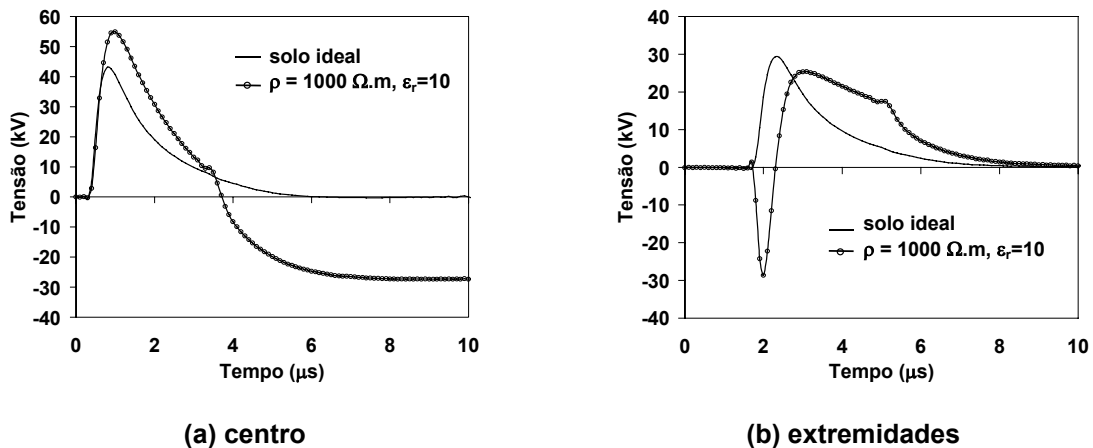


Figura 6.16 - Tensões Induzidas na linha associadas ao ponto de incidência A.

De acordo com os resultados da Figura 6.16, a resistividade do solo é capaz de afetar significativamente a magnitude, a forma de onda e a polaridade das tensões induzidas. Para a onda referente ao centro da linha, observa-se o aumento no valor de pico e inversão de polaridade na cauda da onda de tensão induzida. Por sua vez, a onda de tensão induzida calculada para a extremidade da linha apresenta um pico inicial negativo destacado, seguido por uma inversão de polaridade responsável por tornar a cauda da onda de tensão induzida com valores positivos.

### 6.7.2 Ponto de Incidência B (Descarga Próxima a uma das Extremidades da Linha)

A Figura 6.17 apresenta as tensões induzidas para a extremidade esquerda (próxima ao ponto de incidência da descarga), centro e extremidade direita da linha (distante em relação ao ponto de incidência da descarga) da linha, associadas à incidência de descarga no ponto B e considerando o efeito da resistividade do solo.

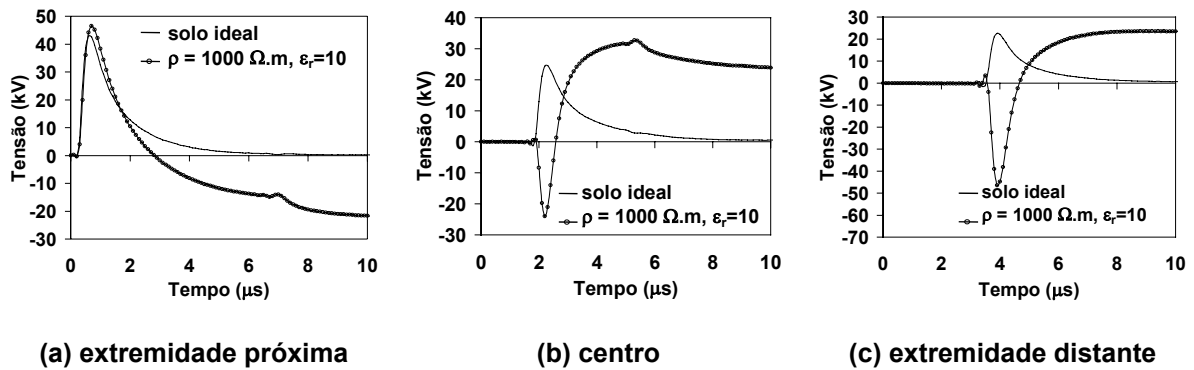


Figura 6.17 - Tensões Induzidas na linha associadas o ponto de incidência B.

Para a extremidade da linha próxima ao ponto de incidência da descarga, observa-se a elevação no valor de pico da tensão induzida. Tal comportamento é idêntico ao observado para o caso de incidência frontal da descarga e ponto de observação da tensão induzida no centro da linha. À medida que o ponto de observação se afasta do ponto de incidência da descarga, as ondas de tensão induzida passam a apresentar um pico inicial negativo seguido por uma inversão de polaridade em sua cauda. Quanto maior for a distância entre o ponto de observação da tensão induzida na linha e o ponto de incidência da descarga, mais importante se torna este pico inicial negativo, podendo atingir valor superior ao do pico positivo de tensão induzida associado ao caso de solo ideal. Este tipo de comportamento está justamente associado ao pico inicial negativo da parcela horizontal do campo elétrico que também vai se tornando mais relevante para pontos distantes em relação ao ponto de incidência da descarga (COORAY, 1986), (NUCCI, 2003).

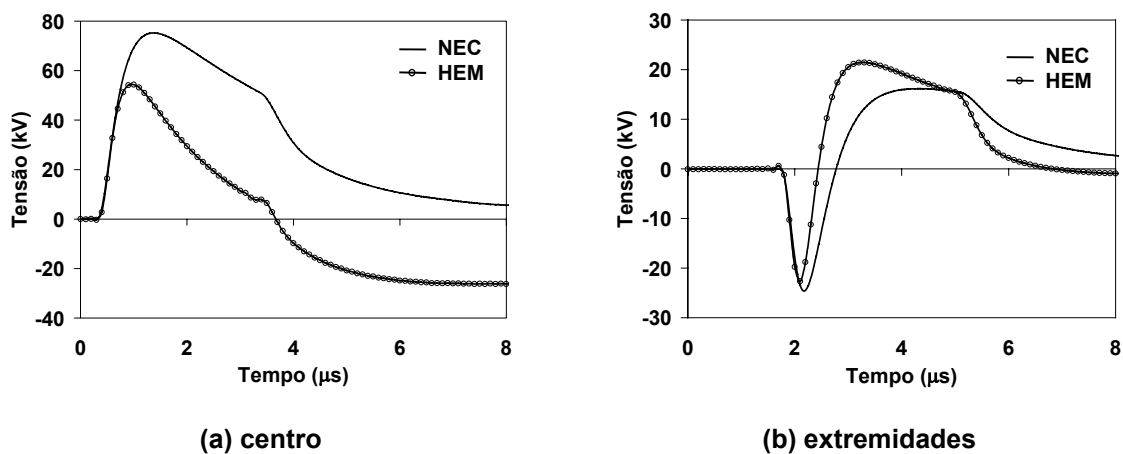
As características das ondas de tensão induzida simuladas pelo modelo HEM considerando o efeito da resistividade do solo são bastante similares aos resultados apresentados em (NUCCI, 2003). Naquele trabalho, avaliou-se o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas para os mesmos pontos de incidência de descarga aqui considerados. As tensões induzidas foram calculadas utilizando o modelo MTLE para a distribuição de corrente no canal e o *Modelo de Acoplamento de Agrawal*. O efeito da resistividade do solo foi considerado no campo eletromagnético incidente por meio da modificação da componente horizontal do campo elétrico aplicando-se a aproximação de Cooray-Rubinstein (RUBINSTEIN, 1996), (COORAY, 1992, 1998b). Tal aproximação, conforme comentado no capítulo 3 e em (COORAY, 2002) pode ser obtida simplificando-se as equações de campo eletromagnético descritas em (NORTON, 1937).

A inversão da polaridade da tensão induzida para pontos da linha distantes do ponto de incidência da descarga é consistente com diversos trabalhos experimentais de

medição de tensão induzida em linhas em escala real (DE LA ROSA, 1988, 1994), (GEORGIADIS, 1992) e em modelos de escala reduzida (ISHII, 1999) e (POKHAREL, 2003). Além disso, avaliações realizadas por simulações computacionais também confirmaram tal comportamento (COORAY, 1986), (HOIDALEN, 1997), (GUERRIERI, 1997). Em (POKHAREL, 2003), são apresentados resultados de simulação gerados pelo NEC assumindo o ponto de incidência da descarga frontal em relação ao centro da linha e eqüidistante de suas extremidades. O comportamento dos resultados obtidos estão de acordo com os gerados pela aplicação do HEM.

### 6.7.3 Comentários Finais

A seguir, é apresentada uma comparação com resultados de tensão induzida gerados pelo NEC, considerando a incidência da descarga no ponto A (Figura 6.15), além das mesmas condições para canal de descarga e solo destacadas no início dessa seção. A Figura 6.18 ilustra as tensões induzidas obtidas para o centro e as extremidades da linha.



**Figura 6.18 - Tensões Induzidas na linha calculadas pelos modelos HEM e NEC, considerando o efeito da resistividade do solo ( $\rho=1000 \Omega.m$  e  $\epsilon_r=10$ ) e descarga incidindo no ponto A.**

A Figura 6.18 mostra uma diferença significativa entre os resultados de tensão induzida para o centro da linha. As tensões induzidas calculadas pelos dois modelos apresentam a mesma inclinação na frente da onda, porém, o resultado associado ao HEM possui um valor de pico bem menor. Além disso, mais dois aspectos merecem destaque. O primeiro se refere à existência de uma diferença constante entre as amplitudes de tensão induzida por toda a extensão das ondas a partir do instante de tempo referente ao pico da onda associada ao HEM. O segundo fato tem relação com o comportamento da cauda das ondas de tensão induzida. Enquanto a cauda da onda de tensão induzida calculada pelo

NEC tende a um valor igual a zero, a onda referente ao HEM apresenta uma cauda com polaridade negativa.

Por outro lado, para a extremidade da linha, os resultados obtidos apresentam formas de onda mais semelhantes, sobretudo na parte referente à frente da onda. Em relação aos valores de pico, uma pequena diferença entre tais valores é observada.

Justificativas para esses comportamentos ainda não foram definidas com clareza e uma resposta para essas diferenças ainda não foi obtida. Conforme anteriormente destacado no capítulo 5, os modelos NEC e HEM são capazes de gerar distribuições similares de corrente ao longo do canal de descarga, porém não totalmente idênticas. Tal fato é capaz de influir na comparação entre resultados de tensões induzidas gerados pelos dois modelos. Além disso, os diferentes métodos numéricos de solução utilizados por cada modelo podem contribuir para a existência de diferenças entre os resultados. Sabe-se também que os resultados gerados pelo NEC também consideram o efeito da resistividade do solo na propagação do surto induzido ao longo da linha, em decorrência da modificação dos parâmetros da linha. Tal consideração não foi contemplada nas simulações com o HEM.

Todavia, acredita-se que as justificativas para as diferenças observadas nas ondas de tensão induzida da Figura 6.18 possam estar além das considerações apresentadas no parágrafo anterior.

Os resultados obtidos sugerem a necessidade de continuidade das análises para avaliação das aproximações aplicadas ao modelo HEM para se ter em conta o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas, bem como uma melhor aferição dos resultados gerados por tal abordagem. Todavia, a técnica proposta apresenta potencialidades, além de ter sido capaz de reproduzir as principais características apresentadas na literatura referentes ao efeito da resistividade do solo nas tensões induzidas por descargas atmosféricas.

---

---

---

# 7 Conclusões e Propostas de Continuidade

## **7.1 Introdução**

A realização desta tese de doutorado teve como motivação principal o fato das tensões induzidas por descargas atmosféricas se constituírem em um dos mais importantes fenômenos capazes de afetar o desempenho de redes de energia elétrica e de telecomunicações, causando danos a tais sistemas e comprometendo a segurança dos consumidores.

Ao longo dos anos, diversos trabalhos nesta área têm sido realizados, sempre com o objetivo de desenvolver um conhecimento mais apurado dos aspectos básicos do fenômeno e a avaliação dos seus efeitos para o sistema elétrico e para o consumidor. Nessa perspectiva, uma importante linha de pesquisa se refere à definição de modelos computacionais para o cálculo das tensões induzidas em linhas. Dentro deste contexto se insere o trabalho desta tese de doutorado.

Diversos tipos de modelagem para cálculo de tensões induzidas são apresentados na literatura. Em alguns casos, diferenças significativas podem ser encontradas entre os resultados gerados pela aplicação de modelos distintos. A abordagem utilizada para representar os fatores de maior relevância para as tensões induzidas bem como as

---

aproximações aplicadas na solução do problema em questão podem explicar as discrepâncias existentes entre os resultados obtidos, além de definirem as potencialidades e restrições de aplicação de cada modelo.

A essência desse trabalho consistiu no desenvolvimento de uma modelagem computacional apurada para cálculo das tensões induzidas em linhas, capaz de considerar de forma integrada a distribuição de corrente no canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre os condutores da linha e o canal. Para atingir tal objetivo, um conjunto de etapas foi desenvolvido, iniciando-se por uma extensa revisão bibliográfica dos trabalhos de maior relevância sobre tensões induzidas por descargas atmosféricas. Esta revisão tornou possível a melhor compreensão dos mecanismos envolvidos no estabelecimento desse fenômeno, bem como uma avaliação preliminar dos fatores capazes de contribuir para a tensão induzida resultante na linha. Informações desta natureza foram compiladas no capítulo 2.

No capítulo 3 desta tese de doutorado foram reportadas as principais contribuições da literatura referentes aos modelos para avaliação de tensões induzidas, apresentando as modelagens responsáveis pela distribuição de corrente no canal, modelos para descrição do acoplamento eletromagnético entre linha e canal, além das abordagens mais comumente aplicadas para cômputo do efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas. Além disso, foram destacados alguns trabalhos relevantes a respeito de medições de tensão induzida. Os dados experimentais gerados por esse tipo de investigação contribuem para a proposição dos modelos e abordagens responsáveis por descrever o fenômeno.

O capítulo 4 foi dedicado à aplicação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas. A descrição matemática da formulação e a forma de solução do problema foram apresentadas e discutidas. Resultados da utilização desse modelo para determinação da distribuição de corrente ao longo do canal de descarga complementaram os estudos desse capítulo.

Um conjunto bastante extenso de análises de sensibilidade geradas pela aplicação sistemática do modelo para o cálculo de tensões induzidas compôs o capítulo 5. As avaliações ali apresentadas tentaram englobar os parâmetros mais relevantes para a determinação das tensões induzidas, indicando o impacto de tais fatores nos resultados. Comparações com resultados gerados por outras modelagens e com dados experimentais obtidos por meio de medição também foram desenvolvidas e destacadas.

---

A proposição da abordagem para representação do efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas foi o escopo do capítulo 6, o qual destacou o trabalho de K.A. Norton, responsável por desenvolver formulações dos campos elétricos associados a um dipolo elétrico vertical. A proposta para se incorporar a aproximação de Norton ao modelo para cálculo de tensões induzidas e resultados referentes a esta aplicação foram apresentados nesse capítulo.

Ao final, este trabalho se constituiu na realização de um extenso material a respeito de tensões induzidas por descargas atmosféricas.

As principais conclusões obtidas nesta tese de doutorado serão destacadas na próxima seção. Propostas de continuidade deste trabalho compõem a seção 7.3.

## **7.2 Avaliações Conclusivas**

### **7.2.1 Distribuição Temporal e Espacial da Corrente de Retorno no Canal de Descarga**

A determinação da distribuição temporal e espacial da corrente ao longo do canal de descarga se constitui em etapa relevante para o cálculo de tensões induzidas. Por meio dela são definidos os campos eletromagnéticos que irão se propagar e interagir com os condutores da linha, dando origem à tensão induzida. No capítulo 4 foram descritos os principais aspectos da aplicação do modelo HEM para determinação dessa distribuição de corrente. Tal modelagem é capaz de representar, adotando determinadas premissas, características físicas do canal de descarga como as perdas longitudinais ao longo do núcleo, o envelope de corona, além das tortuosidades e ramificações do canal. Resultados apresentados no capítulo 4 mostraram que as perdas do núcleo do canal causaram decréscimo na amplitude da onda de corrente. Todavia a representação dessas perdas não foi capaz de modificar a velocidade de propagação desta onda. A redução desta velocidade mostrou estar associada à representação do envelope de corona em torno do canal. O aumento do valor do raio associado ao envelope de corona propiciou um maior atraso na propagação da onda de corrente. Além disso, também foi responsável pela distorção na frente da onda de corrente, causando a redução do seu tempo de frente.

---

Por se tratar de uma modelagem desenvolvida no domínio da frequência, a aplicação do modelo HEM para cômputo da distribuição da corrente de retorno apresenta como limitação a representação do comportamento dinâmico do canal, como a variação temporal da resistência e da capacitância do canal à medida que a corrente se propaga ao longo deste. O capítulo 4 apresenta uma forma simplificada para considerar tal variação assumindo a transição das características físicas do canal de descarga.

Outro ponto que merece ser destacado se refere à avaliação dos campos eletromagnéticos associados à distribuição da corrente de retorno gerada pelo modelo HEM. A comparação destes campos com dados de medição reportados na literatura referentes a eventos de descargas artificiais iniciadas por foguetes mostrou ser bastante satisfatória. Além disso, a aplicação do HEM foi capaz de reproduzir três das cinco características tipicamente observadas em campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas e adotadas como padrão para a aferição de diferentes modelos de corrente de retorno, inclusive o cruzamento por zero da cauda das ondas dos campos distantes, característica que não é reproduzida por outros modelos eletromagnéticos.

## **7.2.2 Análises de Sensibilidade Relacionadas às Tensões Induzidas em Linhas**

Um conjunto extenso de análises de sensibilidade desenvolvidas com a aplicação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas foi apresentado ao longo do capítulo 5. Os resultados de maior relevância são destacados a seguir.

### **7.2.2.1 PARÂMETROS GEOMÉTRICOS ASSOCIADOS À POSIÇÃO RELATIVA DO SISTEMA LINHA-CANAL DE DESCARGA**

Conforme esperado, a amplitude de tensão induzida apresenta redução com o aumento da distância entre o ponto de incidência da descarga e a linha.

Em relação ao efeito da altura da linha, os resultados destacaram a existência de um aumento proporcional da amplitude de tensão induzida com a elevação desta altura. Tal comportamento é explicado pelo acréscimo do fluxo magnético compreendido pela região constituída entre o condutor da linha e a superfície do solo, devido ao aumento proporcional da área que enlaça este fluxo.

---

Verificou-se a sensível influência da inclinação do canal de descarga na amplitude da tensão induzida. Este resultado sugere cautela em relação à normal hipótese de considerar o canal vertical para avaliações desse fenômeno.

Um dos resultados de maior destaque se refere ao efeito da altura do ponto de conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga, ponto de *attachment*, na tensão induzida resultante na linha. Três valores de altura foram simulados (0, 100 e 300 m em relação ao nível do solo) e diferentes valores para tempo de frente e velocidade de propagação da onda de corrente foram considerados. Os resultados obtidos denotaram a redução da amplitude da tensão induzida com a elevação da altura do ponto de conexão entre os canais de descarga.

### **7.2.2.2 INFLUÊNCIA DOS PARÂMETROS DE LINHA NAS TENSÕES INDUZIDAS**

A forma como se dá a interação entre o campo eletromagnético associado à corrente de retorno do canal e os condutores da linha está intimamente relacionada à configuração da linha em estudo. Os resultados obtidos mostraram que a presença de um cabo de blindagem (condutor neutro ou cabo pára-raios) contribui para a redução da tensão induzida no condutor fase. Além disso, quanto menor for a distância entre tais condutores, maior será o efeito de blindagem sobre o condutor fase. O aumento do número de terminações do cabo de blindagem para terra e, conseqüentemente, do número de pontos de aterramento do sistema, é responsável pela diminuição da amplitude da tensão induzida no condutor fase. Por sua vez, a redução do valor de resistência de aterramento desses condutores de descida também é capaz de afetar tais tensões, promovendo o decréscimo das tensões induzidas fase-terra e neutro-terra e o aumento da tensão induzida fase-neutro. A intensidade deste efeito está relacionada ao número de condutores de descida ao longo do sistema e ao comprimento dos vãos entre aterramentos. A conjunção desses fatores é que determina a tensão induzida nas redes elétricas.

Avaliações realizadas para configurações de rede de distribuição de baixa tensão destacaram a importância da presença da carga conectando os condutores fase e neutro. Tais avaliações assumiram cargas com comportamento puramente resistivo. Os resultados obtidos mostraram que para a consideração de carga desconectada do sistema elétrico, os níveis de tensão induzida fase-neutro atingem valores extremamente intensos, causando sérios danos à carga do consumidor. Em relação ao tipo de configuração, a adoção de redes do tipo multiplexadas nas quais os condutores fase são enlaçados em torno do

---

condutor neutro causa uma significativa redução nos níveis de tensão induzida entre fase e neutro, se constituindo em um fator benéfico para proteção das cargas.

### **7.2.2.3 INFLUÊNCIA DA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E TEMPORAL DA CORRENTE DE RETORNO NAS TENSÕES INDUZIDAS**

Os resultados obtidos mostraram que a variação no valor da condutividade do núcleo do canal não foi capaz de modificar o valor de pico de tensão induzida.

Em relação ao efeito da representação do envelope de corona em torno do canal, este mostrou estar intimamente relacionado ao tempo de frente da onda de corrente de retorno. Para ondas de corrente consideradas “rápidas” (tempo de frente pequeno), o aumento no raio do envelope de corona promoveu a redução na amplitude de tensão induzida. Por outro lado, para ondas de corrente consideradas “lentas” (tempo de frente grande), a amplitude de tensão induzida na linha sofreu um acréscimo com o aumento no valor do raio do envelope de corona.

Observou-se, de forma geral, um aumento no valor de pico de tensão induzida com o decréscimo da velocidade de propagação da onda de corrente de descarga. Tal comportamento foi de encontro a resultados reportados por outros trabalhos.

### **7.2.2.4 COMPARAÇÃO DE RESULTADOS GERADOS PELO MODELO HEM COM OUTRAS MODELAGENS E DADOS DE MEDIÇÃO**

A validação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas foi realizada por meio da comparação com resultados gerados por outras modelagens comumente adotadas na literatura, além da utilização de dados experimentais de medição.

Para a comparação com resultados de outras modelagens, foram escolhidos o *Modelo de Acoplamento de Agrawal* e o *Numerical Electromagnetics Code* – NEC. As simulações consideraram dois pontos de incidência nas proximidades de uma configuração simplificada de linha, localizada sobre um plano condutor perfeito. Procurou-se representar com fidelidade os parâmetros mais relevantes da simulação a fim de evitar discrepâncias entre os resultados gerados. No caso da comparação com o *Modelo de Acoplamento de Agrawal*, adotou-se o modelo de corrente de retorno DNUTL de forma a garantir a mesma distribuição de corrente para os dois casos. Em relação à comparação com o NEC, ajustes

---

foram feitos na velocidade de propagação da corrente e nas perdas do núcleo do canal para proporcionar a maior similaridade possível entre as distribuições de corrente associadas aos dois modelos.

