

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE SISTEMAS E CONTROLE DE ENERGIA

Simulação Numérica da Interação Raio-Sistemas de Proteção em Treliças e do Campo Elétrico Gerado

autor: Geraldo Peres Caixeta ^{12/1}

orientador: Prof. Dr. Marcos André da Frota Mattos ⁿ

Este exemplar corresponde à redação final da tese
defendida por GERALDO PERES CAIXETA
aprovada pela Comissão
Julgadora em 20 12 1993.
Marcos André da Frota Mattos
Orientador

Dissertação submetida à Faculdade de
Engenharia Elétrica da Universidade
Estadual de Campinas, para preenchi-
mento dos pré-requisitos parciais para
obtenção do Título de Mestre em En-
genharia Elétrica.

dezembro 1993.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

Aos meus pais.

Este trabalho teve suporte da Fundação de Amparo ao Ensino e Pesquisa do Estado de
São Paulo - **FAPESP** e do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e
Tecnológico - **CNPq**

Resumo

Foi desenvolvido um simulador numérico-computacional de um sistema de proteção elétrica contra descargas atmosféricas em prédios. Este simulador permite prever a distribuição de corrente nos cabos guarda, obtendo também o Campo Eletromagnético no interior ou exterior da estrutura. Ambos, corrente e Campo, são determinados no domínio do tempo.

Com este sistema, a estrutura de proteção é considerada como uma interconexão de linhas de transmissão e sua definição em termos computacionais é bastante simplificada através da utilização de pontos em coordenadas cartesianas definindo o início e fim de cada linha.

A distribuição de corrente através da estrutura foi obtida utilizando a Técnica Numérica TLM (Transmission Line Modelling), a qual além de ser de fácil compreensão, exige pouco esforço computacional, dentre outras vantagens.

O Campo Eletromagnético é determinado em um ponto qualquer do espaço (Campo próximo ou Campo distante) utilizando a Técnica de Diferenças Finitas no domínio do tempo (FD-TD), quando cada linha da estrutura é considerada como sendo uma antena linear e o solo perfeitamente condutor.

Conhecendo-se o Campo Eletromagnético gerado, este sistema torna-se uma importante ferramenta para projetos de Engenharia de proteção, seja na busca de uma melhor distribuição de equipamentos eletro-eletrônicos no interior de um prédio, a fim de evitar que os mesmos sejam expostos a Campos elevados, ou seja na escolha de uma melhor geometria da estrutura a fim de diminuir o efeito de uma descarga atmosférica.

Abstract

A numerical simulator of the lightning protection system of structures has been developed. The simulator predicts the current distribution on the guard cables and the associated electromagnetic fields. The calculations are done in the time domain.

In this work, the protective structure is assumed to be composed of an interconnection of transmission lines. The computational definition of the structure is simplified through the use of cartesian coordinates defining the beginning and the end of each line.

The current distribution along the structure has been obtained by using the numerical technique TLM (Transmission Line Modelling), which is one of easy comprehension and demands low computational efforts.

The electromagnetic field is determined at any point in space (near and far fields) using the Finite Differences Technique in the time domain (FD-TD), where each line of the structure is considered as a linear antenna and the ground is considered as an ideal conductor.

Knowing the electromagnetic field generated, this approach becomes an important tool to be used in protection engineering projects in order to find the best distribution of electric and electronic equipments inside the building, avoiding the exposition to high fields, or to choose the best design of the structure, so reducing the effect of lightning.

The results obtained with the simulator are in agreement with measurements and with analytical solutions.

Agradecimentos

À FAPESP e ao CNPq, que propiciaram todas as condições para que este trabalho pudesse ser concluído.

Ao Prof. Dr. Marcos André da Frota Mattos pela orientação.

Ao Prof. Dr. Antônio Roberto Panicali (CPqD/TELEBRÁS), pela inquestionável ajuda.

À todos do laboratório 23 do DSCE e em especial à Carla, Eliane, Comin, Leo e Reinaldo pela amizade.

À Iris pela força, apoio e amizade.

Ao Ely Carneiro, Nilton Cardoso, João Michelotto e José Emílio pela convivência e amizade.

Ao FAEP (Fundação de Apoio ao Ensino e Pesquisa - Unicamp), pelo apoio financeiro à conclusão deste trabalho.

À minha família, pelo apoio incondicional em todos os meus projetos.

Conteúdo

RESUMO	i
ABSTRACT	ii
AGRADECIMENTOS	iii
CONTEÚDO	iv
LISTA DE FIGURAS	v
LISTA DE TABELAS	vi
1 INTRODUÇÃO	1
2 DESCARGAS ATMOSFÉRICAS	4
2.1 Introdução	4
2.2 O processo de formação das nuvens	5
2.3 Distribuição de cargas nas nuvens	6
2.4 A Descarga Atmosférica	7
2.5 O líder	9
2.6 A corrente de retorno	9
2.7 O líder guiado	10
2.8 Representação matemática da corrente de retorno	12

3	ONDAS VIAJANTES EM LINHAS DE TRANSMISSÃO	14
3.1	Introdução	14
3.2	Equações de uma linha de transmissão	14
3.3	Técnica numérica TLM	24
3.4	Modelamento TLM de uma Linha de Transmissão	27
3.4.1	Parâmetros de uma linha de transmissão	28
3.4.2	Equacionamento TLM ao longo de uma linha	30
3.4.3	Equacionamento TLM nos contornos	31
3.5	Equacionamento TLM de Campos induzidos em Linhas de Transmissão	35
3.6	Modelamento TLM de mais que uma Linha de Transmissão	37
4	SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS APLICANDO TLM	40
4.1	Introdução	40
4.2	Simulações	40
4.2.1	Circuito com apenas uma linha	40
4.2.2	Circuito com várias linhas	46
4.2.3	Circuito genérico 1	51
4.2.4	Circuito genérico 2	55
5	CAMPO ELETROMAGNÉTICO GERADO POR ESTRUTURAS DE PROTEÇÃO	62
5.1	Introdução	62
5.2	Equações Diferenciais para o Campo Eletromagnético	63
5.2.1	Campo Eletromagnético devido a uma Antena Hertziana	63
5.3	Teoria da imagem	64
5.4	Solução computacional das expressões de campo	65

6	ANÁLISE DE CAMPOS EM ESTRUTURAS TRELIÇADAS	68
6.1	Introdução	68
6.2	Campo devido a uma Linha casada	68
6.2.1	Comentários	69
6.3	Campo devido a uma linha em curto-circuito	73
6.3.1	Comentários	73
6.4	Campo devido a uma estrutura genérica	74
6.4.1	Comentários	78
7	CONCLUSÃO GERAL	98
7.1	Conclusão	98
7.2	Futuras implementações	99
	REFERÊNCIAS	101

Lista de Figuras

2.1	Processo de formação das nuvens[Viemeister, 1972].	5
2.2	Distribuição de cargas nas nuvens [Uman, 1969].	6
2.3	Classificação das descargas atmosféricas [Golde, 1977].	7
2.4	Processo de descarga atmosférica, [Uman, 1974].	10
2.5	Componentes de uma descarga atmosférica.	11
2.6	Dupla exponencial.	12
3.1	Condutor cilíndrico infinito e ideal.	15
3.2	Nó infinitesimal de uma linha de transmissão.	19
3.3	Linha com terminação resistiva.	21
3.4	Ondas de corrente e tensão em uma linha em aberto.	22
3.5	Ondas de corrente e tensão em uma linha com impedância casada.	23
3.6	Ondas de corrente e tensão em uma linha curto-circuitada.	24
3.7	Modelo discretizado de Huygens e o equivalente TLM.	25
3.8	Linha de transmissão simplificada.	27
3.9	Nó j de uma linha e o Equivalente Thevenin.	30
3.10	Terminal de uma linha com resistência de aterramento.	32
3.11	Terminal de uma linha alimentado por uma fonte.	34
3.12	Indução de campo em linhas de transmissão.	35
3.13	Modelo de uma linha de transmissão com fontes induzidas.	36

3.14	Linha terminada em várias outras linhas.	38
3.15	Equivalente Thevenin para uma linha com terminação em várias outras linhas.	38
4.1	Circuito de uma linha com terminação resistiva.	41
4.2	Sinal aplicado no circuito.	42
4.3	Perfil de tensão e corrente no meio da linha para circuito aberto.	43
4.4	Perfil de tensão e corrente no meio da linha para curto-circuito.	44
4.5	Perfil de tensão e corrente no meio da linha para impedância casada.	45
4.6	Circuito com várias linhas, formando uma treliça.	46
4.7	Perfil de tensão e corrente obtido no meio das linhas internas.	48
4.8	Perfil de tensão e corrente obtido no meio das linhas externas.	49
4.9	Reflexões de tensão no nó 6.	49
4.10	Circuito genérico com várias linhas.	52
4.11	Perfil de tensão e corrente obtido no meio das linhas.	54
4.12	Estrutura genérica utilizada para simulação e medição.	56
4.13	Tensão aplicada e os perfis de corrente calculados ao longo da estrutura.	58
4.14	Corrente medida em P_2 e em P_3	59
4.15	Corrente medida em P_4 , P_5 e em P_6	60
5.1	Antena e os parâmetros de cálculo de Campos.	63
5.2	Dipolo em posição vertical.	65
5.3	Dipolo em posição horizontal.	66
5.4	Teoria da imagem e a direção do dipolo.	66
6.1	Modelo utilizado para medições de Campo Elétrico.	69
6.2	Fontes de tensão aplicada.	69
6.3	Campo Elétrico calculado no ponto (0; 0,626; 0) para linha casada e em curto.	70
6.4	Campo Elétrico medido no ponto (0; 0,626; 0) para linha casada.	71

6.5	Campo Elétrico medido no ponto $(0; 0,626; 0)$ para linha em curto.	72
6.6	Estrutura de proteção utilizada para simulação, com a descarga ocorrendo no nó A.	76
6.7	Fonte aplicada ao nó A da estrutura.	78
6.8	Distribuição de corrente no meio das respectivas linhas da estrutura completa.	80
6.9	Distribuição de corrente no meio das respectivas linhas da estrutura completa.	81
6.10	Distribuição de corrente no meio das respectivas linhas da estrutura simples.	83
6.11	Componentes do Campo Elétrico calculado em P_1 e P_2	84
6.12	Componentes do Campo Elétrico calculado em P_3 e P_4	85
6.13	Módulo do Campo Elétrico calculado em P_1 e P_2	86
6.14	Módulo do Campo Elétrico calculado em P_3 e P_4	87
6.15	Componentes do Campo Elétrico calculado em P_5 e P_6	88
6.16	Componentes do Campo Elétrico calculado em P_7 e P_8	89
6.17	Módulo do Campo Elétrico calculado em P_5 e P_6	90
6.18	Módulo do Campo Elétrico calculado P_7 e P_8	91
6.19	Componentes do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_1 e P_3	92
6.20	Componentes do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_5 e P_7	93
6.21	Módulo do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_1 e P_3	94
6.22	Módulo do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_5 e P_7	95
6.23	Projeção das componentes Radial e Longitudinal do Campo.	96

Lista de Tabelas

4.1	Análise de ondas propagantes nas linhas do centro.	50
4.2	Análise de ondas propagantes nas linhas periféricas.	51
4.3	Comparações entre valores medidos e calculados.	59
4.4	Comparações entre valores medidos e calculados.	60
6.1	Saída do programa computacional - definição da estrutura.	75
6.2	Saída do programa computacional - definição dos nós.	76
6.3	Relação de máximos valores de corrente.	79

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Estruturas de proteção em prédios, estão constantemente sujeitas a descargas atmosféricas. Os equipamentos elétricos e eletrônicos em seus interiores podem ser danificados ou até mesmo destruídos, dependendo da magnitude do campo eletromagnético resultante da descarga.

Outro caso é o de Sistemas de Linhas de Transmissão. Com os cabos guarda, nem sempre as linhas estão protegidas de forma adequada devido a problemas que podem ocorrer na isolação. Altas correntes nos cabos podem gerar campos eletromagnéticos intensos, podendo contribuir para o rompimento da isolação das linhas na torre, resultando num pulso de corrente se propagando numa fase em direção a uma subestação [9].

Para outros tipos de estruturas como as encontradas em centrais telefônicas, o problema torna-se ainda mais crítico, uma vez que encontra-se em seu interior equipamentos eletrônicos bastante sensíveis a interferências externas. [5], [28].

Nas indústrias, as Interferências Eletromagnéticas podem também provocar acionamentos indevidos nos sistemas de controle.

Em projetos ou em instalações de equipamentos elétricos e eletrônicos, deve-se levar em consideração as possíveis Interferências Eletromagnéticas às quais estarão susceptíveis. Como a dificuldade de obter resultados experimentais é muito grande, além de onerar custos e tempo, a simulação dos mesmos utilizando métodos numéricos mais próximos possíveis do modelo real tem mostrado ser a melhor opção.

Com isso, a predição do comportamento tanto da distribuição de corrente ao longo da estrutura quanto do campo eletromagnético no interior da mesma, torna-se de grande interesse na engenharia de proteção.

Com o objetivo de determinar, via simulação numérica, o comportamento da corrente e do campo eletromagnético em estruturas de proteção, foi desenvolvido um sistema que modela tais estruturas como se fossem interconexão de linhas de transmissão, utilizando a técnica numérica TLM e calcula o campo utilizando a técnica de diferenças finitas no domínio do tempo (FD-TD).

Nas referências [15]-[25] Uman e outros tratam principalmente de descargas atmosféricas, modelamento de correntes de retorno e o campo eletromagnético gerado. As referências [29] e [30] tratam do modelamento da corrente de retorno.

Nas referências [1][2][3][4], Sowa determina a distribuição de corrente na estrutura de forma teórica e depois utiliza um modelo em escala para medições em laboratório. Em [3], calcula a tensão induzida em fios internos à estrutura teoricamente.

Nas referências [12][13] e [14], Geri e Veca utilizam um programa computacional aplicado à estrutura e determina a densidade de fluxo magnético no domínio do tempo. Apresenta ainda várias geometrias de uma estrutura.

Nas referências [10][11] Cristina e Orlandi utilizam um programa computacional (NEC-CODE), o qual utiliza o método dos momentos para análise.

Nas referências [33]-[41] Johns trata de várias aplicações da técnica TLM e em [42] Hefer faz uma interessante análise de aplicações dessa técnica.

Neste trabalho, o Capítulo 2 apresenta um breve comentário de descargas atmosféricas, desde o processo de formação das nuvens até o modelamento matemático de uma corrente de retorno.

O Capítulo 3 mostra o modelamento de uma linha de transmissão através do TLM. Parte das equações de Maxwell e chega às equações de onda. Faz um breve comentário da técnica TLM, apresentando as equações básicas da mesma para linhas de transmissão. Apresenta também todo o processo de obtenção das expressões TLM de uma estrutura constituída por várias linhas de transmissão, além de equacionar o processo de indução de campos em linhas.

O Capítulo 4 apresenta vários resultados de simulações utilizando um programa computacional desenvolvido, no qual aplicou-se as expressões do capítulo 3. Neste capítulo a técnica numérica TLM foi validada através de medições (em escala real) em laboratório.

O Capítulo 5 explicita a teoria eletromagnética para linhas de transmissão as quais são consideradas como interconexão de antenas lineares. Partindo da expressão de campo devido a uma antena linear vertical, chega-se à expressão completa devido a antenas dispostas em qualquer posição geométrica.

O Capítulo 6 apresenta vários resultados de simulações, para as quais foi desenvolvido um programa computacional aplicando as expressões de campo obtidas no capítulo 5. Utilizou-se aqui a técnica de diferenças finitas no domínio do tempo.

Novamente pôde-se obter a validação da técnica utilizada através de medições em laboratório.

Capítulo 2

DESCARGAS ATMOSFÉRICAS

2.1 Introdução

Descargas atmosféricas sempre despertaram o interesse humano. Na antiguidade o fenômeno intrigava o homem e como este não podia explicá-lo, criava fantasias e até chegava a atribuir sua origem a entidades divinas. A partir das leis físicas que regem o fenômeno, o homem moderno vem tentando explicar suas origens e simular seus efeitos, porém a fascinação provocada pelas descargas atmosféricas continua a mesma sentida pelos antepassados.

Neste capítulo será dada uma breve introdução às descargas atmosféricas, para em seguida analisar através de simulações sua interação com estruturas treliçadas, bem como o Campo Eletromagnético gerado.

Uma descarga atmosférica se caracteriza por uma corrente transitória de alta intensidade com duração da ordem de 0,5 segundo, geralmente percorrendo vários quilômetros em um caminho irregular [18], podendo ocorrer em função das características da atmosfera, como em nevascas, tempestades de areia e erupções vulcânicas, sendo as nuvens sua origem mais comum. Quanto ao caminho da descarga, esta pode ocorrer entre nuvens, entre uma nuvem e o solo ou internamente à uma nuvem, sendo esta última a mais comum, apesar da penúltima ser mais estudada por envolver diretamente (ou indiretamente, conforme o caso) os mais diversos tipos de equipamentos [51].

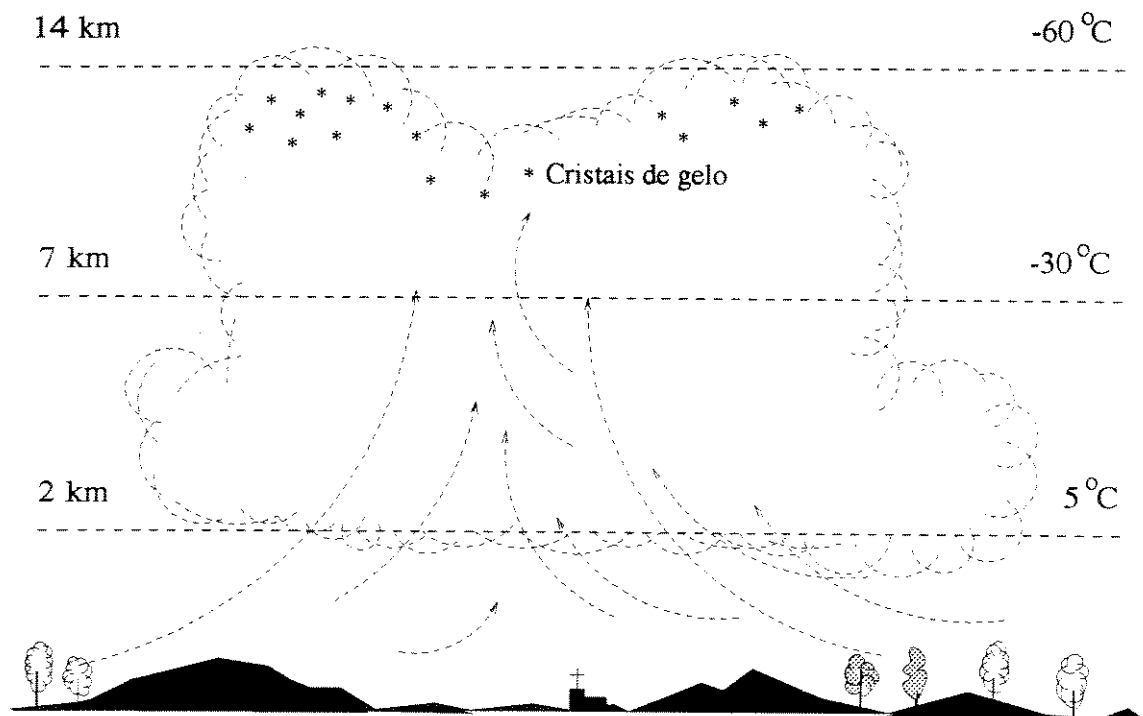


Figura 2.1: Processo de formação das nuvens[Viemeister, 1972].

2.2 O processo de formação das nuvens

As nuvens são formadas pelo movimento de convecção da massa de ar presente na atmosfera. Enquanto a parte superior da atmosfera possui ar frio e denso, a parte mais baixa possui ar úmido e quente.

O aquecimento do ar causa sua expansão, tornando-o mais leve que o ar frio a sua volta. Assim o ar quente sobe (como em balões) dando origem à chamada corrente de convecção, a qual pode percorrer alguns quilômetros de altitude até começar a esfriar transferindo calor ao ar mais frio lá encontrado (Figura 2.1). Neste processo o ar quente além de esfriar ele se expande por causa do decréscimo da pressão com a altura. Ele se esfria até uma temperatura tal que se satura. Aí vapores de água se condensam formando microscópicas gotas de água. Algumas partículas em altitudes superiores se solidificam em pequenos cristais, constituindo as nuvens mais elevadas, enquanto que as nuvens mais baixas são constituídas de vapor de água [50].

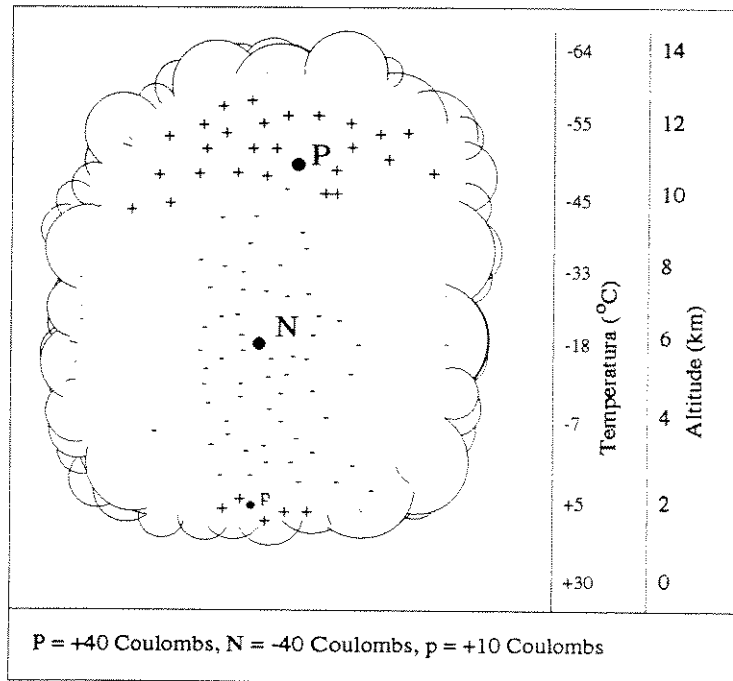


Figura 2.2: Distribuição de cargas nas nuvens [Uman, 1969].

2.3 Distribuição de cargas nas nuvens

A distribuição exata de cargas dentro das nuvens não é bem conhecida. As medidas do campo elétrico gerado por elas, medido a partir do solo, fornece somente uma idéia grosseira dos valores. Desta forma Malan em 1952 [18], obteve a distribuição mostrada na Figura 2.2, onde pode-se observar a concentração de cargas positivas na parte superior e negativas na inferior, formando assim um dipolo elétrico com um comprimento da ordem de quilômetros. Krehbiel, Book e McCroy em 1979 mostraram que a carga dentro das nuvens, para descargas com várias *correntes de retorno*, está distribuída horizontalmente em forma de bolsões de carga, sendo que a exata quantidade de carga em cada bolsão, sua localização e o processo de formação não são bem conhecidos [51].

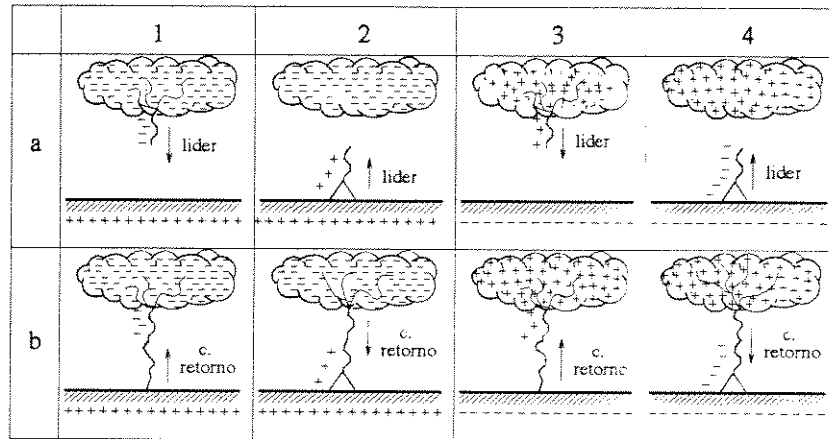


Figura 2.3: Classificação das descargas atmosféricas [Golde, 1977].

2.4 A Descarga Atmosférica

Como foi dito anteriormente, pode-se observar descargas entre nuvens, descargas internamente a uma nuvem ou entre nuvem e terra. Sendo este último o tipo mais estudado por ser de mais fácil estudo e por causar mais prejuízos em terra, como em equipamentos elétricos e eletrônicos, desde máquinas elétricas até circuitos integrados, linhas telefônicas [5], cabos guarda de uma estrutura de proteção de prédios [1]-[8], etc, envolvendo-os diretamente (através de descargas incidindo diretamente) ou indiretamente (através da indução eletromagnética) [8] [28]. O tipo de descarga que será abordado aqui será o entre nuvem e terra, apesar dos outros ditos acima serem de grande interesse para o estudo de proteção de locais em grandes altitudes de proteção, em aeronaves, etc [52].

K. Berger classifica a descarga nuvem-terra em 8 tipos as quais estão mostradas na Figura 2.3 [49]. Esta classificação foi baseada em 30 anos de pesquisa no monte San Salvatore perto do lago Lugano, Suíça (um pico de 640 metros de altitude). Eles são caracterizados pela polaridade da carga da nuvem e a direção de propagação do *líder* (se ascendente ou descendente). Nesta Figura a nuvem foi simplificada, onde só é mostrada a parte de baixo da mesma. A magnitude da corrente de um líder é da ordem de 50 a 300 A para nuvens com carga negativa e de 1000 a 3000 A para nuvens com carga positiva. *Correntes de retorno* são da ordem de 8 a 200 kA para nuvens com carga negativa e acima de 100 kA para nuvens com carga positiva [18]. Através da Figura 2.3, pode-se verificar que:

1. As descargas do tipo b são da mesma forma que as do tipo a, só que seguidas de *corrente de retorno* (Return Stroke).
2. As descargas do tipo 1 e 2 se caracterizam por estarem as nuvens carregadas com cargas negativas e as do tipo 3 e 4 por elas estarem carregadas positivamente.
3. Nas descargas do tipo 1 e 3 o processo é iniciado na nuvem pelo *líder* (Stepped Leader) e nas do tipo 2 e 4 o processo inicia-se no solo.
4. Nas descargas do tipo 1 e 4 o líder possui carga negativa e nas do tipo 2 e 3 carga positiva.

Através de obsevações ao longo dos anos verificou-se que [53][18]:

1. As descargas do tipo 1 geralmente ocorrem em locais abertos, onde não haja objetos muito altos.
2. As descargas do tipo 2 geralmente ocorrem em locais onde haja objetos altos como torres e são muito freqüentes em linhas de transmissão de alta tensão.
3. As descargas do tipo 3 são muito raras em regiões montanhosas.
4. As descargas do tipo 4 geralmente ocorrem em regiões montanhosas.
5. Cerca de 80% das descargas envolvem correntes negativas (tipos 1 e 2).
6. Para descargas envolvendo nuvens carregadas com carga positiva, a maioria é do tipo 4a (apenas o líder).
7. As descargas do tipo 4b são mais fortes (maiores amplitudes), com tempo de duração cerca de 10 vezes maior que para descargas negativas.

Nos Estados Unidos e Alemanha, observou-se através de medições que a incidência de descargas positivas em linhas de Alta Tensão são muito raros. Recentemente este tipo de descarga tem sido observada no Japão e na Suécia, especialmente no inverno [53].

A fim de simplificar a análise, a seguir serão consideradas somente as descargas do tipo 1, ou seja, descargas que se iniciam em nuvens com cargas negativas dirigindo-se para a terra.

Uma descarga típica dura menos que 0,5 segundo e pode liberar em torno de 250 kWh de energia [50].

