

Este exemplar corresponde a redação final da tese  
defendida por Eduardo Fava  
Gastaldi e aprovada pela Comissão  
Julgada em 29 / 10 / 2004  
Orientador

Universidade Estadual de Campinas  
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação  
Departamento de Sistemas e Controle de Energia



# Descargas Atmosféricas Diretas em Linhas de Telecomunicações: Estudo e Modelamento

EDUARDO FAVA GASTALDI\*

Engenheiro Eletricista

JOSÉ PISSOLATO FILHO

Orientador

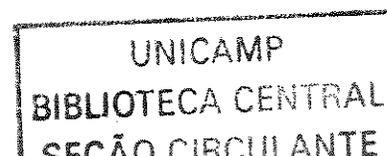
*Tese submetida à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas, para preenchimento dos pré-requisitos parciais para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.*

## Banca Examinadora

Prof. Dr. Carlos Rodrigues de Souza - FEEC - UNICAMP  
Profa. Dra. Maria Cristina Dias Tavares - FEEC - UNICAMP  
Dr. José Antônio Donizete Rossi - CPqD

UNICAMP - Campinas, 29 de outubro de 2004

\*Este trabalho contou com apoio financeiro do CNPq.



NIDADE	BC
CHAMADA	11/11/05
	G217d
EX	
OMN	6.2075
NO	16-P.0086-05
PREÇO	11,00
DATA	10/02/05
Nº CPD	

8b20 342260

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

G217d Gastaldi, Eduardo Fava  
Descargas atmosféricas diretas em linhas de telecomunicações: estudo e modelamento / Eduardo Fava Gastaldi.- Campinas, SP: [s.n.], 2004.

Orientador: José Pissolato Filho.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Raio. 2. Linhas de telecomunicação. 3. Compatibilidade eletromagnética. 4. Interferência eletromagnética. 5. Topologia de redes elétricas. 6. Cabos telefônicos. I. Pissolato Filho, José. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título

## Resumo

O problema de caracterizar redes de transmissão vem de longa data. Mesmo assim, a crescente complexidade dos equipamentos e das próprias redes tem dificultado a modelagem e a previsão de surtos nas mesmas. Este trabalho vem propor uma metodologia para solucionar problemas de compatibilidade eletromagnética em redes telefônicas provocados por descargas atmosféricas. Na literatura, diversos métodos foram desenvolvidos com o intuito de modelar surtos em redes. Dentre estes, pode-se citar aqueles aplicados no domínio da frequência ou do tempo, com imperfeições inerentes à complexidade dos cabos modelados ou mesmo modelos que representam a influência da condutividade finita do solo. O modelo adotado nesta tese calcula os valores das tensões e correntes terminais de redes aéreas e enterradas. Estas redes podem possuir cabos não paralelos. Os condutores são sujeitos a uma perturbação externa modelada através de uma onda plana ou mesmo fontes localizadas na rede. Trabalha-se no domínio da frequência, utilizando-se o modo quase-TEM acoplado a uma aproximação topológica. Para tanto, é necessário um cálculo de parâmetros elétricos para cabos blindados que é apresentado de duas diferentes maneiras (diferentes referências físicas). Deste modo, pode-se caracterizar cabos telefônicos complexos. Um estudo de casos é feito para validar o método através de comparações entre simulações computacionais com cálculos analíticos, com um resultado de tese e com resultados experimentais obtidos em laboratório e em campo. As medições em campo foram obtidas no Centro Internacional de Pesquisas e Testes de Raios em Cachoeira Paulista (SP). Tensões e correntes induzidas por descargas atmosféricas em uma rede experimental de telecomunicações, que foram medidas no Centro, foram comparadas com simulações computacionais. Os resultados obtidos nas diversas simulações estão em conformidade com aqueles da literatura, ou ainda com os medidos experimentalmente.

# Abstract

Model transmission network problems are as old as the networks themselves. However, the complexity of the equipment and the networks has been increasing substantially. This thesis shows a method able to simulate electromagnetic interference on telecommunications networks. Several methods have been published by others including different solutions, e.g., frequency and time-domain calculation, specific models including cable imperfections and soil finite conductivity. Here, the method can characterize aerial or buried networks with non-parallel cables. The networks can be placed on an electromagnetic interference environment (plane-wave) or, instead of that, the noise could be included by located sources in the network. The simulation is performed on the frequency domain using the quasi-TEM approximation. An electromagnetic topological approximation is also used. The per-unit-length parameters calculation of shielded cables are needed and, for this reason, explained by a traditional and a new method. A parameters measurement method is also shown. Several computer simulations are compared with known results in order to validate the method including analytic calculation, a thesis result and experimental data. Some experimental results were obtained at the International Center for Lightning Research and Testing at Cachoeira Paulista (Brazil). At the Center, an experimental telecommunications network provides the environment to measure lightning induction. The results obtained by numeric simulation are very similar to those from literature or measurements.

## Agradecimentos

- Agradeço a minha família pelo apoio e ajuda inestimável que sempre me impulsiona;
- Meus sinceros agradecimentos ao Professor José Pissolato Filho, tanto pelo profissionalismo como pelo companheirismo;
- Expresso minhas estimas pelo pessoal do Laboratório de Alta Tensão da UNICAMP, que colaboraram direta ou indiretamente neste trabalho (Eliane, Brito e Marcão);
- Meus agradecimentos pelos amigos do Laboratório de Alta Tensão da UFMG, pela ajuda em várias ocasiões especialmente o Zé, o Hudson e o Glássio (que executou algumas medidas aqui usadas);
- Agradeço a equipe do CPqD que trabalhou conosco possibilitando que este trabalho fosse concluído através de imprescindíveis formas (Rossi, Célio, Flávio, Valdir, Nivaldo, entre vários);
- Agradeço os amigos da France Télécom R&D, de Lannion (França), que confiaram neste trabalho e mediram os parâmetros do cabo telefônico (Sylvain, Ahmed, Rabah e muitos);
- Agradeço o Prof. Kerroum da Universidade Blaise Pascal (Clermont-Ferrand, França), que apresentou grande parte do método aqui exposto e por sua gentileza em ajudar;
- Exponho minhas estimas por todos aqueles que direta ou indiretamente contribuíram neste trabalho, inclusive aos colegas da UNICAMP, Omar e Murilo, na ajuda com o Latex;
- Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro;
- Agradeço a Deus por tudo.

---

## Sumário

---

<b>Resumo</b>	<b>III</b>
<b>Abstract</b>	<b>V</b>
<b>Agradecimentos</b>	<b>VII</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>XIII</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Introdução Teórica</b>	<b>3</b>
2.1 Cálculo do Acoplamento Eletromagnético . . . . .	3
2.2 Topologia Eletromagnética . . . . .	5
2.3 Teoria de Linhas de Transmissão Multicondutoras . . . . .	6
2.4 Condições Terminais . . . . .	11
2.5 Montagem Final das Matrizes . . . . .	11
2.6 Modo Diferencial . . . . .	14
2.7 Comentário sobre Parâmetros . . . . .	16
2.8 Referência Global . . . . .	18
2.9 Referências Múltiplas . . . . .	19
2.10 Equivalência dos Métodos . . . . .	22

---

2.11	Perturbação Externa . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Estudo de Casos</b>	<b>37</b>
3.1	Resistência CC . . . . .	37
3.2	Medição em Fio . . . . .	43
3.3	Medição em Cabo Coaxial . . . . .	48
3.4	Resultado de Tese . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Resultados de Cachoeira Paulista</b>	<b>57</b>
4.1	Descrição do Experimento . . . . .	57
4.1.1	CIPTR . . . . .	57
4.1.2	Características da Rede . . . . .	58
4.2	Resultados . . . . .	60
4.2.1	Raio Induzido . . . . .	61
4.2.2	Descarga Distante . . . . .	64
4.2.3	Descarga Direta . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Conclusões e Considerações Finais</b>	<b>75</b>
	<b>Apêndices</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Cálculo de Parâmetros</b>	<b>79</b>
A.1	Cabo Coaxial . . . . .	80
A.2	Cabo em Duto . . . . .	88
A.3	Parâmetros Externos . . . . .	94
A.3.1	Cabo Aéreo . . . . .	94
A.3.2	Cabo Enterrado . . . . .	98
<b>B</b>	<b>Equações para Onda Plana</b>	<b>101</b>
B.1	Onda Plana . . . . .	101
<b>C</b>	<b>Condições Terminais</b>	<b>105</b>
C.1	Exemplo 1 . . . . .	106
C.2	Exemplo 2 . . . . .	107
C.3	Exemplo 3 . . . . .	108

---

C.4 Exemplo 4 . . . . .	109
<b>D Medição de Parâmetros</b>	<b>111</b>
D.1 Impedância . . . . .	111
D.2 Admitância . . . . .	114
D.3 Bancada . . . . .	117
D.4 Medição dos Parâmetros S nos Cabos . . . . .	118
D.5 Efeito Pelicular . . . . .	120
D.6 Condutor Equivalente . . . . .	120
<b>E Descarga Induzida</b>	<b>125</b>
<b>F Valores de Aterramento</b>	<b>131</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>133</b>



---

## Lista de Figuras

---

2.2.1	Modelo topológico utilizado para caracterizar redes não uniformes. . .	5
2.3.1	Elemento de uma linha de transmissão multicondutora. . . . .	7
2.5.1	Matriz que descreve todo o sistema [1]. Na figura, MTL são linhas de transmissão multicondutoras e NET são redes lineares. . . . .	13
2.7.1	Ilustração de dois tipos de referenciais. . . . .	17
2.7.2	Dois circuitos a serem resolvidos no método clássico. . . . .	17
2.8.1	Tensões e correntes na linha utilizando a referência global. . . . .	18
2.9.1	Tensões e correntes na linha utilizando referências múltiplas. . . . .	19
2.11.1	Superfície de integração para a primeira equação do telegrafista. . .	27
2.11.2	Superfície de integração para a segunda equação do telegrafista. . . .	28
2.11.3	Sistema de coordenadas adotado e ângulos referentes ao impulso externo. . . . .	30
2.11.4	Modelo alternativo para condutores verticais. . . . .	31
2.11.5	Topologia em Y. . . . .	32
3.1.1	Circuito para análise da tensão diferencial em cabo coaxial. . . . .	38
3.1.2	Medida dos raios do cabo coaxial. . . . .	38
3.1.3	Impedância entre condutor interno e blindagem. . . . .	39
3.1.4	Impedância entre blindagem e solo. . . . .	39

3.1.5	Forma de onda $1,2/50\mu s$ . . . . .	40
3.1.6	Tensão diferencial no cabo coaxial simulada. . . . .	41
3.2.1	Montagem realizada em laboratório com fio de $4mm^2$ . . . . .	43
3.2.2	Segundo modelo adotado em que a impedância de $50\Omega$ é incluída. . . . .	44
3.2.3	Medição com o fio casado. . . . .	45
3.2.4	Simulação com o fio casado. . . . .	45
3.2.5	Medição com a extremidade oposta à fonte em curto. . . . .	46
3.2.6	Simulação com a extremidade oposta à fonte em curto. . . . .	46
3.2.7	Medição com a extremidade oposta à fonte em aberto. . . . .	47
3.2.8	Simulação com a extremidade oposta à fonte em aberto. . . . .	47
3.3.1	Esquema da medição em laboratório com cabo coaxial. . . . .	49
3.3.2	Forma de onda da fonte utilizada no ensaio. . . . .	49
3.3.3	Medição com o cabo coaxial casado. . . . .	50
3.3.4	Simulação com o cabo coaxial casado. . . . .	50
3.3.5	Medição com o cabo coaxial aberto. . . . .	51
3.3.6	Simulação com o cabo coaxial aberto. . . . .	51
3.4.1	Cabo coaxial que recebe descarga direta em uma de suas extremidades	52
3.4.2	Tensão induzida pela blindagem no condutor interno [2]. . . . .	54
3.4.3	Tensão induzida da blindagem no condutor interno simulada. . . . .	54
4.1.1	Rede de telecomunicações e o local onde ocorrem experimentos com raios induzidos. . . . .	58
4.1.2	Diagrama da rede de telecomunicações localizada em Cachoeira Pau- lista (SP). . . . .	59
4.2.1	Detalhe exagerado da blindagem não homogênea (o local é colado). . . . .	60
4.2.2	Diagrama com a estratégia adotada em cada extremidade das linhas. . . . .	61
4.2.3	Diagrama mostrando os pontos de aterramento nas linhas. . . . .	62
4.2.4	Oscilograma medido da descarga induzida próxima às linhas de te- lecomunicações [3]. . . . .	63
4.2.5	Oscilograma simulado da descarga induzida próxima às linhas de telecomunicações. . . . .	63

---

4.2.6	Oscilograma medido de uma descarga distante das linhas de telecomunicações [3]. . . . .	65
4.2.7	Oscilograma simulado de uma descarga distante das linhas de telecomunicações. . . . .	65
4.2.8	Diagrama com a estratégia adotada em cada extremidade das linhas. . . . .	66
4.2.9	Diagrama mostrando os pontos de aterramento nas linhas. . . . .	66
4.2.10	Oscilogramas medidos para descarga natural [4]. . . . .	67
4.2.11	Oscilogramas simulados para descarga natural. . . . .	67
4.2.12	Diagrama da primeira descarga direta na linha simulada. . . . .	73
4.2.13	Oscilograma simulado de uma descarga direta em uma das linhas. . . . .	73
4.2.14	Diagrama da segunda descarga direta na linha simulada. . . . .	74
4.2.15	Oscilograma simulado de uma descarga direta em uma das linhas. . . . .	74
A.0.1	Medidas externas aos cabos na modelagem da rede. . . . .	81
A.1.1	Medidas dos raios do cabo coaxial. . . . .	81
A.2.1	Medidas do duto metálico com os condutores internos. . . . .	88
A.3.1	Distâncias consideradas nas fórmulas de indutâncias e capacitâncias. . . . .	96
C.1.1	Configuração adotada na simulação para validar o programa (tese). . . . .	106
C.1.2	Notação para as correntes e tensões. . . . .	106
C.2.1	Configuração adotada na simulação para validar o programa (Vance). . . . .	107
C.3.1	Configuração de descarga direta em rede. . . . .	108
C.4.1	Configuração que simula o efeito de diafonia. . . . .	109
D.1.1	Configuração para os condutores na medição da impedância própria. . . . .	112
D.1.2	Configuração para os condutores na medição da impedância mútua. . . . .	113
D.2.1	Configuração para os condutores na medição da admitância própria. . . . .	115
D.2.2	Configuração para os condutores na medição da admitância mútua. . . . .	116
D.3.1	Bancada para medição dos parâmetros elétricos. . . . .	117
D.6.1	Comparação entre simulação com condutor equivalente e com todos condutores de um cabo com 14 pares trançados [5]. . . . .	122
D.6.2	Comparação entre simulação com condutor equivalente e com todos condutores de um cabo com 14 pares trançados [6]. . . . .	122

E.0.1 Desenho do conjunto foguete-bobina. . . . .	126
E.0.2 Desenho do lançador de foguetes e da medição de corrente elétrica da descarga atmosférica artificial. . . . .	127

# CAPÍTULO 1

---

## Introdução

---

É admirável o progresso atingido durante as últimas décadas na área de compatibilidade eletromagnética. As crescentes taxas de transmissão têm conduzido a um desenvolvimento espetacular no âmbito das telecomunicações. Redes que antes podiam ser caracterizadas por modelos simples demandam hoje teorias de maior complexidade, pois as crescentes frequências limitam o emprego de métodos simplificados.

Este trabalho tem por objetivo modelar redes complexas de telecomunicações. Expõe-se aqui toda a teoria, de modo que casos particulares possam ser reproduzidos por aqueles que o desejam, como, por exemplo, aplicar a teoria descrita em redes de energia. Para tanto, um modelo extenso é descrito por partes. O método adotado almeja mostrar o efeito de perturbações (externas e localizadas) em redes de cabos, que podem ser aéreas ou enterradas.

O efeito das perturbações externas é modelado por uma onda plana. Já as perturbações localizadas são modeladas por fontes conectadas às redes.

Sabe-se que para minimizar o impacto de ruídos em redes, deve-se melhorar a qualidade física das mesmas (por exemplo, cabos de melhor qualidade, correto traçado para a linha aéreo-enterrada). A metodologia descrita permite a caracterização

da qualidade de uma rede.

O programa computacional utilizado é baseado na teoria de linhas de transmissão multicondutoras (MTL) com a aproximação quase-TEM (que será detalhada). Os cálculos são realizados no domínio da frequência e, através da transformada rápida de Fourier inversa (IFFT), obtidos no tempo.

Posteriormente, estuda-se alguns casos para atestar a validade do programa e comparar com resultados conhecidos. Para tanto, apresentam-se comparações com cálculos teóricos, medições e resultados de teses.

No último capítulo é finalmente estudado o comportamento de redes mais complexas. Como parâmetros de comparação utilizam-se resultados obtidos experimentalmente no Centro Internacional de Pesquisas e Testes de Raios (CIPTR), localizado no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), em Cachoeira Paulista (SP).

## 2.1 Cálculo do Acoplamento Eletromagnético sobre um Cabo de Telecomunicações

O acoplamento eletromagnético às linhas de transmissão perfaz um tópico inerente a diversas áreas de aplicação. Linhas de transmissão multicondutoras foram investigadas desde o começo da transmissão de energia e, continuamente estudadas com respeito ao comportamento frente a transitórios eletromagnéticos em linhas sob falta e também com respeito às condições de tensões induzidas por descargas atmosféricas [7–19].

Mais tarde, foi concedida uma ênfase em circuitos multicamadas, linhas de fita (“stripline”) e microfita (“microstrip”), associados com a tecnologia de circuitos integrados [20–22]. Houve também um interesse na previsão de transitórios induzidos por campos eletromagnéticos externos, como radares de alta potência ou pulso eletromagnético devido às explosões nucleares (NEMP) [23–27]. A determinação do efeito de diafonia (“crosstalk”) em circuitos de comunicação [28–30] e a interferência pelo cabeamento em computadores, também são outras áreas importantes no tópico de linhas de transmissão multicondutoras.

Para a compatibilidade eletromagnética, existe um interesse particular na previsão do acoplamento entre condutores e suas condições terminais para cabos com alta concentração de fios. Sabe-se que as normas vigentes tratam da susceptibilidade e emissão de campos eletromagnéticos de equipamentos em geral. Aparentemente, as normas nem sempre relacionaram a influência de sistemas em outros sistemas ou mesmo sistemas em subsistemas. Isto levou ao desenvolvimento de programas computacionais que pudessem elucidar o problema de acoplamento.

Propõe-se neste trabalho uma metodologia que permite o cálculo do acoplamento entre linhas (formadas de diversos condutores), constituindo assim redes.

O programa utilizado chama-se Resline e foi descrito por [6, 31]. Este programa é resultado de uma parceria entre a France Télécom e universidades francesas. Basicamente, os dados de entrada são escritos em um arquivo. O Resline utiliza este arquivo para realizar as simulações e produz um arquivo de saída contendo tabelas com as frequências e tensões ou correntes em pontos selecionados da rede. Posteriormente, estes dados de saída são plotados com o auxílio do programa Matlab.

Como já foi citado, a perturbação pode ser externa (neste caso, onda plana) e/ou localizada (fontes de tensão ou corrente, localizadas nas extremidades das linhas). A rede pode ser composta de linhas multifilares uniformes. As linhas podem ser aéreas, enterradas ou haver uma junção entre os meios. As condições terminais nas linhas são tratadas por equações lineares de circuitos elétricos.

O programa também considera a aproximação quase-TEM (modo eletromagnético transversal). Nesta condição os condutores e o solo, por uma aproximação, podem possuir condutividades finitas. Na verdade, o modo de propagação TEM puro só pode existir se:

- os condutores da linha forem perfeitos;
- o meio externo ao cabo for homogêneo e sem perdas;
- a linha for uniforme;
- as dimensões transversais (espaçamento entre condutores, diâmetro dos condutores) forem bem menores se comparadas com o menor comprimento de onda.

Se a linha for uniforme (ou seja, os parâmetros elétricos não variam ao longo do comprimento da linha), assume-se a aproximação conhecida como quase-TEM que pode possuir dielétrico não homogêneo e/ou condutores e solo com perdas.

O programa, que é baseado na teoria de linhas de transmissão associado a uma aproximação topológica (explicada na seção 2.2), permite o cálculo das tensões e correntes nas extremidades de cada um dos condutores constituintes das linhas multifilares.

## 2.2 Topologia Eletromagnética

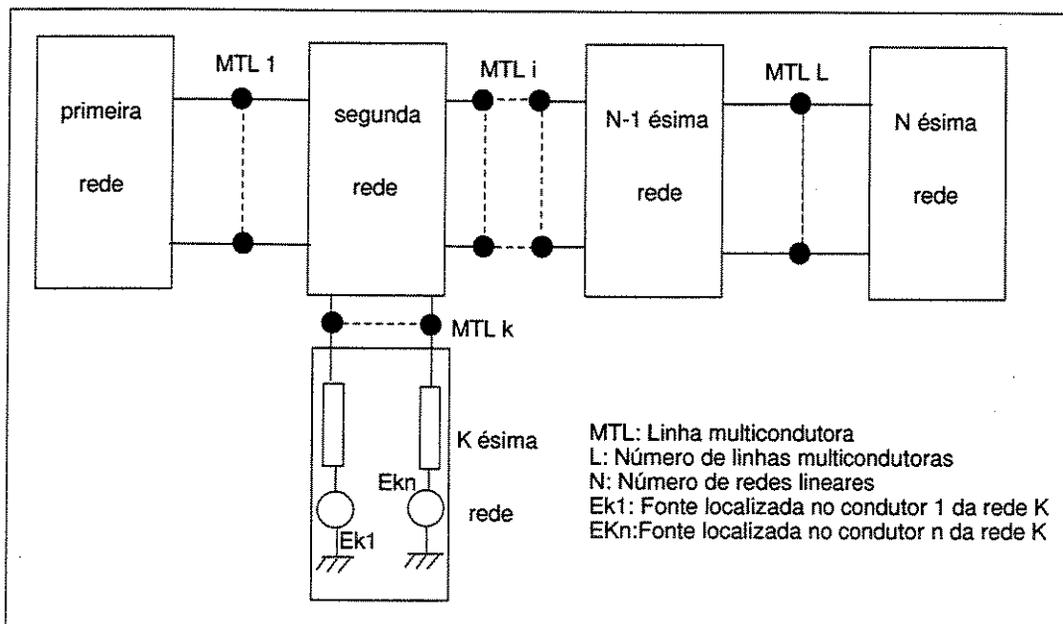


Figura 2.2.1: Modelo topológico utilizado para caracterizar redes não uniformes.

O acoplamento entre as linhas multifilares e uma onda eletromagnética pode ser solucionado com a teoria de linhas de transmissão. Esta teoria, como foi descrita na seção 2.1, só é válida se as linhas de transmissão forem uniformes, ou seja, quando as características geométricas e elétricas dos condutores e meio não variam em função do comprimento.

Para redes de telecomunicações e sistemas mais complexos esta hipótese pode não ser verdadeira (por exemplo, topologia em Y, junção aéreo-enterrada).

No caso de haver variações dos parâmetros com a frequência ( $R(z)$ ,  $L(z)$ ,  $G(z)$  e  $C(z)$ ), as matrizes  $Z$  (impedância) e  $Y$  (admitância) serão funções do comprimento. As equações diferenciais de linhas multicondutoras se tornariam equações diferenciais com coeficientes não constantes. Mesmo sendo lineares (se o meio for linear), estas equações são tão difíceis de resolver como equações diferenciais não lineares.

A solução encontrada foi utilizar uma aproximação topológica associada à teoria de linhas [31,32]. Neste caso, as linhas não uniformes são decompostas em elementos uniformes conectados por meio de redes lineares que podem, alternativamente, serem excitadas por geradores localizados (ver figura 2.2.1). Com este método, pode-se solucionar sistemas com linhas multifilares comuns, cabos multifilares em cascata e sistemas com cabos multifilares que possuem ramos e malhas.

## 2.3 Teoria de Linhas de Transmissão Multicondutoras

A teoria de linhas multicondutoras é uma generalização da clássica teoria para dois condutores. De fato, elementos de linha distribuídos compõem a linha, como pode ser visto na figura 2.3.1. Classicamente, a resolução de linhas que apresentam blindagem é feita por [33, 34]. Neste modelo, resolve-se primeiramente o circuito externo composto pela blindagem e pelo solo. Conhecendo as correntes e tensões na blindagem, pode-se posteriormente resolver o circuito interno. Isto porque o efeito de indução da blindagem nos condutores internos é modelado por fontes distribuídas que têm como parâmetros as impedâncias e admitâncias de transferência e as correntes e tensões na blindagem (as impedâncias e admitâncias de transferência são aquelas referentes à blindagem que fazem a ligação entre os circuitos interno e externo).

Nota-se que se houver diversos cabos blindados na rede, deve-se resolver dois sistemas separadamente para cada cabo. Também são diferentes circuitos internos que devem ser solucionados separadamente. Chama-se este método de referências múltiplas. Nesta tese, no caso de haver mais de um cabo blindado na rede, trabalha-se com uma só referência, ou seja, apenas com um circuito multicondutor em que

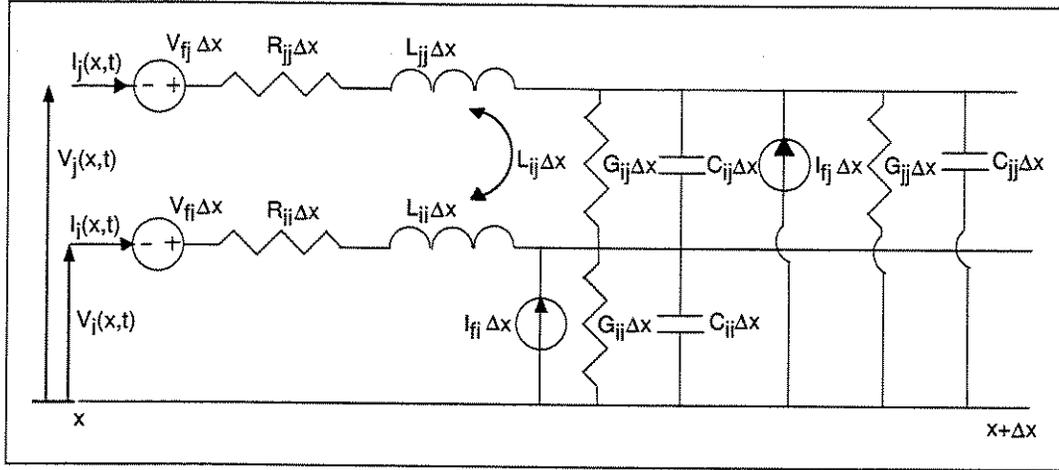


Figura 2.3.1: Elemento de uma linha de transmissão multicondutora.

o condutor de referência para todos (todas blindagens, todos condutores internos e todos fios) é o solo. Para tanto, os cálculos dos parâmetros elétricos na rede e da perturbação externa são um pouco diferenciados. Ambos, em seu devido momento, são explicitados na seção 2.11 e no apêndice A).

Antes de expor os cálculos dos parâmetros elétricos, perturbação externa ou outro qualquer, deve-se modelar a rede. Apresenta-se nesta seção as equações que representam o sistema multicondutor e também as suas soluções.

Pode-se observar no circuito de parâmetros distribuídos na figura 2.3.1 as grandezas que modelam o problema e as incógnitas (tensões e correntes). Para que a aproximação conhecida por parâmetros distribuídos não esteja errada, o comprimento  $\Delta x$  do elemento de linha deve ser, pelo menos, menor que o menor comprimento da onda incidente. Os parâmetros da linha ( $R_{ij}$ ,  $L_{ij}$ ,  $C_{ij}$ ,  $G_{ij}$ ) são generalizados e todos têm como referência o solo. As fontes distribuídas de tensão e corrente ( $V_{fi}$ ,  $I_{fi}$ ) são devidas ao acoplamento com a perturbação externa.

No domínio do tempo, escreve-se as equações do telegrafista utilizando-se as leis de nós e malhas de Kirchoff aplicadas a um elemento de linha no condutor  $i$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial V_i(x, t)}{\partial x} = - \sum_{j=1}^N (R_{ij} + \frac{\partial}{\partial t} L_{ij}) \cdot I_j(x, t) + V_{fi}(x, t) \\ \frac{\partial I_i(x, t)}{\partial x} = - \sum_{j=1}^N (G_{ij} + \frac{\partial}{\partial t} C_{ij}) \cdot V_j(x, t) + I_{fi}(x, t) \end{cases} \quad (2.3.1)$$

Para a mesma linha com  $N$  condutores pode-se aplicar a transformada de Fourier com conseqüente mudança para o domínio da frequência:

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dx} = -[Z] \cdot [I] + [V_f] \\ \frac{d[I]}{dx} = -[Y] \cdot [V] + [I_f] \end{cases} \quad (2.3.2)$$

onde  $[V]$  e  $[I]$  são vetores complexos de ordem  $N$  de tensões e correntes na linha e  $[Z]$  e  $[Y]$  são as matrizes de impedâncias e admitâncias complexas de ordem  $N \times N$ , por unidade de comprimento. Naturalmente, podem ser decompostas em:

$$\begin{cases} [Z] = [R] + j\omega [L] \\ [Y] = [G] + j\omega [C] \end{cases} \quad (2.3.3)$$

Neste momento, precisa-se conhecer um pouco mais sobre o cálculo dos parâmetros. A formulação adotada é a apresentada em [35]. Nela, as matrizes impedância e admitância são divididas em partes, de modo que se possa generalizar para um sistema mais complexo.<sup>1</sup> Continuando, as matrizes impedância e admitância podem ser subdivididas em:

$$\begin{cases} [Z] = [Z_{\text{interno}}] + [Z_{\text{blindagem}}] + [Z_{\text{solo}}] \\ [Y] = j\omega [P^{-1}] \\ [P] = [P_{\text{interno}}] + [P_{\text{blindagem}}] + [P_{\text{solo}}] \end{cases} \quad (2.3.4)$$

em que:

- $[P]$  é chamada matriz potencial;
- $[Z_{\text{interno}}]$  e  $[P_{\text{interno}}]$  são as matrizes dos parâmetros próprios dos condutores internos de um cabo em relação à blindagem em torno dos mesmos;
- $[Z_{\text{blindagem}}]$  e  $[P_{\text{blindagem}}]$  são as matrizes das impedâncias de conexão entre as superfícies internas e externas de cada blindagem;

---

<sup>1</sup>É sugerido aqui continuar na seqüência desta seção antes de ler o apêndice A. Justifica-se, pois ainda não é necessário conhecer muitos detalhes sobre os parâmetros elétricos que, sem alguma base, tornam-se mais complicados para o entendimento.

- $[Z_{solo}]$  e  $[P_{solo}]$  são as matrizes relativas à influência do meio externo nos cabos.

Para um aprofundamento no cálculo de parâmetros pode-se consultar o resto deste capítulo, o apêndice A, e as referências [6, 31, 35].

O sistema de equações 2.3.2 é resolvido no domínio da frequência, com o auxílio das variáveis de estado. Estas permitem o cálculo das tensões e correntes em uma linha em função de condições iniciais e introduzindo as condições de contorno (circuitos nas extremidades das linhas) para a resolução do problema. A solução foi exaustivamente trabalhada por Clayton Paul [36] e, portanto, cabe somente citá-la.

A solução, utilizando a aproximação quase-TEM no caso geral para cada linha multicondutora  $i$  contendo  $N_i$  condutores e  $N_i$  modos de propagação, é:

$$[[\Phi^i(l_i)]] \cdot \begin{bmatrix} [V^i(0)] \\ [I^i(0)] \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} [V^i(l_i)] \\ [I^i(l_i)] \end{bmatrix} = - \int_0^{l_i} [[\Phi^i(l_i - x)]] \cdot \begin{bmatrix} [V_f^i(x)] \\ [I_f^i(x)] \end{bmatrix} . dx \quad (2.3.5)$$

em que  $[\Phi^i]$  é chamada matriz de transição de estado e vale:

$$[\Phi^i(l_i)] = \begin{bmatrix} [Y_i^{-1}] [T_i] \cosh([\gamma_i] [l_i]) [T_i^{-1}] [Y_i] & - [Y_i^{-1}] [T_i] [\gamma_i] \sinh([\gamma_i] [l_i]) [T_i^{-1}] \\ - [T_i] \sinh([\gamma_i] [l_i]) [\gamma_i^{-1}] [T_i^{-1}] [Y_i] & [T_i] \cosh([\gamma_i] [l_i]) [T_i^{-1}] \end{bmatrix} \quad (2.3.6)$$

Os vetores  $[V_f^i]$  e  $[I_f^i]$  representam as fontes distribuídas de tensões e correntes induzidas pela perturbação externa sobre uma linha multicondutora  $i$ . Os vetores  $[V^i(l)]$ ,  $[V^i(0)]$ ,  $[I^i(l)]$  e  $[I^i(0)]$ , de dimensões  $N_i$  representam as tensões e as correntes induzidas nas extremidades  $l$  e  $0$  da linha  $i$  e são as incógnitas do problema.  $[T]$  é a matriz de dimensões  $N_i \times N_i$  tal que:

$$[\gamma_i^2] = [T_i^{-1}] [Y_i] [Z_i] [T_i] \quad (2.3.7)$$

é diagonal sendo  $[\gamma_i]$  a matriz de propagação:

$$[\gamma_i^2] = \begin{pmatrix} \gamma_{i1}^2 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \gamma_{i2}^2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \gamma_{in}^2 \end{pmatrix} \quad (2.3.8)$$

Este problema é clássico na análise de matrizes [37]. Os  $N$  valores  $[\gamma_i^2]$  são conhecidos como autovalores dos produtos  $[Y][Z]$  e  $[Z][Y]$ . Pode-se multiplicar a equação 2.3.7 por  $[T]$  para obter:

$$([Y_i][Z_i][T_i] - [T_i][\gamma_i^2]) = 0 \quad (2.3.9)$$

A questão agora é encontrar os  $N$  autovetores linearmente independentes da matriz  $[Y_i][Z_i]$  que diagonalizam a matriz  $[\gamma_i^2]$ . A única solução não-trivial existe quando o determinante da matriz coeficiente é zero, isto é:

$$\det([Y_i][Z_i] - [\gamma_i^2][I]) = 0 \quad (2.3.10)$$

Existem na literatura diversas rotinas para a diagonalização de matrizes complexas. No caso mais geral, quando  $[R_i] \neq [0]$ ,  $[G_i] \neq [0]$  e o meio é não homogêneo, tal que  $[L_i][C_i] \neq 1/([v_i^2][I])$ , onde  $[I]$  é a matriz identidade e  $[v_i^2]$  é a velocidade de propagação, deve-se utilizar uma transformação dependente da frequência,  $[T(\omega)]$ , tal que:

$$[T_i^{-1}(\omega)] \underbrace{([G_i] + j\omega[C_i])}_{[Y_i(\omega)]} \underbrace{([R_i] + j\omega[L_i])}_{[Z_i(\omega)]} [T_i(\omega)] = [\gamma_i^2(\omega)] \quad (2.3.11)$$

Apesar de não ser garantida uma diagonalização estável, o maior problema é que a matriz  $[T_i(\omega)]$  deve ser recalculada a cada frequência. Pode-se consultar [36] para mais informações sobre rotinas complexas de diagonalização.

Pode-se constatar que o sistema possui  $2N_i$  equações e  $4N_i$  incógnitas (para cada linha, deve-se descobrir duas tensões (extremos 1 e 0) e duas correntes (extremos 1 e 0) para somente duas equações do telegrafista (uma para tensões e outra para correntes)). Este impasse é solucionado na seção 2.4.

## 2.4 Condições Terminais

Na seção anterior, apresentou-se as equações de linhas de transmissão multicondutoras. Mostrou-se também que existem  $2N_i$  equações e  $4N_i$  incógnitas, com duas tensões (extremos  $l$  e  $0$ ) e duas correntes (extremos  $l$  e  $0$ ) para somente duas equações do telegrafista (uma para tensões e outra para correntes).

Para encontrar as incógnitas do problema, deve-se incluir as condições terminais na linha (quando as variáveis de estado são aplicadas a problemas de controle, diz-se que se necessitam condições iniciais).

Um segundo sistema modela as condições limites. Observa-se que este sistema passa do nível de linhas (telegrafista) para o nível de interligação entre redes.

Em uma rede  $j$  (a rede é formada por linha mais conexões externas) composta de  $N_j$  nós externos, cujas equações elétricas são:

$$[P^j] [V^j] + [Q^j] [I^j] = [E^j] \quad j = 1 \dots M \quad (2.4.1)$$

em que  $[P^j]$  e  $[Q^j]$  são de dimensões  $N_j \times N_j$  pois os vetores  $[V^j]$ ,  $[I^j]$  e  $[E^j]$  são de dimensões  $N_j$ . Esta formulação provém de [38] onde pode-se encontrar vários exemplos. Nota-se a diferença desta formulação para as tradicionais que utilizam Thévenin ou Norton. No caso de Thévenin, não é possível representar circuitos abertos nas extremidades da rede. Seguindo o mesmo raciocínio, com Norton não é possível modelar curto-circuitos nos extremos da rede. Portanto, uma representação combinada torna-se uma ferramenta mais geral que permite um correto modelamento sem a necessidade de, em cada caso, ter que optar por Thévenin ou Norton.

## 2.5 Montagem Final das Matrizes

Conhecendo-se as soluções para cada linha multicondutora e as condições de contorno, encontram-se as tensões e correntes em ambas extremidades de todas as redes. Mostra-se, neste momento, como deve-se agrupar todas estas equações de modo que se resolva um grande sistema.

Para determinar o tamanho deste sistema, deve-se subdividi-lo de modo que se possa caracterizar cada parte da rede completa. Inicialmente, soma-se as linhas que

constituem todas as redes do problema para, posteriormente, determinar a dimensão de todo o sistema.

O número total de linhas de transmissão multicondutoras é:

$$L = L_{aérea} + L_{enterrada} \quad (2.5.1)$$

Cada linha  $i$  onde  $i = 1 \dots L$  contém um número arbitrário de cabos multicondutores, blindados ou não. O número total de condutores de cada linha é  $N_i$ . As blindagens são consideradas condutores. Cada rede externa separando cada linha contém  $N_j$  com  $j = 1 \dots M$  nós externos, onde  $M$  é o número total de redes.

