



Universidade Estadual de Campinas

Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Departamento de Sistemas e Controle de Energia

SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS EM ESTRUTURAS DE PROTEÇÃO VISANDO ANÁLISES DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA

Geraldo Peres Caixeta

Engenheiro Eletricista
Mestre em Engenharia Elétrica

Prof. Dr. José Pissolato Filho

Orientador

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

Banca Examinadora

Prof. Dr. José Pissolato Filho – UNICAMP/FEEC
Prof. Dr. Carlos Rodrigues de Souza – UNICAMP/FEEC
Profa. Dra. Francisca Aparecida de Camargo Pires – UNICAMP/FEEC
Prof. Dr. José Roberto Cardoso – USP
Prof. Dr. José Osvaldo Saldanha Paulino – UFMG

Campinas, 27 de abril de 2000

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por Geraldo Peres Caixeta e aprovada pela Comissão Julgadora em 27/04/00. J.P.F.

UNIDADE	BC
Nº CHAMADA	T/UNICAMP
	C124s
V	
TERMO	48380
Nº DE	06-837102
	C <input type="checkbox"/> D <input type="checkbox"/> F <input type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	18/04/02
1º CPD	

BIBID. 238366

CM00165614-5

ii

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

C124s

Caixeta, Geraldo Peres

Simulação computacional de descargas atmosféricas em estruturas de proteção visando análise de compatibilidade eletromagnética / Geraldo Peres Caixeta. --Campinas, SP: [s.n.], 2000.

Orientador: José Pissolato Filho.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Compatibilidade eletromagnética. 2. Interferência eletromagnética. 3. Campos eletromagnéticos. 4. Transitórios - Eletricidade. 5. Raio. 6. Sistemas de energia elétrica - Proteção. 7. Cálculos numéricos - Programas de computador. I. Pissolato Filho, José. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

Resumo

Este trabalho apresenta o estudo da proteção contra descargas atmosféricas através da simulação computacional do transitório de corrente e do campo eletromagnético resultante. Foi necessário o desenvolvimento de uma nova expressão analítica de cálculo do campo eletromagnético (em coordenadas Cartesianas) devido à generalidade das possíveis configurações de uma estrutura. O processo de simulação é composto de quatro fases seqüenciais, as quais foram incluídas em um mesmo programa de computador, escrito em linguagem Fortran. Na primeira fase, a corrente de retorno de uma descarga atmosférica foi modelada como uma linha de transmissão disposta na vertical, ligando a fonte (nuvem) à terra (ou à uma estrutura de proteção). Na segunda fase, a estrutura de proteção foi modelada como sendo constituída de cabos interconectados em geometrias quaisquer, conectada ao canal do raio e à malha de aterramento. Na terceira fase, a malha de aterramento foi modelada também como sendo constituída de cabos interconectados. Na última fase, foi aplicada a expressão de cálculo do campo eletromagnético resultante do transitório de corrente de todo o processo mencionado. Na simulação da expressão de cálculo do campo, cada segmento dos cabos (ou linhas) foi considerado como um pequeno dipolo e o método das imagens foi adotado.

A técnica TLM (Transmission Line Modelling) mostrou ser a melhor opção na simulação do transitório de corrente, uma vez que para cada cabo (considerado como uma linha de transmissão), foi possível adotar essa técnica em apenas uma dimensão. Este artifício não é possível em outras técnicas numéricas, como em diferenças finitas, em elementos finitos ou no método dos momentos, sendo nestes casos, necessária a discretização de todo o espaço, além de incorrer em problemas de condições de contorno.

Na simulação do campo eletromagnético, foi adotada a técnica de diferenças finitas na nova expressão desenvolvida. Uma grande vantagem de se poder trabalhar com a expressão analítica, é o fato de não se ter que discretizar todo o espaço em volta do sistema simulado, podendo obter resultados de campos em pontos específicos do sistema de coordenadas Cartesianas.

20216181

Abstract

This work presents the study of protection against lightning through current transitory computational simulation and electromagnetic field results. The development of a new analytical expression of calculation for the electromagnetic field was necessary (in Cartesian coordinates) due to the generality of the possible configurations of a structure. The process of simulation is composed of four phases, which were included in the same computer program, written in the Fortran language. In the first phase, the lightning return current was modeled as a transmission line arranged in the vertical axis, connecting the source (cloud) to the earth (or to a protection structure). In the second phase, the protection structure was modeled as cables interconnected in any geometry, connected to the lightning channel and then to the ground mesh. In the third phase, the ground mesh was also modeled as interconnected cables. In the last phase, the electromagnetic field calculation expression of the transitory of current of the whole process mentioned was applied. In the simulation of the expression of the field calculation each segment of the cables (or lines) was considered as small dipoles and the image method was adopted.

Transmission Line Modeling TLM showed to be the best option in the current transitory simulation, once for each cable (considered as a transmission line), which permitted the adoption of that technique in one dimension. This artifice cannot be used in other numeric techniques, for example in the finite differences method. In finite elements, or the Moment method, the discretization of all the space is necessary, although problems of contour conditions occur.

In the simulation of the electromagnetic field, the finite differences were adopted with a new developed expression. The advantage of this solution is to work with the analytical expressions and the fact of not having to completely discretize the space around the simulated system.

Agradecimentos

Este trabalho não teria sido possível sem a ajuda de muitas contribuições de forma direta ou indireta, de pessoas às quais dedico este trabalho. Gostaria de expressar aqui, meu muito obrigado ao Professor José Pissolato Filho, não só pela orientação, mas também pela amizade, profissionalismo e seriedade nos momentos adequados nesses anos de convivência. Meu muito obrigado ao meu pai e à minha mãe por sempre acreditarem e sempre incentivarem minha profissão. Não poderia deixar de agradecer também, ao meu amigo irmão, Gilson, Paula (sua esposa) e Pedro Henrique, pelos incentivos e constantes inspirações. Obrigado também ao Reinaldo e ao Leonardo pela amizade e constantes ajudas e à Marina, pelas discussões, amizade e força. De uma maneira geral, gostaria de agradecer também aos amigos do DSCE, pelas discussões durante os cafezinhos no CABS. Este trabalho teve o suporte financeiro da CAPES.

Sumário

<u>Resumo</u>	iii
<u>Abstract</u>	iv
<u>Agradecimentos</u>	v
<u>Sumário</u>	vi
<u>Lista de Figuras</u>	viii
<u>Capítulo 1: Introdução</u>	1
<u>1.1 Métodos Computacionais</u>	1
<u>1.2 Visão geral</u>	3
<u>Capítulo 2: Modelagem</u>	4
<u>2.1 Introdução</u>	4
<u>2.2 Técnica numérica TLM</u>	4
<u>2.3.1 Parâmetros de uma linha de transmissão</u>	9
<u>2.3.2 Equacionamento TLM ao longo de uma linha</u>	12
<u>2.3.3 Equacionamento TLM nos contornos</u>	14
<u>2.4 Equacionamento TLM de Campos induzidos em LT</u>	17
<u>2.5 Contorno contendo múltiplas LTs</u>	20
<u>2.6 Modelagem de uma estrutura de proteção</u>	22
<u>2.6.1 Resistência de aterramento</u>	24
<u>2.7 Modelagem da descarga atmosférica</u>	28
<u>2.7.1 Modelagem da Corrente de Retorno</u>	29
<u>Capítulo 3: Campo Eletromagnético no Domínio do Tempo</u>	36
<u>3.1 Introdução</u>	37
<u>3.2 Vetor potencial magnético (\vec{A})</u>	40
<u>3.3 Intensidade de campo magnético (\vec{H})</u>	42

3.4	<u>Campo Elétrico (\vec{E})</u>	44
<u>Capítulo 4: Estudo de casos</u>		53
4.1	<u>Introdução</u>	53
4.2	<u>Campo eletromagnético aplicando TLM diretamente</u>	53
4.2.1	<u>Resultados</u>	53
4.3	<u>Simulação da Corrente de Retorno</u>	57
4.3.1	<u>Resultados</u>	59
4.4	<u>Campo eletromagnético em uma Central de Telecomunicação</u>	64
4.4.1	<u>Resultados</u>	64
4.5	<u>Estudo de campo eletromagnético em diferentes configurações</u>	76
4.5.1	<u>Resultados</u>	76
<u>Capítulo 5: Conclusões</u>		85
5.1	<u>Trabalhos futuros</u>	86
<u>Referências Bibliográficas</u>		87

Lista de Figuras

<u>Figura 2.1 Modelo discretizado de Huygens e o equivalente TLM.</u>	5
<u>Figura 2.2 Linha de transmissão com parâmetros distribuídos.</u>	8
<u>Figura 2.3 Nó j de uma linha e o Equivalente Thevenin.</u>	12
<u>Figura 2.4 Terminal de uma linha com resistência de aterramento.</u>	14
<u>Figura 2.5 Terminal de uma linha alimentado por uma fonte.</u>	16
<u>Figura 2.6 Indução de campo em linhas de transmissão.</u>	18
<u>Figura 2.7 Modelo de uma linha de transmissão com fontes induzidas.</u>	18
<u>Figura 2.8 Linha terminada em várias outras linhas.</u>	20
<u>Figura 2.9 Equivalente Thevenin no contorno de múltiplas linhas.</u>	21
<u>Figura 2.10 “n” condutores na horizontal, sobre um solo perfeitamente condutor.</u>	23
<u>Figura 2.11 Haste aterrada verticalmente.</u>	25
<u>Figura 2.12 Circuito equivalente de uma haste de aterramento.</u>	27
<u>Figura 2.13 Modelo discretizado de uma L.T. para o canal do raio.</u>	30
<u>Figura 2.14 Equivalente Thevenin do segmento “j” da linha.</u>	31
<u>Figura 2.15 Equivalente Thevenin do segmento “j + 1” da linha.</u>	32
<u>Figura 2.16 Intensidade de corrente resultante.</u>	35
<u>Figura 3.1 Linha de Transmissão disposta em geometria arbitrária.</u>	38
<u>Figura 4.1 Estrutura de proteção contra descargas atmosféricas.</u>	54
<u>Figura 4.2 Fonte e transitório de corrente na estrutura de proteção.</u>	55
<u>Figura 4.3 Componentes do campo elétrico no ponto P(10; 30; 5).</u>	55
<u>Figura 4.4 Campo elétrico simulado por TLM e pelas expressões, no ponto P(10;30;5).</u>	56
<u>Figura 4.5 Intensidade de campo magnético simulado por TLM e pelas expressões.</u>	57
<u>Figura 4.6 Sistema de proteção contra descargas atmosféricas de uma estrutura.</u>	58
<u>Figura 4.7 Corrente de retorno de um raio que atinge um vértice da estrutura.</u>	59
<u>Figura 4.8 Campo eletromagnético na ausência da estrutura, no solo a 3 km do raio.</u>	60
<u>Figura 4.9 Transitório de corrente nos cabos C2, C6 e C10.</u>	61

<u>Figura 4.10 Campo eletromagnético no ponto P(10;20;20).</u>	62
<u>Figura 4.11 Campo eletromagnético sem o canal do raio, no ponto P(10;20;20).</u>	63
<u>Figura 4.13 Intensidade de corrente que atinge o ponto “B” da estrutura.</u>	65
<u>Figura 4.12 Sistema de proteção contra descargas atmosféricas em uma central de telecomunicações.</u>	66
<u>Figura 4.14 Campo eletromagnético para o caso 1.</u>	68
<u>Figura 4.15 Campo eletromagnético em coordenadas Cartesianas, para o caso 1.</u>	69
<u>Figura 4.16 Campo eletromagnético para o caso 2.</u>	70
<u>Figura 4.17 Campo eletromagnético em coordenadas Cartesianas, para o caso 2.</u>	71
<u>Figura 4.18 Campo eletromagnético para o caso 3.</u>	72
<u>Figura 4.19 Campo eletromagnético para o caso 4.</u>	73
<u>Figura 4.20 Campo elétrico no ponto P(9;9;5), para o caso 2.</u>	75
<u>Figura 4.21 Estrutura de proteção para o caso 1.</u>	77
<u>Figura 4.22 Estrutura de proteção para os casos 2 e 3.</u>	78
<u>Figura 4.23 EPDA para o caso 4.</u>	79
<u>Figura 4.24 Campo elétrico no ponto $P_1(5, 5, 5)$ para os 4 casos.</u>	79
<u>Figura 4.25 Intensidade de campo magnético no ponto $P_1(5, 5, 5)$ para os 4 casos.</u>	80
<u>Figura 4.26 Campo elétrico no ponto $P_2(15, 20, 0)$ para os 4 casos.</u>	81
<u>Figura 4.27 Intensidade de campo magnético no ponto $P_2(15, 20, 0)$ para os 4 casos.</u>	82
<u>Figura 4.28 Campo elétrico no ponto $P_3(5, 5, 15)$ para os 4 casos.</u>	82
<u>Figura 4.29 Intensidade de campo magnético no ponto $P_3(5, 5, 15)$ para os 4 casos.</u>	83
<u>Figura 4.30 Campo elétrico no ponto $P_4(10, 20, 15)$ para os 4 casos.</u>	84
<u>Figura 4.31 Intensidade de campo magnético no ponto $P_4(10, 20, 15)$ para os 4 casos.</u>	84

Capítulo 1: Introdução

O estudo da proteção contra descargas atmosféricas tem evoluído muito nos últimos anos, graças à concomitante evolução tecnológica dos computadores e por isso mesmo, devido à necessidade cada vez maior de proteção de equipamentos eletro-eletrônicos cada vez mais sensíveis a interferências eletromagnéticas (IEM). Os aspectos de compatibilidade eletromagnética (CEM) consistem na habilidade de um sistema funcionar adequadamente em sua faixa eletromagnética sem gerar interferências que possam causar danos ou mesmo o mal funcionamento em outros sistemas. Isto inclui uma ampla faixa de estudos, como a proteção humana, a proteção de equipamentos da área de microeletrônica, como os circuitos impressos, passando pela eletrônica – principalmente os sistemas de telecomunicações – até equipamentos elétricos de grande porte, os quais utilizam cada vez mais circuitos eletrônicos para o seu controle. Desta forma, o conhecimento do comportamento de uma descarga atmosférica que atinge uma estrutura de proteção, principalmente o perfil de campo eletromagnético associado, auxiliaria sobremaneira o estudo da proteção contra interferências eletromagnéticas em tais sistemas.

O objetivo deste trabalho consiste na modelagem de uma descarga atmosférica típica e de sua interação com estruturas de proteção e, principalmente no cálculo do campo eletromagnético associado, servindo como uma ferramenta em projetos de proteção de sistemas eletro-eletrônicos, visando a compatibilidade eletromagnética (CEM). Este trabalho é uma continuação do trabalho de mesma autoria, desenvolvido durante o curso de mestrado [1]. Como a dificuldade de obter resultados experimentais é muito grande, além de onerar custos e tempo, a simulação de processos envolvendo o eletromagnetismo, utilizando métodos computacionais tem mostrado ser a melhor opção.

1.1 Métodos Computacionais

As técnicas computacionais de simulação vêm revolucionando a forma pela qual os problemas eletromagnéticos são analisados. Engenheiros nas diversas áreas que envolvem tais problemas, como em antenas e microondas, conta hoje com importantes e bem sucedidos métodos computacionais a fim de analisar, avaliar e desenvolver novos projetos ou implementar modificações em projetos já elaborados. Apesar da maioria dos problemas eletromagnéticos atuais envolverem a solução de apenas uma ou duas equações diferenciais parciais sujeitas a

certas condições de contorno, muito poucos problemas práticos podem ser resolvidos sem a ajuda de um computador.

Os métodos computacionais destinados a análises de problemas eletromagnéticos, geralmente caem em uma de três categorias: técnicas analíticas, técnicas numéricas ou em sistemas especialistas. As técnicas analíticas adotam simplificações na geometria do problema, a fim de aplicar expressões já consagradas, como as 4 equações de Maxwell. As técnicas numéricas aplicam diretamente equações do problema, sujeitas a condições de contorno da geometria do problema. Os sistemas especialistas não calculam as equações diretamente, ao invés disso, estimam valores para os parâmetros de interesse baseados em regras de um banco de dados.

Existem atualmente vários programas computacionais baseados em técnicas analíticas e são bastante úteis quando as interações eletromagnéticas da configuração em estudo puderem ser antecipadas. No entanto, a maioria dos problemas de compatibilidade eletromagnética é tão imprevisível que essa técnica se torna impraticável. Apesar das técnicas numéricas geralmente requererem mais cálculos computacionais que as técnicas analíticas ou sistemas especialistas, elas são ferramentas poderosas em análises de campos eletromagnéticos. Tal técnica determina a solução de um problema baseado na análise de todo o campo envolvido sem a necessidade de uma pré-análise de quais campos são mais significantes. Quando uma combinação dessas duas técnicas puder ser aplicada, a técnica numérica torna-se menos onerosa e mais simplificada.

Existem vários métodos numéricos em eletromagnetismo aplicados na solução de problemas de campos. Cada um possui características vantajosas (ou limitações) dependendo do tipo de problema a ser analisado. Esses métodos podem ser classificados em grupos genéricos, baseados no domínio da variável desejada (domínio do tempo ou domínio da frequência) e no domínio do operador (equações diferenciais ou equações integrais). Em se tratando análises de transitórios eletromagnéticos, as técnicas diferenciais no domínio do tempo são mais versáteis. A técnica das diferenças finitas no domínio do tempo (DFDT) [2], [3] e TLM (Transmission-Line Modelling) [4] são as mais difundidas ultimamente. Existem vários aspectos similares nessas duas técnicas, apesar da filosofia de modelagem ser diferente. Enquanto em DFDT as equações de Maxwell são aplicadas na forma diferencial, em TLM o princípio de propagação de Huygens é implementado substituindo o espaço por linhas de transmissão interconectadas.