2.5 O líder

A descarga começa quando o gradiente de ionização local é alcançado, lembrando que este gradiente para que seja iniciado um processo de disrupção do ar em condições normais de temperatura e pressão é de 30 kV/cm ; para pressões mais baixas (nas nuvens) este valor é mais baixo e ainda menor em dia chuvoso. Os elétrons na nuvem são acelerados devido à grande diferença de potencial entre a nuvem e a terra. Alguns colidem com moléculas do ar com suficiente impacto para causar a sua ionização, surgindo assim uma cadeia de ionização (muitas partículas neutras são rompidas em íons positivos e elétrons livres). Logo, como o ar está ionizado, ele se torna um bom condutor, por onde começa o fluxo de mais e mais elétrons, ionizando o caminho a medida que se deslocam em direção à terra. O movimento descendente do caminho ionizado alcança uma velocidade limite inerente a eles, pois alguns dos elétrons são atraídos de volta pelos seus próprios íons positivos deixados para trás. Este processo descendente é conhecido como *líder*, pois seu movimento se apresenta em forma luminosa com espaçamento de cerca de 50 metros de comprimento com uma pausa entre cada luminosidade de cerca de 50 micro-segundos (Figura 2.4). Um líder possui cerca de 5 Coulombs de carga negativa distribuída sobre seu comprimento. O diâmetro do caminho de um líder está entre 1 e 10 metros, apesar da corrente fluir em um canal bem mais estreito, tal diâmetro é devido ao efeito corona [53].

2.6 A corrente de retorno

Quando o líder carregado, neste caso, negativamente com um grande potencial se aproxima da terra (cerca de 100 metros [18][51]), o campo elétrico resultante na terra é suficiente para causar descargas ascendentes, fluindo da terra em direção ao canal do líder, estabelecendo-se assim o ponto de contato (*Attachment*).

Com o contato, é iniciado o processo conhecido como corrente de retorno (*Return Stroke*) que é a parte mais energética da descarga. O fenômeno é similar à uma linha de transmissão carregada com um potencial constante e curto circuitada na extremidade. O canal do líder atua como uma linha de transmissão (não linear e com perdas) por onde flui a corrente de retorno.

A frente de onda da corrente de retorno (frente de onda ionizada com alta intensidade de campo elétrico) transporta o potencial de terra pelo canal recém criado pelo líder. A velocidade de propagação da corrente de retorno é de aproximadamente 10 – 50% da velocidade da luz, percorrendo o caminho entre a terra e nuvem em cerca de 70 μs . Por esta ser a parte mais energética e envolver altas magnitudes de corrente é a que maior

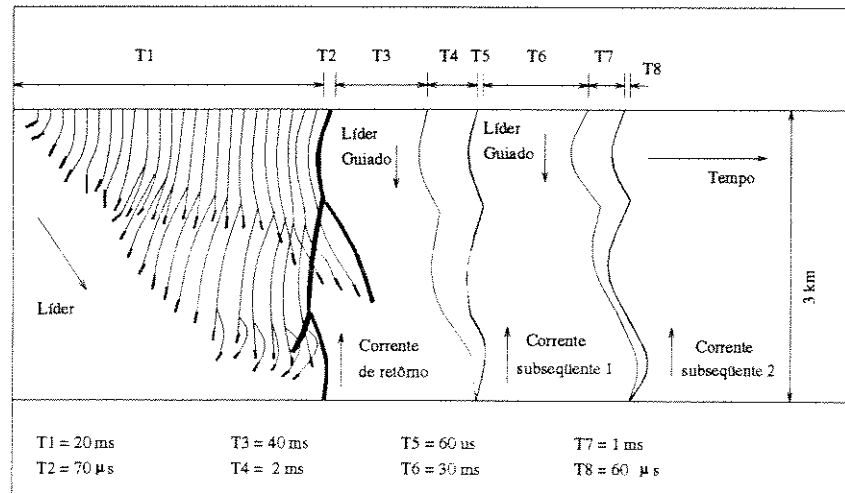


Figura 2.4: Processo de descarga atmosférica, [Uman, 1974].

atenção tem sido dispensada entre pesquisadores.

2.7 O líder guiado

Depois que a corrente de retorno cessa, o processo de descarga pode ser finalizado. No entanto, se o topo do canal ainda tiver carga, pode haver descargas subsequentes. Caso haja cargas adicionais haverá um novo deslocamento de cargas para o canal aberto pela corrente de retorno aumentando o grau de ionização deste através do fluxo de cargas ao longo do canal. Esta corrente de deslocamento da nuvem para a terra é conhecida como líder guiado. O líder guiado se desloca suavemente para a terra a uma velocidade aproximada de $2 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ (maior que a do líder), onde o fluxo de carga é menor que o do líder. Em geral o líder guiado não é seguido de ramificações como o líder. O que era de se esperar, uma vez que o caminho seguido por ele já se encontra ionizado.

A Figura 2.4 ilustra o processo de descarga descrito acima, onde pode-se verificar o líder, a corrente de retorno e o líder guiado. Esta Figura ilustra todo o processo de descarga como se houvesse uma câmera fixa e o filme se movendo para a direita. A Figura 2.5 ilustra a magnitude destas componentes.

As características básicas das componentes da Figura 2.5 são [52]:

1. Componente A (corrente de retorno):

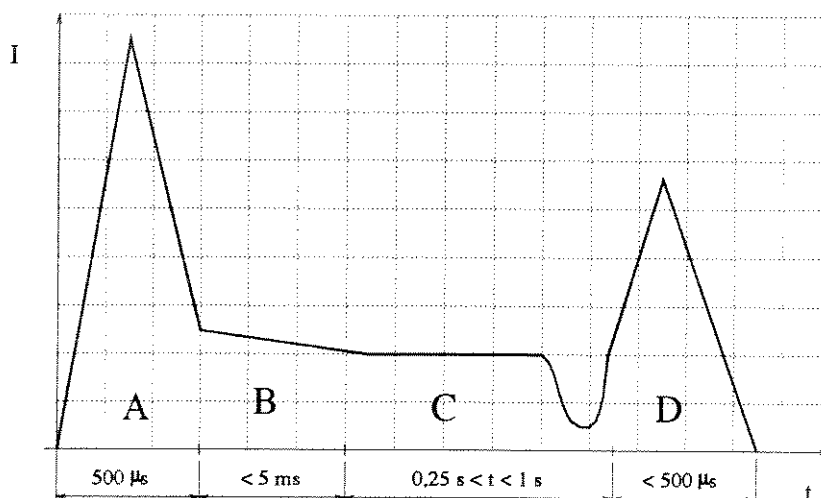


Figura 2.5: Componentes de uma descarga atmosférica.

- Alto pico de corrente (200 kA)
 - Ação integral (impulso de corrente quadrada $\int i^2 dt$)¹ da ordem de $2.10^6 \text{ A}^2 \cdot \text{s}$.
 - Tempo de duração total menor que $500 \mu\text{s}$.
2. Componente B (corrente intermediária):
- Amplitude média de corrente da ordem de 2 kA
 - Tempo de duração aproximado de 5 ms
 - Máxima transferência de carga da ordem de 10 C ($Q = \int i dt$)
3. Componente C (corrente de continuação):
- Amplitude da ordem de 200 a 800 A
 - Tempo de duração entre $0,25$ e 1 s
 - Máxima transferência de carga da ordem de 200 C
4. Componente D ("restrike current"):
- Amplitude de cerca de 100 kA
 - Tempo de duração menor que $500 \mu\text{s}$
 - Ação integral da ordem de $0,25.10^6 \text{ A}^2 \cdot \text{s}$.

¹Deve-se notar que quando uma corrente unidirecional de amplitude constante i flui por um condutor metálico por um intervalo de tempo t , a elevação de temperatura é proporcional a $\int i^2 dt$.

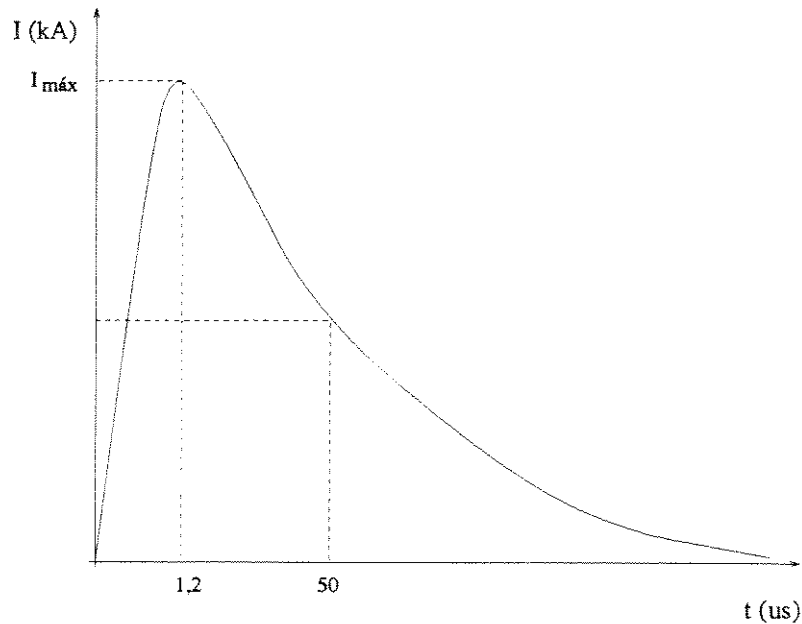


Figura 2.6: Dupla exponencial.

2.8 Representação matemática da corrente de retorno

Vários modelos para a corrente de retorno têm sido desenvolvidos [49][30][51], sendo o mais conhecido e rudimentar a dupla exponencial, que representa esta corrente na base do canal [60]:

$$I(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (2.1)$$

Uma forma típica deste modelo é como a mostrada na Figura 2.6, onde o valor máximo da corrente é atingido em cerca de $1,2 \mu s$ decaindo pela metade entre 50 e $70 \mu s$.

Recentemente Mattos desenvolveu um modelo que simula uma corrente de retorno baseado na técnica numérica TLM, o qual considerou o canal da corrente como sendo uma linha de transmissão vertical com parâmetros não lineares [51]. Este modelo tem obtido resultados bastante satisfatórios.

A evolução tecnológica cada vez maior, tem exigido constantes avanços no senti-

do de proteção de equipamentos contra descargas atmosféricas como em centrais telefônicas, prédios comerciais e residenciais, centros de processamento de dados, galpões industriais, etc. Como pôde ser visto, uma descarga atmosférica, além de oferecer um grande risco à vida humana, pode também destruir equipamentos mesmo não incidindo diretamente sobre o mesmo. Por isso, a simulação de seu comportamento em estruturas de proteção torna-se um meio de melhor proteger tais equipamentos através da escolha de uma melhor geometria da estrutura.

Para estudar os efeitos de uma descarga atmosférica, deve-se conhecer o campo elétrico e magnético gerado. Estes campos são função da corrente que circula na estrutura de proteção; assim o comportamento da corrente nesta estrutura é de grande importância, como será visto no próximo capítulo.

Capítulo 3

ONDAS VIAJANTES EM LINHAS DE TRANSMISSÃO

3.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentadas as expressões TLM para as ondas viajantes em uma linha de transmissão. Partindo das equações de Maxwell aplicadas a um condutor cilíndrico, chega-se às equações de onda de uma linha de transmissão e destas às expressões TLM.

Também serão apresentadas as expressões TLM para o caso do modelamento de campos induzidos em linhas de transmissão [8].

É sabido que a energia elétrica fornecida por uma fonte percorre uma linha de transmissão em direção à carga. Esta energia é transmitida sob a forma de duas componentes: a energia elétrica e a energia magnética. Estas componentes percorrem a linha de transmissão (ondas viajantes) a uma velocidade próxima a da luz (menor que $3 \cdot 10^8 m/s$). A velocidade de propagação é obtida das equações de linhas de transmissão e para o caso mais simples (linhas sem perdas) é dada por $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, onde L é a indutância e C a capacitância da linha. A impedância característica para a linha sem perdas é dada por $Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}$.

3.2 Equações de uma linha de transmissão

Com o objetivo de obter as expressões matemáticas que representam uma linha de transmissão, supõe-se um condutor cilíndrico de comprimento infinito paralelo a um plano

perfeitamente condutor em um meio homogêneo. Assim, pela teoria da imagem (seção 5.3), o plano condutor pode ser substituído pela imagem do condutor (Figura 3.1).

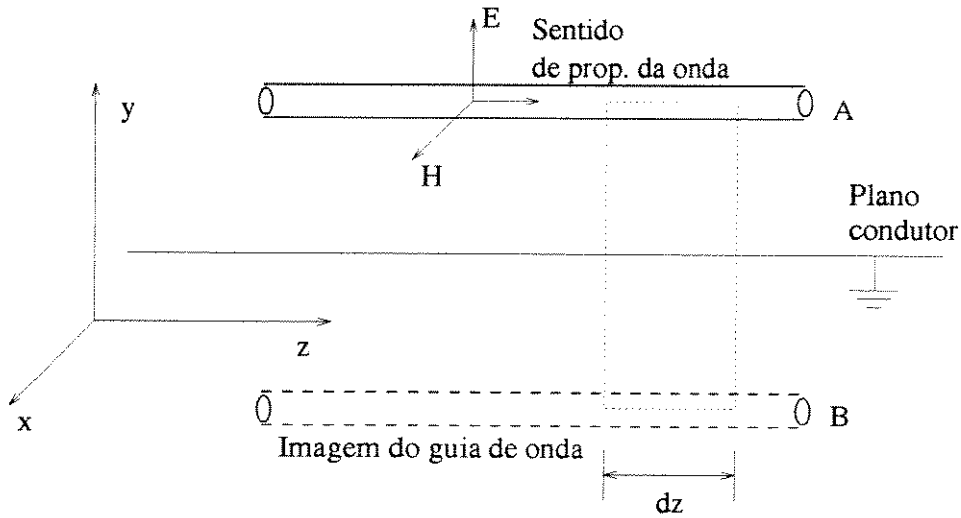


Figura 3.1: Condutor cilíndrico infinito e ideal.

Como o condutor é considerado ideal e pelas considerações anteriores, tem-se que os campos elétrico e magnético se propagam transversalmente à direção da onda, como ilustrado na Figura 3.1. Este modo de propagação é conhecido como TEM (Transverse Electromagnetic Mode).

Pode-se chegar às expressões matemáticas que modelam uma linha de transmissão, partindo das equações de Maxwell na forma integral [55]:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (3.1)$$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_s \vec{J} \cdot d\vec{s} + \frac{\partial}{\partial t} \int_s \vec{D} \cdot d\vec{s} \quad (3.2)$$

$$\oint_s \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (3.3)$$

$$\oint_s \vec{D} \cdot d\vec{s} = q \quad (3.4)$$

Ou na forma diferencial:

LEI DE FARADAY

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.5)$$

LEI DE AMPERE

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.6)$$

LEI DE GAUSS

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho \quad (3.7)$$

Onde:

E - Intensidade de Campo Elétrico (V/m)

H - Intensidade de Campo Magnético (A/m)

D - Densidade de Fluxo Elétrico (C/m^2)

B - Densidade de Fluxo Magnético (Wb/m^2)

J - Densidade de Corrente Elétrica (A/m^2)

ρ - Densidade volumétrica de cargas (C/m^3)

Como estamos considerando o meio homogêneo e isotrópico com permeabilidade absoluta μ , H/m , permissividade absoluta ϵ , F/m e condutividade σ , S/m , têm-se as equações constitutivas:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}.$$

No sistema de coordenadas retangulares e considerando um elemento de comprimento dz do condutor da Figura 3.1, tem-se:

Para o Campo Elétrico

$$\nabla X \bar{E} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \bar{a}_x + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \bar{a}_y + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \bar{a}_z \quad (3.8)$$

$$\nabla X \bar{E} = -\frac{\partial E_y}{\partial z} = -j w \mu H_x \quad (3.9)$$

E para o Campo Magnético

$$\nabla X \bar{H} = \frac{\partial H_x}{\partial z} = -(\sigma + j w \epsilon) E_y \quad (3.10)$$

Sendo que $E_x = E_z = 0$ e $H_y = H_z = 0$

A tensão entre a linha e sua imagem pode ser encontrada aplicando a equação de Laplace [55]¹:

$$V = - \int_A^B \bar{E} \cdot d\bar{l} = - \int_A^B (E_x dx + E_y dy) \quad (3.11)$$

onde:

$$\begin{cases} A & \text{É distância do condutor ao plano de referência} \\ B & \text{É o mesmo que A, só que negativo, conforme ilustrado na Figura 3.1.} \end{cases}$$

Diferenciando a expressão acima com relação a z :

$$\frac{\partial V}{\partial z} = - \int_A^B \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} dx + \frac{\partial E_y}{\partial z} dy \right) \quad (3.12)$$

Como $E_z = 0$, e da expressão 3.5 (lei de Faraday), tem-se que:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial B_x}{\partial t}$$

¹Como o modo de propagação é TEM, não existe componente de campo elétrico na direção z

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t}$$

Em consequência, obtém-se:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_A^B (-B_y dx + B_x dy) \quad (3.13)$$

A expressão à direita do integrando representa o fluxo magnético através do caminho A-B por unidade de comprimento em z .

Pela definição de indutância: $L = \frac{\oint \vec{B} \cdot d\vec{s}}{i}$, a expressão 3.13 fica:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial t} (L i) = -L \frac{\partial i}{\partial t} \quad (3.14)$$

Se for aplicado a integral do Campo Magnético em torno do condutor A da Figura 3.1, pode-se obter:

$$i = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint (H_x dx + H_y dy) \quad (3.15)$$

Que diferenciando com relação a z resulta:

$$\frac{\partial i}{\partial z} = \oint \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} dx + \frac{\partial H_y}{\partial z} dy \right) \quad (3.16)$$

Como $H_z = 0$, e da expressão 3.6 (lei de Ampere), tem-se que:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{\partial D_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \frac{\partial D_y}{\partial t}$$

Portanto obtém-se:

$$\frac{\partial i}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial t} \oint (D_x dy - D_y dx) \quad (3.17)$$

Esta expressão representa o deslocamento de fluxo elétrico por unidade de comprimento de uma linha a outra mostrada na Figura 3.1. Isto representa a carga por unidade

de comprimento nos condutores e pode ser escrito como o produto da capacitância por unidade de comprimento e a tensão entre os condutores, assim:

$$\frac{\partial i}{\partial z} = -C \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.18)$$

As expressões 3.14 e 3.18 representam a relação de tensão e corrente numa linha de transmissão sem perdas, com os parâmetros L (indutância) e C (capacitância) por unidade de comprimento. Estas expressões podem perfeitamente representar o modelo mostrado na Figura 3.2. Nesta Figura, foi acrescentado uma resistência distribuída R por unidade de comprimento supondo um modelo mais próximo do real (linha com perdas) e admitindo que haja um dielétrico com uma certa condutância distribuída G por unidade de comprimento. Desta forma, as expressões 3.14 e 3.18 ficam:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = -(R I + L \frac{\partial I}{\partial t}) \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -(G V + C \frac{\partial V}{\partial t}) \quad (3.20)$$

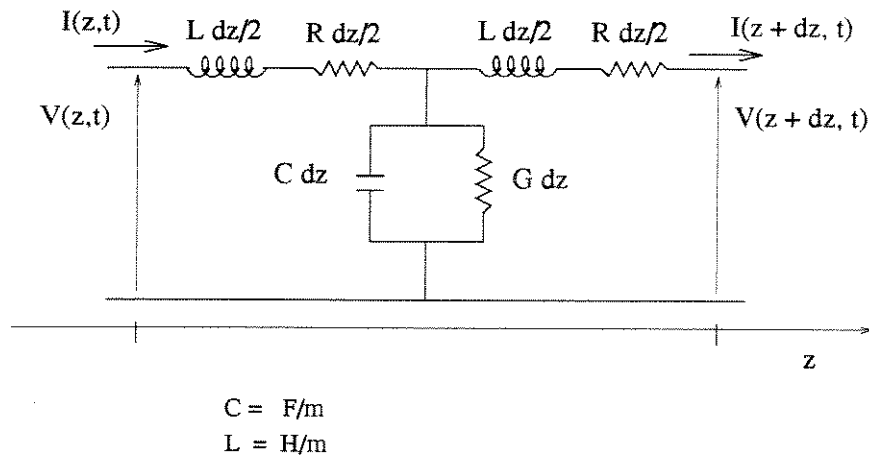


Figura 3.2: Nó infinitesimal de uma linha de transmissão.

Diferenciando inicialmente 3.19 com relação a z e 3.20 com relação a t e depois diferenciando 3.19 com relação a t e 3.20 com relação a z , obtém-se:

$$\frac{\partial^2 V(z, t)}{\partial z^2} = R G V(z, t) + (L G + R C) \frac{\partial V(z, t)}{\partial t} + L C \frac{\partial^2 V(z, t)}{\partial t^2} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial^2 I(z, t)}{\partial z^2} = R G I(z, t) + (L G + R C) \frac{\partial I(z, t)}{\partial t} + L C \frac{\partial^2 I(z, t)}{\partial t^2} \quad (3.22)$$

Estas equações diferenciais da linha de transmissão, são conhecidas como equações do *telegrafista* ou equações de ondas, as quais descrevem o comportamento de ondas viajantes ao longo de uma linha.

Analisando agora as condições de contorno de uma linha ter-se-á diferentes coeficientes de reflexão e de transmissão da onda viajante.

Partindo das expressões 3.21 e 3.22 pode-se decompor as equações de onda de corrente e tensão em componentes **DIRETA** e **INVERSA**, de acordo com o sentido de incidência da mesma:

$$V = V_d + V_i \quad (3.23)$$

$$I = I_d + I_i \quad (3.24)$$

Onde:

$$\left\{ \begin{array}{ll} V_d = Z_c I_d & = \text{Onda de tensão direta se propagando em uma Linha de Transmissão} \\ V_i = Z_c I_i & = \text{Onda de tensão inversa} \\ I_d & = \text{Onda de corrente direta} \\ I_i & = \text{Onda de corrente inversa} \\ Z_c & = \text{Impedância característica da linha de transmissão} \end{array} \right.$$

As relações acima são satisfeitas para qualquer onda, em qualquer ponto da linha, seja numa descontinuidade ou nos terminais desta.

A seguir serão analisadas algumas condições de contorno, considerando a linha com uma terminação resistiva, isto é, a carga é considerada como sendo uma impedância puramente resistiva.

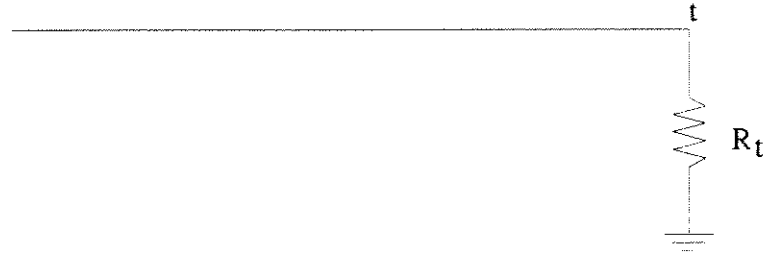


Figura 3.3: Linha com terminação resistiva.

Pelas relações 3.23 e 3.24 tem-se no terminal da linha (Figura 3.3):

$$V_t = V_d + V_i$$

$$I_t = I_d + I_i$$

Que por simples manipulações chega-se a:

$$V_i = \frac{R_t - Z_c}{R_t + Z_c} V_d \quad (3.25)$$

E para a corrente:

$$I_i = \frac{Z_c - R_t}{Z_c + R_t} I_d \quad (3.26)$$

As expressões acima mostram que a onda refletida da tensão e da corrente tem sua magnitude dependente da relação entre impedância característica da linha e a resistência do terminal.

Definindo então:

$$K_v = \frac{R_t - Z_c}{R_t + Z_c} = \text{Coeficiente de reflexão da tensão}$$

$$K_i = \frac{Z_c - R_t}{R_t + Z_c} = \text{Coeficiente de reflexão da corrente}$$

Pode-se ter diferentes situações de reflexão das ondas de corrente e tensão, de acordo com K_v e K_i , tais como:

1. Se $R_t > Z_c$

Então

$$\begin{cases} 0 < K_v \leq 1 & \text{e} & 0 < V_i \leq V_d \\ -1 \leq K_i < 0 & \text{e} & -I_d \leq I_i < 0 \end{cases}$$

Portanto haverá uma onda de tensão refletida (inversa) sempre maior que zero e nunca superior que à incidente (direta) e uma onda de corrente refletida sempre menor que zero e nunca inferior à incidente.

Analisando agora o caso particular em que $R_t \gg Z_c$ (linha em aberto):

Neste caso:

$$\begin{cases} K_v = 1 & ; & V_i = V_d & \text{e} & V_t = 2 V_d \\ K_i = -1 & ; & I_i = -I_d & \text{e} & I_t = 0 \end{cases}$$

Assim, para uma onda de tensão constante chegando no terminal da linha, estando esta aberta, haverá uma onda refletida com magnitude igual à da incidente (direta) resultando com isso uma magnitude de onda igual ao dobro da anterior. E para a corrente, uma onda refletida com magnitude igual à da incidente, porém com sinal inverso e assim uma resultante nula, como mostrado na Figura 3.4.

Enquanto a onda de tensão inicialmente se propaga do terminal inicial ao aberto, metade de sua energia está no campo elétrico ($\frac{1}{2} C V^2$) e metade no campo magnético ($\frac{1}{2} L I^2$). Após a passagem da onda refletida, como a corrente total é zero, toda a onda de tensão será armazenada no campo elétrico.

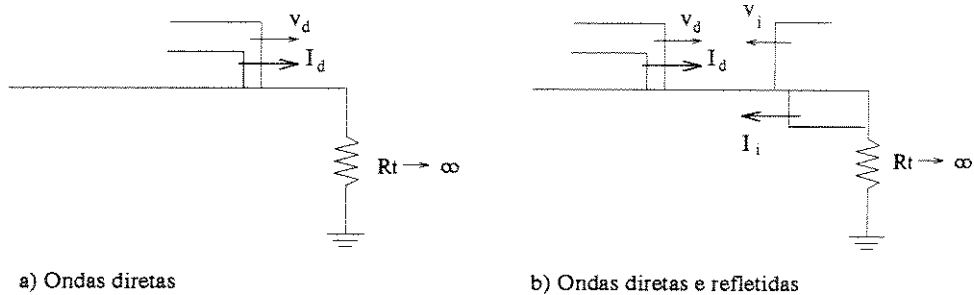


Figura 3.4: Ondas de corrente e tensão em uma linha em aberto.

2. Se $R_t = Z_c$ (Impedância casada)

Então

$$\begin{cases} K_v = 0 & ; & V_i = 0 & \text{e} & V_t = V_d \\ K_i = 0 & ; & I_i = 0 & \text{e} & I_t = I_d, \end{cases}$$

ou seja, para uma onda de tensão e corrente chegando no terminal da linha, estando esta casada, não haverá reflexão, como ilustra a Figura 3.5.

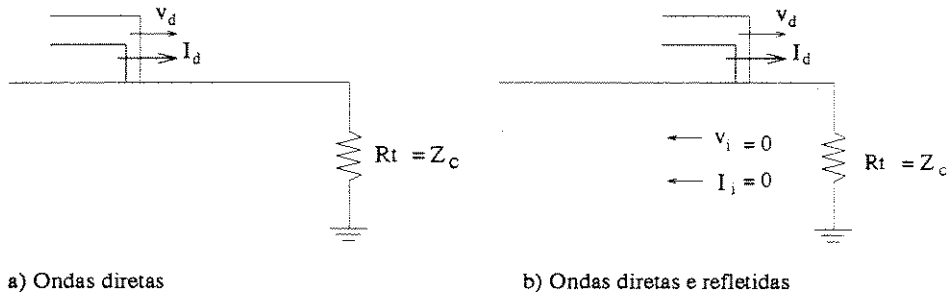


Figura 3.5: Ondas de corrente e tensão em uma linha com impedância casada.

3. Se $R_t < Z_c$

Então

$$\begin{cases} -1 \leq K_v < 0 & \text{e} & -V_d \leq V_i < 0 \\ 0 < K_i \leq 1 & \text{e} & 0 < I_i \leq I_d \end{cases}$$

Portanto, tem-se aqui o caso inverso onde $R_t > Z_c$

Analisando o caso particular em que $R_t \ll Z_c$ (linha em curto-circuito):

Neste caso

$$\begin{cases} K_v = -1 & ; & V_i = -V_d & \text{e} & V_t = 0 \\ K_i = 1 & ; & I_i = I_d & \text{e} & I_t = 2I_d \end{cases}$$

Assim, para uma onda de tensão chegando no terminal da linha, estando esta em curto, haverá uma onda refletida com magnitude igual à da incidente, porém com sinal inverso e assim uma resultante nula. E para a corrente, haverá uma onda refletida com magnitude e sinal igual à da incidente e com isso a resultante igual ao dobro da da incidente, como mostrado na Figura 3.6.