Portanto, tem-se  $L = L_{aérea} + L_{enterrada}$  sistemas como das equações 2.3.3 e  $M = M_{aérea} + M_{enterrada}$  sistemas como da equação 2.4.1. A solução dos sistemas 2.3.3 e 2.4.1 é um grande sistema com o número total de equações igual a:

$$K = C + D = 2 \sum_{i=1}^L N_i + 2 \sum_{j=1}^M N_j \quad (2.5.2)$$

em que:

$$C = D = \frac{K}{2} \quad (2.5.3)$$

Portanto, pode-se combinar as  $L$  equações do telegrafista com as  $M$  equações de contorno, de modo que a solução geral do conjunto de correntes e tensões nas extremidades de cada linha multicondutora é obtida por um sistema matricial do tipo (ver figura 2.5.1):

$$[A] \cdot [X] = [B] \quad (2.5.4)$$

A supermatriz  $[A]$  contém duas outras matrizes  $[A_1]$  e  $[A_2]$  que têm dimensões  $K/2 \times K$  cada uma e correspondem, respectivamente, às equações de linhas multicondutoras para cabos aéreos e enterrados e às condições de contorno para os cabos aéreos e enterrados. O supervetor  $[X]$  contém as tensões e correntes nas extremidades dos condutores:

$$[X] = [[X^i]] \quad (2.5.5)$$

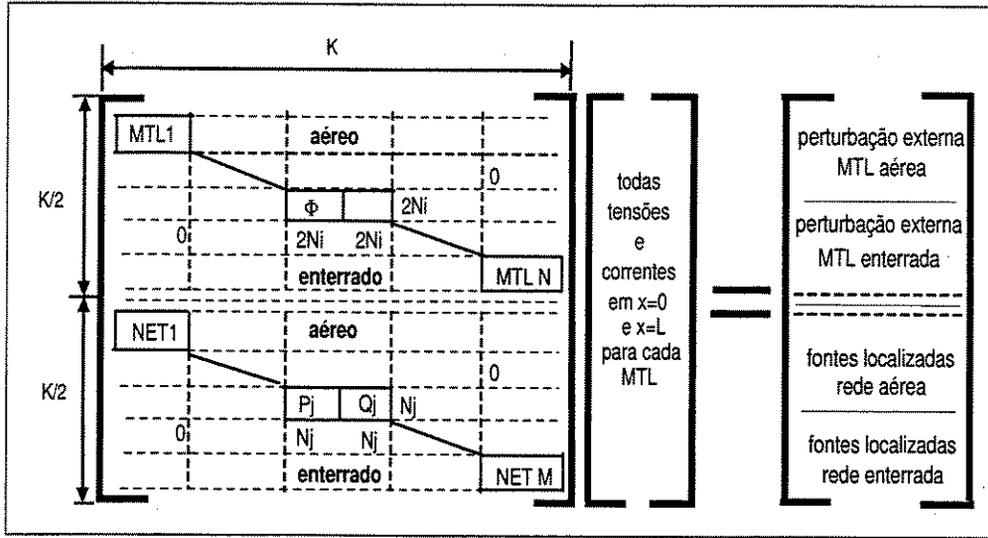


Figura 2.5.1: Matriz que descreve todo o sistema [1]. Na figura, MTL são linhas de transmissão multicondutoras e NET são redes lineares.

em que:

$$[X^i] = \begin{bmatrix} [V^i(0)] \\ [I^i(0)] \\ [V^i(l)] \\ [I^i(l)] \end{bmatrix} \quad (2.5.6)$$

Com  $i = 1 \dots L_{aéreo}$  para cabos aéreos e  $i = (L_{aéreo} + 1) \dots L$  para cabos enterrados. Cada vetor  $[X^i]$  contém  $4N_i$  componentes.

O supervetor  $[B]$  contém  $K/2$  componentes, correspondendo aos geradores localizados na rede  $[B_1]$  e  $K/2$  componentes relativos à perturbação externa  $[B_2]$ .

$$[B] = [B_1] + [B_2] \quad (2.5.7)$$

$$[B_1] = \begin{bmatrix} [0] \\ [B_1^i] \end{bmatrix} \quad (2.5.8)$$

onde:

$$[B_1^i] = \begin{bmatrix} E_{0,m}^i \\ E_{l,m}^i \end{bmatrix} \quad (2.5.9)$$

para  $i = 1 \dots L_a$  (aéreo) e para  $i = (L_a + 1) \dots L$  (enterrado)

$E_{0,m}^i$  e  $E_{l,m}^i$  representam as fontes de correntes e tensões localizadas para o condutor  $m$  da linha multicondutora  $i$  em  $x = 0$  e  $x = l$ , respectivamente. Já a perturbação externa (onda plana) é representada por  $[B_2]$ :

$$[B_2] = \begin{bmatrix} [B_2^i] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.5.10)$$

em que os termos  $[B_2^i]$  são funções de onda plana (ver seção 2.11).

Tem-se, portanto, todos elementos para resolver o supervetor que corresponde à excitação externa para o sistema aéreo/enterrado. O conhecimento das matrizes  $[Z]$  e  $[Y]$  para cada linha multicondutora aérea ou enterrada, das matrizes  $[P]$  e  $[Q]$  para cada rede e os parâmetros de excitação permite resolver o supersistema  $[A] \cdot [X] = [B]$ .

## 2.6 Cálculo das Tensões de Modo Diferencial

Para os sistemas de transmissão de dados, é muito importante determinar as tensões de modo diferencial [39]. Estas tensões são responsáveis por vários tipos de transmissão, ou seja, os dados modulados e transmitidos podem utilizar vários condutores para reproduzirem o sinal. Se a tensão de modo diferencial é afetada por algum ruído induzido ou conduzido na linha, pode haver comprometimento da transmissão. Portanto, introduz-se um modelo para completar o resultado do programa suprimindo a necessidade dos que trabalham com transmissão de dados.

A teoria de linhas de transmissão associada à aproximação topológica permite o cálculo das tensões de modo comum e de modo diferencial (pela diferença entre as duas tensões de modo comum).

Em um cabo não ideal, os condutores não são perfeitamente simétricos, ou seja, seus parâmetros são diferentes. No caso de um par trançado, por exemplo, pode haver uma pequena diferença entre a impedância de modo comum de cada fio e, conseqüentemente, uma diferença na tensão de modo comum em cada um deles. Assim, uma tensão do tipo diferencial parasita pode ser caracterizada. O parâmetro de simetria é a ferramenta utilizada para determinar esta tensão e atestar a qualidade

de um cabo.

Geralmente, na caracterização dos cabos, os parâmetros elétricos não são calculados incluindo as propriedades que apresentam o modo diferencial (que depende de cada condutor em questão). Já na medição dos mesmos, geralmente a experimentação é realizada em uma bancada de menos de 4 metros. Assim, o modo diferencial, que pode somente ser medido em cabos com distâncias consideravelmente grandes, não pode ser caracterizado. Alguns autores calculam a tensão diferencial (ou, em outras palavras, a função de transferência diferencial) para um cabo com dois condutores internos subtraindo a função de transferência de modo comum de cada um dos condutores [40]. Isto não deixa de ser uma aproximação já que as funções de transferência geralmente não consideram a tensão diferencial. Não obstante, para suprir estas deficiências, adota-se o modelo de simetria (“unbalance mode”) que é definido como uma taxa entre as tensões de modo comum e as de modo diferencial. Uma explicação mais detalhada para o modelo de simetria pode ser encontrada em [41].

$$simetria(L, f) = 20 \log \left| \frac{V_{modo\ comum}(f)}{V_{modo\ diferencial}(f)} \right| \quad (2.6.1)$$

A equação 2.6.1 está em  $dB$  e será utilizada em conjunto com a próxima no cálculo da tensão diferencial. Ainda na mesma equação,  $L$  é o comprimento do cabo e  $f$  é frequência.

A expressão mais completa para o modelo de simetria de um cabo é:

$$simetria(L, f) = (10^\beta \cdot f^\alpha) \cdot (1 - e^{-2\gamma L}) \quad (2.6.2)$$

com:

$$\alpha = c \cdot L^d \quad (2.6.3)$$

$$\beta = a \cdot L^b \quad (2.6.4)$$

$L$  é o comprimento do cabo e  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$  são os parâmetros a serem modelados e dependem de cada cabo a ser analisado. A constante de propagação ( $\gamma$ ) é obtida à partir dos parâmetros elétricos de modo diferencial da linha.

Portanto, as tensões de modo comum são calculadas através do programa apresentado. Cada cabo deve ser caracterizado (com os parâmetros  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$ ) na equação 2.6.2 de modo que conheça-se a taxa de simetria. Finalmente, substitui-se a tensão de modo comum e a taxa de simetria na equação 2.6.1 para se encontrar o valor da tensão de modo diferencial.

## 2.7 Comentários sobre o Cálculo dos Parâmetros Elétricos

O assunto que se refere aos parâmetros elétricos de fios e cabos foi e continua sendo extensivamente estudado. Autores como Carson, Ametani, Schelkunoff, Sunde, Vance, Pollaczek, Wedepohl e mais recentemente Paul, Tesche, Orlandi, Rachidi, Nucci, Zeddani, Vautier propuseram teorias que, cada qual com as suas restrições, permitem calcular os parâmetros específicos para diferentes fios, cabos e também para os diversos meios que os cercam.

Para representar o acoplamento sobre um cabo blindado, deve-se conhecer a noção de impedância de transferência  $Z_t$  e de admitância de transferência  $Y_t$ . Classicamente, a resposta de um cabo blindado a perturbações externas é feita em duas etapas, resolvendo independentemente dois problemas (ver figura 2.7.2). Primeiramente, deve-se determinar a corrente  $I_{ext}$  e a tensão  $V_{ext}$  nos pontos externos à blindagem. Depois, calcula-se a resposta dos fios internos. Utilizando a impedância de transferência, pode-se determinar as fontes distribuídas de tensão  $Z_t \cdot I_{ext}$  ao longo dos condutores internos. Do mesmo modo, pode-se calcular as fontes de correntes distribuídas internas  $Y_t \cdot V_{ext}$  utilizando a admitância de transferência. Estas expressões podem ser exatas, mas a separação em dois problemas independentes supõe a restrição de que a blindagem está perfeitamente conectada à referência nas extremidades. Portanto, são estas condições na blindagem associadas à constituição da mesma que limitam sua modelagem como uma gaiola de Faraday ideal. Assim, os acoplamentos mútuos entre a blindagem e os condutores internos devem ser considerados. Deve-se utilizar um modelo em que todo o cálculo é feito de uma só vez. Este modelo vai ser apresentado e será aqui denominado referência global. Além de

somente haver uma referência, as reações provocadas pelos condutores internos na blindagem podem ser incluídas no cálculo, diferentemente do método clássico.

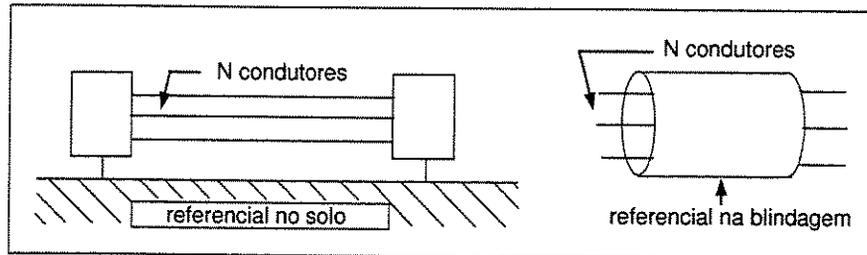


Figura 2.7.1: Ilustração de dois tipos de referenciais.

Observa-se que o cálculo em duas etapas possui, cada qual na sua etapa, dois condutores de referência (ver figura 2.7.1). No primeiro cálculo a referência é o solo e no segundo é a blindagem. Para redes mais complexas com muitos cabos, existiriam diversas referências e o cálculo se complicaria. Deveriam ser resolvidos separadamente todos os circuitos externos e, posteriormente, todos os internos. Este método poderia apresentar problemas de modelagem. Aqui, o mesmo é denominado referências múltiplas.

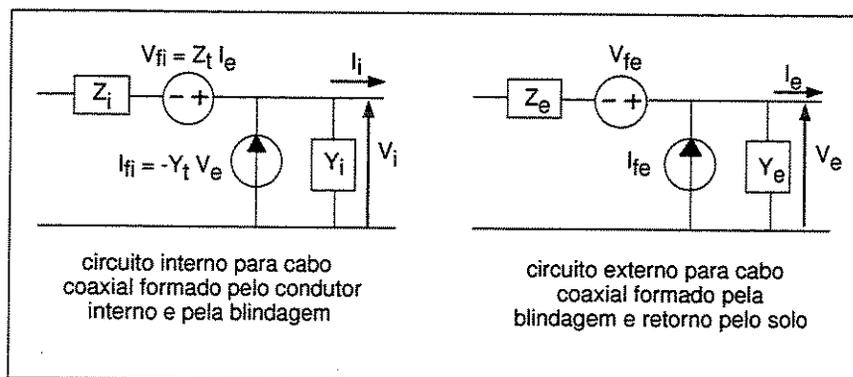


Figura 2.7.2: Dois circuitos a serem resolvidos no método clássico.

Finalmente, os dois métodos (referência global e referências múltiplas) serão detalhados nas seções 2.8 e 2.9, respectivamente, culminando na seção 2.10 que expõe uma comparação e conseqüente equivalência entre os mesmos [6].

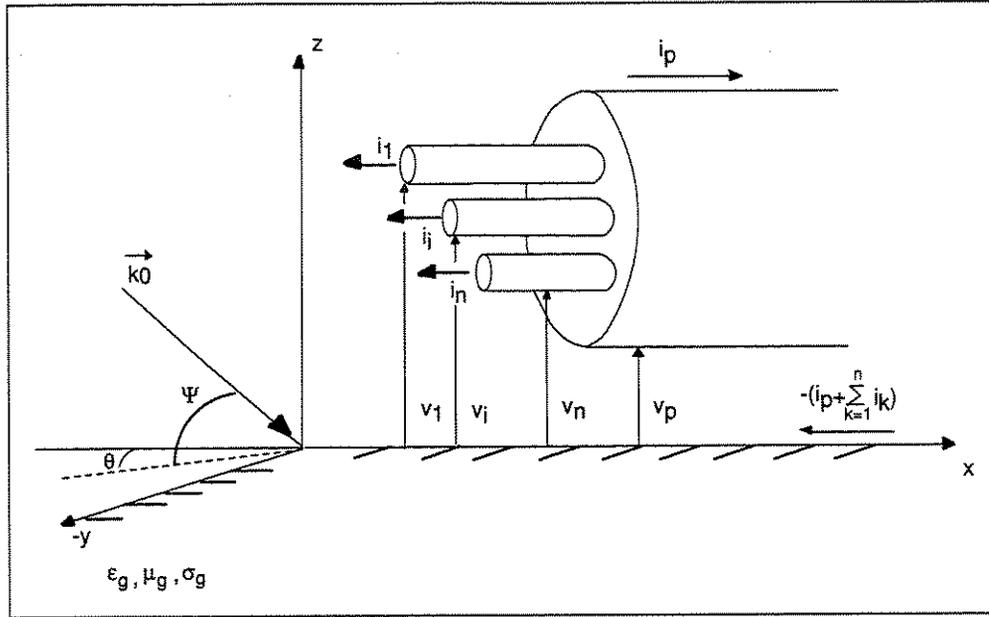


Figura 2.8.1: Tensões e correntes na linha utilizando a referência global.

## 2.8 Referência Global

As equações do telegrafista para linhas multicondutoras neste caso são representadas por (ver figura 2.8.1):

$$\begin{cases} \frac{d[v]}{dx} + [z][i] = [e_p] \\ \frac{d[i]}{dx} + [y][v] = -[y][e_s] \end{cases} \quad (2.8.1)$$

com:

$$[e_p] = \begin{bmatrix} \vdots \\ j\omega \int_0^h B_y^{total}(x, 0, z) dz \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.8.2)$$

$$[e_s] = \begin{bmatrix} \vdots \\ \int_0^h E_z^{total}(x, 0, z) dz \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.8.3)$$

onde  $h$  é a altura do cabo,  $B$  e  $E$ , respectivamente, os campos magnético e elétrico oriundos da perturbação externa.

Para um cabo blindado com  $N$  condutores internos, o sistema seria de ordem  $N + 1$ . Já as matrizes  $[z]$  e  $[y]$  teriam ordem  $(N + 1) \times (N + 1)$ .

O campo externo é aplicado em todos os condutores, sendo os mesmos com ou sem blindagem. A resolução das integrais dos campos externos depende da altura de cada condutor em relação ao solo e também da posição espacial do condutor. Na prática, estes valores atribuídos a cada condutor são muito próximos para cabos blindados e, a partir de uma das hipóteses quase-TEM (em que as dimensões transversais dos condutores são muito menores que a altura em relação ao solo dos mesmos), pode-se adotar apenas um valor de  $h$  reduzindo os cálculos.

## 2.9 Referências Múltiplas

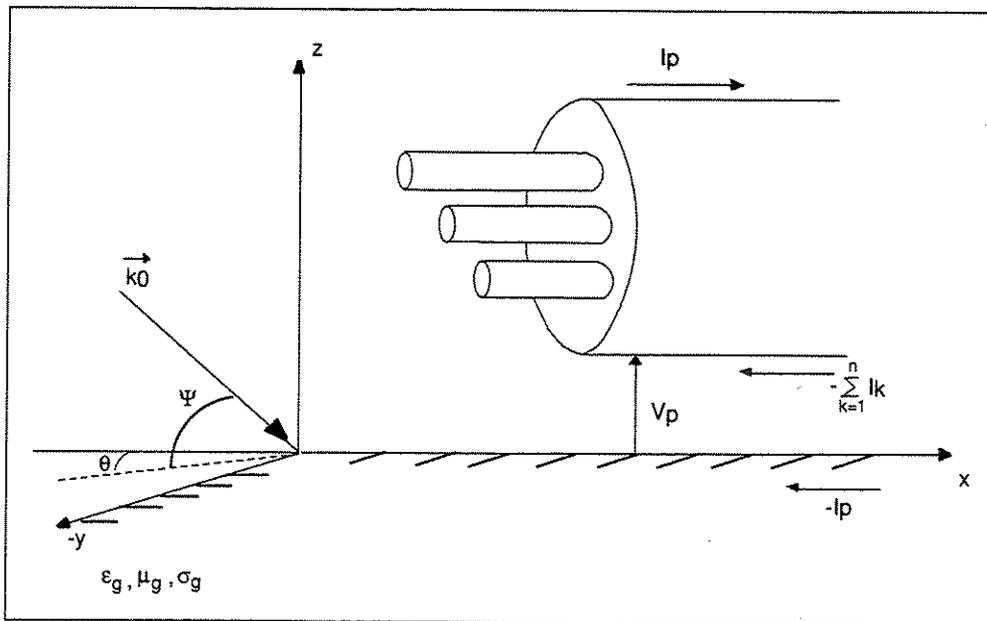


Figura 2.9.1: Tensões e correntes na linha utilizando referências múltiplas.

Considera-se inicialmente uma linha de transmissão formada pela blindagem e o solo e, posteriormente o conjunto constituído pelos condutores internos e a blindagem formando uma nova linha de transmissão, onde a blindagem é o condutor

de retorno (ver figura 2.9.1).

A corrente de retorno da blindagem é dada pela seguinte expressão:

$$I_p = \sum_{k=1}^N I_k \quad (2.9.1)$$

As equivalências entre as duas configurações de referência (global e múltipla) são as seguintes (onde os termos em letra minúscula são para referência global e aqueles em maiúscula para referência múltipla) [6]:

$$v_i = V_i + V_p \quad (2.9.2)$$

$$v_p = V_p \quad (2.9.3)$$

$$i_i = I_i \quad (i = 1 \dots N) \quad (2.9.4)$$

$$i_p = I_p = \sum_{k=1}^N I_k \quad (2.9.5)$$

Introduzindo as expressões anteriores nas equações do telegrafista para referências múltiplas, obtém-se um sistema de equações em que uma parte é constituída por tensões e correntes nos condutores internos em relação a blindagem e uma segunda parte em que as tensões e correntes da blindagem são referenciadas ao solo.

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dx} + [Z][I] = [E_p] \\ \frac{d[I]}{dx} + [Y][V] = -[Y][E_s] \end{cases} \quad (2.9.6)$$

com:

$$[E_p] = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ j\omega \int_0^h B_y^{total}(x, 0, z) dz \end{bmatrix} \quad (2.9.7)$$

$$[E_s] = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \int_0^h E_z^{total}(x, 0, z) dz \end{bmatrix} \quad (2.9.8)$$

O acoplamento magnético onda-cabo acontece, neste caso, unicamente com a blindagem. Para uma rede mais complexa, a perturbação externa estaria presente nas blindagens de cada cabo (e não nos condutores internos) e também nos condutores isolados (que representam o sistema condutor solo resolvido em apenas uma etapa).

Neste novo sistema, de  $N$  condutores, as dimensões são as mesmas do caso anterior ( $N + 1$ ).

As relações entre as matrizes impedâncias de cada sistema ( $[z]$ (global) e  $[Z]$  (múltiplas)) e também as matrizes admitâncias ( $[y]$  e  $[Y]$ ) são dadas por:

$$z_{ij} = Z_{ij} + Z_{pp} - 2Z_t \quad (i, j = 1 \dots N) \quad (2.9.9)$$

Nota-se na equação 2.9.9 que supõe-se todos  $Z_t$  idênticos. Para cabos simétricos, são mesmo idênticos. A impedância de transferência relaciona os circuitos internos e externos em cabos com blindagem. Nestas equações  $p$  está representando a blindagem. Seguindo:

$$z_{ip} = Z_{pp} - Z_t \quad (i = 1 \dots N) \quad (2.9.10)$$

$$z_{pp} = Z_{pp} \quad (2.9.11)$$

em que  $N$  é o número de condutores internos. A impedância da blindagem  $Z_{pp}$  é composta por três termos:

$$Z_{pp} = Z_{sext} + Z_g + Z_0 \quad (2.9.12)$$

As expressões de  $Z_{sext}$  (impedância da superfície externa da blindagem),  $Z_g$  (termo relativo à contribuição do meio externo) e  $Z_0$  (impedância própria da blindagem) são fornecidas por Ametani e Vance e são explicitadas no apêndice A.

Ainda:

$$Z_{ij} = Z_{sint} + Z_{cij} \quad (2.9.13)$$

$$Z_{ii} = Z_{sint} + Z_{cii} + Z_{fi} \quad (2.9.14)$$

em que:

- $Z_{sint}$  é a impedância de superfície interna da blindagem;
- $Z_{fi}$  é a impedância interna da superfície externa do fio  $i$ ;
- $Z_{cii}$  e  $Z_{cij}$  são as impedâncias próprias e mútuas em relação à blindagem.

Para a matriz admitância:

$$y_{ij} = Y_{ij} \quad (2.9.15)$$

obtidas a partir da inversão da matriz contendo  $Z_{cij}$ .

$$y_{ip} = Y_t - \sum_{k=1}^N Y_{ik} \quad (2.9.16)$$

$$y_{pp} = Y_{pp} - 2NY_t + \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^N Y_{ik} \quad (2.9.17)$$

onde  $Y_{pp}$  é conhecida como admitância própria da blindagem.

## 2.10 Equivalência dos Métodos

As matrizes  $[Z]$  e  $[Y]$  podem ser decompostas em submatrizes:

$$[Z] = \begin{bmatrix} [Z'] & [-Z_t] \\ [-Z_t^T] & [Z''] \end{bmatrix} \quad Y = \begin{bmatrix} [Y'] & [Y_t] \\ [Y_t^T] & [Y''] \end{bmatrix} \quad (2.10.1)$$

onde:

- $[Z']$  e  $[Y']$  de dimensão  $N \times N$  representam as matrizes impedância e admitância da linha multicondutora formada pela blindagem e condutores internos;
- $[Z_t]$  e  $[Y_t]$  são os vetores das impedâncias e admitâncias de transferência, cada um de dimensão  $N$ . Na prática, os termos de cada um destes vetores são todos idênticos e se identificam, alternativamente, pela impedância de transferência ou admitância de transferência;
- $[Z'']$  e  $[Y'']$  se reduzem a um só termo ( $Z_{pp}$  e  $Y_{pp}$ ), respectivamente.

Supondo que os condutores internos não reagem sobre a blindagem, ou seja:

$$\sum_{i=1}^N Z_{ii} I_i \ll Z_{pp} I_p \quad \sum_{i=1}^N Y_{ii} V_i \ll Y_{pp} V_p \quad (2.10.2)$$

O sistema com referência global é composto de:

$$[V] = \begin{bmatrix} [V'] \\ V_p \end{bmatrix} \quad I = \begin{bmatrix} [I'] \\ I_p \end{bmatrix} \quad (2.10.3)$$

Nota-se que na equação 2.10.3 tem-se dois sistemas, um de dimensão  $2N$  e outro de dimensão 2.

O primeiro sistema é:

$$\begin{cases} \frac{d[V']}{dx} + [Z'] [I'] = [Z_t] [I_p] \\ \frac{d[I']}{dx} + [Y'] [V'] = [Y_t] ([V_p] + [e_s]) \end{cases} \quad (2.10.4)$$

onde  $[e_s]$  é de dimensão  $N$  e também:

$$[V_p] = \begin{bmatrix} \vdots \\ V_p \\ \vdots \end{bmatrix} \quad [I_p] = \begin{bmatrix} \vdots \\ I_p \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.10.5)$$

O segundo sistema é:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV_p}{dx} + Z_{pp}I_p = j\omega \int_0^h B_y^{total}(x, 0, z)dz \\ \frac{dI_p}{dx} + Y_{pp}V_p = -Y_{pp} \int_0^h E_z^{total}(x, 0, z)dz \end{array} \right. \quad (2.10.6)$$

Desprezando o acoplamento capacitivo, ou seja, o termo  $-Y_{pp} \int_0^h E_z^{total}(x, 0, z)dz$  são determinadas as expressões adotadas por alguns autores [42,43]. Outros preferem utilizar cálculos mais precisos e o conserva.

Portanto, demonstra-se aqui que todos os casos são comparáveis e fornecem resultados idênticos. Não obstante, deve-se considerar as diferenças nas expressões com relação aos campos aplicados e parâmetros elétricos.

Alternativamente, pode-se provar a equivalência substituindo as equações de referências múltiplas nas de referência global [44]. Deste modo, o cálculo dos parâmetros na referência global pode ser melhor compreendido.

O modelo proposto para referências múltiplas (dois circuitos independentes) condiz com a aproximação de que os meios internos e externos do cabo possam ser modelados como linhas de transmissão. No meio interno, a aproximação é mais natural se o meio for descrito como um guia de onda que pode propagar modos *TEM* em altas frequências. Já no meio externo, o guia é aberto e o limite da aproximação depende de condições de geometria iguais ao problema de um condutor sobre um plano de terra.

Nestas condições, pode-se escrever as equações para cada um dos domínios separadamente por intermédio das impedâncias por unidade de comprimento  $Z_{int}$  e  $Z_{ext}$ , e dos valores  $Z_t$  e  $Y_t$  que “ligam” as tensões e correntes do meio externo ( $V_{ext}$  e  $I_{ext}$ ) àquelas do meio interno ( $V_{int}$  e  $I_{int}$ ). Portanto, define-se uma corrente interna e uma externa à blindagem (cada qual ligada ao seu circuito e à sua referência) e assim, que a blindagem possui uma espessura não nula. Pode-se observar nos sistemas de equações 2.10.7 e 2.10.8 que os termos de transferência são simétricos nos dois meios. Isto possibilita a resolução de uma só vez os problemas de susceptibilidade e emissão. Para um cabo coaxial, os sistemas para referências múltiplas escritos de

uma nova forma mas sem o termo da perturbação externa são (este termo não é necessário já que aqui apenas tratamos da equivalência dos parâmetros):

$$\begin{cases} -\frac{dV_{int}}{dx} = Z_{int}I_{int} - Z_t I_{ext} \\ -\frac{dI_{int}}{dx} = Y_{int}V_{int} + Y_t V_{ext} \end{cases} \quad (2.10.7)$$

$$\begin{cases} -\frac{dV_{ext}}{dx} = Z_{ext}I_{ext} - Z_t I_{int} \\ -\frac{dI_{ext}}{dx} = Y_{ext}V_{ext} + Y_t V_{int} \end{cases} \quad (2.10.8)$$

Isolando-se alguns termos nestes dois sistemas obtém-se as expressões da matriz impedância  $[Z_{2ref}]$  e admitância  $[Y_{2ref}]$  do modelo de linha de transmissão com múltiplas referências.

$$[Z_{2ref}] = \begin{bmatrix} Z_{ext} & -Z_t \\ -Z_t & Z_{int} \end{bmatrix} \quad (2.10.9)$$

$$[Y_{2ref}] = \begin{bmatrix} Y_{ext} & Y_t \\ Y_t & Y_{int} \end{bmatrix} \quad (2.10.10)$$

Em um estudo de compatibilidade eletromagnética com cabos, pode-se querer exprimir todas as equações em relação a uma única referência, por exemplo, se as variáveis simuladas foram anteriormente medidas por um aparelho que possui uma referência de tensão comum. Assim, no caso mais simples de um cabo coaxial, a linha de transmissão possui dois condutores onde a blindagem é o de número 1 e o condutor interno o de número 2. Pode-se, portanto, relacionar as tensões e correntes do modelo com duas referências com aquelas do modelo de uma referência:

$$\begin{cases} V_1 = V_{ext} \\ I_1 = I_{ext} - I_{int} \\ V_2 = V_{ext} + V_{int} \\ I_2 = I_{int} \end{cases} \quad (2.10.11)$$

Observa-se que a tensão  $V_2$  é a soma das tensões entre a referência comum e o núcleo. A corrente sobre a blindagem é a soma das correntes que são definidas com sentidos contrários sobre as duas faces da blindagem ( $I_{ext}$  e  $I_{int}$ ).

Introduzindo o conjunto de equações 2.10.11 nos sistemas 2.10.7 e 2.10.8 obtém-se novas expressões para as matrizes impedância e admitância por unidade de comprimento para uma referência:

$$[Z_{1ref}] = \begin{bmatrix} Z_{ext} & Z_{ext} - Z_t \\ Z_{ext} - Z_t & Z_{int} + Z_{ext} - 2Z_t \end{bmatrix} \quad (2.10.12)$$

$$[Y_{1ref}] = \begin{bmatrix} Y_{int} + Y_{ext} - 2Y_t & Y_t - Y_{int} \\ Y_t - Y_{int} & Y_{int} \end{bmatrix} \quad (2.10.13)$$

## 2.11 Perturbação Externa

Nas equações do telegrafista para referência global, podem ser observados termos que representam as perturbações externas.

Para que se compreenda melhor o problema, pode-se deduzir estes termos partindo-se das equações de Maxwell.

A primeira equação do telegrafista se obtém utilizando a lei de Faraday na forma integral no contorno  $C_i$  entre o condutor 0 e o condutor  $i$  que é equivalente a integrar a superfície  $S_i$  na direção mostrada na figura 2.11.1:

$$\int_{S_i} \text{rot } \vec{E} \cdot d\vec{A} = \oint_{C_i} \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{S_i} \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (2.11.1)$$

onde  $d\vec{A}$  é o vetor normal à superfície  $S_i$ .

Nos termos correspondentes aos campos elétrico e magnético na equação 2.11.1 estão incluídas as perturbações incidentes e refletidas. O leitor atento pode indagar sobre os campos produzidos pelas correntes que fluem nos condutores e pelas tensões em cada condutor. Em vez de se utilizar as expressões dos campos externos neste caso, as mesmas são substituídas pelas impedâncias e admitâncias correspondentes. Ou seja, em vez de se calcular o campo produzido pela corrente que flui no condutor (de acordo com a lei de Faraday), estes campos são substituídos por  $L$  (indutância

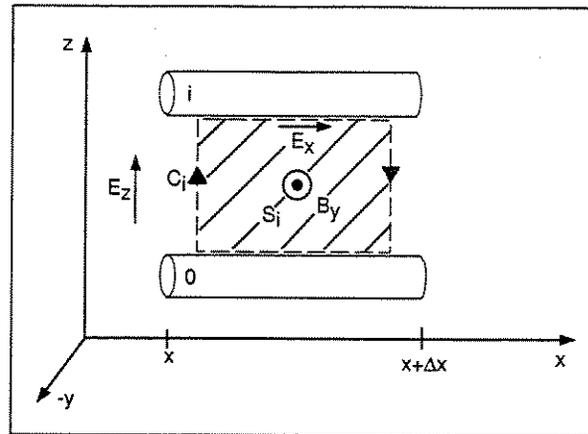


Figura 2.11.1: Superfície de integração para a primeira equação do telegrafista.

por unidade de comprimento). Do mesmo modo, na segunda equação do telegrafista, os campos produzidos pela carga total no condutor (pela lei de Gauss) são substituídos por  $C$  (capacitância por unidade de comprimento). Estes conceitos são mostrados em [21]. Assim, sabendo que o fluxo por unidade de comprimento, que depende das correntes nos condutores e da localização espacial dos mesmos entre  $i$  e  $0$ , é dado por:

$$\varphi_i(x) = - \int_0^{h_i} B_{y_i}(x, y_i, z) dz = \sum_{j=1}^N L_{ij} I_j \quad (2.11.2)$$

Substituindo a equação acima e, após algumas considerações, chega-se à primeira equação do telegrafista.

A segunda equação é obtida a partir da equação da continuidade sobre uma superfície  $S_i$  ao redor do condutor  $i$  de acordo com a figura 2.11.2:

$$\int_{S_i} \text{rot} \vec{H} d\vec{A} = \int_{S_i} \vec{J} d\vec{A} + \int_{S_i} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{A} \quad (2.11.3)$$

onde  $\vec{H}$  é a intensidade do campo magnético,  $\vec{J}$  é a densidade de corrente e  $\vec{D}$  é a densidade de fluxo elétrico.

Assim como o fluxo produzido pelas correntes que circulam nos condutores foi considerado nas equações anteriores, nesta as cargas elétricas no interior da superfície  $S_i$  podem ser substituídas por:

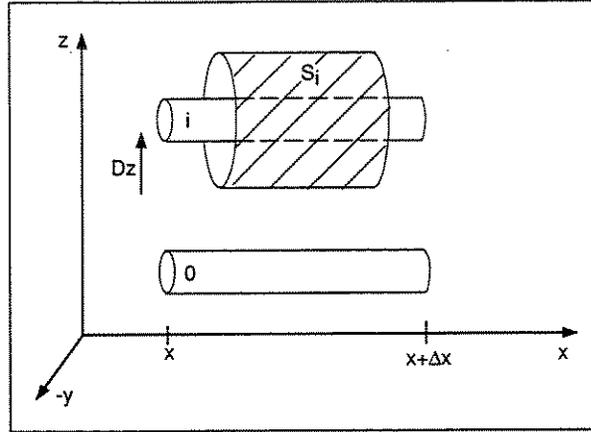


Figura 2.11.2: Superfície de integração para a segunda equação do telegrafista.

$$Q_i(x) = - \int_{S_i} \vec{D}_z d\vec{A} = \sum_{j=1}^N C_{ij} V_j \quad (2.11.4)$$

Finalmente, as equações do telegrafista podem ser escritas na forma integro-diferencial matricial (figura 2.11.3):

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dx} + [Z][I] = [V_f] \\ \frac{d[I]}{dx} + [Y][V] = [I_f] \end{cases} \quad (2.11.5)$$

onde:

$$[V_f] = \begin{bmatrix} \vdots \\ j\omega \int_0^h B_{yi}^{total}(x, 0, z) dz \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.6)$$

$$[I_f] = -[Y] \begin{bmatrix} \vdots \\ \int_0^h E_{zi}^{total}(x, 0, z) dz \\ \vdots \end{bmatrix}$$

$E_{zi}^{total}$  e  $B_{yi}^{total}$  representam, respectivamente, as componentes em  $z$  e  $y$  do campo

elétrico e magnético. Estes campos aplicados são calculados na presença do solo (condutor de referência) e na ausência dos outros condutores.

Pode-se, alternativamente, representar o termo  $[V_f]$  por:

$$[V_f] = \begin{bmatrix} \vdots \\ -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^h E_{zi}^{total} dz + [E_{xi}^{total}(x, 0, h) - E_{xi}^{total}(x, 0, 0)] \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.7)$$

Para cabos enterrados, os termos da perturbação externa nas equações do telegrafista se tornam:

$$\begin{aligned} [V_f] &= [E_{zi}^{transmitido}(x, 0, z)] \\ [I_f] &= [0] \end{aligned} \quad (2.11.8)$$

Nesta tese, representa-se a perturbação externa como uma onda plana. Apesar de existirem modelos mais específicos, inclusive para descargas atmosféricas, as equações de onda plana podem modelar com relativa eficácia tanto as descargas atmosféricas como um impulso eletromagnético nuclear (NEMP) que, apesar de não ser muito explorado no Brasil, tem relativa importância na compatibilidade eletromagnética. Ainda, as ondas planas são boas aproximações para ondas de rádios a grandes distâncias.

As ondas planas são bem difundidas quanto às suas expressões e eficiência. Inclusive, são facilmente implementadas no modelo de fontes distribuídas adotado. Para aqueles que queiram utilizar expressões mais específicas para descargas atmosféricas, pode-se encontrar expressões dos campos em [45] ou em [46]. Estas referências fornecem expressões que devem ser adaptadas para o modelo topológico adotado (se houverem várias linhas de transmissão). Existem vários outros modelos para descargas atmosféricas que podem ser consultados em [47]. Alguns ainda não são totalmente comprovados e outros são de difícil implementação, mas pode-se estender a teoria adotada neste trabalho para outros modelos de perturbação.

Os campos relativos às perturbações externas para sistemas aéreos são decompostos em dois termos:

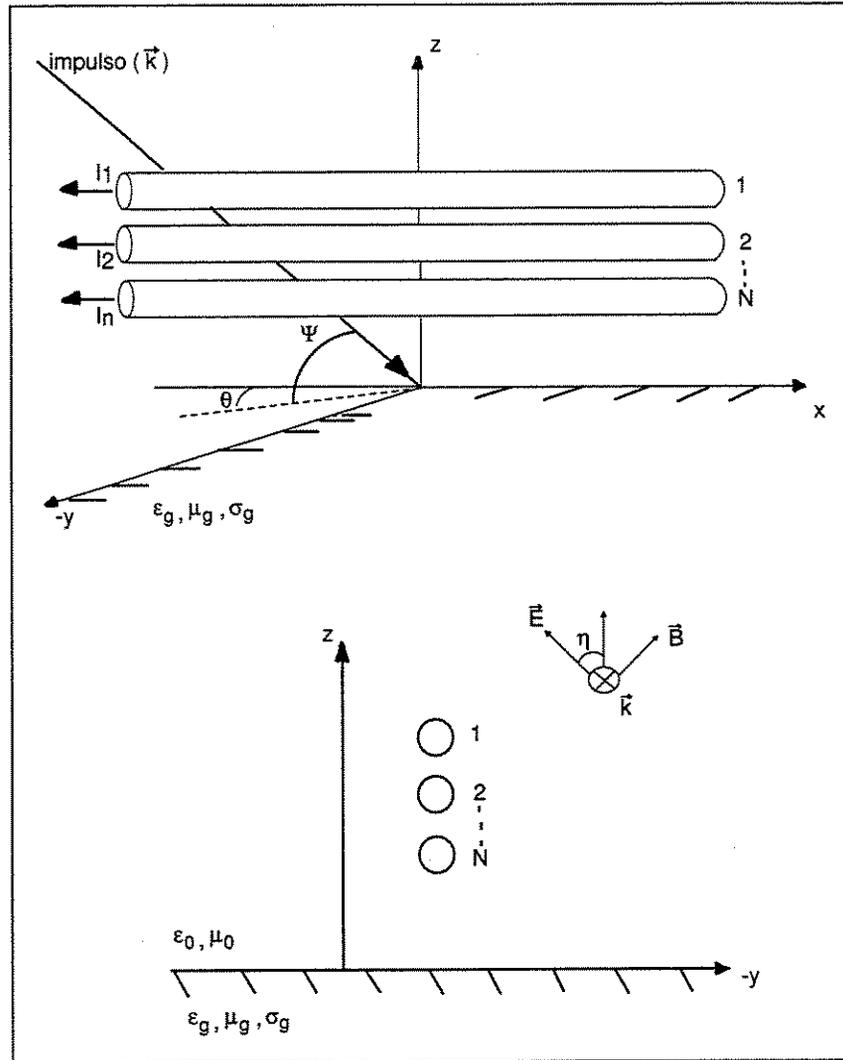


Figura 2.11.3: Sistema de coordenadas adotado e ângulos referentes ao impulso externo.

$$\begin{aligned} E_{z_i}^{total} &= E_{z_i}^{incidente} + E_{z_i}^{refletido} \\ B_{y_i}^{total} &= B_{y_i}^{incidente} + B_{y_i}^{refletido} \end{aligned} \quad (2.11.9)$$

Deve-se sempre observar que o solo possui condutividade finita, a ser considerado nas expressões dos campos.