Neste trabalho, a técnica numérica TLM foi aplicada na simulação dos transitórios de corrente e tensão ao longo do canal de um raio, bem como nos cabos de uma estrutura de proteção. A escolha de tal técnica, se deve pela facilidade que a mesma apresenta em se

desenvolver a modelagem, sendo para este caso, necessária apenas uma dimensão espacial para cada cabo pertencente à estrutura. Com o objetivo de redução de cálculo, tempo de processamento e memória, foi desenvolvida uma expressão de forma analítica para o campo eletromagnético em função do tempo, espaço e do transitório de corrente obtido pela técnica TLM.

1.2 Visão geral

O capítulo 2 explora a técnica numérica TLM na modelagem de uma linha de transmissão, determinando as equações de tensão e corrente ao longo de uma linha com seus parâmetros distribuídos. Foram feitas análises de várias possibilidades de terminações da linha. Os parâmetros de uma linha, considerando o solo perfeitamente condutor (condutividade infinita) foram determinados e incorporados na técnica TLM. Em seguida, a modelagem de uma estrutura composta por várias linhas de transmissão interconectadas foi implementada na técnica.

Aproveitando a facilidade de modelagem apresentada pela técnica, foi feita ainda, neste capítulo, a modelagem da indução de campo em cabos ou outras linhas que porventura estejam no interior de uma estrutura de proteção.

A resistência de aterramento foi modelada, considerando a estrutura da malha de aterramento com seus parâmetros distribuídos.

Finalmente, a modelagem de uma descarga atmosférica típica através da corrente de retorno, foi incluída no trabalho, completando assim todo o processo a ser estudado.

No capítulo 3, foi desenvolvido as expressões para o cálculo do campo eletromagnético gerado pelo transitório de corrente em linhas (cabos).

A expressão foi determinada em coordenadas Cartesianas e apresenta as três contribuições de campo: campo próximo (eletrostático, que decai com o cubo da distância, e é função da carga depositada na linha), campo induzido (que decai com o quadrado da distância, e é função direta da corrente que circula na linha), e campo distante (irradiado, que decai com a distância, e é função da taxa de variação da corrente com o tempo). A necessidade de se desenvolver tal expressão se deve pelo fato de uma estrutura de proteção possuir linhas em geometrias genéricas, e não somente linhas paralelas a um dos eixos coordenados. Desta forma, o cálculo dessas três contribuições de campo em um dado ponto, devido a todas as linhas pertencentes a uma estrutura, apresenta uma maior flexibilidade.

No capítulo 4 é mostrada a aplicação de todo o processo de modelagem desenvolvido nos capítulos 2 e 3, considerando várias configurações de estruturas de proteção.

Capítulo 2: Modelagem

2.1 Introdução

“From cave pictures to surrealist art, from models of the atom to models of the universe, all have sought to focus attention on particular ideas for analysis or for communication to other people. ... The methods for analyzing models are changing, and this means that the models we have chosen in the past may not always be the best for the present and future”.— Peter B. Johns [5]

Neste capítulo serão discutidas as técnicas de modelagem aplicadas aos problemas envolvendo a proteção contra descargas atmosféricas. Todo o processo da descarga atmosférica nuvem-terra ou nuvem-estrutura, com os respectivos transitórios de tensão e corrente, foi modelado aplicando a técnica TLM. Os parâmetros incorporados à linha de transmissão modelando a corrente de retorno, como resistência, indutância, capacitância por unidade de comprimento, bem como os parâmetros não uniformes e não lineares, como o efeito corona e pelicular, foram devidamente inseridos na modelagem TLM e descritos a seguir. A estrutura de proteção foi modelada como uma interconexão de linhas de transmissão e seus parâmetros também são descritos em seguida.

2.2 Técnica numérica TLM

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 equações de ondas, baseado no modelo de propagação de onda de Huygens ¹ [6]. Mais tarde esta técnica foi utilizada na solução de equações diferenciais ordinárias, discretizadas no espaço

¹ O princípio de Huygens estabelece 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.

e no tempo [7].

A seguir será mostrada 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 2.1), pode-se representá-lo como linhas de transmissão, contendo unidades de comprimento “ Δz ”. Partindo do princípio de Huygens, supondo um pulso de onda eletromagnética incidindo em um dos nós, a onda se propaga à velocidade da luz e leva um tempo Δt para viajar de um nó a outro.

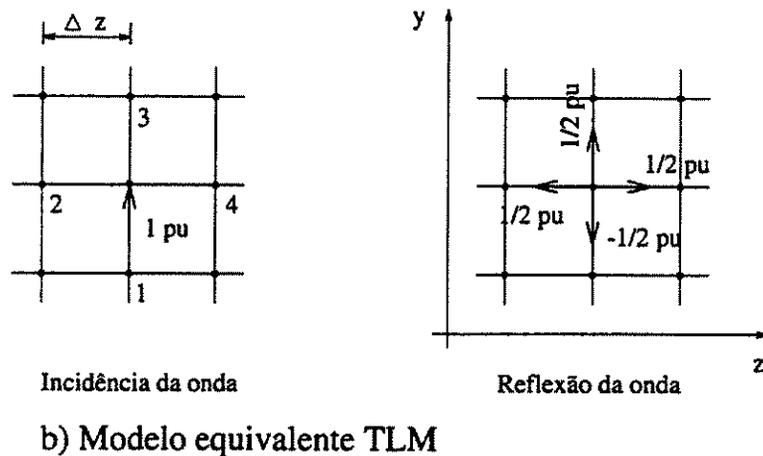
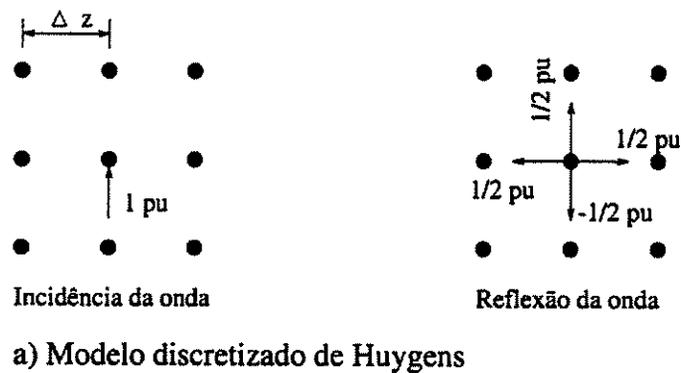


Figura 2.1 Modelo discretizado de Huygens e o equivalente TLM.

Assim, tem-se que:

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c} \quad (2.1)$$

onde “ c ” é a velocidade da luz (aproximadamente $3 \cdot 10^8$ (m/s)).

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 2.1b).

Se considerarmos o modelo equivalente da Figura 2.1b (meio isotrópico substituído por uma malha de linhas de transmissão no plano “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 ($Z_{c1}=Z_{c2}=Z_{c3}=Z_{c4}=Z_c$). Assim, pela Figura 2.1b a impedância vista pela onda de tensão progressiva da linha 1, será o paralelo entre as impedâncias Z_{c2} , Z_{c3} e Z_{c4} , ou seja, $Z_c/3$, o que resulta em um coeficiente de reflexão da onda de tensão dado por:

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

Isto resulta em reflexão da onda de tensão com magnitude de $-0,5pu$ e transmissão aos outros três nós de $0,5pu$ e para a onda de corrente em $0,5pu$ e de $-0,5pu$, respectivamente.

Chamando de $V_{1,n}^d$, $V_{2,n}^d$, $V_{3,n}^d$, $V_{4,n}^d$ as tensões progressivas (diretas) nos nós de 1 a 4 respectivamente em um instante $t = n\Delta t$, as tensões regressivas (inversas) nestes nós em uma linha l no instante $t = (n+1)\Delta t$ serão:

$$V_{l,n+1}^i = \frac{1}{2} \left[\sum_{k=1}^4 V_{k,n}^d - V_{l,n}^d \right] \quad (2.2)$$

ou em forma matricial:

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ V_3^i \\ V_4^i \end{bmatrix}_{n+1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^d \\ V_2^d \\ V_3^d \\ V_4^d \end{bmatrix}_n \quad (2.3)$$

Da Figura 2.1, pode-se verificar que cada tensão refletida de um determinado nó na posição (z,y) torna-se tensão progressiva para o próximo nó, ou seja:

$$\begin{cases} V_{1,n+1}^d(z,y) = V_{3,n+1}^i(z,y-1) \\ V_{2,n+1}^d(z,y) = V_{4,n+1}^i(z-1,y) \\ V_{3,n+1}^d(z,y) = V_{1,n+1}^i(z,y+1) \\ V_{4,n+1}^d(z,y) = V_{2,n+1}^i(z+1,y) \end{cases} \quad (2.4)$$

Estas duas expressões fazem parte da modelagem 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 $f \leq (2\Delta t)^{-1}$ e, caso seja de interesse, a resposta no domínio da frequência pode ser obtido com a aplicação da transformada de Fourier.
- Apesar desta Técnica ter sido inicialmente desenvolvida em malhas de linhas em duas dimensões, mais tarde Johns estendeu o método para 3 dimensões e incluindo o efeito

de perdas e de cargas no dielétrico [8][9][10]. 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 [1].

2.3 Modelagem TLM de uma Linha de Transmissão

Vimos na seção anterior que a técnica TLM nos fornece um meio muito útil na modelagem de linhas de transmissão. Com base nesta técnica será definida inicialmente uma linha de transmissão sob várias condições de contorno.

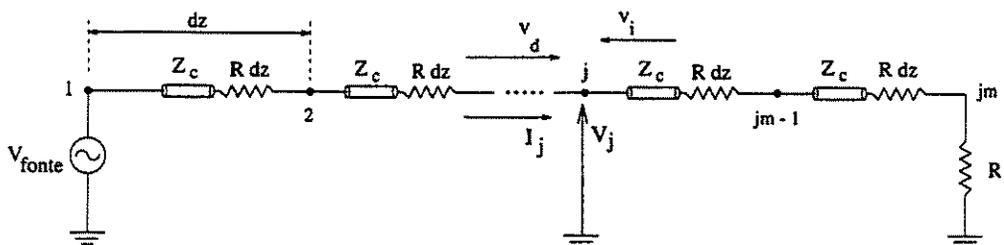


Figura 2.2 Linha de transmissão com parâmetros distribuídos.

Considerando uma linha de transmissão com perdas e com parâmetros discretizados em j_{m-1} ramos de comprimento Δz , conforme Figura 2.2, alimentada por uma fonte de tensão qualquer, pode-se obter o sinal de tensão e corrente em qualquer nó j desta linha.

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.

2.3.1 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 [11]:

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 (C/m). Assim, a capacitância por unidade de comprimento da linha pode ser obtida por [12]:

$$C_h = \frac{2\pi \varepsilon}{\ln\left(\frac{2h}{a}\right)} \text{ (F/m)} \quad (2.5)$$

em que ε é a permissividade dielétrica do meio (F/m).

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 $L = \frac{\varphi}{I}$ [12]

$$L_h = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{2h}{a}\right) \quad (\text{H/m}) \quad (2.6)$$

Impedância de uma Linha de Transmissão horizontal:

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

Onde:

$$\left\{ \begin{array}{l} h \text{ é a altura da linha (m)} \\ a \text{ é o raio da linha (m)} \\ \mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ é a permeabilidade magnética do espaço livre (H/m)} \\ \epsilon = \epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ é a permissividade dielétrica do espaço livre (F/m)} \end{array} \right.$$

Impedância de um cabo vertical:

Considerando um cabo de forma cilíndrica de comprimento z , diâmetro d e a s metros de altura do solo, disposto na vertical, Kuffel propõe a seguinte expressão para a capacitância [11]:

$$C_v = \frac{2\pi \epsilon z}{\ln\left(\frac{2z}{d} \sqrt{\frac{4s+z}{4s+3z}}\right)} \quad (F) \quad (2.8)$$

a indutância própria do cabo é dada por:

$$L_v = \frac{\mu z}{2\pi} \ln\left(\frac{2z}{d} \sqrt{\frac{4s+z}{4s+3z}}\right) \quad (H) \quad (2.9)$$

e a impedância característica do cabo vertical fica:

$$Z_{C_v} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \ln\left(\frac{2z}{d} \sqrt{\frac{4s+z}{4s+3z}}\right) \quad (\Omega) \quad (2.10)$$

É interessante notar que a impedância característica do cabo vertical, supondo que este esteja conectado ao solo ($s = 0$), diminui à medida que se aproxima do solo (considerando z variável a partir de um limite até praticamente zero).

Resistência por unidade de comprimento da linha (R)

Em algumas situações esta resistência pode ser desprezada, uma vez que sua magnitude é da ordem de mili-Ohms. Considerando um fio com secção transversal circular, com raio “a” e condutividade σ (S/m) homogênea, a resistência por unidade de comprimento é dada pela seguinte expressão [13]:

$$R = \frac{1}{\sigma \pi a^2} \quad (\Omega/m) \quad (2.11)$$

Para fins de simulações serão adotadas aqui as seguintes notações:

$n = \frac{t}{dz}$	unidade elementar do instante t (s)
$j = \frac{z}{dz}$	unidade que identifica um determinado nó
j_{m-1}	número de ramos da linha
$V^n = V(0, n dt)$	tensão da 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 em um nó (Ω/m)
R_{in}	resistência interna da fonte alimentadora (Ω)

2.3.2 Equacionamento TLM ao longo de uma linha

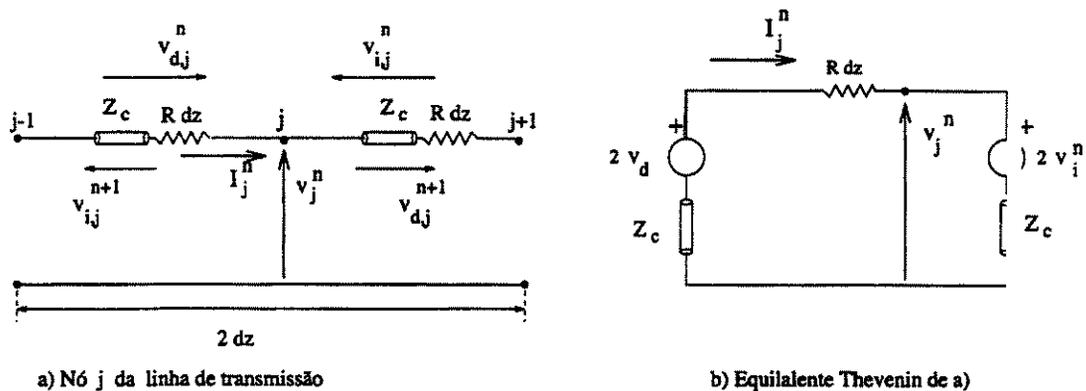


Figura 2.1 Nó j de uma linha e o Equivalente Thevenin.

Através da linha mostrada na Figura 2.2, 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 2.3).

Do circuito da Figura 2.3b, obtém-se as equações para a corrente e tensão no instante

n :

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

$$I_j^n = \frac{2(V_{d,j}^n - V_{i,j}^n)}{2Z_C + R dz} \quad (2.12)$$

Como $V_j^n = V_{d,j}^n + V_{i,j}^n$

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

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

$$V_j^n = 2V_{d,j}^n - \frac{2Z_C + R dz}{2} I_j^n \quad (2.13)$$

E da Figura 2.3a, pode-se obter as equações das tensões direta e inversa:

$$V_{i,j}^{n+1} = V_{j+1}^n - V_{d,j+1}^n \quad (2.14)$$

$$V_{d,j}^{n+1} = V_{j-1}^n - V_{d,j-1}^n - R dz I_{j-1}^n \quad (2.15)$$

Notando também que:

$$V_{d,j}^{n+1} = V_{i,j}^n \quad \text{e} \quad V_{i,j}^{n+1} = V_{d,j}^n$$

Têm-se até aqui as equações de onda em uma linha com perdas (equações 2.12, 2.13, 2.14 e 2.15). 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.

2.3.3 Equacionamento TLM nos contornos

Linha com terminação resistiva R_t As equações obtidas na seção 2.3.2 não se aplicam nos contornos de uma linha, sendo necessário deduzi-las para tal.

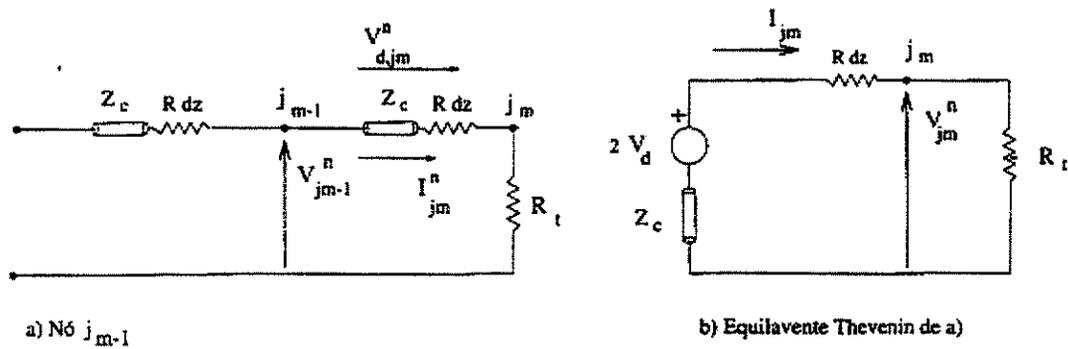


Figura 2.1 Terminal de uma linha com resistência de aterramento.