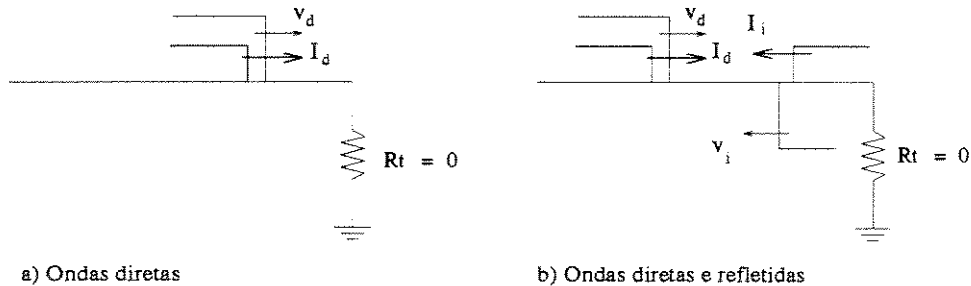


Figura 3.6: Ondas de corrente e tensão em uma linha curto-circuitada.

3.3 Técnica numérica TLM

Com o avanço cada vez maior de equipamentos de computação (e conseqüentemente de sistemas de informática), principalmente quanto à velocidade de processamento e da capacidade de armazenamento de informações, vários métodos de modelamento de sistemas (como circuitos) vem sendo otimizados e possíveis de serem implementados computacionalmente. Circuitos elétricos, ondas eletromagnéticas através das equações de Maxwell, guia de ondas, sistemas de microondas, enfim uma infinidade de problemas, antes praticamente impossíveis de simulação digital, hoje podem facilmente serem modelados [33]-[42].

A técnica numérica TLM (Transmission-Line Modelling ou Matrix) foi desenvolvida por Peter B. Johns da Universidade de Nottingham, Inglaterra por volta de 1971, inicialmente para a solução de equação de ondas, baseado no modelo de propagações de onda de Huygens ² [56]. Mais tarde esta técnica foi utilizada na solução de equações diferenciais ordinárias, discretizadas no espaço e tempo [33].

A seguir será mostrado brevemente a versão de Huygens de forma discretizada e em seguida o algoritmo básico do TLM aplicado a linhas de transmissão.

Discretizando o espaço em duas dimensões (Figura 3.7), pode-se representá-lo como linhas de transmissão, contendo unidades de comprimentos Δz . Partindo do princípio de Huygens, supondo um pulso de onda Eletromagnética incidido em um dos nós, a onda se propaga a velocidade da luz e leva um tempo Δt para viajar de um nó a outro.

Assim, tem-se que:

²O princípio de Huygens diz que: Cada ponto de uma frente de onda primária pode ser considerado como uma nova fonte de onda esférica secundária e que a frente de onda secundária pode ser construída como a envoltória destas ondas esféricas secundárias, e assim por diante.

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c} \quad (3.27)$$

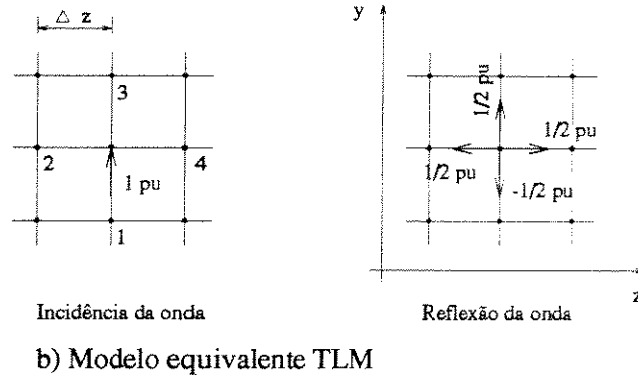
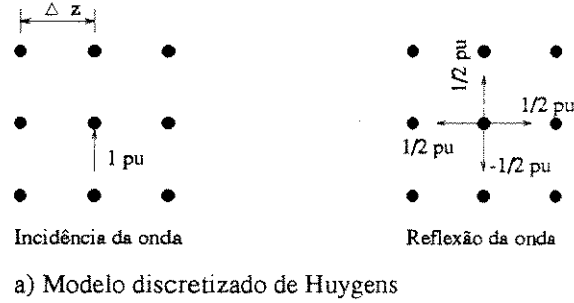


Figura 3.7: Modelo discretizado de Huygens e o equivalente TLM.

De acordo com o princípio de Huygens a onda se propagando isotropicamente, ao incidir em um dos nós, é refletida nas quatro direções com magnitude igual à metade da incidente. Isto pode ser facilmente verificado pelo equivalente TLM (Figura 3.7b).

Se considerarmos o modelo equivalente da Figura 3.7b (meio isotrópico substituído por uma malha de linhas de transmissão em z-y), e a equivalência entre as expressões de ondas elétricas e magnéticas se propagando em forma TEM com ondas de tensão e corrente respectivamente como mostrado por Johns [Johns,1971], pode-se trabalhar com estas ondas ao invés das outras.

Uma vez que a impedância vista pela onda de tensão incidente em um dos nós através de um nó de linha é igual ao paralelo dos outros três nós e, como todos possuem a mesma característica (meio isotrópico), possuem a mesma impedância. Assim pela Figura 3.7b a impedância vista será o paralelo entre as impedâncias Z_{c2} , Z_{c3} e Z_{c4} , ou seja, $\frac{Z_c}{3}$,

então o coeficiente de reflexão da tensão fica:

$$K_v = \frac{\frac{Z_c}{3} - Z_{c1}}{\frac{Z_c}{3} + Z_{c1}} = -\frac{1}{2}$$

Isto resulta em reflexão da onda de tensão com magnitude de $-\frac{1}{2}pu$ e transmissão aos outros três nós de $\frac{1}{2}pu$ e para a onda de corrente em $\frac{1}{2}pu$ e de $-\frac{1}{2}pu$, respectivamente.

Chamando de $V_{1,n}^d$, $V_{2,n}^d$, $V_{3,n}^d$ e $V_{4,n}^d$ as tensões incidentes (diretas) nos nós de 1 a 4 respectivamente em um instante $t = n\Delta t$, a tensão refletida (inversa) nestes nós em uma linha l no instante $t = (n+1)\Delta t$ será:

$$V_{l,n+1}^i = \frac{1}{2} \left[\sum_{k=1}^4 V_{k,n}^d \right] - V_{l,n}^d \quad (3.28)$$

ou em forma matricial:

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ V_3^i \\ V_4^i \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^d \\ V_2^d \\ V_3^d \\ V_4^d \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Da Figura 3.7, pode-se verificar que cada tensão refletida de um determinado nó na posição (z,y) torna-se tensão incidente para o próximo nó, ou seja:

$$\begin{cases} V_{1,n+1}^d(z,y) = V_{3,n+1}^i(z,y-1) \\ V_{2,n+1}^d(z,y) = V_{4,n+1}^i(z-1,y) \\ V_{3,n+1}^d(z,y) = V_{1,n+1}^i(z,y+1) \\ V_{4,n+1}^d(z,y) = V_{2,n+1}^i(z+1,y) \end{cases} \quad (3.30)$$

Estas duas expressões fazem parte do modelamento em duas dimensões com o uso do TLM e nos diz que, se conhecidas as condições iniciais, a magnitude da tensão (e respectiva corrente) pode ser obtida a qualquer instante $t = (n+1)\Delta t$, bastando para isso determinar os valores para os instantes anteriores $t = n\Delta t$, através de um processo iterativo.

Comentários:

- O TLM nos fornece uma solução de propagação de ondas contendo todo o espectro de frequência na faixa onde $f \leq \frac{1}{2\Delta t}$ e, caso seja de interesse, a resposta no domínio da frequência pode ser obtido com a aplicação da transformada de Fourier [34].
- Apesar desta Técnica ter sido inicialmente desenvolvida em malhas de linhas em duas dimensões, mais tarde Johns [34] estendeu o método para 3 dimensões e incluindo o efeito de perdas e cargas no dielétrico [34][35][41]. Recentemente esta técnica tem sido usada em apenas uma dimensão na solução de propagação de ondas de tensão e corrente em linhas de transmissão de alta tensão [51][5].
- É uma técnica que permite o modelamento de um sistema físico diretamente, sendo esperado assim uma menor margem de erro. Ao contrário de técnicas como Elementos Finitos e Diferenças Finitas, onde além do erro devido à aplicação da técnica surge o erro devido à representação dos elementos através do sistema de equações diferenciais.

3.4 Modelamento TLM de uma Linha de Transmissão

Vimos na seção anterior que a técnica TLM nos fornece um meio muito útil no modelamento de linhas de transmissão. Com base nesta técnica será definida inicialmente uma linha de transmissão sob várias condições de contorno, conforme visto na seção 3.2

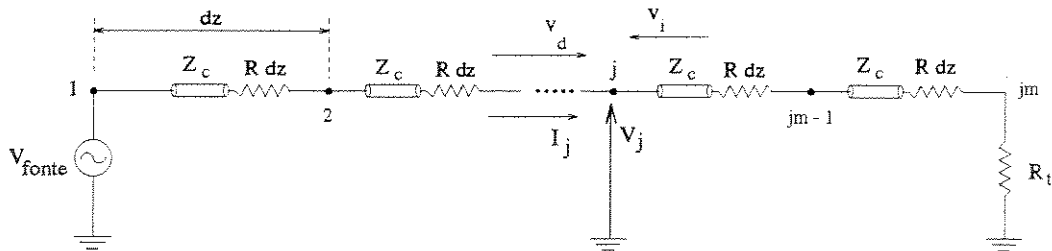


Figura 3.8: Linha de transmissão simplificada.

Considerando uma linha de transmissão discretizada em j_{m-1} nós de comprimento Δz , conforme Figura 3.8, alimentada por uma fonte de tensão qualquer, pode-se obter o sinal de tensão e corrente em qualquer nó j desta.

Como foi visto anteriormente, a energia nesta linha se propaga da fonte ao terminal da carga, onde neste ponto poderá sofrer reflexão de acordo com as condições de

contorno lá encontradas. Uma vez que as características da linha não se alteram ao longo desta, a energia que se propaga não sofre reflexão. Quando a energia refletida do terminal alcança novamente a fonte sofrerá novas reflexões.

Levando em consideração as condições no terminal de uma linha, a inclusão de outras linhas ao sistema torna-se apenas um problema de terminação, onde haverá reflexão e transmissão da energia incidente, dependendo apenas da impedância característica de cada linha conectada neste ponto. Desta forma, a extensão deste modelo para uma estrutura de linhas treliçadas é direta.

3.4.1 Parâmetros de uma linha de transmissão

– Impedância característica da linha (Z_c)

A impedância pode ser calculada para uma linha e depende de sua geometria, se disposta horizontal ou verticalmente (caso de um cabo vertical de uma estrutura de proteção de prédios).

Para uma linha disposta horizontalmente, pode-se calcular L e C da seguinte forma [43]:

Capacitância:

Para o cálculo da capacitância, será considerada uma linha de comprimento infinito diante de um plano perfeitamente condutor e a sua imagem. A linha é tida como um cilindro de raio a e carregada com uma carga por unidade de comprimento ρ_L . Assim, a capacitância por unidade de comprimento da linha pode ser obtida por [47]:

$$C_h = \frac{2\pi \epsilon}{\ln(\frac{2h}{a})} \text{ F/m} \quad (3.31)$$

Onde:

ϵ é a permissividade do meio.

Indutância:

Considerando ainda a mesma geometria da linha para o cálculo da capacitância, pode-se dizer que o fluxo magnético é invariante ao longo da linha. uma vez que esta é considerada ser de comprimento infinito. Assim a indutância por unidade de comprimento da linha fica $L = \frac{\Phi}{I}$ [47]:

$$L_h = \frac{\mu}{2\pi} \ln(\frac{2h}{a}) \text{ H/m} \quad (3.32)$$

Impedância de uma linha de transmissão horizontal:

$$Z_{ch} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{2h}{a}\right) \Omega \quad (3.33)$$

Onde:

- h é a altura da linha (m)
- a é o raio da linha (m)
- μ_0 é a permeabilidade do espaço livre (vácuo), igual a $4.\pi.10^{-7}$ H/m.
- ϵ_0 é a permissividade, igual a $8.854.10^{-12}$ F/m.

Impedância de uma linha de transmissão vertical:

Considerando uma linha cilíndrica de comprimento h e raio a na vertical ligada ao solo, Wagner e Hileman em 1959 propôs a seguinte expressão [46], [48]:

$$Z_{cv} = 60 \ln\left(\sqrt{2} \frac{2h}{a}\right) \Omega \quad (3.34)$$

A expressão 3.34 foi definida considerando que a linha vertical esteja sendo alimentada por uma fonte de onda retangular e pode ser melhor entendida através da referência [48].

– Resistência ôhmica por unidade de comprimento da linha (R)

Em algumas situações esta resistência pode ser desprezada, uma vez que sua magnitude pode ser da ordem de miliohms. Considerando um fio com secção transversal circular e condutividade homogênea, pode-se obter para a resistência [59]:

$$R = \frac{1}{\sigma \pi a^2} \Omega/m \quad (3.35)$$

Onde:

- σ é a condutividade do fio, igual a $5,8.10^7$ (S/m)
- a é o raio do fio (m).

Para fins de simulações serão adotadas aqui as seguintes notações:

$n = \frac{t}{dt}$	unidade discretizada do instante t (s)
$j = \frac{z}{dz}$	unidade que identifica um determinado nó
j_{m-1}	número de nós j da linha
$V^n = V(0, n dt)$	tensão gerada pela fonte (V)
$V_j^n = V(j dz, n dt)$	tensão resultante no nó j e instante t (V)
$I_j^n = I(j dz, n dt)$	corrente resultante no nó j e instante t (A)
$V_{d,j}^n = V_d(j dz, n dt)$	tensão direta (incidente) no nó j e instante t (V)
$V_{i,j}^n = V_i(j dz, n dt)$	tensão inversa (refletida) no nó j e instante t (V)
R_t	resistência no terminal da linha (Ω)
R	resistência de um nó (Ω/m)
R_{in}	resistência interna da fonte alimentadora (Ω)

3.4.2 Equacionamento TLM ao longo de uma linha

Através da linha mostrada na Figura 3.8, considerando o seu retorno pela terra e sendo a terra um plano perfeitamente condutor, pode-se tomar um nó genérico j , em um instante n , e obter o circuito e o seu equivalente Thevenin (Figura 3.9).

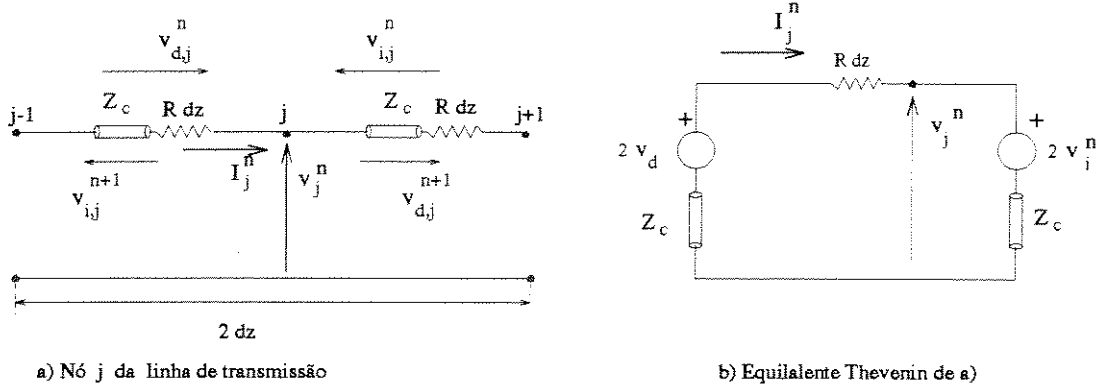


Figura 3.9: Nó j de uma linha e o Equivalente Thevenin.

Do circuito da Figura 3.9b, obtém-se as equações para a corrente e tensão no instante n :

$$(2 Z_c + R dz) I_j^n - 2 V_{d,j}^n + 2 V_{i,j}^n = 0$$

$$I_j^n = \frac{2(V_{d,j}^n - V_{i,j}^n)}{2Z_c + R dz} \quad (3.36)$$

Como vimos de 3.23: $V_j^n = V_{d,j}^n + V_{i,j}^n$

Portanto $(2Z_c + R dz) I_j^n - 2V_{d,j}^n + 2(V_j^n - V_{d,j}^n) = 0$

$$\Rightarrow \frac{(2Z_c + R dz)}{2} I_j^n - 2V_{d,j}^n + V_j^n = 0$$

$$V_j^n = 2V_{d,j}^n - \frac{2Z_c + R dz}{2} I_j^n \quad (3.37)$$

E da Figura 3.9a, pode-se obter as equações das tensões direta e inversa:

$$V_{i,j}^{n+1} = V_{j+1}^n - V_{d,j+1}^n \quad (3.38)$$

$$V_{d,j}^{n+1} = V_{j-1}^n - V_{d,j-1}^n - R dz I_{j-1}^n \quad (3.39)$$

Notando também que $V_{d,j}^{n+1} = V_{i,j}^n$ e $V_{i,j}^{n+1} = V_{d,j}^n$

Têm-se até aqui as equações de onda em uma linha com perdas (equações 3.36, 3.37, 3.38 e 3.39). Sendo as duas primeiras calculadas no instante $n\Delta t$ e as duas restantes no instante $(n+1)\Delta t$. Estas são as equações gerais TLM para linhas de transmissão e serão utilizadas para todos os casos a seguir.

3.4.3 Equacionamento TLM nos contornos

Linha com terminação resistiva R_t

As equações obtidas na seção 3.4.2 não se aplicam nos contornos de uma linha, sendo necessário deduzi-las para tal.

Da Figura 3.10b pode-se obter as equações para a corrente e tensão no instante n :

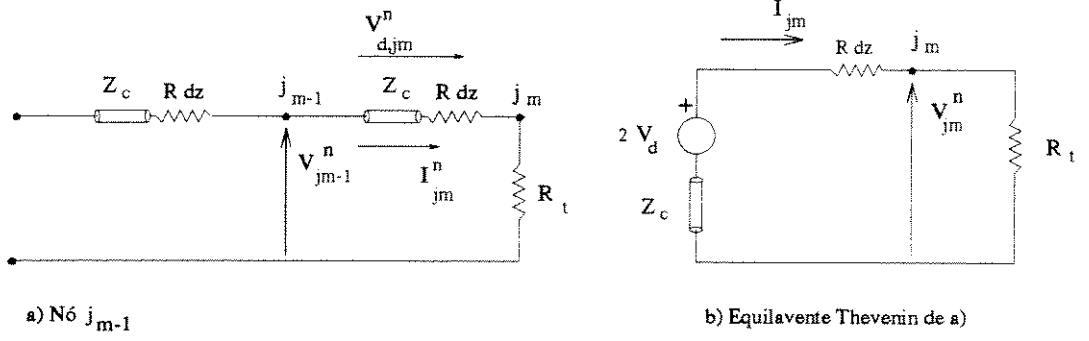


Figura 3.10: Terminal de uma linha com resistência de aterramento.

$$(Z_c + j R dz + R_t) I_{jm}^n - 2 V_{d,jm}^n = 0$$

$$I_{jm}^n = \frac{2 V_{d,jm}^n}{Z_c + R_t + R dz} \quad (3.40)$$

$$V_{jm}^n = R_t I_{jm}^n \quad (3.41)$$

E da Figura 3.10a pode-se obter as equações para as tensões direta e inversa no instante $n + 1$:

$$V_{d,jm}^{n+1} = V_{jm-1}^n - V_{i,jm-1}^n \quad (3.42)$$

$$V_{i,jm-1}^{n+1} = V_{jm}^n - V_{d,jm}^n \quad (3.43)$$

Deve-se observar que para este caso $V_{i,jm}^{n+1}$ é sempre nulo, uma vez que não existem fontes conectadas ao terminal.

Estas 4 últimas equações são válidas para qualquer terminal de uma linha com uma determinada resistência. Deve-se observar que elas satisfazem as 3 condições analisadas na seção 3.2, onde:

1. Se $R_t \gg Z_c$:

Neste caso, quando a resistência de aterramento é muito alta ($R_t \rightarrow \infty$), a linha pode ser considerada como estando aberta.

$$I_{jm}^n = \frac{2 V_{d,jm}^n}{R_t} \simeq 0, \text{ pois } R_t \rightarrow \infty$$

$$V_{jm}^n = 2 V_{d,jm}^n$$

$$V_{d,jm}^{n+1} = V_{jm-1}^n$$

$$V_{i,jm-1}^{n+1} = V_{d,jm}^n$$

2. Se $R_t = Z_c$:

Neste caso a linha está casada.

$$I_{jm}^n = \frac{2 V_{d,jm}^n}{2 R_t + R dz}$$

$$V_{jm}^n = R_t I_{jm}^n$$

$$V_{d,jm}^{n+1} = V_{jm-1}^n$$

$$V_{i,jm-1}^{n+1} = V_{d,jm}^n$$

3. Se $R_t \ll Z_c$:

Neste caso, quando a resistência de aterramento é muito baixa ($R_t \rightarrow 0$), a linha pode ser considerada como estando curto-circuitada.

$$I_{jm}^n = \frac{2 V_{d,jm}^n}{Z_c + R dz}$$

$$V_{jm}^n \simeq 0$$

$$V_{d,jm}^{n+1} = V_{jm-1}^n$$

$$V_{i,jm-1}^{n+1} = -V_{d,jm}^n$$

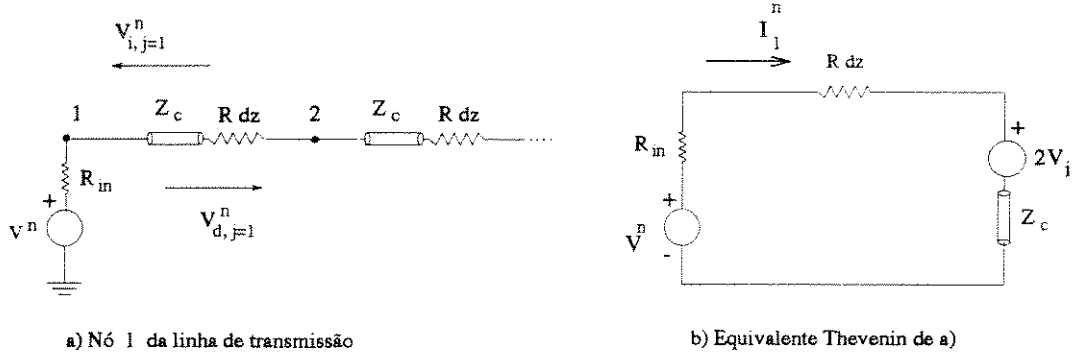


Figura 3.11: Terminal de uma linha alimentado por uma fonte.

Linha alimentada por uma fonte de tensão V

Da Figura 3.11b pode-se obter:

$$(Z_c + R dz + R_{in}) I_1^n - V_{j=1}^n + 2 V_{i,j=1}^n = 0$$

$$I_1^n = \frac{V_{j=1}^n - 2 V_{i,j=1}^n}{Z_c + R dz + R_{in}} \quad (3.44)$$

$$V_{j=1}^n = V^n \quad (3.45)$$

E da Figura 3.11a, obtem-se:

$$V_{d,j=1}^{n+1} = V_{j=1}^n \quad (3.46)$$

$$V_{i,j=1}^{n+1} = V_{j=2}^n - V_{d,j=2}^n \quad (3.47)$$

De posse das equações da linha (3.36 - 3.47), pode-se obter a magnitude da tensão e corrente ao longo da linha, em qualquer instante n .

3.5 Equacionamento TLM de Campos induzidos em Linhas de Transmissão

Problemas de interferências externas devido a Campos Elétricos em Linhas de Transmissão têm sido objeto de muitos estudos nos últimos anos. Apesar disso, vários destes estudos somente levam em consideração a indução de Campos em Linhas paralelas [28][17]. Com a técnica TLM pode-se analisar facilmente, a influência da indução de Campos externos em linhas dispostas de uma forma arbitrária [8][28].

O Campo induzido em um condutor depende da natureza do campo incidente, se constante ou variável, e da direção do mesmo.

Se o campo incidente é constante e sua direção for tangencial ao condutor ocorre a indução de cargas livres, provocando a circulação de corrente ao longo dele. Se no entanto a direção do campo for perpendicular, a circulação de corrente só será possível se o campo incidente tiver potenciais diferentes ao longo do condutor (o que implica na presença de campo tangencial).

Se o campo incidente é variável ocorre a indução magnética e a circulação de corrente só ocorre se a direção do campo elétrico for tangencial ao condutor, ou seja, se o condutor estiver em um plano perpendicular às linhas de fluxo magnético do campo incidente (caso TEM).

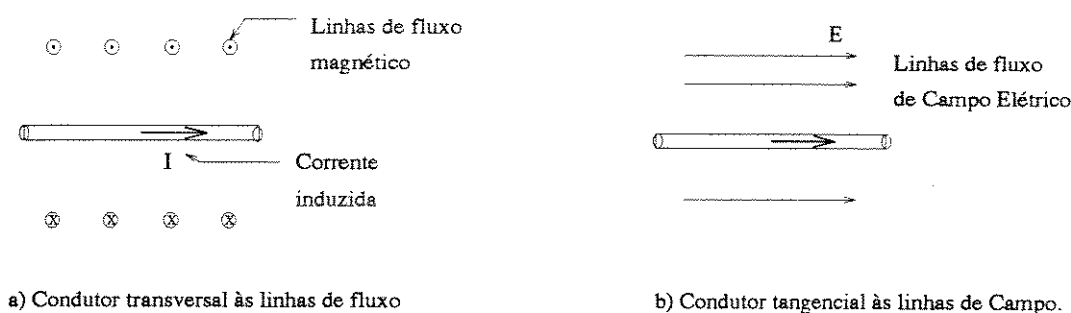


Figura 3.12: Indução de campo em linhas de transmissão.

Portanto, a indução de campo só ocorre quando existir um campo elétrico que tangencie o condutor e o valor final da tensão induzida é a soma da tensão devida ao campo constante com a devida ao campo variável.

Pode-se relacionar o campo elétrico induzido adicionando fontes de tensão em cada nó da linha da Figura 3.2 obtendo assim uma nova configuração, como a mostrada na

Figura 3.13.

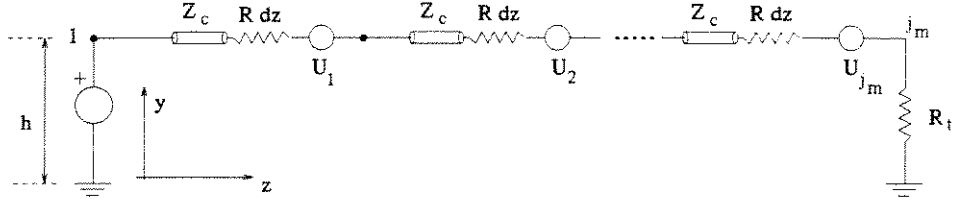


Figura 3.13: Modelo de uma linha de transmissão com fontes induzidas.

A tensão induzida por unidade de comprimento pode ser obtida, através da equação de Laplace, por:

$$V_j'^n = \int_0^h E_j^n dy \quad (3.48)$$

Onde:

$$\begin{cases} E_j^n & \text{é o campo elétrico externo (incidente)} \\ h & \text{é a altura da linha.} \end{cases}$$

Portanto a tensão total na linha fica:

$$U_j^n = V_j'^n - \int_0^h E_j^n dy \quad (3.49)$$

Desta forma as expressões 3.36-3.39 passam a ser da seguinte forma:

$$I_j^n = \frac{2(V_{d,j}^n - V_{i,j}^n + U_j^n)}{2Z_c + R dz} \quad (3.50)$$

$$V_j^n = 2V_{d,j}^n + U_j^n - \frac{2Z_c + R dz}{2} I_j^n \quad (3.51)$$

E nos contornos:

Linha com terminação resistiva R_t :

$$I_{j_m}^n = \frac{2(V_{d,j}^n + U_j^n)}{2Z_c + R_t + R dz} \quad (3.52)$$

$$V_{jm}^n = R_t I_{jm}^n \quad (3.53)$$

Linha com uma fonte de tensão V :

$$I_1^n = \frac{(V_{d,1}^n + U_1^n - 2 V_{t,1}^n)}{Z_c + R_{in} + R dz} \quad (3.54)$$

$$V_1^n = V_{(fonte)}^n \quad (3.55)$$

O artigo citado na referência [8] (Mattos e Caixeta), mostra a aplicação de tais expressões, onde foi mostrado o caso da incidência de uma descarga atmosférica a 500 metros de uma estrutura e o perfil de corrente induzida ao longo desta foi calculado. O modelo é dividido em 3 partes: Modelamento da corrente de retorno [51], Cálculo do campo eletromagnético gerado por esta corrente e modelamento das linhas da estrutura e posterior cálculo da corrente induzida.