Se existirem condutores verticais na rede, deve-se utilizar novas expressões de campo, já que a superfície de integração para as equações do telegrafista muda nas coordenadas adotadas. As expressões para linhas verticais de  $[V_f]$  e  $[I_f]$  valem:





elétrico e magnético. Estes campos aplicados são calculados na presença do solo (condutor de referência) e na ausência dos outros condutores.

Pode-se, alternativamente, representar o termo  $[V_f]$  por:

$$[V_f] = \begin{bmatrix} \vdots \\ -\frac{\partial}{\partial z} \int_0^h E_{zi}^{total} dz + [E_{xi}^{total}(x, 0, h) - E_{xi}^{total}(x, 0, 0)] \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.7)$$

Para cabos enterrados, os termos da perturbação externa nas equações do telegrafista se tornam:

$$\begin{aligned} [V_f] &= [E_{zi}^{transmitido}(x, 0, z)] \\ [I_f] &= [0] \end{aligned} \quad (2.11.8)$$

Nesta tese, representa-se a perturbação externa como uma onda plana. Apesar de existirem modelos mais específicos, inclusive para descargas atmosféricas, as equações de onda plana podem modelar com relativa eficácia tanto as descargas atmosféricas como um impulso eletromagnético nuclear (NEMP) que, apesar de não ser muito explorado no Brasil, tem relativa importância na compatibilidade eletromagnética. Ainda, as ondas planas são boas aproximações para ondas de rádios a grandes distâncias.

As ondas planas são bem difundidas quanto às suas expressões e eficiência. Inclusive, são facilmente implementadas no modelo de fontes distribuídas adotado. Para aqueles que queiram utilizar expressões mais específicas para descargas atmosféricas, pode-se encontrar expressões dos campos em [45] ou em [46]. Estas referências fornecem expressões que devem ser adaptadas para o modelo topológico adotado (se houverem várias linhas de transmissão). Existem vários outros modelos para descargas atmosféricas que podem ser consultados em [47]. Alguns ainda não são totalmente comprovados e outros são de difícil implementação, mas pode-se estender a teoria adotada neste trabalho para outros modelos de perturbação.

Os campos relativos às perturbações externas para sistemas aéreos são decompostos em dois termos:

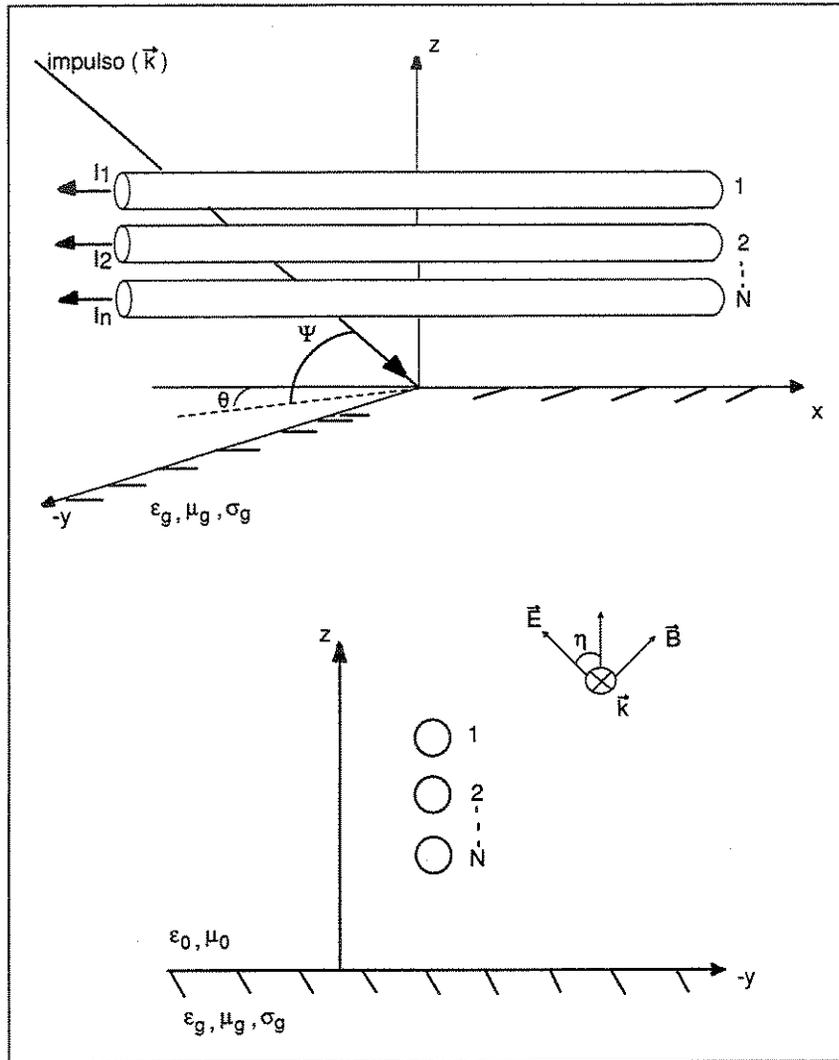


Figura 2.11.3: Sistema de coordenadas adotado e ângulos referentes ao impulso externo.

$$\begin{aligned} E_{z_i}^{total} &= E_{z_i}^{incidente} + E_{z_i}^{refletido} \\ B_{y_i}^{total} &= B_{y_i}^{incidente} + B_{y_i}^{refletido} \end{aligned} \quad (2.11.9)$$

Deve-se sempre observar que o solo possui condutividade finita, a ser considerado nas expressões dos campos.

Se existirem condutores verticais na rede, deve-se utilizar novas expressões de campo, já que a superfície de integração para as equações do telegrafista muda nas coordenadas adotadas. As expressões para linhas verticais de  $[V_f]$  e  $[I_f]$  valem:

$$[V_f] = \begin{bmatrix} \vdots \\ j\omega \int_0^h B_{y_i}^{total}(x, 0, z) dx \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.10)$$

$$[I_f] = -[Y] \begin{bmatrix} \vdots \\ \int_0^h E_{x_i}^{total}(x, 0, z) dx \\ \vdots \end{bmatrix}$$

As componentes verticais modificam o comprimento da linha de transmissão equivalente. A estrutura se comporta como um condutor horizontal de comprimento  $l+2h$  (se houver dois condutores verticais) onde  $l$  é o comprimento da linha horizontal e  $h$  a altura da mesma. Todo o sistema de comprimento  $l+2h$  é iluminado por  $E_{z_i}^{total}$  e  $B_{y_i}^{total}$  para  $x$  entre  $h$  e  $l+h$  e por  $E_{x_i}^{total}$  e  $B_{y_i}^{total}$  para  $0 < x < h$  e  $l+h < x < l+2h$ . As condições de contorno para as impedâncias nas extremidades ficam em  $x = 0$  e  $x = l + 2h$ .

Alternativamente, ao invés de considerar o condutor vertical como mais um condutor da linha, pode-se inserir fontes nas extremidades que modelam o efeito do condutor vertical. Deve-se também alterar o comprimento da linha como mostrado na figura 2.11.4.

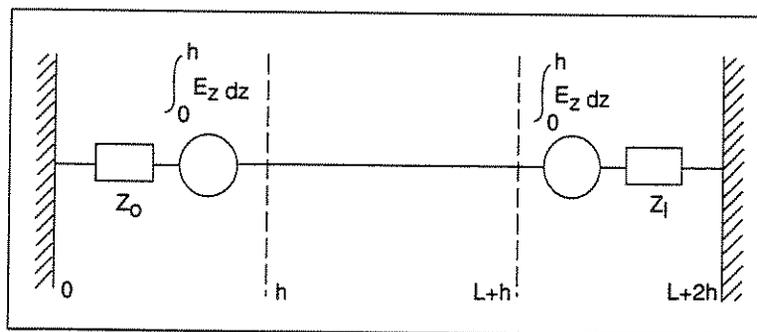


Figura 2.11.4: Modelo alternativo para condutores verticais.

Existem dois conjuntos de equações na representação da onda plana. O primeiro conjunto representa a onda plana em polarização horizontal ( $\eta = 90^\circ$ ). Nesta polarização, o acoplamento com as componentes horizontais da linha é máximo. O segundo

conjunto de equações para onda plana é na polarização vertical ( $\eta = 0^\circ$ ) e representa o acoplamento máximo da perturbação externa com os condutores verticais. A representação mais completa soma as duas componentes (polarizações horizontal e vertical) para modelar uma perturbação com  $0^\circ \leq \eta \leq 90^\circ$ . Foi utilizada a expressão completa neste trabalho.

Sabe-se que em redes telefônicas, normalmente parte-se das centrais telefônicas com cabos de pares mais numerosos e que vão subdividindo e diminuindo o número de pares até chegar ao assinante. Ressalta-se que neste caso, os cabos podem não ser paralelos e não estarem localizados no eixo  $xO$ . Um caso típico é a chamada topologia em  $Y$  em que os condutores não são paralelos e as equações do telegrafista com um elemento de linha de tamanho  $dx$  não satisfazem esta condição conforme a figura 2.11.5.

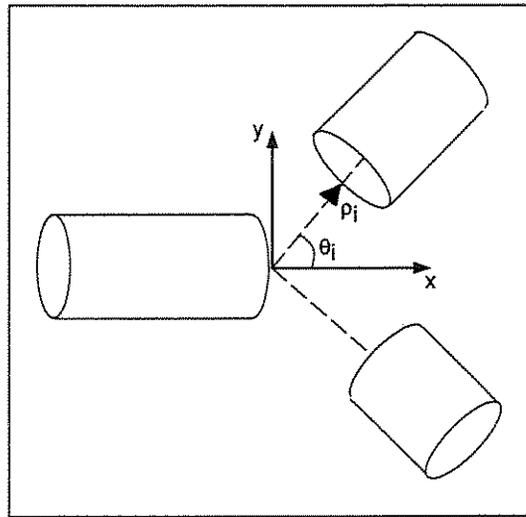


Figura 2.11.5: Topologia em  $Y$ .

Para suprir esta deficiência, cria-se um elemento de linha  $d\rho$  que substituirá o original nas equações de linhas multicondutoras:

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{d\rho} + [Z][I] = [V_{f\rho}] \\ \frac{d[I]}{d\rho} + [Y][V] = [I_{f\rho}] \end{cases} \quad (2.11.11)$$

O primeiro condutor da rede (que está localizado na origem do sistema de coordenadas) será adotado sempre na direção  $x$ . Já os outros estarão localizados na direção  $\rho_i$ . Eletricamente, não há mudança nos parâmetros dos cabos com a mudança de coordenadas. Já para a perturbação externa, deve-se reescrever as equações:

$$[V_{f\rho i}] = \begin{bmatrix} \vdots \\ j\omega \int_0^h B_{\rho i}^{total}(x_i, y_i, z_i) d\rho \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.12)$$

onde o termo relativo ao campo magnético pode ser decomposto em:

$$\begin{aligned} \int_0^h B_{\rho i}^{total}(x_i, y_i, z_i) d\rho &= \\ &= \cos \phi \int_0^h B_{x i}^{total}(x_i, y_i, z_i) dx + \sin \phi \int_0^h B_{y i}^{total}(x_i, y_i, z_i) dy \end{aligned} \quad (2.11.13)$$

Para os termos  $[I_{f\rho i}]$  reescreve-se:

$$[I_{f\rho i}] = -[Y] \begin{bmatrix} \vdots \\ \int_0^h E_{z i}^{total}(x_i, y_i, z_i) dz \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.14)$$

com:

$$\begin{aligned} x_i &= x_{0i} + \rho_i \cos \phi_i \\ y_i &= y_{0i} + \rho_i \sin \phi_i \\ z &= z_i \end{aligned} \quad (2.11.15)$$

$\phi_i$  é o ângulo entre a linha de transmissão multicondutora  $i$  e a linha multicondutora 1 que é paralela ao eixo  $0x$ , onde  $x_{0i}$  e  $y_{0i}$  são as coordenadas da extremidade 0 da linha de transmissão multicondutora  $i$  no plano  $x0y$ . Neste caso, também é substituída a variável  $x$  por  $\rho$  na equação 2.3.5.

No caso de cabos enterrados, a equação se torna:

$$[V_s] = [E_{\rho_i}^{transmitido}] = \begin{bmatrix} \vdots \\ \cos \phi_i E_{x_i}^{transmitido} + \sin \phi_i E_{y_i}^{transmitido} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (2.11.16)$$

As expressões da perturbação por onda plana estão no apêndice B. Todos os casos, incluindo os campos incidente, refletido e transmitido para as polarizações horizontal e vertical estão no apêndice. Um exemplo de cálculo da matriz  $B_2$  (equação 2.5.10) é apresentado a seguir.

Sabe-se que a influência da perturbação externa está inclusa na solução das equações multicondutoras (ver equação 2.3.5), enquanto as fontes localizadas são representadas nas equações dos bipolos lineares (condições terminais das redes). Ainda, na equação 2.3.5, mais especificamente, é o termo correspondente à integração da multiplicação da matriz de transição de estados pelo campo externo que representa a perturbação.

Assim, em cada caso (por exemplo, sistema aéreo ou enterrado, redes com malhas e ramos ou em cascata) deve-se solucionar esta integração.

As equações de linhas de transmissão fazem parte de um sistema maior que inclui também as condições terminais. Este sistema completo foi representado na equação 2.5.4. O termo relativo à perturbação externa é incluído na matriz  $B$  (mais especificamente o termo  $B_2$  na equação 2.5.10).

Nos parágrafos subseqüentes, para um sistema aéreo em cascata, a integração do produto do campo pela matriz de transição de estado é exposto.

O vetor  $B_2$  vale:

$$[B_2] = \begin{bmatrix} [B_2^i] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (2.11.17)$$

onde o índice  $i$  varia de 1 a  $L$  (número de condutores da linha de transmissão).

Após a multiplicação do campo externo pela matriz de transição de estados, e fazendo a integração, o vetor  $B_2^i$  vale:

$$[B_2^i] = \begin{bmatrix} [\tau_{11}^i] [c^i] - [\tau_{21}^i] [Y^i] [a^i] \\ [\tau_{21}^i] [c^i] - [\tau_{22}^i] [Y^i] [a^i] \end{bmatrix} \quad (2.11.18)$$

Sabendo que :

$$\begin{cases} \cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2} \\ \sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2} \end{cases} \quad (2.11.19)$$

As matrizes  $[\tau]$ , de dimensões  $N_i \times N_i$  são obtidas à partir da equação 2.3.5 onde os termos  $[\pm \exp([\gamma_i] \cdot [l_i])]$  são trocados pelas matrizes:

$$\pm \frac{([e^{[\gamma_i][l_i]}] - [e^{-[\gamma_i][l_i]}])}{([\gamma_i] + [b^i])} \quad (2.11.20)$$

com:

$$\begin{aligned} [a^i] &= \begin{bmatrix} \vdots \\ a_{i,m} \\ \vdots \end{bmatrix} \\ [b^i] &= b_i [I] \quad \text{onde } I \text{ é a matriz identidade} \\ [c^i] &= \begin{bmatrix} \vdots \\ c_{i,m} \\ \vdots \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.11.21)$$

em que:

$$a_{i,m} = -E_0(\omega) e^{-jkD(i,m)} \frac{\cos \psi \cos \eta}{\sin \psi \cdot k} (h'_{i,m} - R_v h''_{i,m}) \quad (2.11.22)$$

$$b_i = jk \cos \psi \cos (\theta + \theta_i) \quad (2.11.23)$$

$$\begin{aligned} c_{i,m} &= -E_0(\omega) e^{-jkD(i,m)} \cdot \\ &\quad \left[ \frac{\cos (\theta + \theta_i) \cos \eta}{\sin \psi} (h'_{i,m} - R_v h''_{i,m}) + \right. \\ &\quad \left. + \sin \eta \sin (\theta - \theta_i) (h'_{i,m} + R_h h''_{i,m}) \right] \quad (2.11.24) \end{aligned}$$

Ainda:

$$\begin{cases} h'_{i,m} = e^{jkh_{i,m} \sin \psi} - 1 \\ h''_{i,m} = e^{-jkh_{i,m} \sin \psi} - 1 \end{cases} \quad (2.11.25)$$

$$D(i, m) = \cos \psi [\cos \theta A(i, m) - \sin \theta B(i, m)] \quad (2.11.26)$$

Para um sistema em cascata, os termos  $A$  e  $B$  valem:

$$\begin{cases} A(i, m) = \sum_{k=1}^{i-1} l_k \cos(\theta_k) + d(i, m) \cos(\theta_i) \\ B(i, m) = \sum_{k=1}^{i-1} l_k \sin(\theta_k) + d(i, m) \cos(\theta_i) \end{cases} \quad (2.11.27)$$

em que:

$\theta_i$  é o ângulo entre a linha multicondutora  $i$  e o eixo  $Ox$ ;

$\psi$  e  $\theta$  são os ângulos de elevação e azimutal, respectivamente;

$h_{i,m}$  é a altura do condutor  $m$  da linha multicondutora  $i$ ;

$\eta$  é o ângulo de polarização ( $\eta = 90^\circ$  produz uma polarização horizontal e  $\eta = 0^\circ$  produz uma polarização vertical);

$d(i, m)$  é a distância entre o condutor 1 e o  $m$  da linha multicondutora  $i$ ;

$R_v$  e  $R_h$  são os coeficientes de Fresnel em polarização vertical e horizontal;

$[\gamma_i]$  é a matriz constante de propagação na linha;

$l_i$  e  $l_k$  é o valor da posição  $x = l$  de cada condutor;

$[Y^i]$  é a matriz admitância da linha  $i$ ;

$E_0(\omega)$  é a forma da onda da perturbação externa;

$k$  é o número de onda que vale  $\frac{\omega}{c}$  onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo;

$i$  e  $k$  nas equações de  $A(i, m)$  e  $B(i, m)$  são os índices que representam todos os condutores, ou seja, as perturbações que cada condutor provoca em cada um dos outros.

## CAPÍTULO 3

---

### Validação do Programa : Estudo de Casos

---

Neste capítulo, comprova-se a eficácia do programa através de um resultado conhecido na literatura (resistência de corrente contínua), a partir de dois outros medidos em laboratório e de mais um proveniente de simulações em uma tese de doutorado. Deste modo, valida-se o programa com cálculos, com medições e com outro programa.

### 3.1 Cálculo da Resistência de Corrente Contínua

O primeiro resultado a ser simulado foi apresentado em [34]. A figura 3.1.1 apresenta o problema e a figura 3.1.2 mostra as dimensões do cabo.

A linha adotada tem comprimento finito  $l$  e está casada nas duas extremidades, de modo que os coeficientes de reflexão são nulos. O autor Vance apresenta diversas expressões para caracterizar a corrente de modo comum e tensão induzidas nos condutores internos de um cabo coaxial. Com estas expressões, calcula-se teoricamente a chamada resistência de corrente contínua ( $R_{cc}$ ) e também a tensão de modo diferencial entre condutor interno e blindagem ( $V_d$ ).

As características adotadas para a linha coaxial são:

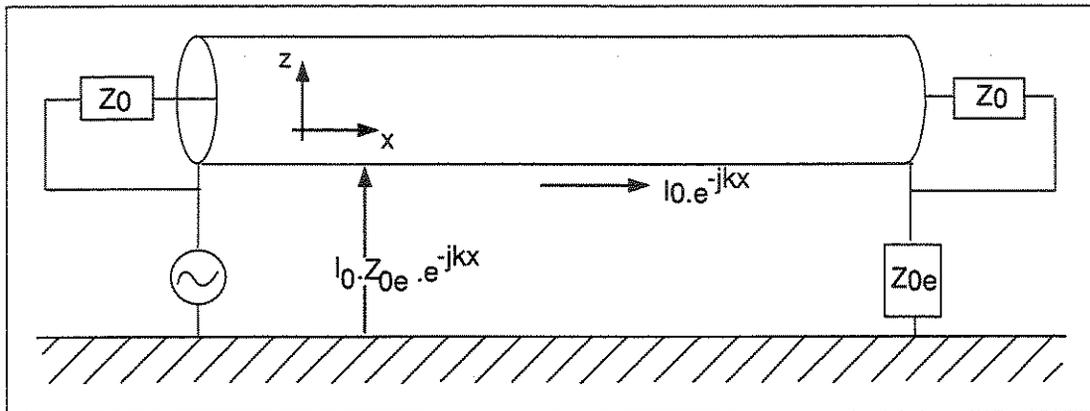


Figura 3.1.1: Circuito para análise da tensão diferencial em cabo coaxial.

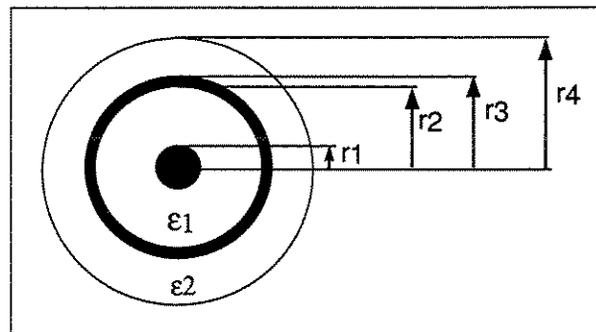


Figura 3.1.2: Medida dos raios do cabo coaxial.

- comprimento  $l = 300m$ ;
- $\sigma_{solo} = 1.10^8 S/m$  e  $\epsilon_{rsolo} = 1$  caracterizando um solo perfeito;
- $\sigma_{blindagem} = \sigma_{condutorinterno} = 1.10^7 S/m$ ;
- $\epsilon_{interno} = \epsilon_{externo} = 1F/m$ ;
- raio  $r_1 = 2.10^{-3}m$ ;
- raio  $r_2 = 10.10^{-3}m$ ;
- raio  $r_3 = 11.10^{-3}m$ ;
- raio  $r_4 = 12.10^{-3}m$ ;
- altura  $h = 1m$ .

Com estes valores, pode-se calcular a impedância entre o condutor interno e a blindagem ( $Z_0$ ):

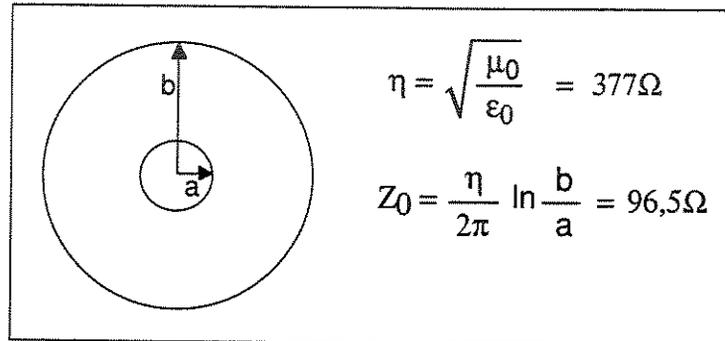


Figura 3.1.3: Impedância entre condutor interno e blindagem.

Já para a linha externa (blindagem e solo) a impedância  $Z_{0e}$  vale:

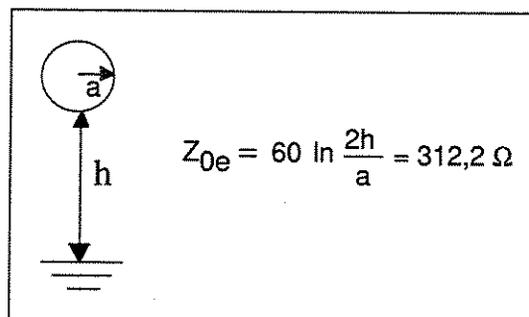


Figura 3.1.4: Impedância entre blindagem e solo.

O valor da corrente na blindagem que se propaga na direção positiva de  $x$  é:

$$I_0(x, \omega) = I_0(\omega) e^{-jk_x x} \quad (3.1.1)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular e  $k_x$  é o número de onda que vale  $k_x = \omega \sqrt{\mu \epsilon}$ .

Naturalmente, a tensão na blindagem vale:

$$V_0(x, \omega) = I_0(\omega) Z_{0e} e^{-jk_x x} \quad (3.1.2)$$

A fonte produz um pulso  $1,2/50 \mu s$  de tensão do tipo:

$$V(t) = V_{pico}(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (3.1.3)$$

em que  $\alpha = 1,46 \cdot 10^4 s^{-1}$  e  $\beta = 2,47 \cdot 10^6 s^{-1}$  e são parâmetros que caracterizam o tempo de cauda e subida da onda [48]. A forma de onda está representada na figura 3.1.5.

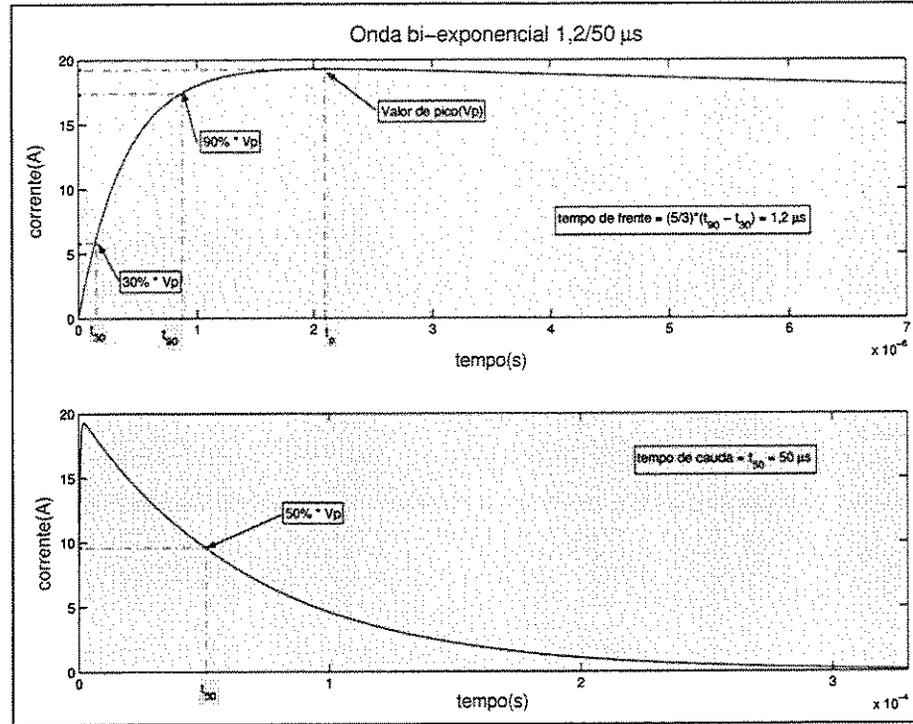


Figura 3.1.5: Forma de onda 1,2/50 $\mu$ s.

Aplicando a transformada de Fourier à equação 3.1.3 tem-se:

$$V(\omega) = \frac{V_{pico}(\beta - \alpha)}{(\alpha + j\omega)(\beta + j\omega)} \quad (3.1.4)$$

Fazendo uma comparação entre as equações 3.1.3 e 3.1.4 nitidamente percebe-se que a função exponencial pode ser omitida nos cálculos considerando-se apenas o valor de pico já que os outros termos não variam para um valor de frequência.

Supõe-se que o valor de pico da fonte seja de 20kV. A função exponencial é omitida considerando-se apenas o valor de pico. Como a linha está casada, a corrente na blindagem, na extremidade onde está a fonte, é obtida dividindo o valor da tensão da fonte pela impedância da linha:

$$I_{pico} = \frac{V_{pico}}{Z_{oe}} = \frac{20kV}{312,2\Omega} = 64A \quad (3.1.5)$$

No circuito interno, aplica-se a fórmula da resistência por unidade de comprimento onde  $A$  é a área da seção transversal da blindagem:

$$R_l = \frac{1}{\sigma_{blindagem} \cdot A_{blindagem}} = 1,516 \cdot 10^{-3} \Omega/m \quad (3.1.6)$$

A resistência de corrente contínua vale:

$$R_{cc} = R_l \cdot l = 0,455 \Omega \quad (3.1.7)$$

A tensão de modo diferencial é calculada por:

$$V_{dif} = R_{cc} \cdot I_{blindagem} = R_{cc} \cdot I_{pico} = 29,1V \quad (3.1.8)$$

O mesmo circuito foi simulado e a curva da tensão diferencial obtida pode ser vista na figura 3.1.6:

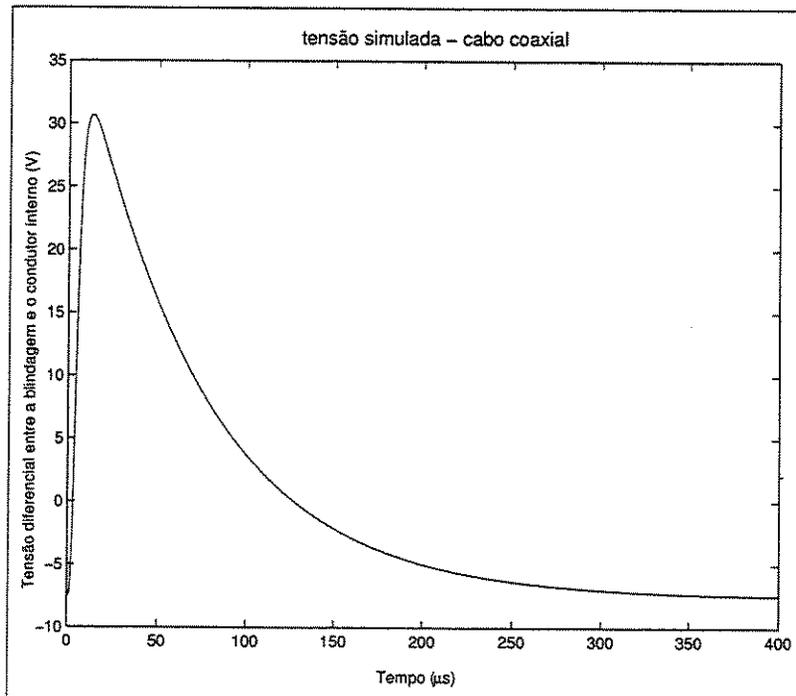


Figura 3.1.6: Tensão diferencial no cabo coaxial simulada.

Pode-se observar que os valores obtidos analiticamente e na simulação são muito próximos. A resistência  $R_{cc}$  é uma aproximação da conhecida impedância de transferência proposta em [33]. Esta equação assume um cabo coaxial com blindagem

tubular, cuja espessura é pequena se comparada com seu diâmetro, e o raio interno é muito menor que o menor comprimento de onda que circula na blindagem.

A impedância de transferência  $Z_t$  é dada pela seguinte equação [33]:

$$Z_t = \frac{1}{2\pi a \sigma T} \cdot \frac{\frac{(1+j)T}{\delta}}{\operatorname{senh}\left(\frac{(1+j)T}{\delta}\right)} \quad (3.1.9)$$

onde, para a blindagem:

- $a$  é o raio interno;
- $T$  é a espessura;
- $\sigma$  é a condutividade;
- $\mu$  é a permeabilidade magnética;
- $\delta$  é a profundidade de penetração e vale  $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$  onde  $f$  é a frequência.

Sabe-se que se o valor de  $\frac{(1+j)T}{\delta}$  for pequeno, pode-se aproximar a expressão da impedância de transferência pela resistência de corrente contínua:

$$R_{cc} = \frac{1}{2\pi a \sigma T} \quad (3.1.10)$$

A faixa de frequência na qual pode-se aproximar  $Z_t$  por  $R_{cc}$  depende não só da condutividade do material que constitui a blindagem, mas também da espessura  $T$  da mesma. Quanto maior for  $\sigma$ , menor será a faixa de frequência na qual essa aproximação pode ser feita. Já para  $T$ , a aproximação de  $R_{cc}$  torna-se menos precisa quando o valor da espessura aumenta e, como conseqüência, menor será a faixa de frequência em que  $Z_t$  pode ser aproximada. Apesar do cálculo de parâmetros utilizado pelo Resline ser mais completo, optou-se por valores de condutividade e espessura da blindagem de modo a equiparar as duas teorias e, por conseqüência, ambos métodos fornecem resultados muito próximos.

## 3.2 Comparação com Medição em um Fio

O segundo método adotado para validar o programa foi através de medições experimentais em laboratório. Nesta seção, são expostos os resultados tanto teóricos como experimentais para a montagem mostrada na figura 3.2.1.

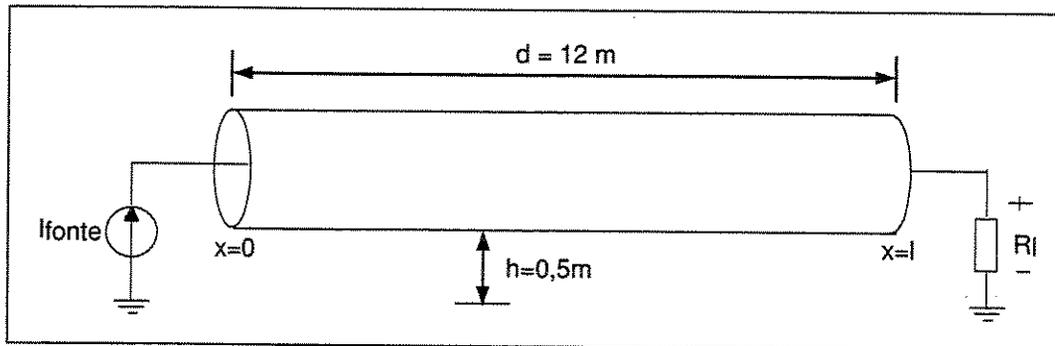


Figura 3.2.1: Montagem realizada em laboratório com fio de  $4\text{mm}^2$ .

A linha é formada por um fio de cobre de  $1,13 \cdot 10^{-3}\text{m}$  de raio,  $12\text{m}$  de comprimento e  $0,5\text{m}$  de altura. A linha está sobre um solo de alta condutividade (“perfeito”). Uma resistência de valor  $R_l$  é conectada entre a linha e o solo na extremidade  $l$  e varia de acordo com a configuração adotada (linha casada, aberta ou em curto-circuito).

No caso de a linha ser casada, a resistência  $R_l$  vale de acordo com a equação 3.2.1.

$$Z_0 = 60 \ln \frac{2h}{a} \cong 407,3\Omega \quad (3.2.1)$$

As medições foram realizadas no Laboratório de Alta Tensão da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG). Todas as tensões aqui mostradas são entre o fio e o plano de terra e são medidas e simuladas em  $x = l$ .

O gráfico 3.2.3 corresponde à medição feita com a linha casada. Já a figura 3.2.4 mostra a simulação obtida ainda com a linha casada.

Nos gráficos 3.2.5 e 3.2.6 pode-se ver, respectivamente, os resultados medido e simulado quando a linha está curto-circuitada em  $l$ .

Finalmente, os gráficos 3.2.7 e 3.2.8 mostram a medição e a simulação para a linha em aberto.

Nota-se que os resultados obtidos computacionalmente são próximos daqueles medidos. No primeiro caso (linha casada), nota-se uma pequena oscilação no gráfico 3.2.3 já que, em laboratório, conectar um valor de impedância para produzir um casamento perfeito em toda gama de frequências aplicadas é muito difícil. Já no caso em que a linha estava curto-circuitada em  $x = l$ , na simulação, a semelhança entre os gráficos medido e calculado foi obtida quando se utilizou um valor de  $Z = 1\Omega$ . Isto porque, em laboratório, para se construir o curto, utilizou-se um pedaço de fio que possui uma pequena impedância. Já para o sistema em aberto, o gráfico de medição (figura 3.2.7) apresentou pequenas oscilações. Neste caso, a fonte em aberto é a responsável por estas oscilações.

Deve-se dizer que uma linha de  $12m$  não apresenta grande número de reflexões para o pulso aplicado. No entanto, a fonte de corrente possui uma saída de  $50\Omega$  que pode produzir o ruído notado nas medições.

Assim, os resultados foram obtidos simulando um modelo como o da figura 3.2.2.

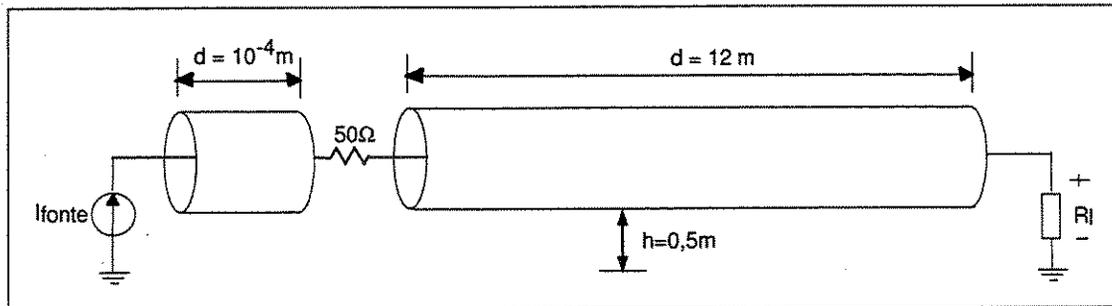


Figura 3.2.2: Segundo modelo adotado em que a impedância de  $50\Omega$  é incluída.

A introdução de uma segunda linha foi necessária, pois do contrário não seria possível a inserção da resistência de  $50\Omega$  que produz as reflexões ocorridas na medição. Deve ficar claro que uma linha de comprimento  $1.10^{-4}m$  não é comparável a uma de  $12m$  quanto à introdução de reflexões. Novamente, a segunda linha foi incorporada no modelo para que a impedância de saída da fonte pudesse ser incluída.