Da Figura 2.4b pode-se obter as equações para a corrente e tensão no instante $n \Delta t$:

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

$$I_{jm}^n = \frac{2 V_{d,jm}^n}{Z_c + R_t + R dz} \quad (2.16)$$

$$V_{jm}^n = R_t I_{jm}^n \quad (2.17)$$

E da Figura 2.4a pode-se obter as equações para as tensões direta e inversa no instante $(n+1) \Delta t$:

$$V_{d,jm}^{n+1} = V_{jm-1}^n - V_{i,jm-1}^n \quad (2.18)$$

$$V_{i,jm-1}^{n+1} = V_{jm}^n - V_{d,jm}^n \quad (2.19)$$

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 terminação de uma linha com uma determinada resistência. Deve-se observar as seguintes condições:

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, e.

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

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

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

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

2. Se $R_t = Z_C$:

Neste caso a linha está casada, e.

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

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

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

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

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 em curto-circuito, e:

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

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

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

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

Linha alimentada por uma fonte de tensão V:

Da Figura 2.5b pode-se obter:

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

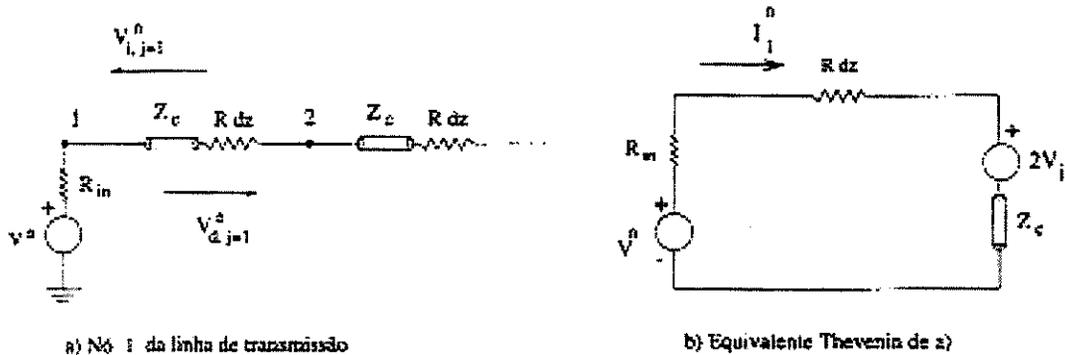


Figura 2.2 Terminal de uma linha alimentado por uma fonte.

$$I_1^n = \frac{V_{j=1}^n - 2V_{i,j=1}^n}{Z_c + R dz + R_{sn}} \quad (2.20)$$

$$V_{j=1}^n = V^n \quad (2.21)$$

E da Figura 2.5a, obtém-se:

$$V_{d,j=1}^{n+1} = V_{j=1}^n \quad (2.22)$$

$$V_{i,j=1}^{n+1} = V_{j=2}^n - V_{d,j=2}^n \quad (2.23)$$

De posse das equações da linha (2.12 - 2.23), pode-se obter a magnitude da tensão e corrente ao longo da linha, em qualquer instante $n \Delta t$.

2.4 Equacionamento TLM de Campos induzidos em LT

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 [14] [12]. Com a técnica TLM pode-se analisar facilmente, a influência da indução de Campos externos em linhas dispostas de uma forma arbitrária [15] [16].

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

Se o campo elétrico 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).

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 2.2 obtendo assim uma nova configuração, como a mostrada na Figura 2.7.

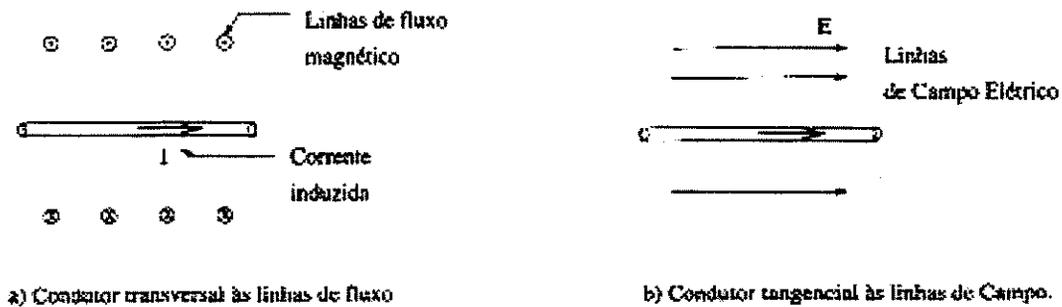


Figura 2.1 Indução de campo em linhas de transmissão.

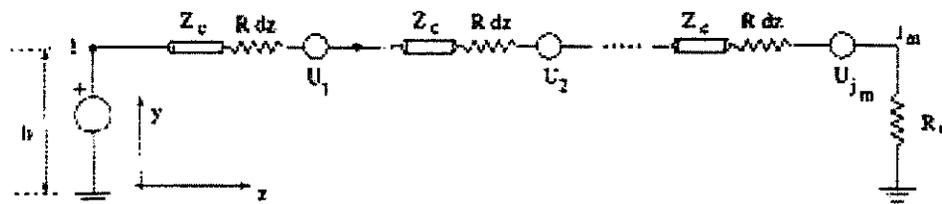


Figura 2.2 Modelo de uma linha de transmissão com fontes induzidas.

A tensão induzida por unidade de comprimento em uma linha horizontal pode ser obtida, aplicando a equação de Laplace, por:

$$V_j^n = \int_0^h E_j^n dy \cos \theta \quad (2.24)$$

Onde:

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

Assim, a tensão total na linha horizontal fica:

$$U_j^n = V_j^n + V_j'^n \quad (2.25)$$

Desta forma as expressões 2.12 – 2.15 passam a ser da seguinte forma:

$$I_j^n = \frac{2(V_{d,j}^n - V_{i,j}^n + U_j^n)}{2Z_c + R dz} \quad (2.26)$$

$$V_j^n = 2V_{d,j}^n + U_j^n - \frac{2Z_c + R dz}{2} I_j^n \quad (2.27)$$

E nos contornos:

Linha com terminação resistiva R_t :

$$I_{jm}^n = \frac{2(V_{d,j}^n + U_j^n)}{2Z_c + R_t + R dz} \quad (2.28)$$

$$V_{jm}^n = R_t I_{jm}^n \quad (2.29)$$

Linha com uma fonte de tensão V :

$$I_1^n = \frac{(V_{d,i}^n + U_1^n - 2V_{i,i}^n)}{Z_c + R_{in} + R dz} \quad (2.30)$$

$$V_1^n = V_{(fonte)} \quad (2.31)$$

O artigo citado na referência [15] (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: Modelagem da corrente de retorno [17], Cálculo do campo eletromagnético gerado por esta corrente e modelagem das linhas da estrutura e posterior cálculo da corrente induzida.

2.5 Contorno contendo múltiplas LTs

Considerando agora uma estrutura genérica, constituída de 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 2.12 – 2.15 podem ser utilizadas aqui, bastando apenas resolver as condições de contorno, conforme mostrado na Figura 2.8.

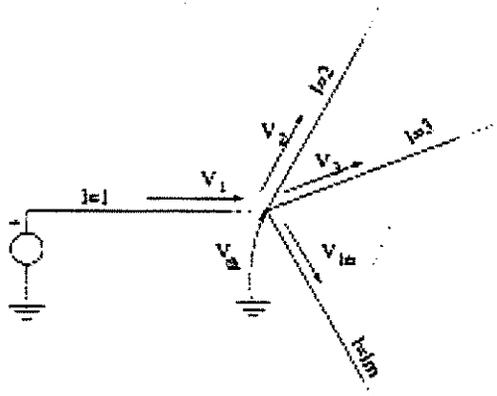


Figura 2.1 Linha terminada em várias outras linhas.

Da Figura 2.8 acima obtém-se o seguinte equivalente Thevenin para o ponto de junção das linhas:

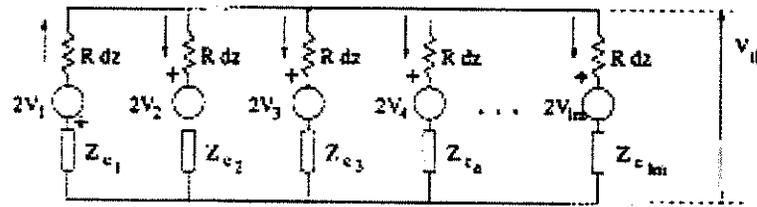


Figura 2.2 Equivalente Thevenin no contorno de múltiplas linhas.

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

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ \vdots \\ V_{lm}^i \end{bmatrix}_n = \begin{bmatrix} \frac{Z_p^1 - Z_{c_1}}{Z_p^1 + Z_{c_1}} & \frac{Z_{c_2} - Z_p^2}{Z_p^2 + Z_{c_2}} & \cdots & \frac{Z_{c_{lm}} - Z_p^{lm}}{Z_p^{lm} + Z_{c_{lm}}} \\ & \frac{Z_p^2 - Z_{c_2}}{Z_p^2 + Z_{c_2}} & & \\ & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{Z_{c_{lm}} - Z_p^{lm}}{Z_p^{lm} + Z_{c_{lm}}} & & \cdots & \frac{Z_p^{lm} - Z_{c_{lm}}}{Z_p^{lm} + Z_{c_{lm}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^d \\ V_2^d \\ \vdots \\ V_{lm}^d \end{bmatrix}_n \quad (2.32)$$

Onde Z_p^d é o paralelo de todas as impedâncias pertencentes ao nó, com exceção da linha que origina a onda progressiva. Assim, Z_p^1 representa a impedância equivalente do paralelo entre todas as linhas, vista pela linha 1, Z_{c_1} representa a impedância característica da linha 1, e assim por diante, conforme ilustrado na Figura 2.9.

É importante notar que se fosse considerado que todas as linhas conectadas ao nó, possuíssem a mesma impedância, pela expressão acima pode-se chegar à expressão 2.2, a mesma

do TLM.

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

2.6 Modelagem de uma estrutura de proteção

Uma Estrutura de Proteção Contra Descargas Atmosféricas (EPDA) tem como objetivo, o escoamento da corrente de uma descarga para a terra a fim de proteger equipamentos que porventura estejam susceptíveis a interferências de campos induzidos pela descarga. O melhor sistema constituído de uma estrutura, é aquele que possui a menor impedância equivalente de surto no ponto atingido pela descarga. A impedância equivalente de surto de uma EPDA é dada pelo equivalente das impedâncias (combinação em série e em paralelo) equivalentes dos cabos constituintes da estrutura, combinada com a impedância equivalente do solo.

Uma EPDA, como por exemplo a mostrada na Figura 4.1 (capítulo 4), é formada pela interconexão de cabos dispostos na horizontal, vertical, ou ainda conectados ortogonalmente (disposição genérica). Admitindo tais cabos como sendo linhas de transmissão, foi aplicada a técnica TLM na modelagem destas linhas, e os parâmetros (R, L e C) calculados a cada segmento discretizado. A configuração mostrada na Figura 2.10 será considerada como sendo linhas de transmissão sobre um solo perfeitamente condutor, e o meio (ar) sendo homogêneo, onde a permissividade dielétrica é $\epsilon = \epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ (F/m) e a permeabilidade magnética é $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (H/m). Os parâmetros de cada linha de transmissão foram calculados, por unidade de comprimento, conforme as expressões a seguir [12] [14].

A matriz de indutâncias é dada por:

$$[L] = \frac{\mu}{2\pi} [\zeta] \quad (\text{H/m}), \quad (2.33)$$

a matriz de capacitâncias por:

$$[C] = 2\pi\epsilon [\zeta]^{-1} \quad (\text{F/m}) \quad (2.34)$$

e a matriz de impedâncias características por:

$$[Z_c] = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} [G] \quad (\Omega) \quad (2.35)$$

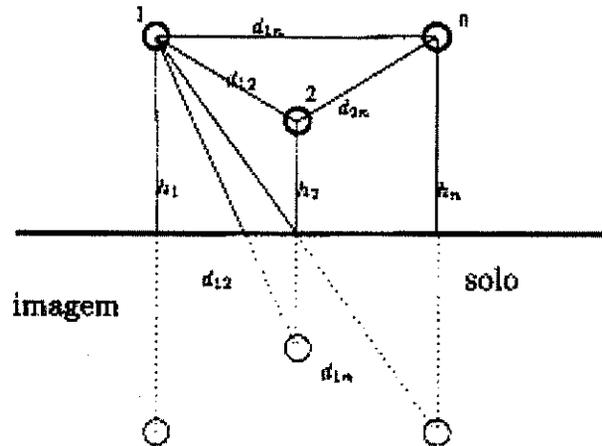


Figura 2.1 “n” condutores na horizontal, sobre um solo perfeitamente condutor.

Para “n” condutores dispostos sobre um solo perfeitamente condutor, como exemplificado na Figura 2.10, a matriz $[G]$ é dada por:

$$[G] = \begin{bmatrix} f_{11} & f_{12} & \dots & f_{1n} \\ f_{21} & f_{22} & \dots & f_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ f_{n1} & f_{n2} & \dots & f_{nn} \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

Onde:

$$f_{ii} = \ln \left(\frac{2h_i}{a_i} \right)$$

e

$$f_{ij} = \ln \left(\frac{d'_{ij}}{d_{ij}} \right) \quad (i \neq j)$$

Já que o meio é considerado homogêneo, a seguinte relação pode ser aplicada:

$$[L][C] = \mu\epsilon[I] \quad (2.37)$$

onde “[I]” significa, para “n” condutores, uma matriz identidade com dimensão (n x n).

Uma vez que a velocidade de propagação de uma onda na linha é dada pela expressão [12]:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (2.38)$$

basta conhecer os parâmetros de uma das matrizes acima ([L] ou [C]):

$$[C] = \frac{1}{v^2}[L]^{-1} \quad (2.39)$$

2.6.1 Resistência de aterramento

No trabalho desenvolvido anteriormente, a resistência de aterramento dos cabos de descida de uma estrutura de proteção foi considerada constante e, de acordo com as características do solo, foram adotados valores apropriados de casos típicos (na faixa de 3,0 a 8,0 Ω) [1]. Dependendo das características da descarga, como em faixas de frequências acima da ordem de MHz, ou em solos que apresentam baixas condutividades, a resistência de aterramento equivalente apresenta propriedades capacitivas e indutivas [18].

A Figura 2.11 mostra a corrente $i(z,t)$ fluindo por uma haste de comprimento “z” e raio “a”, em um solo com constante de permissividade dielétrica ϵ (F/m) e condutividade σ (S/m). Torna-se necessária uma análise do efeito capacitivo e indutivo, o qual provoca atraso entre tensão e corrente presente na haste.

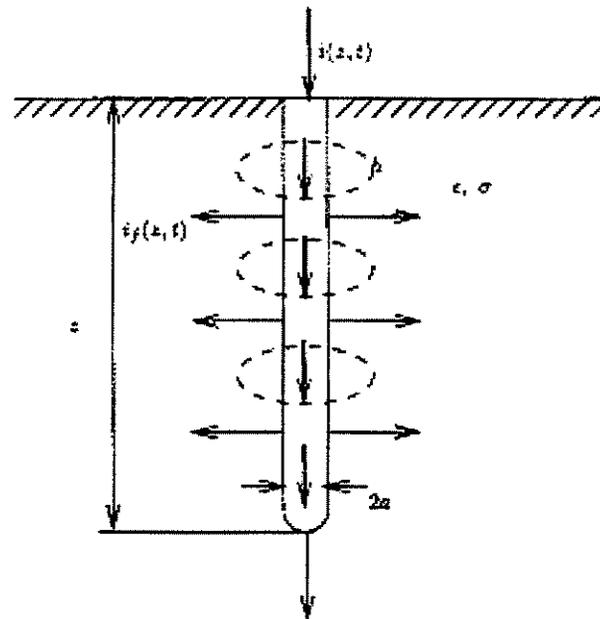


Figura 2.1 Haste aterrada verticalmente.

Segundo Rudenberg [18], a resistência para uma haste de raio “a” e comprimento “z” (Figura 2.11), por unidade de comprimento, é dada pela expressão:

$$R = \frac{1}{2\pi\sigma z} \ln\left(\frac{2z}{a}\right) \quad (\Omega) \quad (2.40)$$

e, pela Figura, a corrente de fuga i_f provoca um efeito capacitivo em paralelo com a resistência.

A capacitância é dada por:

$$C = \frac{2\pi\epsilon z}{\ln\left(\frac{2z}{a}\right)} \quad (F) \quad (2.41)$$

onde ϵ (F/m) é a constante de permissividade dielétrica do solo. Esta expressão é praticamente a mesma apresentada por Kuffel, considerando-se a haste conectada ao solo [11].