3.6 Modelamento TLM de mais que uma Linha de Transmissão

Considerando agora uma estrutura genérica, constituída por várias linhas interligadas entre si, pode-se também, da mesma forma, determinar o perfil de tensão e corrente ao longo de cada linha. Lembrando que as expressões 3.36 - 3.39 podem ser utilizadas aqui, basta-nos apenas resolver as condições de contorno, conforme mostrado na Figura 3.14.

Da Figura 3.14 acima pode-se obter o seguinte equivalente Thevenin para o ponto de acoplamento das linhas:

Aplicando a Lei de Kirchoff para as Correntes no ponto de acoplamento, pode-se obter a seguinte expressão para a tensão incidente no nó:

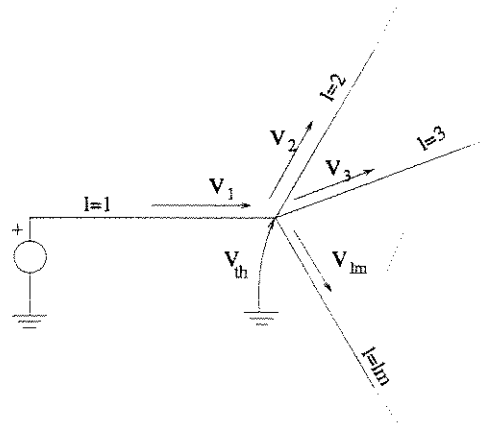


Figura 3.14: Linha terminada em várias outras linhas.

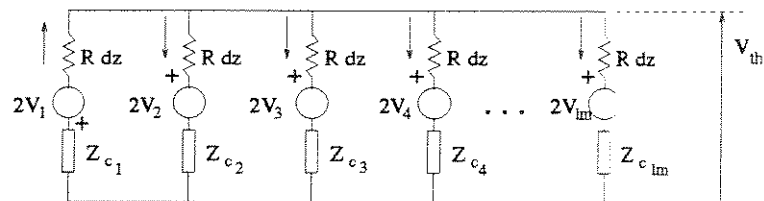


Figura 3.15: Equivalente Thevenin para uma linha com terminação em várias outras linhas.

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ \vdots \\ V_{lm}^i \end{bmatrix}_n = \begin{bmatrix} \frac{Z_p^1 - Z_{c1}}{Z_p^1 + Z_{c1}} & \frac{Z_{c2} - Z_p^2}{Z_p^2 + Z_{c2}} & \cdots & \frac{Z_{c_{lm}} - Z_p^{lm}}{Z_p^{lm} + Z_{c_{lm}}} \\ & \frac{Z_p^2 - Z_{c2}}{Z_p^2 + Z_{c2}} & & \\ & \vdots & \ddots & \\ \frac{Z_{c_{lm}} - Z_p^{lm}}{Z_p^{lm} + Z_{c_{lm}}} & & & \frac{Z_p^{lm} - Z_{c_{lm}}}{Z_p^{lm} + Z_{c_{lm}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^d \\ V_2^d \\ \vdots \\ V_{lm}^d \end{bmatrix}_n \quad (3.56)$$

Onde:

Z_p^d é o paralelo de todas as impedâncias pertencentes ao nó com exceção da linha i (linha que origina a onda incidente).

É importante notar que se fosse considerado que todas as linhas conectadas ao nó, possuísem a mesma impedância, pela expressão acima pode-se chegar à expressão 3.28, a mesma do TLM.

As expressões gerais de ondas de corrente e tensão de uma linha de transmissão, aplicando TLM são de fáceis implementações computacional. O próximo capítulo apresenta vários casos de simulação computacional, onde foram aplicadas tais expressões.

Capítulo 4

SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS APLICANDO TLM

4.1 Introdução

Como foi visto no capítulo anterior, a técnica TLM é uma ferramenta muito útil em problemas de simulação de sistemas de linhas de transmissão. Além de sua facilidade na implementação computacional, é também de fácil compreensão e permite um processamento rápido, como será visto neste capítulo.

A fim de verificar a validação deste método será tomado vários exemplos de uma linha de transmissão com diferentes condições de contorno e os resultados serão comparados utilizando medições realizadas em laboratório.

Após as simulações utilizando apenas uma linha de transmissão, a consideração de várias linhas torna-se apenas uma questão de condições de contorno no final ou início de cada linha, dependendo apenas da impedância característica de cada uma.

4.2 Simulações

4.2.1 Circuito com apenas uma linha

Para efeito de simulação foi desenvolvido um programa computacional ao qual aplicou-se as expressões previamente definidas (3.36 - 3.40).

Pode-se, com este programa, definir uma estrutura metálica treliçada qualquer

através da numeração de pontos associados a linhas, fontes, resistência de aterramento, curto-circuito, enfim várias combinações de condições de contorno de um circuito.

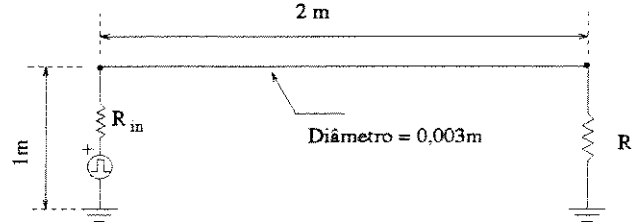


Figura 4.1: Circuito de uma linha com terminação resistiva.

Considerando inicialmente um circuito como o da Figura 4.1, definindo os pontos e os elementos do circuito e considerando uma fonte de tensão em forma de uma onda retangular, a análise dos resultados torna-se bastante simples.

Desta forma, pode-se obter os valores dos parâmetros da linha:

Da equação 3.32, obtém-se $L = 3,1221879 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$

Da equação 3.31, obtém-se $C = 6,3207926 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$

Assim, de 3.33, $Z_{ch} = 222,25 \text{ } \Omega$

De 3.35, obtém-se $R = 8,26 \cdot 10^{-3} \text{ } \Omega/m$

tem-se ainda que $R_{in} = Z_{ch}$.

A seguir serão analisados os 3 casos básicos de terminação da linha mostrada na Figura 4.1, como foi descrito teoricamente na seção 3.2; aplicando-se uma fonte de tensão constante de $100V/m$, como a da Figura 4.2:

– $R_t > Z_c$, ou $R_t \rightarrow \infty$ (circuito aberto)

- Em $t = 0^+$ a onda de tensão e de corrente começam a se propagar da fonte ao terminal em forma de ondas eletromagnéticas à uma velocidade aproximadamente igual à velocidade da luz.
- Em $t = 3,33ns$ a onda alcança o meio da linha, indicando $100V$ para a tensão e $0,045 A$ para a corrente, como mostrado na Figura 4.3.
- Em $t = 6,66ns$ a onda chega ao terminal da linha, onde ocorrem reflexões da tensão e corrente, conforme seção 3.2: A onda de tensão sofre uma reflexão de

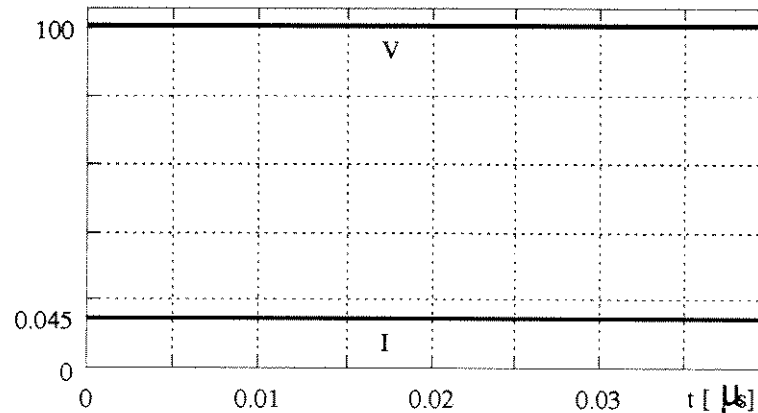


Figura 4.2: Sinal aplicado no circuito.

igual valor, que somada à incidente, resulta em uma magnitude igual ao dobro da incidente. A onda de corrente também é refletida e tem valor igual, só que com sinal oposto, anulando assim a onda incidente. Estas novas ondas refletidas do terminal aberto se propagam de volta à fonte.

- Em $t = 10,0ns$ a onda vinda do terminal aberto alcança o meio da linha, indicando como resultado $200V$ para a tensão e zero para a corrente, como mostrado na Figura 4.3.
- Em $t = 13,33ns$ a onda refletida chega ao terminal da fonte, e como esta fornece à linha energia constante e sua resistência interna é igual à impedância característica da linha, não ocorrem reflexões, permanecendo assim indefinidamente.

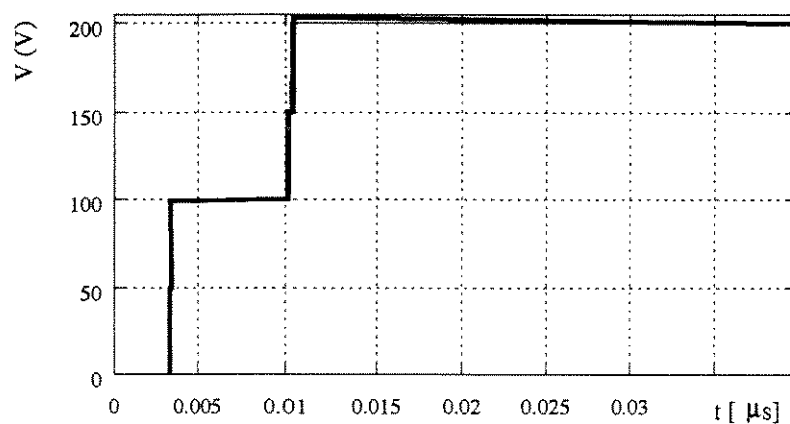
– $R_t < Z_c$, ou $R_t \rightarrow 0$ (curto-circuito)

Esta é uma situação inversa ao caso anterior, sendo que a onda de corrente tem sua magnitude dobrada após reflexão no terminal em curto e a onda de tensão zerada.

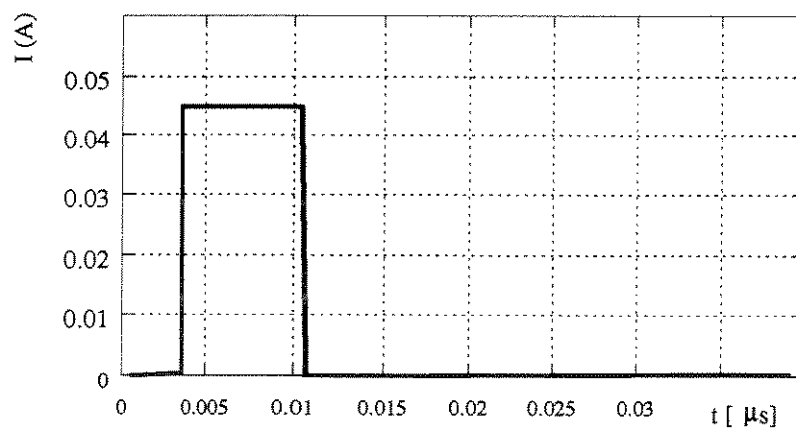
– $R_t = Z_c$ (linha com impedância casada)

Quando a onda de tensão e corrente chega ao terminal com uma resistência casada (instante $t = 6,66ns$), não ocorrem reflexões de ambas as ondas, o que já era de se esperar, conforme seção 3.2.

Como pode-se ver através das Figuras 4.3-4.5, os resultados obtidos, aplicando a técnica TLM, foram exatamente o esperado.

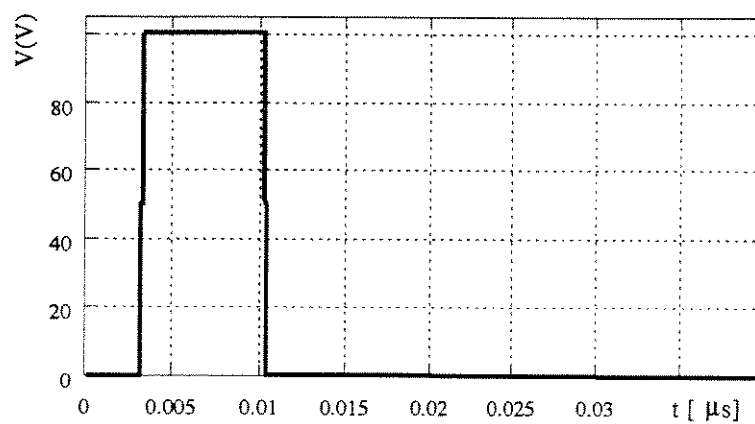


a) Tensão no meio da linha

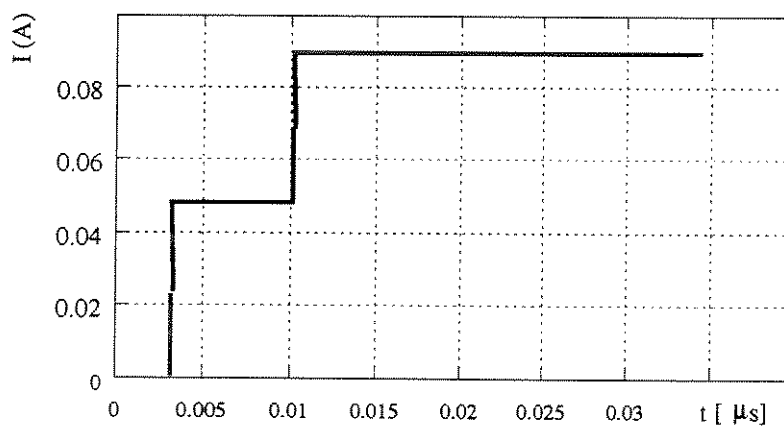


b) Corrente no meio da linha.

Figura 4.3: Perfil de tensão e corrente no meio da linha para circuito aberto.

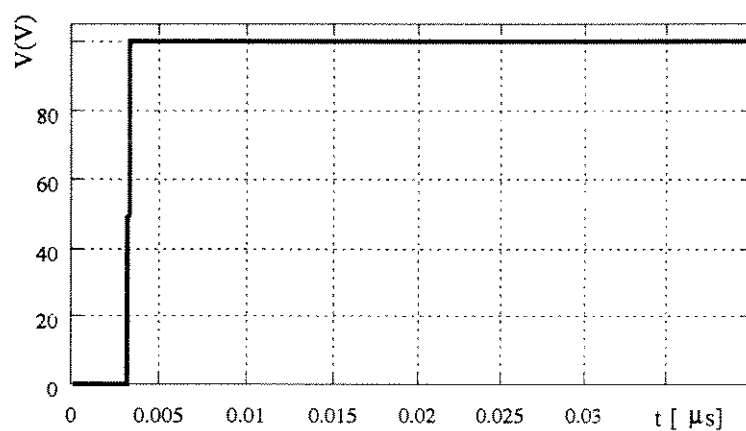


a) Tensão no meio da linha

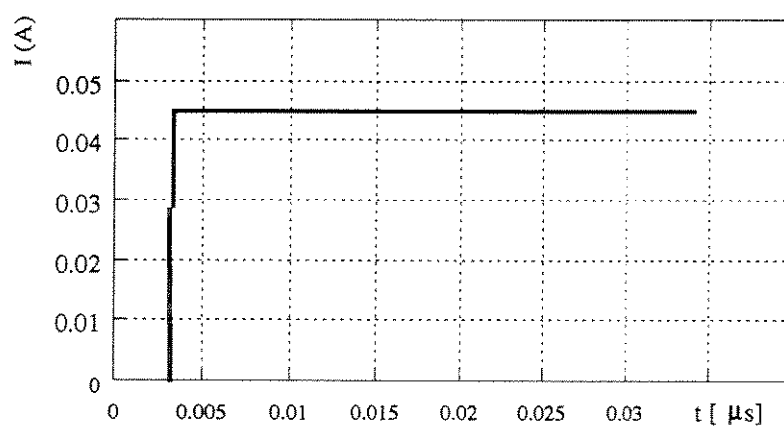


b) Corrente no meio da linha.

Figura 4.4: Perfil de tensão e corrente no meio da linha para curto-circuito.



a) Tensão no meio da linha



b) Corrente no meio da linha.

Figura 4.5: Perfil de tensão e corrente no meio da linha para impedância casada.

4.2.2 Circuito com várias linhas

Considerando agora uma malha contendo várias linhas, como o mostrado na Figura 4.6. Será feita uma análise dos resultados obtidos utilizando a técnica TLM.

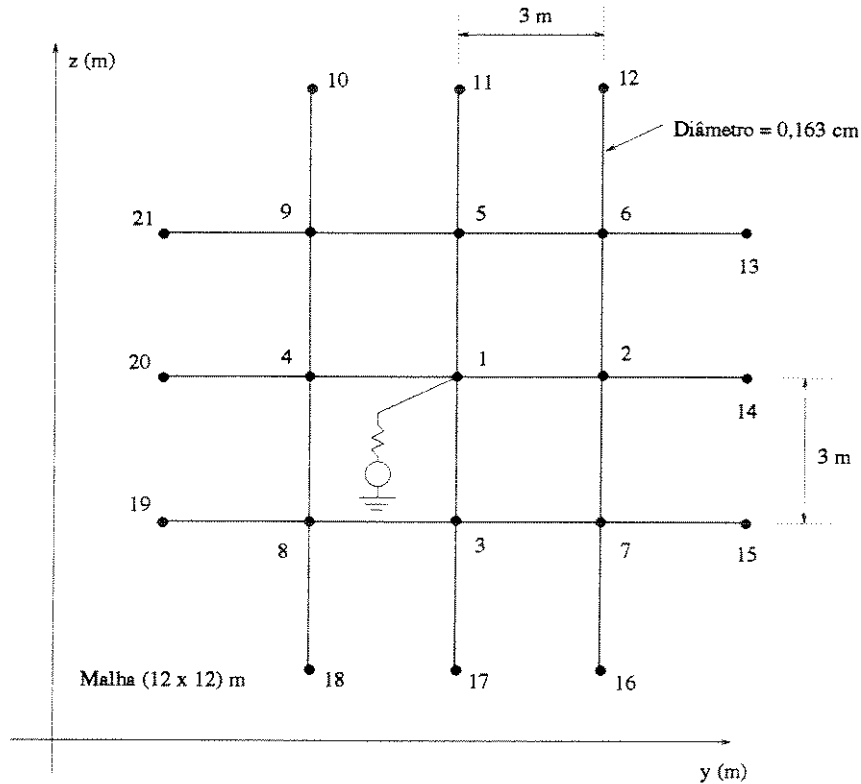


Figura 4.6: Circuito com várias linhas, formando uma treliça.

Análise dos resultados

Nesta simulação a estrutura foi considerada como uma conexão de 24 linhas de igual comprimento interligadas a 21 nós e a uma altura de 3 metros de um plano perfeitamente condutor. Cada linha possui 3 metros de comprimento e é discretizada em 15 segmentos de 20 centímetros ($dz = 0,2 \text{ m}$). Os nós numerados de 1 a 9 estão interligando linhas, enquanto os nós numerados de 10 a 21 identificam a terminação de linhas e possuem uma resistência de aterramento igual a impedância característica de cada linha. A escolha de uma terminação resistiva, casada com as respectivas impedâncias características, é explicada pela facilidade de análise das sucessivas reflexões nas linhas e desta forma nestas terminações não haverá reflexões.

Condições de contorno

Como foi dito acima, as linhas ligada aos pontos de 10 a 21 estão terminadas com uma resistência de aterramento igual às respectivas impedâncias características.

Como todas as linhas possuem a mesma característica, devem possuir a mesma impedância, ou seja:

Da equação 3.32, obtém-se $L = 3,5616 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$

Da equação 3.31, obtém-se $C = 5,5409 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$

Assim, da equação 3.33, $Z_{ch} = 253,5326 \text{ } \Omega$

Da equação 3.35, obtém-se $R = 8,26 \cdot 10^{-3} \text{ } \Omega/m$.

Tem-se ainda que $R_{in} = Z_{ch}$.

O coeficiente de reflexão da tensão nos nós de interconexão das linhas fica: $K_v = -\frac{1}{2}$ e da corrente: $K_i = \frac{1}{2}$.

O coeficiente de reflexão da tensão nas terminações resistivas fica: $K_v = 0$ e da corrente: $K_i = 0$.

Condições iniciais

Se for aplicado uma fonte de corrente de 1,0A em forma de pulso retangular de largura $1 \Delta t(s)$, e supondo que a tensão e corrente inicialmente em todos os outros pontos da malha sejam zero, ou seja:

$$V(l; j; t = 0^-) = 0,$$

$$I(l; j; t = 0^-) = 0$$

onde:

– l - são as linhas (de 1 a 24)

– j - representa cada segmento da linha (de 1 a 15).

Ao ser aplicado o pulso de corrente em $t = 0^+$, tem-se:

$$V(l = 1, 4; j = 1; t = 0^+) = 253,5 \text{ V}$$

$$I(l = 1, 4; j = 1; t = 0^+) = 1,0 \text{ A}$$

Supõe-se que a velocidade de propagação da onda seja igual à da luz.

Desta forma, o pulso de corrente aplicado ao nó 1 se propaga ao longo da estrutura com sucessivas reflexões como mostrado nas Figuras 4.7 e 4.8 e analisadas a seguir.

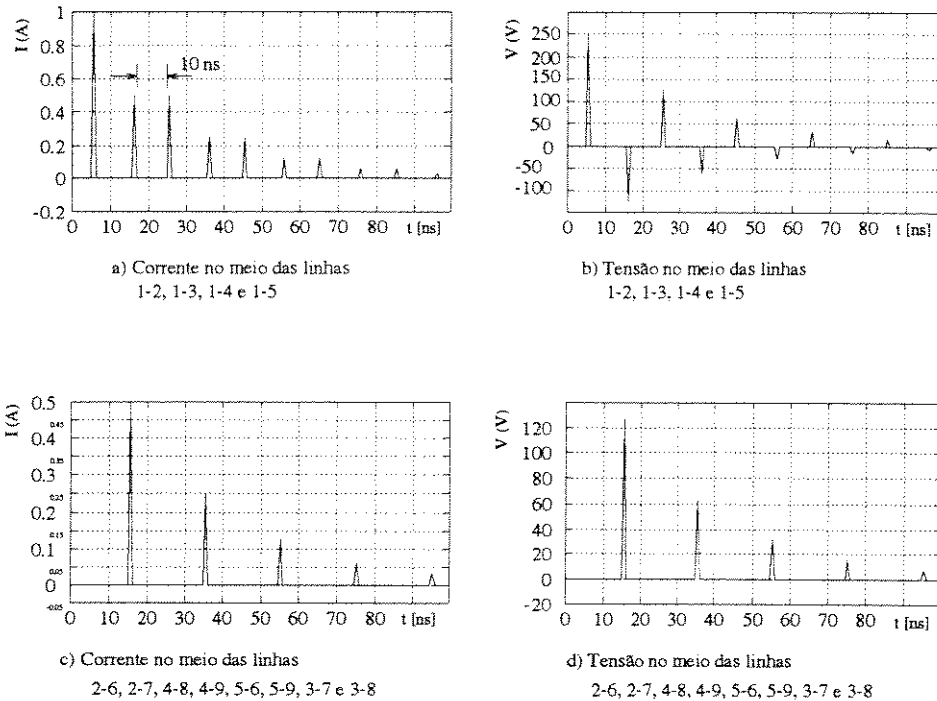


Figura 4.7: Perfil de tensão e corrente obtido no meio das linhas internas.

As Figuras 4.7 e 4.8 mostram o comportamento do pulso de corrente e tensão no meio de cada linha da estrutura. Assim pode-se chegar às observações mostradas na Tabela 4.1 e 4.2.

O tempo que uma onda leva para percorrer a distância de 1,5 metros é: $t = \frac{z}{c} = 5,0ns$.

E para as linhas com terminações resistivas, pode-se observar que só há transmissões de onda dos respectivos nós à resistência, a qual como é igual à impedância característica da linha não sofre reflexões de onda.

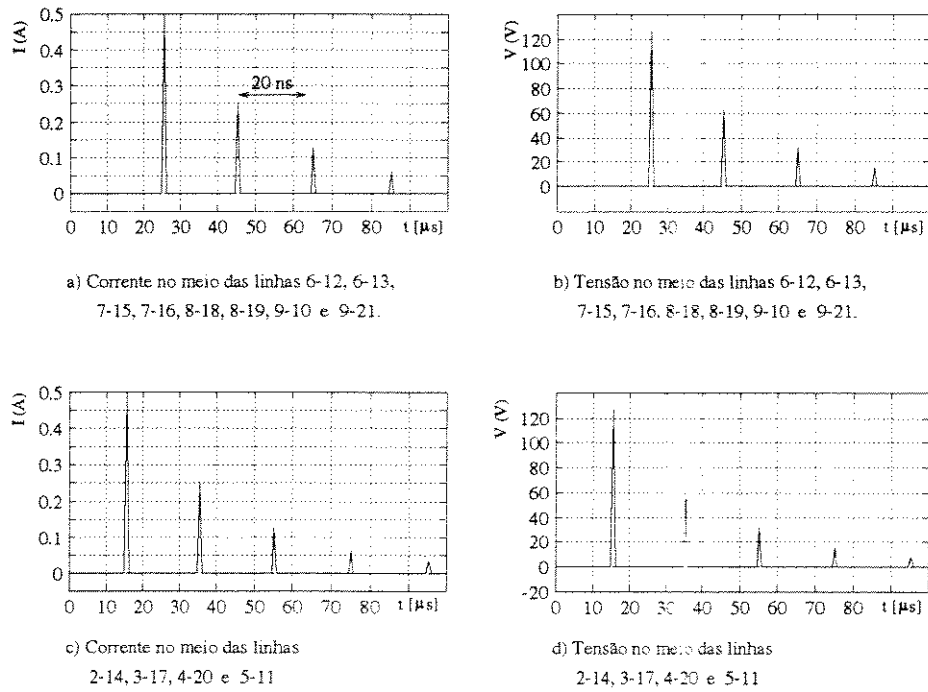


Figura 4.8: Perfil de tensão e corrente obtido no meio das linhas externas.

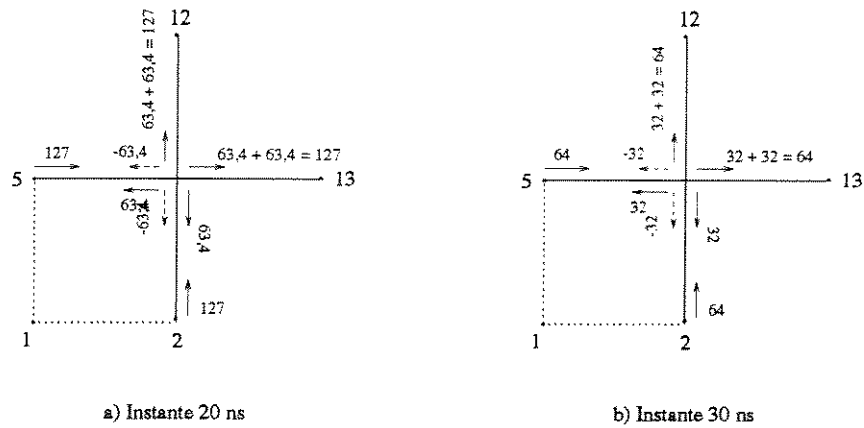


Figura 4.9: Reflexões de tensão no nó 6.

Tabela 4.1: Análise de ondas propagantes nas linhas do centro.

Para a onda se propagando nas linhas 1-2, 1-3, 1-4 e 1-5			
t (ns)	V (V)	I (A)	OBSERVAÇÃO
5,0	253,5	1,0	As ondas se propagando no sentido do nó para os extremos.
15,0	-127,00	0,5	As ondas se propagando no sentido dos extremos ao nó. No instante 10 ns, em concordância com as expressões do TLM, a onda de tensão sofreu uma reflexão de $-\frac{1}{2}V^i$ e a corrente de $\frac{1}{2}I^i$. Houve uma transmissão de tensão de $\frac{1}{2}V^i$ às linhas conectadas aos nós 2, 3, 4 e 5 e de $\frac{1}{2}I^i$ às mesmas.
25,0	127,00	0,5	As ondas se propagam no sentido do nó 1 para os extremos. No instante 20,0 ns, as ondas de tensão anteriores sofreram reflexões e transmissões no nó 1 e se somaram.
35,0	-64,00	0,25	O processo se repete como a partir do instante 15,0 ns.