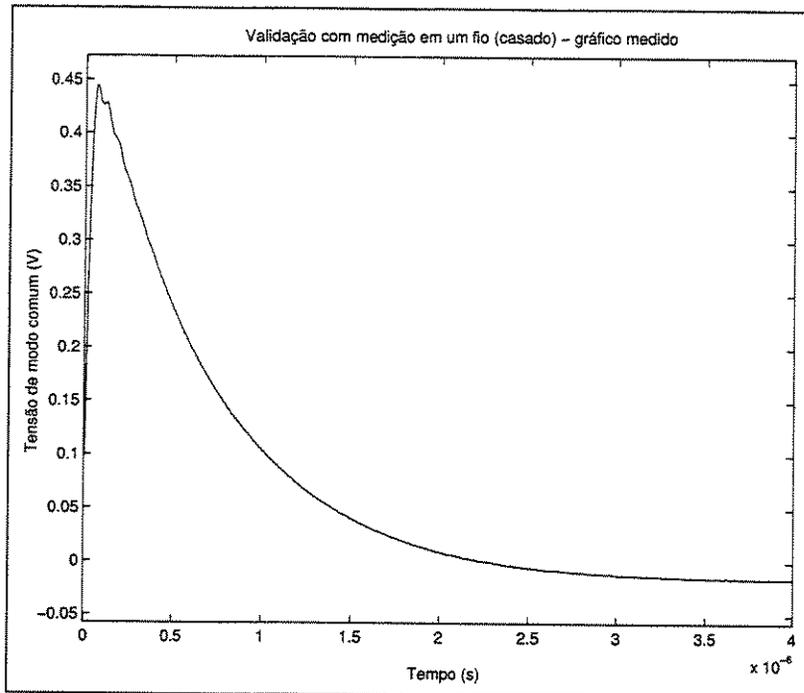


Figura 3.2.3: Medição com o fio casado.

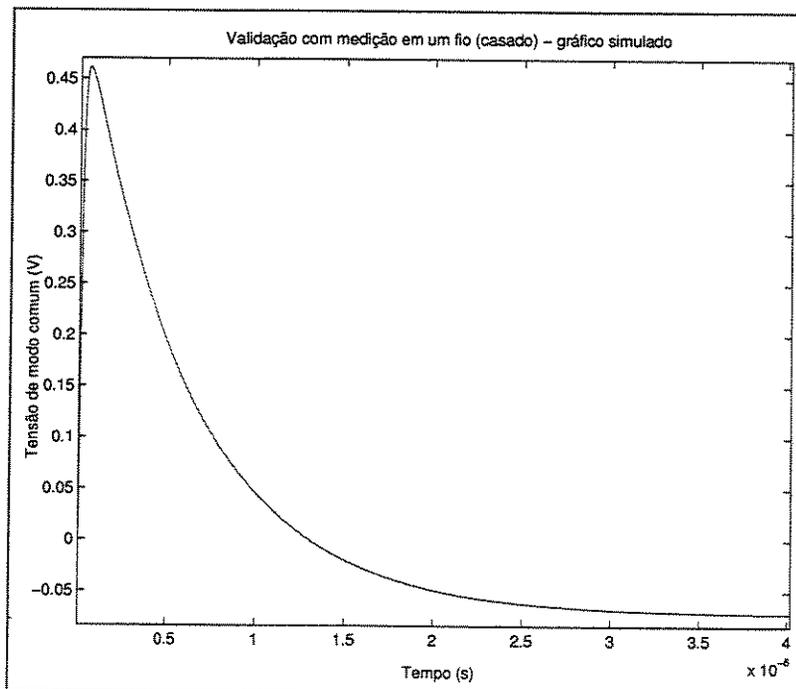


Figura 3.2.4: Simulação com o fio casado.

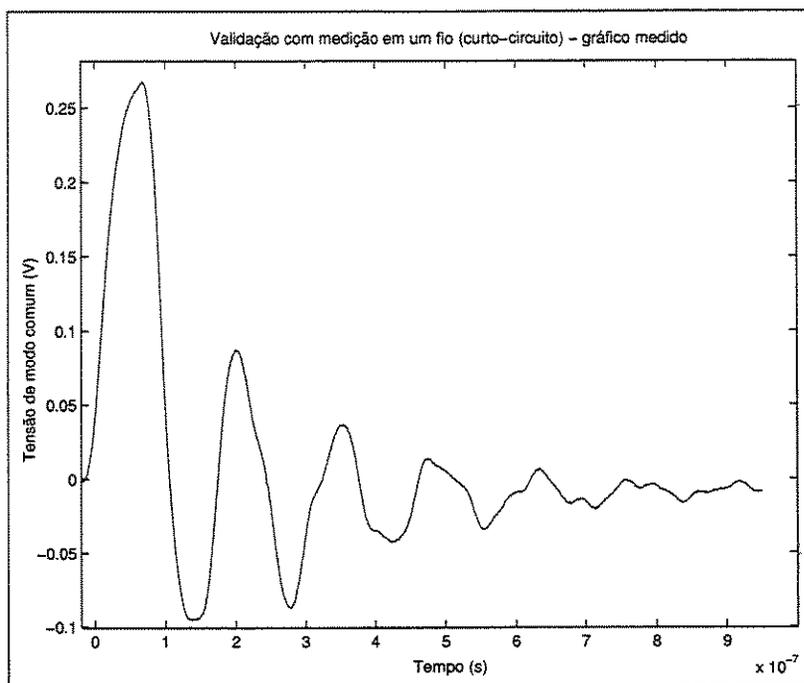


Figura 3.2.5: Medição com a extremidade oposta à fonte em curto.

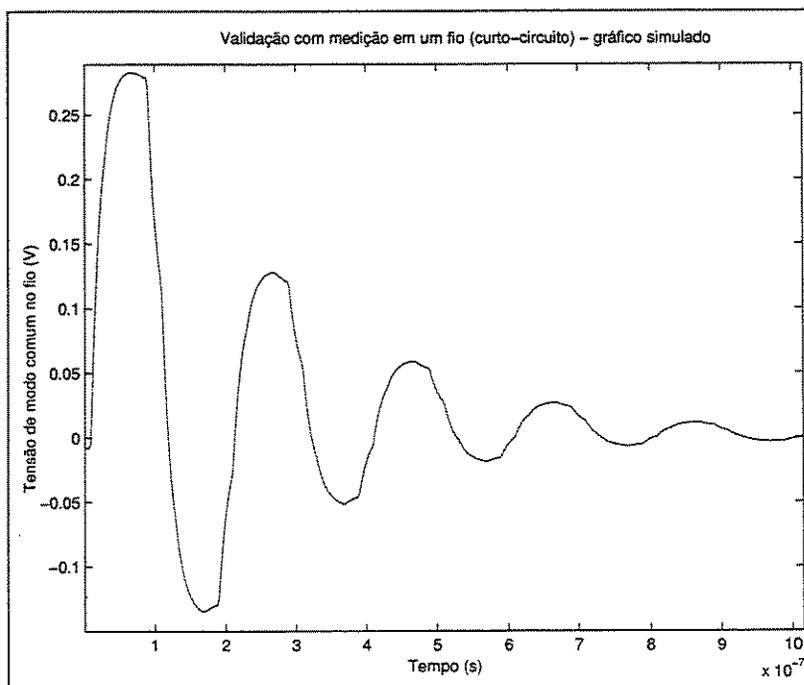


Figura 3.2.6: Simulação com a extremidade oposta à fonte em curto.

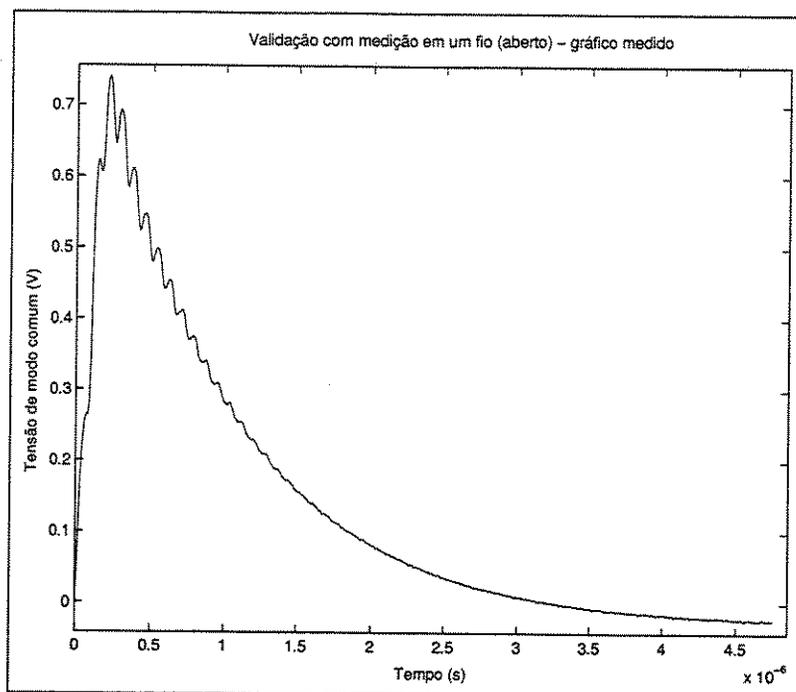


Figura 3.2.7: Medição com a extremidade oposta à fonte em aberto.

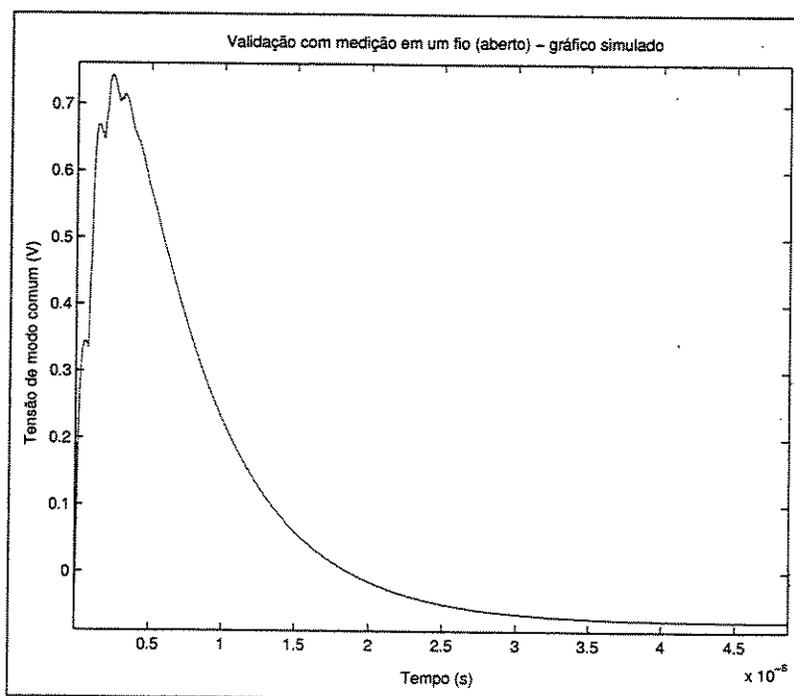


Figura 3.2.8: Simulação com a extremidade oposta à fonte em aberto.

### 3.3 Comparação com Medição em um Cabo Coaxial

Nesta seção, mais uma comparação de resultados simulados com uma execução experimental é mostrada. A medição foi feita no Laboratório de Alta Tensão da Universidade Federal de Minas Gerais. A montagem é apresentada na figura 3.3.1.

A linha é formada por um cabo coaxial *RG – 58* de 60m de comprimento. A fonte de tensão é conectada entre a blindagem e o condutor interno de modo que infere uma tensão diferencial no circuito. O circuito externo (blindagem e solo) não interfere na medição. A fonte possui uma impedância de saída de  $50\Omega$ , assim como a impedância entre a blindagem e condutor interno. São medidas as tensões diferenciais nas duas extremidades do cabo. Portanto, a ênfase é conferida nas comparações dos tempos de trânsito simulados e medidos.

O gráfico 3.3.2 representa a medição da forma e amplitude da fonte de tensão aplicada (degrau).

A primeira medição foi feita com o cabo casado em ambas as extremidades (por uma impedância de  $50\Omega$ ). O gráfico 3.3.3 representa as tensões medidas em ambas extremidades do cabo. Já na figura 3.3.4 observa-se ainda para o cabo casado as mesmas tensões mas simuladas.

A segunda medição é executada na extremidade oposta a fonte que estava aberta. Deve-se notar que na extremidade da fonte de tensão a linha sempre está casada. A figura 3.3.5 mostra os resultados das medições das tensões em ambas as extremidades. O gráfico 3.3.6 mostra os resultados simulados.

Pode-se observar que os tempos de trânsito obtidos são muito próximos em ambos os casos. Nota-se uma pequena distorção nas formas de ondas simuladas. Isto porque o número máximo de pontos possível de se utilizar na simulação não foi suficiente para fornecer uma curva mais precisa. Quando se usa uma fonte do tipo degrau, que tem uma subida muito brusca e que não retorna para zero, deve-se simular em um tempo maior para suprir as deficiências da transformada inversa de Fourier. Para se comparar os tempos de trânsito, deve-se bem observar os pontos para suprir a precisão nas curvas.

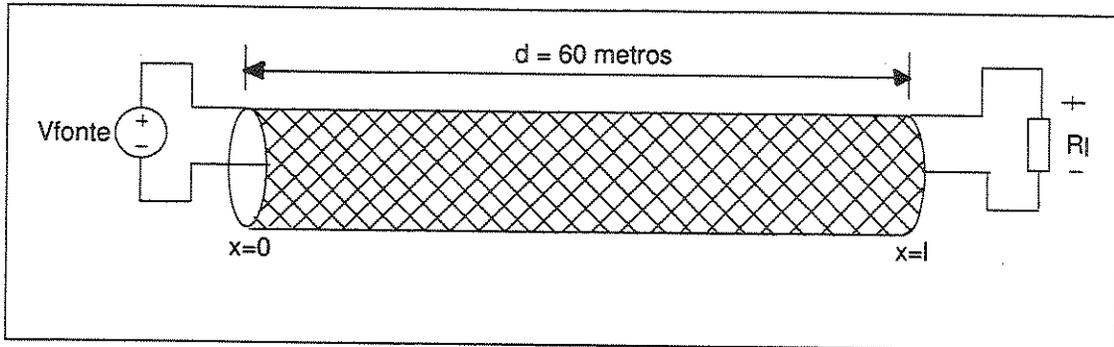


Figura 3.3.1: Esquema da medição em laboratório com cabo coaxial.

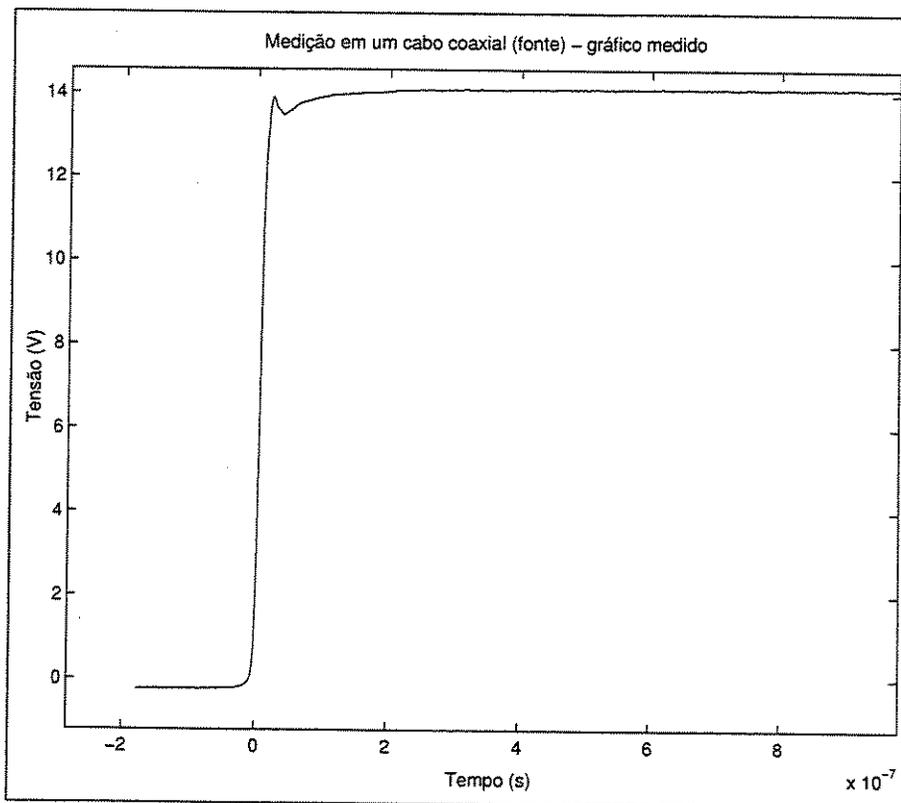


Figura 3.3.2: Forma de onda da fonte utilizada no ensaio.

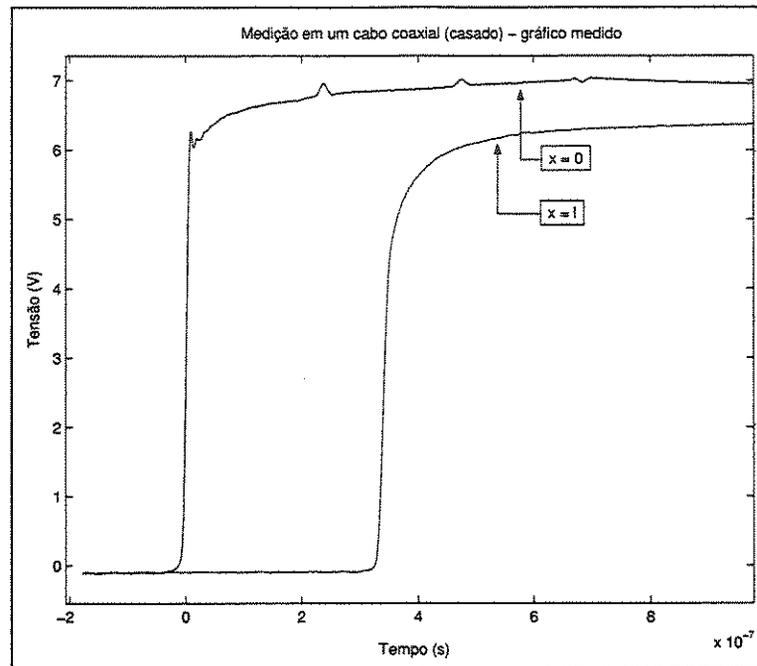


Figura 3.3.3: Medição com o cabo coaxial casado.

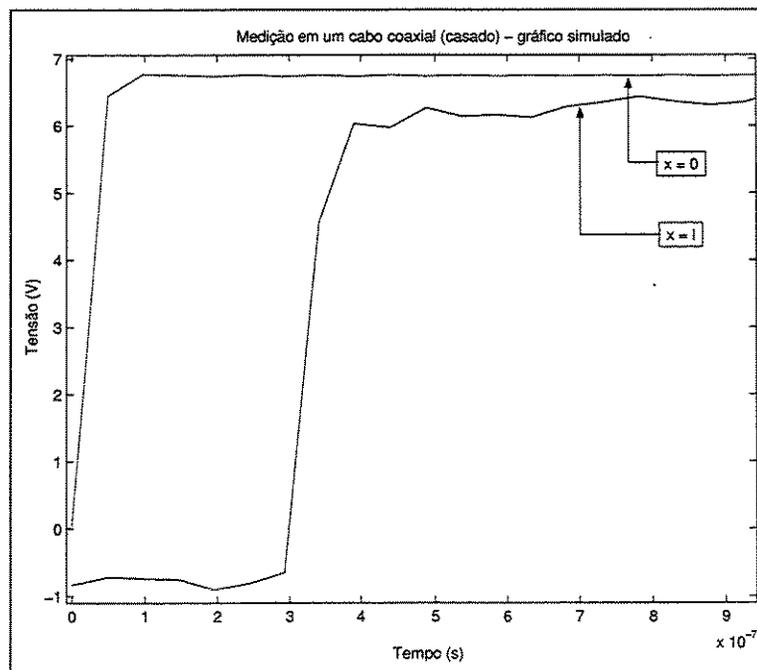


Figura 3.3.4: Simulação com o cabo coaxial casado.

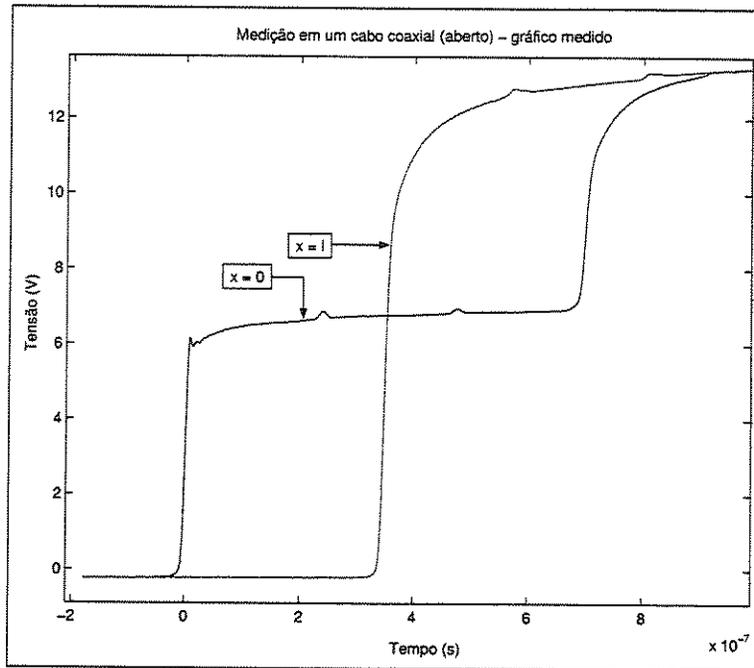


Figura 3.3.5: Medição com o cabo coaxial aberto.

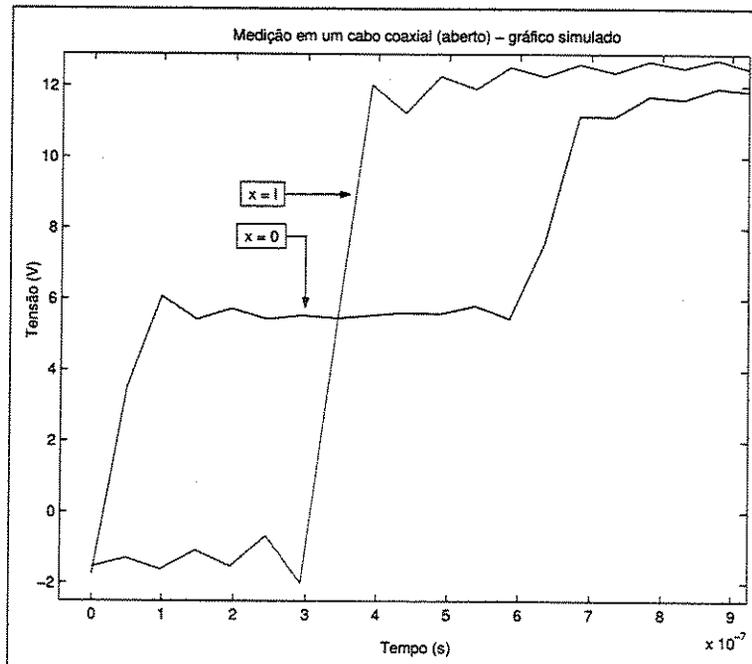


Figura 3.3.6: Simulação com o cabo coaxial aberto.

### 3.4 Comparação com Resultado de Tese

Novamente com o intuito de validar o programa, mais uma configuração foi simulada. Este caso foi reproduzido por Tarcísio Oliveira [2], mas foi originalmente exposto em [49]. Um cabo coaxial com uma blindagem tubular de alumínio sofre uma descarga atmosférica direta conforme a figura 3.4.1.

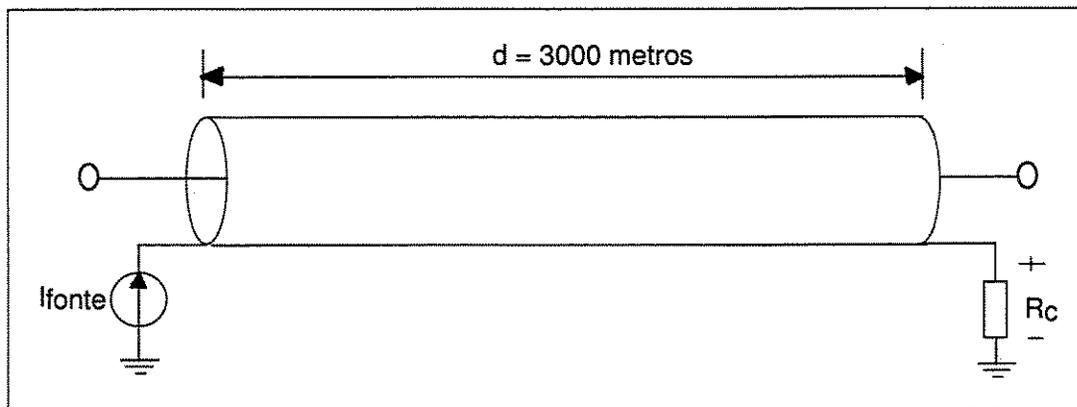


Figura 3.4.1: Cabo coaxial que recebe descarga direta em uma de suas extremidades

Uma fonte de corrente com a forma de onda  $1,2/50\mu s$  foi conectada entre a extremidade esquerda da blindagem e o solo. Na outra extremidade o cabo permaneceu casado.

O condutor interno é mantido aberto em ambas as extremidades. As perdas na blindagem e no condutor interno foram considerada desprezíveis em [2]. Já neste trabalho, o efeito pelicular é incluído. Em sua tese, Tarcísio apresentou um resultado para blindagem de  $0,2mm$  e outro para  $0,6mm$ . Aqui, somente o último (que é mais crítico) será mostrado. A linha apresenta os seguintes dados:

**comprimento:** o comprimento do cabo é de 3000 metros;

**parâmetros geométricos do cabo:** raio interno de  $6mm$  e espessura da blindagem de  $0,6mm$ ;

**parâmetros constitutivos da blindagem:** indutância de  $1,52\mu H/m$  e capacitância de  $7,33pF/m$ ;

parâmetros constitutivos do cabo: indutância de  $0,68\mu H/m$  e capacitância de  $44,25pF/m$ .

A descarga direta foi modelada por uma fonte de corrente  $1,2/50\mu s$  com valor de pico de  $1kA$ . O pulso é do tipo:

$$I = I_p(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (3.4.1)$$

Para tanto, utiliza-se os parâmetros  $\alpha$  e  $\beta$  fornecidos por Kuffel [48]:

$$\begin{cases} 1/\alpha = 68,2 \\ 1/\beta = 0,405 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \alpha = 1,4662 \cdot 10^4 s^{-1} \\ \beta = 2,4691 \cdot 10^6 s^{-1} \end{cases} \quad (3.4.2)$$

Determina-se o intervalo de freqüência em que o programa deve fazer o cálculo do seguinte modo:

$$Freq_{mínima} = \frac{1}{tempo_{máximo}} = \frac{1}{150 \cdot 10^{-6}} = 6,67 kHz \quad (3.4.3)$$

$$Freq_{máxima} = \frac{1}{tempo_{máximo}} \cdot N = \frac{1}{150 \cdot 10^{-6}} \cdot 1024 = 6,83 \cdot 10^3 kHz$$

onde  $N$  é o número de pontos utilizado.

O solo, assim como na simulação original, é considerado perfeito ( $\epsilon_{rg} = 1$  e  $\sigma_g = 1 \cdot 10^8 S/m$ ).

Nota-se que não foi considerado o canal da descarga atmosférica. Torna-se evidente que em uma descarga direta, a corrente que flui diretamente no cabo é muitas vezes maior que aquela induzida pelo canal, de modo que a aproximação adotada é satisfatória.

As tensões induzidas no condutor interno foram obtidas em  $x = 3000m$ . Os dados da linha do modo que foram apresentados por Tarcísio não podem ser implementados na simulação. Não obstante, obtém-se os valores desejados através de alguns cálculos.

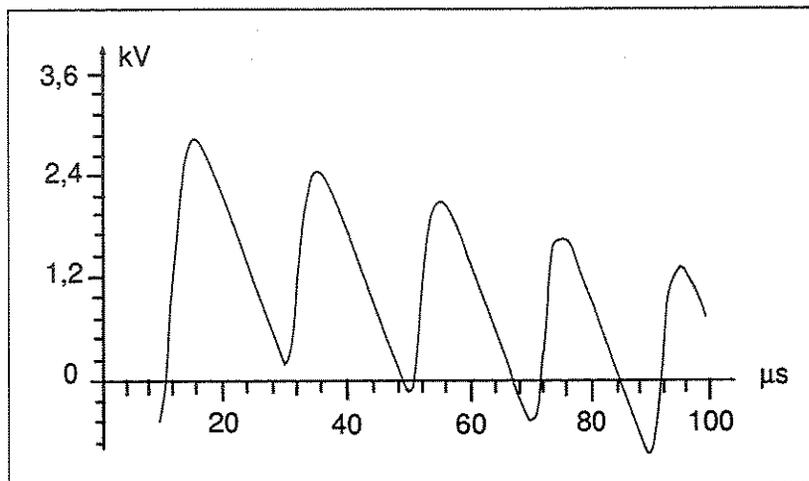


Figura 3.4.2: Tensão induzida pela blindagem no condutor interno [2].

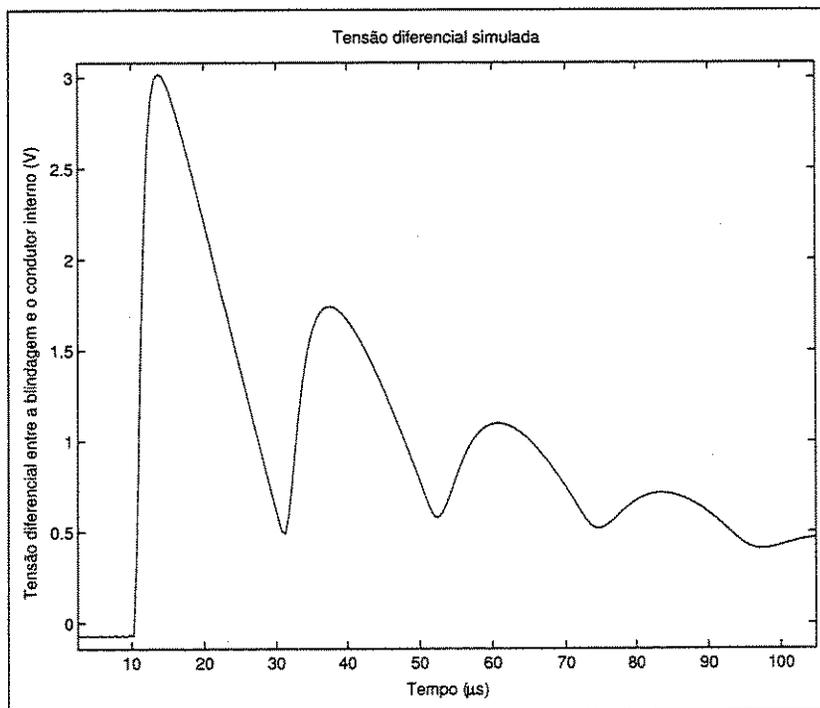


Figura 3.4.3: Tensão induzida da blindagem no condutor interno simulada.

O raio do condutor interno é de  $6mm$  e a espessura da blindagem é de  $0,6mm$ . A espessura geralmente adotada para a blindagem em cabos telefônicos é de  $0,2mm$ . Aqui, considera-se condições mais severas para o modelo. Com os parâmetros constitutivos do cabo, temos:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{0,68\mu H/m}{44,25pF/m}} \cong 124\Omega \quad (3.4.4)$$

Sabendo que a impedância interna pode ser calculada por  $Z_0 = \frac{\eta}{2\pi} \ln \frac{b}{a}$  onde  $\eta = 376,7$  (para o ar) e  $b = 6mm$  (raio interno), temos:

$$a = \frac{b}{\exp\left(\frac{2\pi \cdot Z_0}{\eta}\right)} = 0,76mm \quad (3.4.5)$$

Considerando o circuito externo (blindagem e solo) e os parâmetros constitutivos do cabo tem-se:

$$Z_{0E} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{1,52\mu H/m}{7,33pF/m}} \cong 455,4\Omega \quad (3.4.6)$$

A impedância também pode ser calculada por  $Z_{0E} = 60 \ln \left(\frac{2h}{a}\right)$  onde  $h$  é altura do cabo e  $a$  é o raio interno da blindagem  $b$  mais a espessura  $T$ :

$$h = \frac{a}{2} \exp\left(\frac{Z_{0E}}{60}\right) = \frac{6,6 \cdot 10^{-3}}{2} \exp\left(\frac{455,4}{60}\right) = 6,52m \quad (3.4.7)$$

A figura 3.4.2 apresenta o resultado obtido por Tarcísio em sua tese.

A figura 3.4.3 apresenta o resultado obtido neste trabalho.

Nota-se que as figuras são semelhantes apesar da curva simulada com o Resline convergir mais rapidamente para zero. Deve-se observar que a referência utilizou um modelo no P-Spice, enquanto aqui simulou-se com outro modelo que inclui perdas no cabo. Incluiu-se neste trabalho a variação dos parâmetros com a frequência e o efeito pelicular. Este último, tem grande influência na atenuação vista na curva 3.4.3. Apesar de o solo ser considerado perfeito, existe um modelamento do mesmo que não foi apresentado originalmente.



---

### Comparação entre dados medidos e simulados

---

Neste capítulo, apresenta-se o experimento com descargas atmosféricas realizado em Cachoeira Paulista. Este experimento forneceu dados que foram utilizados nesta tese como parâmetros de comparação para as simulações. Para tanto, descreve-se o Centro Internacional de Pesquisas e Testes de Raios e também a rede de telecomunicações implantada no local para, posteriormente, apresentar-se os resultados.

#### 4.1 Descrição do Experimento

##### 4.1.1 CIPTR

O Centro Internacional de Pesquisas e Testes de Raios (CIPTR) está localizado no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) em Cachoeira Paulista (SP). O centro está estrategicamente localizado e possui uma infra-estrutura considerável. O nível cerâmico na região é de, aproximadamente, 80 dias de tempestade com raios por ano. Diversos experimentos são realizados concomitantemente no local, além daquele com raios induzidos, como medição de campo elétrico e corrente de descargas atmosféricas, filmagem, medição de tensões induzidas em estruturas que simulam edificações e uma estação rádio-base construída para obter o efeito de descargas

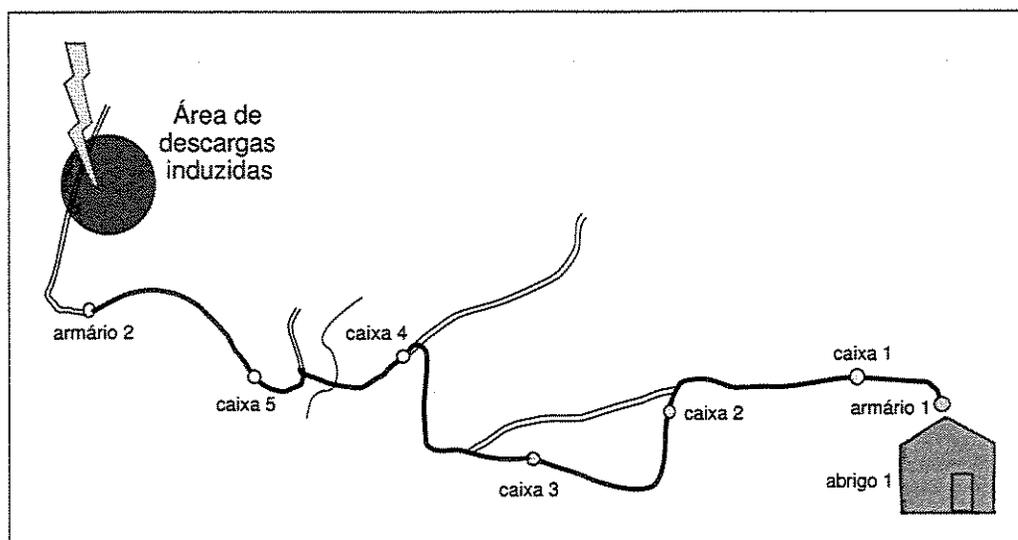


Figura 4.1.1: Rede de telecomunicações e o local onde ocorrem experimentos com raios induzidos.

diretas sobre a mesma. Desde 2001, a Fundação CPqD e a France Télécom R&D sob uma parceria técnica realizaram as atividades de pesquisa nas linhas. Diversas configurações foram implementadas nas linhas para atestar procedimentos e métodos de proteção.

#### 4.1.2 Características da Rede

O experimento é constituído por dois cabos aéreos instalados em postes separados no caminho que vai do abrigo 1 ao armário 2 (ver figura 4.1.1). Uma das linhas mantém a mesma configuração (de modo que é a referência) e na outra diferentes proteções e valores de aterramento foram testados.

A figura 4.1.2 apresenta um diagrama da rede. Ainda, na mesma figura, *L1* é a linha 1, *C2* é o armário 2, *B5* é a caixa 5 e *S1* é o abrigo 1.

A separação entre as duas linhas vai de 6 a 8 metros. Os cabos telefônicos são do tipo CTP-APL, sendo compostos de 50 pares trançados simétricos com diâmetro nominal dos fios de 0,40mm. Os condutores são de cobre nu eletrolítico e a isolamento em termoplástico sólido. Já o núcleo é seco, enfaixado com material não higroscópico e o revestimento externo é do tipo APL (alumínio polimetado revestido por uma

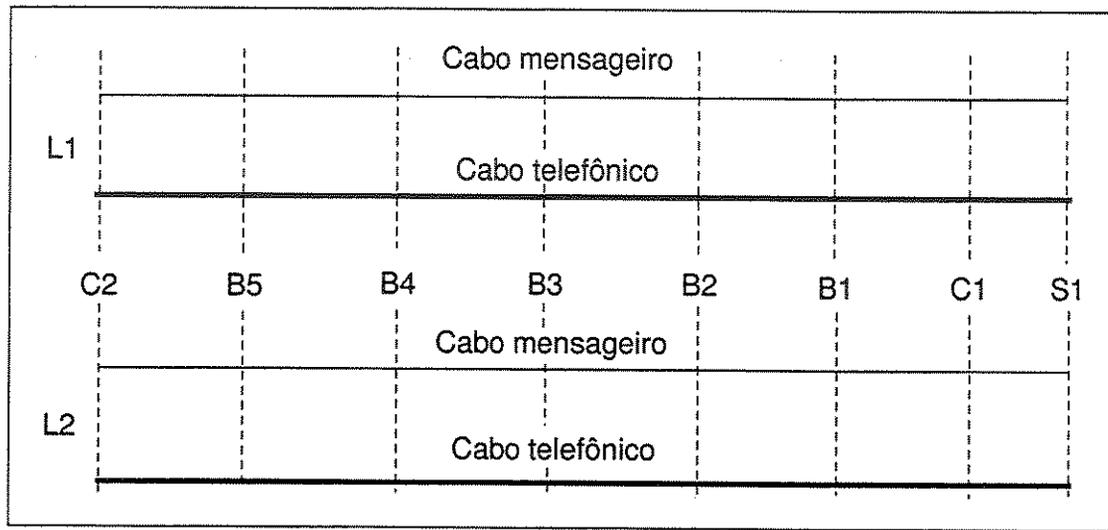


Figura 4.1.2: Diagrama da rede de telecomunicações localizada em Cachoeira Paulista (SP).

camada de polietileno na cor preta).