Com a presença de corrente na haste surge o campo magnético em torno desta (linhas

tracejadas na Figura 2.11). Sendo este campo bem maior nas proximidades da haste, onde a densidade de corrente é maior, o efeito indutivo devido à corrente de fuga pode ser desprezado. A corrente possui intensidade máxima no topo da haste e cai para zero na base. A indutância própria da haste, assim, é dada por:

$$L = \frac{\mu z}{2\pi} \ln\left(\frac{2dz}{a}\right) \quad (H) \quad (2.42)$$

onde μ (H/m) é a constante permeabilidade magnética do solo.

A constante de tempo capacitiva, assim, é dada pela expressão:

$$\tau_c = RC = \frac{\epsilon}{\sigma} \quad (s) \quad (2.43)$$

a qual é função apenas da constante de permissividade dielétrica e da condutividade do solo. A constante de tempo indutiva, é dada pela expressão:

$$\tau_L = \frac{L}{R} = \mu\sigma z^2 \quad (s) \quad (2.44)$$

a qual é função, além da constante de permeabilidade magnética e da condutividade, também do quadrado do comprimento da haste.

O limite de frequência, abaixo do qual uma haste se comporta como uma impedância puramente resistiva, pode ser obtido a partir da expressão do período da oscilação natural, dada por:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} = 2\pi z\sqrt{\mu\epsilon} \quad (s) \quad (2.45)$$

O circuito equivalente de uma haste de aterramento, é mostrado na Figura 2.12. Para baixas frequências e até frequências da ordem de kHz (se o comprimento das hastes for relativamente pequena), esta haste pode ser representada em termos de circuitos, como uma impedância puramente resistiva, como ilustrado na Figura 2.12a. Para estruturas de proteção com alturas consideráveis, existe o efeito indutivo dos cabos conectados a estas hastes, como ilustrado na Figura 2.12b.

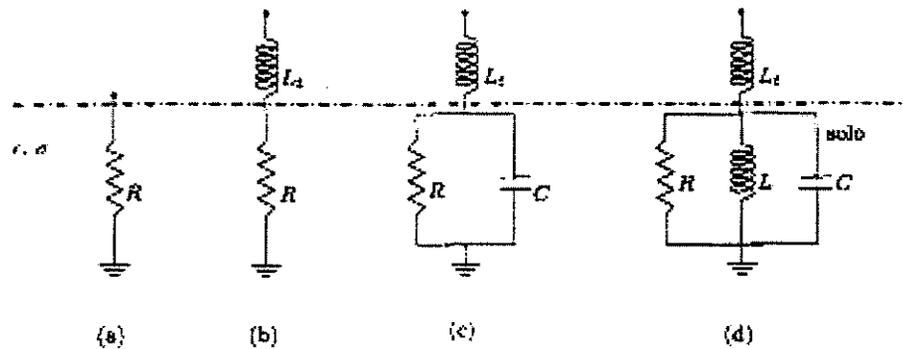


Figura 2.2 Circuito equivalente de uma haste de aterramento.

Para frequências muito altas (da ordem de MHz), o efeito da corrente de deslocamento, paralela à corrente de condução, deve ser levado em consideração através da capacitância paralela, como ilustrado na Figura 2.12c.

Em casos mais gerais, considerando também a indutância própria da haste, tem-se o circuito equivalente da Figura 2.12d, o qual apresenta os três parâmetros do circuito equivalente de uma haste de aterramento (R, L e C).

A impedância equivalente da haste, devido ao efeito capacitivo e indutivo, é dada por:

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{2z}{a}\right) \quad \Omega \quad (2.46)$$

Considerando o circuito da Figura 2.12d, a resistência equivalente de aterramento da haste, é dada pelo paralelo entre “Z” (equação 2.46) e “R” (equação 2.40).

Para solos, cuja condutividade é muito baixa, como é o caso de terrenos rochosos, o efeito indutivo e capacitivo é predominante, tendo a resistência pouca influência.

Para uma malha de aterramento, formada por uma estrutura, onde as hastes são interligadas por cabos dispostos na horizontal, cada cabo a uma profundidade “h” (m), por simplicidade, pode ser considerado como uma linha de transmissão e seus parâmetros (L e C) são os mesmos de uma linha de transmissão aérea disposta a uma altura “h” do solo, uma vez considerando o solo de condutividade infinita, adotando a teoria das imagens e desprezando o acoplamento entre os elementos da estrutura. Sendo assim, as expressões 2.5 e 2.6 se aplicam para este caso. Já a resistência do cabo é dada pela expressão [14]:

$$R = \frac{1}{\pi\sigma z} \left[\ln \left(\frac{2z}{\sqrt{2ah}} \right) - 1 \right] \quad \Omega \quad (h \ll z)$$

$$R = \frac{1}{2\pi\sigma z} \left[\ln \left(\frac{2z}{a} \right) - 1 + \frac{z}{4h} \right] \quad \Omega \quad (h \gg z) \quad (2.47)$$

2.7 Modelagem da descarga atmosférica

O estudo de descargas atmosféricas sofreu significativo avanço nos últimos tempos, seja no modelo aplicado à corrente de retorno de uma descarga, e mesmo no cálculo do campo eletromagnético associado. Este avanço foi observado tanto experimentalmente quanto em simulações computacionais.

O objetivo deste trabalho, quanto ao estudo da descarga, foi o de escolher e incorporar o melhor modelo já desenvolvido por autores anteriores.

Basicamente, existem quatro modelos clássicos na literatura especializada: o Modelo Hidrodinâmico, o Modelo Eletromagnético, o Modelo Parâmetros Distribuídos de uma Linha de Transmissão e o Modelo da Distribuição Espacial e Temporal da Corrente.

O Modelo Hidrodinâmico simula a dinâmica dos gases considerando pequenos segmentos cilíndricos empilhados contendo o plasma, conduzido pelo aquecimento resistivo causado pelo fluxo de corrente em função do tempo [19]. Este modelo basicamente consiste na solução de três equações da dinâmica dos gases, considerando a conservação de massa e momento e energia, e não considera o efeito pelicular e corona.

O Modelo eletromagnético é baseado na simulação do canal como uma antena fina com perdas, envolvendo as equações de Maxwell (aplicando o método dos momentos) para determinar a distribuição de corrente ao longo do canal. Este modelo adota como constante de permissividade dielétrica do ar, próximo ao canal, um valor maior que a do vácuo e assim, a velocidade de propagação da onda é abaixo da velocidade da luz.

O modelo da distribuição espacial e temporal da corrente é baseado em observações das características de uma descarga, como a intensidade da corrente na base do canal, a velocidade

de propagação e a luminosidade do canal. Este modelo apresenta pequenos números de parâmetros a serem ajustados.

O modelo de parâmetros distribuídos R-L-C (Resistência e indutância série, e capacitância paralela por unidade de comprimento) de uma linha de transmissão consiste na solução das equações do telegrafista, em que a tensão $v(x,y,z,t)$ e corrente $i(x,y,z,t)$ são obtidos através de métodos numéricos no domínio do tempo. O canal é admitido estar carregado com um certo potencial até a uma certa posição próxima ao solo antes que a corrente de retorno se inicie. A onda que se propaga ao longo do canal é admitida ser quase-TEM (Transverso Eletromagnético), contendo uma componente longitudinal de campo devido às perdas resistivas. Os parâmetros (R-L-C) da linha de transmissão representando o canal da corrente de retorno são não lineares e não uniformes, e são calculados em função do espaço e do tempo. A indutância varia com o tempo devido à variação do raio do canal. A capacitância varia com o tempo devido ao efeito corona, e a resistência varia devido à variação da densidade de elétrons e do raio do canal.

2.7.1 Modelagem da Corrente de Retorno

Este trabalho baseou-se neste último modelo, adotando também algumas contribuições dos outros modelos, sendo implementado o trabalho desenvolvido por Mattos [17]. Foi desenvolvido um programa computacional o qual simula a corrente de retorno nuvem-terra, ou nuvem-estrutura.

A terra foi considerada como um plano infinito com condutividade uniforme e infinita. Ao ponto de contato entre o canal do raio e a terra foi introduzida uma resistência finita. Apesar de um raio típico possuir ramificações e tortuosidades, foi adotado um canal reto e na maioria dos casos, disposto na vertical.

Uma nuvem carregada possui bolsões de cargas em forma de dipolos e, apesar disso, a nuvem foi simulada como uma esfera com carga uniformemente distribuída. Foram considerados valores de carga típicos de medições realizadas por outros trabalhos [20].

O canal do raio (corrente de retorno) foi simulado como o modelo de uma linha de transmissão com parâmetros distribuídos. A linha foi discretizada em dois diferentes segmentos, de comprimento Δz e dispostos alternadamente ao longo da linha (Figura 2.13).

O primeiro segmento genérico “j” modela a resistência série ($R(t)$ – não linear), a capacitância geométrica ($C_s + C$) e a indutância total ($L_s + L$), por unidade de comprimento. O segmento subsequente (“j + 1”), modela, além dos parâmetros do primeiro, o efeito corona através da capacitância corona (C_c), a resistência corona (R_c) e a indutância corona (L_c), por unidade de comprimento.

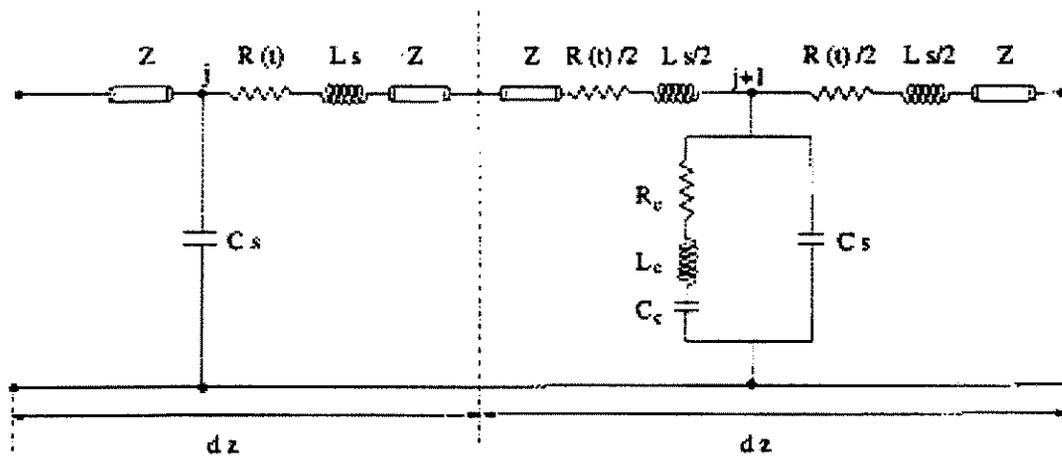


Figura 2.1 Modelo discretizado de uma L.T. para o canal do raio.

A capacitância e a indutância total para cada segmento genérico “j” da Figura 2.13 é dada, respectivamente, por:

$$C_{t,j} = C + C_{s,j},$$

$$L_{t,j} = L + L_{s,j}. \quad (2.48)$$

sendo $C_{s,j}$ e $L_{s,j}$, parâmetros não uniformes e “L” e “C” são similares àqueles parâmetros anteriormente definidos para uma linha de transmissão.

E a capacitância e a indutância total para cada segmento subsequente “j + 1”, é dada, respectivamente, por:

$$C_t = C + C_{s,j} + C_{c,j},$$

$$L_t = L + L_{s,j} \quad (2.49)$$

sendo $C + C_{s,j}$ a capacitância geométrica e a capacitância corona. A indutância corona L_C é adicionada em série com a capacitância C_C e com a resistência corona R_C .

As equações de tensão e corrente para cada segmento deste modelo são obtidas através do equivalente Thevenin do circuito da Figura 2.13 e são dadas para o segmento “j” e o subsequente “j+1”, respectivamente, por:

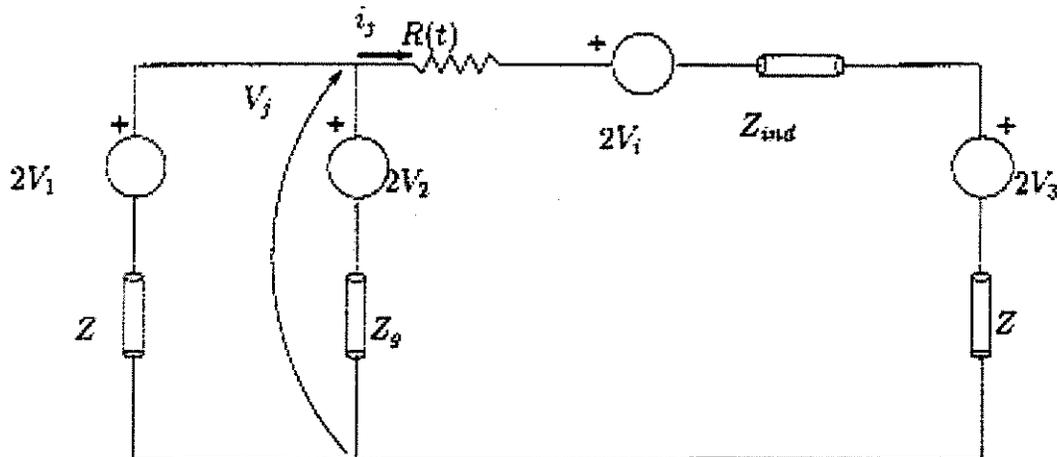


Figura 2.2 Equivalente Thevenin do segmento “j” da linha.

da Figura 2.14, no instante $n \Delta t$:

$$i_j^n = \frac{2Z_{g,j}(V1_j - V3_j - V i_j) + 2Z_j(V2_j - V3_j - V i_j)}{Z_j Z_{g,j} + (R_j(t) + Z_{ind,j} + Z_j) Z_{g,j} + (R_j(t) + Z_{ind,j} + Z_j) Z_j} \quad (2.50)$$

e da Figura 2.15, no instante $n \Delta t$:

$$i_j^n = \frac{1}{Z_j' (2Z_{c,j}' Z_{g,j} + Z_j' Z_{g,j} + Z_j' Z_{c,j}')} \left[2Z_{c,j}' Z_{g,j} (V1_j + Vi1_j - V_{eq,j}) + 2Z_j' Z_{g,j} (Vi2_j + Vc_j - V_{eq,j}) + 2Z_j' Z_{c,j}' (V2_j - V_{eq,j}) \right] \quad (2.51)$$

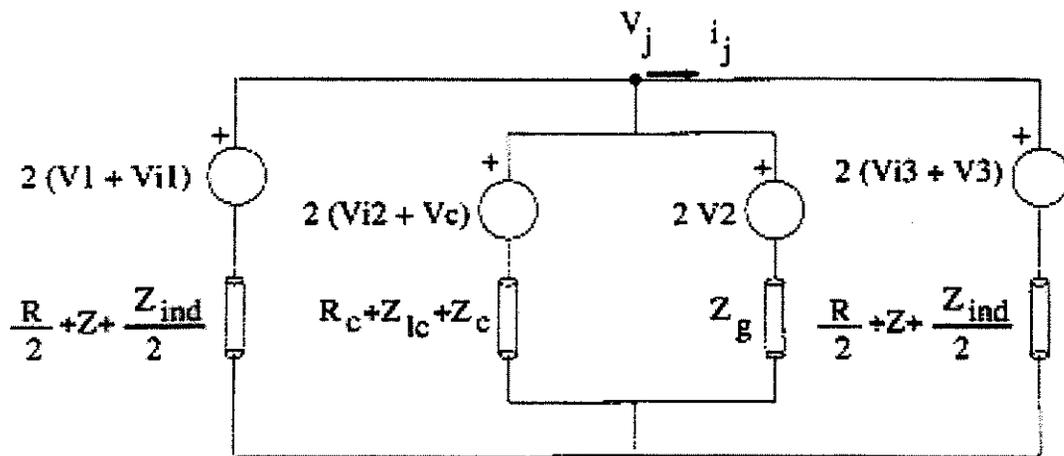


Figura 2.3 Equivalente Thevenin do segmento “j + 1” da linha.

A tensão V_j^n é dada, respectivamente, por:

da Figura 2.14, no instante $n \Delta t$:

$$V_j^n = 2V2_j - Zh_j i_j^n \quad (2.52)$$

e da Figura 2.15, no instante $n \Delta t$:

$$V_j^n = 2(Vi3_j + V3_j) + \left(\frac{R}{2} + Z + \frac{Z_{ind}}{2} \right) i_j^n \quad (2.53)$$

onde:

- $V_{eq,j} = V_{i3,j} + V_{3,j}$,
- $Z'_j = \frac{R_i(t)}{2} + Z + \frac{Z_{ind,i}}{2}$,
- $Z'_{c,j} = R_{c,j} + Z_{l,c,j} + Z_{c,j}$,
- $V1_j$ é a tensão incidente no segmento "j" (V),
- $V2_j$, é a tensão progressiva no segmento "j" devido à capacitância $C_{s,j}$ da linha,
- V_i é a tensão devido à indutância $L_{s,j}$, da linha,
- $V3_j$ é a tensão refletida (de volta) pelo segmento "j + 1",
- Z_j é a impedância própria da linha,
- $Z_{g,j}$ é a impedância equivalente devido à capacitância $C_{s,j}$ da linha,
- $Z_{ind,j}$ é a impedância equivalente devido à indutância L_s , da linha,
- $R_j(t)$ representa as perdas, é não linear e discutida a seguir.