Tabela 4.2: Análise de ondas propagantes nas linhas periféricas.

Para a onda se propagando nas linhas 2-6, 2-7, 4-8, 4-9, 5-6, 5-9, 3-7 e 3-8			
t (ns)	V (V)	I (A)	OBSERVAÇÃO
15,0	127,0	0,5	Onda de tensão e corrente se propagando aos extremos conforme a Figura 4.6. No instante 10 ns houve a transmissão de tensão e corrente, comentada no instante 15,0 ns da tabela anterior.
25,0	0,0	0,0	No instante 20 ns, as ondas de tensão e corrente sofreram reflexões nos nós 6, 7, 8 e 9 e se somaram (Figura 4.9). Houve transmissão de $\frac{1}{2}V_{5-6}^i + \frac{1}{2}V_{2-6}^i$ (127,0 V) para cada linha com terminação resistiva e resultante zero para a onda de 6 para 2 ($\frac{1}{2}V_{5-6}^i + (-\frac{1}{2}V_{2-6}^i)$), como ilustrado na Figura 4.9a.
35,0	64,00	0,25	O processo se repete como no instante 15,0 ns, e está ilustrado na Figura 4.9b.

4.2.3 Circuito genérico 1

A fim de verificar a distribuição de corrente em um nó onde nem todas as impedâncias característica das linhas conectadas a ele sejam iguais, será considerado um outro caso como mostrado na Figura 4.10.

Análise dos resultados

Nesta simulação foi considerada uma estrutura com 5 linhas, sendo uma de 6 metros de comprimento (conectada à fonte) e o restante de 3 metros de comprimento. Todas elas foram discretizadas em segmentos de 20 centímetros ($dz = 0,2$ m).

Condições de contorno

Para facilitar a análise, considera-se que a resistência interna da fonte seja igual à impedância característica da linha.

Todas as linhas estão dispostas horizontalmente com relação ao solo, com exceção da linha 2 – 6, disposta verticalmente.

A linha 2-3 está aterrada em seu terminal com uma resistência de $10,0 \Omega$.

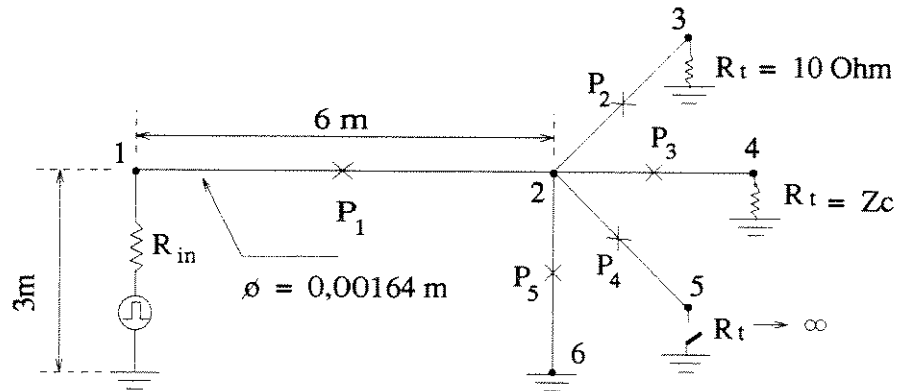


Figura 4.10: Circuito genérico com várias linhas.

A linha 2-4 está casada.

A linha 2-5 está aberta.

A linha 2-6 está curto-circuitada.

Como as linhas 1-2, 2-3, 2-4 e 2-5 possuem as mesmas características devem possuir a mesma impedância, ou seja:

De 3.32, obtém-se $L = 3,5616 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$

De 3.31, obtém-se $C = 5,5409 \cdot 10^{-11} \text{ F/m}$

Assim, de 3.33, $Z_{ch} = 253,5326 \text{ } \Omega$

De 3.35, obtém-se $R = 8,26 \cdot 10^{-3} \text{ } \Omega/\text{m}$.

Tem-se ainda que $R_{in} = Z_{c1}$.

A impedância característica da linha na vertical (linha 2-6) fica:

De 3.34, $Z_{cv} = 555,039 \text{ } \Omega$

O coeficiente de reflexão da corrente da linha 1-2 no nó 2 fica: $K_i = 0,551$.

Os coeficientes de reflexão da corrente nas terminações resistivas ficam:

- Nó 3: $K_i = 0,924$.
- Nó 4: $K_i = 0,0$.
- Nó 5: $K_i = -1,0$.

- Nó 6: $K_i = 1,0$.

Condições iniciais:

Se for aplicado uma fonte de corrente de $1,0A$ em forma de pulso retangular de largura $1 \Delta t$, e supondo que a tensão e corrente inicialmente em todos os outros pontos da malha sejam zero, ou seja:

$$V(l; j; t = 0^-) = 0,$$

$$I(l; j; t = 0^-) = 0$$

onde:

- l - são as linhas (de 1 a 5)
- j - representa cada segmento da linha.

Ao ser aplicado o pulso de corrente em $t = 0^+$, tem-se:

$$V(l = 1; j = 1; t = 0^+) = 253,5 \text{ V}$$

$$I(l = 1; j = 1; t = 0^+) = 1,0 \text{ A}$$

Supõe-se que a velocidade de propagação da onda seja igual à da luz.

Desta forma, o pulso de corrente aplicado ao nó 1 se propaga ao longo da linha 1-2. Chegando ao nó 2 sofre reflexões e transmissões às outras linhas conectadas a este nó, como mostrado na Figura 4.11 e analisadas a seguir.

- Em $t = 0^+$ a onda de tensão e corrente começam a se propagar da fonte ao nó 2 em forma de ondas eletromagnéticas à uma velocidade aproximadamente igual à velocidade da luz.
- Em $t = 10,0ns$ a onda alcança o meio da linha, indicando $1,0 \text{ A}$ para a corrente, como mostrado na Figura 4.11a.
- Em $t = 20,0ns$ a onda chega ao terminal da linha, onde ocorrem reflexões da tensão e corrente, conforme seção 3.2. A onda de corrente sofre uma reflexão de $0,551$, resultando em $0,551 \text{ A}$. Estas novas ondas refletidas do nó 2 se propagam de volta à fonte. Ainda neste instante, a onda sofre uma transmissão de $0,449 \text{ A}$ às linhas 2-3, 2-4 e 2-5 (possuem a mesma impedância característica) e de $0,205 \text{ A}$ à linha 2-6.
- Em $t = 25,0ns$ a onda transmitida do nó 2 chega ao meio das linhas com terminações resistivas, indicando $0,449 \text{ A}$ para as horizontais e $0,205 \text{ A}$ para a vertical, como mostrado na Figura 4.11(b-e).

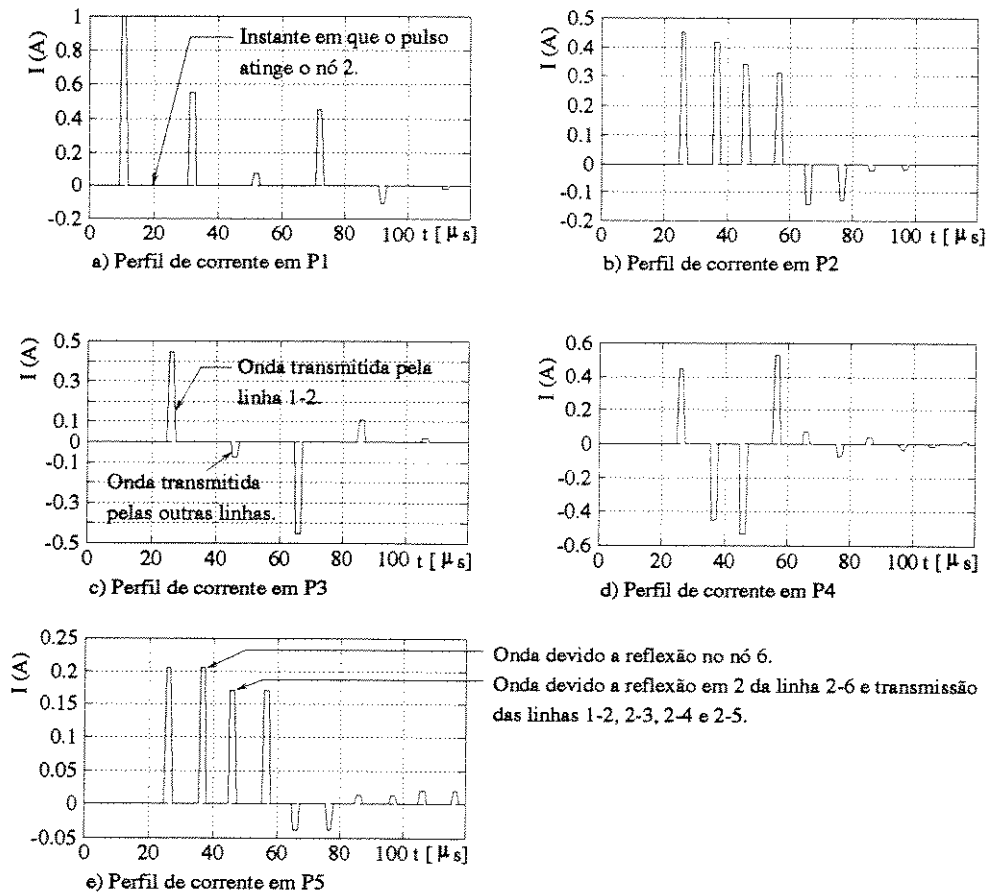


Figura 4.11: Perfil de tensão e corrente obtido no meio das linhas.

- Em $t = 30,0 ns$ a onda refletida do nó 2 chega ao meio da linha 1-2, indicando 0,551 A, como na Figura. Ainda neste instante as ondas nas linha 2-3, 2-4, 2-5 e 2-6 chegam aos seus respectivos terminais, resultando em reflexões de:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Linha } 2-3 : & 0,415A \\ \text{Linha } 2-4 : & 0,0A \\ \text{Linha } 2-5 : & -0,449A \\ \text{Linha } 2-6 : & 0,205A \end{array} \right.$$

E assim, as ondas de tensão e corrente se propagam pela estrutura até que seja alcançada uma condição estável. A análise após os 30 ns torna-se muito complexa e não será feita aqui.

Pode-se observar ainda, através da Figura 4.11, que depois de aproximadamente 100 microsegundos o sistema torna-se praticamente estável, quando permanece uma pequena magnitude de corrente circulando entre as linhas 2-3 e 2-6, formando um loop, com uma resistência de aterramento da linha 2-3. Como as perdas nas linhas são muito pequenas, a corrente nestas duas linhas só encontra perdas na resistência de 10,0 Ω .

Um outro caso ainda mais complexo, envolvendo este tipo de estrutura será simulado a seguir e desta forma não há necessidade de preocupação com esta estrutura, quando serão feitas comparações com medições obtidas em laboratório.

4.2.4 Circuito genérico 2

Finalmente, considerando uma estrutura como a da Figura 4.12, onde pode ser observado a presença de 11 linhas interconectadas através de 11 nós. Cada linha possui dimensões conforme indicado na Figura e, na simulação cada uma foi discretizada em segmentos iguais de 5 cm ($dz = 0,05$ m). Esta mesma estrutura foi montada no laboratório do CPqD/TELEBRÁS pelo Prof. Dr. A. Panicali e Prof. Dr. M.A.F.Mattos e os resultados das medições são apresentados aqui.

Condições de contorno

A fonte utilizada está conectada a uma linha vertical de 20 cm de altura e possui uma resistência interna de 50,0 Ω ($R_{in} = 50,0 \Omega$). Todas as linhas possuem diâmetro de 0,163 centímetros e as linhas com terminais aterrados possuem resistência de aterramento nula.

Como todas as linhas horizontais possuem a mesma característica, devem possuir a mesma impedância característica, ou seja:

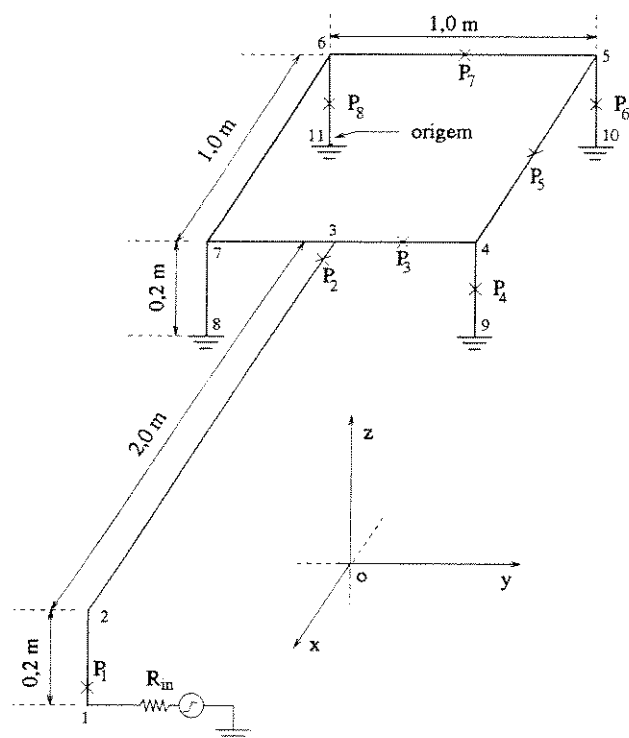


Figura 4.12: Estrutura genérica utilizada para simulação e medição.

$$Z_{c_h} = 371,509 \ \Omega$$

Da equação 3.35, obtém-se $R = 8,26 \cdot 10^{-3} \ \Omega/m$

Já para as linhas verticais, pode-se calcular a impedância característica usando 3.34, ou seja,

$$Z_{c_v} = 392,556 \ \Omega$$

Condições iniciais

Foi aplicado uma fonte de tensão da ordem de $7,9V$ em forma de rampa como a mostrada na Figura 4.13a, sendo a parte mais escura a utilizada na simulação, e supondo que a tensão e corrente inicialmente em todos os outros pontos da malha sejam zero, ou seja:

$$V(l; j; t = 0^-) = 0,$$

$$I(l; j; t = 0^-) = 0$$

Onde:

- l representa as linhas (de 1 a 11)
- j representa os segmentos de cada linha.

Ao ser aplicado o pulso de corrente em $t = 0^+$, tem-se:

$$V(l = 1; j = 1; t = 0^+) = 7,9 \text{ V}$$

$$I(l = 1; j = 1; t = 0^+) = 529,34 t \text{ A, (enquanto } t < 0,0165 \mu s).$$

Supõe-se que a velocidade de propagação da onda seja igual à da luz.

Desta forma o pulso de corrente aplicado ao nó 1 se propaga ao longo da estrutura com sucessivas reflexões como mostrado nas Figuras 4.13b e 4.13c e analisadas a seguir.

As Figuras 4.14 e 4.15 mostram os perfis de corrente medidos nos mesmos pontos da Figura 4.13.

- A onda de corrente se propaga ao longo das linhas 1-2 e 2-3, onde sofre reflexão e transmissão de igual valor às linhas 3-7 e 3-4.

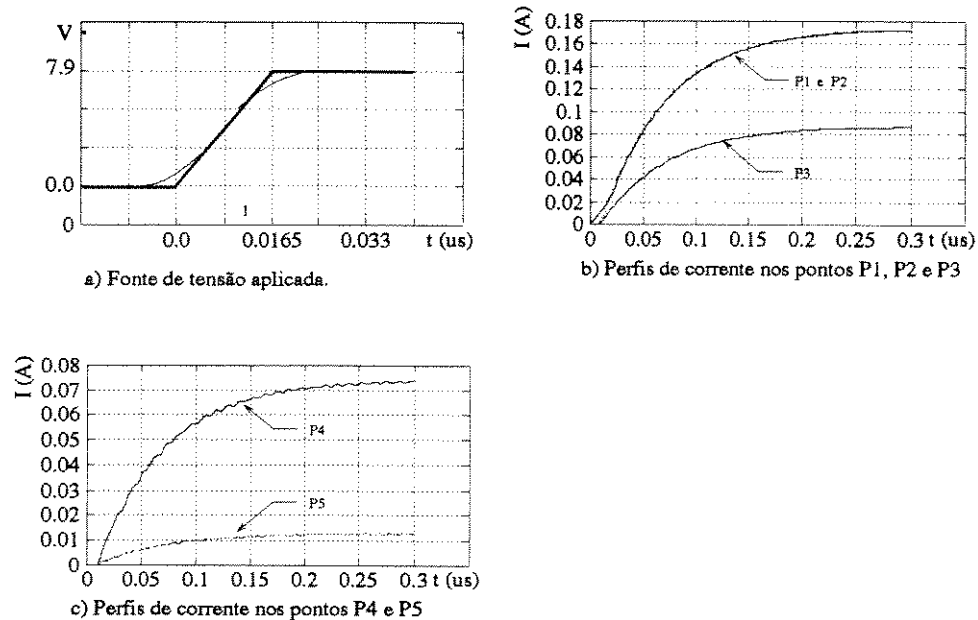


Figura 4.13: Tensão aplicada e os perfis de corrente calculados ao longo da estrutura.

- O perfil de corrente para a linha 3-7 é o mesmo que para a linha 3-4, acontecendo o mesmo para as linhas 7-8 e 4-9, 7-6 e 4-5, 6-11 e 5-10, o que era de se esperar, uma vez que existe uma simetria entre estas linhas.
- O comportamento da corrente na linha 5-6 (ponto P_7) é praticamente igual a zero, uma vez que os nós 5 e 6 permanecem com a mesma polaridade à todo instante.
- Nas Tabelas abaixo (4.3 e 4.4) segue uma comparação direta entre os valores obtidos experimentalmente (Figuras 4.14 e 4.15) e os valores obtidos com a simulação (Figura 4.13), sendo mostrado também o erro percentual entre ambos.

Onde:

- **SI** = Valor obtido através da simulação em (mA)
- **EX** = Valor obtido experimentalmente em (mA)
- **ER** = Erro percentual

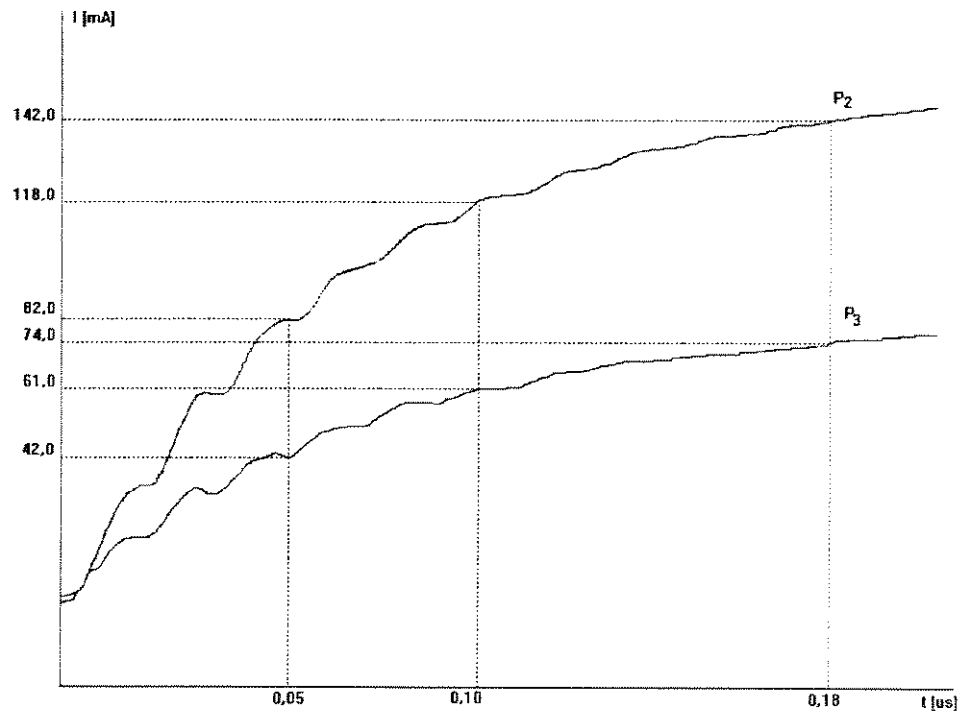


Figura 4.14: Corrente medida em P_2 e em P_3 .

Tabela 4.3: Comparações entre valores medidos e calculados.

t (μs)	0,04			0,05		
	SI	EX	ER(%)	SI	EX	ER(%)
P_2				82,0	82,0	0,0
P_3				42,0	42,0	0,0
P_4	30,0	26,0	15,4			
P_5	5,2	6,1	14,8			
P_6	6,4	7,0	8,6			

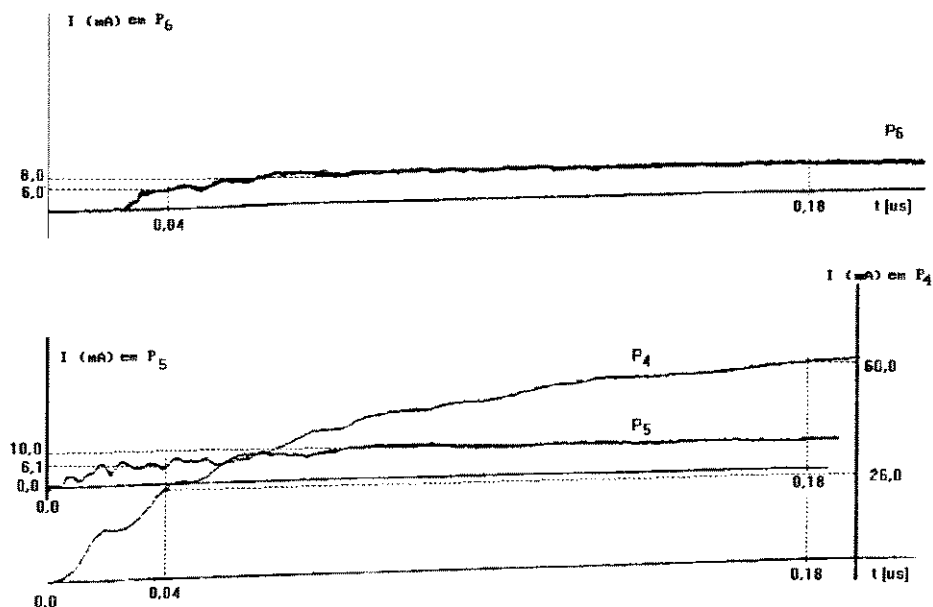


Figura 4.15: Corrente medida em P_4 , P_5 e em P_6 .

Tabela 4.4: Comparações entre valores medidos e calculados.

t (μs)	0,10			0,18		
	SI	EX	ER(%)	SI	EX	ER(%)
P_2	130,0	118,0	10,2	165,0	142,0	16,2
P_3	66,0	61,0	8,2	81,0	74,0	9,5
P_4				68,0	60,0	13,3
P_5				12,0	10,0	20,0
P_6				12,0	8,0	50,0

- Através das tabelas, percebe-se que o erro percentual para a corrente próximo à estabilização é maior. Possivelmente esta maior diferença se deve a impossibilidade do equipamento de medição operar em baixas frequências.

Capítulo 5

CAMPO ELETROMAGNÉTICO GERADO POR ESTRUTURAS DE PROTEÇÃO

5.1 Introdução

Foi visto no capítulo anterior a distribuição de corrente em estruturas de proteção, as quais são consideradas como uma interconexão de linhas de transmissão. Neste capítulo será visto que, se conhecida a distribuição de corrente numa linha, o cálculo do campo elétrico e magnético no domínio do tempo torna-se prático para fins de engenharia. Com este propósito cada linha de transmissão constituinte da estrutura será considerada como uma antena linear de comprimento finito, estando ela disposta na vertical ou na horizontal.

Será deduzida inicialmente as expressões de campos gerados por apenas uma antena. Posteriormente, o campo total devido a uma rede de antenas (constituindo a estrutura de proteção) pode ser obtido com a adição vetorial dos campos devido a cada uma [57] [28].

Para efeito de cálculo do campo, o solo será considerado como um plano perfeitamente condutor e infinito (campos se propagando sem o efeito da difração no solo). Desta forma a teoria da imagem pode ser aplicada, facilitando os cálculos.

5.2 Equações Diferenciais para o Campo Eletromagnético

A presença de corrente variável em linhas de transmissão causa a radiação de energia eletromagnética em forma de ondas. Assim, o estudo do comportamento dessas ondas se propagando no espaço próximo ou distante destas linhas é de grande importância no sentido de prever se determinados equipamentos sofrem ou não interferências eletromagnéticas, e em caso afirmativo, através de sucessivas simulações, buscar uma melhor configuração do sistema.

5.2.1 Campo Eletromagnético devido a uma Antena Hertziana

Considerando um fio linear condutor como mostrado na Figura 5.1 e admitindo um elemento infinitesimal dz' deste fio e sua imagem de forma que este seja muito pequeno em relação ao comprimento de onda, a corrente pode ser considerada uniforme em todo o comprimento de dz' , sendo portanto um dipolo elétrico hertziano.

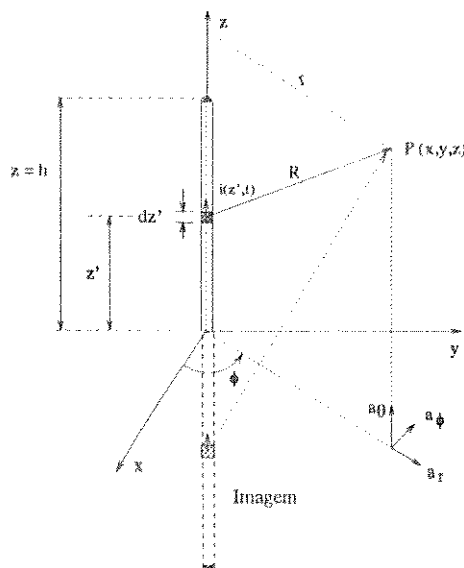


Figura 5.1: Antena e os parâmetros de cálculo de Campos.

A Figura ilustra a geometria mais simples de uma antena e com a decomposição desta em elementos de corrente de comprimento dz' pode-se obter o campo em um ponto genérico $P(x,y,z)$ por integração numérica.

Considerando que esta antena seja alimentada por uma fonte localizada na origem do sistema de coordenadas, a corrente através dela é função da posição $\bar{r}$, e o campo elétrico dado por [31]:

$$E_r(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-h}^h \frac{r}{R^2 c} \frac{\partial \rho}{\partial t} dz' + \int_{-h}^h \frac{r}{R^3} \rho dz' \right] \bar{a}_r \quad (5.1)$$

$$E_\theta(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\int_{-h}^h \frac{\rho}{R^3} \frac{|z - z'|}{R} dz' + \int_{-h}^h \frac{|z - z'|}{R^2 c} \frac{\partial \rho}{\partial t} dz' + \int_{-h}^h \frac{1}{R c^2} \frac{\partial i}{\partial t} dz' \right] \bar{a}_\theta \quad (5.2)$$

$$E_\phi(t) = 0 \quad (5.3)$$

Pela relação de Maxwell:

$$\bar{B} = \nabla X \bar{A}$$

resulta em:

$$B_\phi(t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-h}^h \left(\frac{r}{R c} \frac{\partial i}{\partial t} - \frac{r i}{R^3} \right) dz' \bar{a}_\phi \quad (5.4)$$

Onde ρ e i a densidade linear de carga em [Coulomb/m]

5.3 Teoria da imagem

O solo representa um obstáculo à propagação de ondas eletromagnéticas, principalmente quando a fonte de energia se encontra próximo à ele. Quando as ondas eletromagnéticas incidem no plano terra, este provoca reflexões cuja direção e magnitude de reflexão dependem das propriedades do solo [56].

Em geral, a terra é um meio condutor com perdas ($\sigma \neq 0$), cuja condutividade efetiva aumenta com a frequência. No entanto, para simplificar os cálculos, assume-se que o solo seja um plano perfeitamente condutor, liso e com extensão infinita. Desta forma, toda a onda que incide no plano terra é refletida. Esta reflexão possui um ângulo igual ao da onda incidente, conforme a lei de Snell ($\theta_i = \theta_r$) [57][56].