O cabo é utilizado em instalações aéreas, em linhas de dutos ou linhas aéreas em redes externas como cabo secundário de distribuição de assinantes e como cabo tronco. A resistência nominal é de  $136\Omega/km$  por condutor. A distância entre o armário 1 e o armário 2 é de  $2625m$  para o cabo 1 e de  $2588m$  para o cabo 2. Esta diferença é devido às irregularidades do terreno. A resistência elétrica da blindagem é de  $2,9\Omega/km$ . Cada cabo é sustentado por um mensageiro constituído por 7 fios de aço com diâmetro externo total de  $4,8mm$ . A resistência elétrica do mensageiro é de  $10\Omega/km$ . A altura nominal das redes é de  $5,4m$ . Existem 15 pontos de aterramento que podem ser ou não conectados, dependendo da configuração, sendo 10 pontos nos postes onde estão as caixas de distribuição, 4 nos armários e 1 no abrigo. A distância entre o mensageiro e o cabo varia de  $1mm$  à  $3mm$ . O raio externo do cabo é de  $7,3mm$ . Os valores das resistências de terra na rede estão expostos no apêndice F.

## 4.2 Resultados

Algumas simulações foram realizadas baseadas em dados obtidos de correntes e tensões induzidas nas linhas. Para tanto, no programa as linhas foram modeladas de acordo com número de aterramentos. Isto será melhor explicado em cada caso. O mensageiro foi incluído no modelo da rede com seus pontos de aterramento.

Os parâmetros internos do cabo foram medidos segundo o método descrito no apêndice D na France Télécom R&D de Lannion (França). Como já foi discutido até o presente momento, não há cálculos de parâmetros precisos para cabos complexos como este. Uma medição com todos os 50 pares trançados, além de ser imprecisa, é computacionalmente desgastante, de modo que modela-se o cabo com apenas três condutores internos (dois fios de um par trançado e todos os outros fios que formam o terceiro condutor). Este conceito é mostrado no apêndice D.6.

A blindagem é de alumínio e, apesar de não ser homogênea, comporta-se como tal para o intervalo de frequências relacionado a uma descarga atmosférica (ver figura 4.2.1). Nota-se que a blindagem não constitui um tubo perfeito e sim, é colada. Ainda, a blindagem tem  $0,2mm$  de espessura.

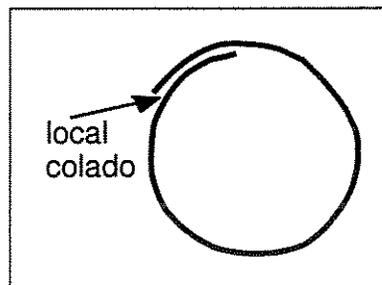


Figura 4.2.1: Detalhe exagerado da blindagem não homogênea (o local é colado).

Os valores de resistência de terra foram medidos em julho (época seca, quando o solo tem maior resistividade) e, portanto, foram ajustados, já que os dados aqui utilizados foram obtidos no verão (época chuvosa).

Cada perturbação na linha (onda plana com a forma de um pulso) foram devidamente ajustadas com seus ângulos de incidência e amplitude para cada caso.

### 4.2.1 Raio Induzido Próximo à Rede

A primeira comparação entre medição e simulação é feita com tensões e correntes induzidas na linha por um disparo de foguete que induziu uma descarga atmosférica <sup>1</sup>(observar local do disparo na figura 4.1.1).

Pode-se encontrar mais informações sobre a técnica de indução de raios em [45, 50] e no apêndice E.

Neste caso, as duas linhas apresentavam a mesma configuração de modo que apenas a simulação de uma delas foi necessária.

As condições terminais nas linhas nesta configuração durante a medição e adotadas na simulação podem ser vistas na figura 4.2.2.

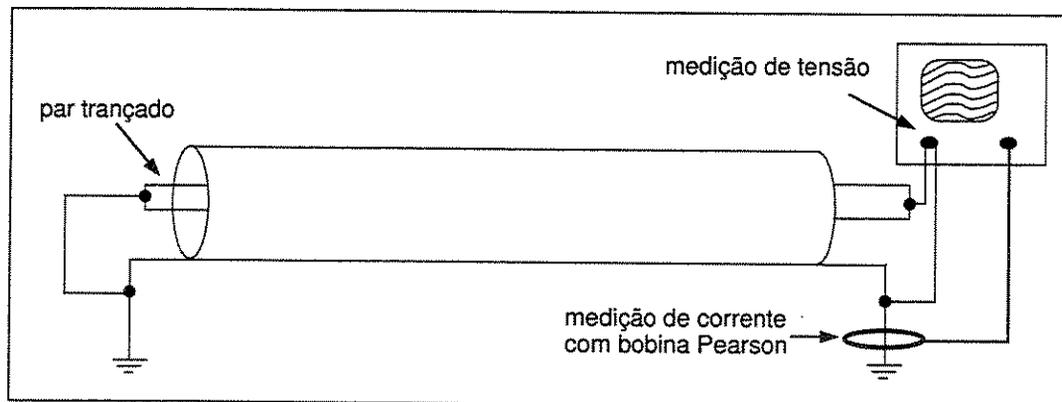


Figura 4.2.2: Diagrama com a estratégia adotada em cada extremidade das linhas.

A medição foi feita em um par que apresentava facilidades na montagem do experimento. Os dois fios deste par foram curto-circuitados nas duas extremidades e, em um dos lados, conectados à blindagem. A última foi conectada à terra nas duas extremidades (armário 2 e abrigo 1).

Um osciloscópio foi utilizado para medir a tensão de modo comum no par e também a corrente em um aterramento da blindagem. Para descargas atmosféricas, existe um "forte" acoplamento eletromagnético e, por isso, a tensão diferencial entre dois fios do mesmo par é muito menor que as tensões de modo comum em cada fio.

A configuração nas linhas é apresentada na figura 4.2.3.

<sup>1</sup>A descarga atmosférica induzida pode ser chamada também de artificial ou trigada. Este último termo deriva do inglês "triggered lightning".

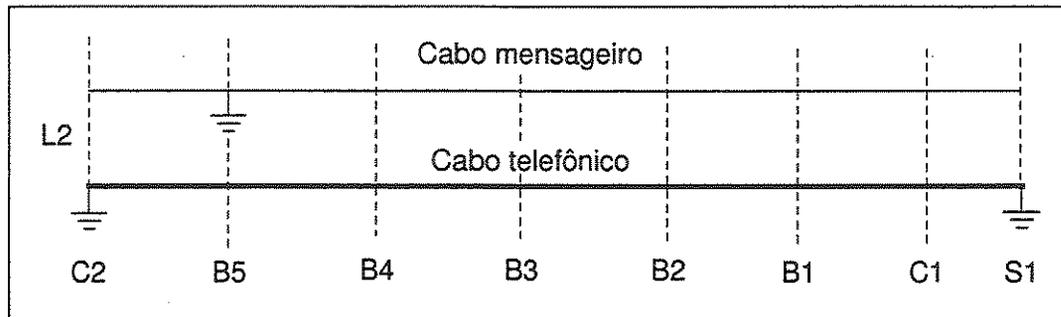


Figura 4.2.3: Diagrama mostrando os pontos de aterramento nas linhas.

Para o programa, modela-se a rede como se a mesma fosse constituída por duas linhas. Isto porque cada ponto de aterramento constitui uma parte da linha não homogênea. A primeira linha começa no armário 2 (*C2*) e vai até a caixa 5 (*B5*). Já a segunda linha vai da caixa 5 (*B5*) ao abrigo 1 (*S1*). Ambas são constituídas de um cabo telefônico e de um fio mensageiro.

É interessante notar que neste caso mediu-se o valor da corrente da descarga atmosférica e conhece-se o ponto onde ocorreu a descarga. A corrente foi de  $8,4kA$  e com um formato próximo ao normalizado  $1,2/50\mu s$ .

Como a descarga é do tipo nuvem-solo e está muito próxima da linha, modela-se a onda plana como se a mesma incidisse verticalmente.

A figura 4.2.4 mostra os oscilogramas medidos. A figura 4.2.5 mostra os resultados obtidos nas simulações.

O “pré-trigger” presente na medição não é modelado na simulação. O tempo de subida na simulação é muito próximo daquele medido. Para a corrente, o primeiro pico é notado antes de  $10\mu s$  e o segundo pico por volta de  $20\mu s$  para ambos métodos. Após os picos, a tensão zera em  $60\mu s$ . Os gráficos da medição apresentam dois pequenos picos anteriores ao principal. Estes são devidos às condições das medições.

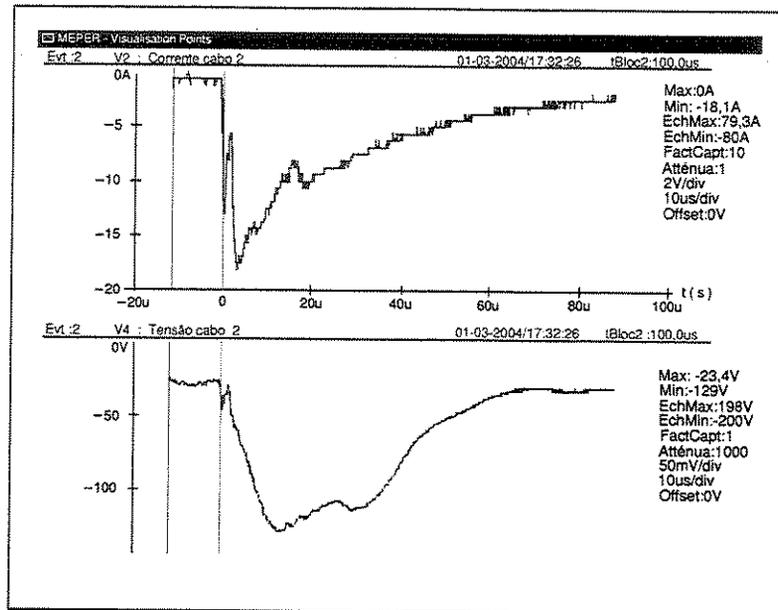


Figura 4.2.4: Oscilograma medido da descarga induzida próxima às linhas de telecomunicações [3].

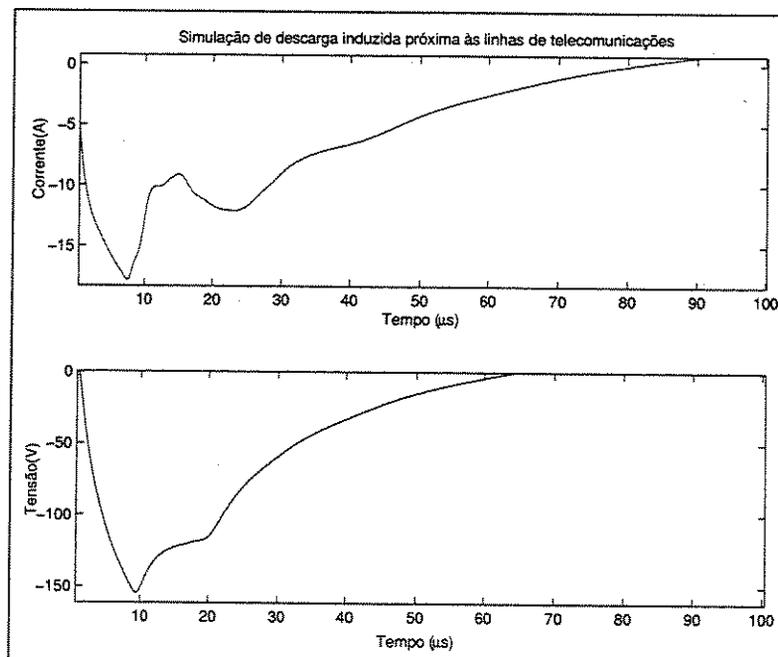


Figura 4.2.5: Oscilograma simulado da descarga induzida próxima às linhas de telecomunicações.

## 4.2.2 Descarga Atmosférica Distante da Rede

Nesta simulação a configuração de aterramento na linha e condições terminais são as mesmas das figuras 4.2.2 e 4.2.3. Do mesmo modo, as duas linhas mantinham a mesma configuração e, novamente, somente um cabo precisou ser simulado.

As tensões e correntes induzidas na linha foram, neste caso, produzidas por uma descarga atmosférica distante das linhas. Desta forma, torna-se mais difícil realizar a simulação, pois não são conhecidos os parâmetros da perturbação (ângulos de incidência e amplitude).

Entretanto, com certos ângulos de incidência, a perturbação provoca ondas positivas, como a medida. Assim, foram testadas algumas configurações de incidência, até que se chegasse a uma onda característica.

Com relação à amplitude da descarga, é mais simples deduzí-la, já que esta é proporcional à tensão induzida na rede.

O oscilograma medido está representado na figura 4.2.6. Os resultados simulados para esta configuração estão na figura 4.2.7.

Para a corrente, pode-se observar que a forma de onda é similar. Já no caso da tensão induzida, a parte mais plana no oscilograma da onda medida é um pouco mais longa que no resultado simulado. Esta diferença é devido aos componentes da medição como, por exemplo, a ponta de prova de tensão.

Ainda, para descargas atmosféricas de incidência distante, foi simulado um segundo caso.

Na figura 4.2.8 está representado o circuito (condições terminais) que foi empregado na medição e simulação.

Os resistores de  $220\Omega$  no par aterrado representam o alimentador em ponte de um comutador na central telefônica. As baterias da central, que normalmente estariam ligadas entre a terra e o resistor de  $220\Omega$ , não foram incluídas no modelo já que para as frequências de um impulso atmosférico se comportam como um curto-circuito.

A configuração na rede pode ser observada na figura 4.2.9. A medição efetuada foi a de tensão induzida em um mesmo par de cada linha, que apresentavam diferentes configurações. As tensões medidas estão na figura 4.2.10. Já o gráfico com as tensões simuladas está na figura 4.2.11.

Observa-se que foi obtida a forma de onda da medição. Os gráficos mostram a

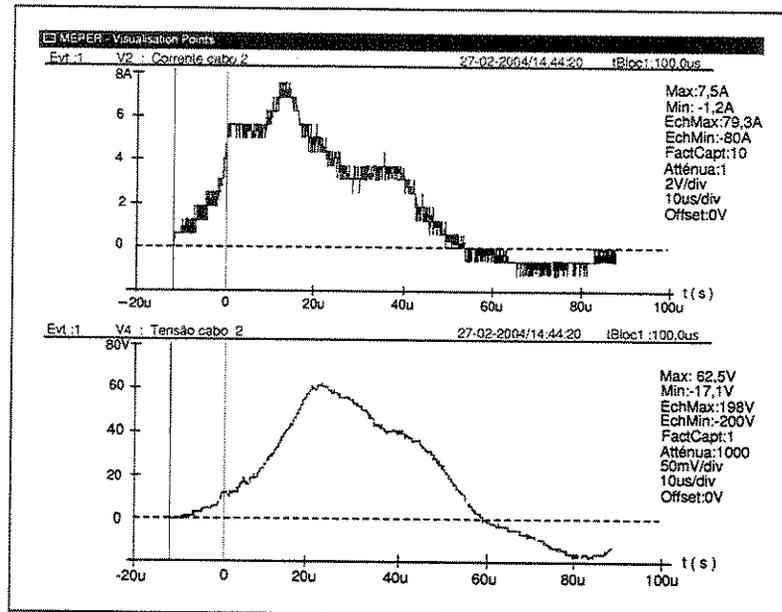


Figura 4.2.6: Oscilograma medido de uma descarga distante das linhas de telecomunicações [3].

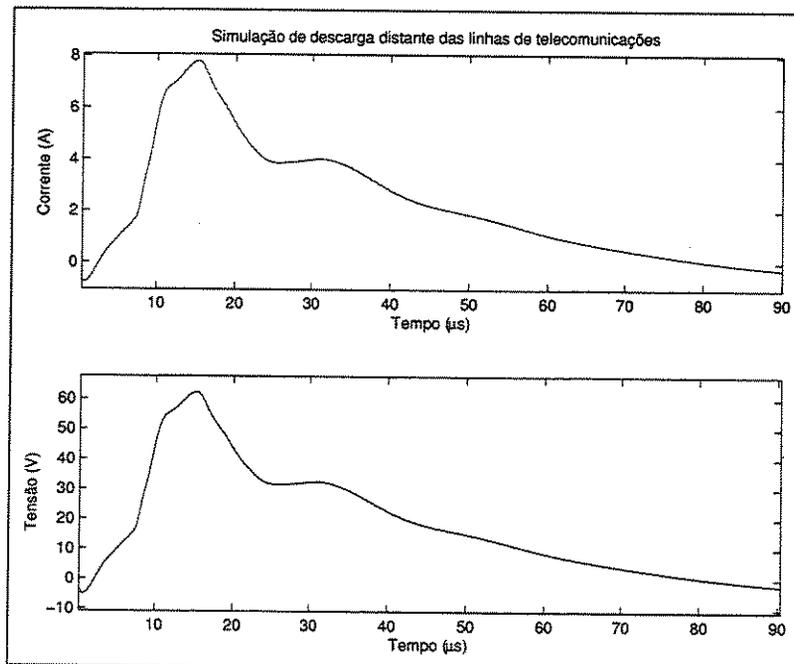


Figura 4.2.7: Oscilograma simulado de uma descarga distante das linhas de telecomunicações.

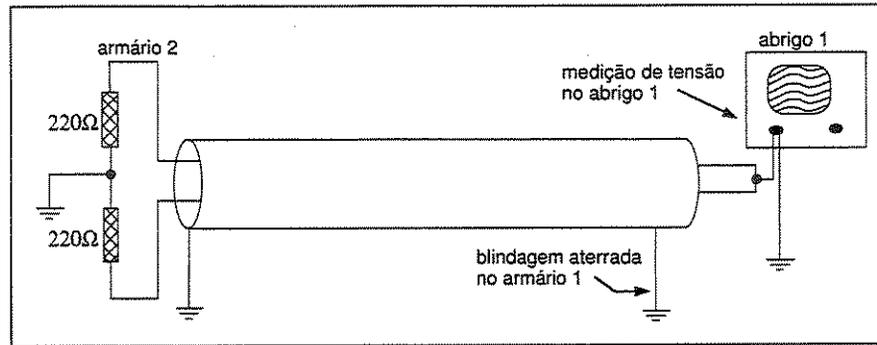


Figura 4.2.8: Diagrama com a estratégia adotada em cada extremidade das linhas.

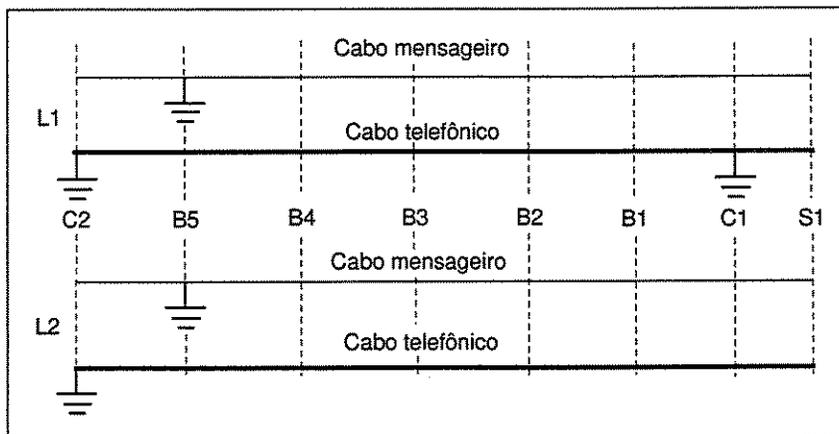


Figura 4.2.9: Diagrama mostrando os pontos de aterramento nas linhas.

relação entre dois tipos de conexões da blindagem à terra. Na primeira, a blindagem é conectada à terra em dois pontos e possui por volta de  $50\Omega$ . Na segunda, somente é conectada em um ponto (fim da linha) e tem por volta de  $100\Omega$ . A diferença é que na primeira conexão, como a blindagem está conectada no começo e fim da linha, a corrente pode fluir mais rápido para a terra. O alto valor da resistência produz uma tensão considerável (multiplicando a corrente que flui da blindagem à terra pelo valor de resistência de terra). Para a tensão na linha 1 observa-se uma pequena discrepância na parte plana entre os picos, que é ligeiramente diferente para os casos medido e simulado. Sabe-se que, mesmo controlando a precisão das medições, podem ainda existir capacitâncias e indutâncias parasitas devido à montagem, que implicam na modificação da onda medida.

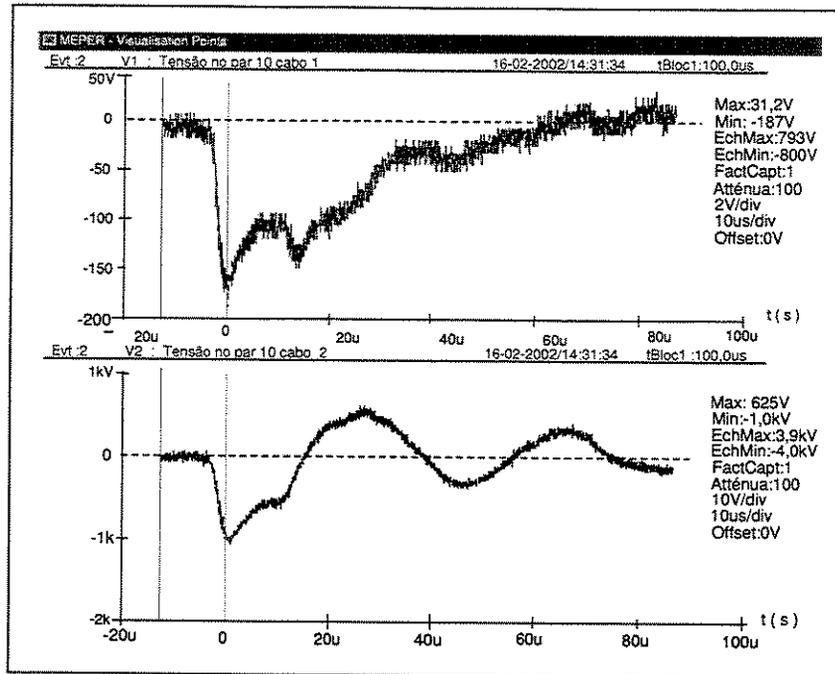


Figura 4.2.10: Oscilogramas medidos para descarga natural [4].

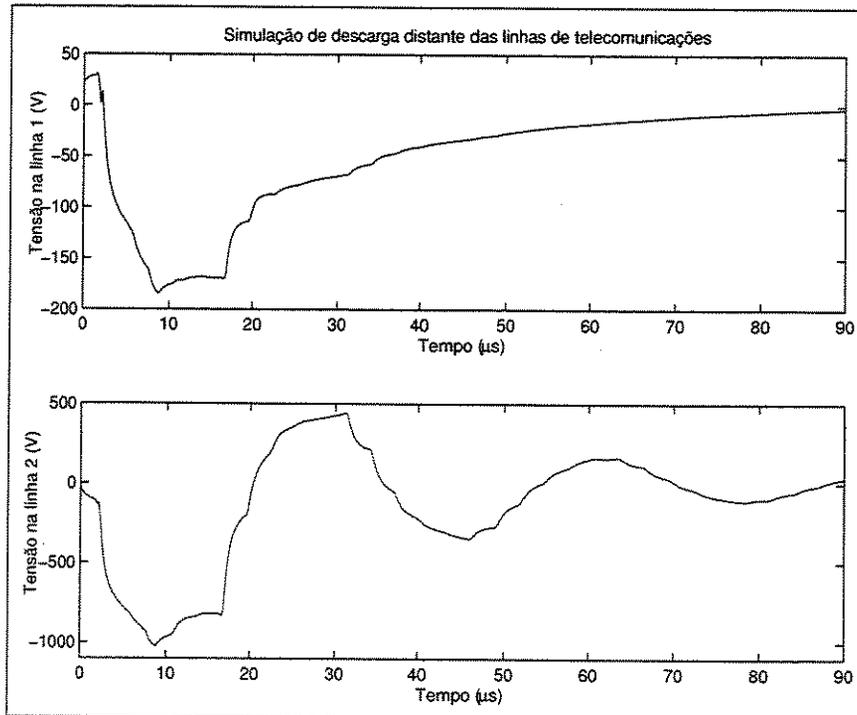


Figura 4.2.11: Oscilogramas simulados para descarga natural.

### 4.2.3 Descarga Atmosférica Direta na Rede

Para a campanha 2003 – 2004 estava prevista no Centro Internacional de Pesquisas e Testes de Raios em Cachoeira Paulista a realização de uma descarga direta induzida em uma das linhas de telecomunicações. Apesar disto, poucas tempestades na temporada não possibilitaram a realização do experimento. Mesmo assim, ocorreram duas descargas atmosféricas diretas naturais nas linhas. Pode-se, portanto, desenvolver uma análise das conseqüências e da metodologia de proteção adotada.

Faz-se aqui uma exposição dos procedimentos adotados nacionalmente [51, 52] e internacionalmente [53]. Para uma análise de uma linha, deve-se utilizar estas normas que fornecem todos os cálculos e procedimentos necessários.

Cada linha de telecomunicações que utiliza condutores metálicos (por exemplo, cabos de pares simétricos, cabos coaxiais e cabos ópticos com elementos metálicos) está sujeita a uma descarga atmosférica direta. Entretanto, a probabilidade de ocorrência desta descarga depende de diversos fatores como o tipo de instalação (aérea ou enterrada), a existência de outras estruturas nas suas proximidades (prédios, por exemplo) e da atividade atmosférica na região.

Os procedimentos de proteção são divididos em dois grupos. O primeiro deles é constituído por procedimentos básicos que devem ser aplicados em todas as linhas de telecomunicações com elementos metálicos. Estes procedimentos devem assegurar a proteção da linha e a segurança pessoal de artífices e usuários.

O segundo grupo de procedimentos é constituído por procedimentos cuja aplicação depende da exposição da linha às descargas atmosféricas e da confiabilidade requerida para o serviço da linha.

Dentro dos procedimentos de proteção básicos estão vinculação e aterramento e, também, isolamento.

Para vinculação e aterramento, destacam-se:

- Os elementos metálicos das linhas de telecomunicações (blindagem, cabo mensageiro, cabo guarda, etc) devem ser contínuos ao longo de toda a linha;
- Os elementos metálicos devem ser vinculados às barras de aterramento equipotencial nas extremidades do cabo. Os condutores que não puderem ser

vinculados diretamente (pares metálicos, por exemplo) devem ser vinculados através de supressores de surto (SPD);

- Em toda transição de rede aérea para rede subterrânea deve ser implementado um aterramento da blindagem do cabo. A resistência deste aterramento deve ser menor ou igual a  $30\Omega$ ;
- As blindagens dos cabos aéreos devem ser aterradas nas suas extremidades sempre que estes cabos tiverem mais de  $500m$  de comprimento. Para cabos longos, deverão ser projetados aterramentos adicionais para a blindagem a cada  $2000m$ . A resistência destes aterramentos deve ser menor ou igual a  $30\Omega$ ;
- No local de instalação de supressores de surtos deve ser implementado um aterramento de resistência menor ou igual a  $30\Omega$ , ao qual devem ser vinculados o terminal de aterramento dos supressores e a blindagem.

Já no caso do grupo isolamento, tem-se:

- Os cabos mensageiros devem ser fixados em postes de concreto armado ou de metal através de isoladores que apresentem uma tensão disruptiva assegurada a seco de  $25kV_{rms}$  e uma tensão suportável sob chuva de  $10kV_{rms}$ ;
- Os acessórios fixados em postes de concreto armado ou de metal (caixas de distribuição, caixas de emenda, etc) devem apresentar uma tensão suportável sob chuva de  $25kV_{rms}$ ;
- Os acessórios fixados no cabo mensageiro (caixas de emenda) devem apresentar uma tensão suportável sob chuva acima de  $25kV_{rms}$ .

Após a implementação dos procedimentos básicos, deve-se verificar a necessidade de procedimentos de proteção complementares. Para tanto, deve-se calcular o número esperado de danos por ano devido às descargas atmosféricas diretas e comparar o valor obtido com o valor tolerável para a linha. Se o valor for maior que o tolerável deve-se decidir por um ou mais procedimentos complementares de proteção, de acordo com as características da linha, o estágio de sua implantação, o custo de implementação do procedimento e o benefício estimado.

Dentre os procedimentos possíveis para reduzir o número de danos, pode-se citar:

**características da rota da linha:** vale, montanha, próxima de estruturas;

**características do cabo:** cabos com alta tensão disruptiva entre núcleo e blindagem, tratamento adequado de emendas, reduzindo a resistência da blindagem, utilizando uma blindagem com elevada resistência mecânica e elevado ponto de fusão;

**tipo de instalação:** aérea ou enterrada;

**uso de supressores de surtos:** uso de supressores para evitar a disruptura entre núcleo e blindagem;

**blindagem dos cabos:** mais condutores em paralelo possibilita que a corrente da descarga se divida;

**redundância de rotas:** no caso de alta confiabilidade do serviço.

A avaliação do desempenho da linha (danos na mesma por descargas diretas) é um fator que depende de:

**comprimento da linha ;**

**densidade de descargas para terra no local ;**

**fator probabilístico da corrente:** depende da intensidade da descarga;

**fator ambiental:** áreas urbanas (menos expostas) ou não urbanas;

**distância de centelhamento:** depende se o cabo é aéreo ou enterrado;

**corrente crítica:** corrente que produz algum dano.

Depois desta exposição dos procedimentos cabíveis contra danos provocados por descargas atmosféricas diretas, pode-se discutir os dois casos de descargas que atingiram as linhas em Cachoeira Paulista.

O registro das descargas atmosféricas é feito comparando os oscilogramas obtidos durante um evento para as duas linhas (no caso de uma descarga atmosférica direta

são bem diferentes) e análise dos danos ocorridos na linha para identificar o ponto de entrada e de ocorrência.

A primeira descarga direta ocorreu no dia 30 de janeiro de 2002, durante uma forte tempestade, e atingiu um poste da linha 2 entre o armário 2 e o abrigo 2. Foi identificado o ponto de entrada através de perfurações no poste e fusão de parte da braçadeira de sustentação do cabo.

Como a descarga atingiu o poste, houve centelhamento do isolador que suporta o cabo mensageiro de forma que o primeiro condutor atingido foi este, na parte em que está afastado do cabo telefônico. Desta forma, criou-se uma condição benéfica para o cabo, pois o ponto de arco elétrico situou-se em uma região afastada do cabo telefônico e, portanto, não houve um derretimento da camada de polietileno. Deste modo, o cabo mensageiro atuou como cabo pára-raios. É interessante notar que o cabo mensageiro pode, além de dividir a corrente da descarga, impedir que o cabo seja atingido. As normas prevêem uma hipótese mais pessimista, em que ocorre um arco entre o mensageiro e o cabo telefônico. É necessário um estudo mais detalhado para comprovar se realmente pode-se modificar as normas. O cabo mensageiro tem a função, além de dividir a corrente da descarga incidente e de, às vezes, de cabo guarda, de suportar a tração no cabo telefônico e também, de proteger o último se um cabo de energia o tocar.

Notou-se que cada componente da rede deve estar dentro das normas para que o mesmo não comprometa as proteções empregadas. Também, comprovou-se que a metodologia descrita de vinculação e aterramento foi satisfatória.

A segunda descarga direta ocorrida incidiu em um vão entre dois postes no dia 07 de abril de 2002, novamente na linha 2, nas proximidades da caixa 2. O ponto de entrada foi identificado com base na ruptura do fio de espinar e na perfuração da capa do cabo telefônico neste ponto.

Neste caso, o mensageiro estava junto do cabo telefônico, de forma que seu aquecimento devido ao arco elétrico facilitou a formação de um caminho para que a descarga penetrasse no núcleo do cabo. O cabo mensageiro se limitou a dividir a corrente com o cabo telefônico, o que não chega a propiciar um nível de proteção significativo.

Os danos causados pela descarga direta no ponto de entrada incluíram a fusão de

parte da blindagem e de alguns pares. Já ao longo da linha, observou-se a ocorrência de ruptura do isolamento entre blindagem e núcleo e bloco terminal, que não estava aterrado (configuração sendo testada naquele momento).

Planeja-se uma descarga direta induzida na linha que poderia constatar a função de cabo guarda do mensageiro.

Nestas duas descargas diretas não foi possível obter os oscilogramas das tensões e correntes induzidas já que os equipamentos de medição estavam configurados para níveis mais baixos (tensões e correntes induzidas).

Foram realizadas duas simulações de descargas diretas. Na primeira, a configuração terminal da linha foi idêntica ao segundo caso simulado para descargas atmosféricas distantes (figura 4.2.8). Já a configuração do cabo está mostrada na figura 4.2.12.

Nesta simulação, a fonte tem formato  $1,2/50\mu s$ , pico de  $15kA$  e está localizada na caixa 5.

Pode-se observar o oscilograma da simulação na figura 4.2.13. O valor da corrente neste caso é importante já que é extremamente significativo. A primeira forma de onda simulada representa a corrente que flui para a terra na caixa 5. Já a segunda forma de onda mostra a corrente no resistor de  $220\Omega$ . Observa-se que a descarga possuía  $15kA$  de pico e que, portanto, aproximadamente 60% da corrente flui diretamente para a terra.

Na segunda configuração, as condições terminais da linha são as mesmas que na figura 4.2.2. A fonte utilizada foi a mesma do caso anterior.

As configurações da rede estão representadas na figura 4.2.14. O resultado para esta segunda configuração está representado na figura 4.2.15 (corrente medida no aterramento da blindagem do cabo telefônico localizado no abrigo 1).

Em um caso ideal, o tempo de cauda seria mais longo. Em outras palavras, quanto maior a resistência da blindagem, menor o tempo de cauda e o número de oscilações.

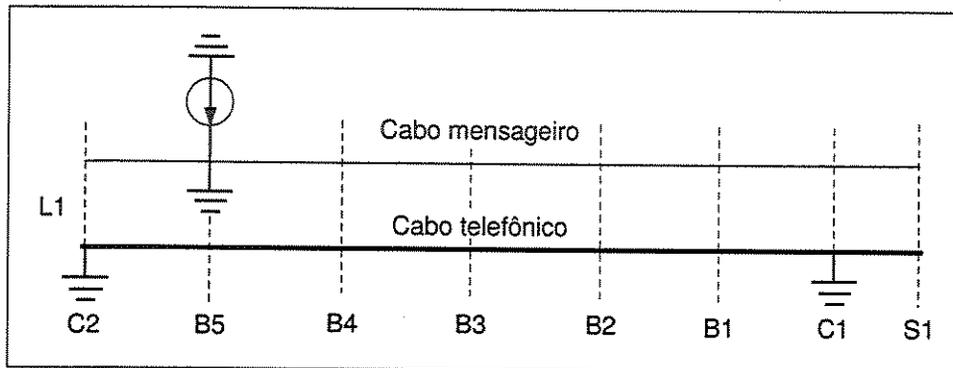


Figura 4.2.12: Diagrama da primeira descarga direta na linha simulada.

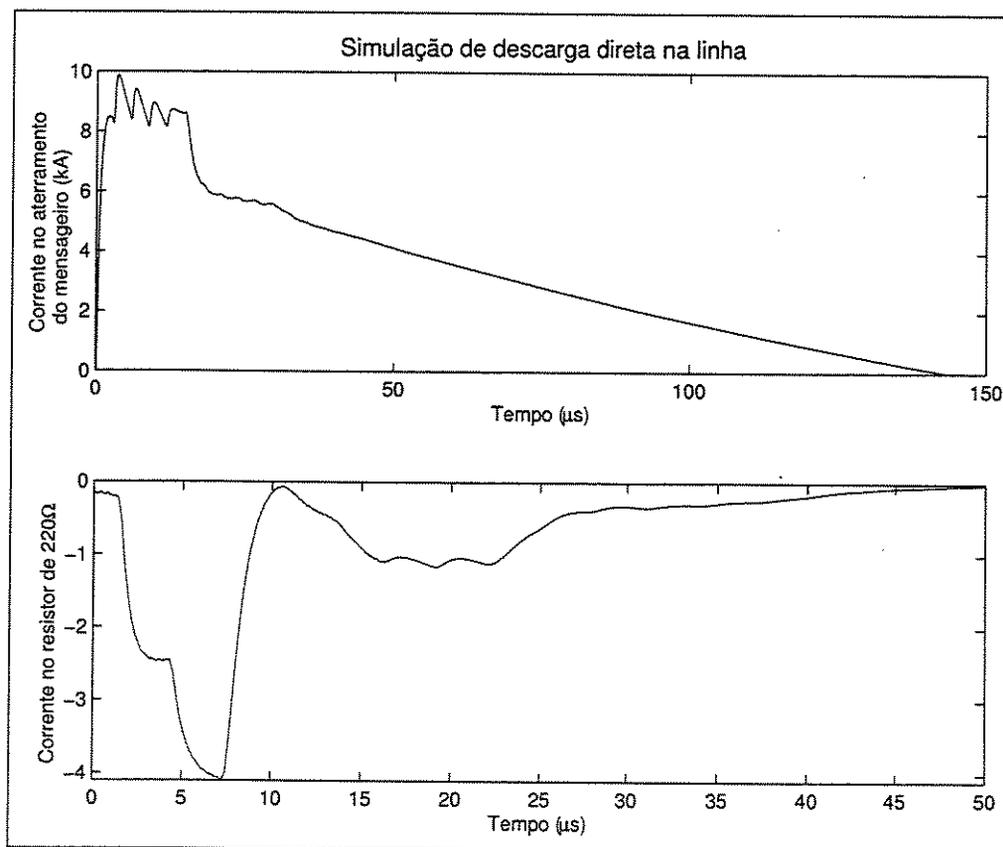


Figura 4.2.13: Oscilograma simulado de uma descarga direta em uma das linhas.

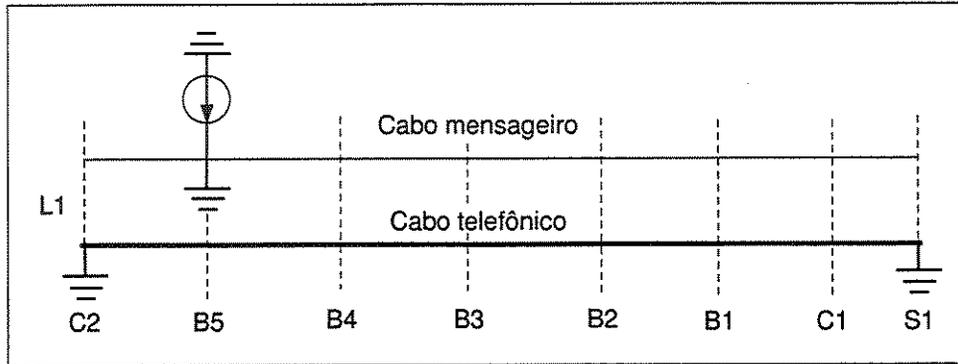


Figura 4.2.14: Diagrama da segunda descarga direta na linha simulada.