As tensões induzidas geradas pelo HEM e o Modelo de Agrawal foram idênticas, denotando a capacidade deste modelo em gerar os mesmos resultados referentes à aplicação do Modelo de Agrawal.

A comparação com os resultados gerados pelo NEC foi satisfatória, principalmente em relação aos valores de pico de tensão induzida. Uma pequena diferença foi observada entre as caudas das ondas calculadas para o centro da linha assumindo o caso de incidência de descarga frontal à linha e equidistante de suas extremidades. Todavia, os resultados destacaram a capacidade dos modelos HEM e NEC em reproduzir resultados de tensão induzida semelhantes.

Em relação à comparação com dados experimentais de tensão induzida, foram utilizados dados referentes à medição em modelo de escala reduzida e em uma linha experimental em escala real. A comparação com dados de medição em modelo de escala reduzida admitiu uma configuração de linha simplificada, constituída por apenas um condutor posicionado sobre um plano condutor. Os resultados calculados pelo HEM foram bastante próximos aos resultados medidos, destacando um grau de concordância considerado satisfatório. Por sua vez, a comparação com dados referentes à medição em um sistema real assumiu uma configuração de rede de distribuição experimental constituída por um condutor fase e um condutor neutro. Tensões induzidas fase-neutro associadas a descargas artificiais iniciadas por foguetes (descargas trigadas) foram medidas no experimento. Os resultados calculados pelo modelo HEM para a extremidade da linha foram bastante semelhantes aos dados de medição. Em contra partida, os resultados para a região próxima ao ponto de incidência da descarga apresentaram uma diferença significativa. Possíveis causas para esta diferença foram investigadas e discutidas no texto, mas não se chegou a uma justificativa a respeito de tal discrepância.

---

### **7.2.3 Proposta para Cômputo do Efeito da Resistividade do Solo no Cálculo de Tensões Induzidas**

Esta tese de doutorado apresentou uma proposta para se ter em conta o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas utilizando o modelo HEM. Tal proposta foi baseada nos desenvolvimentos de Norton (1937) relativos à determinação do potencial vetor magnético e do campo eletromagnético associados a um dipolo vertical posicionado sobre um plano de condutividade finita. A aproximação de Norton foi implementada no modelo HEM modificando-se os elementos da matriz  $Z_L$  referentes ao acoplamento mútuo entre o canal e a linha. Tais elementos foram representados pela integral do campo elétrico horizontal modificado por Norton considerando o efeito da resistividade do solo. Ademais, o cálculo da parcela não-conservativa da tensão induzida foi realizado aplicando-se a formulação de Norton para o potencial vetor magnético vertical.

Os primeiros resultados obtidos apresentaram comportamentos semelhantes aos reportados por outras avaliações da literatura. Nesse contexto, destaca-se o aumento na amplitude de tensão induzida para os pontos da linha próximos ao ponto de incidência da descarga e a inversão de polaridade na onda de tensão induzida, denotando um pico inicial negativo e a extensão da cauda positiva, para os pontos da linha considerados distantes. Quanto maior a distância entre o ponto de observação da tensão induzida e o ponto de incidência da descarga, mais relevante se torna este pico inicial negativo, podendo atingir valor superior ao pico positivo de tensão induzida associado ao caso de solo ideal ( $\rho=0$ ). O formato e as amplitudes das ondas de tensão induzida calculadas pelo modelo HEM foram similares a outros resultados de simulação e medição comumente encontrados na literatura, destacando, assim, a potencialidade da abordagem proposta para cômputo do efeito da resistividade do solo nas tensões induzidas. Novas etapas, todavia, merecem ser realizadas para uma completa avaliação da qualidade de tal abordagem e seus resultados.

## **7.3 Propostas de Continuidade**

Os desenvolvimentos contemplados nesta tese de doutorado abrem espaço para que outros trabalhos sejam realizados de forma a complementar e consolidar as avaliações aqui apresentadas.

---

Nesse contexto, um primeiro ponto interessante a ser trabalhado se refere à abordagem utilizada para considerar o efeito da resistividade do solo no cálculo de tensões induzidas no HEM. Merece ser avaliada a relevância em se incluir o efeito da resistividade do solo no acoplamento transversal entre canal e linha. Além disso, a adoção deste efeito também para os parâmetros da linha ampliaria a generalidade de aplicação do modelo HEM, tornando possível avaliar tensões induzidas para linhas de comprimento longo. Um outro aspecto a ser avaliado consiste em considerar o efeito da resistividade do solo no acoplamento canal-linha para canais inclinados. Tal consideração implicaria na generalização da aproximação de Norton, aplicada nesta tese apenas considerando dipolos-fonte verticais. Outro ponto importante a ser implementado futuramente se refere à consideração da variação dos parâmetros do solo com a frequência no cálculo de tensões induzidas, tornando a abordagem utilizada mais completa e coerente com o real comportamento do solo. Ademais, a realização de análises de sensibilidade para avaliar o impacto de tal consideração nos resultados de tensão induzida.

Em relação à distribuição da corrente de retorno do canal de descarga representada pelo modelo HEM, dois pontos merecem destaque. O primeiro se refere à realização de investigações visando a representação do comportamento dinâmico das características do canal como a variação temporal da resistência e da capacitância do canal. O capítulo 4 apresentou uma forma simplificada para considerar tal variação assumindo uma transição das características físicas do canal de descarga. O comportamento dinâmico de tais características pode contribuir para que os campos eletromagnéticos associados às distribuições de corrente de retorno do HEM sejam capazes de reproduzir todas as características de campo eletromagnético adotadas pela literatura como padrão para validação dos modelos de corrente de retorno. Outro ponto a ser considerado se refere à representação das perdas transversais que existem entre o núcleo do canal e a extensão do envelope de corona. Neste trabalho apenas as perdas longitudinais foram levadas em conta. Tal representação contribuiria para uma melhor reprodução do efeito corona que ocorre em torno do canal bem como uma avaliação mais razoável da influência deste efeito na propagação da corrente no canal.

Em relação ao conjunto de análises de sensibilidade aqui apresentado, de forma geral, para obtenção de uma melhor caracterização da influência de determinados parâmetros nas tensões induzidas, simulações complementares podem ser desenvolvidas considerando diferentes pontos de incidência de descarga, distâncias entre o ponto de incidência e a linha, valores de amplitude, taxa de crescimento e tempo de frente da onda de corrente, além da aplicação de outras formas de onda de corrente. Nesse contexto, a

---

realização de um estudo probabilístico englobando tais características pode contribuir ainda mais para consolidação das avaliações aqui destacadas.

Para uma complementação da investigação referente à influência da altura do ponto de *attachment* na tensão induzida, outras condições para a impedância equivalente do solo vista pela corrente incidente podem ser adotadas, considerando assim o efeito da reflexão de corrente no nível do solo.

Nos estudos relativos ao efeito dos parâmetros de linha nas tensões induzidas, sugere-se a aplicação de outras topologias de linha, inclusive, para as avaliações em linhas de distribuição, a representação simultânea das redes de média e baixa tensão.

Uma importante etapa a ser realizada consiste no desenvolvimento de análises de sensibilidade para investigar o impacto causado pela representação conjunta do efeito da resistividade do solo e de outros parâmetros relevantes aqui destacados na definição das tensões induzidas em linhas.

Finalmente, um trabalho interessante e de aplicação prática se refere ao desenvolvimento de avaliações dos níveis de sobretensão em redes elétricas de baixa tensão devido à incidência de descargas atmosféricas em torres de estações de telefonia celular próximas à rede utilizando o modelo HEM. Tal investigação se justifica pelo crescimento acentuado do número dessas estruturas instaladas em áreas urbanas e periferia e pela sua altura elevada, constituindo ponto preferencial para a incidência de descargas. Esse tipo de ocorrência começou a ser analisado durante esta tese de doutorado, dando origem a uma série de publicações (SILVEIRA, 2004a, 2004b, 2005, 2006b). Os resultados obtidos foram compilados no Apêndice C deste texto, destacando a sobretensão total resultante na linha como a composição dos efeitos da tensão induzida e da sobretensão associada à injeção de corrente no condutor neutro devido à elevação de potencial no solo. Propõe-se a extensão dessas avaliações considerando a influência da resistividade do solo também para o acoplamento eletromagnético entre o sistema torre-canais e os condutores da linha.

Acredita-se que o conjunto de atividades proposto neste capítulo possa potencializar a aplicação do modelo HEM para o cálculo de tensões induzidas, tornando-o uma ferramenta relevante para as avaliações desta natureza.

---

# 8 Referências Bibliográficas

AGRAWAL, A.K., PRICE, H.J., GURBAXANI, S.H., **"Transient Response of a Multiconductor Transmission Line Excited by a Nonuniform Electromagnetic Field"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. EMC-22, no. 2, p. 119-129, maio, 1980.

ALMEIDA, F., **"Proteção de Redes de Distribuição de Média Tensão contra Descargas Atmosféricas: Análise das Solicitações para Surtos Gerados em Pontos Distantes"**, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), dezembro, 2005.

ANDERSON, R.B., ERIKSSON, A.J., **"Lightning Parameters for Engineering Applications"**, Electra, no. 69, março, 1980.

BABA, Y., ISHII, M., **"Numerical Electromagnetic Field Analysis of Lightning Current in Tall Structures"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 16, no. 2, abril, 2001.

BABA, Y., ISHII, M., **"Lightning Return-Stroke Model Incorporating Current Distortion"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 44, no. 3, agosto, 2002.

BABA, Y., ISHII, M., **"Characteristics of Electromagnetic Return-Stroke Models"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 45, no. 1, fevereiro, 2003.

BABA, Y., MIYAZAKI, S., ISHII, M., **"Reproduction of Lightning Electromagnetic Field Waveforms by Engineering Model of Return Stroke"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 46, no. 1, p. 130-133, fevereiro, 2004.

---

---

BABA, Y., RAKOV, V.A., **"On the Use of Lumped Sources in Lightning Return Stroke Models"**, Journal of Geophysical Research, vol. 110, D03101, doi:10.1029/2004JD005202, fevereiro, 2005a.

BABA, Y., RAKOV, V.A., **"On Calculating Lightning-Induced Overvoltages in the Presence of a Tall Strike Object"**, In: Proceedings of VIII International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), p. 11-16, São Paulo, Brasil, novembro, 2005b.

BABA, Y., RAKOV, V.A., **"Voltages Induced on an Overhead Wire by Lightning Strikes to a Nearby Tall Grounded Object"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 48, no. 1, fevereiro, 2006.

BAÑOS, A. Jr, **"Dipole Radiation in the Presence of a Conducting Half-Space"**, Pergamon Press, 1966.

BARKER, P.P., SHORT, T.A., EYBERT-BERARD, A.R., BERLANDIS, J.P., **"Induced Voltage Measurements on an Experimental Distribution Line During Nearby Rocket Triggered Lightning Flashes"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 11, no. 2, abril, 1996.

BASSI, W., BURANI, G.F., JANISZEWSKI, J.M., **"Impedance Frequency Characteristics and Modeling of Residential Appliances for Lightning Transient Analysis"**, In: Proceedings of VIII International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), p. 495-498, São Paulo, Brasil, novembro, 2005.

BERGER, K., ANDERSON, R.B., KRÖNINGER, H., **"Parameters of Lightning Flashes"**, Electra, no. 41, p. 23-37, julho, 1975.

BURKE, G.J., POGGIO, A.J., **"Numerical Electromagnetics Code (NEC) – Method of Moment"**, Lawrence Livermore Laboratory, janeiro, 1981.

CARSON, J.R., **"Wave Propagation in Overhead Wires with Ground Return"**, Bell Syst. Tech. J., vol. 5, p. 539-554, 1926.

CARNEIRO, S., MARTI, J.R., **"Evaluation of Corona and Line Models in Electromagnetic Transients Simulations"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 6, no. 1, janeiro, 1991.

CINIERI, E., MUZI, F., **"Lightning Induced Overvoltages - Improvement in Quality of Service in MV Distribution Lines by Addition of Shield Wires"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol.11, no. 1, janeiro, 1996.

COORAY, V., DE LA ROSA, F., **"Shapes and Amplitudes of the Initial Peaks of Lightning-Induced Voltage in Power Lines Over Finitely Conducting Earth: Theory and Comparison with Experiment"**, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-34, no.1, janeiro, 1986.

COORAY, V., **"Horizontal Fields Generated by Return Strokes"**, Radio Science, vol. 27, p. 529-537, julho-agosto, 1992.

---

- 
- COORAY, V., **"Calculating Lightning-Induced Overvoltages in Power Lines: A Comparison of Two Coupling Models"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 36, no. 3, agosto, 1994.
- COORAY, V., **"Predicting the Spatial and Temporal Variation of the Electromagnetic Fields, Currents and Speeds of Subsequent Return Strokes"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, no. 4, novembro, 1998a.
- COORAY, V., SCUKA, V., **"Lightning-Induced Overvoltages in Power Lines: Validity of Various Approximations Made in Overvoltage Calculations"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, no. 4, novembro, 1998b.
- COORAY, V., GALVAN, A., **"A Negative First Return Stroke Model for Engineering Applications"**, In: Proceedings of 25<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Rhodes, Grécia, 2000.
- COORAY, V., **"Some Considerations on the "Cooray-Rubinstein" Formulation Used in Deriving the Horizontal Electric Field of Lightning Return Strokes Over Finitely Conducting Ground"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 44, no. 4, novembro, 2002.
- COORAY, V., **"On the Concepts Used in Return Stroke Models Applied in Engineering Practice"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 45, no. 1, fevereiro, 2003.
- DE CONTI, A., **"Proteção de Redes Elétricas de Baixa Tensão Contra Descargas Atmosféricas: Transferência de Surtos através de Transformadores de Distribuição"**, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), dezembro, 2001.
- DE CONTI, A., VISACRO, S., **"Evaluation of Lightning Surges Transferred from Medium Voltage to Low Voltage Networks"**, IEE Proceedings on Generation, Transmission and Distribution, vol. 152, no. 3, doi: 10.1049/ip-gtd:20041306, p. 351-356, maio, 2005.
- DE CONTI, A., **"Modelos para Definição de Ondas de Corrente e Tensão Representativas das Solicitações de Sistemas de Distribuição por Descargas Atmosféricas"**, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), agosto, 2006.
- DE LA ROSA, F., VALDIVIA, R., PÉREZ, H., LOZA, J., **"Discussion about the Inducing Effects of Lightning in an Experimental Power Distribution Line in Mexico"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 3, no. 3, julho, 1988.
- DE LA ROSA, F., PÉREZ, H., GALVÁN, A., **"Lightning-Induced Voltaje Measurements in an Experimental Power Distribution Line in Mexico"**, In: Proceedings of 22<sup>nd</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Budapeste, Hungria, 1994.
-

- 
- DERI, A., TEVAN, G., SEMLYEN, A., CASTANHEIRA, A., **"The Complex Ground Return Plane: A Simplified Model for Homogeneous and Multi-layer Earth Return"**, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-100, no. 8, agosto, 1981.
- DIENDORFER, G., UMAN, M.A., **"An Improved Return Stroke Model with Specified Channel-Base Current"**, Journal of Geophysical Research, vol. 95, no. D9, p. 13621-13644, agosto, 1990a.
- DIENDORFER, G., **"Induced Voltage on an Overhead Line Due to Nearby Lightning"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 32, no. 4, novembro, 1990b.
- ERIKSSON, A.J., STRINGFELLOW, M.F., MEAL, D.V., **"Lightning-Induced Overvoltages On Overhead Distribution Lines"**, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-101, no. 4, abril, 1982.
- GEORGIADIS, N., RUBINSTEIN, M., UMAN, M.A., MEDELIUS, P.J., THOMSON, E.W., **"Lightning-Induced Voltages at Both Ends of a 448-m Power-Distribution Line"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 34, no. 4, novembro, 1992.
- GOMES, C., COORAY, V., **"Concepts of Lightning Return Stroke Models"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 42, no. 1, fevereiro, 2000.
- GUERRIERI, S., NUCCI, C.A., IANOZ, M., RACHIDI, F., RUBINSTEIN, M., **"On the Influence of Elevated Strike Objects on Directly Measured and Indirectly Estimated Lightning Currents"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 13, p. 1543-1555, outubro, 1998.
- GUERRIERI, S., NUCCI, C.A., RACHIDI, F., **"Influence of the Ground Resistivity on the Polarity and Intensity of Lightning Induced Voltages"**, In: Proceedings of 10<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering, Montreal, Quebec, Canadá, agosto, 1997.
- HARRINGTON, R.F., **"Field Computation by Moment Methods"**, New York:McMillan, 1968.
- HEIDLER, F., **"Traveling Current Source Model for LEMP Calculation"**, In: Proceedings of 6<sup>th</sup> Symposium on Electromagnetic Compatibility, p.157-162, ETH-Zentrum, Zurich, Suíça, 1985.
- HEIDLER, F., CVETIC, J.M., STANIC, B.V., **"Calculation of Lightning Current Parameters"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 14, no. 2, abril, 1999.
- HERRERA, J., **"Nuevas Aproximaciones en el Calculo de Tensiones Inducidas por Descargas Eléctricas Atmosféricas"**, Tese de Doutorado (em espanhol), Programa de Doctorado en Ingeniería Eléctrica, Universidad Nacional de Colombia, sede Bogotá, junho, 2006.
- HOIDALEN, H.K., SLETBAK, J., HERIKSEN, T., **"Ground Effects on Induced Voltages from Nearby Lightning"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 39, no. 4, novembro, 1997.
-

---

HOIDALEN, H.K., **"Lightning-Induced Voltages in Low-Voltage Systems and Its Dependency on Voltage Line Terminations"**, In: Proceedings of 24<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Birmingham, Inglaterra, p. 287-292, 1998.

IDONE, V.P., ORVILLE R.E., **"Lightning Return Stroke Velocities in the Thunderstorm Research International Program (TRIP)"**, Journal of Geophysical Research, vol. 87, no. C7, p. 4903-4915, junho, 1982.

ISHII, M., MICHISHITA, K., HONGO, Y., OGUMA, S., **"Lightning-Induced Voltage on an Overhead Wire Dependent on Ground Conductivity"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 9, no. 1, Janeiro, 1994.

ISHII, M., BABA, Y., **"Numerical Electromagnetic Field Analysis of Tower Surge Response"** IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 12, p. 483-488, janeiro, 1997.

ISHII, M., MICHISHITA, K., HONGO, Y., OGUME, S., **"Experimental Study of Lightning-Induced Voltage on an Overhead Wire Over Lossy Ground"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 41, no. 1, fevereiro, 1999.

JORDAN, E.C., BALMAIN, K.G., **"Electromagnetic Waves and Radiating Systems"**, 2<sup>a</sup> Edição, Prentice Hall, INC., 1968.

KING, R.J., **"Electromagnetic Wave Propagation Over a Constant Impedance Plane"**, Radio Science, vol. 4, no. 3, p. 255-268, março, 1969.

LIN, Y.T., UMAN, M.A., TILLER, J. A., BRANTLEY, R.D., BEASLEY, W.H., KRIDER, E.P., WEIDMAN, C.D., **"Characterization of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Fields from Simultaneous Two-Station Measurements"**, Journal of Geophysical Research, 84, p. 6307-6314, 1979.

LE VINE, D.M., WILLET, J.C., **"The Influence of Channel Geometry on the Fine Scale Structure of Radiation from Lightning Return Strokes"**, Journal of Geophysical Research, vol.100, p. 18629-18638, 1995.

MACH, D.M., RUST, W.D., **"Photoelectric Return-Stroke Velocity and Peak Current Estimates in Natural and Triggered Lightning"**, Journal of Geophysical Research, vol. 94, no. D11, p. 13237-13247, setembro, 1989.

MASTER, M., UMAN, M.A., **"Lightning Induced Voltages on Power Lines: Theory"**, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-103, no. 9, setembro, 1984a.

MASTER, M., UMAN, M.A., **"Lightning Induced Voltages on Power Lines: Experiment"**, IEEE Transactions On Power Apparatus and Systems, vol. PAS-103, no. 9, setembro, 1984b.

---

---

McDERMOTT, T.E., SHORT, T.A., ANDERSON, J.G., **"Lightning Protection of Distribution Lines"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 9, no. 1, janeiro, 1994.

MELANDER, B.G., **"Effects of Tower Characteristics on Lightning Arc Measurements"**, In: Proceedings of 1984 Int. Conf. on Lightning and Static Electricity, Orlando, FL, p. 34/1-34/12, 1984.

MICHISHITA, K., ISHII, M., HONGO, Y., **"Induced Voltage on an Overhead Wire Associated with Inclined Return-Stroke Channel – Model Experiment on Finitely Conductive Ground"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 38, no. 3, agosto, 1996.

MICHISHITA, K., ISHII, M., ASAKAWA, A., YOKOYAMA, S., KAMI, K., **"Voltage Induced on a Test Distribution Line by Negative Winter Lightning Strokes to a Tall Structure"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 45, no. 1, fevereiro, 2003.

MOINI, R., KORDI, B., RAFI, G.Z., RAKOV, V.A., **"A New Lightning Return Stroke Model Based on Antenna Theory"**, Journal of Geophysical Research, vol. 105, no. D24, p. 29693-29702, dezembro, 2000.

NORTON, K., **"The Propagation of Radio Waves Over the Surface of the Earth and in the Upper Atmosphere, Part II – The Propagation from Vertical, Horizontal, and Loop Antennas over a Plane Earth of Finite Conductivity"**, In: Proceedings of the Institute of Radio Engineers – IRE, vol. 25, no. 9, setembro, 1937.

NUCCI, C.A., MAZZETTI, C., UMAN, M.A., RACHIDI, F., IANOZ, M., **"On Lightning Return Stroke Models for LEMP Calculations"**, In: Proceedings of 19<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Graz, Austria, 1988.

NUCCI, C.A., DIENDORFER, G., UMAN, M.A., RACHIDI, F., IANOZ, M., MAZZETTI, C., **"Lightning Return Stroke Current Models with Specified Channel-Base Current: a Review and Comparison"**, Journal of Geophysical Research, vol. 95, no. D12, p. 20395-20408, novembro, 1990.

NUCCI, C.A., RACHIDI, F., IANOZ, M., MAZZETTI, C., **"Lightning-Induced Voltages on Overhead Lines"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 35, no. 1, p. 75-86, fevereiro, 1993.

NUCCI, C.A., RACHIDI, F., IANOZ, M., MAZZETTI, C., **"Comparison of Two Coupling Models for Lightning-Induced Overvoltage Calculations"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 10, no. 1, janeiro, 1995a.

NUCCI, C.A., **"Lightning-Induced Voltages on Overhead Power Lines – Part I: Return-Stroke Current Models with Specified Channel-Base Current for the Evaluation of the Return-Stroke Electromagnetic Fields"**, Electra, no. 161, p. 74-102, agosto, 1995b.