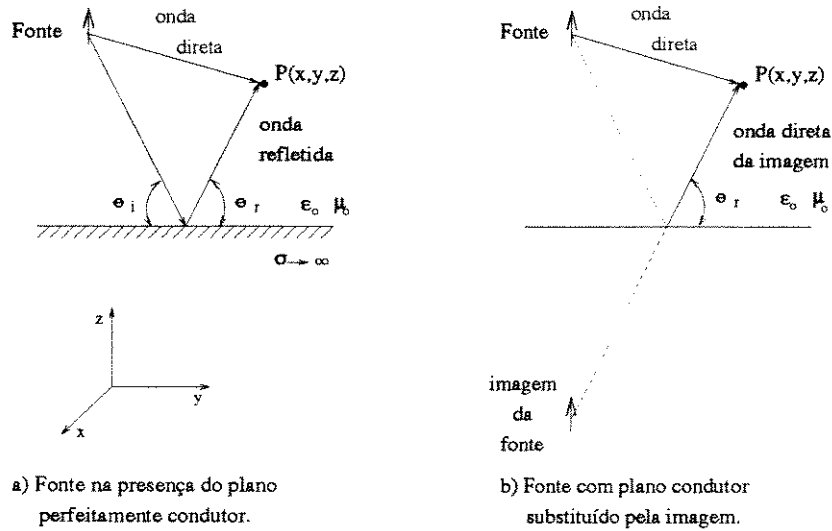


Figura 5.2: Dipolo em posição vertical.

Considerando assim, um dipolo elétrico hertziano pode-se dizer que a fonte radia energia em todas as direções no espaço. Em um ponto P (Figura 5.2b) a energia medida é a soma da energia direta com a refletida através do plano condutor, como mostrado na Figura 5.2a. Com a substituição do plano condutor pela imagem da fonte, esta energia medida pode também ser obtida pela soma da energia direta da fonte com a energia direta da imagem desta fonte.

É sabido que o campo elétrico tangencial devido a uma fonte como a da Figura 5.2a em um ponto ao nível do solo (no contorno) pode ser desprezada, tem-se que o campo resultante é vertical. Assim, para conservar a mesma direção do campo resultante, a polaridade da imagem da fonte vertical (Figura 5.2b) deve ser a mesma da fonte real e, da mesma forma, a imagem da fonte horizontal (Figura 5.3b) deve ter direção oposta à da fonte real. Através da Figura 5.4 pode-se ter uma idéia mais clara sobre a teoria da imagem.

5.4 Solução computacional das expressões de campo

Através das expressões de campo 5.1, 5.2 e 5.4, e com o comportamento da corrente ao longo de uma estrutura qualquer conhecido, pode-se determinar o campo eletromagnético em qualquer ponto do sistema de coordenadas.

As expressões 5.1-5.4 foram obtidas considerando uma linha disposta vertical-

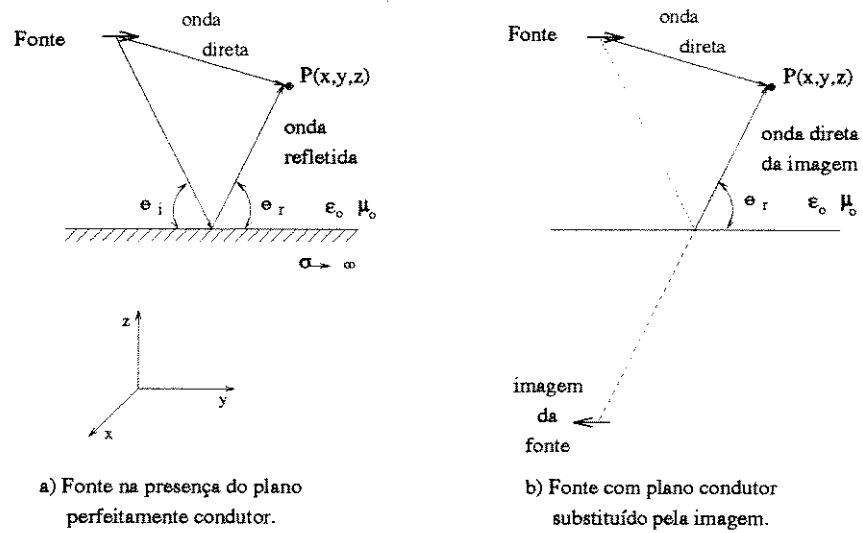


Figura 5.3: Dipolo em posição horizontal.

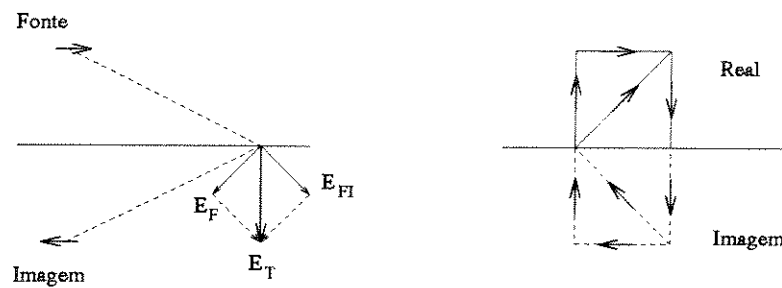


Figura 5.4: Teoria da imagem e a direção do dipolo.

mente ao plano perfeitamente condutor (solo) e são válidas para qualquer disposição de outras linhas, bastando para isso, fazer uma rotação dos eixos de coordenadas, o campo eletromagnético total pode ser obtido pela soma vetorial da contribuição de cada linha, já que o acoplamento entre cada uma foi desprezado.

Deve-se observar que no sistema de coordenadas esféricas, é mais conveniente expressar as componentes de campo na direção θ como Campo Longitudinal, na direção r como Campo Radial e na direção ϕ como Campo Transversal.

As equações 5.2-5.4 são constituídas por expressões integro-diferenciais, as quais podem ser implementadas computacionalmente através da técnica de diferenças finitas no domínio do tempo (**FD-TD**), onde:

$$\int_0^t i(t - \frac{r}{c}) dt = \sum_{n=1}^t i(t') \Delta t \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial i(t')}{\partial t} = \frac{i(t') - i(t' - 1)}{\Delta t} \quad (5.6)$$

$$E(t - \frac{r}{c}) = \int_{z=1}^{z=z_m} dE(t - \frac{r}{c}) dz' = \sum_{j=1}^{j=j_m} dE(t') \Delta z \quad (5.7)$$

com:

$$t' = t - \frac{r}{c}$$

$z_m = j_m$ = número de segmentos de comprimento Δz da linha.

Foi desenvolvido um programa computacional que calcula o campo eletromagnético através das expressões precedentes e a simulação de vários casos de estruturas foram realizadas e são apresentadas no capítulo seguinte. Nesse capítulo, serão feitas análises de campo com a variação dos parâmetros das linhas, resistências de aterramento, introdução de novas linhas em estruturas, além de outros parâmetros os quais serão mostrados oportunamente.

Capítulo 6

ANÁLISE DE CAMPOS EM ESTRUTURAS TRELIÇADAS

6.1 Introdução

Um dos grandes problemas em projetos de proteção elétrica de várias estruturas consiste em saber se os equipamentos eletro-eletrônicos instalados em seu interior estarão protegidos ou não de interferências externas, por exemplo, aquelas geradas por Descargas Atmosféricas.

Com o objetivo de determinar o Campo Eletromagnético gerado pela circulação de corrente em estruturas de proteção elétrica contra descargas atmosféricas, serão apresentados neste capítulo vários exemplos, alguns dos quais, com o objetivo de validação do método utilizado - TLM e as expressões de campo. A validação das expressões de campo, será mostrada utilizando um modelo simples, no qual foram feitas medições de corrente e de campo elétrico no laboratório do CPqD/TELEBRÁS [61]. Também será determinado via TLM, o perfil de corrente circulante em linhas devido à indução eletromagnética (seção 3.5).

6.2 Campo devido a uma Linha casada

Considerando inicialmente o caso de uma estrutura da forma mostrada na Figura 6.1 a qual pode ser considerada como sendo constituída por 3 linhas. Esta mesma estrutura foi montada no laboratório do CPqD/TELEBRÁS, onde foram feitas medições de corrente ao longo das linhas e de campo elétrico no ponto $P(0; 0,626; 0)$ indicado na Figura 6.1.

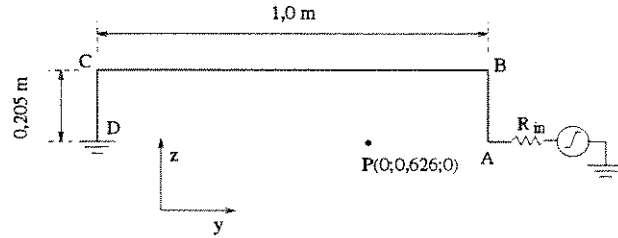


Figura 6.1: Modelo utilizado para medições de Campo Elétrico.

Para o primeiro caso foi aplicado uma fonte de tensão de $17,5V$ em forma de rampa no ponto A . A fonte de tensão possui resistência interna de $50,0\ \Omega$ ($R_{in} = 50,0\Omega$) e a forma de onda está mostrada na Figura 6.2a.

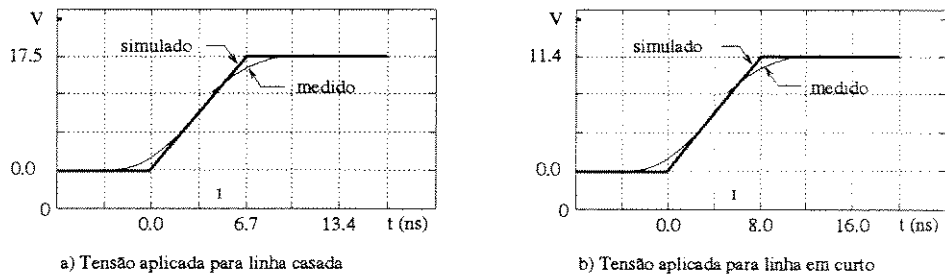


Figura 6.2: Fontes de tensão aplicada.

Como condições iniciais, supõe-se que o campo elétrico no ponto P seja nulo e que as linhas estejam com ausência de cargas.

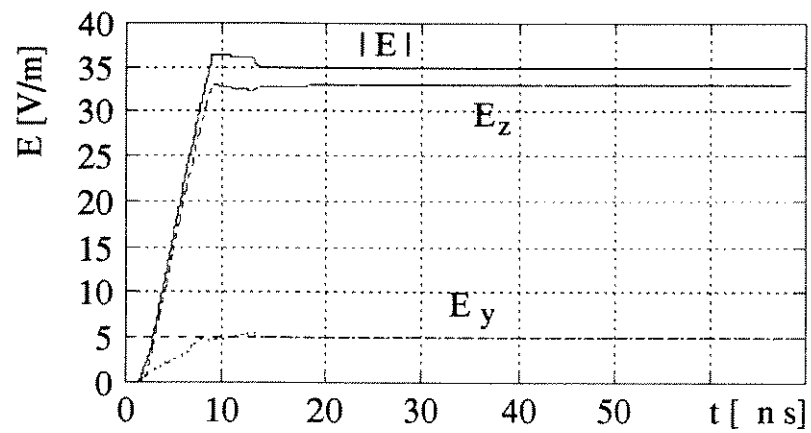
Como condições de contorno, a linha $C-D$ encontra-se **casada**.

A Figura 6.3a mostra as componentes z e y do Campo Elétrico calculado para este caso, bem como o módulo do mesmo ($|E|$).

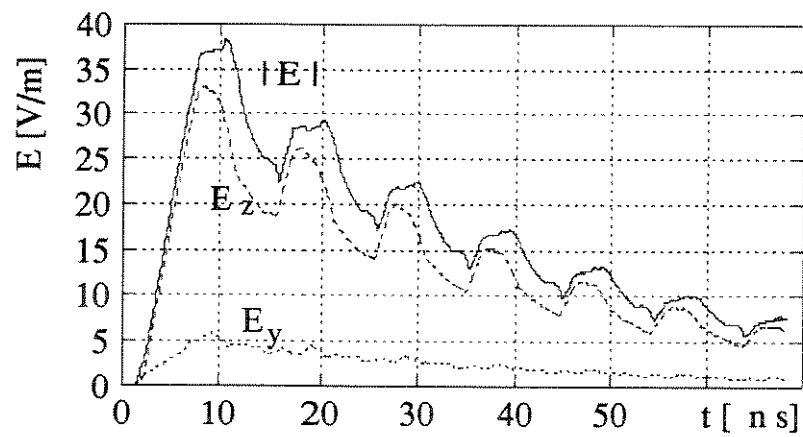
Os resultados das medições de campo obtidos em laboratório estão mostrados nas Figuras 6.4 e 6.5.

6.2.1 Comentários

- Pelas Figuras 6.3a e 6.4, pode-se verificar que os Campos calculados são bastante próximos do medido, tanto em magnitude quanto no comportamento do mesmo.



a) Campo Elétrico para linha casada



b) Campo Elétrico para linha em curto

Figura 6.3: Campo Elétrico calculado no ponto $(0; 0,626; 0)$ para linha casada e em curto.

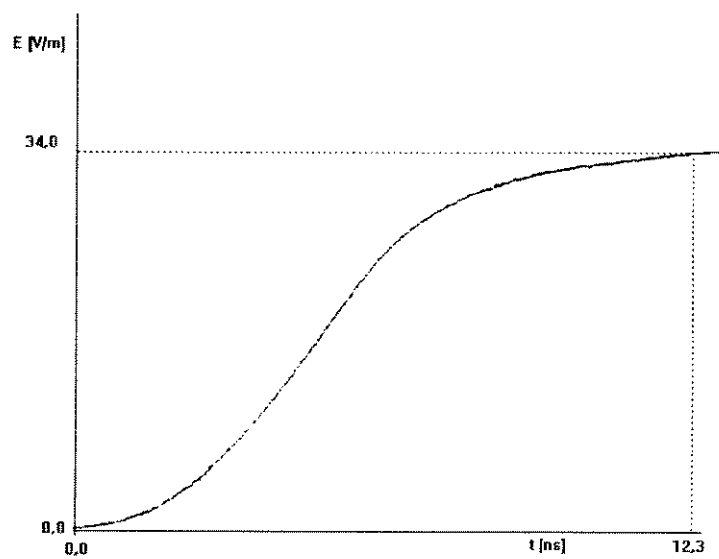


Figura 6.4: Campo Elétrico medido no ponto (0; 0,626; 0) para linha casada.

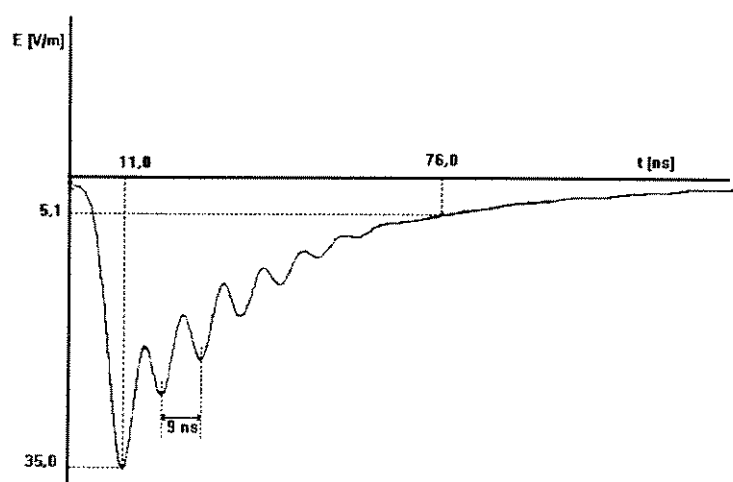


Figura 6.5: Campo Elétrico medido no ponto (0; 0,626; 0) para linha em curto.

- A Figura 6.3a mostra as duas componentes de campo gerado no ponto considerado, bem como o módulo resultante. É importante observar que nas medições foi utilizada uma célula TEM na vertical. Assim, o campo realmente medido foi somente a componente E_z [61].
- Verifica-se pela Figura 6.3a que o comportamento do Campo calculado está próximo de uma reta, ao contrário do medido. Isto se deve pela pequena diferença entre a fonte utilizada na simulação e aquela utilizada em laboratório (Figura 6.2).
- Enquanto que a magnitude do campo medido está na ordem de $34,0V/m$, o campo calculado está na ordem de $33,0V/m$, resultando em um erro de 3,0%.
- O tempo de atraso da onda de campo no ponto considerado pode também ser observado ($1,44\mu s$). O tempo de subida da onda, é da ordem de $7,44\mu s$, próximo ao da corrente.

6.3 Campo devido a uma linha em curto-circuito

Neste segundo caso, a mesma estrutura da Figura 6.1 foi considerada, onde foi aplicada uma fonte de tensão com as mesmas características do caso anterior, só que com magnitude da ordem de $11,4 V$ (Figura 6.2b). Aqui a linha C-D encontra-se diretamente aterrada com uma resistência nula ($R_t = 0,0\Omega$).

A Figura 6.3b mostra a magnitude do campo elétrico no ponto P, onde pode ser observado as componentes z e y . As medições feitas em laboratório estão mostradas nas Figuras 6.5.

6.3.1 Comentários

- Pelas Figuras 6.3b e 6.5, pode-se verificar que os Campos calculados são também bastante próximos do medido.
- A Figura 6.3b mostra as duas componentes de campo gerado no ponto considerado, bem como o módulo resultante.
- O pico do campo medido é alcançado em $11,0ns$ e está na ordem de $35,0V/m$. O pico do campo calculado é alcançado em $9,0ns$ e está na ordem de $33,0V/m$, resultando em um erro de 6,0%.
- O tempo de atraso da onda de campo no ponto considerado pode também ser observado ($1,44\mu s$). O tempo de subida da onda, é da ordem de $6,6\mu s$, próximo ao da corrente.

- Considerando que o campo medido refere-se somente à componente E_z , pela Figura 6.3b, verifica-se que o comportamento do mesmo é bastante próximo ao medido, apresentando oscilações e com um tempo de decaimento também satisfatório.
- A componente E_z do campo é gerado principalmente pela componente radial da linha horizontal.
- A componente E_y do campo calculado é gerado pelas componentes radiais das linhas verticais e como são pequenas, geram um campo de baixa magnitude. Como essas linhas estão mais sujeitas a sucessivas reflexões de corrente, o campo gerado também apresenta uma oscilação maior que a observada na componente E_z .

6.4 Campo devido a uma estrutura genérica

Pelos resultados dos casos precedentes, pode-se determinar campos elétricos gerados pelas mais diversas formas de estruturas.

Considerando agora uma estrutura da forma como está mostrada na Figura 6.6, onde foi considerado um sistema de proteção contra descargas atmosféricas constituído por 20 linhas com dimensões de $12m \times 24m \times 12m$. Cada linha possui um diâmetro de $0,5cm$ e foi discretizada em segmentos iguais de $0,6$ metros de comprimento ($dx = 0,6$ m). Os dados referentes à essa estrutura estão mostrado na tabela a seguir, os quais são obtidos como saída do programa utilizado.

Para fins de comparações, também foi feita a simulação, considerando a mesma estrutura sem a presença das linhas do centro (linhas B-K, D-M, H-Q, F-O, B-I, D-I, H-I e F-I).

Para as linhas dispostas na vertical, calcula-se o valor da impedância característica diretamente.

Tabela 6.1: Saída do programa computacional - definição da estrutura.

DEFINICAO DA ESTRUTURA TRELIÇADA								
Número de linhas: 20								
Número de Nós: 17								
LIN	NS	COMPR (m)	INI	FIM	RAIO (m)	$Z_c(\Omega)$	CAP (F/m)	IND (H/m)
A-B	20	12,0	A	B	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
B-C	20	12,0	B	C	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
C-D	20	12,0	C	D	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
D-E	20	12,0	D	E	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
A-F	20	12,0	A	F	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
F-G	20	12,0	F	G	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
G-H	20	12,0	G	H	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
E-H	20	12,0	H	E	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
F-I	20	12,0	F	I	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
D-I	20	12,0	I	D	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
B-I	20	12,0	B	I	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
H-I	20	12,0	I	H	0,250E-02	549,796	0,607E-11	0,183E-05
A-J	20	12,0	A	J	0,250E-02	570,966	-	-
B-K	20	12,0	B	K	0,250E-02	570,966	-	-
C-L	20	12,0	C	L	0,250E-02	570,966	-	-
D-M	20	12,0	D	M	0,250E-02	570,966	-	-
E-N	20	12,0	E	N	0,250E-02	570,966	-	-
F-O	20	12,0	F	O	0,250E-02	570,966	-	-
G-P	20	12,0	G	P	0,250E-02	570,966	-	-
H-Q	20	12,0	H	Q	0,250E-02	570,966	-	-

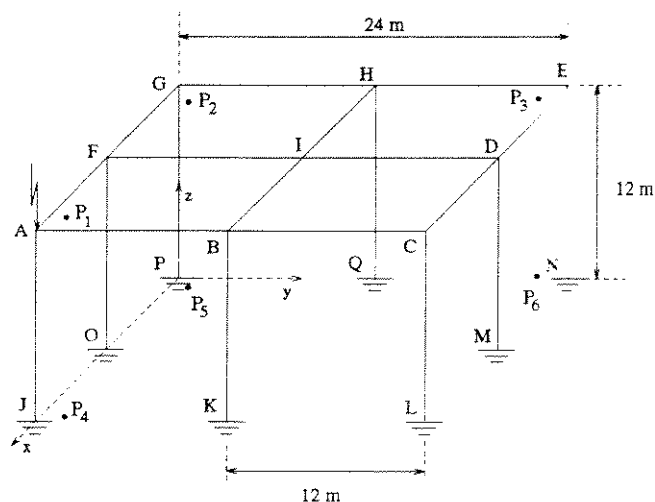


Figura 6.6: Estrutura de proteção utilizada para simulação, com a descarga ocorrendo no nó A.

Tabela 6.2: Saída do programa computacional - definição dos nós.

DEFINIÇÃO DOS NÓS			
NÓ	TIPO	# LINHAS	COORD. CART.
A	LINHA FONTE	4	(12,0; 0,0; 12,0)
B	LT	4	(12,0; 12,0; 12,0)
C	LT	3	(12,0; 24,0; 12,0)
D	LT	4	(6,0; 24,0; 12,0)
E	LT	3	(0,0; 24,0; 12,0)
F	LT	4	(6,0; 0,0; 12,0)
G	LT	3	(0,0; 0,0; 12,0)
H	LT	4	(0,0; 12,0; 12,0)
I	LT	4	(6,0; 12,0; 12,0)
J	Rt = 5,0	1	(12,0; 0,0; 0,0)
K	Rt = 5,0	1	(12,0; 12,0; 0,0)
L	Rt = 5,0	1	(12,0; 24,0; 0,0)
M	Rt = 5,0	1	(6,0; 24,0; 0,0)
N	Rt = 5,0	1	(0,0; 24,0; 0,0)
O	Rt = 5,0	1	(6,0; 0,0; 0,0)
P	Rt = 5,0	1	(0,0; 0,0; 0,0)
Q	Rt = 5,0	1	(0,0; 12,0; 0,0)

Onde:

LIN	identifica a linha
NS	indica o número de segmentos com que a linha foi discretizada
COMPR	indica o comprimento da linha em metros
INI	indica o nó de início da linha
FIM	indica o nó onde termina a linha
RAIO	indica o raio da linha em metros
Z_c	indica a impedância característica da linha em Ω
CAP	indica a capacitância da linha em F/m
IND	indica a indutância da linha em H/m
TIPO	indica o tipo que define o nó em questão. Pode ser:
- LINHA FONTE	caso em que haja fonte conectada ao nó
- LT	caso em que haja apenas linhas conectadas ao nó
- RT	caso em que a linha conectada a este nó esteja aterrada
- FONTE+LT+RT	caso em que ocorrem os 3 casos acima
# LINHAS	número de linhas conectadas àquele nó
COORD. CART.	coordenadas cartesianas do ponto onde o nó se encontra em metros

Condições de contorno

Todas as linhas possuem diâmetro de 0,5 centímetros e as linhas com terminais aterrados possuem resistência de aterramento igual a 5Ω ($R_t = 5\Omega$), como indicado na tabela acima. Todas as escolhas dos parâmetros feitas aqui foram arbitrárias.

Para as linhas horizontais, a impedância característica fica:

$$Z_{c_h} = 549,796 \Omega$$

$$\text{De 3.35, } R = 8,78 \cdot 10^{-4} \Omega/m$$

$$\text{Já para as linhas verticais, } Z_{c_v} = 570,966 \Omega$$

Condições iniciais

Com o propósito de representar uma descarga atmosférica, utilizou-se aqui uma fonte de tensão da ordem de $1,0MV$ ($V_{(fonte)} = 1,0MV$), com tempo de pico de $t_p = 1,0\mu s$, caindo a zero em $25,0\mu s$, como mostrado na Figura 6.7. Supõe-se que a tensão e corrente inicialmente em todos os outros pontos da malha sejam zero, ou seja:

$$V(l; j; t = 0^-) = 0,$$

$$I(l; j; t = 0^-) = 0,$$

onde:

- l são as linhas (de 1 a 20);
- j representa os segmentos de cada linha.

Ao ser aplicado o pulso de corrente em $t = 0^+$, tem-se:

$$\begin{cases} V(no = A; t = 0^+) = 1.10^6 t \text{ V} & \text{para } t < 1,0 \mu s \\ V(no = A; t = 0^+) = 1041666,667 - 41666,667 t \text{ V} & \text{para } 1,0 \leq t \leq 25,0 \mu s \\ V(no = A; t = 0^+) = 0V & \text{para } t > 25,0 \mu s \end{cases}$$

Supõe-se que a velocidade de propagação da onda seja igual à da luz.

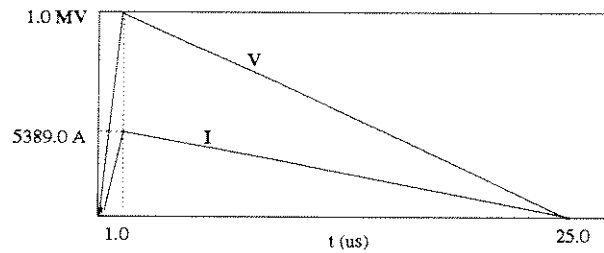


Figura 6.7: Fonte aplicada ao nó A da estrutura.

O máximo valor da corrente em cada linha da estrutura pode ser visto na Tabela 6.3, onde também está mostrado o instante em que ocorre.

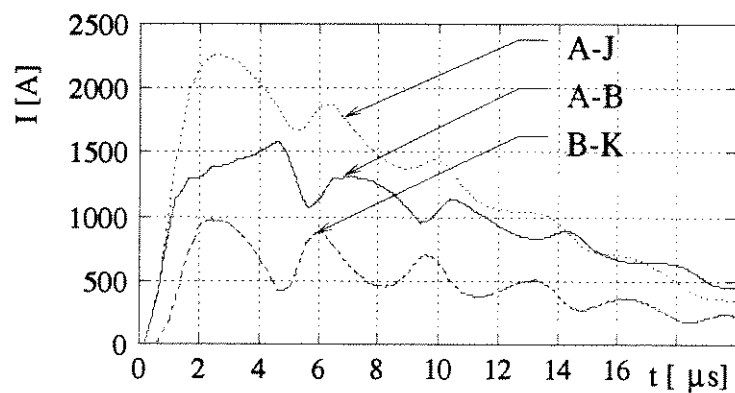
A fonte aplicada ao nó A dá origem a uma corrente da ordem de 5389,0A, que se distribui pelas linhas A-B, A-J e A-F e se propaga ao longo da estrutura com sucessivas reflexões. As Figuras 6.8 e 6.9 mostram o comportamento da corrente no meio de cada linha e são analisadas a seguir.

6.4.1 Comentários

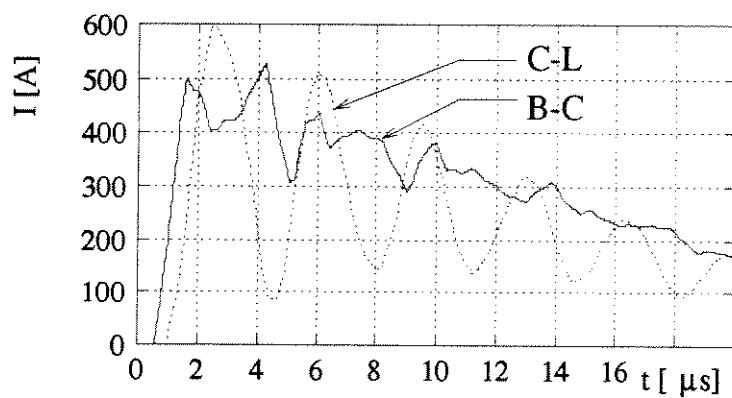
- Devido à simetria da estrutura, pode-se observar comportamentos idênticos em alguns pares de linhas (linha A-B com A-F, B-C com F-G, C-D com G-H, D-E com E-H, F-I com B-I, D-I com H-I, B-K com F-O, C-L com G-P e D-M com H-Q).