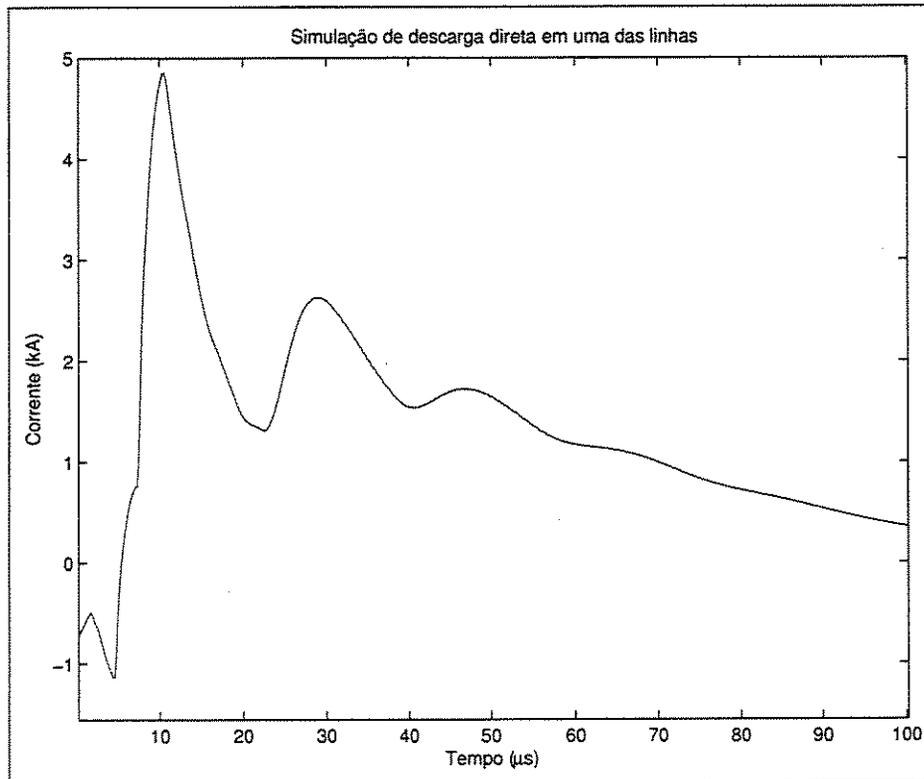


Figura 4.2.15: Oscilograma simulado de uma descarga direta em uma das linhas.

## CAPÍTULO 5

---

### Conclusões e Considerações Finais

---

As proposições iniciais do trabalho foram cumpridas. Foi apresentado um método que pode prever as tensões e correntes induzidas em uma rede telefônica sujeita a perturbações externas. O método inclui cálculo e medição dos parâmetros elétricos de cabos multifilares, apresentando uma ou mais blindagens. É capaz ainda de modelar redes que apresentam cabos não paralelos (no eixo  $xOy$ ) adaptando o cálculo de parâmetros e da perturbação externa. O efeito da condutividade finita do solo foi incorporado. Podem ser simuladas redes que apresentem condutores verticais, além dos horizontais. Finalmente, tanto redes aéreas como enterradas tem as suas características expostas de modo que ambas podem ser simuladas.

Com a exposição teórica feita, pode-se trabalhar com diversos tipos de rede. Contribui-se então na área de interferência eletromagnética de modo que os resultados possam ser estendidos de acordo com a necessidade particular do leitor.

Diversas simulações foram realizadas. Inicialmente, alguns casos já conhecidos na literatura e outros medidos em laboratório foram simulados e os resultados obtidos são semelhantes aos originais.

Ainda foram simulados resultados obtidos experimentalmente no Centro Internacional de Pesquisas e Testes de Raios em Cachoeira Paulista (SP). Primeiramente,

uma descarga induzida próxima às linhas de telecomunicações teve seus parâmetros medidos. Também nas linhas, as tensões e correntes induzidas foram medidas. Com todos estes dados foi realizada uma simulação que apresentou resultados que são coerentes com os obtidos experimentalmente. Duas descargas atmosféricas distantes das linhas induziram correntes e tensões e foram simuladas gerando novamente bons resultados. As últimas simulações são de descargas atmosféricas que incidem diretamente sobre as linhas telecomunicações. Estas, infelizmente, não foram passíveis de comparação já que as campanhas de chuvas não propiciaram condições adequadas para que descargas diretas induzidas nas linhas fossem realizadas.

Os objetivos inicialmente propostos foram cumpridos e podem ser estendidos em trabalhos futuros. Dentre estas possibilidades, pode-se realizar a inclusão de diferentes modelos para cálculos de parâmetros elétricos para o solo e o cabo, respeitando as qualidades e imperfeições de cada modelo. A perturbação externa foi aqui modelada pela muito conhecida onda plana. Não obstante, pode-se incluir no cálculo destes campos externos outras expressões mais recentes para descargas atmosféricas ou perturbações de interesse (lembrando que as condições topológicas devem ser respeitadas). Simulações contendo dispositivos de proteção contra surtos (SPD) podem ser realizadas. Ainda, pode-se utilizar a mesma metodologia apresentada, mas com equações no domínio do tempo e, inclusive, com métodos de medição de parâmetros elétricos no domínio do tempo.

Assim, finaliza-se este trabalho almejando continuar a contribuir nesta área em futuro próximo.

# Apêndices



## APÊNDICE A

---

### Cálculo de Parâmetros Elétricos

---

O cálculo adotado para os parâmetros do cabo foi descrito por Ametani [35]. É importante notar que no seu trabalho, Ametani calculou para cabos coaxiais e cabos chamados *PT* (“pipe-type”) os parâmetros segundo a referência global (ver seção 2.8), ou seja, dentro das hipóteses desta tese. Estes resultados podem ser estendidos para outros tipos de cabos, se necessário. Portanto, nas próximas seções, o artigo de Ametani é explicado em detalhes.

As tensões e correntes de um sistema de cabos são definidas pelas seguintes equações matriciais:

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dx} = -[Z][I] \\ \frac{d[I]}{dx} = -[Y][V] \end{cases} \quad (\text{A.0.1})$$

onde  $[V]$  e  $[I]$  são os vetores tensões e correntes em uma distância  $x$  ao longo do cabo;  $[Z]$  e  $[Y]$  são as matrizes impedância e admitância.

No caso mais geral, as matrizes impedância e admitância por unidade de comprimento de um cabo podem ser expressas do seguinte modo:

$$\left. \begin{aligned} [Z] &= [Z_i] + [Z_p] + [Z_c] + [Z_0] \\ [Y] &= j\omega [P]^{-1} \\ [P] &= [P_i] + [P_p] + [P_c] + [P_0] \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.0.2})$$

em que  $[P]$  é a matriz potencial.

Nas equações A.0.2, as matrizes com índices  $i$  referem-se a cabos coaxiais e as matrizes com índices  $p$  e  $c$  são relacionadas ao cabo  $PT$  (que será detalhado). As matrizes com índice  $o$  referem-se ao meio externo, ou seja, ao meio que cerca o cabo (ver apêndice A.3). Quando o conjunto de cabos não possuir um duto metálico externo, as matrizes com índices  $p$  e  $c$  não existem.

Nesta formulação, são feitas as seguintes hipóteses:

- As perdas no dielétrico e as correntes parasitas são desprezíveis;
- Cada meio condutor do cabo tem permeabilidade constante;
- A espessura do duto metálico é maior que a profundidade de penetração na parede do duto no caso de cabos  $PT$ .

Nas próximas seções explica-se em detalhes cada tipo de cabo.

Pode-se observar o sistema considerado na figura A.0.1.

## A.1 Cabo Coaxial

Quando um cabo coaxial consiste de núcleo e duas blindagens, segundo a figura A.1.1, a impedância vale:

$$[Z] = [Z_i] + [Z_0] \quad (\text{A.1.1})$$

em que:

$$\begin{aligned} [Z_i] &= \text{matriz impedância interna para o cabo coaxial} \\ &= \begin{bmatrix} [Z_{i1}] & [0] & \cdots & [0] \\ [0] & [Z_{i2}] & \cdots & [0] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ [0] & [0] & \cdots & [Z_{in}] \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.1.2})$$

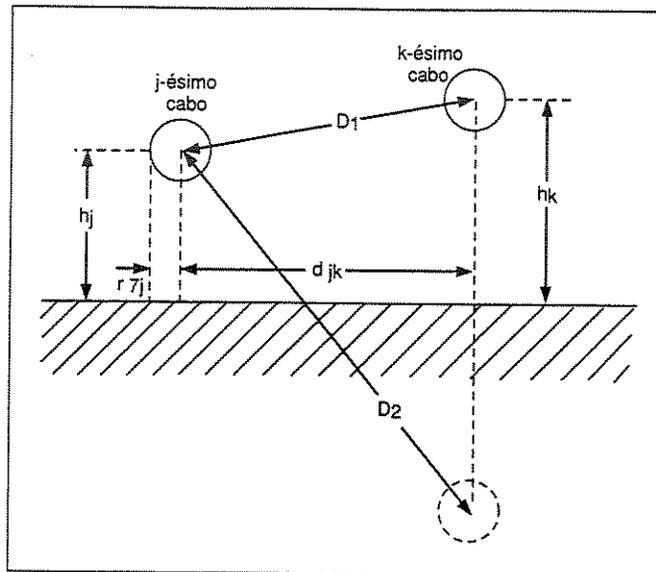


Figura A.0.1: Medidas externas aos cabos na modelagem da rede.

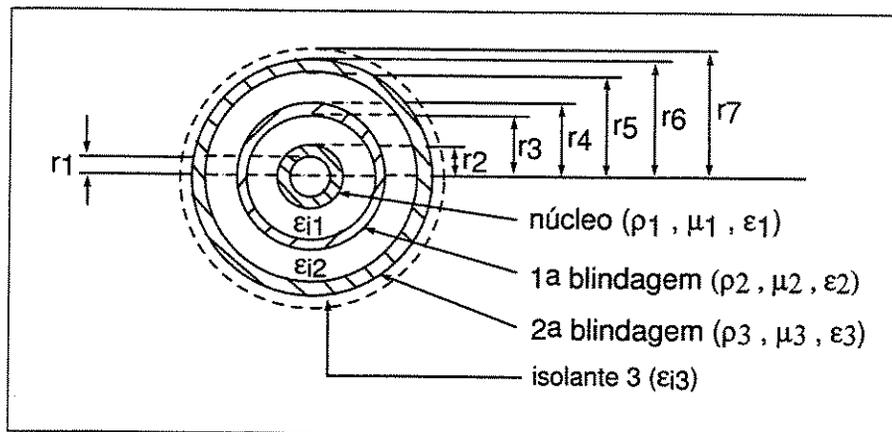


Figura A.1.1: Medidas dos raios do cabo coaxial.

$[Z_0]$  = matriz impedância do meio externo ao cabo

$$= \begin{bmatrix} [Z_{011}] & [Z_{012}] & \cdots & [Z_{01n}] \\ [Z_{021}] & [Z_{022}] & \cdots & [Z_{02n}] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ [Z_{0n1}] & [Z_{0n2}] & \cdots & [Z_{0nn}] \end{bmatrix} \quad (A.1.3)$$

Cada matriz não nula na matriz impedância interna do cabo é chamada de matriz impedância própria de um cabo coaxial. Quando este cabo for constituído por núcleo

e duas blindagens, esta matriz vale:

$$[Z_{ij}] = \begin{bmatrix} Z_{ccj} & Z_{csj} & Z_{caj} \\ Z_{csj} & Z_{ssj} & Z_{saj} \\ Z_{caj} & Z_{saj} & Z_{aaj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.4})$$

onde:

$$\begin{aligned} Z_{ccj} &= \text{impedância própria do núcleo} \\ &= z_{cs} + z_{sa} + z_{a4} - 2z_{2m} - 2z_{3m} \\ Z_{ssj} &= \text{impedância própria da primeira blindagem} \\ &= z_{sa} + z_{a4} - 2z_{3m} \\ Z_{aaj} &= \text{impedância própria da segunda blindagem} \\ &= z_{a4} \\ Z_{csj} &= \text{impedância mútua entre o núcleo e a primeira blindagem} \\ &= z_{sa} + z_{a4} - z_{2m} - 2z_{3m} \\ Z_{caj} &= \text{impedância mútua entre o núcleo e a segunda blindagem} \\ &= z_{a4} - z_{3m} \\ Z_{saj} &= \text{impedância mútua entre a primeira e a segunda blindagem} \\ &= Z_{caj} \end{aligned} \quad (\text{A.1.5})$$

Tem-se ainda:

$$\left. \begin{aligned} z_{cs} &= z_{11} + z_{12} + z_{2i} \\ z_{sa} &= z_{20} + z_{23} + z_{3i} \\ z_{a4} &= z_{30} + z_{34} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.1.6})$$

Quando o cabo coaxial consistir somente de núcleo e uma blindagem, a matriz das impedâncias próprias se torna  $2 \times 2$ :

$$[Z_{ij}] = \begin{bmatrix} Z_{ccj} & Z_{csj} \\ Z_{csj} & Z_{ssj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.7})$$

E os parâmetros internos valem:

$$\left. \begin{aligned} Z_{ccj} &= z_{cs} + z_{s3} - 2z_{2m} \\ Z_{ssj} &= z_{s3} \\ Z_{csj} &= z_{s3} - z_{2m} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.1.8})$$

e também:

$$z_{s3} = z_{20} + z_{23} \quad (\text{A.1.9})$$

Se o cabo consistir apenas de um núcleo, a matriz é reduzida a um só elemento:

$$[Z_{ij}] = Z_{ccj} = z_{11} + z_{12} \quad (\text{A.1.10})$$

As impedâncias por unidade de comprimento nas equações acima valem para um cabo coaxial:

$$\begin{aligned} & z_{11} : \text{impedância interna da superfície externa do núcleo} \\ z_{11} &= \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_1}{2\pi} \right) \left( \frac{1}{x_2 D_1} \right) \{ I_0(x_2) \cdot K_1(x_1) + K_0(x_2) \cdot I_1(x_1) \} \end{aligned} \quad (\text{A.1.11})$$

$$\begin{aligned} & z_{12} : \text{impedância do isolante externo ao núcleo} \\ z_{12} &= \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_{i1}}{2\pi} \right) \ln \left( \frac{r_3}{r_2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.1.12})$$

$$\begin{aligned} & z_{2i} : \text{impedância interna da superfície interna} \\ & \quad \text{da primeira blindagem} \\ z_{2i} &= \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_2}{2\pi} \right) \left( \frac{1}{x_3 D_2} \right) \{ I_0(x_3) \cdot K_1(x_4) + K_0(x_3) \cdot I_1(x_4) \} \end{aligned} \quad (\text{A.1.13})$$

$$\begin{aligned} & z_{2m} : \text{impedância mútua da primeira blindagem} \\ z_{2m} &= \left( \frac{\rho_2}{2\pi r_3 r_4 D_2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.1.14})$$

$$\begin{aligned} & z_{20} : \text{impedância interna da superfície externa} \\ & \quad \text{da primeira blindagem} \\ z_{20} &= \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_2}{2\pi} \right) \left( \frac{1}{x_4 D_2} \right) \{ I_0(x_4) \cdot K_1(x_3) + K_0(x_4) \cdot I_1(x_3) \} \end{aligned} \quad (\text{A.1.15})$$

$z_{23}$  : impedância do isolante externo à primeira blindagem

$$z_{23} = \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_{i2}}{2\pi} \right) \ln \left( \frac{r_5}{r_4} \right) \quad (\text{A.1.16})$$

$z_{3i}$  : impedância interna da superfície interna da segunda blindagem

$$z_{3i} = \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_3}{2\pi} \right) \left( \frac{1}{x_5 D_3} \right) \{ I_0(x_5) \cdot K_1(x_6) + K_0(x_5) \cdot I_1(x_6) \} \quad (\text{A.1.17})$$

$z_{3m}$  : impedância mútua da segunda blindagem

$$z_{3m} = \left( \frac{\rho_3}{2\pi r_5 r_6 D_3} \right) \quad (\text{A.1.18})$$

$z_{30}$  : impedância interna da superfície externa  
da segunda blindagem

$$z_{30} = \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_3}{2\pi} \right) \left( \frac{1}{x_6 D_3} \right) \{ I_0(x_6) \cdot K_1(x_5) + K_0(x_6) \cdot I_1(x_5) \} \quad (\text{A.1.19})$$

$z_{34}$  : impedância do isolante externo da segunda blindagem

$$z_{34} = \left( \frac{j\omega\mu_0\mu_{i3}}{2\pi} \right) \ln \left( \frac{r_7}{r_6} \right) \quad (\text{A.1.20})$$

em que:

$$\begin{cases} D_1 = I_1(x_2) \cdot K_1(x_1) - I_1(x_1) \cdot K_1(x_2) \\ D_2 = I_1(x_4) \cdot K_1(x_3) - I_1(x_3) \cdot K_1(x_4) \\ D_3 = I_1(x_6) \cdot K_1(x_5) - I_1(x_5) \cdot K_1(x_6) \end{cases} \quad (\text{A.1.21})$$

$$x_k = \beta_k \sqrt{j\omega} \quad (\text{A.1.22})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta_1 = r_1 \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_1}{\rho_1}} \\ \beta_2 = r_2 \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_1}{\rho_1}} \\ \beta_3 = r_3 \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_2}{\rho_2}} \\ \beta_4 = r_4 \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_2}{\rho_2}} \\ \beta_5 = r_5 \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_3}{\rho_3}} \\ \beta_6 = r_6 \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_3}{\rho_3}} \end{array} \right. \quad (\text{A.1.23})$$

em que:

- $I_0$  é função de Bessel modificada de 1ª espécie de ordem zero;
- $I_1$  é função de Bessel modificada de 1ª espécie de ordem um;
- $K_0$  é função de Bessel modificada de 2ª espécie de ordem zero;
- $K_1$  é função de Bessel modificada de 2ª espécie de ordem um.

Uma submatriz da matriz dos parâmetros externos  $[Z_0]$  é dada na seguinte forma:

$$[Z_{0jk}] = \begin{bmatrix} Z_{0jk} & Z_{0jk} & Z_{0jk} \\ Z_{0jk} & Z_{0jk} & Z_{0jk} \\ Z_{0jk} & Z_{0jk} & Z_{0jk} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.24})$$

Quando o cabo é reduzido a núcleo e uma blindagem, a mesma submatriz vale:

$$[Z_{0jk}] = \begin{bmatrix} Z_{0jk} & Z_{0jk} \\ Z_{0jk} & Z_{0jk} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.25})$$

Se o cabo for apenas constituído do núcleo, tem-se:

$$[Z_{0jk}] = Z_{0jk} \quad (\text{A.1.26})$$

$Z_{0jk}$  nas equações A.1.24 a A.1.26 é a impedância externa também conhecida como impedância de retorno pela terra entre os cabos  $j$  e  $k$ . Quando o cabo é aéreo,

esta impedância é dada por Carson (ver seção A.3.1). No caso do cabo ser enterrado, a impedância é fornecida por Pollaczek (ver seção A.3.2). Se o cabo estiver sobre um solo estratificado, a impedância desenvolvida por Nakagawa [54] pode ser usada.

A matriz admitância de um sistema de cabos é calculada a partir da matriz potencial como foi mostrado na equação A.0.2. No caso de um cabo coaxial,  $[P_p]$  e  $[P_c]$  valem zero e, quando o sistema de cabos é enterrado,  $[P_0]$  também vale zero (esta aproximação está descrita na seção A.3.2). Assim, tem-se para cabos aéreos:

$$[P] = [P_i] + [P_0] \quad (\text{A.1.27})$$

Para cabos enterrados:

$$[P] = [P_i] \quad (\text{A.1.28})$$

em que:

$$\begin{aligned} [P_i] &= \text{matriz potencial dos coeficientes internos do cabo} \\ &= \begin{bmatrix} [P_{i1}] & [0] & \cdots & [0] \\ [0] & [P_{i2}] & [0] & \vdots \\ [0] & [0] & \ddots & [0] \\ [0] & \cdots & [0] & [P_{in}] \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.1.29})$$

$$\begin{aligned} [P_0] &= \text{matriz potencial dos coeficientes do sistema no ar} \\ &= \begin{bmatrix} [P_{011}] & [P_{012}] & \cdots & [P_{01n}] \\ [P_{021}] & [P_{022}] & \cdots & [P_{02n}] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ [P_{0n1}] & [P_{0n2}] & \cdots & [P_{0nn}] \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.1.30})$$

Quando o cabo é constituído de núcleo e duas blindagens, a submatriz  $[P_{ij}]$  vale:

$$[P_{ij}] = \begin{bmatrix} P_{cj} + P_{sj} + P_{aj} & P_{sj} + P_{aj} & P_{aj} \\ P_{sj} + P_{aj} & P_{sj} + P_{aj} & P_{aj} \\ P_{aj} & P_{aj} & P_{aj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.31})$$

onde:

$$\begin{cases} P_{cj} = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{i1}} \right) \ln \left( \frac{r_3}{r_2} \right) \\ P_{sj} = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{i2}} \right) \ln \left( \frac{r_5}{r_4} \right) \\ P_{aj} = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_{i3}} \right) \ln \left( \frac{r_7}{r_6} \right) \end{cases} \quad (\text{A.1.32})$$

Quando o cabo se reduz a núcleo e uma blindagem, a matriz  $[P_{ij}]$  vale:

$$[P_{ij}] = \begin{bmatrix} P_{cj} + P_{sj} & P_{sj} \\ P_{sj} & P_{sj} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.33})$$

Quando o cabo se reduz a somente o núcleo, tem-se:

$$[P_{ij}] = P_{cj} \quad (\text{A.1.34})$$

As submatrizes de  $[P_0]$  valem:

$$[P_{0jk}] = \begin{bmatrix} P_{0jk} & P_{0jk} & P_{0jk} \\ P_{0jk} & P_{0jk} & P_{0jk} \\ P_{0jk} & P_{0jk} & P_{0jk} \end{bmatrix} \quad (\text{A.1.35})$$

em que  $[P_{0jk}]$  é a matriz potencial de coeficientes externos e vale:

$$\begin{cases} P_{0jj} = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \right) \ln \left( \frac{2h_j}{r_{7j}} \right) \\ P_{0jk} = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \right) \ln \left( \frac{D_2}{D_1} \right) \end{cases} \quad (\text{A.1.36})$$

Na equação A.1.36 as variáveis  $D_1$  e  $D_2$  são as distâncias representadas na figura A.0.1.

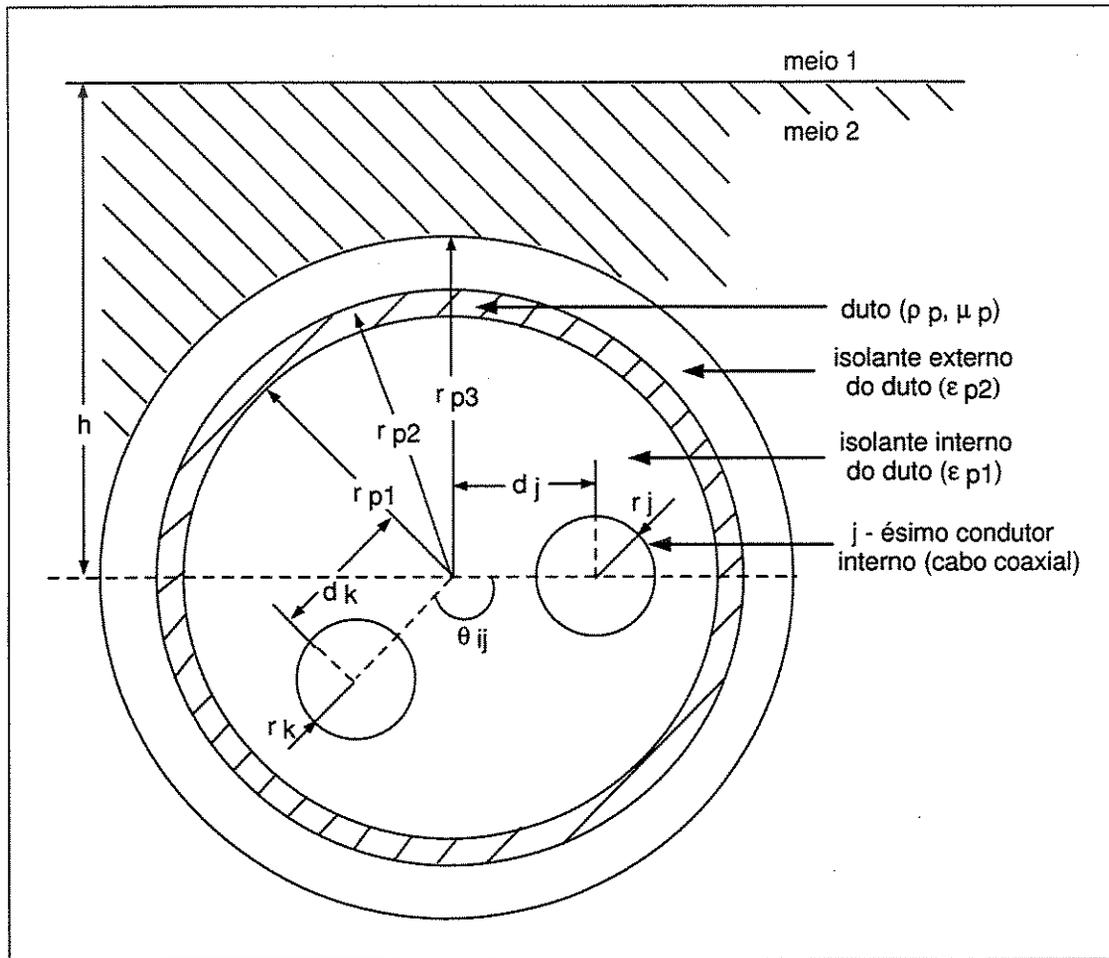


Figura A.2.1: Medidas do duto metálico com os condutores internos.

## A.2 Cabo no Interior de Duto Metálico (Pipe-type)

O conjunto duto metálico-cabos internos é conhecido como “pipe-type” (PT) (ver figura A.2.1). É interessante notar que este sistema comporta-se aproximadamente como um cabo multipares. O duto é modelado como a blindagem e os pares internos são particularidades do modelo mais completo que modela cada condutor interno como cabos coaxiais (com duas blindagens, por exemplo) no interior do duto. Portanto, o cabo do tipo PT pode ter como condutores internos outros cabos do tipo coaxial. Alguns autores consideram a aproximação em que a espessura do duto é considerada infinita. Aqui, esta aproximação e o cálculo mais preciso são considerados. Se a espessura do duto for considerada infinita, temos:

$$[Z] = [Z_i] + [Z_p] \quad (\text{A.2.1})$$

Se a espessura do duto for considerada finita, temos:

$$[Z] = [Z_i] + [Z_p] + [Z_c] + [Z_0] \quad (\text{A.2.2})$$

em que:

$[Z_i]$  = matriz impedância interna do cabo coaxial

$$= \begin{bmatrix} [Z_{i1}] & [0] & \cdots & [0] & 0 \\ [0] & [Z_{i2}] & \cdots & [0] & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [0] & [0] & \cdots & [Z_{in}] & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.3})$$

$[Z_p]$  = matriz impedância interna do duto

$$= \begin{bmatrix} [Z_{p11}] & [Z_{p12}] & \cdots & [Z_{p1n}] & 0 \\ [Z_{p21}] & [Z_{p22}] & \cdots & [Z_{p2n}] & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [Z_{pn1}] & [Z_{pn2}] & \cdots & [Z_{pnn}] & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.4})$$

$[Z_c]$  = matriz impedância da conexão  
entre as superfícies interna e externa do duto

$$= \begin{bmatrix} [Z_{c1}] & [Z_{c1}] & \cdots & [Z_{c1}] & Z_{c2} \\ [Z_{c1}] & [Z_{c1}] & \cdots & [Z_{c1}] & Z_{c2} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [Z_{c1}] & [Z_{c1}] & \cdots & [Z_{c1}] & Z_{c2} \\ Z_{c2} & Z_{c2} & \cdots & Z_{c2} & Z_{c3} \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.5})$$

$[Z_0]$  = matriz impedância do retorno pelo solo

$$= \begin{bmatrix} [Z_0] & [Z_0] & \cdots & [Z_0] & Z_0 \\ [Z_0] & [Z_0] & \cdots & [Z_0] & Z_0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [Z_0] & [Z_0] & \cdots & [Z_0] & Z_0 \\ Z_0 & Z_0 & \cdots & Z_0 & Z_0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.6})$$

Nas equações A.2.3 e A.2.4, as últimas linha e coluna correspondem ao duto. Portanto, podem ser omitidas se a espessura do duto for considerada infinita. Uma submatriz de  $[Z_i]$  na equação A.2.3 é fornecida pela equação A.1.4. Uma submatriz de  $[Z_p]$  na equação A.2.4 é fornecida por:

$$[Z_{pjk}] = \begin{bmatrix} Z_{pjk} & Z_{pjk} & Z_{pjk} \\ Z_{pjk} & Z_{pjk} & Z_{pjk} \\ Z_{pjk} & Z_{pjk} & Z_{pjk} \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.7})$$

Quando um condutor interno se consistir apenas de núcleo e blindagem, a equação A.2.7 é reduzida para uma matriz  $2 \times 2$  e, quando for apenas constituído de núcleo, a matriz é reduzida para um elemento. Esta análise vale para todas as outras impedâncias expostas nesta seção.

$Z_{pjk}$  na equação A.2.7 é a impedância entre os condutores internos ao duto  $j$  e  $k$  em relação à superfície interna do duto e vale:

$$Z_{pjk} = \left( \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \right) \left[ \frac{\mu_p K_0(x_1)}{x_1 K_1(x_1)} + Q_{jk} + 2\mu_p \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{\left[ n(1 + \mu_p) + \frac{x_1 K_{n-1}(x_1)}{K_n(x_1)} \right]} \right] \quad (\text{A.2.8})$$

em que:

$$Q_{jj} = \ln \left[ \left( \frac{r_{p1}}{r_j} \right) \left\{ 1 - \left( \frac{d_j}{r_{p1}} \right)^2 \right\} \right] \quad (\text{A.2.9})$$

$$Q_{jk} = \ln \left[ \frac{r_{p1}}{\sqrt{d_j^2 + d_k^2 - 2d_j d_k \cos \theta_{jk}}} \right] - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{n} \quad (\text{A.2.10})$$

$$C_n = \left( \frac{d_j d_k}{r_{p1}^2} \right)^n \cos(n\theta_{jk}) \quad (\text{A.2.11})$$

e também:

$$\begin{cases} x_1 = \beta_1 \sqrt{j\omega} \\ \beta_1 = r_{p1} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_p}{\rho_p}} \end{cases} \quad (\text{A.2.12})$$

onde  $d_{ij}$  e  $\theta_{ij}$  podem ser vistos na figura A.2.1.

A submatriz e os elementos das últimas linha e coluna de  $[Z_c]$  na equação A.2.5 são fornecidos por:

$$\begin{cases} [Z_{c1}] = \begin{bmatrix} Z_{c1} & Z_{c1} & Z_{c1} \\ Z_{c1} & Z_{c1} & Z_{c1} \\ Z_{c1} & Z_{c1} & Z_{c1} \end{bmatrix} \\ Z_{c1} = Z_{c3} - 2z_{pm} \\ Z_{c2} = Z_{c3} - z_{pm} \\ Z_{c3} = z_{p0} + z_{p3} \end{cases} \quad (\text{A.2.13})$$

em que:

$$\begin{cases} z_{pm} = \frac{\rho_p}{(2\pi r_{p1} r_{p2} D_p)} \\ z_{p0} = \left( \frac{j\omega \mu_0 \mu_p}{2\pi x_2 D_p} \right) \{ I_0(x_2) \cdot K_1(x_1) + K_0(x_2) I_1(x_1) \} \\ z_{p3} = \left( \frac{j\omega \mu_0}{2\pi} \right) \ln \left( \frac{r_{p3}}{r_{p2}} \right) \end{cases} \quad (\text{A.2.14})$$

Ainda:

$$\begin{cases} D_p = I_1(x_2) \cdot K_1(x_1) - I_1(x_1) \cdot K_1(x_2) \\ x_1 = \beta_1 \sqrt{j\omega} \\ x_2 = \beta_2 \sqrt{j\omega} \\ \beta_1 = r_{p1} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_p}{\rho_p}} \\ \beta_2 = r_{p2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_p}{\rho_p}} \end{cases} \quad (\text{A.2.15})$$

Uma submatriz de  $[Z_0]$  na equação A.2.6 vale:

$$[Z_0] = \begin{bmatrix} Z_0 & Z_0 & Z_0 \\ Z_0 & Z_0 & Z_0 \\ Z_0 & Z_0 & Z_0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.16})$$

em que a matriz anterior é a impedância própria de retorno pelo solo do duto.

A matriz potencial dos coeficientes para um cabo do tipo *PT* se a espessura da parede do duto for considerada infinita vale:

$$[P] = [P_i] + [P_p] \quad (\text{A.2.17})$$

Se a parede for de espessura finita e o cabo for enterrado, tem-se:

$$[P] = [P_i] + [P_p] + [P_c] \quad (\text{A.2.18})$$

Se a espessura do duto for finita e o cabo aéreo, tem-se:

$$[P] = [P_i] + [P_p] + [P_c] + [P_0] \quad (\text{A.2.19})$$

onde:

$[P_i] = \text{matriz potencial interna do cabo coaxial}$

$$= \begin{bmatrix} [P_{i1}] & [0] & \cdots & [0] & 0 \\ [0] & [P_{i2}] & \cdots & [0] & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [0] & [0] & \cdots & [P_{in}] & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.20})$$

$[P_p] = \text{matriz potencial dos coeficientes internos do duto}$

$$= \begin{bmatrix} [P_{p11}] & [P_{p12}] & \cdots & [P_{p1n}] & 0 \\ [P_{p21}] & [P_{p22}] & \cdots & [P_{p2n}] & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [P_{pn1}] & [P_{pn2}] & \cdots & [P_{pnn}] & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.21})$$

$[P_c]$  = matriz potencial entre a superfície interna do duto e a superfície externa

$$= \begin{bmatrix} [P_c] & [P_c] & \cdots & [P_c] & P_c \\ [P_c] & [P_c] & \cdots & [P_c] & P_c \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [P_c] & [P_c] & \cdots & [P_c] & P_c \\ P_c & P_c & \cdots & P_c & P_c \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.22})$$

$[P_0]$  = matriz potencial do duto no ar

$$= \begin{bmatrix} [P_0] & [P_0] & \cdots & [P_0] & P_0 \\ [P_0] & [P_0] & \cdots & [P_0] & P_0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ [P_0] & [P_0] & \cdots & [P_0] & P_0 \\ P_0 & P_0 & \cdots & P_0 & P_0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.23})$$

Nas equações A.2.21 e A.2.22, as últimas linha e coluna correspondem ao duto de modo que podem ser omitidas se a espessura da parede do mesmo for considerada infinita.

Uma submatriz de  $[P_i]$  na equação A.2.20 é dada na equação A.1.32. Uma submatriz de  $[P_p]$  na equação A.2.21 vale:

$$[P_{pjk}] = \begin{bmatrix} P_{pjk} & P_{pjk} & P_{pjk} \\ P_{pjk} & P_{pjk} & P_{pjk} \\ P_{pjk} & P_{pjk} & P_{pjk} \end{bmatrix} \quad (\text{A.2.24})$$

$P_{pjk}$  na equação anterior é o coeficiente da matriz potencial entre os condutores internos ao duto  $j$  e  $k$  em relação à superfície interna do duto, e valem (utilizando a equação para  $Q$ ):

$$\begin{cases} P_{pjj} = \frac{Q_{jj}}{2\pi\epsilon_{p1}\epsilon_0} \\ P_{pjk} = \frac{Q_{jk}}{2\pi\epsilon_{p1}\epsilon_0} \end{cases} \quad (\text{A.2.25})$$

Uma submatriz e as últimas linha e coluna de  $[P_c]$  na equação A.2.22 valem:

$$\left\{ \begin{array}{l} [P_c] = \begin{bmatrix} P_c & P_c & P_c \\ P_c & P_c & P_c \\ P_c & P_c & P_c \end{bmatrix} \\ P_c = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_{p2}\epsilon_0} \right) \ln \left( \frac{r_{p3}}{r_{p2}} \right) \end{array} \right. \quad (\text{A.2.26})$$

Uma submatriz  $[P_0]$  e últimas linha e coluna da matriz potencial de coeficientes para representar o cabo no espaço valem:

$$\left\{ \begin{array}{l} [P_0] = \begin{bmatrix} P_0 & P_0 & P_0 \\ P_0 & P_0 & P_0 \\ P_0 & P_0 & P_0 \end{bmatrix} \\ P_0 = \left( \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \right) \ln \left( \frac{2h}{r_{p3}} \right) \end{array} \right. \quad (\text{A.2.27})$$

### A.3 Parâmetros Externos

Os parâmetros externos são constituídos pelas impedâncias e admitâncias entre o cabo e o solo e as impedâncias e admitâncias do solo.

Todos estes parâmetros externos dependem, fundamentalmente, da instalação da rede ser aérea ou enterrada. Portanto, cada caso será explanado separadamente.

#### A.3.1 Cabo Aéreo

Diversas referências fazem uma análise geral dos métodos utilizados para o cálculo de parâmetros externos no caso de redes aéreas [28, 49, 55–58]. Neste cálculo, o termo mais complexo é o que modela o solo representado por uma integração.

A impedância externa, já considerando o cálculo de Ametani [35] é constituída por dois termos:

$$Z = j\omega L + Z_g \quad (\text{A.3.1})$$

onde os parâmetros  $L$  e  $Z_g$  podem ser próprios ou mútuos.

Nota-se que a impedância interna da superfície externa do cabo já inclusa no cálculo de Ametani.

A impedância própria  $L_{ii}$  é calculada para um fio sem perdas sobre um solo perfeitamente condutor:

$$L_{ii} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cosh^{-1} \left( \frac{h}{r_i} \right) \cong \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{2h}{r_i} \right) \quad (\text{A.3.2})$$

Já o cálculo para a impedância mútua é:

$$L_{ij} \cong \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{D_{ij}}{d_{ij}} \right) \quad (\text{A.3.3})$$

onde as aproximações valem quando  $h \gg r$ .  $D_{ij}$  é a distância entre o condutor  $i$  e a imagem do condutor  $j$ . A variável  $d_{ij}$  é a distância entre o condutor  $i$  e o condutor  $j$ .

A admitância é calculada pela seguinte fórmula:

$$Y = \frac{(G + j\omega C)Y_g}{G + j\omega C + Y_g} \quad (\text{A.3.4})$$

Na fórmula A.3.4 a capacitância própria vale:

$$C_{ii} \cong \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \left( \frac{2h}{r_i} \right)} \quad (\text{A.3.5})$$

A capacitância mútua pode ser calculada por:

$$C_{ij} \cong \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \left( \frac{d_{ij}^2}{r_i \cdot r_j} \right)} \quad (\text{A.3.6})$$

onde  $d_{ij}$  é a distância entre o centro dos condutores e  $r_i$  e  $r_j$  são os raios dos condutores.