---

- 
- NUCCI, C.A., **"Lightning-Induced Voltages on Overhead Power Lines - Part II: Coupling Models for the Evaluation of the Induced Voltages"**, *Electra*, no. 162, p. 121-145, outubro, 1995c.
- NUCCI, C.A., RACHIDI, F., **"On the Contribution of the Electromagnetic Field Components in Field-to-Transmission Line Interaction"**, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 37, no. 4, novembro, 1995d.
- NUCCI, C.A., BORGHETTI, A., PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"Lightning-Induced Voltages on Distribution Overhead Lines: Comparison Between Experimental Results from a Reduced-Scale Model and Most Recent Approaches"**, In: *Proceedings of 24<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP)*, p. 314-320, Birmingham, Inglaterra, 1998.
- NUCCI, C.A., GUERRIERI, S., BARROS, M.T.C., RACHIDI, F., **"Influence of Corona on the Voltages Induced by Nearby Lightning on Overhead Distribution Lines"**, *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 15, no. 4, outubro, 2000.
- NUCCI, C.A., **"Lightning-Induced Voltages on Overhead Power Lines - Part III: Sensitivity Analysis"**, final draft, CIGRE WG C4.01 meeting, Dallas, setembro, 2003.
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., KAMEYAMA, F.H., MALIMPENSA, G., OLIVEIRA, J.J., MATSUO, N.M., SATO, Y., NASAKI, S., PINHEIRO, W., **"Estudo Experimental de Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas através de Modelo Reduzido"**, In: *Anais do XI Seminário Nacional de Distribuição de Energia Elétrica (SENDI)*, Blumenau, setembro, 1992a.
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"An Experimental Study of Lightning Induced Voltages by Means of a Scale Model"**, In: *Proceedings of 21<sup>st</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP)*, p. 195-199, Berlim, Alemanha, setembro, 1992b.
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"The Influence of the Upward Leader on Lightning Induced Voltages"**, In: *Proceedings of 23<sup>rd</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP)*, p. 352-357, Florença, Itália, 1996a.
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"Surtos Induzidos por Descargas Atmosféricas: Influência da Velocidade de Propagação da Corrente"**, In: *Anais do CBMAG'96 – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, p. 51- 54, Ouro Preto, Brasil, novembro, 1996b.
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"Induced Voltages on Distribution Lines Due to Lightning Discharges on Nearby Metallic Structures"**, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 34, no. 5, p. 2799-2802, setembro, 1998.
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"Lightning Induced Overvoltages on Low-Voltage Lines"**, In: *Proceedings of V International Symposium on Lightning Protection (SIPDA)*, p. 234-239, São Paulo, Brasil, maio, 1999.
-

- 
- PIANTINI, A., JANISZEWSKI, J.M., **"The Extended Rusck Model for Calculating Lightning Induced Voltages on Overhead Lines"**, In: Proceedings of VII International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), p. 151-155, Curitiba, Brasil, novembro, 2003a.
- PIANTINI, A., CARVALHO, T.O., NETO, A.S., JANISZEWSKI, J.M., ALTAFIM, R.A.C., NOGUEIRA, A.L.T., **"A System for Lightning Induced Voltages Data Acquisition – Preliminary Results"**, In: Proceedings of International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), p. 156-161, Curitiba, Brasil, novembro, 2003b.
- POKHAREL, R.K., ISHII, M., BABA, Y., **"Numerical Electromagnetic Analysis of Lightning-Induced Voltage over Ground of Finite Conductivity"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 45, no. 4, novembro, 2003.
- RACHIDI, F., **"Formulation of the Field-to-Transmission Line Coupling Equations in Terms of Magnetic Excitation Fields"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 35, no. 3, agosto, 1993.
- RACHIDI, F., NUCCI, C.A., IANOZ, M., MAZZETTI, C., **"Influence of a Lossy Ground on Lightning-Induced Voltages on an Overhead Lines"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 38, no. 3, agosto, 1996.
- RACHIDI, F., RUBINSTEIN, M., GUERRIERI, S., NUCCI, C.A., **"Voltages Induced on Overhead Lines by Dart Leaders and Subsequent Return Strokes in Natural and Rocket-Triggered Lightning"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 39, no. 2, maio, 1997a.
- RACHIDI, F., NUCCI, C.A., IANOZ M., MAZZETTI, C., **"Corrections to "Influence of a Lossy Ground on Lightning-Induced Voltages on Overhead Lines""**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 39, no. 2, maio, 1997b.
- RACHIDI, F., RAKOV, V.A., NUCCI, C.A., BERMUDEZ, J.L., **"Effect of Vertically Strike Object on the Distribution of Current along the Lightning Channel"**, Journal of Geophysical Research, vol. 107, no. D23.4699, 2002.
- RAKOV, V., DULZON, A., **"A Modified Transmission Line Model for Lightning Return Stroke Field Calculations"**, In: Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Paper 44H1, p. 229-235, Zurich, Suíça, 1991.
- RAKOV, V.A., **"Some Inferences on the Propagation Mechanisms of Dart Leaders and Return Strokes"**, Journal of Geophysical Research, vol. 103, no. D2, p. 1879-1887, janeiro, 1998a.
- RAKOV, V., UMAN, M.A., **"Review and Evaluation of Lightning Return Stroke Models Including Some Aspects of their Application"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 40, no. 4, novembro, 1998b.
-

---

RAKOV, V.A., UMAN, M.A., WANG, D., RAMBO, K.J., CRAWFORD, D.E., SCHNETZER, G.H., **"Lighting Properties From Triggered-Lightning Experiments at Camp Blanding, Florida (1997 – 1999)"**, In: Proceedings of 25<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Rhodes, Grécia, setembro, 2000.

RAKOV, V.A., **"Characterization of Lightning Electromagnetic Fields and their Modeling"**, In: Proceedings of 14<sup>th</sup> International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Swiss Electrotechnical Association, p. 3-16, Zurich, Suíça, fevereiro, 2001a.

RAKOV, V.A., **"Transient Response of a Tall Object to Lightning"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 43, no. 4, novembro, 2001b.

RAKOV, V.A., UMAN, M.A., **"Lightning – Physics and Effects"**, Cambridge University Press, 2003.

RAKOV V.A., **"Lightning Return Stroke Speed: A Review of Experimental Data"**, In: Proceedings of 27<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Avignon, França, setembro, 2004.

RAMO, S., WHINNERY, J.R., VAN DUZER, T., **"Fields and Waves in Communication Electronics"**, New York: Wiley, 2<sup>a</sup> edição, 1984.

RUBINSTEIN, M., UMAN, M.A., MEDELIUS, P.J., THOMSON, E.W., **"Measurements of the Voltage Induced on an Overhead Power Line 20 m from Triggered Lightning"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 36, no. 2, maio, 1994.

RUBINSTEIN, M., **"An Approximate Formula for the Calculation of the Horizontal Electric Field from Lightning at Close, Intermediate, and Long Range"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 8, no. 3, agosto, 1996.

RUSCK, S., **"Induced Lightning Overvoltages on Power Transmission Lines With Special Reference to the Overvoltage Protection of Low Voltage Networks"**, Transactions of the Royal Institute of Technology, Stockolm, no. 120, 1958.

SANTIAGO, N.H.C, **"Modelo para Propagação de Surtos em Linhas de Transmissão Incluindo os Efeitos Corona, Pelicular e de Retorno no Solo"**, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1982.

SAKAKIBARA, A., **"Calculation of Induced Voltages on Overhead Lines Caused by Inclined Lightning Strokes"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 4, no. 1, janeiro, 1989.

SHOORY, A., MOINI, R., SADEGHI, H., RAKOV, V.A., **"Analysis of Lightning-Radiated Electromagnetic Fields in the Vicinity of Lossy Ground"**, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 47, no. 1, fevereiro, 2005.

---

---

SCHOENE, J., UMAN, M.A., RAKOV, V.A., RAMBO, K.J., JERAULD, J., SCHNETZER, G.H., **"Test of the Transmission Line Model and the Traveling Current Source Model with Triggered Lightning Return Strokes at very Close Range"**, Journal of Geophysical Research, vol.108, no. D23, 2003.

SCHROEDER, M.A.O., **"Modelo Eletromagnético para Descontaminação de Ondas de Corrente de Descargas Atmosféricas"**, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), março, 2001.

SILVEIRA, F.H., **"Aplicação de um Novo Modelo para Cálculo de Tensão Induzida por Descarga Atmosférica"**, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), julho, 2001.

SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., **"Lightning Induced Overvoltage: How Return-current Model Influences It?"**, In: Proceedings of IEEE/PES T&D 2002 Latin America, São Paulo, Brasil, 2002a.

SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., MESQUITA, C.R., **"Evaluation of the Influence of Lightning Channel and Return Current Characteristics on Induced Overvoltages"**, In: Proceedings of 26<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Cracow, Polônia, setembro, 2002b.

SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., SOARES J., A., SCHROEDER, M.A.O., DE CONTI, A., VALE M.H.M., **"The Influence of Transmission Line Configuration on the Amplitude of Lightning Induced Overvoltages"**, In: Proceedings of 26<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Cracow, Polônia, setembro, 2002c.

SILVEIRA, F.H., DE CONTI, A., VISACRO, S., DUARTE, J.V.P., **"Qualidade de Energia em Unidades Consumidoras: Análise da Influência das Tensões Induzidas por Descargas Atmosféricas"**, In: Anais do XVII SNPTEE, Uberlândia, outubro, 2003a.

SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., **"Lightning Induced Voltage: Influence on Power Quality Delivered at Consumer Service Entrance"**, In: Proceedings of SICEL – 2o Simpósio Internacional sobre Calidad de la Energía Eléctrica, Bogotá, Colômbia, novembro, 2003b.

SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., DE CONTI, A., **"Lightning effects on the vicinity of elevated structures"**, In: Proceedings of 27<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Avignon, França, p. 291-296, setembro, 2004a.

SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., **"Investigation of Effects Caused on Electrical System Due to Lightning Incidence on Nearby Elevated Structures"**, In: Proceedings of GROUND'2004 - International Conference on Grounding and Earthing, Belo Horizonte, Brasil, p. 98-102, novembro, 2004b.

---

- 
- SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., **"Electromagnetic Interferences on Electrical Systems Due to Lightning Incidence on Nearby Telecommunication Elevated Structures"**, In: VIII International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), São Paulo, Brasil, novembro, 2005.
- SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., SOARES J., A., **"The Influence of Attachment Point on Lightning Induced Voltage"**, In: Proceedings of 28<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Kanazawa, Japão, setembro, 2006a.
- SILVEIRA, F.H., VISACRO, S., **"Lightning Effects in the Vicinity of Elevated Structures"**, Journal of Electrostatics, outubro, 2006b.
- SOARES J., A., **"Modelagem de Linhas de Transmissão para Avaliação de Desempenho Frente a Descargas Atmosféricas"**, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica (PPGEE), Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), março de 2001.
- SOMMERFELD, A., **"Partial Differential Equations in Physics"**, Academic Press inc, New York, 1949.
- STRATTON, J.A., **"Electromagnetic Theory"**, McGraw-Hill Book Company, Inc. 1941.
- SUNDE, E.D., **"Earth Conduction Effects in Transmission Systems"**, New York: Dover, 1968.
- TAYLOR, C.D., SATTERWHITE, R.S., HARRISON, C.W., **"The Response of a Terminated Two-Wire Transmission Line Excited by a Non-Uniform Electromagnetic Field"**, IEEE Transaction on Antennas and Propagations, vol. AP-13, p. 987-989, 1965.
- TORRES, H., SALGADO, M., PÉREZ, E., HERRERA, J., QUINTANA, C., RONDÓN, D., AVILA D., GONZÁLEZ, D., **"A Comparison Between Theoretical and Experimental Lightning Induced Voltages in Tropical Zone"**, In: Proceedings of GROUND'2000 – International Conference on Grounding and Earthing, Belo Horizonte, Brasil, junho, 2000.
- THEETHAYI, N., COORAY, V., **"On the Representation of the Lightning Return Stroke as a Current Pulse Propagating along a Transmission Line"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 20, no. 2, p. 823-837, abril, 2005.
- THOTTAPPILLIL, R., UMAN, M.A., **"Comparison of Lightning Return-stroke Models"**, Journal of Geophysical Research, vol. 98, no. D12, p. 22903-22914, dezembro, 1993.
- UMAN, M.A., AND MCLAIN, D.K., **"Magnetic Field of Lightning Return Stroke"**, Journal of Geophysical Research, vol. 74, p. 6899-6910, 1969.
- UMAN, M.A., MCLAIN, D.K., **"Lightning Return Stroke Current from Magnetic and Radiation Field Measurements"**, Journal of Geophysical Research, vol. 75, setembro, 1970.
-

---

UMAN, M.A., MCLAIN, D.K., KRIDER, E.P., **"The Electromagnetic Radiation from a Finite Antenna"**, Amer. J. Phys, vol. 43, p. 33-38, 1975.

UMAN, M.A., **"Lightning"**, Dover Publications, Inc., New York, 1984.

VISACRO, S., **"Modelagem de Aterramentos Elétricos"**, Tese de Doutorado, Coordenação dos Programas de Pós-Graduação da Universidade Federal do Rio de Janeiro (COPPE/UFRJ), julho, 1992a.

VISACRO, S., PORTELA, C. M., **"Modelling of Earthing Systems for Lightning Protection Applications, Including Propagation Effects"**, In: Proceedings of 21<sup>st</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Berlin, setembro, 1992b.

VISACRO, S., SARAIVA, A.C., SOARES J., A., SCHROEDER, M.A.O., **"Análise do Comportamento de Configurações Típicas do Aterramento de Torres de Telecomunicações na Incidência de Descargas Atmosféricas – Aspectos de Aplicação"**, In: Proceedings of IV International Symposium on Lightning Protection (SIPDA), São Paulo, Brasil, p. 155-159, 1997.

VISACRO, S., SOARES J., A., VALE, M.H.M., SCHROEDER, M.A.O., **"Evaluation of Current and Potential Distribution for Lightning Protection System Including the Behavior of Grounding Electrodes"**, In: Proceedings of 25<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Rhodes, Grécia, setembro, 2000.

VISACRO, S., SOARES J., A., SCHROEDER, M.A.O., **"An Interactive Computational Code for Simulation of Transient Behaviour of Electric System Components for Lightning Currents"**, In: Proceedings of 26<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Cracow, Polônia, setembro, 2002a.

VISACRO, S., **"Aterramentos Elétricos: Conceitos Básicos, Técnicas de Medição e Instrumentação, Filosofias de Aterramento"**, 2a. edição, São Paulo, Brasil, Ed. Artliber, p. 1-159, 2002b.

VISACRO, S., SILVEIRA, F.H., **"Evaluation of Current Distribution along the Lightning Discharge Channel by a Hybrid Electromagnetic Model"**, Journal of Electrostatics, vol. 60/2-4, p. 111-120, 2004a.

VISACRO, S., **"A Representative Curve for Lightning Current Waveshape of First Negative Stroke"**, Geophysical Research Letters, vol. 31, doi:10.1029/2004.GL019642, abril, 2004b.

VISACRO, S., SILVEIRA, F.H., **"A Return Stroke Model Based on a Hybrid Field-Circuit Approach"**, In: Proceedings of 27<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Avignon, França, vol. 1, p. 95-100, setembro, 2004c.

---

- 
- VISACRO, S., **"A Didactic General Approach of Grounding Behavior for Lightning Currents"**, In: Proceedings of 27<sup>th</sup> International Conference on Lightning Protection (ICLP), Avignon, França, vol. 1, p. 508-513, setembro, 2004d.
- VISACRO, S., SCHROEDER, M.A.O., SOARES J., A., CHERCHIGLIA L.C.L., SOUZA, V.J., **"Statistical Analysis of Lightning Current Parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station"**, Journal of Geophysical Research, vol. 109, no. D01105, 1-11, 2004e.
- VISACRO, S., **"Descargas Atmosféricas: Uma Abordagem de Engenharia"**, Artliber Editora, Brasil, 2005a.
- VISACRO, S., SOARES J., A., **"HEM: A Model for Simulation of Lightning Related Engineering Problems"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 20, no. 2, 2005b.
- VISACRO, S., SILVEIRA, F.H., **"Lightning Current Waves Measured at Short Instrumented Towers: The Influence of Sensor Position"**, Geophysical Research Letters, vol. 32, L18804, doi: 10.1029/2005GL023255, 2005c.
- VISACRO, S., DE CONTI, A., **"A Distributed-Circuit Return-Stroke Model Allowing Time and Height Parameter Variation to Match Lightning Electromagnetic Field Waveform Signatures"**, Geophysical Research Letters, vol. 32, L23805, doi:10.1029/2005GL024336, 2005d.
- VISACRO, S., **"A Comprehensive Approach to the Grounding Response to Lightning Currents"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 22, no. 1, p. 381-386, janeiro, 2007.
- WAIT, J., **"Electromagnetic Waves in Stratified Media"**, Pergamon Press, 1970.
- YEE, K. S., **"Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equation in isotropic media"**, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, no. 3, p. 302-307, março, 1966.
- YOKOYAMA, S., MIYAKE, K., MITANI H., TAKANISHI, A., **"Simultaneous Measurement of Lightning Induced Voltages with Associated Stroke Currents"**, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-102, no. 8, agosto, 1983.
- YOKOYAMA, S., MIYAKE, K., MITANI H., YAMAZAKI, N., **"Advanced Observations of Lightning Induced Voltage on Power Distribution Lines"**, IEEE Transactions on Power Systems, vol. PWRD-1, no. 2, abril, 1986.
- YOKOYAMA, S., MIYAKE, K., FUKUI, S., **"Advanced Observations of Lightning Induced Voltage on Power Distribution Lines (II)"**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 4, no. 4, outubro, 1989.
-

---

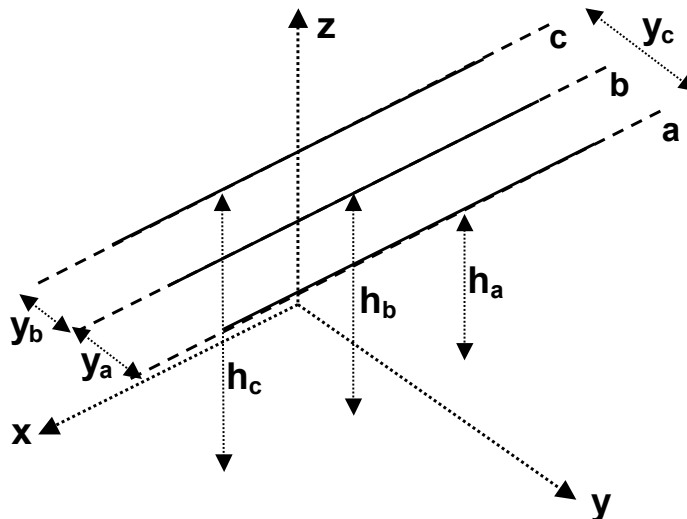
---

# APÊNDICE A

## ***Desenvolvimento das Formulações dos Modelos de Acoplamento de Rusck e de Agrawal***

### ***A.1 Modelo de Rusck***

A Figura A.1 ilustra a representação utilizado por Rusck para desenvolvimento de sua modelagem. Com base em um sistema de coordenadas cartesianas  $xyz$ , onde o plano  $xy$  refere-se à superfície do solo, uma linha polifásica infinita e isolada é posicionada paralelamente ao eixo  $x$ . Os condutores  $a, b, c, \dots$  se situam à alturas  $h_a, h_b, h_c, \dots$  em relação ao solo e possuem espaçamento  $y_a, y_b, y_c, \dots$  entre eles.



**Figura A.1 - Sistema utilizado para desenvolvimento do modelagem de Rusck (Representação Trifásica).**

A corrente de retorno do canal de descarga induz correntes ( $I_a, I_b, I_c, \dots$ ), cargas ( $q_a, q_b, q_c, \dots$ ) e potenciais escalares ( $\Phi_a, \Phi_b, \Phi_c, \dots$ ) nos condutores da linha. Assumindo que as distribuições de correntes e cargas presentes na linha não são capazes de modificar as distribuições de correntes e cargas do canal de descarga, o potencial escalar na superfície dos condutores da linha é determinado por:

---

$$\begin{bmatrix} \Phi_a \\ \Phi_b \\ \Phi_c \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_{ia} \\ \Phi_{ib} \\ \Phi_{ic} \\ \vdots \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} k_{aa} & k_{ab} & k_{ac} & \cdots \\ k_{ba} & k_{bb} & k_{bc} & \cdots \\ k_{ca} & k_{cb} & k_{cc} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_a \\ q_b \\ q_c \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$[\Phi_n] = [\Phi_{in}] + [k_{nn}] \cdot [q_n]$$

onde:

$\Phi_n$  - potencial escalar induzido no condutor n;

$\Phi_{in}$  - potencial escalar indutor para o condutor n;

$k_{nn}$  - elementos da matriz de coeficientes de potencial;  $q_n$  - carga induzida no condutor n.

Os coeficientes de potencial são definidos como:

$$k_{\mu\mu} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{2h_\mu}{r_\mu}\right) \quad (\text{A.2})$$

$$k_{\mu\nu} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{d'_{\mu\nu}}{d_{\mu\nu}}\right) \quad (\text{A.3})$$

onde:

$h_\mu$  - altura do condutor  $\mu$ ;  $r_\mu$  - raio do condutor  $\mu$ ;

$d_{\mu\nu}$  - distância entre os condutores  $\mu$  e  $\nu$ ;

$d'_{\mu\nu}$  - distância entre o condutor  $\mu$  e a imagem do condutor  $\nu$ .

O potencial vetor indutor (*inducing vector potential*), associado à corrente de retorno do canal de descarga, é perpendicular à direção dos condutores da linha. Desta forma, o potencial vetor na direção dos condutores, direção x, é determinado pela corrente induzida ao longo dos condutores.

$$\begin{bmatrix} A_{xa} \\ A_{xb} \\ A_{xc} \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{aa} & L_{ab} & L_{ac} & \cdots \\ L_{ba} & L_{bb} & L_{bc} & \cdots \\ L_{ca} & L_{cb} & L_{cc} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$[A_{xn}] = [L_{nn}] \cdot [I_n]$$

onde:

$A_{xn}$  - potencial vetor referente ao condutor n na direção x ;

$L_{nn}$  - indutância do condutor;

$I_n$  - corrente induzida no condutor n.