Tabela 6.3: Relação de máximos valores de corrente.

MÁXIMOS VALORES DE CORRENTE PARA CADA LINHA					
Estrutura completa			Estrutura simples		
LIN	t (μs)	$I_{max}(A)$	LIN	t (μs)	$I_{max}(A)$
A-B	4,620	1588,0	A-C	3,82	1197,0
B-C	4,220	527,1	-	-	-
C-D	4,020	244,6	C-E	1,78	413,6
D-E	2,180	261,4	-	-	-
A-F	4,620	1588,0	A-G	4,02	1855,0
F-G	4,220	527,1	-	-	-
G-H	4,020	244,6	G-E	3,42	550,9
H-E	2,180	261,4	-	-	-
F-I	4,220	472,2	-	-	-
D-I	1,980	425,2	-	-	-
B-I	4,220	472,2	-	-	-
H-I	1,980	425,2	-	-	-
A-J	2,500	2266,0	A-J	3,22	2780,0
B-K	2,380	971,7	-	-	-
C-L	2,460	595,5	C-L	2,58	1256,0
D-M	2,820	646,7	-	-	-
E-N	2,780	653,7	E-N	2,62	1200,0
F-O	2,380	971,7	-	-	-
G-P	2,460	595,5	G-P	2,98	1592,0
H-Q	2,820	646,7	-	-	-

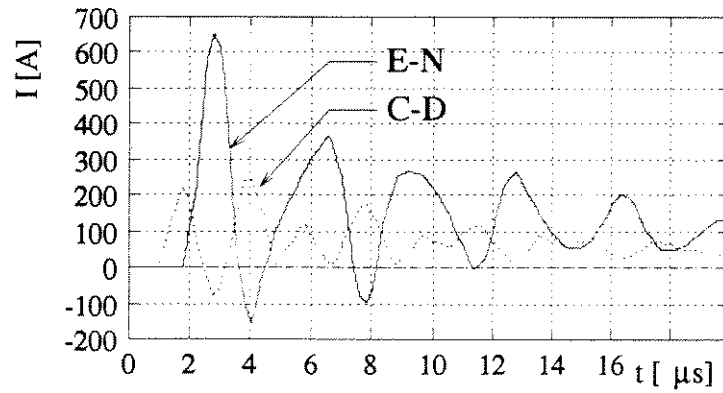


a) linhas A-B = A-F, A-J e B-K = F-O

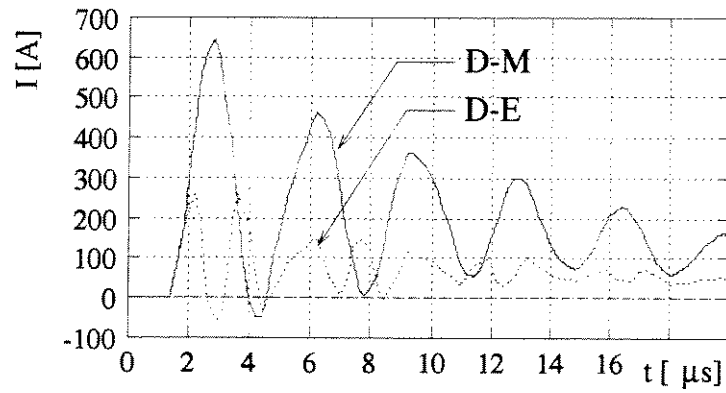


b) linhas B-C = F-G e C-L = G-P

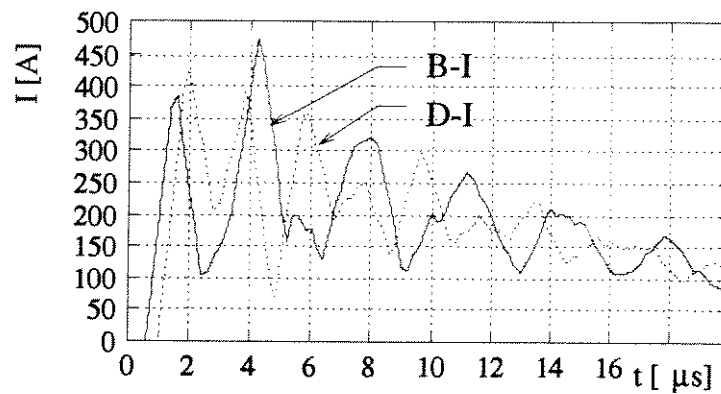
Figura 6.8: Distribuição de corrente no meio das respectivas linhas da estrutura completa.



a) linhas E-N, C-D = G-H



b) linhas D-M = H-Q, D-E = H-E



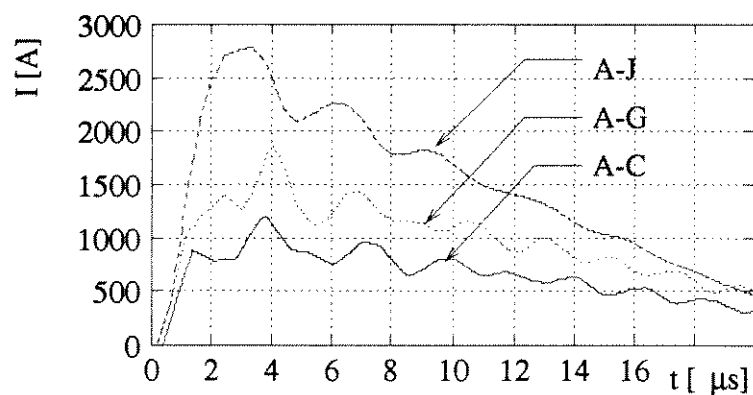
c) linhas B-I = F-I e D-I = H-I

Figura 6.9: Distribuição de corrente no meio das respectivas linhas da estrutura completa.

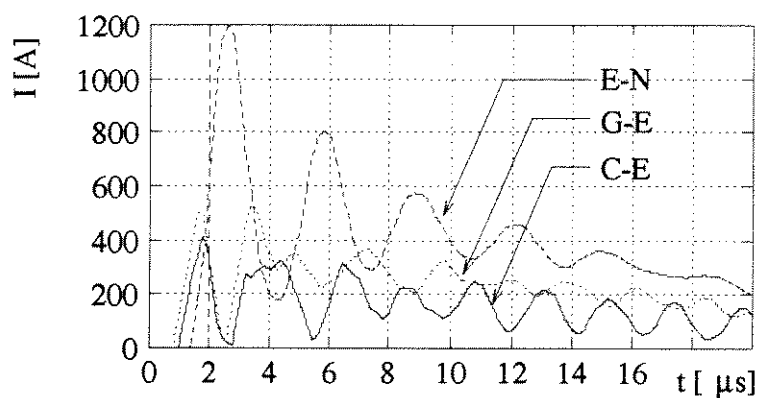
- Percebe-se pelas Figuras 6.8 e 6.9, que o comportamento da corrente ao longo das linhas dispostas verticalmente são mais bem distribuídas, quando comparadas ao daquelas linhas da Figura 6.10. Isto se deve pela presença das linhas no tópo da estrutura (linhas B-I, D-I, F-I e H-I).
- Observa-se pela Tabela 6.3 que o tempo em que a corrente atinge seu valor máximo na linha A-B é maior que o da linha A-C (para o caso mais simples), apesar da distância em A-C ser o dobro da A-B. Isto é devido às reflexões serem mais acentuadas para o caso da estrutura completa. O mesmo pode ser observado para o restante das linhas dispostas horizontalmente.
- Comparando ainda os dois casos da Tabela 6.3 e as Figuras 6.10 e 6.8 e 6.9, pode-se verificar que os valores máximos de corrente para o caso da estrutura mais simples nas linhas verticais são bem maiores.
- Para cada caso pode-se observar o tempo que cada onda de corrente leva para alcançar o meio da respectiva linha.
- Como era de se esperar, as linhas mais próximas da fonte são responsáveis pela maior carga.

As Figuras 6.11, 6.12, 6.15 e 6.16 mostram as componentes cartesianas do campo elétrico calculado em 8 pontos distintos e as Figuras 6.13, 6.14, 6.17 e 6.18 mostram o módulo dos respectivos campos.

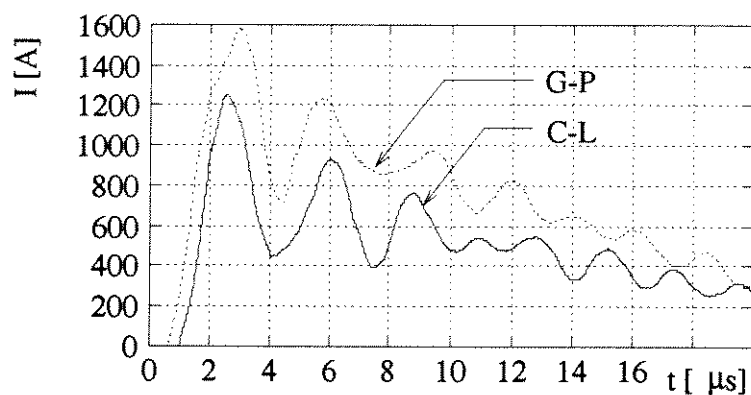
- Para o ponto $P_1(10, 2, 12)$: Devido à proximidade com a estrutura, o campo E_z sofre maior influência da corrente devido à linha A-J, uma vez que esta componente devido às linhas A-F e A-B são nulas (estão no mesmo plano - Figuras 6.23.a e 6.23.b).
- O Campo E_x e E_y sofrem maior influência da corrente devido às linhas A-B e A-F respectivamente e, como apresentam o mesmo comportamento, essas componentes seriam praticamente idênticas não fossem a influência das outras linhas. A linha A-J contribui igualmente para ambas componentes, onde o campo radial faz um ângulo de 45° com as mesmas (Figura 6.23.c).
- Para o Ponto $P_2(2, 2, 12)$: O campo E_y é mais influenciado pela corrente da linha F-G e como nas proximidades deste ponto esta é a linha por onde circula a maior magnitude de corrente, é a componente de maior magnitude, seguida pela componente E_x influenciada pela corrente da linha G-H.
- Comparando as componentes do pico de campo elétrico para os dois casos (estrutura completa - Figuras 6.11, 6.12, 6.15 e 6.16 e estrutura simples - Figuras 6.19 e 6.20), verifica-se que:



a) linhas A-C, A-G e A-J

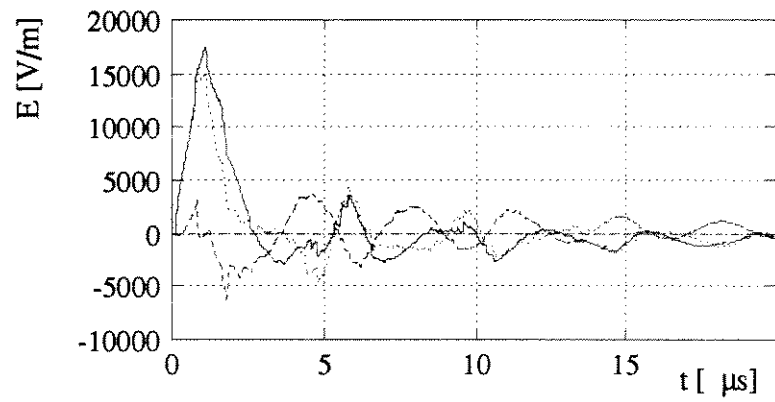
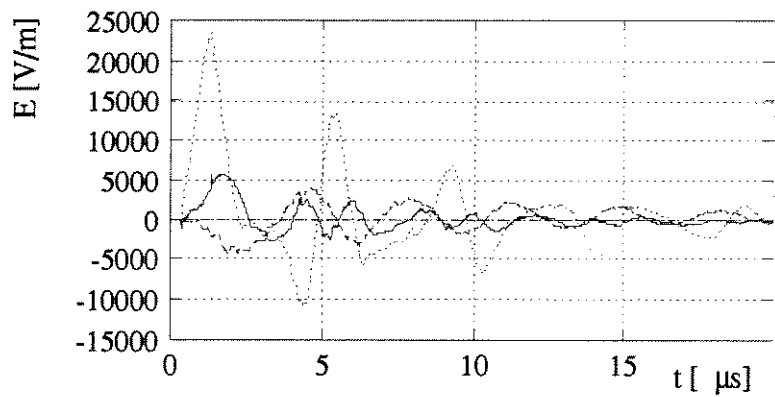


b) linhas C-E, G-E e E-N



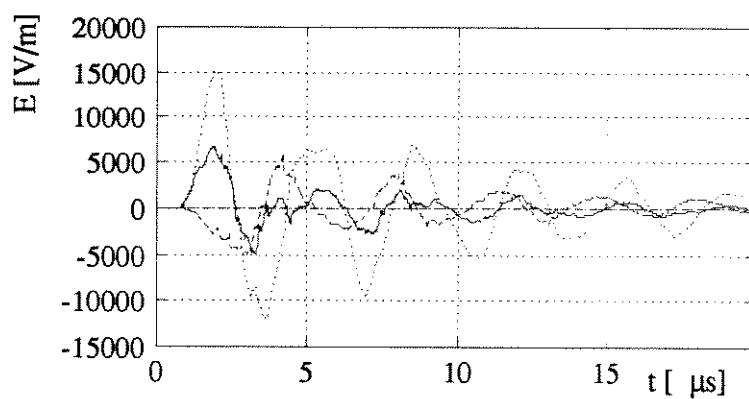
c) linhas C-L e G-P

Figura 6.10: Distribuição de corrente no meio das respectivas linhas da estrutura simples.

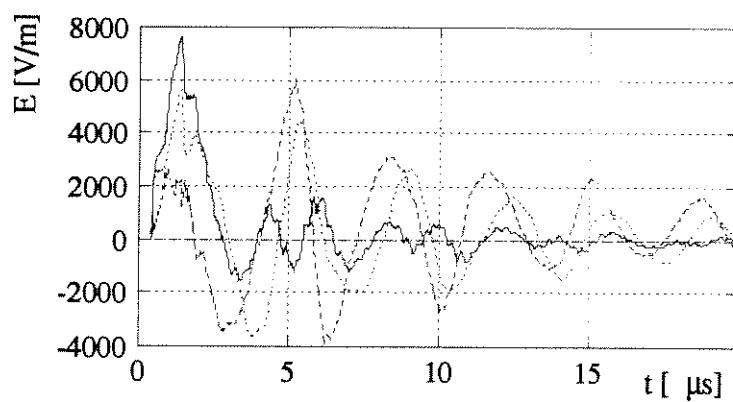
a) Ponto $P_1 (10, 2, 12)$ b) Ponto $P_2 (2, 2, 12)$

— E_x
 E_y
 - - - E_z

Figura 6.11: Componentes do Campo Elétrico calculado em P_1 e P_2 .



a) Ponto P3 (2,22,12)



b) Ponto P4 (10, 2, 0)

— E_x
 E_y
 - - - E_z

Figura 6.12: Componentes do Campo Elétrico calculado em P_3 e P_4 .

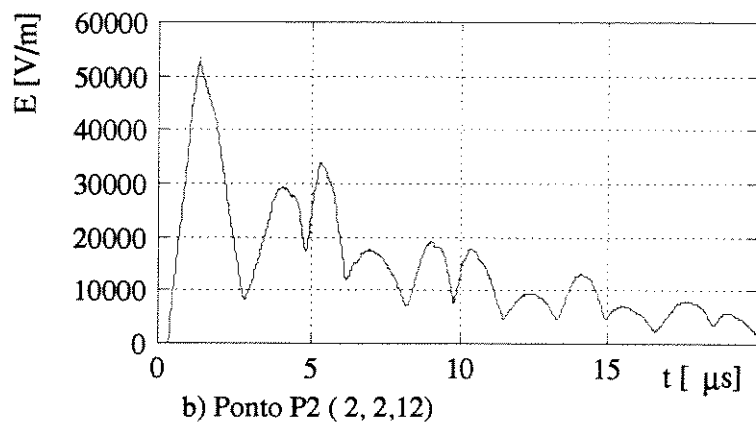
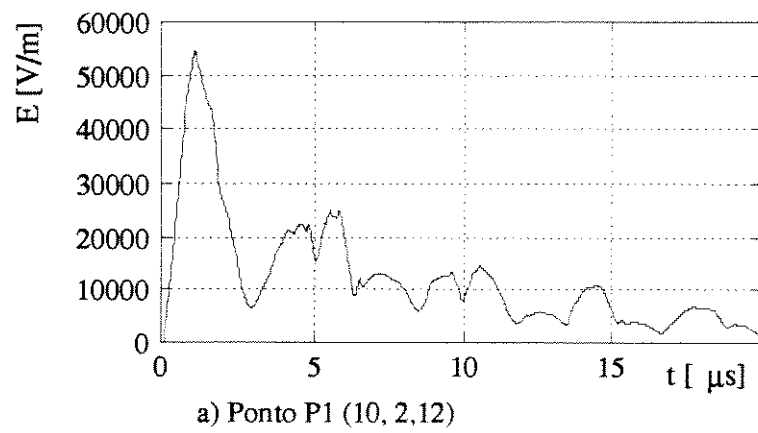
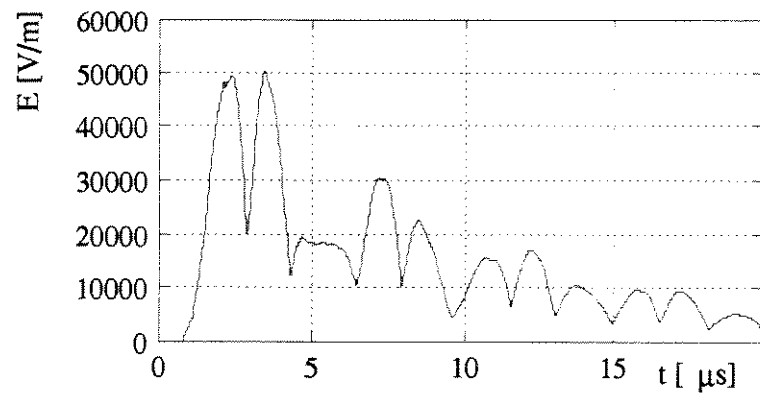
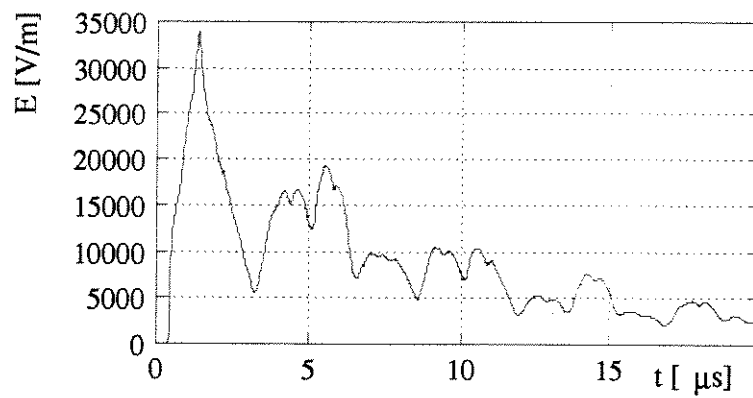


Figura 6.13: Módulo do Campo Elétrico calculado em P_1 e P_2 .

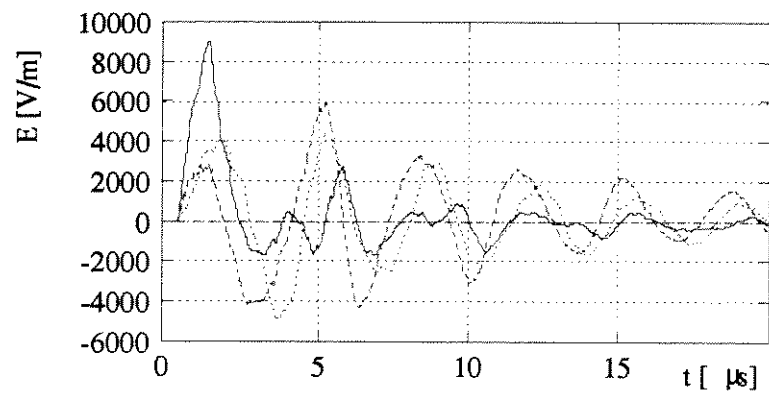


a) Ponto P3 (2,22,12)

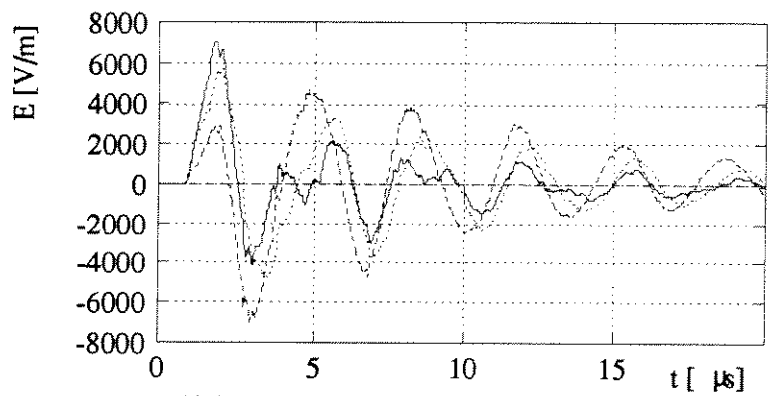


b) Ponto P4 (10, 2, 0)

Figura 6.14: Módulo do Campo Elétrico calculado em P_3 e P_4 .



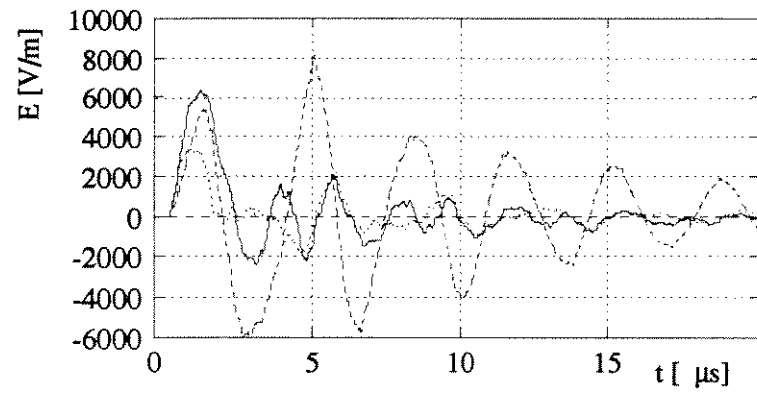
a) Ponto $P_5 (2, 2, 0)$



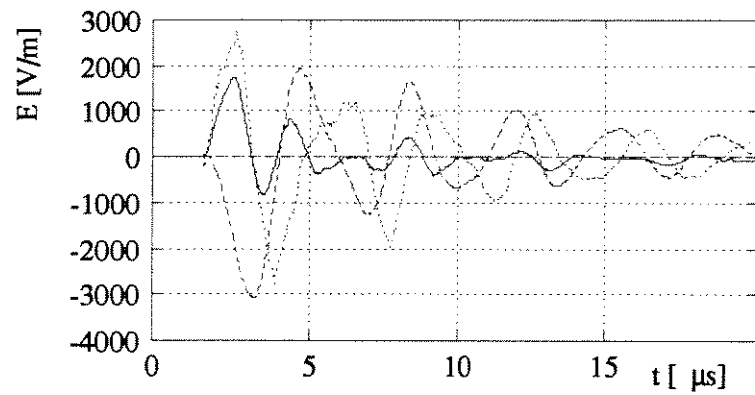
b) Ponto $P_6 (2, 22, 0)$

— E_x
 E_y
 ---- E_z

Figura 6.15: Componentes do Campo Elétrico calculado em P_5 e P_6 .



a) Ponto P7 (6,12, 6)



b) Ponto P8 (6,50, 6)

— E_x
 E_y
 - - - E_z

Figura 6.16: Componentes do Campo Elétrico calculado em P_7 e P_8 .

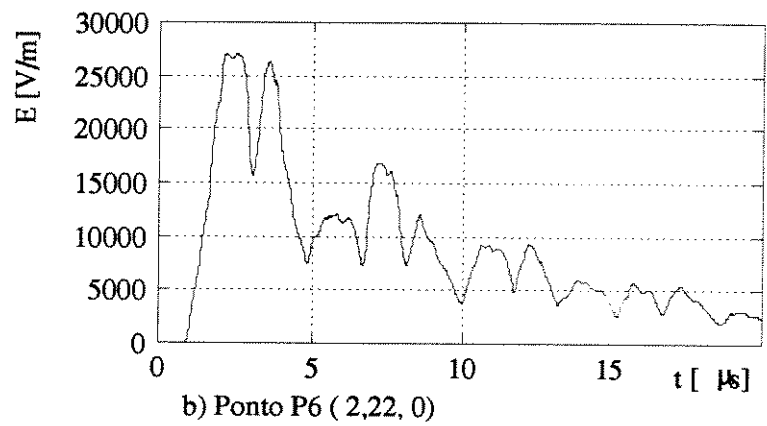
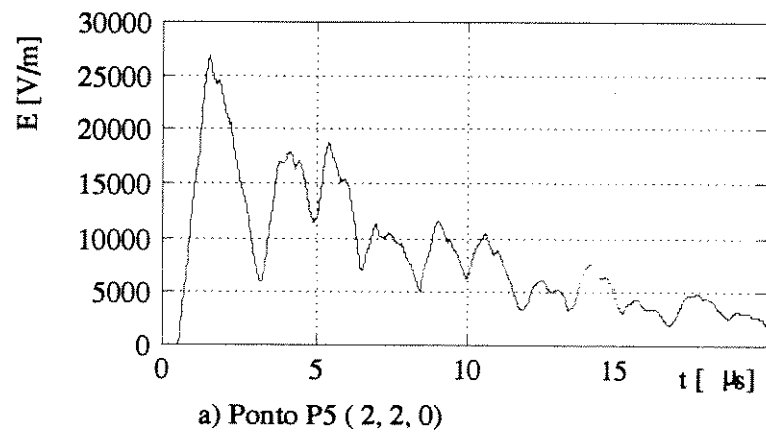
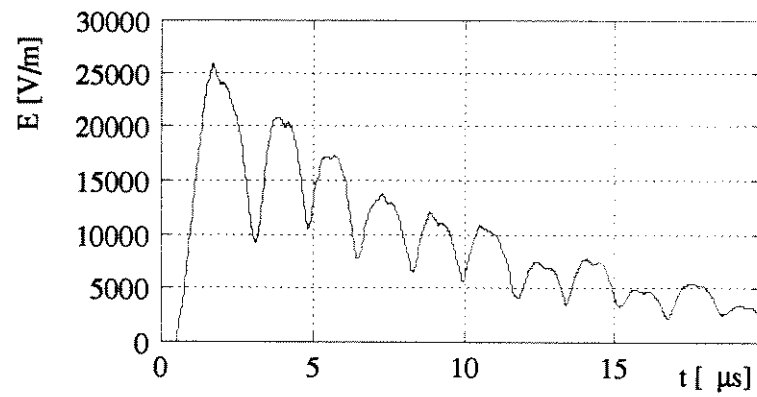
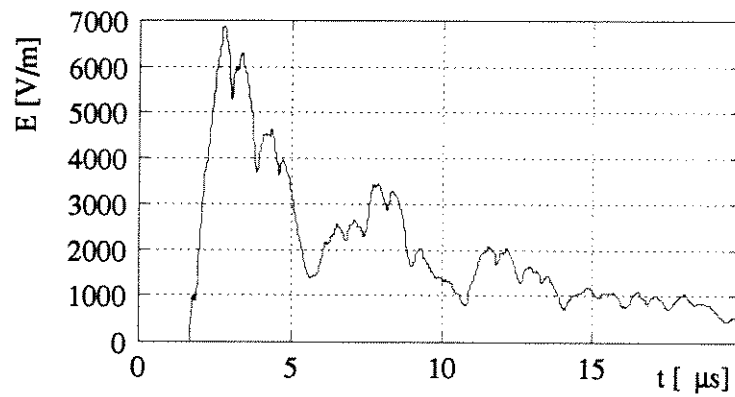


Figura 6.17: Módulo do Campo Elétrico calculado em P_5 e P_6 .