A resistência não linear $R_j(t)$ por unidade de comprimento, apesar de ser de difícil obtenção, Mattos [17] usou a formulação desenvolvida por Braginskii [19]:

$$R(t) = \frac{1}{\pi \sigma a^2(t)}, \quad (2.54)$$

com $a(t)$ (mm) sendo o raio do canal da descarga, a qual varia de acordo com a seguinte expressão:

$$a(t) \simeq 0,93 \rho_0^{-1/6} i^{1/3} \sqrt{t},$$

- $\sigma = 10^4$ (S/m) é a condutividade, que apesar de variar com a ionização, Braginskii a considerou constante,
- $\rho_0 = 1290$ (g/mm³) é a densidade do ar sob pressão atmosférica,

- i (kA) é a corrente do canal da descarga.

O valor da resistência $R(t)$ obedece um limite estabelecido por Braginskii e foi admitido estar entre $0,5\Omega/m$ e $3,0\Omega/m$. Foi assumido um valor de $\sigma = 10^4 S/m$ para a condutividade, e o raio do canal varia, portanto, de 3 a 8 mm.

A indutância “L” representa a energia armazenada em forma de campo magnético estabelecido em torno do canal da descarga e é calculada a partir da capacitância geométrica e da velocidade de propagação.

A capacitância “C”, da mesma forma, representa a energia armazenada em forma de campo elétrico devida ao canal da descarga, a qual é constituída pela capacitância geométrica e pela capacitância corona. Apesar do efeito corona aumentar a capacitância do canal, este efeito não acrescentando um apreciável valor de corrente na longitudinal, não afeta a indutância do canal e a indutância corona para o canal da descarga pode ser desprezada [21]. A capacitância geométrica é calculada considerando o sistema nuvem-canal-terra como sendo uma configuração do tipo esfera-linha-plano. A capacitância corona é calculada considerando que a carga devido ao efeito corona, esteja uniformemente distribuída ao longo de um volume em forma de cone invertido² [20]. Como o efeito corona consiste de filamentos laterais ao canal da descarga, a indutância e a resistência corona (L_C e R_C da Figura 2.13) é calculada da mesma forma que para o canal da descarga, e introduzida no modelo.

A Figura 2.16 mostra o perfil de corrente para um caso típico de descarga atmosférica. Este resultado foi usado em grande parte das simulações no capítulo de Estudos de Casos (Capítulo 4).

² Um valor adequado para tal carga, conforme Uman, varia entre 1,0 e 6,0 Coulombs.

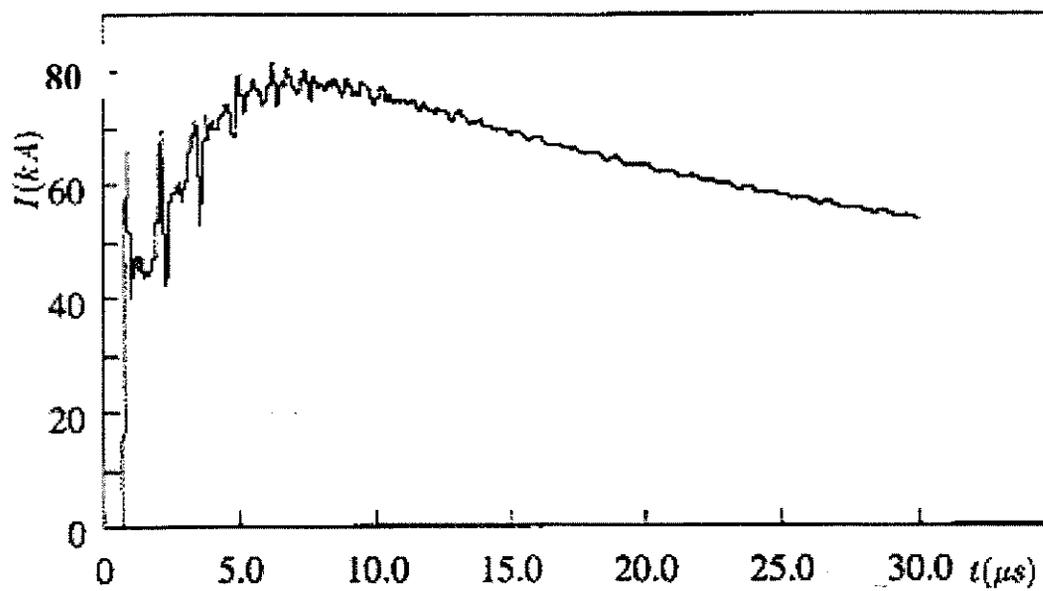


Figura 2.4 Intensidade de corrente resultante.

Capítulo 3: Campo Eletromagnético no Domínio do Tempo

Neste capítulo, serão apresentadas as expressões de cálculo do campo eletromagnético, bem como as considerações feitas desde as 4 equações de Maxwell até a sua obtenção.

Expressões analíticas de cálculo do campo eletromagnético devido a sinais em linhas de transmissão são bem conhecidas e encontradas em qualquer livro de eletromagnetismo. A maioria dos autores apresenta tais expressões de forma separada, conforme a distância do ponto à fonte, em campo distante e campo próximo. Por se tratar de estudos em regime permanente, o desenvolvimento no domínio da frequência é suficiente, além de ser de mais fácil obtenção. Por outro lado, em casos de transitórios de sinais e de fenômenos não lineares, o estudo desses sinais no domínio do tempo se torna menos enfadonho e mais eficiente quando comparado com o domínio da frequência. Apesar das limitações de domínios, no caso de haver respostas em um domínio e seja necessário conhecer a resposta no outro, basta aplicar o método da Transformada Rápida de Fourier (FFT - Fast Fourier Transform).

Uman em 1975, desenvolveu uma expressão analítica, no domínio do tempo e em coordenadas cilíndricas, para a expressão de campo eletromagnético gerado por descargas atmosféricas, considerando o canal da descarga como uma antena de dipolo vertical [38] [22] [23]. Posteriormente, Uman e Rubinstein fizeram correções nessas expressões, quando as relações entre as componentes de campo e a distância foram adequadas pelos termos do retardo no tempo [35] [36]. A expressão foi largamente utilizada por outros autores e mostrou ser a mesma muito eficiente [24]. Thottappillil e outros também apresentaram uma expressão, assim como a de Uman, já com os efeitos do retardo no tempo [39] [40].

Em 1994, Thomas e Christopoulos [25] desenvolveram uma outra expressão analítica, só que em coordenadas cilíndricas, com o mesmo propósito de determinar campo eletromagnético gerado por linhas de transmissão no domínio do tempo. Tal expressão mostrou ser mais eficiente que a de Uman, apresentando maior flexibilidade por trabalhar em coordenadas Cartesianas. Apesar dessa flexibilidade quando aplicada a campos gerados por linhas de transmissão em uma

única direção, a mesma não apresentou o mesmo desempenho quando aplicada em casos de estruturas formadas por outras linhas de transmissão dispostas em direções distintas. Para se determinar campos em estruturas de proteção formadas pela conexão de várias linhas, dispostas em geometrias arbitrárias, a expressão de Thomas mostrou-se enfadonha.

Tornou-se assim, necessário o desenvolvimento de uma expressão de cálculo de campo eletromagnético também em coordenadas Cartesianas, mas considerando linhas de transmissão (cabos) dispostas em geometrias quaisquer, e discretizados em elementos de dipolo, como a configuração mostrada na Figura 3.1.

3.1 Introdução

Para um meio linear, homogêneo, isotrópico e que permaneça conservando suas características constantes ao longo do tempo, a partir das 4 equações de Maxwell, têm-se que:

- Lei de Gauss (eletroestática):

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = \rho \quad (3.1)$$

- Lei de Gauss (magnetoestática):

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{H}) = 0 \quad (3.2)$$

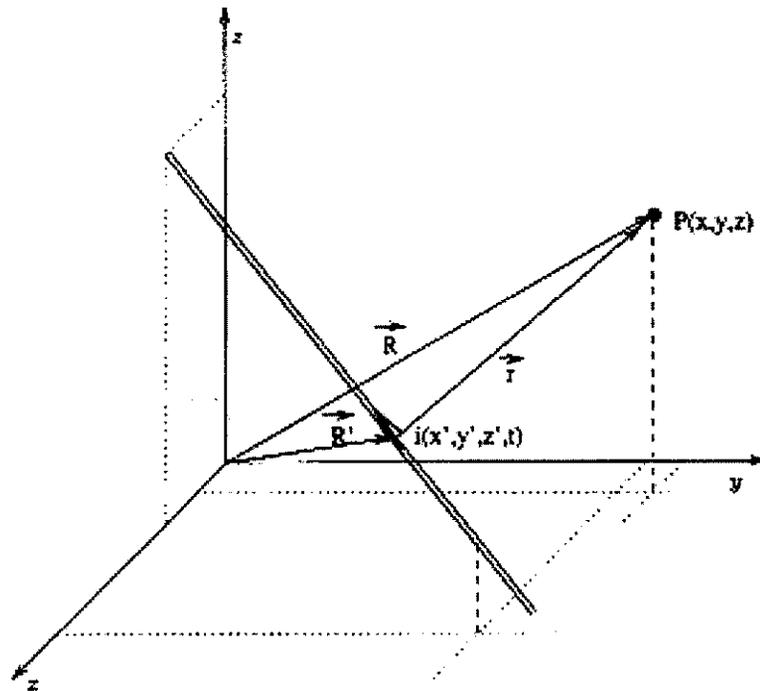


Figura 3.1 Linha de Transmissão disposta em geometria arbitrária.

- Lei de Faraday:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial(\mu\vec{H})}{\partial t} \quad (3.3)$$

- Lei de Ampere:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial(\epsilon\vec{E})}{\partial t} \quad (3.4)$$

onde:

- ϵ é a permissividade dielétrica do meio, que para o ar, $\epsilon = \epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ (F/m)}$,
- μ é a permeabilidade magnética do meio, que para o ar, $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ (H/m)}$,
- ρ é a densidade de carga no ponto onde calcular o campo (em Coulomb por metros cúbicos). Considerando-se que a expressão não será aplicada em nenhum meio com carga, admite-se que $\rho = 0$,

- \vec{J} é a densidade de corrente de condução (em Ampere por metro quadrado).

Supondo que a fonte do campo não sofra influência do próprio campo, será considerado \vec{J} conhecido.

Com essas considerações, as quatro equações de Maxwell ficam:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (3.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\mu \vec{H}) = 0 \quad (3.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.8)$$

Considerando o sistema de coordenadas Cartesianas, as quatro equações acima representam um sistema de 4 equações e 6 incógnitas.

As expressões dos campos elétrico e magnético podem ser obtidas através da aplicação do potencial elétrico (V - escalar) e do vetor potencial magnético retardado ($\vec{A}(t - r/c)$):
de 3.6,

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times (\mu \vec{A}) \quad (3.9)$$

e de 3.7,

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \implies \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial(\vec{\nabla} \times \vec{A})}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= 0 \\ \vec{E} &= -\vec{\nabla}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}\end{aligned}\tag{3.10}$$

3.2 Vetor potencial magnético (\vec{A})

Com o objetivo de calcular o campo magnético, será aplicado como passo intermediário, a definição do vetor potencial magnético [26]:

$$\vec{A}(R, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{I(\vec{r}', t - r/c) d\vec{l}'}{r}\tag{3.11}$$

onde

- “r” é a distância da fonte ao ponto onde calcular \vec{A} ,
- r' indica a posição da corrente elementar,
- $d\vec{l}'$ é o elemento infinitesimal que indica a direção do vetor densidade de corrente $\vec{J}(r')$ associado. à corrente $I(r')$.

ou, em função da densidade de corrente, sabendo-se que:

$$I(r', t - r/c) = \int_{S'} \vec{J}(r', t - r/c) \cdot d\vec{S}' = \int_{S'} J(r', t - r/c) dS'$$

onde $d\vec{S}'$ é o elemento de área infinitesimal perpendicular à $\vec{J}(r', t - r/c)$,

$$\vec{A}(R, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}(r') dV'}{r} \quad (3.12)$$

onde dV' é o volume infinitesimal sobre o elemento onde a densidade de corrente está presente.

Admitindo os 3 eixos do sistema de coordenadas Cartesianas, e em função do tempo, na forma diferencial, a expressão acima fica:

$$d\vec{A}(R, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{J}(r', t - r/c)}{r} dx' dy' dz'$$

Lembrando-se do fato de que a fonte do campo é a corrente elétrica presente em linhas cujo diâmetro é muito pequeno (comparado ao tamanho da linha), pode-se considerar a densidade de corrente (\vec{J}) como sendo uma densidade linear de corrente (em A/m), distribuída conforme o eixo de orientação a que ela está presente, simplificando a expressão acima em:

$$d\vec{A}(R, t) = [dA_x(R, t)\hat{a}_x + dA_y(R, t)\hat{a}_y + dA_z(R, t)\hat{a}_z] \quad (3.13)$$

sendo:

$$\begin{aligned} dA_x(R, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_x(r', t - r/c)}{r} dx' \\ dA_y(R, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_y(r', t - r/c)}{r} dy' \\ dA_z(R, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_z(r', t - r/c)}{r} dz' \end{aligned} \quad (3.14)$$

3.3 Intensidade de campo magnético (\vec{H})

Expandindo a forma diferencial da expressão 3.9:

$$d\vec{H}(R, t) = \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times [d\vec{A}(R, t)]$$

e aplicando o conceito de rotacional em coordenadas Cartesianas, tem-se:

$$d\vec{H}(R, t) = \frac{1}{\mu_0} \left\{ \underbrace{\left[\frac{\partial(dA_z)}{\partial y} - \frac{\partial(dA_y)}{\partial z} \right]}_{dH_x(R,t)} \hat{a}_z + \underbrace{\left[\frac{\partial(dA_x)}{\partial z} - \frac{\partial(dA_z)}{\partial x} \right]}_{dH_y(R,t)} \hat{a}_y + \underbrace{\left[\frac{\partial(dA_y)}{\partial x} - \frac{\partial(dA_x)}{\partial y} \right]}_{dH_z(R,t)} \hat{a}_x \right\} \quad (3.15)$$

derivando agora, cada um dos termos do rotacional, considerando as expressões em 3.14, tem-se que:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(dA_z)}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_0 i_z(r', t - r/c)}{4\pi r} dz' \right) \\ &= -\frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\frac{1}{c} \frac{\partial i_z(r', t - r/c)}{\partial t} + \frac{i_z(r', t - r/c)}{r} \right] \frac{\partial r}{\partial y} dz' \\ &= -\frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\frac{1}{c} \frac{\partial i_z(r', t - r/c)}{\partial t} + \frac{i_z(r', t - r/c)}{r} \right] \frac{(y - y')}{r} dz' \end{aligned}$$

Adotando o mesmo procedimento para o restante das derivadas parciais da expressão do rotacional, e substituindo em 3.15, chega-se às expressões diferenciais da intensidade do campo magnético (dH_x , dH_y , dH_z):

$$dH_x(R, t) = -\frac{1}{4\pi r^2} \left\{ \left[\frac{(y-y')}{c} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{i_z(r', t-r/c)}{r} \right] dz' - \left[\frac{(z-z')}{c} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{i_y(r', t-r/c)}{r} \right] dy' \right\} \quad (3.16)$$

$$dH_y(R, t) = -\frac{1}{4\pi r^2} \left\{ \left[\frac{(z-z')}{c} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{i_x(r', t-r/c)}{r} \right] dx' - \left[\frac{(x-x')}{c} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{i_z(r', t-r/c)}{r} \right] dz' \right\} \quad (3.17)$$

$$dH_z(R, t) = -\frac{1}{4\pi r^2} \left\{ \left[\frac{(x-x')}{c} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{i_y(r', t-r/c)}{r} \right] dy' - \left[\frac{(y-y')}{c} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{i_x(r', t-r/c)}{r} \right] dx' \right\} \quad (3.18)$$

Substituindo então em 3.15, chega-se à expressão diferencial do vetor intensidade de campo magnético, em função do espaço e do tempo ($d\vec{H}(R, t-r/c)$):

$$d\vec{H}(R, t-r/c) = dH_x(R, t-r/c)\hat{a}_x + dH_y(R, t-r/c)\hat{a}_y + dH_z(R, t-r/c)\hat{a}_z \quad (\text{A/m}) \quad (3.19)$$

que integrando:

$$\vec{H}(R, t-r/c) = H_x(R, t-r/c)\hat{a}_x + H_y(R, t-r/c)\hat{a}_y + H_z(R, t-r/c)\hat{a}_z \quad (3.20)$$

Esta expressão (3.20), juntamente com as expressões de 3.16 a 3.19, são as expressões finais de cálculo das 3 componentes da intensidade de campo magnético (H_x , H_y e H_z), e que serão adotadas convenientemente nas simulações realizadas posteriormente (capítulo 4).