---

O valor da indutância interna ( $L_{int}$ ) dos condutores da linha para altas frequências é muito menor se comparado ao valor da indutância externa ( $L_{ext}$ ) dos condutores. Sendo assim, os elementos da matriz de indutância dos condutores, desprezado o termo referente à indutância interna, são definidos como:

$$L_{\mu\mu} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{2h_\mu}{r_\mu}\right) \quad (A.5)$$

$$L_{\mu\nu} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{d'_{\mu\nu}}{d_{\mu\nu}}\right) \quad (A.6)$$

A intensidade do campo elétrico ao longo da superfície do condutor é dada por:

$$E_i = -\nabla\phi_i - \frac{\partial A_i}{\partial t} \quad (A.7)$$

Substituindo (A.4) em (A.7), obtém-se:

$$\begin{bmatrix} E_{xa} \\ E_{xb} \\ E_{xc} \\ \vdots \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial\phi_a}{\partial x} \\ \frac{\partial\phi_b}{\partial x} \\ \frac{\partial\phi_c}{\partial x} \\ \vdots \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} L_{aa} & L_{ab} & L_{ac} & \cdots \\ L_{ba} & L_{bb} & L_{bc} & \cdots \\ L_{ca} & L_{cb} & L_{cc} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial I_a}{\partial t} \\ \frac{\partial I_b}{\partial t} \\ \frac{\partial I_c}{\partial t} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (A.8)$$

Considerando condutividade infinita para os condutores:

$$\vec{E} = \frac{1}{\sigma} \vec{J} \quad (\sigma = \infty) \quad \therefore \quad \vec{E} = 0 \quad (A.9)$$

Desta forma, substituindo em (A.8), obtém-se:

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x}\right) = -(L) \left(\frac{\partial I}{\partial t}\right) \quad (A.10)$$

Com base na equação da continuidade:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \quad (A.11)$$

que diz que a corrente em um ponto é igual à variação da densidade volumétrica de carga neste mesmo ponto, Rusck apresenta a seguinte condição:

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -\frac{\partial q}{\partial t} \quad (A.12)$$


---

Em notação matricial, (A.12) é expressa como:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial l_a}{\partial x} \\ \frac{\partial l_b}{\partial x} \\ \frac{\partial l_c}{\partial x} \\ \vdots \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \frac{\partial q_a}{\partial t} \\ \frac{\partial q_b}{\partial t} \\ \frac{\partial q_c}{\partial t} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Substituindo a equação (A.1) em (A.13), obtém-se:

$$\left( \frac{\partial l}{\partial x} \right) = - \frac{1}{(K)} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) + \frac{1}{(K)} \left( \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right) \quad (\text{A.14})$$

As matrizes  $(L)$ , indutância, e  $(K)$ , coeficientes de potencial de Maxwell, podem ser escritas da seguinte forma:

$$(K) = c(Z) \quad (\text{A.15})$$

$$(L) = \frac{1}{c}(Z) \quad (\text{A.16})$$

onde  $(Z)$  é a matriz de impedância de surto definida como

$$(Z) = \begin{bmatrix} Z_{aa} & Z_{ab} & Z_{ac} & \dots \\ Z_{ba} & Z_{bb} & Z_{bc} & \dots \\ Z_{ca} & Z_{cb} & Z_{cc} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad (\text{A.17})$$

e seus elementos são expressos da seguinte forma:

$$Z_{\mu\mu} = 60 \cdot \ln \left( \frac{2 h_{\mu}}{r_{\mu}} \right) \quad (\text{A.18})$$

$$Z_{\mu\nu} = 60 \cdot \ln \left( \frac{d'_{\mu\nu}}{d_{\mu\nu}} \right) \quad (\text{A.19})$$

onde "c" é a velocidade da luz.

Por meio da substituição das equações (A.15) e (A.16), tanto em (A.10), quanto em (A.14), obtém-se o seguinte sistema de equações:

(A.15) e (A.16) em (A.10):

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = - \frac{1}{c} (Z) \left( \frac{\partial l}{\partial t} \right) \quad (\text{A.20})$$


---

(A.15) e (A.16) em (A.14):

$$\left(\frac{\partial l}{\partial x}\right) = -\frac{1}{c(Z)}\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right) + \frac{1}{c(Z)}\left(\frac{\partial \phi_i}{\partial t}\right) \quad (A.21)$$

As correntes e potenciais escalares nos condutores são obtidos pela solução do sistema formado pelas equações (A.20) e (A.21).

A tensão induzida total  $u(x,t)$  é dada por

$$u(x,t) = \phi(x,t) + \int_0^h \frac{\partial A_z^i(x,z,t)}{\partial t} dz \quad (A.22)$$

## A.2 Modelo de Agrawal

Agrawal (1980) desenvolve as equações de linha de transmissão para uma linha com múltiplos condutores situados em um meio homogêneo e excitados por um campo eletromagnético não-uniforme. Tais equações são expressas em termos da tensão espalhada (*scattered voltages*) na linha. O sistema utilizado para desenvolvimento da modelagem é apresentado na Figura A.2.

O ponto de partida para os desenvolvimentos do modelo de Agrawal é a aplicação da Lei de Faraday na região delimitada pela linha pontilhada apresentada na Figura A.2. As equações (A.23) e (A.24) expressam a lei de Faraday nas formas diferencial e integral, respectivamente,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (A.23)$$

$$\int_{C_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{S_i} \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (A.24)$$

onde  $S_i$  é uma superfície retangular situada no plano  $\xi z$ , delimitada por uma curva  $C_i$ .

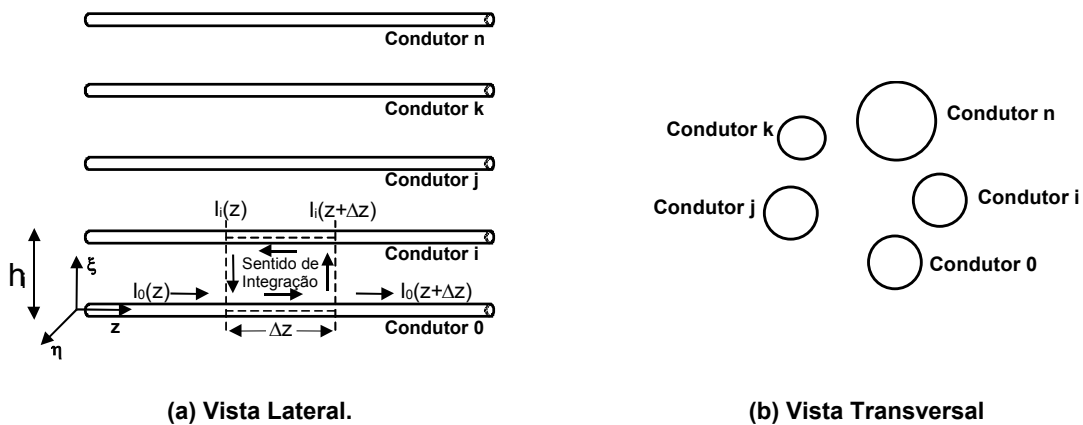


Figura A.2 - Sistema utilizado para desenvolvimento da modelagem de Agrawal.

Os campos elétrico e magnético apresentados na equação (A.24) referem-se aos campos totais compostos pela soma dos campos incidente (*incident field*) e espalhado (*scattered field*). Os campos incidentes são aqueles associados à fonte na ausência dos condutores da linha. Por sua vez, os campos espalhados são produzidos pelas correntes e cargas induzidas ao longo dos condutores da linha. Desta forma:

$$\begin{aligned} E_{\xi i} &= E_{\xi i}^i + E_{\xi i}^s \\ E_{z i} &= E_{z i}^i + E_{z i}^s \\ B_{\eta i} &= B_{\eta i}^i + B_{\eta i}^s \end{aligned} \quad (A.25)$$

onde o sobrescrito “i” refere-se a “incidente” e “s” a “dispersão”.

Pela integração da equação (A.24) sobre a área pontilhada da Figura A.2, obtém-se:

$$\int_{C_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_0^{h_i} E_{\xi i}(\xi_i, z + \Delta z) d\xi_i - \int_0^{h_i} E_{\xi i}(\xi_i, z) d\xi_i + [E_{z0}(0) \cdot \Delta z - E_{z i}(h_i) \cdot \Delta z] \quad (A.26)$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_{S_i} \vec{B} \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_z^{z+\Delta z} \int_0^{h_i} B_{\eta i}(\xi_i, z) d\xi_i dz \quad (A.27)$$

onde:

$E_{\xi i}$  - componente do campo elétrico total na direção  $\xi$  (linha pontilhada entre o condutor de referência e o i-ésimo condutor);

$E_{z i}$  - componente z do campo elétrico total no i-ésimo condutor;

$B_{\eta i}$  - componente  $\eta$  da densidade de campo magnético total perpendicular ao plano formado pelo eixo z e a linha pontilhada que une o i-ésimo condutor ao condutor de referência.

Reescrevendo as equações (A.26) e (A.27), obtém-se:

$$\int_0^{h_i} E_{\xi i}(\xi_i, z + \Delta z) d\xi_i - E_{z i}(h_i) \Delta z - \int_0^{h_i} E_{\xi i}(\xi_i, z) d\xi_i + E_{z0}(0) \Delta z = -\frac{\partial}{\partial t} \int_z^{z+\Delta z} \int_0^{h_i} B_{\eta i}(\xi_i, z) d\xi_i dz \quad (A.28)$$

Dividindo (A.28) por  $\Delta z$  e tomando o limite para  $\Delta z \rightarrow 0$  :

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{h_i} E_{\xi i}(\xi_i, z) d\xi_i - [E_{z i}(h_i) - E_{z0}(0)] = -\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{h_i} B_{\eta i}(\xi_i, z) d\xi_i \quad (A.29)$$

A equação (A.29) pode ser reescrita em termos dos campos espalhados:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{h_i} E_{\xi i}^s(\xi_i, z) d\xi_i + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{h_i} B_{\eta i}^s(\xi_i, z) d\xi_i - [E_{z i}(h_i) - E_{z0}(0)] &= \\ = -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^{h_i} E_{\xi i}^i(\xi_i, z) d\xi_i - \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{h_i} B_{\eta i}^i(\xi_i, z) d\xi_i \end{aligned} \quad (A.30)$$

Para o caso de linha posicionada sobre um solo condutor perfeito, a corrente só se propaga na direção dos seus condutores. A componente do potencial vetor magnético associada a essa corrente gera uma onda eletromagnética com modo de propagação TM (Transverso Magnético).

A tensão de linha no  $i$ -ésimo condutor em relação ao condutor de referência  $V_i^S(z)$ , assumindo propagação do tipo TM, é definida como:

$$V_i^S(z) = -\int_0^{h_i} E_{\zeta_i}^S(\zeta_i, z) d\zeta_i \quad (A.31)$$

O fluxo magnético espalhado por unidade de comprimento entre dois condutores da linha pode estar associado a matriz de indutâncias da linha por unidade de comprimento e as correntes presentes nos condutores:

$$\int_0^{h_i} B_{\eta_i}^S(\zeta_i, z) d\zeta_i = -[L_{ij}] \cdot [I_i(z)] \quad (A.32)$$

A relação anterior é válida apenas quando o valor da indutância interna dos condutores puder ser desprezado.

Substituindo as equações (A.31) e (A.32) na equação (A.30) e reescrevendo para o formato matricial:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} [V_i^S(z)] + \frac{\partial}{\partial t} [L_{ij}] [I_i(z)] + [E_{z_i}(z, h_i) - E_{z_o}(z, 0)] = \\ = \left[ \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{h_i} E_{\zeta_i}^i(\zeta_i, z) d\zeta_i + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{h_i} B_{\eta_i}^i(\zeta_i, z) d\zeta_i \right] \end{aligned} \quad (A.33)$$

O lado direito da equação (A.33), também denominado função forçante, pode ser expresso em termos da componente em  $z$  do campo elétrico ao longo do condutor "i" e do condutor de referência.

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} \int_0^{h_i} E_{\zeta_i}^i(\zeta_i, z) d\zeta_i + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{h_i} B_{\eta_i}^i(\zeta_i, z) d\zeta_i \right] = E_{z_i}^i(z, h_i) - E_{z_o}^i(z, 0) \quad (A.34)$$

A função forçante  $(E_{z_i}^i(z, h_i) - E_{z_o}^i(z, 0))$  é nula quando não houver componente do campo incidente na direção dos condutores ou quando as componentes em  $z$  do campo incidente nos condutores e no condutor de referência forem iguais.

---

Substituindo (A.34) em (A.33), obtém-se a primeira equação de linha de transmissão do modelo de Agrawal:

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_i^S(z)] + \frac{\partial}{\partial t} [L_{ij}][I_i(z)] + [E_{zi}(z, h_i) - E_{zo}(z, 0)] = [E_{zi}^i(z, h_i) - E_{zo}^i(z, 0)] \quad (A.35)$$

Os campos totais

$$E_z(z, h_i) - E_{zo}(z, 0) \quad (A.36)$$

podem ser relacionados às correntes que fluem ao longo da linha. Tal relação, expressa no domínio da frequência, é dada por

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{zi}(z, h_i) - \tilde{E}_{zo}(z, 0) = & Z_i \tilde{I}_i(z, h_i) + Z_g \tilde{I}_1(z, h_1) + Z_g \tilde{I}_2(z, h_2) + \dots \\ & \dots + Z_g \tilde{I}_i(z, h_i) + \dots + Z_g \tilde{I}_n(z, h_n) \end{aligned} \quad (A.37)$$

sendo:

$\tilde{E}_{zi}, \tilde{I}_i$  : Transformadas de Fourier do campo elétrico e da corrente, respectivamente;

$Z_i$  : Impedância interna por unidade de comprimento do i-ésimo condutor

$Z_g$  : Impedância interna por unidade de comprimento do condutor de referência

Pelo fato da soma das correntes de todos os condutores em um determinado ponto "z" ser igual a zero ( $\tilde{I}_0(z) = -\sum_{i=1}^n \tilde{I}_i(z)$ ), a equação (A.37) pode ser reescrita como:

$$[\tilde{E}_{zi}(z, h_i) - \tilde{E}_{zo}(z, 0)] = [Z_{ij}][\tilde{I}_i(z)] \quad (A.38)$$

Aplicando-se a equação (A.38) para o domínio do tempo e substituindo em (A.35), reescreve-se a primeira equação de linha de transmissão do modelo de Agrawal da seguinte maneira:

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_i^S(z)] + \frac{\partial}{\partial t} [L_{ij}][I_i(z)] + [Z_{ij}][I_i(z)] = [E_{zi}^i(z, h_i) - E_{zo}^i(z, 0)] \quad (A.39)$$

A matriz de indutâncias pode ser retirada da diferenciação caso as indutâncias sejam assumidas constantes em relação ao tempo. Além disso, se a impedância interna de todos os condutores for constante, então, ( $[Z_{ij}] = [R_{ij}]$ ), e a primeira equação de linha de transmissão pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial z} [V_i^S(z)] + [L_{ij}] \frac{\partial}{\partial t} [I_i(z)] + [R_{ij}][I_i(z)] = [E_{zi}^i(z, h_i) - E_{zo}^i(z, 0)] \quad (A.40)$$

A segunda equação de linha de transmissão é obtida a partir da seguinte equação de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{A.41})$$

Considerando uma superfície cilíndrica em torno do i-ésimo condutor de comprimento  $\Delta z$ , entre  $z$  e  $z + \Delta z$ , a forma integral da equação (A.41) é dada por:

$$\oint \nabla \times \vec{H} \cdot d\vec{S} = \oint \vec{J} \cdot d\vec{S} + \frac{\partial}{\partial t} \oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (\text{A.42})$$

$$\oint \vec{J} \cdot d\vec{S} = I_i(z + \Delta z) - I_i(z) \quad (\text{A.43})$$

term. min. ações

$$\oint_{\text{sup. lateral}} \vec{J} \cdot d\vec{S} = \Delta z \int_0^{2\pi} \sigma(a_i, \theta) \cdot E_{r_i}^S(a_i, \theta) a_i d\theta \quad (\text{A.44})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (\text{A.45})$$

onde:

$\sigma(a_i, \theta)$  - condutividade do meio externo ao condutor;

$E_{r_i}^S$  - componente radial do campo espalhado externo ao i-ésimo condutor.

Assumindo propagação TM, a tensão de linha pode ser associada à carga na linha por meio de capacitâncias por unidade de comprimento:

$$Q_i = C_{i_1} \cdot V_1^S + C_{i_2} \cdot V_2^S + \dots + C_{i_n} \cdot V_n^S \quad (\text{A.46})$$

ou, em formato matricial

$$[Q_i] = [C_{ij}] \cdot [V_i^S] \quad (\text{A.47})$$

onde:

$C_{ij}$  - matriz de capacitâncias por unidade de comprimento da linha.

Considerando condutividade uniforme para o meio ao redor do condutor e valor para o raio do condutor bastante pequeno, (A.44) pode ser reescrito como:

$$\Delta z \int_0^{2\pi} \sigma(a_i, \theta) \cdot E_{r_i}^S(a_i, \theta) a_i d\theta = \Delta z \frac{\sigma}{\epsilon} \int_0^{2\pi} D_{r_i}^S(a_i, \theta) a_i d\theta = \frac{\sigma}{\epsilon} Q_i \cdot \Delta z \quad (\text{A.48})$$

Substituindo (A.47) e (A.48) em (A.42), dividindo por  $\Delta z$  e para  $\Delta z \rightarrow 0$ , obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial z} [I_i(z)] + \frac{\sigma}{\epsilon} [C_{ij}] [V_i^S(z)] + \frac{\partial}{\partial t} [C_{ij}] [V_i^S(z)] = 0 \quad (\text{A.49})$$


---

Aplicando a relação ( $[G_{ij}] = \frac{\sigma}{\varepsilon} [C_{ij}]$ ) em (A.49), define-se a segunda equação de linha de transmissão do modelo de Agrawal:

$$\frac{\partial}{\partial z} [I_i(z)] + [G_{ij}] [V_i^S(z)] + \frac{\partial}{\partial t} [C_{ij}] [V_i^S(z)] = 0 \quad (A.50)$$

As tensões espalhadas e as correntes induzidas na linha são solução das equações de linha de transmissão do modelo de Agrawal.

A tensão induzida total no i-ésimo condutor é dada por:

$$V_i^T(z) = V_i^S(z) + V_i^I(z) = V_i^S(z) - \int_0^{h_i} E_{\xi}^I(\xi, z) d\xi \quad (A.51)$$

### A.2.1 Comentários Finais em Relação ao Modelo de Agrawal

De acordo com a configuração de linha monofásica ilustrada na Figura A.3, as equações de linha de transmissão do modelo de Agrawal são novamente expressas por (A.52) e (A.53).

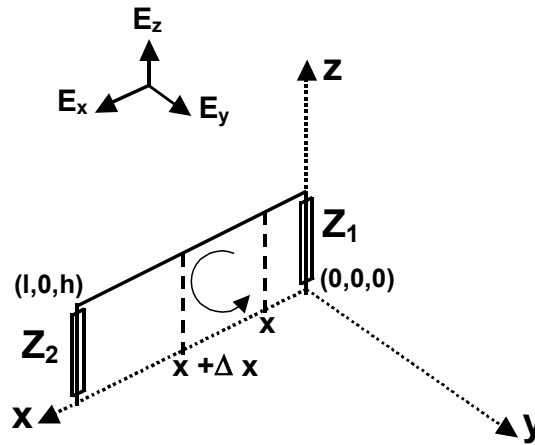
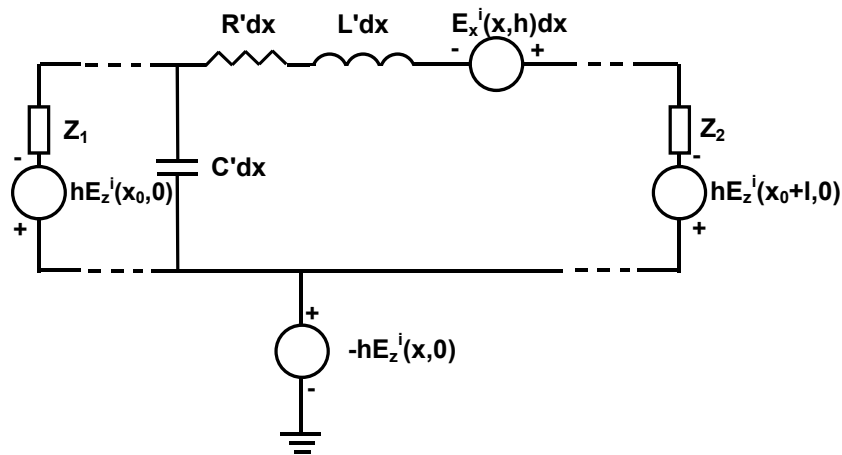


Figura A.3 - Geometria do problema em análise.

$$\frac{\partial u^s(x,t)}{\partial x} + i.R + L. \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = E_x^i(x,h,t) \quad (A.52)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C. \frac{\partial u^s(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (A.53)$$

Com base em (A.52) e (A.53), pode-se representar um circuito equivalente para o modelo de Agrawal. Com base neste circuito, apresentado na Figura A.4, é possível observar com mais clareza a influência das componentes do campo elétrico na indução de tensões na linha.



**Figura A.4 – Representação no modelo de Agrawal do circuito equivalente de uma linha monofásica excitada pelo campo eletromagnético associado à corrente de retorno.**

Analisando-se o circuito representado na Figura A.4, observa-se que o efeito do campo elétrico horizontal incidente é representado posicionando-se fontes de tensão distribuídas ao longo da linha. Estas fontes contribuem para a corrente induzida na linha, assim como para a tensão espalhada ( $U^s$ ).

Por sua vez, o efeito do campo elétrico vertical incidente é representado por fontes de tensão colocadas nas extremidades da linha. Esta componente de campo só é capaz de contribuir para a corrente que circula na linha e, conseqüentemente, para a tensão de dispersão, se a linha possuir terminações, representadas na Figura A.4 pelas impedâncias  $Z_1$  e  $Z_2$ .

Para uma condição de linha aberta, as impedâncias  $Z_1$  e  $Z_2$  possuem valores bastante elevados, tendendo a infinito. Nesse caso, as fontes de tensão das extremidades da linha não são capazes de injetar corrente no circuito, estando a corrente induzida na linha associada apenas ao campo elétrico horizontal na direção da linha.

---

---

# **APÊNDICE B**

## ***Análises de Sensibilidade Relacionadas à Formulação de Norton: Potencial Vetor Magnético e Campo Elétrico***

### **B.1 Introdução**

Este apêndice apresenta um conjunto de análises de sensibilidade relacionadas à aplicação das formulações desenvolvidas por K.A. Norton (1937) para se ter em conta o efeito da resistividade do solo no potencial vetor magnético e nos campos eletromagnéticos gerados por um dipolo infinitesimal vertical posicionado acima da superfície do solo.

O canal de descarga é considerado como a composição de diversos dipolos. Cada um desses dipolos é responsável por gerar um “efeito diferencial” (seja relacionado ao potencial vetor magnético  $d\vec{A}$ , ou associado ao campo elétrico  $d\vec{E}$ ) em um determinado ponto de observação. Para se obter o “efeito total” gerado pelo conjunto de dipolos, ou, em outras palavras, pela distribuição de corrente ao longo do canal de descarga, procede-se à integração ao longo deste canal dos efeitos gerados individualmente por cada um dos dipolos.