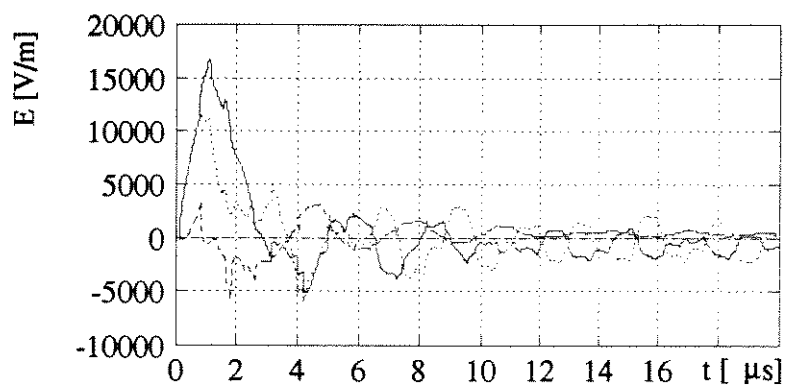


a) Ponto P7 (6,12, 6)

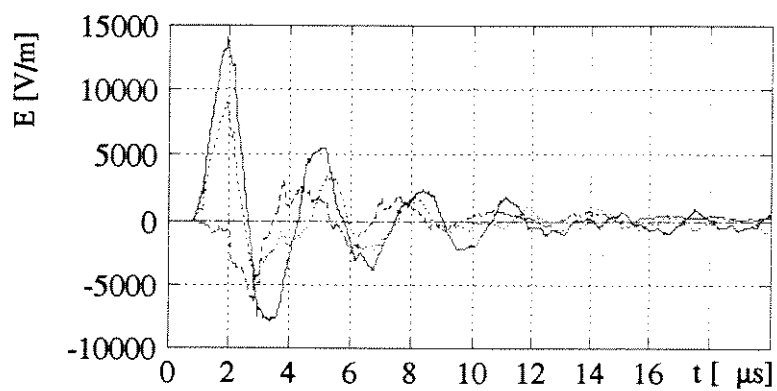


b) Ponto P8 (6,50, 6)

Figura 6.18: Módulo do Campo Elétrico calculado P_7 e P_8 .



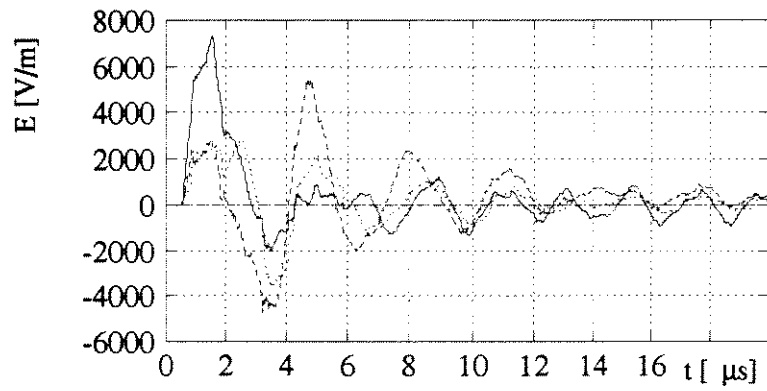
a) Ponto P1 (10, 2,12)



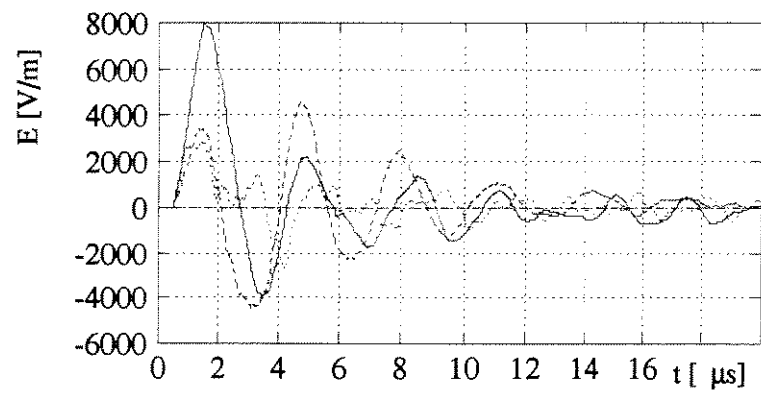
b) Ponto P3 (2,22,12)

— E_x
 E_y
 - - - - E_z

Figura 6.19: Componentes do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_1 e P_3 .



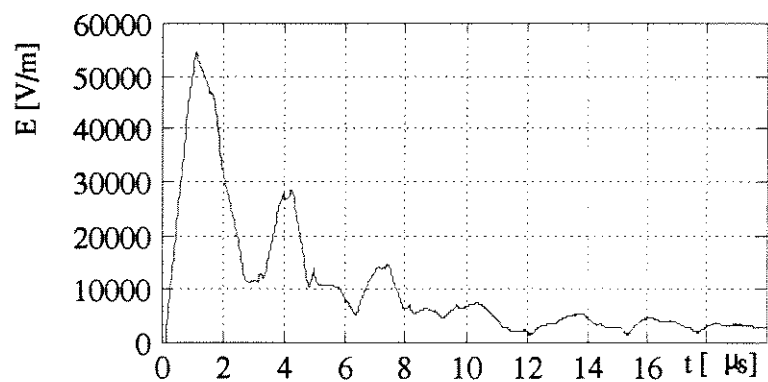
a) Ponto P5 (2, 2, 0)



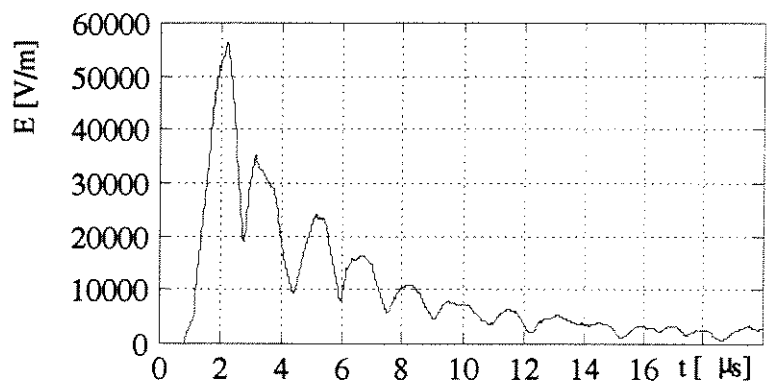
b) Ponto P7 (6,12, 6)

— E_x
 E_y
 - - - - E_z

Figura 6.20: Componentes do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_5 e P_7 .

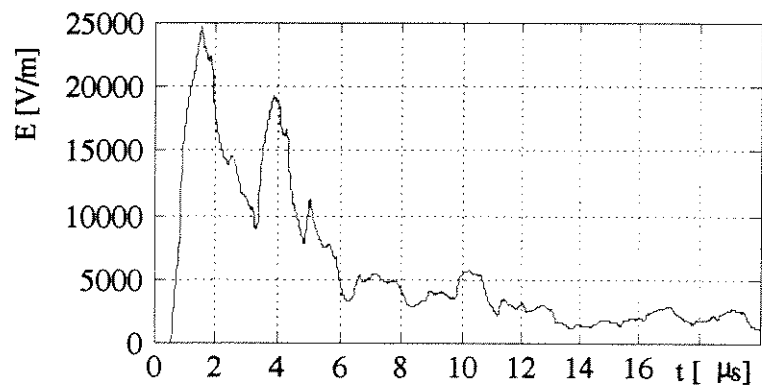


a) Ponto P_1 (10, 2, 12)

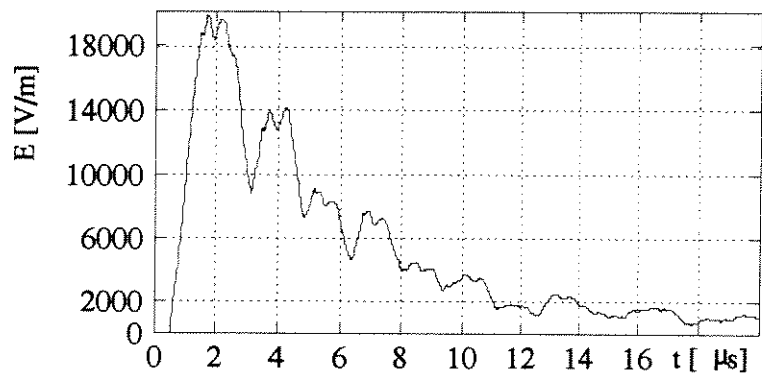


b) Ponto P_3 (2, 22, 12)

Figura 6.21: Módulo do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_1 e P_3 .



a) Ponto P5 (2, 2, 0)



b) Ponto P7 (6,12, 6)

Figura 6.22: Módulo do Campo Elétrico calculado (estrutura simples) em P_5 e P_7 .

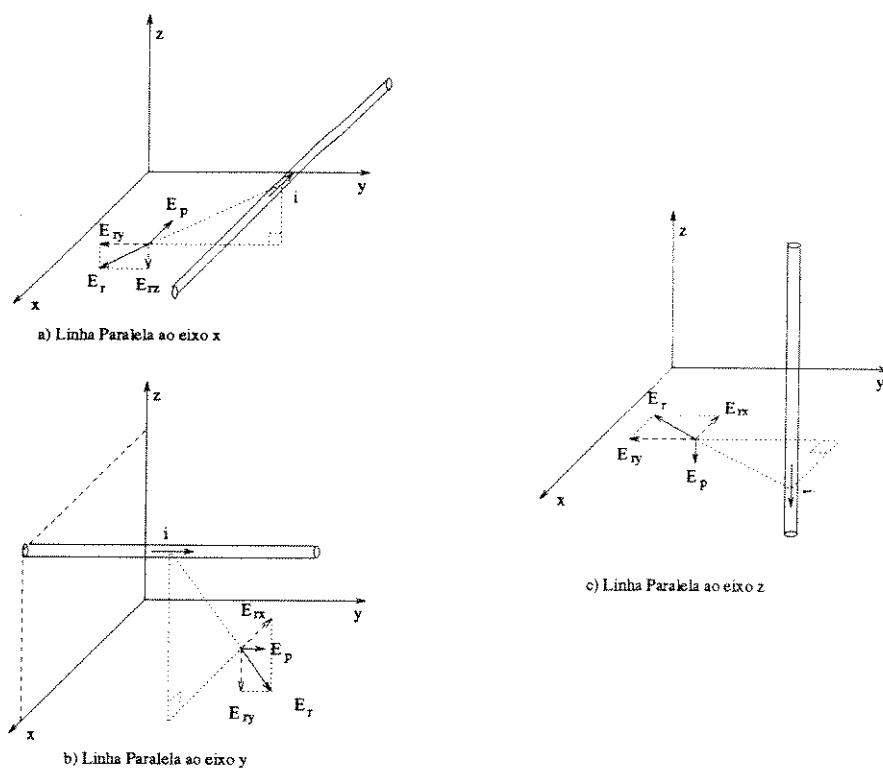


Figura 6.23: Projeção das componentes Radial e Longitudinal do Campo.

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \text{No ponto } P_1 \\
 E_{xb} \simeq E_{xa} \\
 E_{yb} < E_{ya} \\
 E_{zb} \simeq E_{za} \\
 \text{No ponto } P_3 \\
 E_{xb} \gg E_{xa} \\
 E_{yb} < E_{ya} \\
 E_{zb} \simeq E_{za} \\
 \text{No ponto } P_5 \\
 E_{xb} < E_{xa} \\
 E_{yb} < E_{ya} \\
 E_{zb} \simeq E_{za} \\
 \text{No ponto } P_7 \\
 E_{xb} > E_{xa} \\
 E_{yb} \simeq E_{ya} \\
 E_{zb} < E_{za}
 \end{array} \right.$$

onde: índice a - para estrutura completa
índice b - para estrutura simples

- Comparando agora o pico do módulo do campo elétrico para os dois casos (Figuras 6.13, 6.14, 6.17, 6.18 com 6.21 e 6.22, verifica-se que para o ponto P_1 o pico é praticamente o mesmo para ambos os casos. Já para os demais pontos, é maior para o caso da estrutura mais simples. Em todos os pontos pode-se verificar ainda que o tempo de decaimento de campo para o caso da estrutura completa é maior.
- As componentes E_z dos campos calculados para os pontos localizados no solo da estrutura são gerados somente pelas linhas verticais e são devidos somente pelas componentes longitudinais do campo (equação 5.2). Isto pode facilmente ser visto pelas Figuras 6.23.a e 6.23.b.
- Já para os pontos localizados no tópo, as componentes E_z são devidas a somente projeções do campo radial devido à imagem das linhas horizontais.
- Em todos os pontos, os campos se apresentam com oscilações que são devido às sucessivas reflexões de corrente ao longo da estrutura.

Capítulo 7

CONCLUSÃO GERAL

7.1 Conclusão

Foi realizado um estudo do comportamento da distribuição de corrente em estruturas treliçadas e do respectivo campo eletromagnético gerado. Este estudo abrangeu tanto o caso mais simples (estrutura como apenas um cabo aterrado) quanto casos mais complexos (estrutura formada por várias linhas de transmissão).

Como o objetivo deste trabalho foi o de fornecer uma ferramenta de trabalho que permitisse a predição do comportamento de corrente e do campo, não foi parte deste trabalho usar um modelamento da corrente de retorno do raio mais próximo do modelo real. O capítulo 2 apresentou uma breve discussão dos possíveis modelos de corrente de retorno a serem adotados.

Este trabalho apresentou a técnica numérica TLM aplicada a uma linha de transmissão e mostrou ser esta técnica bastante satisfatória para o caso. Os resultados puderam ser validados teórica e experimentalmente, considerando vários casos.

No início do trabalho utilizou-se as expressões de campo elétrico desenvolvidas por Uman [15]-[25] e foram analisados vários casos similares aos realizados por ele. Apesar dos resultados se apresentarem satisfatórios quando comparados aos dele, não foi possível obter resultados coerentes quando aplicados a outros casos e cujas medições foram realizadas em laboratório. Foi então necessário o desenvolvimento de novas expressões para o campo elétrico e magnético [31].

Foi apresentada uma expressão para o cálculo do campo elétrico devido a uma antena linear no domínio do tempo partindo das expressões de Maxwell [51]. Foi desenvolvido um programa computacional com o propósito de calcular tal campo, no qual foi

considerado uma antena disposta em uma posição genérica. Os resultados das simulações apresentadas no capítulo 6 mostraram ser esta expressão válida, considerando dois casos os quais foram também medidos em laboratório [61]. Em seguida, foram feitas várias simulações considerando uma estrutura de proteção mais complexa e o campo elétrico calculado para vários pontos interna e externamente à ela.

Para todos os casos de cálculo de campo apresentados aqui, o efeito da corrente de retorno não foi levado em consideração, apesar desta possuir grande relevância, como mostrado na referência [7].

Este trabalho pôde ainda ser aplicado a outros casos, cujos resultados são mostrados em publicações de congressos [5], [6], [7], [8] e [9]. No capítulo 3, seção 3.5 foi mostrado ainda uma outra importante aplicação da técnica TLM; o caso de indução de campo elétrico em linhas de transmissão devido a fontes externas, como o caso de campos originados por uma descarga próxima às estruturas de proteção [8].

Um outro caso considerado foi o de uma descarga em cabos guarda de linhas de transmissão de alta tensão [9].

O fato de ter sido mostrado neste trabalho o caso de somente estruturas constituídas por linhas paralelas a um dos eixos de coordenadas cartesianas, foi devido às notáveis facilidades de análise. O artigo [6] mostra resultados onde foi considerado linhas não paralelas aos eixos.

Com este trabalho foi possível analisar uma importante área da Engenharia de Proteção. Com os resultados de simulações, pode-se verificar se uma estrutura de proteção desempenha realmente sua finalidade, e no caso negativo, através de sucessivas mudanças na geometria permite-se chegar à melhor disposição da mesma, sempre buscando minimizar a ação de campos nos equipamentos situados em seu interior.

7.2 Futuras implementações

Apesar deste trabalho permitir importantes análises da interação raio-sistemas de proteção em treliças, ele ainda representa um modelo que poderia sofrer vários aperfeiçoamentos no futuro. Dentre as quais pode-se citar:

1. Os parâmetros de uma linha de transmissão: As expressões para o cálculo da indutância e da capacitância são aplicáveis somente à linhas dispostas horizontalmente. Com isso, o cálculo das impedâncias características de linhas de transmissão

dispostas na diagonal fica comprometido - essas linhas possuem Z_c variáveis com a altura ¹.

2. Parâmetros não lineares de uma linha de transmissão: Não foram considerados aqui os efeitos corona e pelicular.
3. O acoplamento entre linhas não foram consideradas neste trabalho.
4. Para o cálculo do campo, não foram levadas em consideração nenhum efeito de reflexão, tais como as ocorridas em estruturas de concreto, de forma que para o modelamento de uma edificação surge a necessidade de tais considerações.

¹Embora a impedância característica de uma linha de transmissão seja independente do comprimento, o sentido desta expressão (Z_c) não significaria "impedância característica" de uma linha de transmissão.

REFERÊNCIAS

- [1] Sowa, A.W.; "*Lightning Overvoltages in Simple Arrangements of Unshielded Cables*"; Int. Symp. EMC, pp. 659-662, Nagoya, Dec. 1989
- [2] Sowa, A.W.; "*LEMP Within the Buildings During a Direct Strikes*"; International Wroclaw Symposium on EMC, Poland, 1990
- [3] Sowa, A.W.; "*Lightning Overvoltages in Wires Within the Buildings*"; IEEE - Int. Symposium on EMC, N.J., EUA, 1991
- [4] Sowa, A.W.; "*Surge Current Distribution in Building During a Direct Lightning Stroke*"; IEEE - Int. Symposium on EMC, N.J., EUA, 1991
- [5] Mattos, M.A.F. and Caixeta, G.P.; "*Cálculo do Campo Elétrico Gerado por Correntes no Sistema de Proteção de Prédios*"; II Encontro sobre Proteção Elétrica do STB, TELEBRÁS, Brasília, D.F., outubro, 1991
- [6] Mattos, M.A.F. and Caixeta, G.P.; "*Interaction Structure-Lightning and the Generated Electromagnetic Fields*"; Int. Symp. on EMC, Beijing, China, May 1992
- [7] Mattos, M.A.F. and Caixeta, G.P.; "*Campo Eletromagnético devido a Sobreensão em Estruturas Treliçadas*"; Simpósio de Eletromagnetismo Aplicado, Belo Horizonte, M.G., Junho, 1992
- [8] Mattos, M.A.F. and Caixeta, G.P.; "*Lightning Induced Current on a Building Wiring System*"; Int. Conf. on Lightning Protection - ICLP, Germany, Sep. 1992
- [9] Caixeta, G.P. e Mattos, M.A.F.; "*Simulação Numérica da Interação de Descargas Atmosféricas em Cabos Guarda de Linhas de Transmissão e o Campo Eletromagnético Gerado*"; XII Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica, Recife, PE., outubro, 1993
- [10] Cristina S. and Orlandi A.; "*EMC Effects of the Lightning Protection System: Shielding Properties of the Roof-Grid*"; IEEE Int. Symposium, N.J., EUA - EMC, 1991

- [11] **Cristina S., D'Amore and Orlandi A.**; "*The Electromagnetic Environment in a Structure Struck by Lightning*"; Int. Symp. EMC, pp. 670-675, Nagoya, Dec., 1989
- [12] **Geri A. and Veca, G.M.**; "*A Complete Lightning Protection System Simulation in the EMI Analysis*"; IEEE - Int. Symposium on EMC, N.J., EUA, 1991
- [13] **Casinovi G., Geri A. and Veca G.M.**; "*Magnetic Field Map Around a Wall with a Complete Lightning Protection System*"; IEEE - Trans. on Magnetics, Vol.25, N°. 4, July, 1989
- [14] **Geri A. and Veca, G.M.**; "*Magnetic Field Generated by Lightning Protection System*"; J. Appl. Phys., Vol 63, N°. 8, 15 April 1988
- [15] **Master, M.J. at all**; "*Calculations of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Fields Above Ground*"; J.Geophysical Research, Vol 86, N° C12, December, 1981
- [16] **Uman, M.A. at all**; "*The Electromagnetic Radiation from a Finite Antenna*"; A.J.P., Vol. 43, January, 1975, pp.33-38
- [17] **Rubinstein, M. and Uman, M.A.**; "*Methods for Calculating the Electromagnetic Fields from a Known Source Distribution: Application to Lightning*"; IEEE - Trans. on EMC, Vol. 31, N°. 2, may, 1989
- [18] **Uman M.A.**; "*Lightning*"; McGraw-Hill, 1969
- [19] **Lin Y.T., Uman M.A. and Standler R.B.**; "*Lightning Return Stroke Models*"; J.Geophysical Research, Vol.85, N° C3, pp.1571-1583, March, 1980
- [20] **Lin Y.T., at al.**; "*Characterization of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Fields From Simultaneous Two-Station Measurements*"; J.Geophysical Research, Vol.84, N° C10, pp. 6307-6314, October, 1979
- [21] **Uman M.A. at al.**; "*Electric Field Intensity of the Lightning Return Stroke*"; J.Geophysical Research, Vol.78, N° 18, pp.3523-3529, June, 1973
- [22] **Mclain D.K. and Uman M.A.**; "*Exact Expression and Moment Approximation for the Electric Field Intensity of the Lightning Return Stroke*"; J.Geophysical Research, Vol.76, N° 9, pp.2101-2105, March, 1971
- [23] **Uman M.A. and Mclain D.K.**; "*Lightning Return Stroke Current from Magnetic and Radiation Field Measurements*"; J.Geophysical Research, Vol.75, N° 27, pp.5143-5147, September, 1970
- [24] **Uman M.A. and Mclain D.K.**; "*Radation Field and Current of the Lightning Stepped Leader*"; J.Geophysical Research, Vol.75, pp.1058-1066, 1970
- [25] **Uman M.A. and Mclain D.K.**; "*Magnetic Field of Lightning Return Stroke*"; J.Geophysical Research, Vol.74, N° 28, pp.6899-6910, December, 1969

- [26] **Orville R.E.**; "*Spectrum of the Lightning Stepped Leader*"; J.Geophysical Research, Vol.73, N° 22, pp.6999-7008, November, 1968
- [27] **Weidman C.D. and Krider E.P.**; "*The Fine Structure of Lightning Return Stroke Wave Forms*"; J.Geophysical Research, Vol 83, N° C12, pp. 6239-6247, December, 1981
- [28] **Mattos, M.A.F.**; "*Calculation of the Lightning Induced Voltage on Overhead Transmission Line*"; Int. Symp. EMC, N.J., EUA, Aug. 1991
- [29] **Mattos, M.A.F. and Christopoulos C.**; "*A Model of the Lightning Channel, Including Corona, and Prediction of the Generated Electromagnetic Fields*"; J. Phys. D. 23, pp. 40-46, 1990
- [30] **Mattos, M.A.F. and Christopoulos C.**; "*A Nonlinear Transmission Line Model of the Lightning Return Stroke*"; IEEE Trans. EMC, Vol. 30, No. 3, pp. 401-406, Aug. 1988
- [31] **Mattos, M.A.F. and E.Ramirez**; "*Calculation of the Electromagnetic Fields of a Linear Antenna*"; Notas, (a ser submetido ao IEEE Trans. on EMC)
- [32] **Zeddam, A. Leteinturier C. and Degaugue P.**; "*Rise Time of Currents Induced on Telecommunication Cables by a Lightning Discharge*"; Int. Wroclaw Symp. on EMC, Poland, 1990
- [33] **Johns, P.B.**; "*Numerical Modelling by the TLM Method*"; Depart. of Electrical and Electronic Eng., Univ. of Nottingham, notes
- [34] **Akhtarzad S. and Johns, P.B.**; "*Solution of Maxwell's Equations in Three Space Dimensions and Time by the T.L.M. Method of Numerical Analysis*"; Proc. IEE, Vol. 122, N°. 12, pp. 1344-1348, December, 1975
- [35] **Johns, P.B.**; "*The Solution of Inhomogeneous Waveguide Problems Using a Transmission-Line Matrix*"; IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-22, N°. 3, pp. 209-215, March, 1974
- [36] **Taylor C.R.B. and Johns P.B.**; "*On the Construction and Numerical Solution of Transmission-Line and Lumped Network Models of Maxwell's Equations*"; Int. Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 15, pp. 13-30, 1980
- [37] **Johns, P.B.**; "*Application of the Transmission-Line-Matrix Method to Homogeneous Waveguides of Arbitrary Cross-Section*"; Proc. IEE, Vol. 119, N°. 8, pp. 1086-1091, August, 1972
- [38] **Johns, P.B. and Beurle R.L.**; "*Numerical Solution of 2-Dimensional Scattering Problems Using a Transmission-Line Matrix*"; Proc. IEE, Vol. 118, N°. 9, pp. 1203-1208, September, 1971

- [39] **Johns, P.B.**; "*A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method*"; IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-35, N^o. 4, pp. 370-377, April, 1987
- [40] **Naylor P., Christopoulos C. and Johns, P.B.**; "*Coupling Between Electromagnetic Fields and Wires Using Transmission-Line Modelling*"; Proc. IEE, Vol. 134, Pt.A, N^o. 8, pp. 679-686, September, 1987
- [41] **Akhtarzad S. and Johns, P.B.**; "*Generalised Elements for T.L.M. Method of Numerical Analysis*"; Proc. IEE, Vol. 122, N^o. 12, pp. 1349-1352, December, 1975
- [42] **Hofer W.J.R.**; "*The Transmission-Line Matrix Method - Theory and Applications*"; IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-33, N^o. 10, pp. 882-893, October, 1985
- [43] **Kuffel, E. and Zaengl, W.S.**; "*High Voltage Engineering*"; 1984
- [44] **M.J. Master, et al.**; "*Calculations of Lightning Return Stroke Electrical and Magnetic Fields Above Ground*"; JGR, Vol 86, n C12, pp. 12127-12132, Dec. 1981
- [45] **Y.T.Lin, et al.**; "*Lightning Return Stroke Models*"; JGR, Vol 85, No. C3, pp. 1571-1583, Mar 1980
- [46] **Wagner, C.F. and Hileman A.R.**; "*A New Approach to Calculation of Lightning Performance of Transmission Lines-II*"; AIEE Trans. pt III (Power Apparatus and Systems), Vol. 78, Dec. 1959
- [47] **Kraus and Carver**; "*Eletromagnetismo*"; 2^a edição, Guanabara Dois, 1978
- [48] **Sargent, M.A. and Darveniza, M.A.T.**; "*Tower Surge Impedance*"; IEEE - Trans. on P.A.S. vol. PAS-88, N^o 5, May 1969
- [49] **Golde R.H.**; "*Lightning*"; Vol.1, Academic Press, 1977
- [50] **Viemeister P.E.**; "*The Lightning Book*"; The MIT Press, 1972
- [51] **Mattos M.A.F.**; "*Numerical Simulation of the Lightning Return Stroke*"; Ph.D. Thesis, Nottingham, December, 1988
- [52] **Department of Defense, USA**; "*Lightning Qualification Test Techniques for Aerospace Vehicles and Hardware*"; June, 1980
- [53] **Klaus Ragaller**; "*Surges in High-Voltage Networks*"; BBC Brown Boveri, Plenum Press, N.Y.
- [54] **Cheng D.K.**; "*Field and Waves Electromagnetics*"; Addison-Wesley, 2^a Edition
- [55] **Ramo S., Whinnery J.R. and Van Duzer T.**; "*Fields and Waves in Communication Electronics*"; 2^a Edition, John Wiley and Sons
- [56] **Balanis C.A.**; "*Advanced Engineering Electromagnetics*"; John Wiley and Sons

- [57] **Balanis C.A.**; "*Antenna. Theory, Analysis and Design*"; Harper and Row Publ., N.Y., 1982
- [58] **Hayt Jr. W.H.**; "*Eletromagnetismo*"; 3ª Edição, L.T.C.
- [59] **Convênio ELETROBRÁS/UFSM**; "*Curso de Eng. em Sist. Elétricos de Potência - Série P.T.I.*"; Teoria das Linhas de Transmissão, Vol. I/II, 2ª Edição
- [60] **Bewley L.V.**; "*Traveling Waves on Transmission Lines Systems*"; General Electric Co., Dover Publ., N.Y.
- [61] **Panicali A.R. e Mattos M.A.F.**; "*Medições de Corrente e Campo Elétrico em Linhas*"; Notas de Experimentos Realizados em Laboratório do CPqD/TELEBRÁS, Campinas, Outubro, 1991.