3.4 Campo Elétrico (\vec{E})

Partindo da expressão 3.10, o gradiente do potencial elétrico, em coordenadas Cartesianas, é:

$$\vec{\nabla}dV = \frac{\partial(dV)}{\partial x} \hat{a}_x + \frac{\partial(dV)}{\partial y} \hat{a}_y + \frac{\partial(dV)}{\partial z} \hat{a}_z \quad (3.21)$$

Pela condição de Lorentz,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial V}{\partial t} \Rightarrow V = -\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^t (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) d\tau$$

ou,

$$dV = -\frac{1}{\mu_0 \epsilon_0} \int_0^t [\vec{\nabla} \cdot (d\vec{A})] d\tau \quad (3.22)$$

Calculando o divergente do vetor diferencial potencial magnético (expressão 3.13 e 3.14):

$$\vec{\nabla} \cdot (d\vec{A}) = \frac{\partial(dA_x)}{\partial x} + \frac{\partial(dA_y)}{\partial y} + \frac{\partial(dA_z)}{\partial z}$$

e derivando cada componente em seus respectivos eixos, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(dA_x)}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_0}{4\pi r} i_z(r', t - r/c) \right] dx' = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \left[\frac{\partial i_z(r', t - r/c)}{\partial x} r - \frac{\partial r}{\partial x} i_z(r', t - r/c) \right] dx' = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi r^2} \left[-\frac{r}{c} \frac{\partial i_z(r', t - r/c)}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial x} - i_z(r', t - r/c) \frac{\partial r}{\partial x} \right] dx' \end{aligned}$$

resultando em:

$$\frac{\partial(dA_x)}{\partial x} = -\frac{\mu_0}{4\pi r^2} \left[\frac{(x-x')}{c} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{(x-x')}{r} i_x(r', t-r/c) \right] dx' \quad (3.23)$$

sendo as componentes do divergente de devido ao eixo “y” e “z” obtidos de maneira semelhante, resultando em:

$$\frac{\partial(dA_y)}{\partial y} = -\frac{\mu_0}{4\pi r^2} \left[\frac{(y-y')}{c} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{(y-y')}{r} i_y(r', t-r/c) \right] dy' \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial(dA_z)}{\partial z} = -\frac{\mu_0}{4\pi r^2} \left[\frac{(z-z')}{c} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{(z-z')}{r} i_z(r', t-r/c) \right] dz' \quad (3.25)$$

Substituindo as expressões (3.23 – 3.25) em 3.22, tem-se para o termo em função de “x”:

$$dV(x) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \left[\frac{(x-x')}{c} \int_0^t \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} d\tau + \frac{(x-x')}{r} \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \right] dx'$$

e, fazendo o mesmo para “y” e “z”, o diferencial do potencial elétrico total, fica:

$$dV = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left\{ \underbrace{(x-x') \left[\frac{r}{c} i_x(r', t-r/c) + \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \right]}_{f(x)} dx' + \right. \\ \left. + \underbrace{(y-y') \left[\frac{r}{c} i_y(r', t-r/c) + \int_0^t i_y(r', t-r/c) d\tau \right]}_{f(y)} dy' + \right. \\ \left. + \underbrace{(z-z') \left[\frac{r}{c} i_z(r', t-r/c) + \int_0^t i_z(r', t-r/c) d\tau \right]}_{f(z)} dz' \right\} \quad (3.26)$$

Aplicando agora o gradiente nesta expressão do diferencial do potencial, obtida acima (expressão 3.21), a componente “x” do gradiente do diferencial do potencial fica:

$$\frac{\partial V}{\partial x} \hat{a}_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} \left[\frac{\partial f(x)}{\partial x} + \frac{\partial f(y)}{\partial x} + \frac{\partial f(z)}{\partial x} \right] - \frac{3}{r^4} \frac{\partial r}{\partial x} [f(x) + f(y) + f(z)] \right\} \quad (3.27)$$

onde a derivada parcial de $f(x)$, com relação à “x” é:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} f(x) &= (x - x') \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{r}{c} i_x(r', t - r/c) + \int_0^t i_x(r', t - r/c) d\tau \right) \right] + \\ &\quad + \frac{r}{c} i_x(r', t - r/c) + \int_0^t i_x(r', t - r/c) \\ \frac{\partial}{\partial x} f(x) &= (x - x') \left[\frac{1}{c} \frac{\partial r}{\partial x} i_x(r', t - r/c) + \frac{r}{c} \frac{\partial i_x(r', t - r/c)}{\partial x} + \right. \\ &\quad \left. + \int_0^t \frac{\partial i_x(r', t - r/c)}{\partial x} d\tau \right] + \frac{r}{c} i_x(r', t - r/c) + \int_0^t i_x(r', t - r/c) d\tau \\ \frac{\partial}{\partial x} f(x) &= (x - x') \left[\frac{1}{c} \frac{\partial r}{\partial x} i_x(r', t - r/c) - \frac{r}{c^2} \frac{\partial i_x(r', t - r/c)}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{c} \int_0^t \frac{\partial i_x(r', t - r/c)}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial x} d\tau \right] + \frac{r}{c} i_x(r', t - r/c) + \int_0^t i_x(r', t - r/c) d\tau \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} f(x) = \frac{(x-x')^2}{rc} i_x(r', t-r/c) - \frac{(x-x')^2}{c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} - \frac{(x-x')^2}{rc} i_x(r', t-r/c) +$$

$$+ \frac{r}{c} i_x(r', t-r/c) + \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau$$

$$\frac{\partial}{\partial x} f(x) = \frac{r}{c} i_x(r', t-r/c) - \frac{(x-x')^2}{c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \quad (3.28)$$

e fazendo o mesmo com as funções $f(y)$ e $f(z)$:

$$\frac{\partial}{\partial x} f(y) = -\frac{(y-y')(x-x')}{c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} f(z) = -\frac{(z-z')(x-x')}{c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} \quad (3.30)$$

Substituindo agora, as expressões 3.28-3.30, em 3.27 e desenvolvendo:

$$4\pi\epsilon_0 \frac{\partial(dV)}{\partial x} = \left\{ \left[\frac{1}{r^2c} - \frac{3(x-x')^2}{r^4c} \right] i_x(r', t-r/c) - \frac{(x-x')^2}{r^3c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \right.$$

$$\left. \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3(x-x')^2}{r^5} \right] \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \right\} dx' - \left\{ \frac{3(x-x')(y-y')}{r^4c} i_y(r', t-r/c) + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{(y-y')(x-x')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{3(x-x')(y-y')}{r^5} \int_0^t i_y(r', t-r/c) d\tau \Big\} dy' - \\
& - \left\{ \frac{3(x-x')(z-z')}{r^4 c} i_z(r', t-r/c) + \frac{(z-z')(x-x')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \quad \left. + \frac{3(x-x')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_z(r', t-r/c) d\tau \right\} dz' \quad (3.31)
\end{aligned}$$

Pelo mesmo procedimento, chega-se à expressão da componente "y" e "z" do gradiente do diferencial do potencial:

$$\begin{aligned}
4\pi\epsilon_0 \frac{\partial(dV)}{\partial y} = & - \left\{ \frac{3(x-x')(y-y')}{r^4 c} i_x(r', t-r/c) + \frac{(x-x')(y-y')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \frac{3(x-x')(y-y')}{r^5} \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \Big\} dx' + \left\{ \left[\frac{1}{r^2 c} - \frac{3(y-y')^2}{r^4 c} \right] i_y(r', t-r/c) - \right. \\
& - \frac{(y-y')^2}{r^3 c^2} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3(y-y')^2}{r^5} \right] \int_0^t i_y(r', t-r/c) d\tau \Big\} dy' - \\
& - \left\{ \frac{3(y-y')(z-z')}{r^4 c} i_z(r', t-r/c) + \frac{(y-y')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \quad \left. + \frac{3(y-y')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_z(r', t-r/c) d\tau \right\} dz' \quad (3.32)
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
4\pi\epsilon_0 \frac{\partial(dV)}{\partial z} = & - \left\{ \frac{3(x-x')(z-z')}{r^4 c} i_x(r', t-r/c) + \frac{(x-x')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \left. \frac{3(x-x')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_x(r', t-\tau/c) d\tau \right\} dx' - \left\{ \frac{3(y-y')(z-z')}{r^4 c} i_y(r', t-r/c) + \right. \\
& \left. + \frac{(y-y')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{3(y-y')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_y(r', t-\tau/c) d\tau \right\} dy' + \\
& + \left\{ \left[\frac{1}{r^2 c} - \frac{3(z-z')^2}{r^4 c} \right] i_z(r', t-r/c) - \frac{(z-z')^2}{r^3 c^2} \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \left. + \left[\frac{1}{r^3} - \frac{3(z-z')^2}{r^5} \right] \int_0^t i_z(r', t-\tau/c) d\tau \right\} dz' \quad (3.33)
\end{aligned}$$

Derivando agora o vetor diferencial do potencial magnético com relação ao tempo (expressão 3.13 e 3.14):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(dA_x(R, t))}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i_x(r', t-r/c)}{r} dx' \right] = \\
&= \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} - \frac{1}{r^2} i_x(r', t-r/c) \frac{\partial r}{\partial t} \right] dx' =
\end{aligned}$$

ou seja,

$$\frac{\partial(dA_x(R, t))}{\partial t} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} - \frac{c}{r} i_x(r', t-r/c) \right] dx' \quad (3.34)$$

Fazendo o mesmo para as componentes “y” e “z”:

$$\frac{\partial(dA_y(R, t))}{\partial t} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\frac{\partial i_y(r', t - r/c)}{\partial t} - \frac{c}{r} i_y(r', t - r/c) \right] dy' \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial(dA_z(R, t))}{\partial t} = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left[\frac{\partial i_z(r', t - r/c)}{\partial t} - \frac{c}{r} i_z(r', t - r/c) \right] dz' \quad (3.36)$$

Substituindo então, as expressões 3.31 – 3.33 e 3.34 – 3.36 em 3.10, tem-se, finalmente a expressão do campo elétrico, como se segue:

$$\vec{E}(R, t) = \int_R dE_x(R, t)\hat{a}_x + \int_R dE_y(R, t)\hat{a}_y + \int_R dE_z(R, t)\hat{a}_z \quad (3.37)$$

onde:

$$\begin{aligned} 4\pi\epsilon_0 dE_x(R, t) = & \left\{ \left[\frac{3(x-x')^2}{r^4 c} - \frac{1}{r^2 c} \right] i_x(r', t - r/c) + \left[\frac{(x-x')^2}{r^3 c^2} - \frac{1}{rc^2} \right] \frac{\partial i_x(r', t - r/c)}{\partial t} \right. \\ & + \left. \left[\frac{3(x-x')^2}{r^5} - \frac{1}{r^3} \right] \int_0^t i_x(r', t - r/c) d\tau \right\} dx' + \left\{ \frac{3(x-x')(y-y')}{r^4 c} i_y(r', t - r/c) + \right. \\ & + \left. \frac{(x-x')(y-y')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_y(r', t - r/c)}{\partial t} + \frac{3(x-x')(y-y')}{r^5} \int_0^t i_y(r', t - r/c) d\tau \right\} dy' + \\ & + \left\{ \frac{3(x-x')(z-z')}{r^4 c} i_z(r', t - r/c) + \frac{(x-x')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_z(r', t - r/c)}{\partial t} \right. \\ & \left. + \frac{3(x-x')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_z(r', t - r/c) d\tau \right\} dz' \quad (3.38) \end{aligned}$$

$$4\pi\epsilon_0 dE_y(R, t) = \left\{ \frac{3(x-x')(y-y')}{r^4 c} i_x(r', t - r/c) + \frac{(x-x')(y-y')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_x(r', t - r/c)}{\partial t} \right. +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{3(x-x')(y-y')}{r^5} \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \Big\} dx' + \left\{ \left[\frac{3(y-y')^2}{r^4 c} - \frac{1}{r^2 c} \right] i_y(r', t-r/c) + \right. \\
& + \left[\frac{(y-y')^2}{r^3 c^2} - \frac{1}{rc^2} \right] \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \left. \left[\frac{3(y-y')^2}{r^5} - \frac{1}{r^3} \right] \int_0^t i_y(r', t-r/c) d\tau \right\} dy' + \\
& + \left\{ \frac{3(y-y')(z-z')}{r^4 c} i_x(r', t-r/c) + \frac{(y-y')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \quad \left. \frac{3(y-y')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \right\} dz' \tag{3.39}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
4\pi\epsilon_0 dE_z(R, t) = & \left\{ \frac{3(x-x')(z-z')}{r^4 c} i_x(r', t-r/c) + \frac{(x-x')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_x(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \frac{3(x-x')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_x(r', t-r/c) d\tau \Big\} dx' + \left\{ \frac{3(y-y')(z-z')}{r^4 c} i_y(r', t-r/c) + \right. \\
& \frac{(y-y')(z-z')}{r^3 c^2} \frac{\partial i_y(r', t-r/c)}{\partial t} + \frac{3(y-y')(z-z')}{r^5} \int_0^t i_y(r', t-r/c) d\tau \Big\} dy' + \\
& \left\{ \left[\frac{3(z-z')^2}{r^4 c} - \frac{1}{r^2 c} \right] i_z(r', t-r/c) + \left[\frac{(z-z')^2}{r^3 c^2} - \frac{1}{rc^2} \right] \frac{\partial i_z(r', t-r/c)}{\partial t} + \right. \\
& \quad \left. + \frac{3(z-z')^2}{r^5} \int_0^t i_z(r', t-r/c) d\tau \right\} dz' \tag{3.40}
\end{aligned}$$

A expressão 3.37, juntamente com as expressões de 3.38 a 3.40, são as expressões finais de cálculo das 3 componentes do campo elétrico (E_x, E_y e E_z), e que serão adotadas convenientemente nas simulações realizadas posteriormente (capítulo 4).

Assim, conhecida a corrente em um dipolo qualquer em um instante $t - r/c$, o campo eletromagnético pode ser calculado no instante “ t ”, em um ponto $P(x, y, z)$ distante “ r ” do centro do dipolo. No caso de linhas (cabos) dispostas em geometrias quaisquer (não necessariamente paralelas a um dos eixos coordenados), os elementos de corrente pertencentes a cada dipolo dessas linhas são projetadas nos respectivos 3 eixos do sistema de coordenadas Cartesianas.

Nas expressões de 3.38 a 3.40, pode-se verificar a presença dos termos de campo próximo e de campo distante. Os termos em função da carga presente no dipolo – $\int i(r', t - r/c) d\tau$ – se referem às componentes de campo eletroestático (campo próximo), os quais são funções da distância na forma $1/r^3$. Os termos em função direta da corrente que circula pelo dipolo – $i(r', t - r/c)$ – se referem às componentes de campo indutivo, os quais são funções da distância na forma $1/r^2$. Já os termos em função da derivada da corrente – $\partial i(r', t - r/c) / \partial t$ – se referem às componentes de campo irradiado (campo distante), os quais são funções da distância na forma $1/r$.

Considerando um plano (ou o solo) com condutividade infinita, o método das imagens pode ser aplicado [13]. O campo eletromagnético devido à imagem do dipolo, conforme sua direção e sentido, pode então ser calculado aplicando as expressões acima, considerando “ r ” a distância do centro do dipolo imagem ao ponto $P(x, y, z)$.

As expressões aqui desenvolvidas, podem ser aplicadas tanto no caso de campo eletromagnético gerado pelo transitório de corrente provocados pela incidência de descargas atmosféricas em estruturas, como também pelo transitório de corrente em linhas de transmissão em alta tensão, ou em baixa tensão, como as de placas de circuitos impressos, etc [12].

Neste trabalho, tais expressões serão aplicadas na solução de campos devido ao transitório de corrente em estruturas de proteção contra descargas atmosféricas.

Capítulo 4: Estudo de casos

4.1 Introdução

Neste capítulo, serão feitas simulações computacionais aplicando várias configurações de estruturas de proteção contra descargas atmosféricas (EPDA). O programa computacional foi desenvolvido a partir dos parâmetros estudados e implementados nos capítulos anteriores. A partir de um arquivo em códigos no formato ASCII, onde são definidos os parâmetros de uma estrutura de proteção, do canal do raio e da malha de aterramento (pontos de início e fim de cada linha pertencente à estrutura, terminações de cada linha, dimensões e pontos onde calcular o campo elétrico e magnético, no sistema de coordenadas Cartesianas), o programa calcula o transitório de corrente e tensão ao longo da estrutura. Em seguida, este programa calcula o campo elétrico e magnético nos pontos de interesse, aplicando o método das diferenças finitas nas expressões de campo desenvolvidas no capítulo 3 (equações 3.20 e 3.37).

4.2 Campo eletromagnético aplicando TLM diretamente

Neste caso, foi aplicada a técnica TLM tanto no cálculo do transitório de corrente ao longo da estrutura, quanto no cálculo do campo eletromagnético gerado no interior da estrutura. Os resultados justificam a aplicação das expressões desenvolvidas aqui, mediante comparação dos resultados obtidos [27].

4.2.1 Resultados

Foi realizada simulação envolvendo uma estrutura de proteção de uma edificação como mostrada na Figura 4.1. Aplicando o modelo de descarga como uma dupla exponencial, mostrada na

Figura 4.2a [28]. A estrutura possui dimensões de $20 \times 40 \times 20 \text{ m}^3$ e possui, além dos cabos verticais e horizontais, cabos transversais no topo. A introdução destes cabos transversais mostra a versatilidade das expressões analíticas do campo.