Nas simulações, adotou-se uma distribuição de corrente do tipo MTLE (NUCCI, 1998) para o domínio da frequência (HOIDALEN, 1997) com constante de decaimento ( $\lambda$ ) igual a 2000 m. O canal de descarga foi considerado vertical com 4000 m de comprimento. De forma geral, três valores para a velocidade de propagação da corrente de descarga foram simulados:  $1 \times 10^8$ ,  $2 \times 10^8$  e  $3 \times 10^8$  m/s. O potencial vetor magnético e o campo elétrico resultantes dessa distribuição de corrente foram calculados a 10 m de altura em relação ao solo e para distâncias radiais a partir do canal de descarga de até 1 km. As frequências utilizadas nas simulações compreenderam a faixa entre 10 kHz e 5 MHz. A permissividade relativa do solo ( $\epsilon_r$ ) foi mantida fixa em 100 e quatro valores de resistividade do solo foram adotados: 100, 500, 1000 e 5000  $\Omega \cdot m$ . Detalhes específicos adotados para cada tipo de simulação são descritos ao longo do texto.

A geometria do problema em análise é destacada na Figura B.1.

---

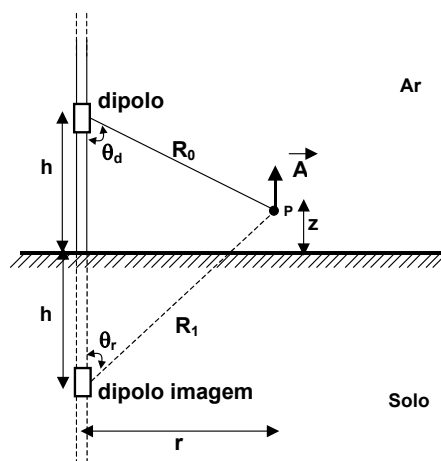


Figura B.1 – Representação da geometria do problema a ser analisado.

Algumas das variáveis apresentadas na Figura B.1 são descritas a seguir:

- r – distância horizontal entre o canal de descarga e o ponto de observação;
- $R_0$  – distância entre o dipolo e o ponto de observação;
- $R_1$  – distância entre o dipolo imagem e o ponto de observação;
- h – altura do dipolo.

Os resultados apresentados são expressos por curvas de nível delimitando os valores obtidos por cada uma das expressões em análise.

## B.2 Análises Relacionadas ao Potencial Vetor Magnético

### B.2.1 Avaliação da Contribuição do Termo Referente à Onda de Superfície na Formulação Completa do Potencial Vetor Magnético

A relação a ser analisada (fator  $N_{SW}$ ) é apresentada na equação (B.1):

$$N_{SW} = \frac{\left| \int_0^H (1 - \Gamma_r) \cdot F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \cdot e^{-H(\frac{j\omega}{v} + \frac{1}{\lambda})} \cdot dH \right|}{\left| \int_0^H \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) \cdot F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \cdot e^{-H(\frac{j\omega}{v} + \frac{1}{\lambda})} \cdot dH \right|} \quad (B.1)$$

onde:

$\gamma = jk$  ; v - velocidade de propagação da corrente de retorno;

$k_0 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0)}$  - constante de propagação no ar;

$k_1 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)}$  - constante de propagação no solo;

$\sigma_0$  - condutividade do ar - ( $\sigma_0 = 0$ );  $\sigma_1$  - condutividade do solo;

$\varepsilon_0$  - permissividade elétrica do espaço livre;  $\varepsilon_1$  - permissividade elétrica do solo;

$\mu_0$  - permeabilidade magnética do espaço livre;

$R_0 = \sqrt{r^2 + (z - h)^2}$  - distância entre o dipolo “fonte” e o ponto de observação;

$R_1 = \sqrt{r^2 + (z + h)^2}$  - distância entre o dipolo “imagem” e o ponto de observação;

$z$  - altura do ponto de observação;  $h$  - altura do dipolo (segmento do canal);

$\cos \theta_r = \frac{(z + h)}{R_1}$ ;  $\sin \theta_r = \frac{r}{R_1}$ ;  $\sin \theta_d = \frac{r}{R_0}$ ;  $\cos \theta_d = \frac{(z - h)}{R_0}$

$\Gamma_r = \frac{\cos \theta_r - \Delta_0}{\cos \theta_r + \Delta_0}$  - coeficiente de reflexão da onda plana para polarização paralela<sup>1</sup>

$\Delta_0 = u \cdot \sqrt{1 - u^2 \sin^2 \theta_r}$ ;  $u = \frac{k_0}{k_1}$ ;

$F(w) = 1 - j\sqrt{\pi w} \cdot e^{-w} \operatorname{erfc}(j\sqrt{w})$  - função de atenuação de Sommerfeld;

$w = \frac{-jk_0 R_1^3}{2r^2} \cdot (\cos \theta_r + \Delta_0)^2$ ;

$H$  - altura do canal de descarga;  $\lambda$  - coeficiente de atenuação do modelo MTLE.

A Figura B.2, Figura B.3 e Figura B.4 apresentam a contribuição da parcela de *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético com a variação da frequência e da distância do ponto de observação em relação ao canal, para as velocidades de propagação da corrente de retorno  $1 \times 10^8$ ,  $2 \times 10^8$  e  $3 \times 10^8$  m/s, respectivamente. Em todos os casos, os pontos de observação estão posicionados a 10 m da superfície do solo.

<sup>1</sup> Considera o vetor campo elétrico paralelo ao plano de incidência.

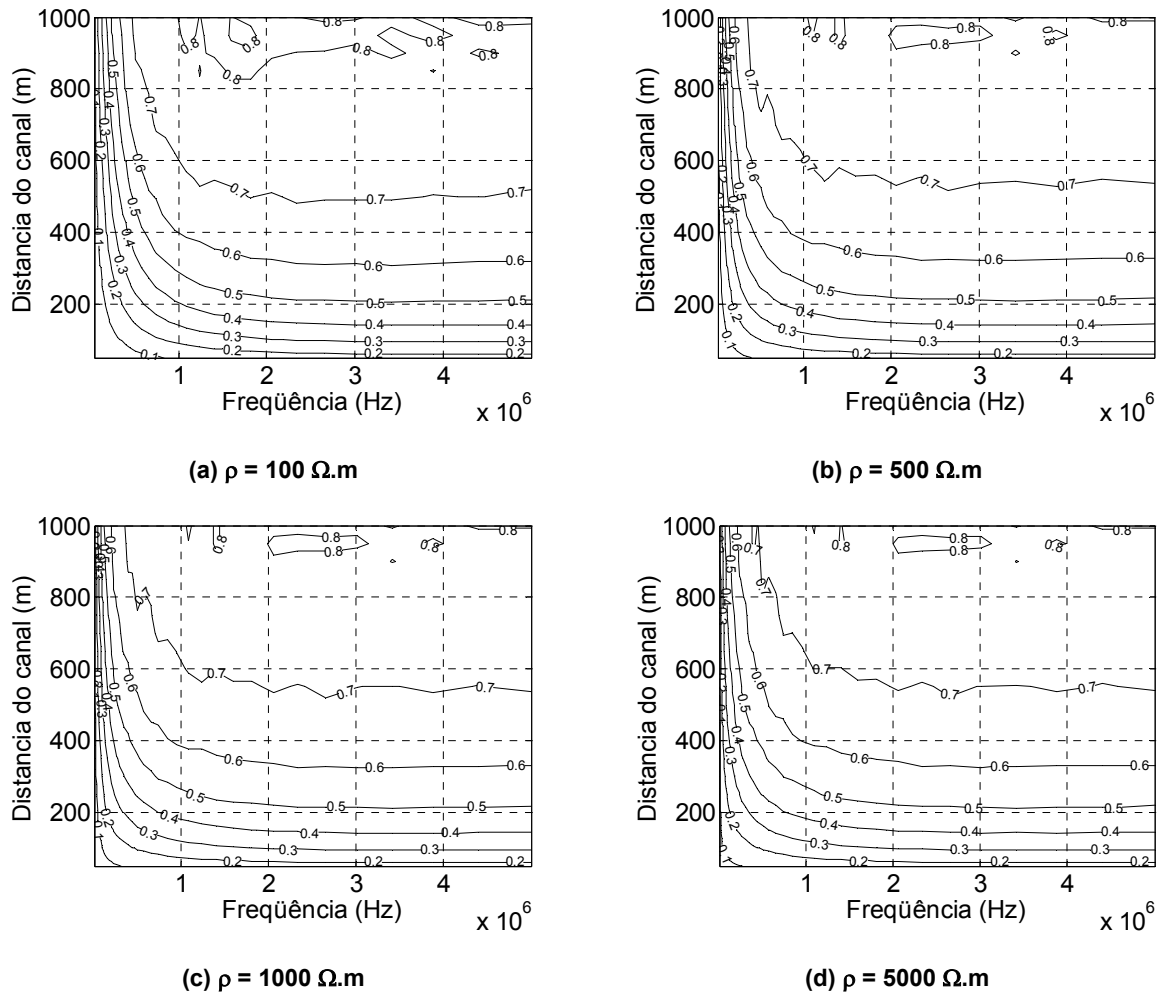


Figura B.2 – Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético (fator  $N_{SW}$ ) considerando  $v=1 \times 10^8$  m/s.

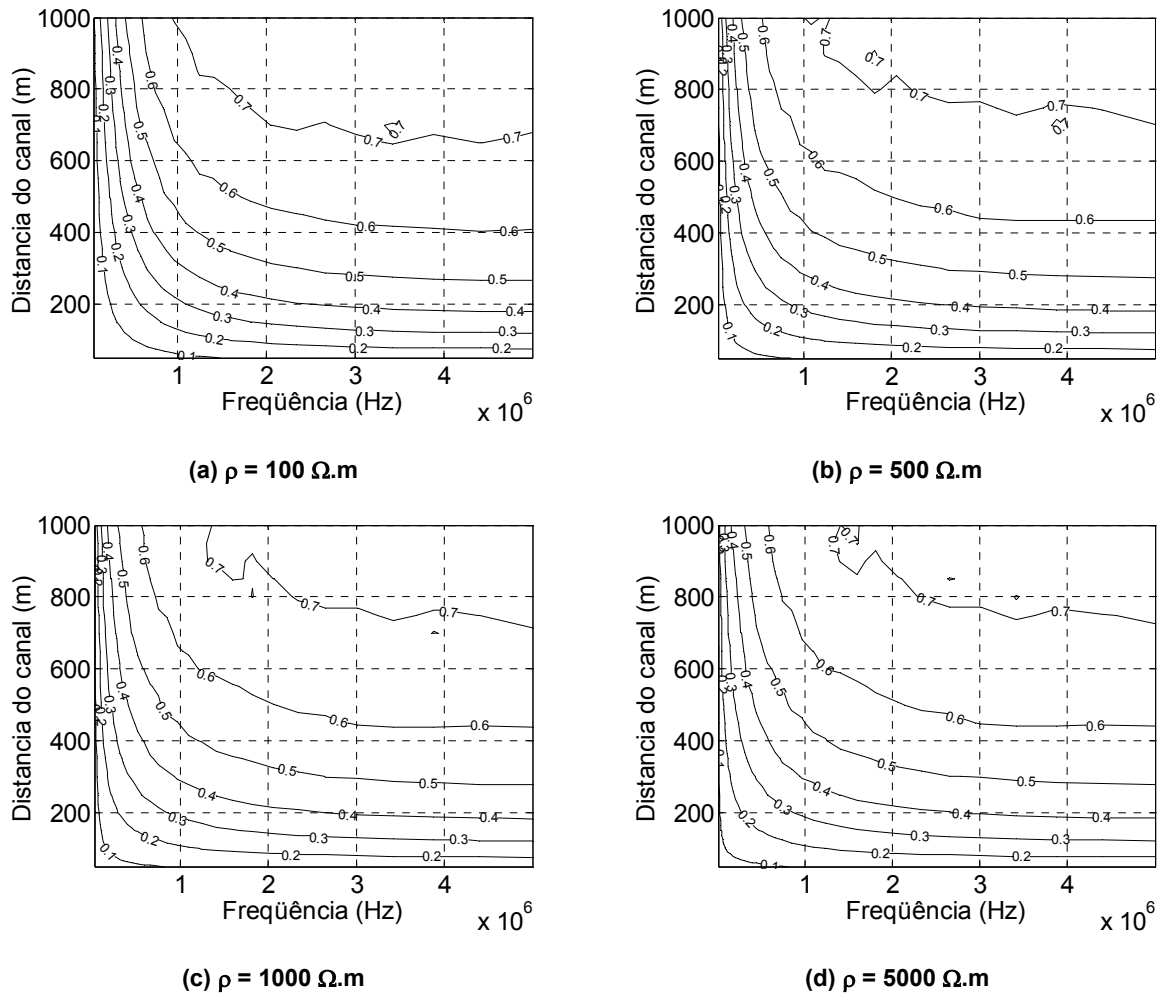
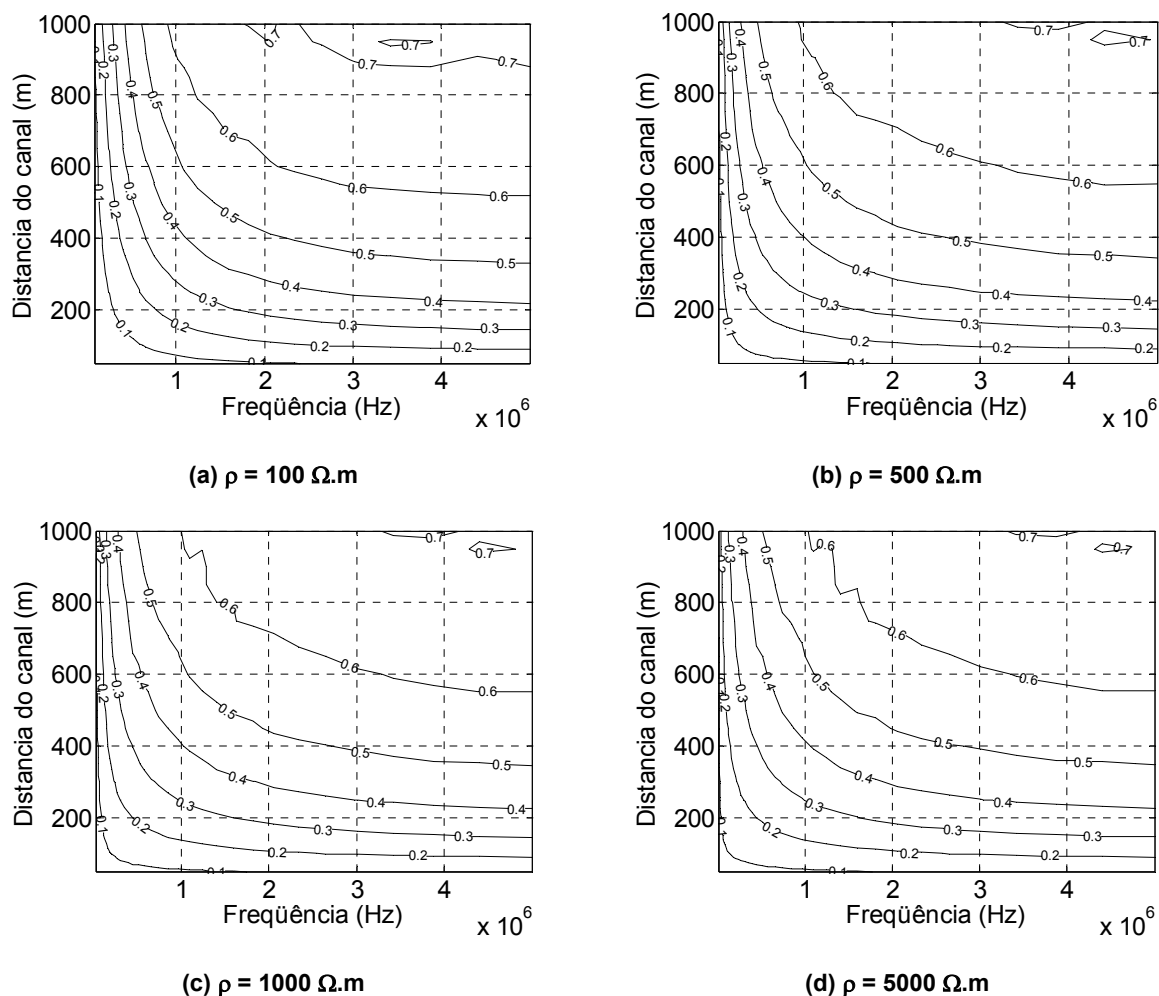


Figura B.3– Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético (fator  $N_{SW}$ ) considerando  $v=2 \times 10^8$  m/s.



**Figura B.4–** Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do potencial vetor magnético (fator  $N_{SW}$ ) considerando  $v=3 \times 10^8$  m/s.

Os resultados destacados na Figura B.2, Figura B.3 e Figura B.4 mostram que o efeito da *onda de superfície* se torna mais significativo para pontos de observação distantes do canal de descarga. Para pontos intermediários em relação ao canal, esta influência é importante para valores de frequência elevados.

Quanto maior o valor da resistividade do solo, menores são os valores de frequência e distância do ponto de observação em relação ao canal para os quais a contribuição da *onda de superfície* se torna significativa em relação ao módulo do potencial vetor magnético total.

Análise similar pode ser feita para o efeito da velocidade de propagação da onda de corrente no canal. Para velocidades baixas, a contribuição da *onda de superfície* atinge valores mais expressivos para pontos de observação mais próximos ao canal e menores valores de frequência.

Estes resultados estão de acordo com as avaliações apresentadas no capítulo 6 referentes à contribuição da parcela *onda de superfície* gerada por um único dipolo infinitesimal.

## B.2.2 Avaliação da Atenuação do Módulo do Potencial Vetor Magnético Considerando o Efeito da Resistividade do Solo

A análise de sensibilidade a ser apresentada na Figura B.5 refere-se à relação expressa pela equação (B.2).

$$N = \frac{|A_{REAL}|}{|A_{IDEAL}|} \quad (B.2)$$

onde  $A_{REAL}$ , potencial vetor magnético para um solo com perdas, e  $A_{IDEAL}$ , potencial vetor magnético para um solo condutor perfeito, são definidos pelas equações (B.3) e (B.4), respectivamente.

$$|A_{REAL}| = \left| \int_0^H \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) \cdot F(w) \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \cdot e^{-H(\frac{j\omega}{v} + \frac{1}{\lambda})} \cdot dH \right| \quad (B.3)$$

$$|A_{IDEAL}| = \left| \int_0^H \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \cdot e^{-H(\frac{j\omega}{v} + \frac{1}{\lambda})} \cdot dH \right| \quad (B.4)$$

A velocidade de propagação da onda de corrente no canal considerada nas simulações é de  $2 \times 10^8$  m/s. Em todos os casos, os pontos de observação estão posicionados a 10 m da superfície do solo.

Os resultados da Figura B.5 mostram que a consideração do solo como um meio de resistividade não-nula é responsável por reduzir o valor do módulo do potencial vetor magnético. Esta atenuação é mais significativa para as altas frequências e pontos de observação distantes em relação ao canal de descarga.

Analisando o resultado referente à resistividade do solo de  $100 \Omega \cdot m$ , Figura B.5(a), observa-se que para a faixa de frequências até 1,5 MHz, os valores do módulo do potencial vetor magnético são pouco afetados pela consideração do efeito da resistividade do solo. Para este caso, a relação referente à equação (B.2) apresenta valores próximos da unidade. Com o aumento do valor da resistividade do solo, há uma redução nos valores de frequência para os quais o efeito da resistividade do solo passa a atenuar mais intensamente o módulo do potencial vetor magnético.

A comparação entre os resultados da Figura B.5(c) e Figura B.5(d), referentes às resistividades de solo  $1000$  e  $5000 \Omega \cdot m$ , não apresenta variação no comportamento do módulo do potencial vetor magnético em relação à frequência e distância do ponto de observação. Tal fato consiste num indicativo de que para valores elevados de resistividade do solo, a variação do valor deste parâmetro pouco afeta o comportamento do módulo do potencial vetor magnético já estabelecido por se considerar o efeito da resistividade do solo.

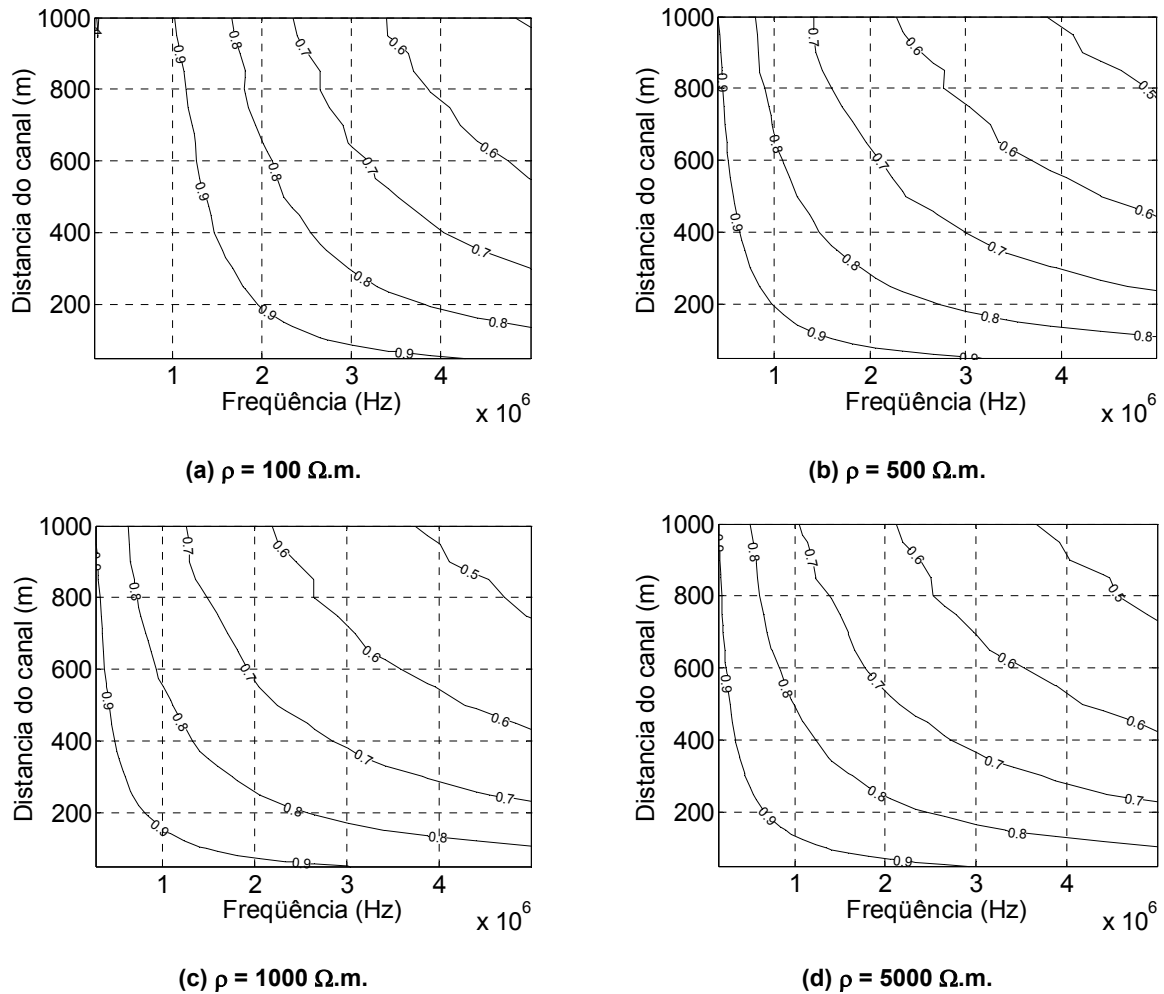


Figura B.5 – Fator de atenuação  $N$  do potencial vetor magnético considerando um solo de resistividade não-nula e  $v=2 \times 10^8$  m/s.