A condutância pode ser calculada por:

$$G = \frac{\sigma_{ar}}{\epsilon_0} C \quad (\text{A.3.7})$$

A admitância do solo  $Y_g$  é calculada por:

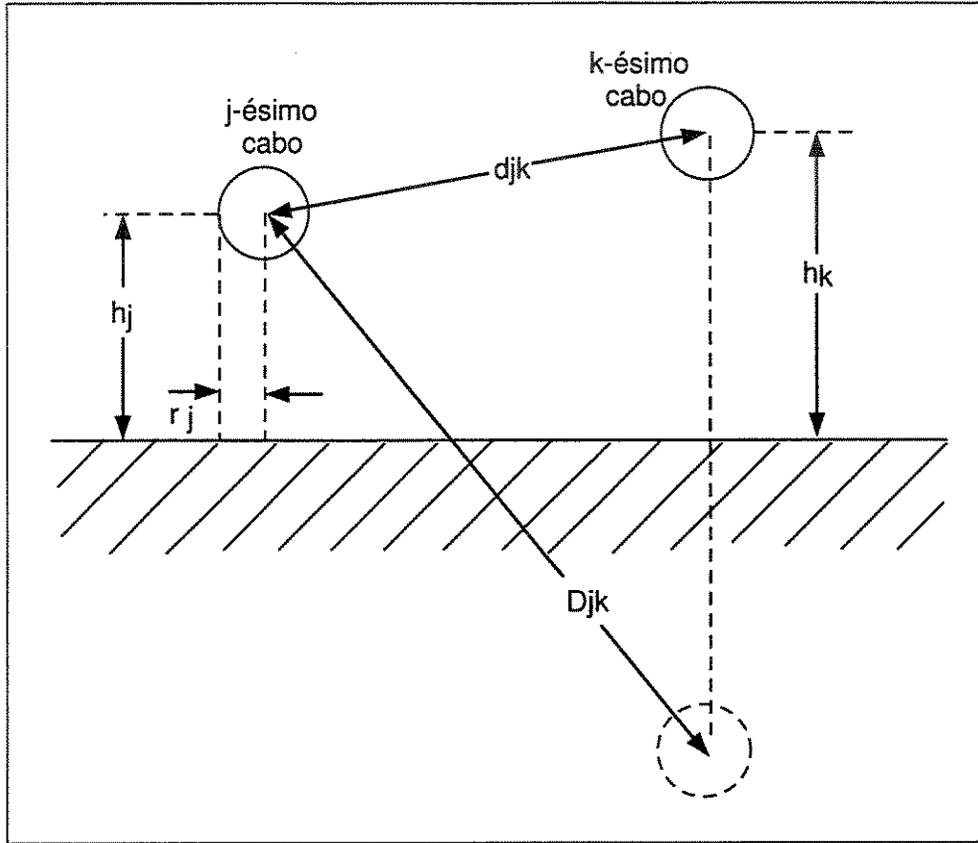


Figura A.3.1: Distâncias consideradas nas fórmulas de indutâncias e capacitâncias.

$$Y_g \cong \frac{\gamma_g^2}{Z_g} \quad (\text{A.3.8})$$

onde  $\gamma_g$  é a constante de propagação no solo e vale:

$$\gamma_g^2 = j\omega\mu_0(\sigma_g + j\omega\epsilon_0\epsilon_{rg}) \quad (\text{A.3.9})$$

Alguns autores consideram a admitância do solo  $Y_g$  infinita nas condições comuns de condutividade do solo ( $\sigma_g = 10^{-3} - 10^{-2} S/m$  e  $\epsilon_r = 1 - 10$ ), de modo que a admitância é aproximada por:

$$Y \cong G + j\omega C \quad (\text{A.3.10})$$

Deve-se agora calcular o valor das impedâncias ( $Z_g$ ) do solo.

Talvez o método para representação de solos de condutividade finita mais tradicional seja o de Carson, publicado em 1926 [28]. O método de Carson não possui uma integração analítica, ou seja, a impedância está expressa em uma integral imprópria, com limites infinitos. Computacionalmente, esta integral deve ser expandida em séries infinitas através de métodos numéricos. O próprio autor propõe algumas séries para resolução das integrais. Estas séries convergem rapidamente em baixas frequências, mas precisam de muitos termos em frequências mais elevadas.

Sunde [49], desprezando a componente vertical do campo refletido no solo, deduziu uma expressão parecida com a de Carson, se for assumida uma aproximação em baixas frequências:

$$Z_{gii} = \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-2h_i x}}{\sqrt{x^2 + \gamma_g^2} + x} dx \quad (\text{A.3.11})$$

onde  $h$  é a altura do cabo,  $\gamma_g$  é a constante de propagação no solo e  $x$  é a direção do cabo.

O próprio Sunde propõe uma aproximação para esta fórmula:

$$Z_{gii} \cong \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln \left( \frac{1 + \gamma_g h_i}{\gamma_g h_i} \right) \quad (\text{A.3.12})$$

Para a impedância mútua do solo, Sunde propõe:

$$Z_{gij} = \frac{j\omega\mu_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-(h_i+h_j)x}}{\sqrt{x^2 + \gamma_g^2} + x} \cos(d_{ij}x) dx \quad (\text{A.3.13})$$

onde  $d_{ij}$  está representado na figura A.3.1.

Rachidi em [56] propõe uma aproximação para esta integral utilizando os próprios resultados de Sunde:

$$Z_{gij} \cong \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \ln \left[ \frac{\left( 1 + \gamma_g \left( \frac{h_i + h_j}{2} \right) \right)^2 + \left( \gamma_g \frac{d_{ij}}{2} \right)^2}{\left( \gamma_g \left( \frac{h_i + h_j}{2} \right) \right)^2 + \left( \gamma_g \frac{d_{ij}}{2} \right)^2} \right] \quad (\text{A.3.14})$$

Estas aproximações são idênticas às fórmulas originais até alguns MHz.

Em 1976, C. Gary [59] propõe um método em que o plano de terra é substituído por um conjunto de condutores de retorno na terra, diretamente imersos sob a linha aérea, localizados em uma profundidade complexa. Ou seja, as distâncias entre condutores e o solo são complexas. O erro do método de Gary aumenta com a taxa entre a distância horizontal dos condutores e sua altura ( $d/h$ ), que geralmente é baixa. A fórmula proposta por Gary é uma aproximação em baixa frequência para a aproximação proposta por Sunde.

Pode-se ainda utilizar métodos numéricos diversos para resolver estas integrais. Não é o propósito desta tese, já que a aproximação até alguns MHz está dentro da faixa de frequências de uma descarga atmosférica.

### A.3.2 Cabo Enterrado

Diversos autores propuseram métodos para modelar sistemas enterrados [31, 34, 49, 55, 60–65].

Dentre os métodos citados, existem modelos mais complexos, mas que ainda não foram realmente analisados. Portanto, assim como no caso de um sistema aéreo, utiliza-se aqui o método mais tradicional no cálculo das impedâncias do solo para cabos enterrados.

O método utilizado foi proposto por Pollaczek em 1926 [60]. Sabe-se que Pollaczek, quase simultaneamente a Carson, encontrou resultados similares, de modo que alguns chamam este método de Carson-Pollaczek.

O valor da impedância própria externa proposta por Pollaczek é:

$$Z_{gii} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[ K_0 \left( \frac{a_i}{p} \right) - K_0 \left( \frac{2h_i}{p} \right) + J \right] \quad (\text{A.3.15})$$

A integral  $J$  vale:

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left( -2h_i \sqrt{\beta^2 + \frac{1}{p^2}} \right)}{|\beta| + \sqrt{\beta^2 + \frac{1}{p^2}}} \exp(j\beta a_i) d\beta \quad (\text{A.3.16})$$

onde:

- $a_i$  é o raio do cabo
- $p$  é a profundidade complexa relativa ao efeito pelicular e vale  $p = 1/\sqrt{j\omega\mu_0\sigma}$ ;
- $h_i$  é a profundidade do cabo;
- $K_0$  é função de Bessel modificada de segunda classe e ordem zero.

Esta integral não tem solução analítica e deve ser aproximada ou resolvida por métodos numéricos. O integrando é altamente oscilatório e irregular, de modo que é necessário manter um certo grau de precisão. Os trabalhos [63, 65] apresentam soluções numéricas satisfatórias para esta integral.

O valor da impedância mútua proposto por Pollaczek é:

$$Z_{gij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[ K_0 \left( \frac{d_{ij}}{p} \right) - K_0 \left( \frac{D_{ij}}{p} \right) + J \right] \quad (\text{A.3.17})$$

A integral  $J$  vale neste caso:

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp \left( -2 \left( \frac{h_i + h_j}{2} \right) \sqrt{\beta^2 + \frac{1}{p^2}} \right)}{|\beta| + \sqrt{\beta^2 + \frac{1}{p^2}}} \exp(j\beta d_{hij}) d\beta \quad (\text{A.3.18})$$

onde:

- $D_{ij}$  é a distância entre um cabo e a imagem do outro;
- $d_{ij}$  é a distância entre o centro dos dois cabos;
- $d_{hij}$  é a distância horizontal entre o centro dos dois cabos;
- $h_i$  e  $h_j$  são as alturas dos cabos.

Pode-se observar que, apesar das variáveis serem diferentes, os cálculos são os mesmos e, portanto, as considerações feitas para a integral  $J$  no caso anterior são as mesmas.



## APÊNDICE B

---

### Equações para Onda Plana

---

As equações de campo elétrico e magnético para ondas planas são bem conhecidas na literatura (por exemplo [55]). A aplicação destas equações no modelo, inclusive relatando os ângulos adotados, está mostrada na seção 2.11, de modo que os campos são aqui apenas reproduzidos.

#### B.1 Expressões para onda plana utilizadas

*Expressões dos campos incidentes para polarização vertical*

$$E^{inc} = E_0 \cos \eta (\hat{x} \sin \psi \cos \theta - \hat{y} \sin \psi \sin \theta + \hat{z} \cos \psi) e^{-jkx \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.1})$$

$$H^{inc} = \frac{E_0}{Z_0} \cos \eta (-\hat{x} \sin \theta - \hat{y} \cos \theta + \hat{z} 0) e^{-jkx \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.2})$$

*Expressões dos campos incidentes para polarização horizontal*

$$E^{inc} = E_0 \sin \eta (\hat{x} \sin \theta + \hat{y} \cos \theta + \hat{z} 0) e^{-jkz \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.3})$$

$$H^{inc} = \frac{E_0}{Z_0} \sin \eta (\hat{x} \sin \psi \cos \theta - \hat{y} \sin \psi \sin \theta + \hat{z} \cos \psi) e^{-jkz \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.4})$$

*Expressões dos campos refletidos para polarização vertical*

$$E^{ref} = E_0 (\cos \eta) R_v (-\hat{x} \sin \psi \cos \theta + \hat{y} \sin \psi \sin \theta + \hat{z} \cos \psi) e^{-jkz \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{-jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.5})$$

$$H^{ref} = \frac{E_0}{Z_0} (\cos \eta) R_v (-\hat{x} \sin \theta - \hat{y} \cos \theta + \hat{z} 0) e^{-jkz \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{-jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.6})$$

*Expressões dos campos refletidos para polarização horizontal*

$$E^{ref} = E_0 (\sin \eta) R_h (\hat{x} \sin \theta + \hat{y} \cos \theta + \hat{z} 0) e^{-jkz \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{-jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.7})$$

$$H^{ref} = \frac{E_0}{Z_0} (\sin \eta) R_h (\hat{x} \sin \psi \cos \theta - \hat{y} \sin \psi \sin \theta - \hat{z} \cos \psi) e^{-jkz \cos \psi \cos \theta} e^{jky \cos \psi \sin \theta} e^{-jkz \sin \psi} \quad (\text{B.1.8})$$

onde  $Z_0 \cong 377\Omega$  e é chamada impedância do ar (sem perdas). A variável  $k$  é o número de onda e vale  $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ .  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$  são os versores em suas respectivas

direções. Os coeficientes  $R_v$  e  $R_h$  são conhecidos como coeficientes de Fresnel e são devidos às reflexões para os campos verticalmente e horizontalmente polarizados, respectivamente. Estes coeficientes valem:

$$R_v = \frac{\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right) \sin \psi - \left[\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right) - \cos^2 \psi\right]^{\frac{1}{2}}}{\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right) \sin \psi + \left[\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right) - \cos^2 \psi\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.1.9})$$

$$R_h = \frac{\sin \psi - \left[\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right) - \cos^2 \psi\right]^{\frac{1}{2}}}{\sin \psi + \left[\varepsilon_r \left(1 + \frac{\sigma_g}{j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0}\right) - \cos^2 \psi\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{B.1.10})$$

*Expressões dos campos transmitidos para polarização vertical*

$$E^t = E_0(\cos \eta)T_v(\hat{x} \sin \psi_t \cos \theta - \hat{y} \sin \psi_t \cos \theta + \hat{z} \cos \psi_t)e^{-\gamma_g x \cos \psi_t \cos \theta} e^{\gamma_g y \cos \psi_t \sin \theta} e^{\gamma_g z \sin \psi_t} \quad (\text{B.1.11})$$

$$H^t = \frac{E_0}{Z_{0g}}(\cos \eta)T_v(-\hat{x} \sin \theta - \hat{y} \cos \theta - \hat{z}0)e^{-\gamma_g x \cos \psi_t \cos \theta} e^{\gamma_g y \cos \psi_t \sin \theta} e^{\gamma_g z \sin \psi_t} \quad (\text{B.1.12})$$

*Expressões dos campos transmitidos para polarização horizontal*

$$E^t = E_0(\sin \eta)T_h(\hat{x} \sin \theta + \hat{y} \cos \theta + \hat{z}0)e^{-\gamma_g x \cos \psi_t \cos \theta} e^{\gamma_g y \cos \psi_t \sin \theta} e^{\gamma_g z \sin \psi_t} \quad (\text{B.1.13})$$

$$H^t = \frac{E_0}{Z_{0g}} (\sin \eta) T_h (\hat{x} \sin \psi_t \cos \theta - \hat{y} \sin \psi_t \sin \theta + \hat{z} \cos \psi_t) e^{-\gamma_g x \cos \psi_t \cos \theta} e^{\gamma_g y \cos \psi_t \sin \theta} e^{\gamma_g z \sin \psi_t} \quad (\text{B.1.14})$$

onde o ângulo de transmissão  $\psi_t$  vale:

$$\cos \psi_t = \frac{jk}{\gamma_g} \cos \psi \quad (\text{B.1.15})$$

$$\sin \psi_t = \sqrt{1 - \cos^2 \psi_t} = \sqrt{1 + \left( \frac{k \cos \psi}{\gamma_g} \right)^2} \quad (\text{B.1.16})$$

A constante de propagação no solo  $\gamma_g$  vale:

$$\gamma_g^2 = j\omega\mu_0 (\sigma_g + j\omega\varepsilon_g) \quad (\text{B.1.17})$$

A impedância característica da onda no solo  $Z_{0g}$  vale:

$$Z_{0g} = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{(\sigma_g + j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0)}} \quad (\text{B.1.18})$$

Os coeficientes de transmissão  $T_v$   $T_h$  são dados por:

$$T_v = \frac{2Z_{0g} \sin \psi}{Z_0 \sin \psi + Z_{0g} \sin \psi_t} \quad (\text{B.1.19})$$

$$T_h = \frac{2Z_{0g} \sin \psi}{Z_{0g} \sin \psi + Z_0 \sin \psi_t} \quad (\text{B.1.20})$$

## APÊNDICE C

---

### Condições Terminais na Linha: Exemplos

---

Nesta seção serão apresentados exemplos de como escrever as equações das interconexões das redes. Matricialmente, este conjunto é representado pela equação 2.4.1. A notação adotada é a mesma do trabalho de Djordjevic [38].

As correntes que fluem da esquerda para a direita são adotadas como positivas. Já para as tensões, geralmente o pólo positivo das mesmas é adotado no cabo e o negativo no solo (para tensões de modo comum). A seguir, são mostradas algumas configurações de cabos com suas respectivas equações.

## C.1 Exemplo 1: Caso simulado para validação do programa (tese)

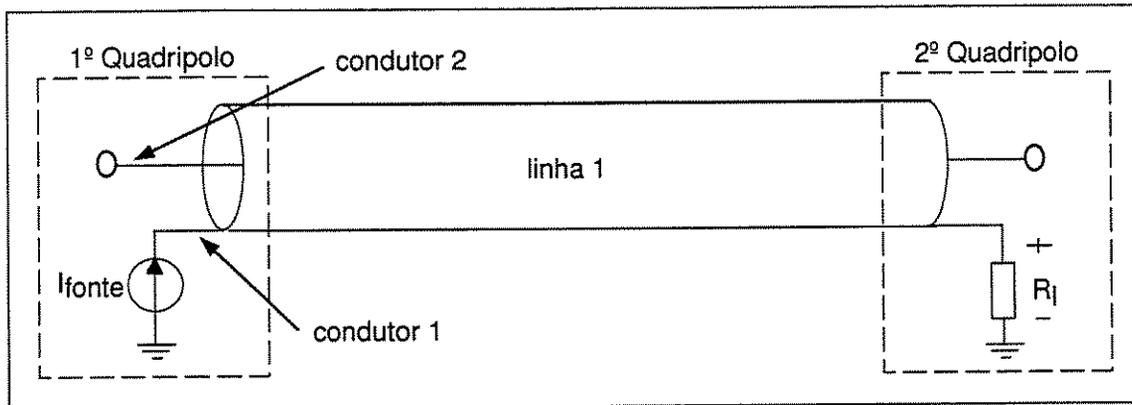


Figura C.1.1: Configuração adotada na simulação para validar o programa (tese).

Geralmente, para cabos blindados o condutor 1 é a blindagem. Observa-se que cada ponto de interconexão entre redes é um quadripolo. A notação adotada para as tensões e correntes e as equações estão abaixo.

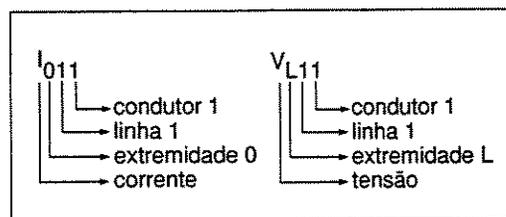


Figura C.1.2: Notação para as correntes e tensões.

1º Quadripolo	2º Quadripolo
$I_{011} = E_{011} = I_{fonte}$ $I_{012} = 0$	$V_{L11} - R_L \cdot I_{L11} = 0$ $I_{L12} = 0$

## C.2 Exemplo 2: Caso simulado e calculado (tensão diferencial-Vance)

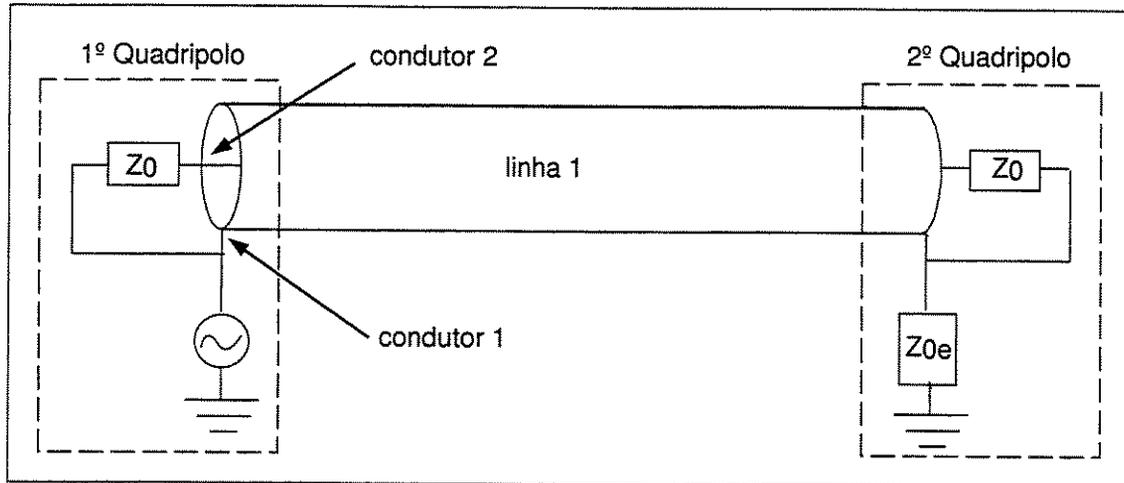


Figura C.2.1: Configuração adotada na simulação para validar o programa (Vance).

1º Quadripolo	2º Quadripolo
$V_{011} = E_{011}$	$V_{L12} - V_{L11} - Z_0 I_{L12} = 0$
$V_{012} - V_{011} + Z_0 I_{012} = 0$	$I_{L11} + \frac{(V_{L12} - V_{L11})}{Z_0} - \frac{V_{L11}}{Z_{0E}} = 0$

A segunda equação do segundo quadripolo é reescrita para poder ser incluída na equação matricial 2.4.1:

$$I_{L11} + \frac{V_{L12}}{Z_0} - V_{L11} \left( \frac{1}{Z_0} + \frac{1}{Z_{0E}} \right) = 0$$

### C.3 Exemplo 3: Descarga direta na blindagem de um cabo telefônico

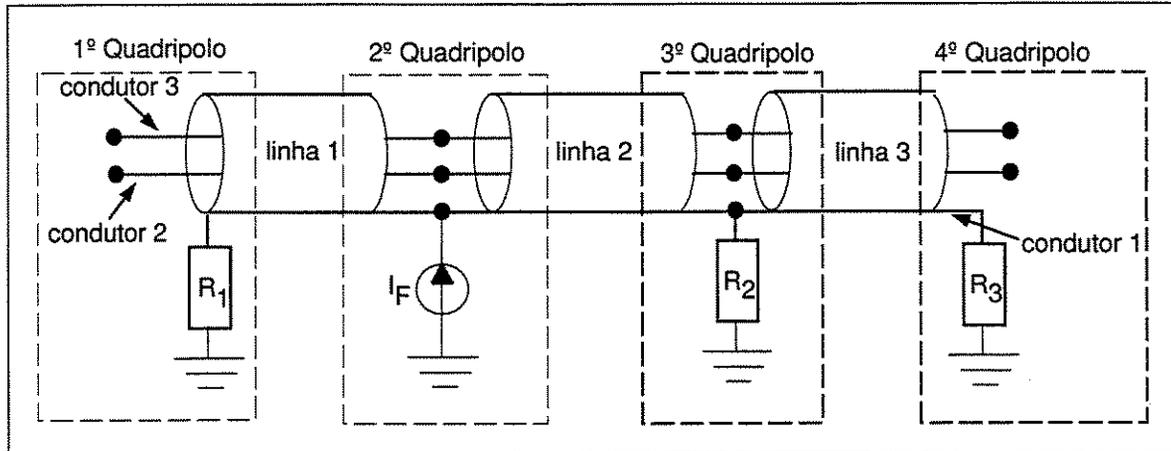


Figura C.3.1: Configuração de descarga direta em rede.

1º Quadripolo	2º Quadripolo	3º Quadripolo	4º Quadripolo
$V_{011} + R_1 I_{011} = 0$	$V_{L11} - V_{021} = 0$	$V_{L21} - V_{031} = 0$	$V_{L31} - R_3 I_{L31} = 0$
	$I_{021} + I_{L11} = E_{021}$	$I_{031} - I_{L21} + \frac{V_{L21}}{R_2} = 0$	
$I_{012} = 0$	$V_{L11} - V_{021} = 0$	$V_{L22} - V_{032} = 0$	$I_{L32} = 0$
	$I_{L11} - I_{021} = 0$	$I_{L22} - I_{032} = 0$	
$I_{013} = 0$	$V_{L12} - V_{022} = 0$	$V_{L23} - V_{033} = 0$	$I_{L33} = 0$
	$I_{L12} - I_{022} = 0$	$I_{L23} - I_{033} = 0$	

### C.4 Exemplo 4: Efeito de diafonia em cabo telefônico

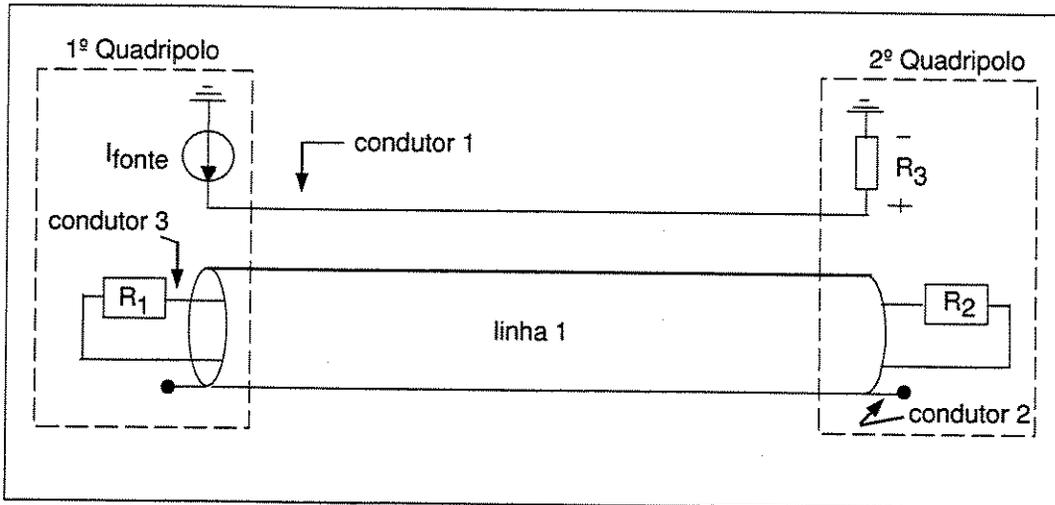


Figura C.4.1: Configuração que simula o efeito de diafonia.

1º Quadripolo	2º Quadripolo
$V_{011} = E_{011}$	$V_{L11} - R_3 I_{L11} = 0$
$I_{012} = 0$	$I_{L12} = 0$
$I_{013} + I_{014} = 0$	$I_{L13} + I_{L14} = 0$
$V_{013} - V_{014} + R_1 I_{013} = 0$	$V_{L13} - V_{L14} - R_2 I_{L13} = 0$



## APÊNDICE D

---

### Medição de Parâmetros Elétricos e Condutor Equivalente

---

Para  $N$  condutores mais o condutor de referência, pode-se deduzir as equações do telegrafista:

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dx} + [Z][I] = 0 \\ \frac{d[I]}{dx} + [Y][V] = 0 \end{cases} \quad (\text{D.0.1})$$

#### D.1 Impedância

Para construir a matriz impedância, deve-se curto-circuitar todos os condutores de um lado para a referência, e do outro lado, o condutor  $i$  é excitado por uma fonte e os outros condutores são mantidos em aberto.

O acoplamento indutivo do condutor  $j$  para os outros condutores em um sistema de  $n$  condutores mais o retorno é descrito por:

$$\frac{dV_j}{dx} = Z_{j1}I_1 + Z_{j2}I_2 + \dots + Z_{jN}I_N \quad (\text{D.1.1})$$

O símbolo  $\mathcal{L}$  representa o comprimento da linha.

Se a medida é feita para um grande comprimento de onda de excitação ( $\mathcal{L} \ll \lambda$ ), ou seja, se a linha pode ser considerada eletricamente curta, pode-se aproximar:

$$V_j(0) - V_j(\mathcal{L}) = (Z_{j1}I_1 + Z_{j2}I_2 + \dots + Z_{jN}I_N) \cdot \mathcal{L} \quad (\text{D.1.2})$$

### Determinação da impedância própria

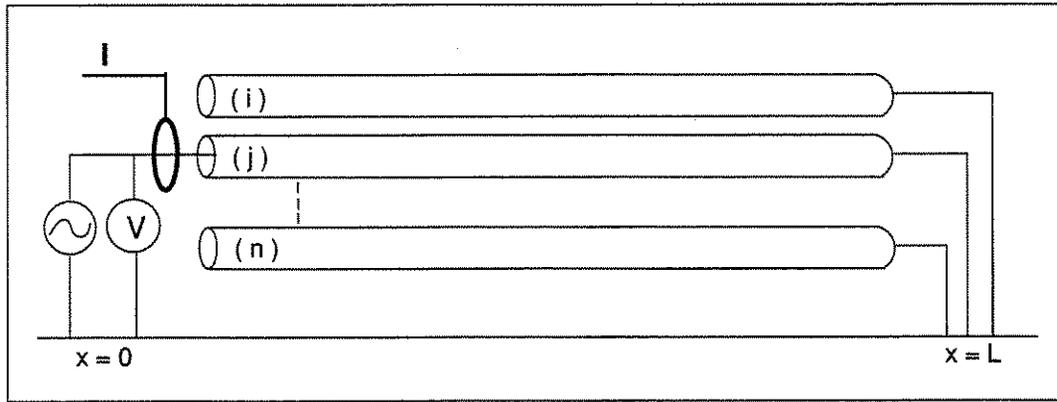


Figura D.1.1: Configuração para os condutores na medição da impedância própria.

Para a impedância própria da linha, é suficiente medir a impedância de entrada de cada condutor. Para tanto, todos os condutores são curto-circuitados em  $x = \mathcal{L}$  e abertos em  $x = 0$ , menos o que está sendo medido e que é excitado por um gerador.

Como  $V = 0$  em  $x = \mathcal{L}$  (curto-circuitado) e só o condutor  $j$  é excitado em  $x = 0$ , todas correntes  $I_k = 0$  para  $k \neq j$ . Assim, pela aproximação da linha eletricamente curta, tem-se:

$$V_j(0) = (Z_{jj}I_j) \cdot \mathcal{L} \quad (\text{D.1.3})$$

E, portanto:

$$Z_{jj} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{V_j(0)}{I_j} \Big|_{I_i=0, i \neq j, i=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.1.4})$$

No caso de se desprezar o valor da resistência, tem-se:

$$L_{jj} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{1}{j\omega} \frac{V_j(0)}{I_j} \Big|_{I_i=0, i \neq j, i=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.1.5})$$

## Determinação da impedância mútua

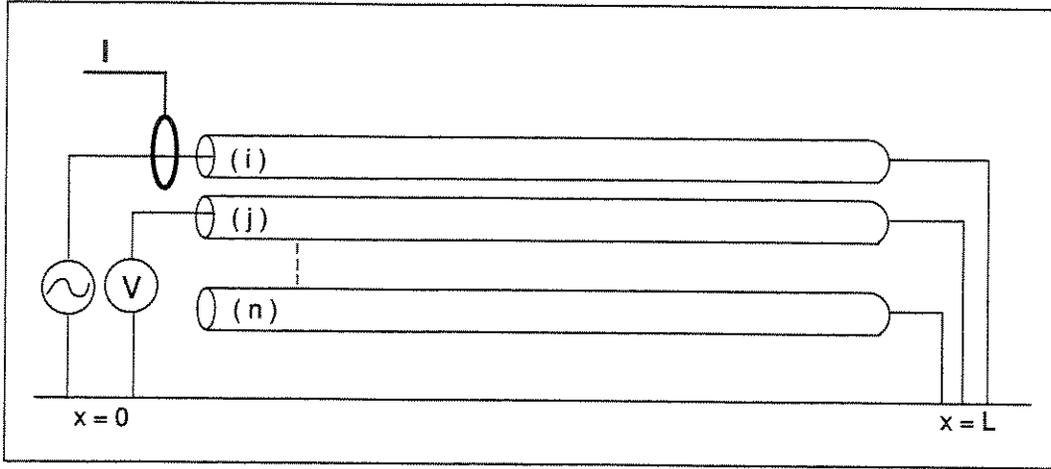


Figura D.1.2: Configuração para os condutores na medição da impedância mútua.

A impedância mútua é obtida curto-circuitando os fios em uma extremidade  $x = \mathcal{L}$ .

O condutor  $i$  é excitado pelo gerador e a tensão é medida em  $j$ . Como  $I = 0$  para todos os outros condutores e  $V_j(\mathcal{L}) = 0$ , tem-se:

$$V_j(0) = Z_{ji} I_i \mathcal{L} \Big|_{I_k=0, k \neq i, k=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.1.6})$$

E, portanto:

$$Z_{ji} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{V_j(0)}{I_i} \Big|_{I_k=0, k \neq i, k=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.1.7})$$

Desprezando a resistência, obtém-se:

$$L_{ji} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{1}{j\omega} \frac{V_j(0)}{I_i} \Big|_{I_k=0, k \neq i, k=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.1.8})$$

## D.2 Admitância

Para construir a matriz admitância, deve-se curto-circuitar todos os condutores para a referência no lado  $x = 0$ , exceto o condutor  $j$ , que é alimentado pela fonte  $V_j$ . Em  $x = \mathcal{L}$  todos os condutores são mantidos em aberto. A corrente  $I_j(0)$  pode ser medida através de uma bobina.

O acoplamento capacitivo do condutor  $i$  para os outros condutores, em um sistema de  $n$  condutores mais a referência, é descrito pela equação:

$$\frac{dI_j}{dx} = Y_{j1}V_1 + Y_{j2}V_2 + \dots + Y_{jN}V_N \quad (\text{D.2.1})$$

Se a linha pode ser considerada eletricamente curta, ou seja, se o comprimento de onda da fonte harmônica é grande comparado ao comprimento  $\mathcal{L}$  da linha, pode-se aproximar por:

$$I_j(0) - I_j(\mathcal{L}) = (Y_{j1}V_1 + Y_{j2}V_2 + \dots + Y_{jN}V_N) \cdot \mathcal{L} \quad (\text{D.2.2})$$

## Determinação da admitância própria

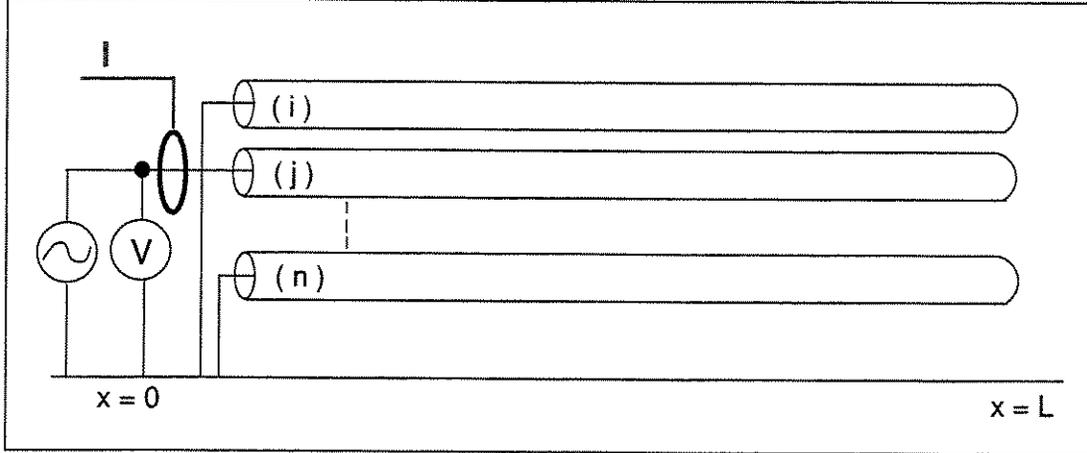


Figura D.2.1: Configuração para os condutores na medição da admitância própria.

A determinação da admitância própria da linha é feita pelo mesmo princípio da impedância, ou seja, medindo a admitância de entrada de cada condutor. Para isto, todos os condutores são conectados à referência em  $x = 0$  e abertos em  $x = \mathcal{L}$ . O condutor onde se faz a medida da admitância é excitado por um gerador em  $x = 0$ .

Como os condutores estão em aberto em  $x = \mathcal{L}$ ,  $I_j \mathcal{L} = 0$ . Também, como estão em curto em  $x = 0$  (a exceção do condutor medido), a tensão nos outros é zero. Assim, pela aproximação da linha eletricamente curta, tem-se:

$$I_j(0) = (Y_{jj} V_j) \cdot \mathcal{L} \quad (\text{D.2.3})$$

E, portanto:

$$Y_{jj} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{I_j(0)}{V_j} \Big|_{V_i=0, i \neq j, i=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.2.4})$$

No caso de se desprezar o valor da condutância, tem-se:

$$C_{jj} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{1}{j\omega} \frac{I_j(0)}{V_j} \Big|_{V_i=0, i \neq j, i=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.2.5})$$

## Determinação da admitância mútua

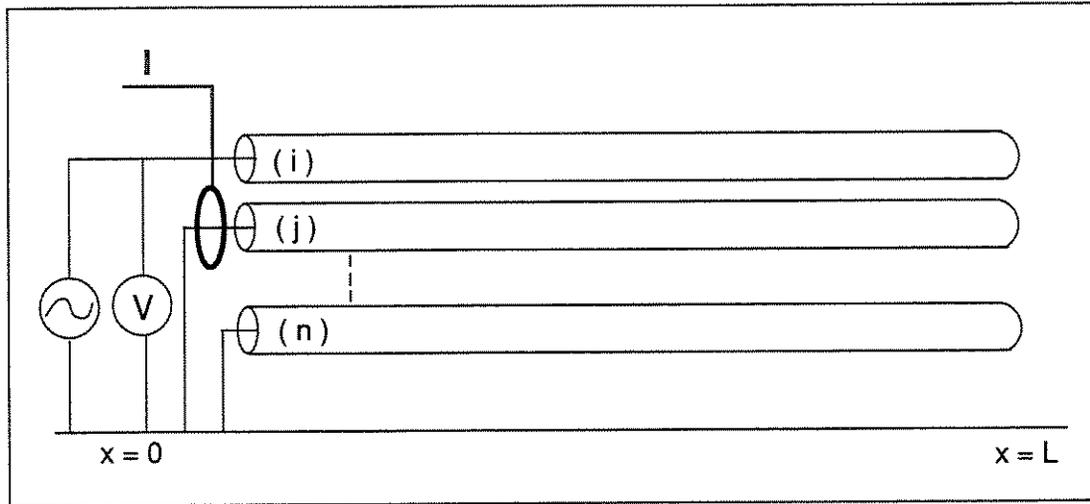


Figura D.2.2: Configuração para os condutores na medição da admitância mútua.

A admitância mútua é obtida deixando os fios em aberto em  $x = \mathcal{L}$ .