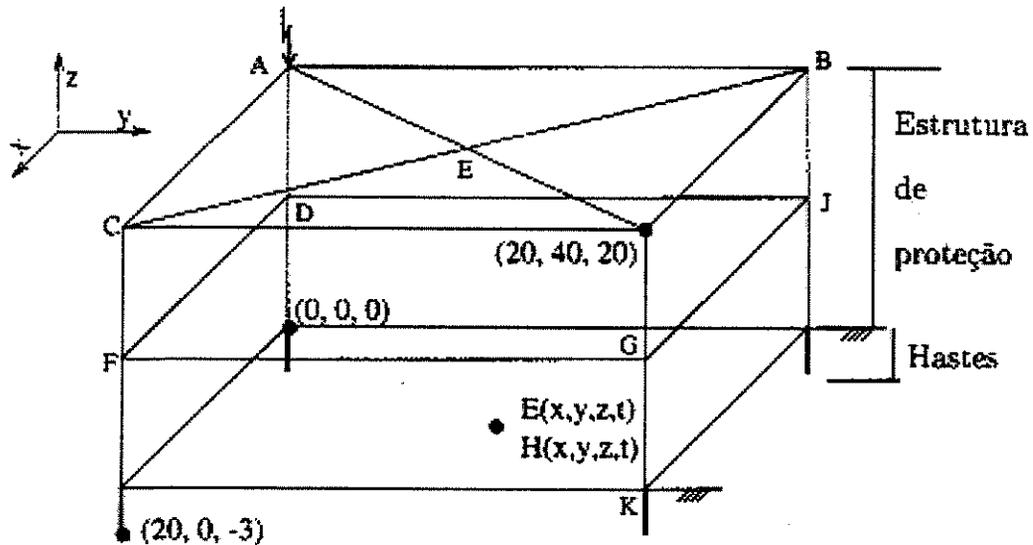


Figura 4.1 Estrutura de proteção contra descargas atmosféricas.

Na implementação da técnica TLM, o espaço compreendido pela estrutura foi convenientemente discretizado em 3 dimensões, considerando as condições de contorno da estrutura de proteção. Os cabos que constituem a estrutura foram substituídos por fontes de tensão (transitório previamente calculado).

A Figura 4.2b mostra o transitório de corrente no meio dos cabos AB, AD e AE da estrutura, onde se pode observar que a intensidade é maior nos cabos verticais. A partir do transitório de corrente ao longo dos cabos, foram determinados os campos elétrico e magnético no ponto $P(10, 30, 5)$, no interior da estrutura, e estão mostrados nas Figuras de 4.3 a 4.5.

A Figura 4.3 mostra os resultados das três componentes do campo elétrico: campo elétrico estático, com maior intensidade, o campo elétrico induzido e o campo elétrico irradiado (ambos multiplicados por 3).

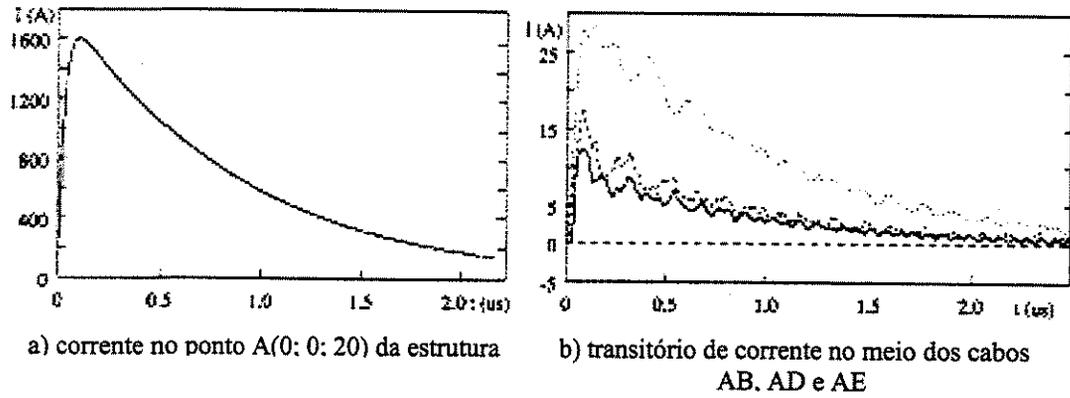


Figura 4.2 Fonte e transitório de corrente na estrutura de proteção.

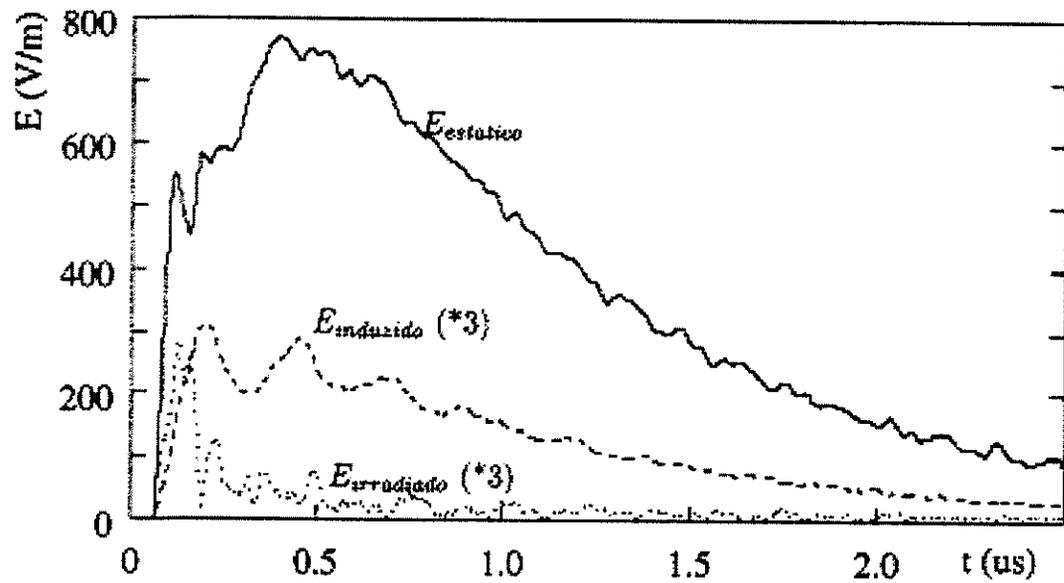


Figura 4.3 Componentes do campo elétrico no ponto P(10; 30; 5).

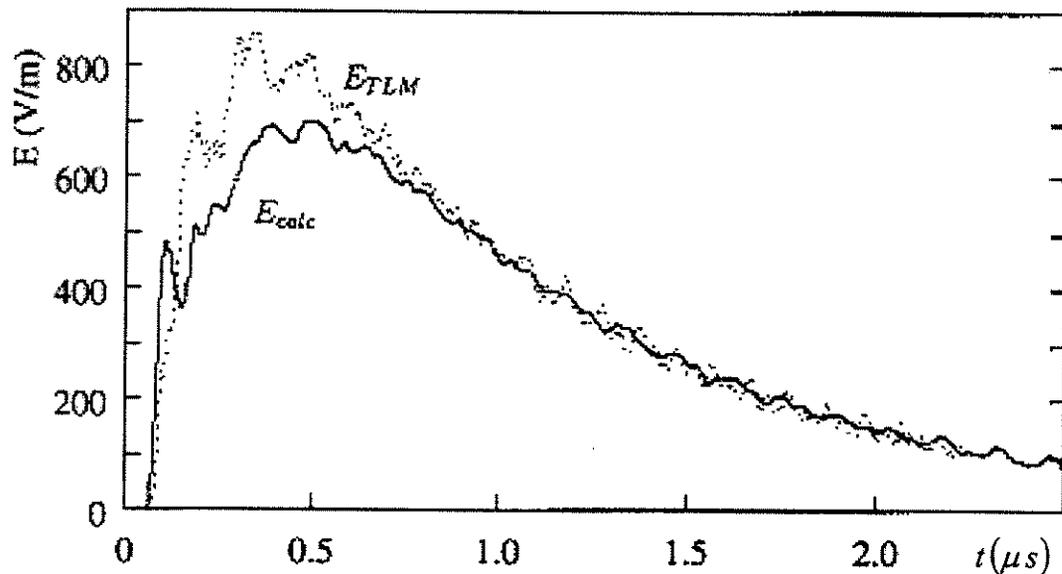


Figura 4.4 Campo elétrico simulado por TLM e pelas expressões, no ponto P(10;30;5).

A Figura 4.4 mostra os resultados do campo elétrico em módulo, aplicando a expressão analítica (3.37) e diretamente pela técnica TLM. O resultado mostra uma boa aproximação entre as duas técnicas, apesar da primeira apresentar menos oscilações que a TLM.

Finalmente, a Figura 4.5 mostra os resultados da intensidade do campo magnético aplicando as duas técnicas citadas acima (expressão analítica (3.20) e TLM) e, também apresenta uma boa aproximação entre elas.

Neste modelo, a técnica utilizada ao aplicar as expressões analíticas (3.37 e 3.20), mostrou vantagens computacionais quanto ao tempo de simulação, que foi cerca de onze vezes mais rápido que a técnica TLM, além de apresentar menos oscilações. O fato de se calcular o campo em um ponto específico, aplicando as expressões analíticas, justifica o ganho de tempo computacional. O cálculo do campo eletromagnético no sistema de coordenadas Cartesianas torna-se mais prático para casos de cabos transversais, como aqueles localizados no topo da estrutura.

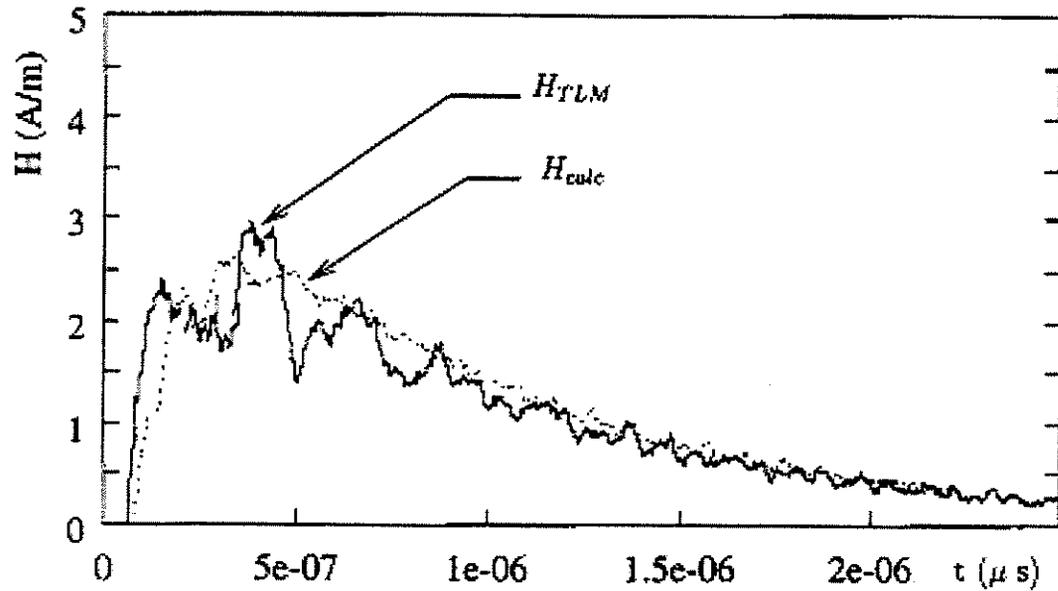


Figura 4.5 Intensidade de campo magnético simulado por TLM e pelas expressões.

4.3 Simulação da Corrente de Retorno

Neste exemplo, além do cálculo do campo, foi realizada a simulação de uma descarga atmosférica nuvem-terra em forma de dupla exponencial, com a fonte localizada na nuvem e o canal da corrente de retorno foi considerada como uma linha de transmissão conectando a fonte à estrutura de proteção [29]. Foi introduzido ainda no modelo, hastes de aterramento da estrutura de proteção.

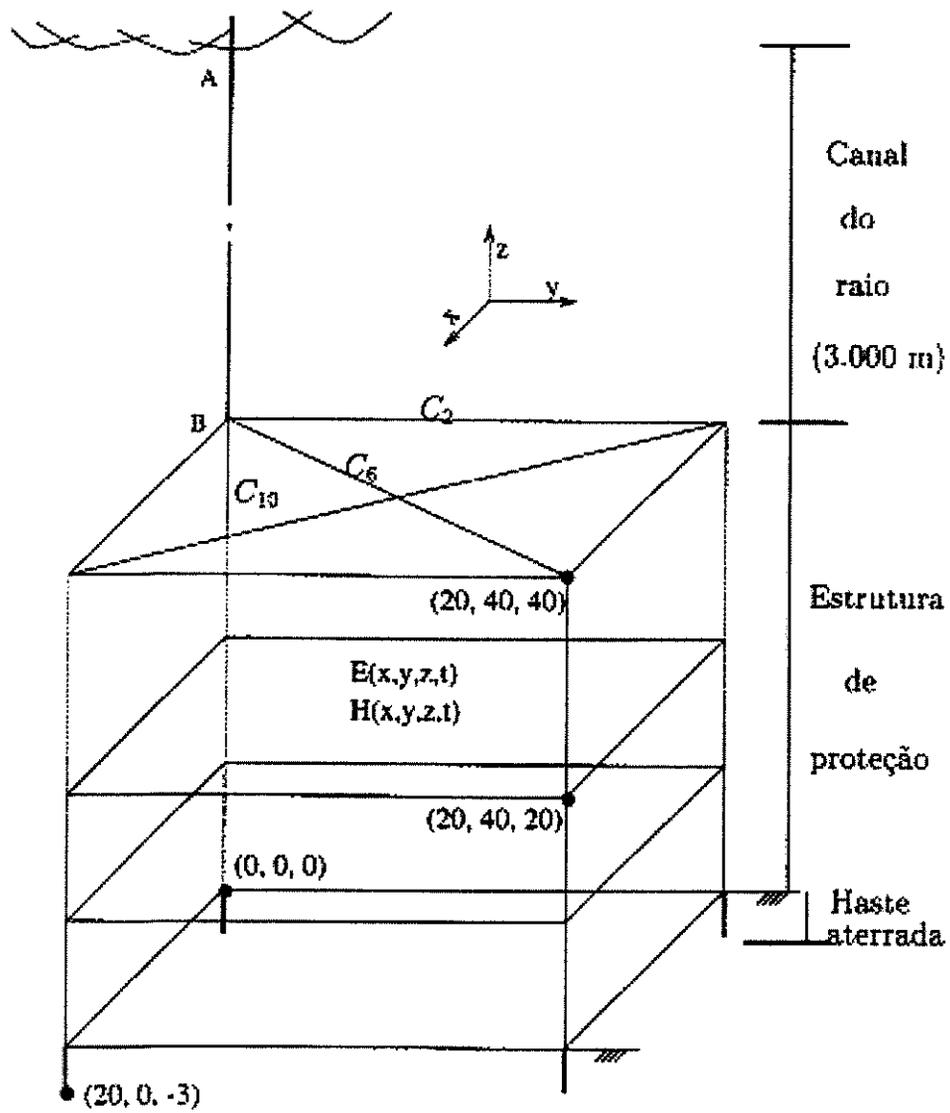


Figura 4.1 Sistema de proteção contra descargas atmosféricas de uma estrutura.

4.3.1 Resultados

A Figura 4.6 mostra outra configuração de uma estrutura de proteção de um prédio, com dimensões $20 \times 40 \times 40 \text{ m}^3$ e hastes de aterramento nos quatro cantos, com 3 metros de profundidade. O canal do raio foi considerado como uma linha de transmissão vertical, ligando a nuvem (ponto “A”, da Figura 4.6) à estrutura (ponto “B”), e somente a corrente de retorno foi simulada. Tal linha foi modelada levando em consideração os parâmetros não uniformes, como a indutância L (Henry), a capacitância C (Faraday) e a resistência R (Ohm) — L e C variando com a altura e R com o tempo [30]. A fonte (localizada na nuvem) foi simulada como uma função exponencial e foi aplicado o modelo da referência [31], como mostrado na Figura 4.7, situada a 3 km acima da estrutura. A escolha de tal fonte, foi apenas para questões de comparações com os resultados da referência.