### B.3 Análises Relacionadas ao Campo Elétrico

Esta seção apresenta análises de sensibilidade relacionadas às formulações desenvolvidas por Norton (1937) e posteriormente corrigidas por King (1969) para o campo elétrico vertical ( $E_z^v$ ) e campo elétrico horizontal ( $E_\rho^v$ ) gerados por um dipolo vertical posicionado sobre um solo com condutividade finita. As fórmulas dos campos elétricos vertical e horizontal associados a uma determinada distribuição de corrente no canal de descarga são apresentadas nas equações (B.5) e (B.6), respectivamente. Os termos dessas equações associados à *onda de superfície* são aqueles que possuem a função  $F(w)$ .

$$E_z^v = \int_0^H \frac{j \cdot \gamma_0 \cdot J_0(j\omega, s) dh \cdot \eta_0}{4\pi} \left[ \begin{aligned} & \text{sen}^2 \theta_d \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \text{sen}^2 \theta_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + (1 - \Gamma_r) \cdot \text{sen}^2 \theta_r \cdot F(w) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} + \\ & \cos \theta_r \cdot \Delta_0 \cdot 2 \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{\gamma_0 R_1^2} + \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} \left( \frac{1}{\gamma_0 R_0} + \frac{1}{(\gamma_0 R_0)^2} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta_d) + \\ & + \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \left( \frac{1}{\gamma_0 R_1} + \frac{1}{(\gamma_0 R_1)^2} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta_r) \end{aligned} \right] \quad (\text{B.5})$$

$$E_\rho^v = - \int_0^H \frac{j \cdot \gamma_0 \cdot J_0(j\omega, s) dh \cdot \eta_0}{4\pi} \left[ \begin{aligned} & \text{sen} \theta_d \cdot \cos \theta_d \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \Gamma_r \cdot \text{sen} \theta_r \cdot \cos \theta_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} - \\ & - (1 - \Gamma_r) \cdot \Delta_0 \cdot F(w) \cdot \text{sen} \theta_r \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} - \\ & - \text{sen} \theta_r \cdot \cos \theta_r \cdot (1 - \Gamma_r) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{\gamma_0 R_1^2} - \text{sen} \theta_r \cdot \Delta_0 \cdot (1 - \Gamma_r) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{2 \cdot \gamma_0 R_1^2} + \\ & + 3 \cdot \text{sen} \theta_d \cdot \cos \theta_d \left( \frac{1}{\gamma_0 R_0} + \frac{1}{(\gamma_0 R_0)^2} \right) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_0}}{R_0} + \\ & + 3 \cdot \text{sen} \theta_r \cdot \cos \theta_r \left( \frac{1}{\gamma_0 R_1} + \frac{1}{(\gamma_0 R_1)^2} \right) \cdot \frac{e^{-\gamma_0 R_1}}{R_1} \end{aligned} \right] \quad (\text{B.6})$$

onde:  $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ .

### B.3.1 Avaliação da Contribuição do Termo Referente à *Onda de Superfície* na Formulação Completa do Campo Elétrico Vertical e Campo Elétrico Horizontal

A relação a ser avaliada (fator  $N_{E_{SW}}$ ) é definida pela equação (B.7):

$$N_{E_{SW}} = \frac{|E_{SW}|}{|E_{TOTAL}|} \quad (\text{B.7})$$

onde:

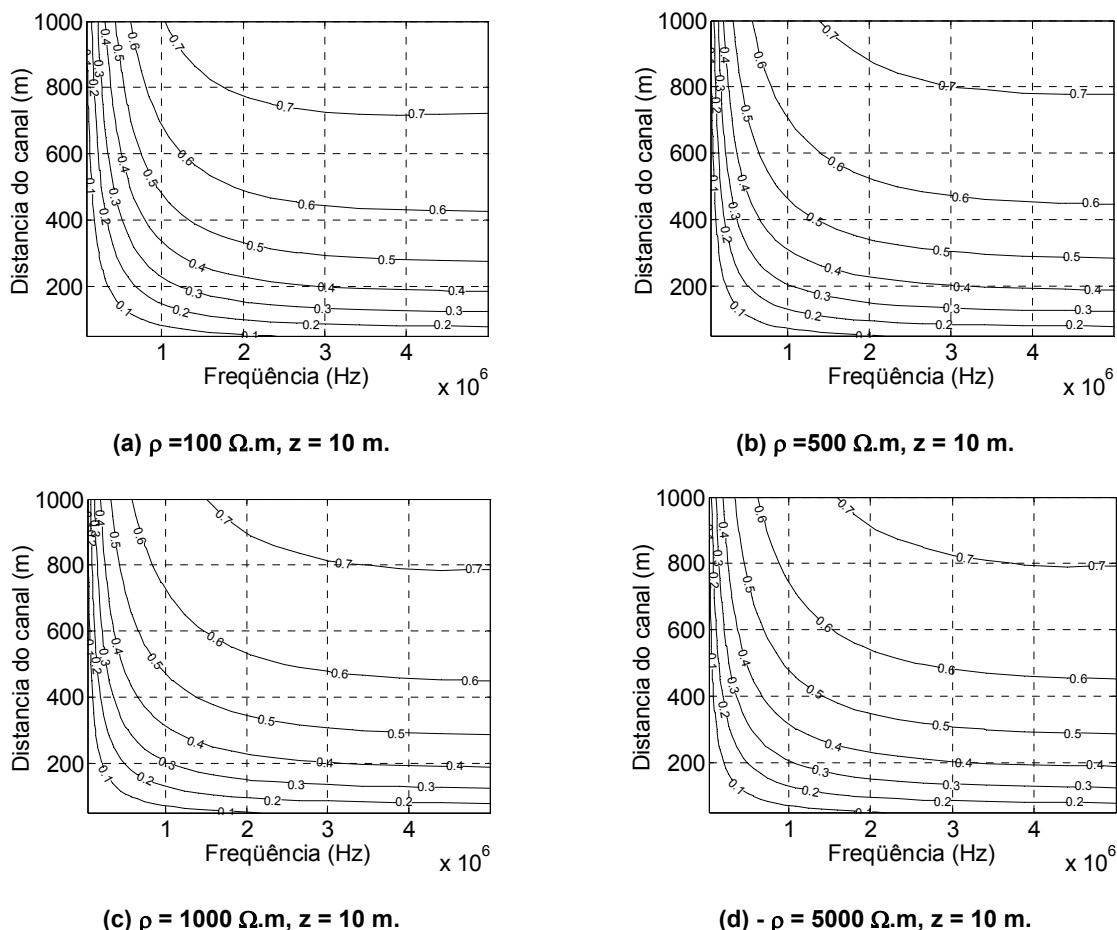
$|E_{SW}|$  - módulo da parcela do campo elétrico associado à *onda de superfície*;

$|E_{TOTAL}|$  - módulo do campo elétrico total

Todos os resultados apresentados consideram a velocidade de propagação da corrente ao longo do canal de descarga  $v = 2 \times 10^8$  m/s e ponto de observação a 10 m da superfície do solo.

**B.3.1.1 – CAMPO ELÉTRICO VERTICAL ( $E_z^v$ )**

A Figura B.6 destaca a contribuição do termo referente à *onda de superfície* no campo elétrico vertical.

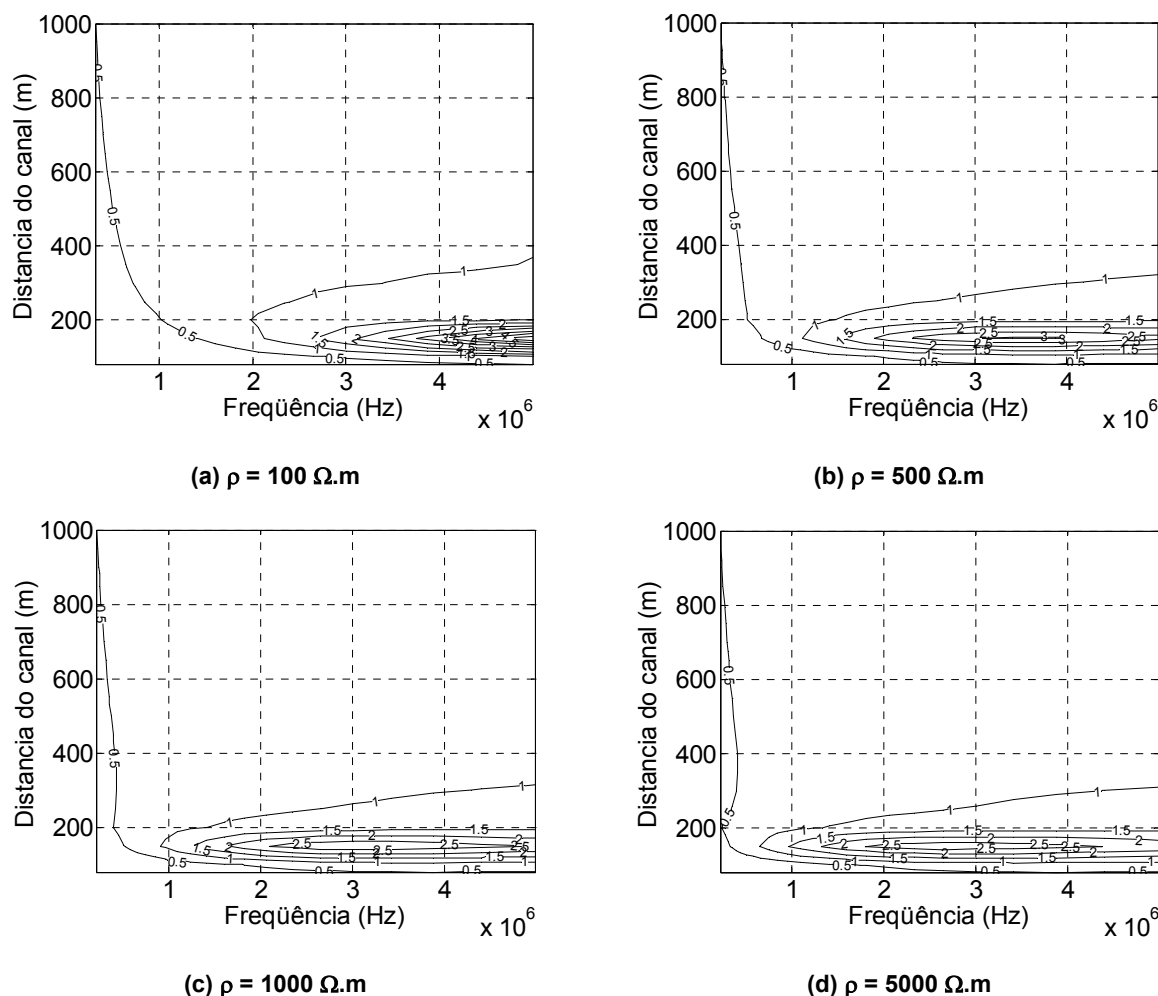


**Figura B.6 – Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do campo elétrico vertical (fator  $N_{E_{sw}}$ ) para  $v=2 \times 10^8$  m/s.**

Os resultados da Figura B.6 mostram que o efeito da *onda de superfície* na formulação completa do campo elétrico vertical é mais importante para as altas frequências e pontos de observação distantes do canal de descarga. Além disso, observa-se que a variação nos valores de resistividade do solo pouco alterou o comportamento dessa parcela no campo total. Esta afirmação pode ser comprovada pela semelhança entre os gráficos apresentados na Figura B.6.

**B.3.1.2 – CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL ( $E_{\rho}^v$ )**

A Figura B.7 destaca a contribuição do termo referente à *onda de superfície* no campo elétrico horizontal.

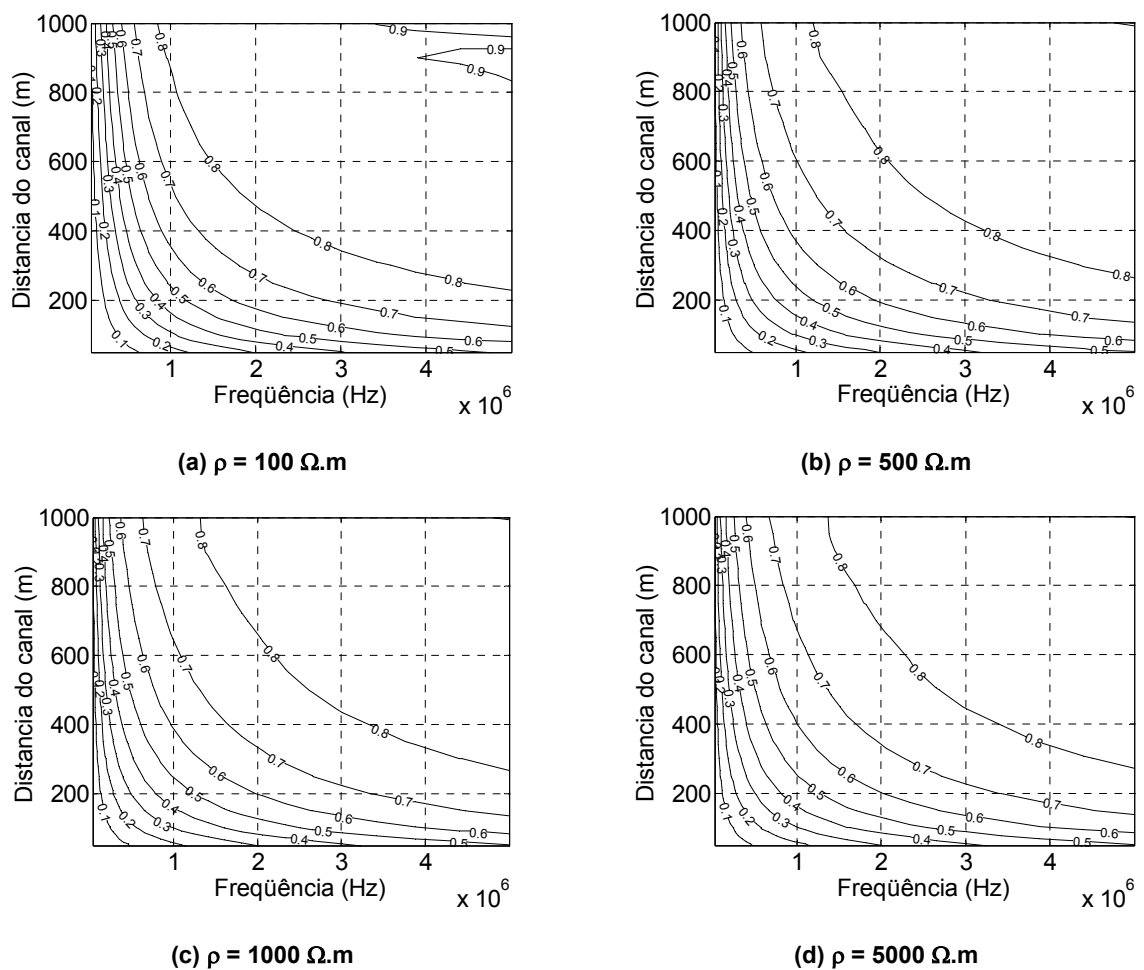


**Figura B.7 – Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do campo elétrico horizontal (fator  $N_{E_{sw}}$ ) para  $v=2 \times 10^8$  m/s.**

Conforme pode ser observado pela Figura B.7, para as baixas frequências e pontos de observação próximos e intermediários ao canal de descarga, esta contribuição é da ordem de 50%. Quanto maior o valor da resistividade do solo, mais significativa se torna este efeito.

Alguns resultados não-convencionais são observados para distâncias em relação ao canal de descarga inferiores a 200 m e valores de frequência acima de 1 MHz. Neste caso, são apresentados valores superiores a 1 para o fator  $N_{E_{sw}}$  (relação entre os módulos da parcela de campo referente à *onda de superfície* e a formulação completa do campo elétrico horizontal). A

princípio, este tipo de comportamento (valor do módulo de uma das parcelas de campo superior ao módulo do campo total) remete à conclusão de existência de algum erro de cálculo envolvido nesta avaliação. Todavia, é importante destacar que o campo calculado, assim como suas parcelas individuais, possuem natureza complexa. Portanto a relação entre esses números pode originar valor de módulo superior a 1. Neste caso, porém, a análise matemática da contribuição dessas componentes na formulação completa de campo não possui validade física. Este tipo de constatação não impugna os resultados obtidos para as “áreas” dos gráficos que apresentaram valor de relação menor do que 1. É interessante notar que esta aparente discrepância não é observada para o caso em que o ponto de observação se encontra no nível do solo ( $z=0$  m), conforme apresenta o resultado da Figura B.8.



**Figura B.8 – Influência da parcela *onda de superfície* na formulação completa do campo elétrico horizontal (fator  $N_{E_{SW}}$ ) para  $v=2 \times 10^8$  m/s e ponto de observação no nível do solo ( $z=0$ m).**

Os resultados obtidos para o campo elétrico vertical e campo elétrico horizontal confirmam as constatações referentes às avaliações da formulação do potencial vetor magnético. O efeito do termo associado à *onda de superfície* se torna mais significativo para pontos distantes do canal de descarga. Para pontos próximos ao canal, este efeito é mais importante para frequências elevadas.

### B.3.2 Relação entre os Módulos dos Campos Elétrico Horizontal ( $E_{\rho}^v$ ) e Vertical ( $E_z^v$ )

A relação  $N_{E_{\rho}/E_z}$ , razão entre os módulos do campo elétrico horizontal e vertical (equação B.8), é avaliada na Figura B.9, considerando os pontos de observação a 10 m da superfície do solo e velocidade de propagação da corrente no canal  $v=2 \times 10^8$  m/s.

$$N_{E_{\rho}/E_z} = \frac{|E_{\rho}^v|}{|E_z^v|} \quad (B.8)$$

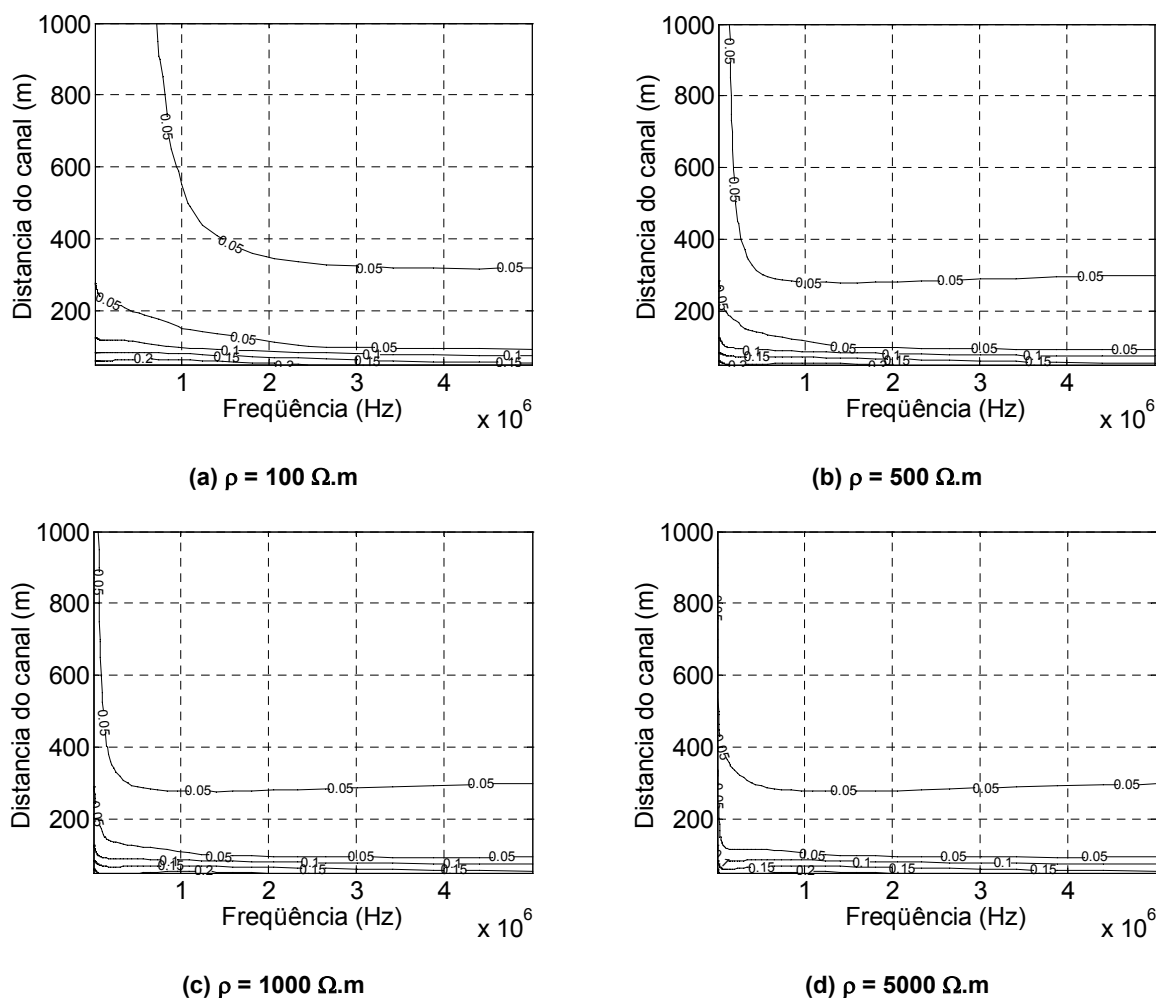


Figura B.9 – Razão entre o módulo do campo elétrico horizontal e o módulo do campo elétrico vertical (fator  $N_{E_{\rho}/E_z}$ ) para  $v=2 \times 10^8$  m/s.

Os resultados apresentados na Figura B.9 mostram que o módulo do campo elétrico vertical é maior do que o módulo do campo elétrico horizontal. Para frequências superiores a 1 MHz, independente do valor de resistividade do solo analisado, observa-se uma redução no valor do fator  $N_{E\rho/Ez}$  com o aumento na distância entre o ponto de observação e o canal de descarga. Este comportamento está de acordo com o comentário apresentado em (RACHIDI,1996), segundo o qual, para pontos de observação posicionados a alguns metros acima da superfície do solo, o campo elétrico horizontal é muito inferior ao campo elétrico vertical.