O condutor  $i$  é excitado pelo gerador e a corrente é medida em  $j$ . Como  $V = 0$  para todos os outros condutores e  $I_i(\mathcal{L}) = 0$ , tem-se:

$$I_j(0) = Y_{ji} V_i \mathcal{L} \Big|_{V_k=0, k \neq i, k=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.2.6})$$

E, portanto:

$$Y_{ji} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{I_j(0)}{V_i} \Big|_{V_k=0, k \neq i, k=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.2.7})$$

Desprezando a condutância, obtém-se:

$$C_{ji} = \frac{1}{\mathcal{L}} \frac{1}{j\omega} \frac{I_j(0)}{V_i} \Big|_{V_k=0, k \neq i, k=1,2,\dots,N} \quad (\text{D.2.8})$$

## D.3 Bancada

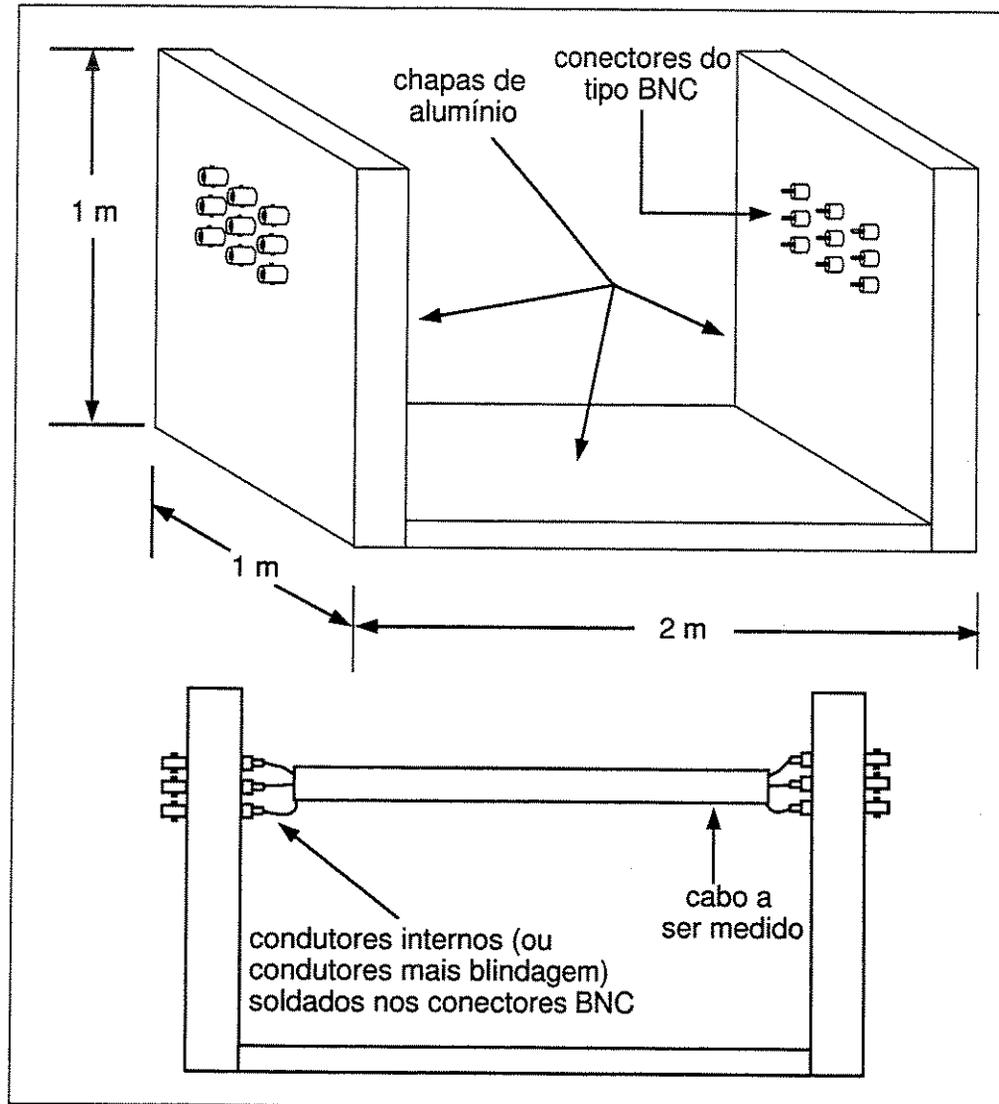


Figura D.3.1: Bancada para medição dos parâmetros elétricos.

Após a explicação teórica de como medir os parâmetros, apresenta-se um método [31,66] experimental prático.

Na figura D.3.1 vê-se a bancada utilizada na medição. Esta deve ser constituída de material bom condutor (alumínio, por exemplo, por sua facilidade na própria construção) e deve apresentar medidas para que a linha seja eletricamente curta, ou seja, que:

$$\frac{\mathcal{L}}{\lambda} < 0,02 \quad (\text{D.3.1})$$

onde  $\mathcal{L}$  é o comprimento da bancada e  $\lambda$  o comprimento de onda usado na medição.

Este valor foi retirado das referências citadas no começo desta seção. O valor de comprimento da bancada utilizada na medição foi de 2 metros. Pode-se justificá-lo:

$$v = \lambda f \quad (\text{D.3.2})$$

$$\frac{\mathcal{L}}{\lambda} = \frac{\mathcal{L}f}{v} = \frac{2 \cdot (1 \cdot 10^6)}{2 \cdot 10^8} = 0,01 < 0,02 \quad (\text{D.3.3})$$

Em uma medição a  $1MHz$  (valor típico adotado) e em um cabo onde a velocidade de propagação é de  $2 \cdot 10^8 m/s$  (típica para cabos coaxiais e telefônicos).

Deve-se utilizar um analisador de rede que medirá os parâmetros  $S$  do cabo [67]. Os parâmetros  $S$  são úteis na representação de quadripolos envolvendo ondas viajantes para frente e para trás nas linhas. Trata-se de um outro modo para representar quadripolos ao invés de utilizar os parâmetros tradicionais  $Z$  e  $Y$ . Os parâmetros  $S$  são muito usados em frequências mais elevadas.

## D.4 Medição dos Parâmetros $S$ nos Cabos

O procedimento a ser tomado é o seguinte:

- soldar cabo;
- aterrar blindagem em ambas extremidades (e também aterrar placas de alumínio);

Deve-se medir primeiro os parâmetros  $S$  para circuito aberto. O procedimento a ser tomado é o seguinte:

$S_{\text{circuito\_aberto}}$  deve-se abrir todos os conectores do lado oposto à fonte e aterrar todos, menos os medidos, do outro lado;

$S_{circ\_aberto\_próprio}$  calibrar, configurar o aparelho para  $S_{próprio}$  e medir no formato real e imaginário (por exemplo, deve-se ligar o cabo do aparelho 1 ao conector do fio 1);

$S_{circ\_aberto\_mútuo}$  calibrar, configurar o aparelho para  $S_{mútuo}$  e medir no formato real e imaginário (ligar os cabos de 1 e 2 para medir  $S_{21}$ ).

$S_{curto\_circuito}$  deve-se aterrar todos conectores do lado oposto à fonte e abrir todos, menos os medidos, do outro lado. Deve-se calibrar se for necessário. Aplicar o mesmo procedimento de medição descrito para os valores próprios e mútuos.

Para se calcular as matrizes impedância e admitância a partir dos parâmetros  $S$ , tem-se:

$$[Z] = \frac{50}{\mathcal{L}} \left( \frac{[I] + [S_{curto\_circuito}]}{[I] - [S_{curto\_circuito}]} \right) \quad (D.4.1)$$

$$[Y] = \frac{1}{50\mathcal{L}} \left( \frac{[I] - [S_{circuito\_aberto}]}{[I] + [S_{circuito\_aberto}]} \right) \quad (D.4.2)$$

onde o número  $50(\Omega)$  representa a impedância do aparelho de medição e  $\mathcal{L}$  representa o comprimento da bancada.

As indutâncias medidas são maiores que zero. Já para as capacitâncias,  $C_{ii} > 0$  e  $C_{ij} < 0$  para  $i \neq j$ .

Quando se mede cabos blindados, o condutor de referência é a própria blindagem e, portanto, para os condutores internos não importa a altura na bancada em que é feita a medição. Já para fios, ou seja, condutores simples, a altura em que os mesmos são soldados aos conectores na bancada influencia o resultado, pois o condutor de referência é a chapa horizontal inferior de alumínio.

Por fim, atenta-se ao fato de que estas são medidas de precisão e, se possível, devem ser feitas em um ambiente livre de perturbações (como uma gaiola de Faraday).

## D.5 Aproximação Empírica para Efeito Pelicular

Alternativamente, pode-se caracterizar empiricamente o efeito pelicular de um condutor através de medição em laboratório, novamente com um analisador de rede.

A fórmula empírica proposta é a seguinte:

$$R = \sqrt[4]{a^4 + bf^2 + cf^4} \quad (\text{D.5.1})$$

O procedimento adotado é o seguinte:

- Cortar um metro do condutor a ser medido (pois assim o resultado já estará na unidade  $\Omega/m$ );
- Medir com o analisador de rede  $R$  (resistência) e  $X$  (reatância);
- Salvar a curva em arquivo (frequência, real e imaginário);

Após a medição, escolher três pontos (por exemplo, as frequências 100Hz, 1Mhz e 10Mhz) e montar um sistema de três equações com os valores de  $R$  que foram salvos no arquivo (parte real). Assim, encontram-se os parâmetros  $a$ ,  $b$  e  $c$  e as perdas com a frequência estão caracterizadas.

## D.6 Conceito de Condutor Equivalente

A resolução de problemas de acoplamento para cabos contendo um grande número de condutores internos e a determinação de todos os parâmetros da linha necessitam de um tempo operacional e computacional importante.

Deste modo, um método para diminuir o tamanho das matrizes é aplicar o conceito de condutor equivalente (em que vários condutores com condições idênticas ou similares são reunidos em um só). Se os parâmetros do condutor equivalente forem devidamente especificados (medidos ou calculados), pode-se obter o acoplamento entre os condutores estudados.

O problema se reduz ao cálculo de 3 ou 5 condutores. O conceito de condutor equivalente pode ser encontrado em [5, 6, 68, 69].

Os parâmetros do condutor equivalente podem ser obtidos por cálculos ou mesmo medições. No caso experimental, todos os condutores que formam o condutor equivalente são conectados juntos nas duas extremidades do cabo estudado.

No caso analítico, pode-se caracterizar o condutor equivalente. Para um cabo com  $N$  condutores as equações associadas à linha são:

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_k \\ \vdots \\ V_n \end{bmatrix} = -j\omega \begin{bmatrix} L_{11} & \cdots & L_{1k} & \cdots & L_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{k1} & \cdots & L_{kk} & \cdots & L_{kn} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{n1} & \cdots & L_{nk} & \cdots & L_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_k \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} \quad (\text{D.6.1})$$

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_k \\ \vdots \\ I_n \end{bmatrix} = -j\omega \begin{bmatrix} C_{11} & \cdots & C_{1k} & \cdots & C_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{k1} & \cdots & C_{kk} & \cdots & C_{kn} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{n1} & \cdots & C_{nk} & \cdots & C_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_k \\ \vdots \\ V_n \end{bmatrix}$$

Se o sistema possuir um condutor equivalente e tiver  $(k+1, \dots, n)$  condutores, usam-se as seguintes equações:

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_k \\ V_{CE} \end{bmatrix} = -j\omega \begin{bmatrix} L_{11} & \cdots & L_{1k} & L_{1CE} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ L_{k1} & \cdots & L_{kk} & L_{kCE} \\ L_{CE1} & \cdots & L_{CEk} & L_{CECE} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_k \\ I_{CE} \end{bmatrix} \quad (\text{D.6.2})$$

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_k \\ I_{CE} \end{bmatrix} = -j\omega \begin{bmatrix} C_{11} & \cdots & C_{1k} & C_{1CE} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ C_{k1} & \cdots & C_{kk} & C_{kCE} \\ C_{CE1} & \cdots & C_{CEk} & C_{CECE} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ \vdots \\ V_k \\ V_{CE} \end{bmatrix}$$

As matrizes  $L$  e  $C$  são reduzidas neste caso de  $N \times N$  para  $(K+1) \times (K+1)$ . A notação  $CE$  refere-se ao condutor equivalente.

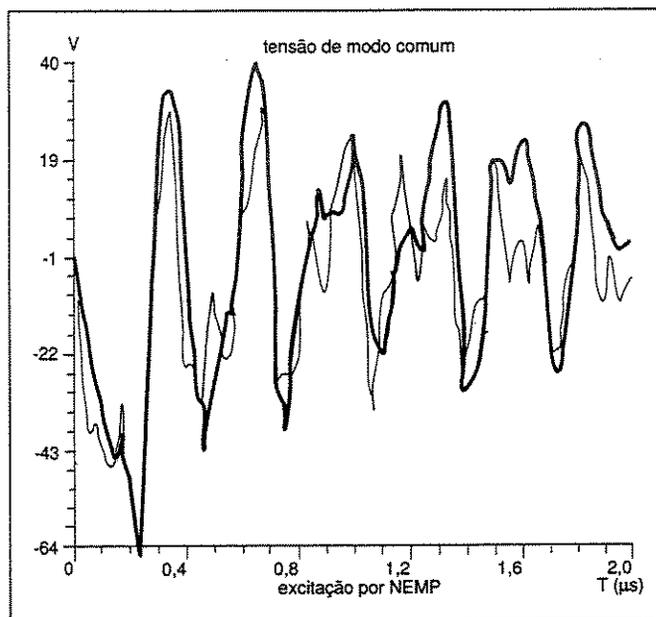


Figura D.6.1: Comparação entre simulação com condutor equivalente e com todos condutores de um cabo com 14 pares trançados [5].

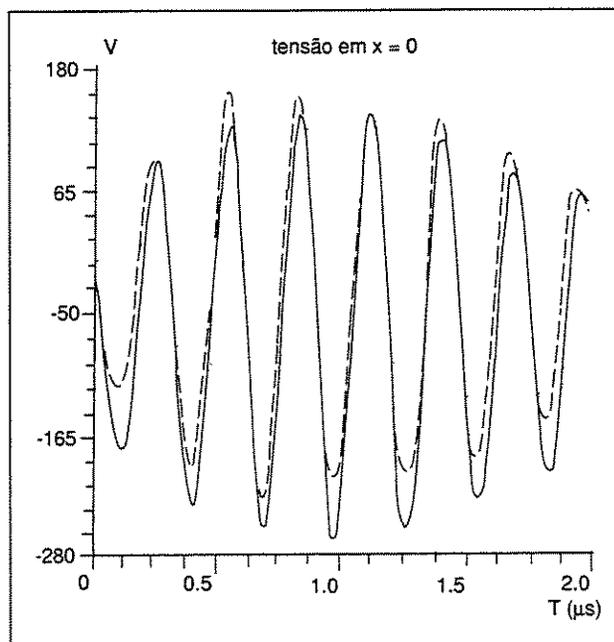


Figura D.6.2: Comparação entre simulação com condutor equivalente e com todos condutores de um cabo com 14 pares trançados [6].

Os  $(n - k)$  fios são agrupados em um equivalente e possuem as mesmas características de modo comum. Neste caso, assume-se que as correntes fluindo em cada condutor pertencente ao condutor equivalente são iguais.

$$\frac{I_{CE}}{n - k} = I_{k+1} = I_{k+2} = \dots = I_n \quad (\text{D.6.3})$$

Já para a tensão no condutor equivalente, temos:

$$V_{CE} = V_{k+1} = V_{k+2} = \dots = V_n \quad (\text{D.6.4})$$

De acordo com as expressões D.6.3 e D.6.4 e as equações para as linhas de transmissão, pode-se expressar os parâmetros do condutor equivalente em função dos originais. Para as indutâncias próprias e mútuas, tem-se:

$$\begin{aligned} L_{CECE} &= \frac{1}{(n - k)^2} \sum_{i=k+1}^n \sum_{j=k+1}^n L_{ij} \\ L_{iCE} &= \frac{1}{(n - k)} \sum_{j=k+1}^n L_{ij} \end{aligned} \quad (\text{D.6.5})$$

As expressões para as capacitâncias são:

$$\begin{aligned} C_{CECE} &= \sum_{i=k+1}^n \sum_{j=k+1}^n C_{ij} \\ C_{iCE} &= \sum_{j=k+1}^n C_{ij} \end{aligned} \quad (\text{D.6.6})$$

As referências [5, 6] apresentam curvas que atestam a validade do método, ou seja, a simulação com todos os condutores fornece um resultado semelhante da simulação utilizando o condutor equivalente mesmo havendo algumas diferenças nos picos (que podem ser devido as condições adotadas nas medições que, com muitos condutores, podem não apresentar grande precisão). Estas curvas estão representadas nas figuras D.6.1 e D.6.2.



## APÊNDICE E

---

### Descarga Induzida e CIPTR

---

A dificuldade de se estudar uma descarga atmosférica em detalhes quando a mesma na natureza é imprevisível, talvez tenha impulsionado o desenvolvimento de técnicas para indução de descargas atmosféricas artificiais. Mesmo havendo vários métodos para indução de raios, neste texto, é mostrada apenas a técnica que utiliza uma bobina (de fio) conectada a um foguete (técnica esta empregada no CIPTR em Cachoeira Paulista vista na figura E.0.1).

A técnica de indução de raios por intermédio do conjunto foguete-bobina foi inicialmente proposta e testada com sucesso por Newman [70]. Naquela ocasião, o local do experimento foi um barco nas imediações da costa da Flórida (EUA). Não obstante, a primeira vez que a técnica foi experimentada com sucesso no continente foi em 1973 na cidade francesa de Saint Privat d'Allier. Houve, ao longo do tempo, um aperfeiçoamento do experimento sendo que, posteriormente, o mesmo foi executado em diversos países.

O foguete utilizado no CIPTR possui comprimento aproximado de  $1000\text{mm}$ , diâmetro aproximado de  $65\text{mm}$  e é feito de material plástico. A velocidade máxima do foguete é maior que  $200\text{m/s}$  para que o procedimento de indução ocorra (em velocidades menores, o líder ascendente não é formado na ogiva do foguete devido

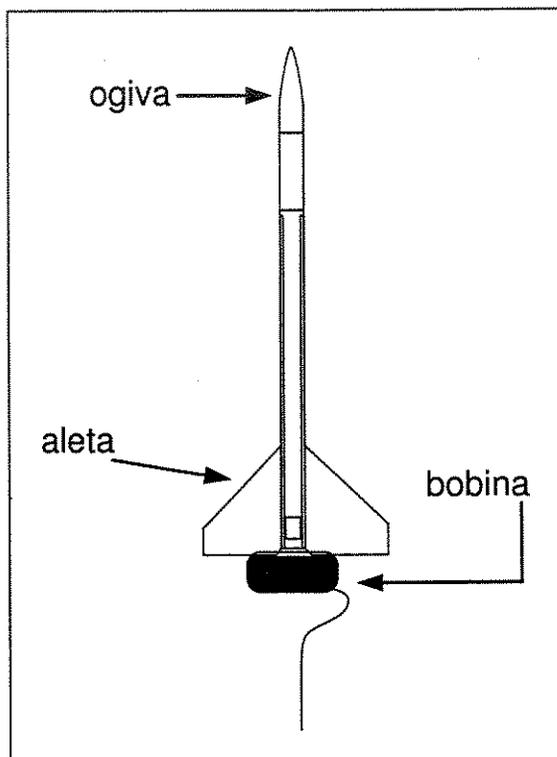


Figura E.0.1: Desenho do conjunto foguete-bobina.

ao efeito corona). A bobina, que pode apresentar diversos comprimentos, é acoplada na parte inferior das aletas do foguete de modo que o fio que constitui a mesma se desenrola enquanto o foguete parte. O fio constituinte da bobina é de cobre, tem  $0,2\text{mm}$  de espessura e é revestido de kevlar assim apresentando grande resistência à tração mecânica. Algumas configurações da bobina podem apresentar parte de fio não condutor sendo esta formada apenas por fios de kevlar (no interior do kevlar não há fio de cobre). Quando a bobina apresentar o condutor de cobre em toda sua extensão e este fio estiver conectado ao solo, a mesma é denominada LRS-G ("Lightning Rocket System - Ground"). Quando, na bobina, existe uma quantidade de fio isolante, a mesma é denominada LRS-A ("Lightning Rocket System - Altitude"). Note que a última configuração (LRS-A), por sua característica, permite que um líder descendente flua de modo que a descarga escolha seu ponto natural de impacto.

Os principais critérios para o disparo do foguete em uma tempestade são o valor e a polaridade do campo eletrostático na atmosfera. No entanto, a variação do

campo eletrostático também perfaz um critério a ser adotado pois se, no momento do disparo, ocorrer uma descarga natural, a tempestade não apresentará as condições momentâneas adequadas para o sucesso do tiro.

O campo eletrostático é medido com o auxílio de um ou vários aparelhos mas, notadamente, o principal deles é chamado moinho de campo ("field mill"). O campo eletrostático atmosférico (no solo) em dias de tempestade pode variar, tipicamente, de  $3kV/m$  a mais de  $10kV/m$ . O valor do campo eletrostático escolhido para que haja sucesso do tiro depende, fundamentalmente, da experiência do responsável pelo disparo e também da configuração adotada na bobina do foguete (LRS-A ou LRS-G).

Se o tiro for bem sucedido, as medições de parâmetros da descarga, filmagem ou ainda outros experimentos em andamento no local podem ser executados.

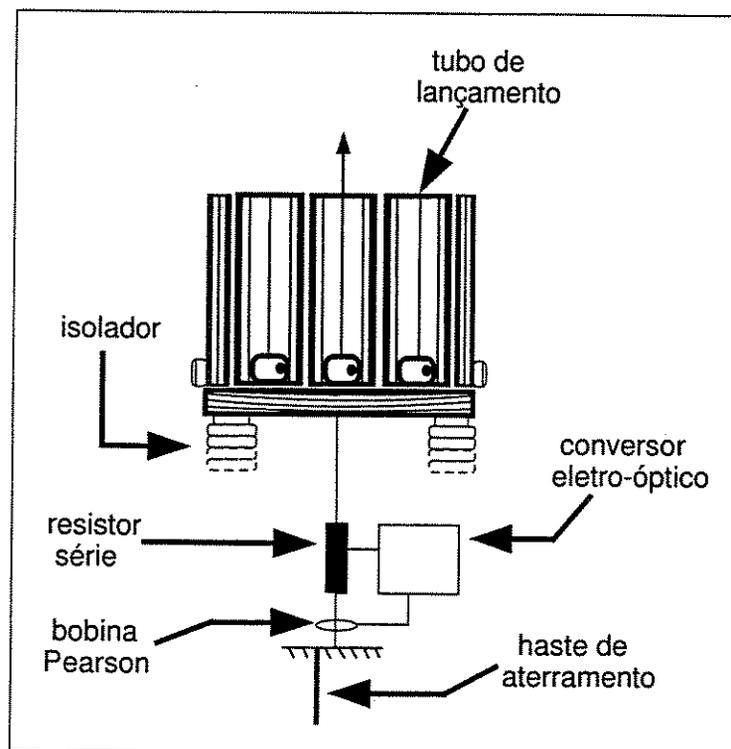


Figura E.0.2: Desenho do lançador de foguetes e da medição de corrente elétrica da descarga atmosférica artificial.

Para se medir a corrente elétrica da descarga atmosférica, atenta-se primeiro ao fato de que esta, em condições normais, tem o formato de um trem de pulsos com intensidades altas. Deste modo, dois métodos de medição são sugeridos (ver

figura E.0.2). No primeiro deles, um resistor série de valor baixo é utilizado (por exemplo,  $1m\Omega$ ). Conhecendo a tensão sobre o resistor, sabe-se a corrente da descarga atmosférica. No segundo método, a medição é feita indiretamente. Sabe-se que, se houver corrente elétrica, também existirá um campo magnético. Se uma bobina (sensor "Pearson", por exemplo) é posicionada ao redor do fio onde a corrente elétrica da descarga flui, pode-se medir o valor da corrente (campo magnético da corrente da descarga induz uma tensão no sensor). Para auxiliar esta medição, contadores de descarga atmosférica são introduzidos no local de modo que haja mais um parâmetro de comparação.

Nota-se que o sinal proveniente de ambos métodos deve ser devidamente conduzido até um local de medição e aquisição, que em Cachoeira Paulista, é onde fica o comando do tiro. Esta transmissão dos dados deve ocorrer sem que haja deformação do sinal obtido e também, sem que qualquer indução interfira na precisão ou, em um caso mais severo, provoque danos. Deste modo, todo o sistema deve ser devidamente blindado. Ainda, a transmissão de dados da base de lançamento até o centro de controle é feito através de fibras ópticas (com seus respectivos conversores eletro-óptico e opto-elétrico).

A aquisição dos dados é feita por osciloscópios que são disparados no modo trem de pulsos. Este modo permite que vários pulsos sejam armazenados na memória. A memória é, neste tipo de disparo, dividida em partes chamados blocos e, em cada bloco, um pulso é armazenado. Esta técnica permite uma melhor alocação do espaço de memória pois as formas de onda dos instantes de tempo entre os pulsos não são adquiridos (já que, nestes instantes, os pulsos tem valor nulo ou são apenas correntes contínuas).

O centro de controle e aquisições foi montado no interior de um container (que, por construção, é uma gaiola de Faraday). Ainda que o container já ofereça certa blindagem, uma segunda gaiola de Faraday (externa) foi construída.

O centro de controle é alimentado pela rede elétrica. Havendo tempestade, a alimentação passa para um grupo motor-gerador (para que não haja tensões ou correntes induzidas provenientes da rede provocados pela descarga induzida).

A base de lançamento, o grupo gerador e o centro de controle são devidamente aterrados. Normalmente, é oferecida uma proteção maior no local onde estão pessoas

e equipamentos e, portanto, o centro de controle possui um valor de resistência de terra menor que o da base de lançamento.

A filmagem é feita por diversas câmeras. Algumas, analógicas, estão localizadas estrategicamente e são ligadas automaticamente, ora por um sensor de luminosidade, ora por um sensor de intensidade de campo magnético. Com o intuito de investigar a descarga atmosférica, é feita uma filmagem com uma câmera de alta velocidade que permite observar em detalhes o fenômeno.

Com o desenvolvimento do CIPTR, novos experimentos foram introduzidos no local. Dentre eles, uma torre de telecomunicação celular (Estação Rádio-Base) com uma base de lançamento no topo. Este conjunto permite que configurações de proteção contra descargas atmosféricas diretas sejam testadas.

Para o auxílio das medições e filmagens na torre, um segundo container foi posicionado no local. Este, apresenta as mesmas características do primeiro (dupla gaiola de Faraday, energia proveniente de um grupo motor-gerador ou da rede elétrica, transmissão de dados por fibra óptica).

Com o intuito de induzir uma descarga direta nas linhas de telecomunicações (devidamente descritas no capítulo 4), uma base de lançamento auxiliar foi construída apresentando assim uma mobilidade podendo-se escolher o local de impacto da descarga artificial. Até o presente momento, a mesma não foi utilizada.



## APÊNDICE F

---

### Aterramento na Rede de Telecomunicações

---

Existem 15 pontos de aterramento sendo 10 deles perto do poste onde as caixas de distribuição estão instaladas, 4 nos armários e 1 no abrigo. Os valores de aterramento foram medidos no final do inverno e, portanto, o solo estava muito seco.

A tabela a seguir mostra os valores destes aterramentos.

Ponto de Aterramento	Resistência
Abrigo 1	168 $\Omega$
Armário 1.1	320 $\Omega$
Armário 1.2	240 $\Omega$
Caixa 1.1	64 $\Omega$
Caixa 1.2	95 $\Omega$
Caixa 2.1	342 $\Omega$
Caixa 2.2	316 $\Omega$
Caixa 3.1	235 $\Omega$
Caixa 3.2	338 $\Omega$
Caixa 4.1	442 $\Omega$
Caixa 4.2	508 $\Omega$
Caixa 5.1	380 $\Omega$
Caixa 5.2	400 $\Omega$

Por exemplo, caixa 1.2 é o valor de aterramento no ponto 1 (ver figura 4.1.1) da linha 2.

---

## Bibliografia

---

- [1] K. Kerroum, F. Paladian, e J. Fontaine. A model for a system of multiconductor transmission lines excited by an EMP. Em *Proceedings of EMC Symposium. EMC'95*, páginas 73–76, St. Petersburg, Russia, junho 1995.
- [2] T. A. S. de Oliveira. *Cálculo de tensão induzida por descarga atmosférica em linhas aéreas de energia e cabos telefônicos: uma abordagem pela teoria de circuitos*. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), dezembro 2001.
- [3] E. F. Gastaldi, J. A. Rossi, e J. Pissolato F. Experimental and computer simulation analyses of lightning effects on a telecommunication line. Em *27th International Conference on Lightning Protection. ICLP'2004*, páginas 823–827, Avignon, França, setembro 2004.
- [4] C. F. Barbosa, F. E. Nallin, J. A. D. Rossi, S. Person, e A. Zeddám. The effect of protection procedures applied to telecommunication lines on the lightning induced surges. Em *27th International Conference on Lightning Protection. ICLP'2004*, páginas 817–822, Avignon, França, setembro 2004.
- [5] M. Vautier e A. Zeddám. Characterization of lightning electromagnetic pulse coupling to multiconductor cables. Em *Proceedings of the 10th Internatio-*

- nal Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility. EMC'93*, páginas 457–462, Zurich, Suíça, março 1993.
- [6] K. Kerroum, F. Paladian, J. Fontaine, M. Vautier, e A. Zeddani. Approche globale du couplage d'une onde électromagnétique avec un système de câbles multifilaires. Notion de conducteur équivalent. Em *7ème Colloque International et exposition sur la compatibilité électromagnétique. CEM'94*, Toulouse, França, março 1994.
- [7] S. Hayashi. *Surges on transmission systems*. Denki-Shoin, Kyoto, Japão, 1955.
- [8] W. C. Johnson. *Transmission lines and networks*. McGraw-Hill, New York, EUA, 1950.
- [9] J. Zaborszky e J. W. Rittenhouse. *Electric power transmission*. Ronald Press, New York, EUA, 1954.
- [10] L. A. Pipes. Matrix theory of multiconductor transmission lines. *Phil. Mag.*, 12(11):97–113, julho 1937.
- [11] L. A. Pipes. Steady-state analysis of multi-conductor transmission lines. *Journal Appl. Physics*, 62(7):983–993, novembro 1941.
- [12] H. W. Dommel e W. S. Meyer. Computation of electromagnetic transients. Em *Proceedings IEEE*, volume 62, páginas 983–993, julho 1974.
- [13] R. H. Galloway, W. B. Shorrocks, e L. M. Wedepohl. Calculation of electrical parameters for short and long polyphase transmission lines. Em *Proceedings IEE*, volume 111, páginas 2051–2059, dezembro 1964.
- [14] D. E. Hedman. Propagation on overhead transmission lines I-Theory of modal analysis II-Earth-conduction effects and practical results. *IEEE Transactions*, PAS-84:200–211, 1965.
- [15] W. I. Bowman e J. M. McNamee. Development of equivalent Pi and T matrix for long untransposed transmission lines. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, páginas 625–632, junho 1964.

- [16] M. Ushirozawa. High-frequency propagation on nontransposed power line. *Transactions IEEE*, 83:1137–1145, 1964.
- [17] P. Chowdhuri e E. T. B. Gross. Voltages induced on overhead multiconductor lines by lightning strokes. Em *Proceedings IEE*, volume 116, páginas 561–565, abril 1969.
- [18] L. M. Wedepohl. Application of matrix methods to the solution of traveling wave phenomena in polyphase systems. Em *Proceedings IEE*, volume 110, páginas 2200–2212, dezembro 1963.
- [19] C. R. Paul. Solution of the transmission line equations for lossy conductors and imperfect earth. Em *Proceedings IEE*, volume 122, páginas 177–182, Londres, Inglaterra, fevereiro 1975.
- [20] F. Y. Chang e O. Wing. Multilayer RC distributed networks. *IEEE Transactions on Circuit Theory*, CT-17(9):32–40, fevereiro 1970.
- [21] C. R. Paul. Useful chain parameters identities for the analysis of multiconductor transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, MTT-23:756–760, 1975.
- [22] K. D. Marx. Propagation modes, equivalent circuits, and characteristic terminations for multiconductor transmission lines with inhomogeneous dielectrics. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies*, MTT-21(7):450–457, julho 1973.
- [23] C. D. Taylor, R. S. Satterwhite, e C. W. Harrison Jr. The response of a terminated two-wire transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, páginas 987–989, novembro 1965.
- [24] A. A. Smith. A more convenient form of the equations for the response of a transmission line excited by nonuniform fields. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC-15:151–152, agosto 1973.

- [25] C. W. Harrison Jr. Generalized theory of impedance loaded multiconductor transmission lines in an incident field. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC-14(2):56–63, maio 1972.
- [26] S. Frankel. Terminal response of braided-shield cables to external monochromatic electromagnetic fields. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC-16(1):4–16, fevereiro 1974.
- [27] C. R. Paul. Frequency response of multiconductor transmission lines illuminated by an electromagnetic field. Em *Proceedings of the IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility. EMC'75*, San Antonio, EUA, outubro 1975.
- [28] J. R. Carson. Wave propagation in overhead wires with ground return. *Bell Syst. Technologies Journal*, 5:539–559, 1926.
- [29] J. C. Isaacs Jr. e N. A. Strakhov. Crosstalk in uniformly coupled lossy transmission lines. *Bell System Tech. Journal*, 52(1):101–115, janeiro 1973.
- [30] R. E. Matick. *Transmission lines for digital and communication networks*. McGraw-Hill, New York, EUA, 1969.
- [31] O. Daguillon. *Prise en compte de la complexité des installations du réseau de France Télécom dans le cadre de l'étude théorique et expérimentale des phénomènes de couplage électromagnétique*. Tese de Doutorado, l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand (França), julho 1995.
- [32] P. Besnier. *Etude des couplages électromagnétiques sur les réseaux de lignes de transmission non-uniformes à l'aide d'une approche topologique*. Tese de doutorado, l'Université des sciences et techniques de Lille (França), janeiro 1993.
- [33] S. A. Schelkunoff. The electromagnetic theory of coaxial transmission line and cylindrical shields. *Bell System Tech. Journal*, 13:532–579, maio 1934.
- [34] E. F. Vance. *Coupling to shielded cables*. John Wiley & Sons, 1978.

- [35] A. Ametani. A general formulation of impedance and admittance of cables. *IEEE Transactions on Power Delivery Apparatus and Systems*, PAS-99(3):902–910, maio/junho 1980.
- [36] C. R. Paul. *Analysis of multiconductor transmission lines*. John Wiley & Sons, 1994.
- [37] K. Ogata. *Engenharia de controle moderno*. Prentice Hall do Brasil, 1998.
- [38] A. R. Djordjevic e T. K. Sarkar. Analysis of time response of lossy multiconductor transmission line networks. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, MTT-35(10):898–908, outubro 1987.
- [39] F. Moulin. *Etude de l'impact des bruits impulsifs sur la qualité de transmission d'une liaison ADSL*. Tese de Doutorado, l'Institut National des Sciences Appliquées de Rennes (França), janeiro 2001.
- [40] A. Zeddani, L. Koné, P. Degauque, e B. Demoulin. Voltages induced on coaxial cables or multi-wire shielded lines by a disturbing wave. *Electromagnetics*, 8(2-4):311–333, 1988.
- [41] D. Gardan. *Unbalance modeling of copper pairs*. ITU-T Telecommunications Standardization Sector, setembro 1997. Qyestion 11-WP 2/5.
- [42] J. Beilfuss, A. Beli, B. Gray, e R. Hamick. Multiconductor cable response dependency on propagation modes. Em *Proceedings of the IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility. EMC'88*, páginas 118–123, 1988.
- [43] S. Sali. Screening efficiency of triaxial cables with optimum braided shields. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 32(2):125–136, maio 1990.
- [44] J. P. Parmantier, F. Isaac, S. Bertuol, e F. Boulay. Modèle unifié d'un câble multiconducteur blindé: application à la susceptibilité et à l'émission électromagnétique. Em *10ème Colloque International de Compatibilité Electromagnétique*, Clermont-Ferrand, França, março 2000.

- [45] V. A. Rakov e M. A. Uman. *Lightning: Physics and Effects*. Cambridge University Press, 2003.
- [46] G. P. Caixeta. *Simulação computacional de descargas atmosféricas em estruturas de proteção visando análises de compatibilidade eletromagnética*. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), abril 2000.
- [47] V. A. Rakov e M. A. Uman. Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 40(4):403–426, novembro 1998.
- [48] E. Kuffel, W. S. Zaengl, e J. Kuffel. *High voltage engineering*. Newnes, 2000.
- [49] E. D. Sunde. *Earth conduction effects in transmission systems*. Dover Publications, 1968.
- [50] D. R. MacGorman e W. David Rust. *The electrical nature of storms*. Oxford University Press, 1998.
- [51] *TELEBRÁS SDT 235 – 600 – 002-Princípios para projeto de proteção elétrica da rede externa de telecomunicações*. Brasília, 1998.
- [52] *TELEBRÁS SDT 235 – 610 – 603-Projeto de proteção elétrica na rede aérea*. Brasília, 1998.
- [53] ITU-T Telecommunications Standardization Sector. *Recommendation K.47-Protection of telecommunication lines using metallic conductors against direct lightning discharges*.
- [54] M. Nakagawa et al. Further studies on wave propagation in overhead lines with ground return. Em *Proceedings of IEE*, volume 120, páginas 1521–1528, 1973.
- [55] F. M. Tesche, M. V. Ianoz, e T. Karlsson. *EMC analysis methods and computational models*. John Wiley & Sons, 1997.
- [56] F. Rachidi, C.A. Nucci, e M. Ianoz. Transient analysis of multiconductor lines above a lossy ground. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 14(1):294–302, janeiro 1999.

- [57] F. Rachidi, C.A. Nucci, M. Ianoz, e C. Mazzetti. Influence of a lossy ground on lightning-induced voltages on overhead lines. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38(3):250–264, agosto 1996.
- [58] Y. Wang e S. Liu. A review of methods for calculation of frequency-dependent impedance of overhead power transmission lines. *Proceedings National Science Council ROC(A)*, 25(6):329–338, maio 2001.
- [59] C. Gary. Approche complète de la propagation multifilaire en haute fréquence par utilisation des matrices complexes. *EDF Bulletin de la Direction des Études et Recherches, Série B - Réseaux Électriques Matériels Électriques*, 3/4:5–20, 1976.
- [60] F. Pollaczek. Über das Feld einer unendlich langen wechselstromdurchflossenen einfachleitung. *Electrische Nachrichten Technik*, 3(9):339–360, 1926.
- [61] A. Zeddani. *Couplage d'une onde électromagnétique rayonnée par une décharge orageuse à un câble de télécommunications*. Tese de Doutorado, l'Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois (França), julho 1988.
- [62] P. Degauque e J. Hamelin. *Compatibilité électromagnétique*. Dunod, 1990.
- [63] F. A. Uribe, J. L. Naredo, P. Moreno, e L. Guardado. Algorithmic evaluation of underground cable earth impedances. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 19(1):316–322, fevereiro 2004.
- [64] V. M. Machado e J. F. B. da Silva. Series-impedance of underground cable systems. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 3(4):1334–1340, 1988.
- [65] O. Saad, G. Gaba, e M. Giroux. A closed-form approximation for ground return impedance of underground cables. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 11(3):1536–1545, julho 1996.
- [66] A. K. Agrawal, K. Lee, L. D. Scott, e H. M. Fowles. Experimental characterization of multiconductor transmission lines in the frequency domain. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, EMC-21(1):20–27, fevereiro 1979.

- [67] F. Paladian, K. Kerroum, e M. Klingler. Détermination des paramètres linéiques de lignes multifilaires à partir de mesures de matrices S. Em 10ème *Colloque International sur la Compatibilité Electromagnétique. CEM'2000*, Clermont-Ferrand, França, 2000.
- [68] M. Vautier. *Etude de phénomènes de couplage électromagnétique dans les faisceaux de câbles multifilaires de télécommunications*. Tese de Doutorado, l'Université de Clermont-Ferrand (França), 1993.
- [69] UIT, Geneva. *CCITT Directives - On the protection of telecommunication cable against harmful affects due to power lines and electrified railway lines*, 1989.
- [70] M.M. Newman, J. R. Stahmann, J. D. Robb, E. Martin, e S. V. Zinn. Triggered lightning strokes at a very close range. *Journal of Geophysical Research*, 72:4761-4764, 1967.