### B.3.3 Avaliação da Atenuação do Módulo do Campo Elétrico Considerando o Efeito da Resistividade do Solo

#### B.3.3.1 CAMPO ELÉTRICO VERTICAL ( $E_z^v$ )

A análise de sensibilidade apresentada na Figura B.10 se refere à equação (B.9),

$$N_{E_z} = \frac{|E_{zREAL}|}{|E_{zIDEAL}|} \quad (B.9)$$

onde  $E_{zREAL}$ , campo elétrico vertical considerando o efeito do solo, e  $E_{zIDEAL}$ , campo elétrico vertical assumindo a representação do solo como condutor perfeito. Os pontos de observação se localizam a 10 m da superfície do solo considerando os pontos de observação a 10 m da superfície do solo e velocidade de propagação da corrente no canal  $v=2 \times 10^8$  m/s.

Da análise da Figura B.10, observa-se que, para pontos próximos ao canal de descarga e para frequências até 1 MHz, a consideração do solo como um meio de resistividade não-nula praticamente não afeta o módulo do campo elétrico vertical. Neste caso, o valor do fator  $N_{E_z}$  é próximo de 1. Para solos de baixa resistividade, a faixa de frequências para qual este comportamento se aplica pode atingir 2 MHz (Figura B.10 (a),  $\rho=100 \Omega.m$ ). Com o aumento da distância entre ponto de observação e canal de descarga, há a redução do módulo do campo elétrico vertical associado à consideração do solo como um meio de resistividade não-nula.

De maneira geral, pode-se dizer que para a faixa de frequência e distâncias tipicamente envolvidas no cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas, o campo elétrico vertical não sofre influência significativa da resistividade finita do solo. Nestes casos, a consideração do solo como um condutor perfeito é uma boa aproximação.

Estes resultados confirmam as avaliações apresentadas em (RACHIDI, 1996). Naquele trabalho, análises de sensibilidade referentes ao cálculo do campo elétrico vertical e campo

magnético azimutal no domínio do tempo destacaram um efeito do solo praticamente irrelevante nestes campos para distâncias de até 1 km em relação ao canal de descarga.

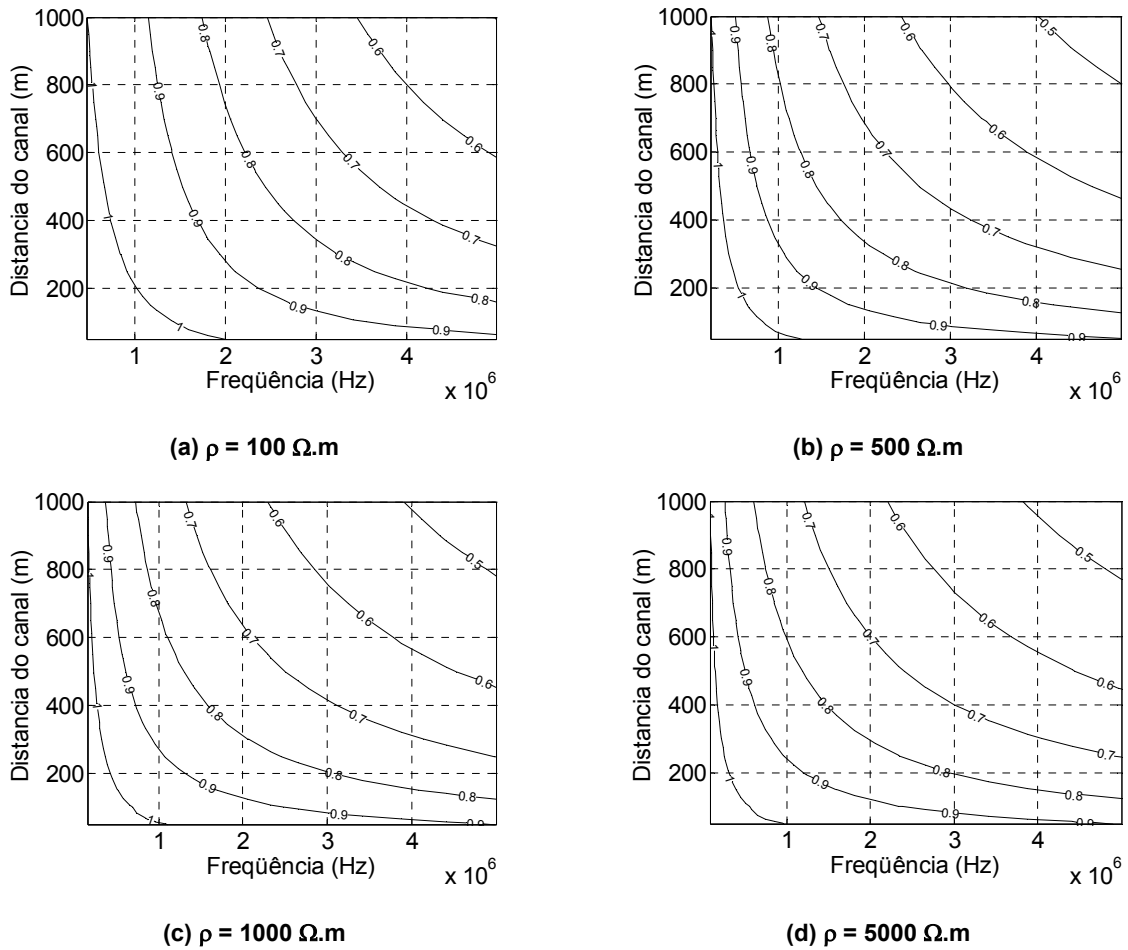


Figura B.10 – Fator de atenuação  $N_{Ez}$  do campo elétrico vertical considerando solo de resistividade não-nula e  $v=2 \times 10^8$  m/s.

### B.3.3.2 CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL ( $E_{\rho}^v$ )

A relação

$$N_{E_{\rho}} = \frac{|E_{\rho REAL}|}{|E_{\rho IDEAL}|} \quad (B.10)$$

onde  $E_{\rho REAL}$ , campo elétrico horizontal considerando o efeito do solo, e  $E_{\rho IDEAL}$ , campo elétrico horizontal assumindo a representação do solo como condutor perfeito, é avaliada na Figura B.11. Os pontos de observação se localizam a 10 m da superfície do solo e a velocidade de propagação da corrente no canal é igual a  $2 \times 10^8$  m/s.

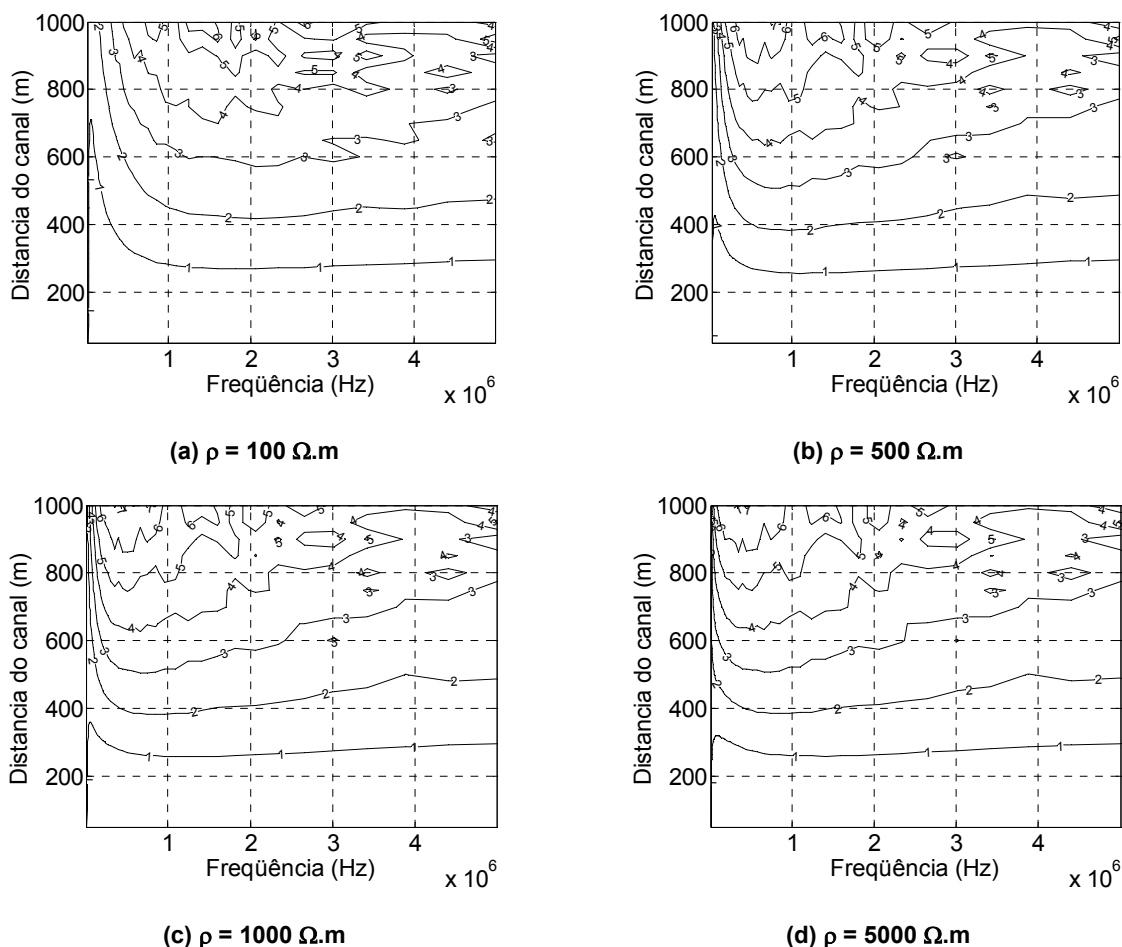


Figura B.11 – Fator de atenuação  $N_{E_\rho}$  do campo elétrico horizontal considerando solo de resistividade não-nula e  $v=2 \times 10^8$  m/s.

Os resultados apresentados na Figura B.11 mostram que o cômputo da resistividade do solo no cálculo do campo elétrico horizontal se torna relevante para distâncias superiores a 250 m em relação ao canal de descarga. Para distâncias inferiores a esta, o valor do fator de atenuação  $N_{E_\rho}$  é próximo de 1.

Com o aumento da distância entre ponto de observação e canal, o módulo do campo elétrico horizontal associado à consideração do solo como um meio de resistividade não-nula passa a apresentar valores superiores em relação ao caso de solo condutor perfeito.

Conforme pôde ser observado pelos resultados anteriores, o campo elétrico horizontal é muito mais sensível à consideração do efeito da resistividade do solo do que o campo elétrico vertical. Enquanto este efeito provoca o aumento no módulo do campo elétrico horizontal, para o campo elétrico vertical há uma tendência de redução no valor do módulo.

# **APÊNDICE C**

## ***Avaliação das Sobretensões em Redes de Baixa Tensão pela Incidência de Descarga Atmosférica em Estruturas Elevadas de Estações Rádio-Base***

### **C.1 Introdução**

Este apêndice compreende resultados de uma avaliação prospectiva dos níveis de sobretensão em redes elétricas de baixa tensão pela incidência de descargas atmosféricas em estruturas elevadas de estações de telefonia celular próximas à rede utilizando o modelo HEM. Configurações representativas da rede de baixa tensão, da estrutura elevada e dos sistemas de aterramento da estação, tipicamente existentes em áreas urbanas do Brasil, foram adotadas nas simulações. Os resultados aqui apresentados fazem parte de um conjunto de artigos publicados pelo autor (SILVEIRA, 2004a, 2004b, 2005, 2006b).

### **C.2 Relevância da Investigação**

Nos últimos anos, tem sido observado um crescimento acentuado do número de estruturas elevadas instaladas em áreas urbanas e periferia, sobretudo pela construção de estações de telefonia celular (também denominadas estações rádio-base - *ERB*), que empregam torres ou postes com altura superior a 50 m.

Devido à sua altura elevada, tais estruturas constituem ponto preferencial para a incidência de descargas atmosféricas. Esta incidência é capaz de causar uma série de efeitos nas regiões vizinhas à estação, incluindo a elevação de potencial do solo, transferência de correntes e tensões através do sistema de aterramento da rede elétrica e tensões induzidas nas linhas aéreas e na entrada de serviço do consumidor. Estes efeitos podem ser extremamente severos para o sistema elétrico em decorrência da proximidade entre as estações rádio-base e as redes elétricas de baixa e média tensão. Além disso, tais efeitos acabam gerando demandas por parte dos consumidores às

---

empresas concessionárias de energia, em relação à ocorrência de danos em suas residências durante tempestades, principalmente em equipamentos eletrônicos (como computador, televisão, vídeo-cassete, etc). Embora as concessionárias não sejam responsáveis pelo aumento do efeito no consumidor, as reclamações são direcionadas a elas pelo fato dos equipamentos danificados estarem usualmente conectados à rede de energia. As empresas de telefonia celular, responsáveis pelas estruturas elevadas instaladas nas proximidades do sistema elétrico, são usualmente poupadas.

Este cenário justifica o desenvolvimento de avaliações relacionadas a esse tipo de ocorrência. Além disso, estudos abordando esse tema são extremamente raros na literatura.

### ***C.3 Modelagem do Fenômeno***

A sobretensão que surge ao longo do sistema elétrico em decorrência da incidência de descargas em estruturas elevadas de estações rádio-base compreende dois tipos de efeitos.

O primeiro efeito corresponde às tensões induzidas associadas à distribuição de corrente ao longo do canal de descarga e da estrutura elevada.

O segundo efeito está relacionado a sobretensão gerada pela injeção da corrente no condutor neutro originada pela elevação de potencial no solo. A amplitude dessa sobretensão está intimamente ligada ao valor da resistividade do solo, além do tipo de configuração adotado para os sistemas de aterramento da rede elétrica e da estação rádio-base (VISACRO, 2002b). Além disso, a existência de uma conexão direta entre esses dois sistemas de aterramento pode contribuir para o aumento do valor da sobretensão resultante.

A avaliação da sobretensão que surge ao longo da linha deve compreender diversos fatores, como o comportamento transitório dos sistemas de aterramento (VISACRO, 1992b) e da torre (RAKOV, 2001b) atingida pela descarga, a distribuição da corrente de retorno ao longo do canal de descarga e o acoplamento eletromagnético entre linha e canal. Para o tipo de problema a ser investigado, é muito importante que o modelo adotado seja capaz de contemplar todos esses aspectos em seus cálculos.

### ***C.4 Sistema Simulado e Considerações Adotadas***

Configurações típicas adotadas no Brasil para rede de baixa tensão e para o sistema de aterramento da estação rádio-base foram utilizadas. A Figura C.1 ilustra a estrutura elevada da estação rádio-base representada como um poste circular de raio 0,5 m, posicionado a 20 m do

---

o sistema de distribuição da empresa concessionária de energia elétrica. A configuração do sistema de aterramento da estação rádio-base é representada na Figura C.2. Eletrodos enterrados a 0,5 m de profundidade compõem dois anéis de equalização em torno do poste e do *container*, local responsável por abrigar os equipamentos eletrônicos da estação. Hastes verticais de 3 m de comprimento são conectadas a esses anéis. Além disso, uma haste adicional é conectada na base da estrutura do poste, sendo enterrada 7 m abaixo do nível do solo. O raio de todos os eletrodos de aterramento foi assumido igual a 0,5 cm. As simulações consideraram diferentes valores para a resistividade do solo (100, 500, 1000 e 2500  $\Omega.m$ ). O efeito da ionização do solo foi desconsiderado por causa do comprimento adotado para os eletrodos. Além disso, o acoplamento eletromagnético entre os condutores aéreos e os condutores enterrados não foi considerado. Por outro lado, o comportamento dos eletrodos de aterramento sujeitos à corrente de descarga foi precisamente computado, considerando a interação eletromagnética entre a malha que envolve o poste e os eletrodos de aterramento da linha de distribuição.

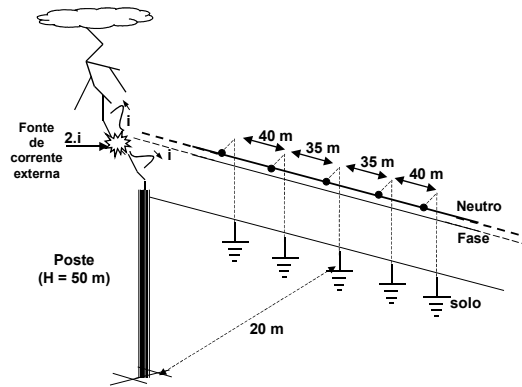


Figura C.1 – Representação do problema a ser investigado.

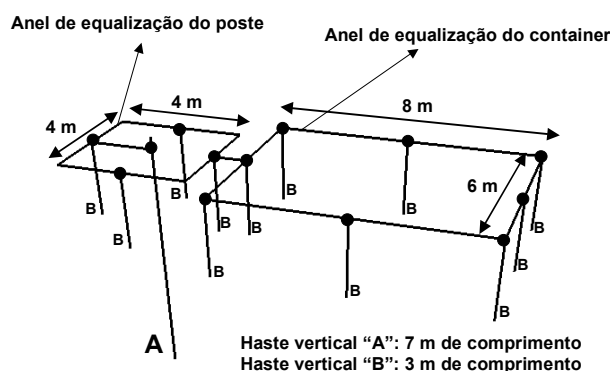


Figura C.2 – Configuração do sistema de aterramento da estação rádio-base.

A Figura C.3 ilustra a configuração simulada para a rede de distribuição de baixa tensão. O condutor neutro é posicionado 7,2 m acima do nível do solo. O condutor fase mais elevado localiza-se 20 cm abaixo do condutor neutro. As extremidades de ambos os condutores apresentam casamento de impedâncias para evitar efeitos de reflexão e representar uma condição de

continuidade elétrica do sistema. Cinco condutores de descida conectam o condutor neutro ao solo. O aterramento dessas conexões foi representado por hastes verticais com 3 m de comprimento.

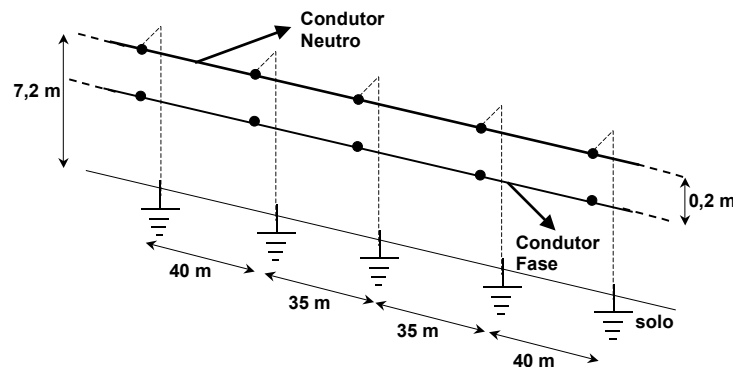


Figura C.3 – Configuração simplificada da rede de baixa tensão.

Simulou-se a injeção de uma onda de corrente do tipo triangular  $1/50 \mu\text{s}$  com valor de pico de 2 kA em um canal de descarga representado por um condutor vertical com condutividade do cobre e sem a presença de envelope de corona em seu entorno. Tal consideração resulta em uma velocidade de propagação da corrente muito próxima a velocidade da luz ( $3 \times 10^8 \text{ m/s}$ ). A onda de corrente foi injetada 100 m acima do topo do poste, simulando, assim, a conexão entre os canais ascendente e descendente de descarga a esta altura. No início do fenômeno, a impedância de surto equivalente vista pela fonte acima e abaixo do ponto de conexão entre esses canais é bastante similar. Tal fato dá origem à propagação de duas ondas de corrente com valor de pico de 1 kA: uma onda se propaga para cima, enquanto a outra se propaga para baixo no canal de descarga.

## C.5 Resultados e Análises

Os resultados apresentados a seguir são organizados em duas partes. Inicialmente, analisou-se o efeito da resistividade do solo na elevação de potencial no sistema de aterramento da estação rádio-base. Avaliações a respeito das sobretensões desenvolvidas na rede elétrica de baixa tensão constituem o segundo grupo de resultados, o qual compreende duas condições: a ausência de cargas conectando os condutores fase e neutro na rede de baixa tensão (Caso 1) e a presença de cargas resistivas de  $30 \Omega$  conectando ambos os condutores (Caso 2). Especificamente para o caso 2, também foi avaliada a influência da presença de uma conexão direta entre os sistemas de aterramento da estação e da rede de baixa tensão na sobretensão resultante no sistema elétrico.

Os resultados obtidos são apresentados por meio de gráficos de sobretensão fase-terra e fase-neutro no centro e na extremidade da rede de baixa tensão. As sobretensões são expressas em kV/kA.

### C.5.1 Comportamento do Aterramento da Estação Rádio-Base

A Figura C.4(a) destaca a resposta do sistema de aterramento da estação rádio-base frente à injeção de uma onda de corrente do tipo triangular com 1 kA de pico, 1/50  $\mu$ s, em termos da elevação de potencial no solo (GPR) (VISACRO, 1997, 2004d, 2007). O ponto de injeção da corrente é ilustrado na Figura C.4(b).

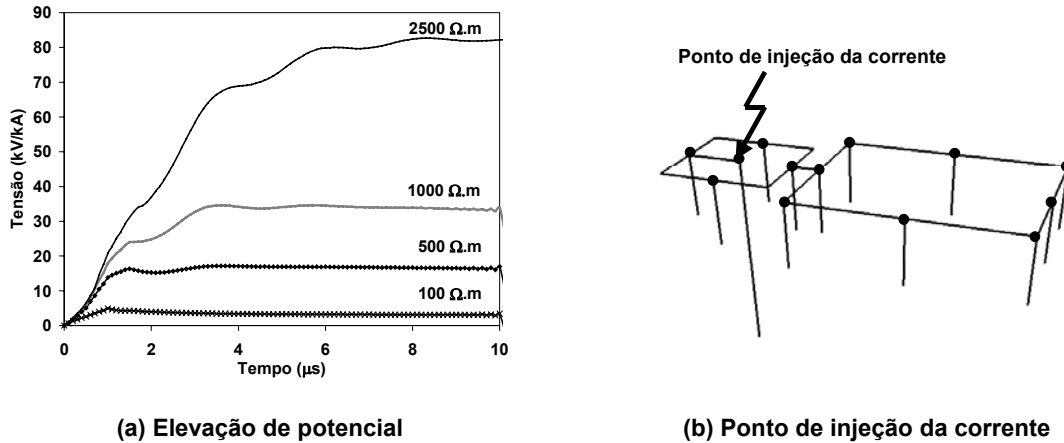


Figura C.4 – Avaliação da elevação de potencial no sistema de aterramento da estação rádio-base.

Para solos com baixa resistividade, a natureza condutiva do solo prevalece e o aterramento possui comportamento similar ao apresentado por um resistor (VISACRO, 2002b, 2007). Tal comportamento é evidenciado na curva referente ao solo com resistividade de 100  $\Omega$ .m, onde a onda de potencial apresenta o mesmo crescimento em formato de rampa e o mesmo tempo de frente da onda de corrente injetada. Os valores de pico de ambas as ondas ocorrem por volta de 1  $\mu$ s. O aumento no valor da resistividade do solo promove distorção na onda de potencial. Para solos com resistividade elevada, o comportamento capacitivo do aterramento se torna mais relevante, promovendo, assim, o atraso da onda de potencial em relação à onda de corrente injetada.

Os valores da impedância impulsiva de aterramento  $Z_p$  para a configuração analisada são apresentados na Tabela C.1. Essa impedância é aqui definida como a razão entre os valores de pico das ondas de tensão e corrente (VISACRO, 2002b, 2007). É importante destacar a relação praticamente linear entre os valores de impedância impulsiva de aterramento e resistividade do solo.

Tabela C.1 – Impedância Impulsiva do Sistema de Aterramento da Estação Rádio-Base.

Resistividade do solo ( $\Omega$ .m) $\rho$	Impedância Impulsiva $Z_{pp}$ ( $\Omega$ )	Razão das Impedâncias ( $Z_{pp}/Z_{p100}$ )	Razão das Resistividades do Solo ( $\rho / 100$ )
100	3,2	1	1
500	16,9	5,3	5
1000	34,5	10,8	10
2500	82,2	25,7	25

## C.5.2 Sobretensão Desenvolvida na Rede de Baixa Tensão

### C.5.2.1 CASO 1 – AUSÊNCIA DE CARGAS CONECTANDO OS CONDUTORES FASE E NEUTRO

A configuração de linha adotada para essa avaliação é a mesma anteriormente apresentada na Figura C.3. As sobretensões são analisadas para o condutor fase mais elevado, posicionado 20 cm abaixo do condutor neutro. Neste caso, a presença de cargas conectando os condutores fase e neutro foi desconsiderada. A Figura C.5 ilustra a sobretensão resultante desenvolvida no centro (a) e na extremidade (b) do condutor fase para diversos valores de resistividade do solo.

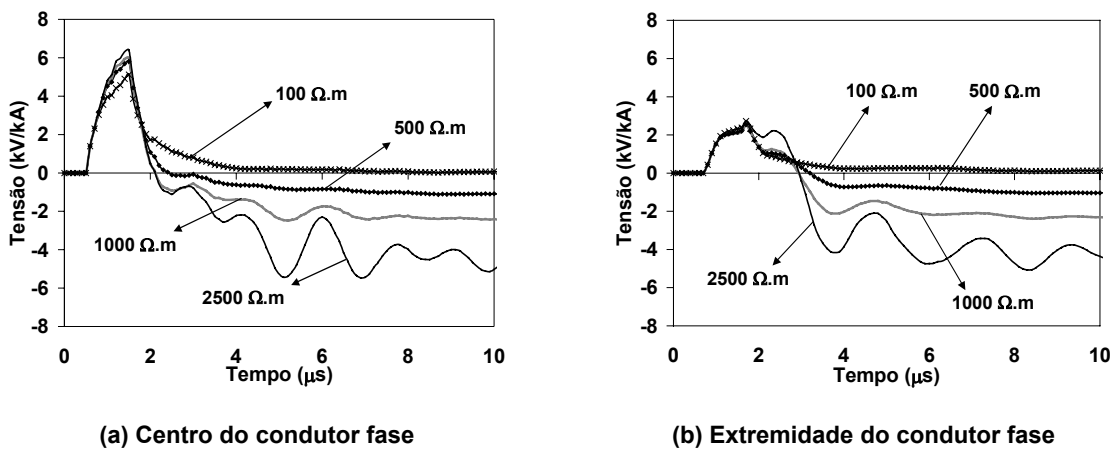


Figura C.5 – Sobretensão fase-terra desenvolvida no condutor fase (Caso 1).

Conforme pode ser observado, a sobretensão fase-terra resultante é extremamente elevada para todos os valores de resistividade do solo considerados. Além disso, os níveis de tensão mais intensos ocorrem no centro da linha. Para solos com resistividade igual a 2500  $\Omega.m$ , o valor de pico da sobretensão é aproximadamente 6,4 kV/kA. Neste caso, assumindo-se a ocorrência de descarga com valor de pico de corrente igual a 45 kA, correspondente ao valor mediano da amplitude máxima de corrente das primeiras descargas medidas na estação do Morro do Cachimbo (VISACRO, 2004e), a amplitude da sobretensão fase-terra no centro da linha pode atingir valores superiores a 280 kV.

A sobretensão desenvolvida no condutor fase para esse tipo de ocorrência é composta pelos efeitos opostos da tensão induzida e da elevação de potencial no solo. Tal fato explica o perfil bipolar da sobretensão mostrada na Figura C.5.

O fenômeno de tensão induzida está intimamente ligado à taxa de crescimento da frente da onda de corrente ( $di/dt$ ). À medida que o valor instantâneo da corrente aumenta, um crescimento similar é observado na onda de tensão induzida. Quando este aumento na amplitude da onda de corrente cessa, a amplitude de tensão induzida apresenta um significativo decréscimo. Sendo

assim, o fenômeno de tensão induzida é responsável pelos primeiros microssegundos da onda de sobretensão representada na Figura C.5. Após esse intervalo de tempo, o efeito da sobretensão causada pela elevação de potencial no solo passa a prevalecer, dando origem à inversão da polaridade da sobretensão resultante entre fase e terra.

Quanto maior for o valor da resistividade do solo, mais destacada se torna a característica bipolar da onda de sobretensão. A elevação de potencial desenvolvida na superfície do solo explica tal comportamento. De acordo com os resultados apresentados na Figura C.4, um aumento no valor da resistividade do solo contribui para aumentar a amplitude das ondas de potencial no solo. Para valores de resistividade do solo superiores a  $500 \Omega.m$ , as ondas de potencial ainda apresentam crescimento após  $1 \mu s$ , tempo para o pico da onda de corrente injetada. Este aumento contínuo contribui para elevar o valor absoluto da sobretensão no condutor fase até um nível referido à elevação de potencial na superfície do solo.

A Figura C.6 ilustra a sobretensão fase-neutro observada no centro da rede de baixa tensão. Os valores obtidos são extremamente intensos. A amplitude máxima considerando um solo com resistividade de  $2500 \Omega.m$  é de aproximadamente  $5 \text{ kV/kA}$ . Assumindo a ocorrência de uma descarga com  $45 \text{ kA}$  de valor de pico de corrente, a sobretensão fase-neutro resultante pode exceder  $220 \text{ kV}$ , certamente causando sérios danos para a carga.

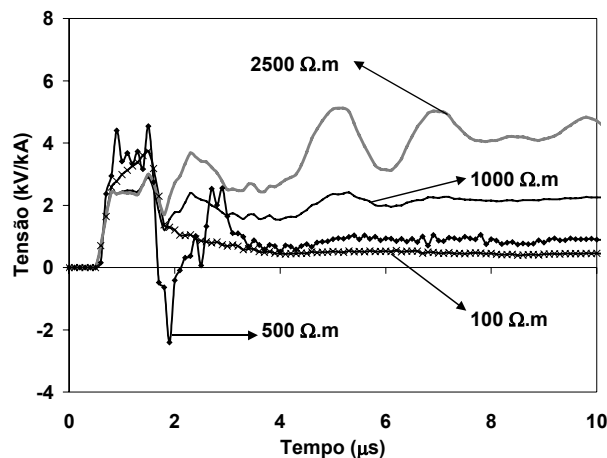


Figura C.6 – Sobretensão fase-neutro no centro da linha (Caso 1).

### C.5.2.2 CASO 2 – PRESENÇA DE CARGA DE $30 \Omega$ CONECTANDO OS CONDUTORES FASE E NEUTRO

Para esse tipo de análise, cargas representadas por simples resistências de  $30 \Omega$  foram conectadas entre os condutores fase e neutro, conforme destacado na Figura C.7. Sendo assim, as conclusões destacadas nesta seção estarão associadas à consideração de cargas com comportamento puramente resistivo.

De acordo com discussão apresentada no capítulo 5, seção 5.4.2.4, diversas incertezas cercam a modelagem das cargas consumidoras de redes de baixa tensão. Todavia, a adoção do valor de resistência  $30 \Omega$  é capaz de representar de maneira razoável o módulo da impedância da carga de uma instalação consumidora de uma rede de baixa tensão, segundo dados experimentais apresentados em (HOIDALEN, 1998).

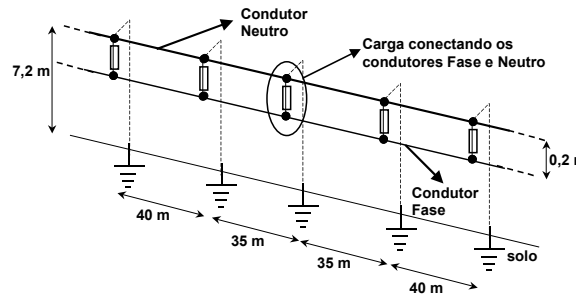


Figura C.7 – Configuração da rede de baixa tensão simulada (Caso 2).

Dois tipos de simulação foram implementados. Inicialmente, desconsiderou-se a presença de conexão direta entre os sistemas de aterramento da rede de baixa tensão e da estação rádio-base. A seguir, avaliou-se efeito da presença de tal conexão na sobretensão resultante desenvolvida na rede de baixa tensão.

**1) Sistema de aterramento da estação rádio-base desconectado do sistema de aterramento da rede de baixa tensão**

A sobretensão fase-terra desenvolvida no centro e nas extremidades do condutor fase para essa condição é apresentada na Figura C.8.

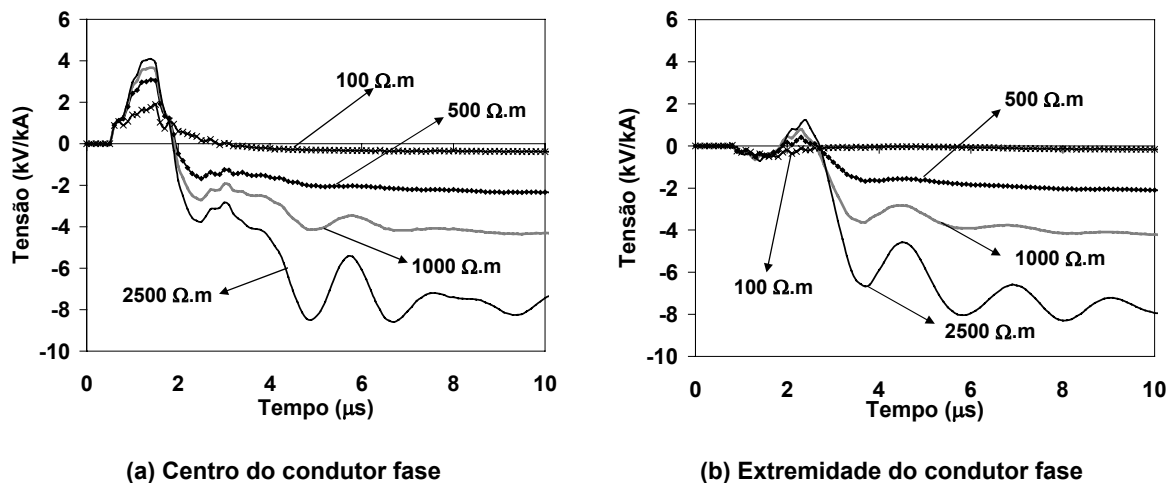


Figura C.8 – Sobretensão fase-terra desenvolvida no condutor fase (Caso 2).

O resultado obtido mostra que a presença de cargas conectando os condutores fase e neutro atua de forma a aumentar o efeito da elevação de potencial no solo na sobretensão

resultante desenvolvida no condutor fase. Este comportamento é identificado após os primeiros microssegundos da onda de sobretensão que atinge valores absolutos próximos a 8 kV/kA no centro do condutor fase para solos de 2500  $\Omega$ .m. Além disso, a contribuição da tensão induzida na sobretensão total diminui em comparação com o caso no qual não há cargas conectando os condutores neutro e fase (Caso 1). Apesar desse comportamento, os valores de sobretensão ainda são extremamente elevados, constituindo um sério risco para a proteção e segurança dos consumidores.

A sobretensão fase-neutro desenvolvida no centro da linha para o caso 2 é destacada na Figura C.9. Tal valor é muito baixo em relação aos valores de sobretensão fase-neutro apresentados na Figura C.6, referente ao Caso 1. A presença de cargas conectando condutores neutro e fase atua de forma a aproximar a forma de onda e os valores de sobretensão em ambos os condutores. Conseqüentemente, a diferença entre eles será pequena. Mesmo assim, a sobretensão fase-neutro é ainda alta, podendo atingir valores próximos a 0,5 kV/kA. Tal valor é extremamente severo para o nível de suportabilidade das cargas.

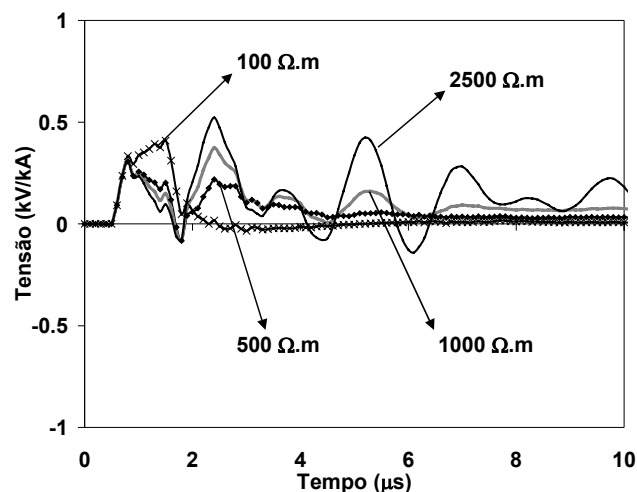


Figura C.9 – Sobretensão fase-neutro no centro da linha (Caso 2).

## **2) Conexão direta entre os sistemas de aterramento da estação rádio-base e da rede de baixa tensão**

Usualmente, os sistemas de aterramento da estação rádio-base e da rede de baixa tensão que alimenta a estação são conectados entre si. Por causa da elevação de potencial no solo, tal conexão pode contribuir para aumentar os níveis de sobretensão desenvolvidos na rede elétrica pela injeção de corrente no condutor neutro. A fim de investigar tal condição, simulou-se a presença de um condutor horizontal enterrado conectando uma haste do anel de equalização do container à haste do condutor de descida central da rede de baixa tensão, conforme indicado na Figura C.10. Esse eletrodo horizontal possui aproximadamente 20 m de comprimento e foi enterrado 0,5 m abaixo do nível do solo. Os resultados obtidos para as sobretensões desenvolvidas no centro do condutor fase são destacados na Figura C.11.

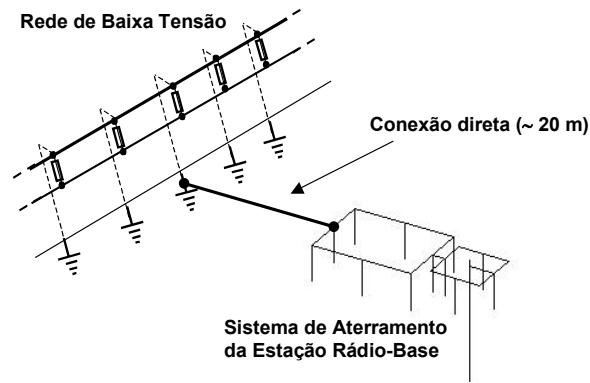


Figura C.10 – Representação da conexão direta entre os sistemas de aterramento da estação rádio-base e da rede elétrica de baixa tensão.

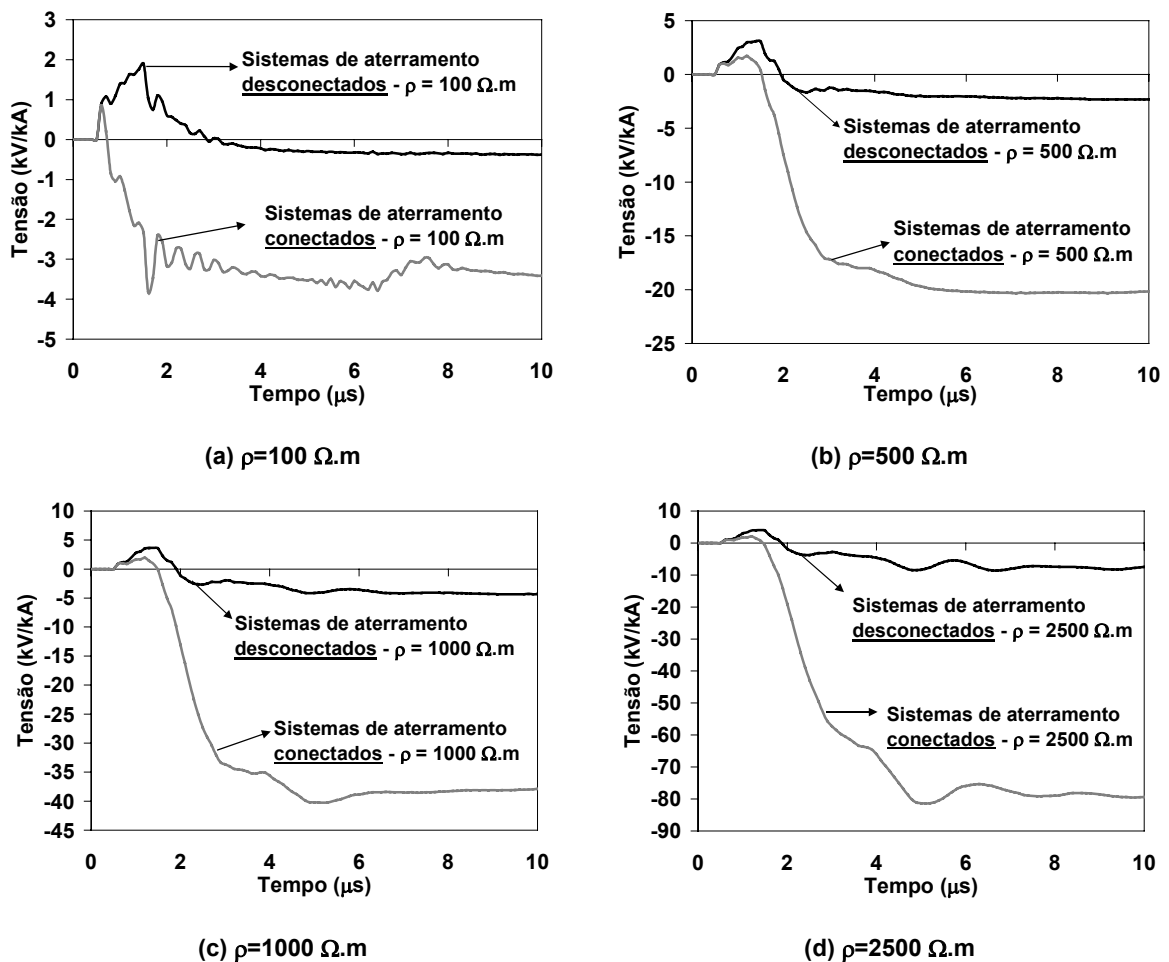


Figura C.11 – Sobretensão fase-terra no centro da linha (Caso 2) – Influência da conexão direta entre os sistemas de aterramento da estação rádio-base e da rede de baixa tensão.

A conexão direta entre os dois sistemas de aterramento promove um aumento significativo na amplitude das sobretensões entre fase e terra. Os valores máximos no centro do condutor fase são de aproximadamente 5 kV/kA para 100  $\Omega.m$ , 20 kV/kA para 500  $\Omega.m$ , 38 kV/kA para 1000  $\Omega.m$  e

80 kV/kA para 2500  $\Omega$ .m. Tais níveis de sobretensão certamente causarão sérios danos aos consumidores e ao sistema elétrico.

Avaliações realizadas ao longo do condutor fase demonstraram que esses valores de sobretensão destacados anteriormente se mantiveram os mesmos para cada resistividade do solo, independentemente da localização do ponto de observação ao longo da linha. Além disso, com a conexão direta entre os dois sistemas de aterramento, o efeito da elevação de potencial na sobretensão fase-terra se torna muito mais relevante em relação ao efeito de tensão induzida, comportamento que é evidenciado pelos valores negativos de sobretensão apresentados na Figura C.11.

A Figura C.12 apresenta as sobretensões fase-neutro no centro da rede de baixa tensão para esse caso. Observa-se a grande elevação nos níveis de sobretensão com o aumento do valor de resistividade do solo, podendo resultar em valores próximos a 6 kV/kA para solos com resistividade de 2500  $\Omega$ .m.

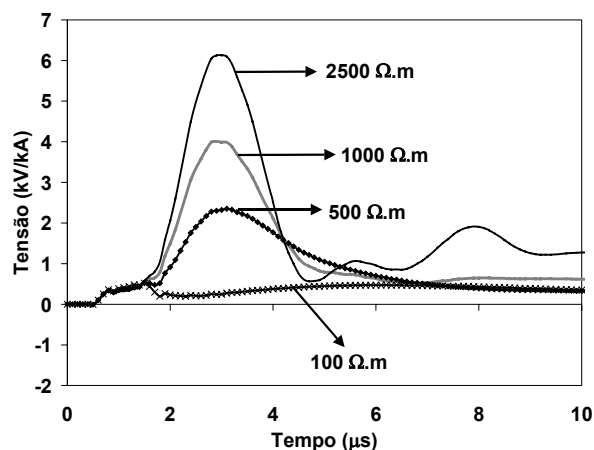


Figura C.12 – Sobretensão fase-neutro no centro da linha (Caso 2) – Influência da conexão direta entre os sistemas de aterramento da estação rádio-base e da rede de baixa tensão.

## C.6 Conclusões

Este apêndice apresentou um conjunto de avaliações a respeito dos níveis de sobretensão em redes convencionais de baixa tensão associados à incidência de descargas em estruturas elevadas de estações de telefonia celular.

Os resultados revelaram valores de sobretensão extremamente elevados estabelecidos no condutor fase, sendo a região da linha mais próxima da estação a que ficou submetida aos níveis mais críticos.

A onda da sobretensão desenvolvida no condutor fase possui um perfil bipolar. O fenômeno de tensão induzida é responsável pela parcela positiva da onda em seus primeiros microssegundos. Após este intervalo de tempo, a sobretensão causada pela elevação de potencial no solo prevalece, alterando a polaridade da onda resultante. Quanto maior o valor da resistividade do solo, mais relevante se torna a contribuição da elevação de potencial na sobretensão total desenvolvida no condutor fase.

A sobretensão fase-terra na entrada de serviço do consumidor é extremamente intensa quando se considera a presença de cargas resistivas conectando os condutores fase e neutro. Tal fato se constitui em sério risco para a segurança do consumidor e requer atenção especial a respeito da proteção das instalações dos consumidores. Apesar dos baixos valores de sobretensão fase-neutro em relação aos valores obtidos entre fase e terra, tais valores são muito superiores aos níveis de suportabilidade de cargas típicas.

A conexão entre os sistemas de aterramento da estação rádio-base e da rede de baixa tensão promove uma significativa elevação da amplitude da sobretensão no condutor fase, em relação à hipótese de aterramento isolado. Tal elevação se torna mais intensa com o aumento do valor de resistividade do solo. As amplitudes das sobretensões entre fase e neutro também se tornam extremamente elevadas, sendo certamente capazes de causar danos severos às cargas conectadas à rede e aos componentes do sistema elétrico.

---