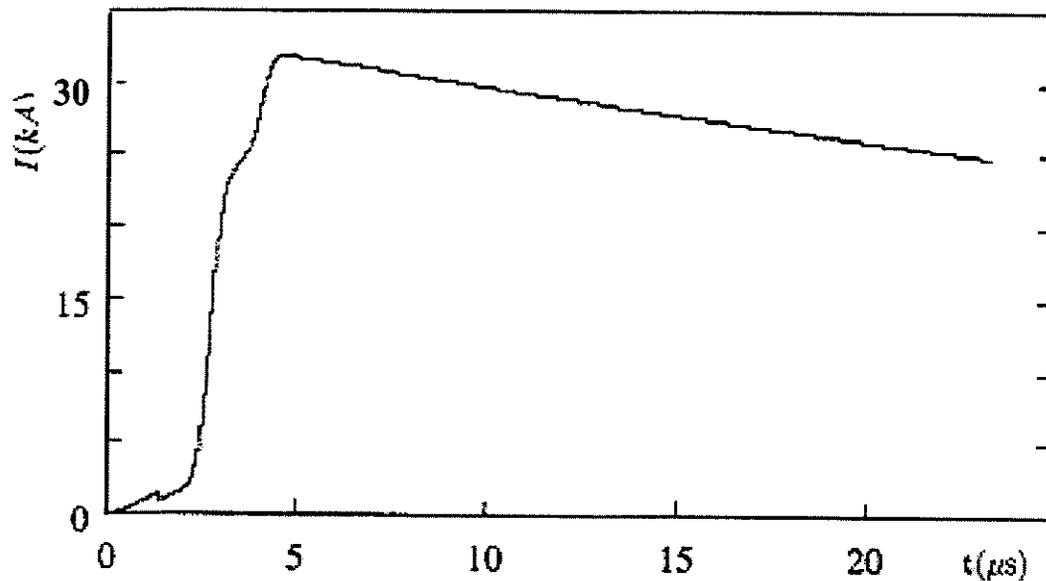
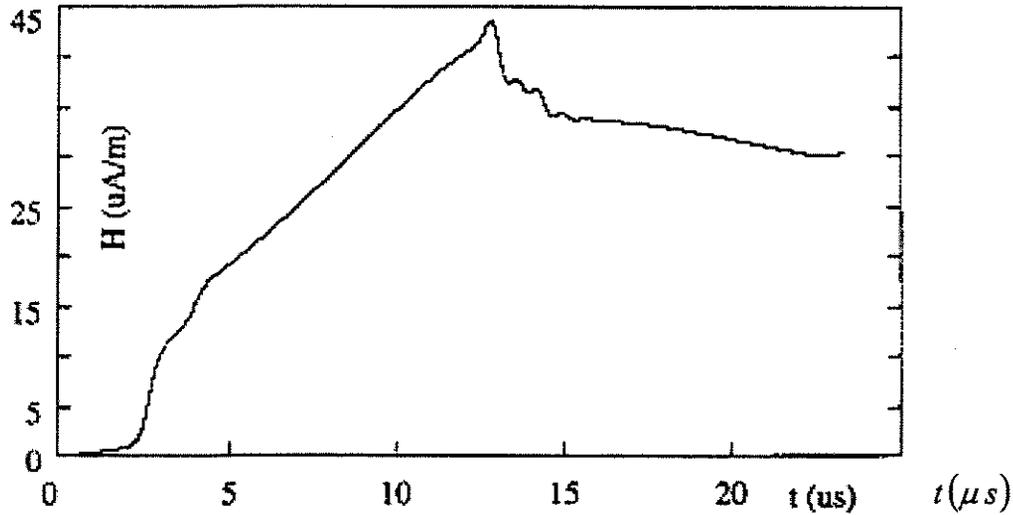


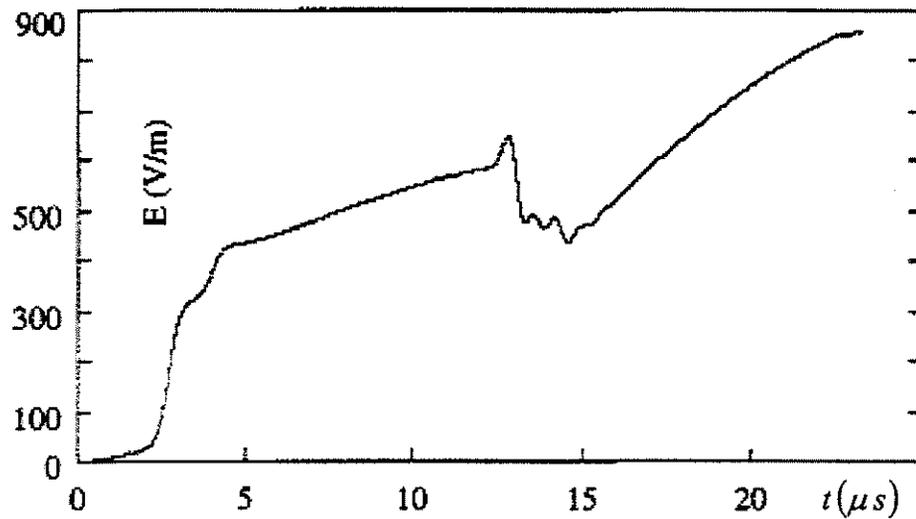
Figura 4.1 Corrente de retorno de um raio que atinge um vértice da estrutura.

A Figura 4.8 mostra os campos elétrico e magnético obtidos em um ponto a 3 km do canal do raio (ponto $P(0, 3000, 0)$), sem a presença da estrutura de proteção. Neste caso, o

campo eletrostático praticamente não contribui com os resultados, o que já era de se esperar devido à distância ser muito grande. Uma comparação com os resultados da referência [31], demonstra uma boa aproximação.



a) Intensidade de campo magnético no ponto $P(0; 3000; 0)$.



b) Campo elétrico no ponto $P(0; 3000; 0)$

Figura 4.2 Campo eletromagnético na ausência da estrutura, no solo a 3 km do raio.

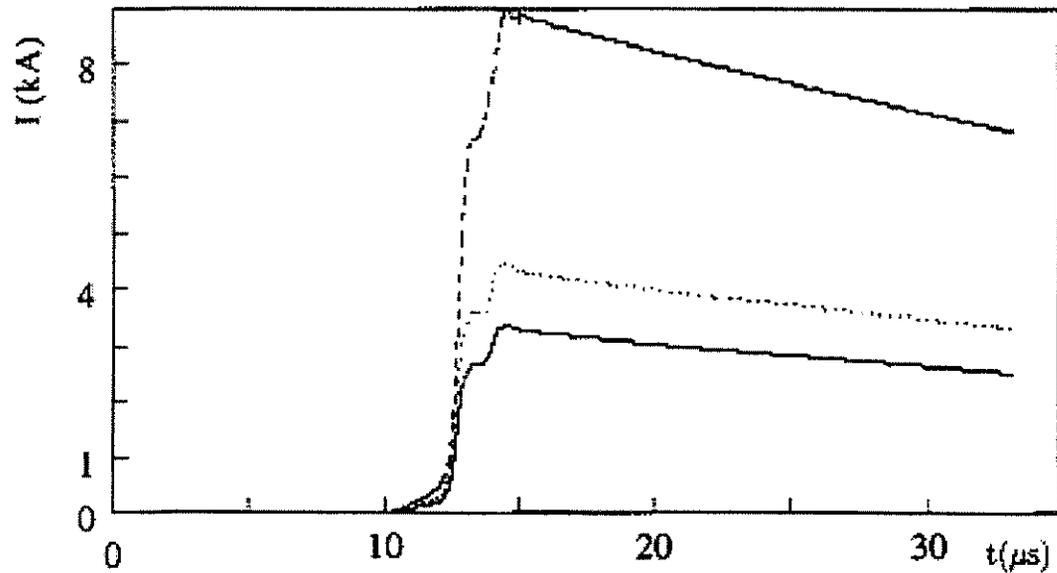
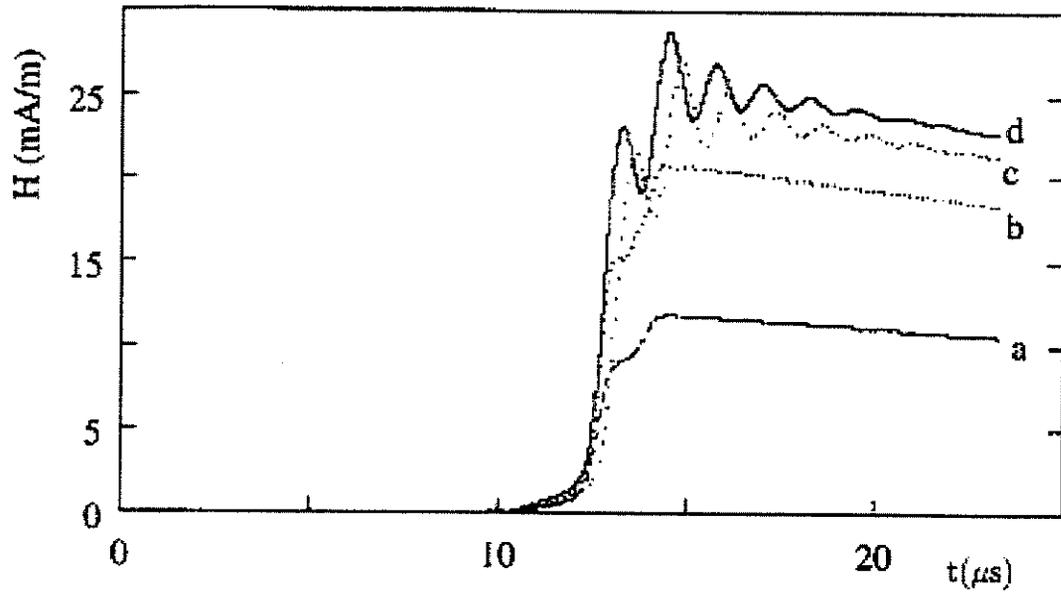


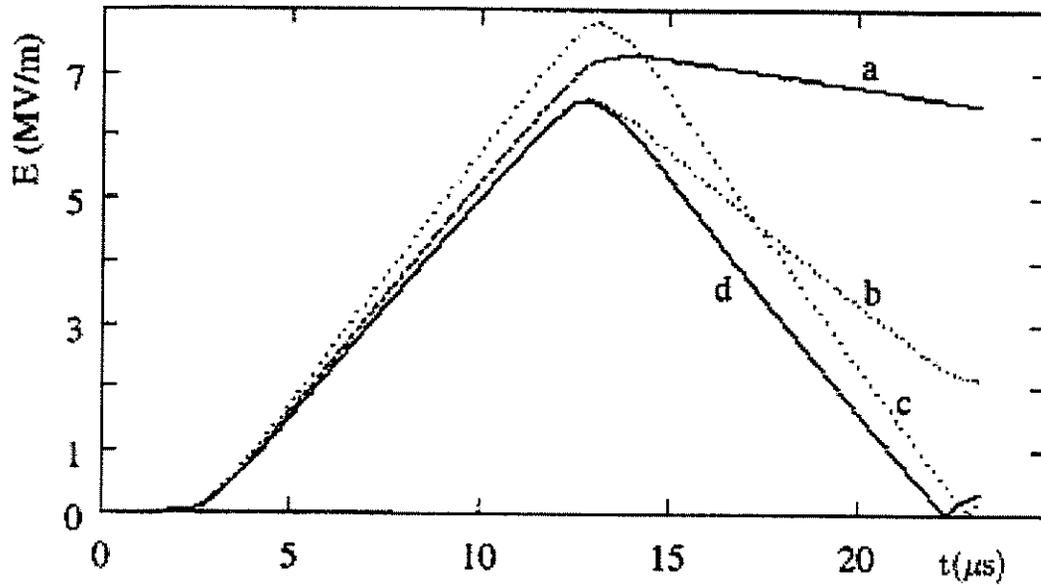
Figura 4.3 Transitório de corrente nos cabos C2, C6 e C10.

A Figura 4.9 mostra o transiente de corrente no meio dos cabos “c2”, “c6” e “c10”, pertencentes à estrutura de proteção.

A Figura 4.10 mostra os campos elétrico e magnético no ponto P(10; 20; 20), devido ao transiente de corrente nos cabos da estrutura e à corrente de retorno. Já a Figura 4.11 mostra os mesmos, sem levar em consideração a corrente de retorno. Os resultados mostram a relevância do campo devido ao canal do raio, como já era de se esperar.



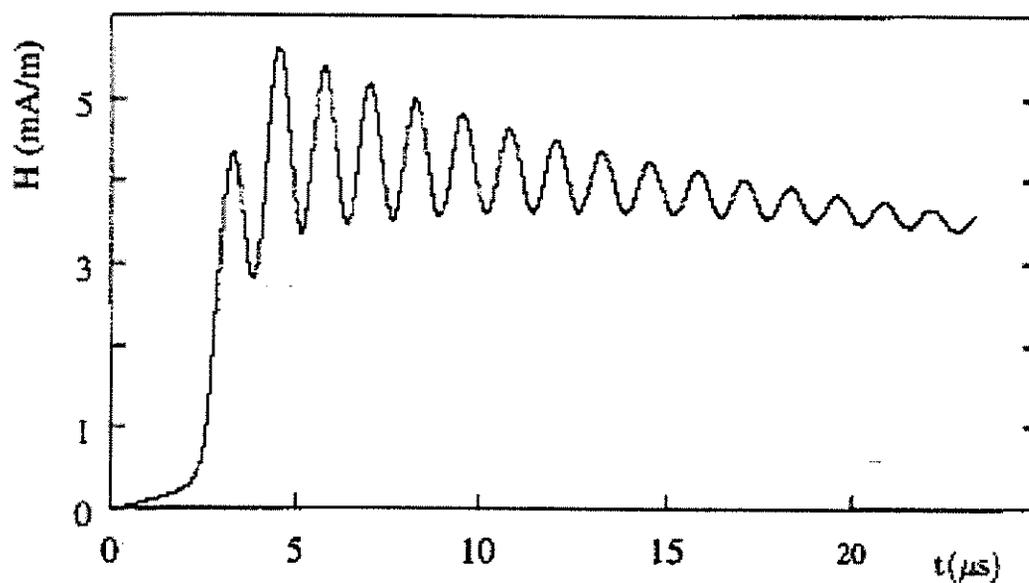
a) Intensidade de campo magnético no ponto P(10; 20; 20).



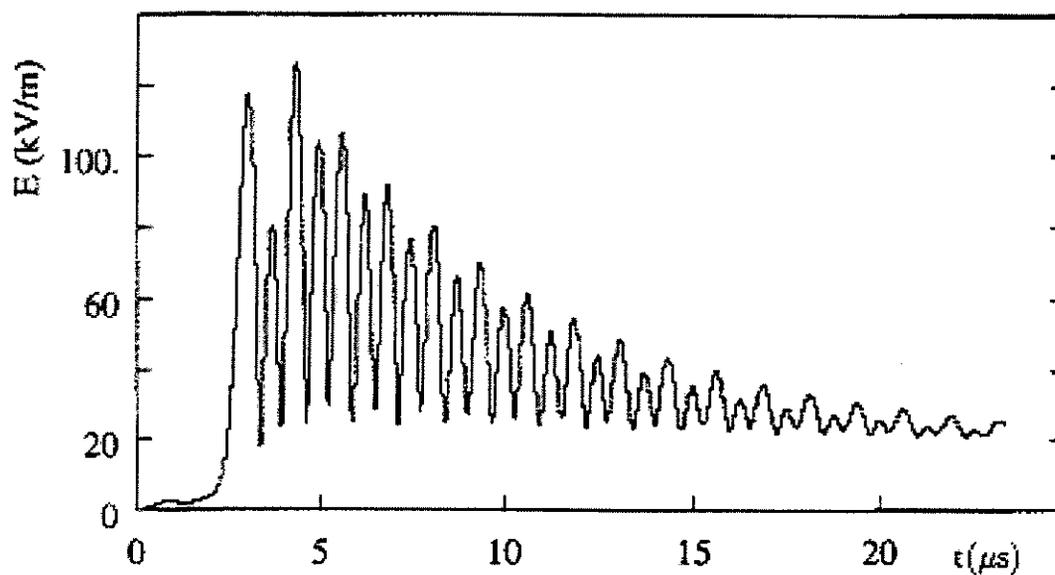
b) Campo elétrico no ponto P(10; 20; 20).

a - apenas o raio c - raio na transversal
 b - sem aterramento d - raio estrutura de proteção e aterramento.

Figura 4.4 Campo eletromagnético no ponto P(10;20;20).



a) Intensidade de campo magnético no ponto P(10; 20; 20)



b) Campo elétrico no ponto P(10; 20; 20).

Figura 4.5 Campo eletromagnético sem o canal do raio, no ponto P(10;20;20).

4.4 Campo eletromagnético em uma Central de Telecomunicação

O modelo de simulação apresentado aqui, segue os mesmos princípios do exemplo anterior. A modelagem da corrente de retorno foi introduzida neste exemplo, conforme discutido na seção 2.7.1 do capítulo 2. A estrutura de proteção foi alterada, com uma configuração mais complexa, as linhas estão dispostas de uma forma mais aleatória, justificando assim, a grande vantagem na aplicação das expressões de campo desenvolvidas (3.37 e 3.20), as quais são aplicadas diretamente, sem a necessidade de adaptações [32]. O solo foi considerado homogêneo e com condutividade infinita, e a teoria das imagens foi adotada

4.4.1 Resultados

A Figura 4.12, mostra uma torre de uma central de telecomunicação, com sua estrutura de proteção contra descargas atmosféricas. O raio é simulado com a fonte localizada na nuvem a 3088 metros acima do solo, no ponto A(9; 9; 3088), e a corrente de retorno atinge o topo da estrutura no ponto B(9; 9; 88).

O raio foi simulado, aplicando os mesmos princípios desenvolvidos por Mattos [30]. A Figura 4.13 mostra o perfil da corrente de retorno que atinge o ponto “B” da estrutura.

Foram realizadas quatro diferentes simulações, conforme configuração da estrutura de proteção, e os resultados estão mostrados a seguir:

- Caso 1: Raio (Figura 4.13) incidindo diretamente a torre no ponto “B”, levando em consideração as hastes de aterramento. A Figura 4.14 mostra os resultados dos campos obtidos no ponto P(15; 15; 5), em módulo, e a Figura 4.15 mostra cada componente Cartesiana dos campos elétrico e magnético. Nesta Figura, as componentes E_x e E_y foram multiplicadas por 5.

- Caso 2: A mesma simulação anterior, mas agora eliminando as linhas da estrutura dispostas na horizontal.
As Figuras 4.16 e 4.17, mostram os resultados obtidos.
- Caso 3: A mesma simulação do caso 1, substituindo as hastes de aterramento por uma resistência de terra de 8,0 Ohm.
A Figura 4.18 mostra os resultados obtidos.
- Caso 4: Eliminando a estrutura de proteção e as hastes de aterramento, o raio atinge diretamente o ponto "D" (Figura 4.12):
A Figura 4.19 mostra os resultados obtidos.

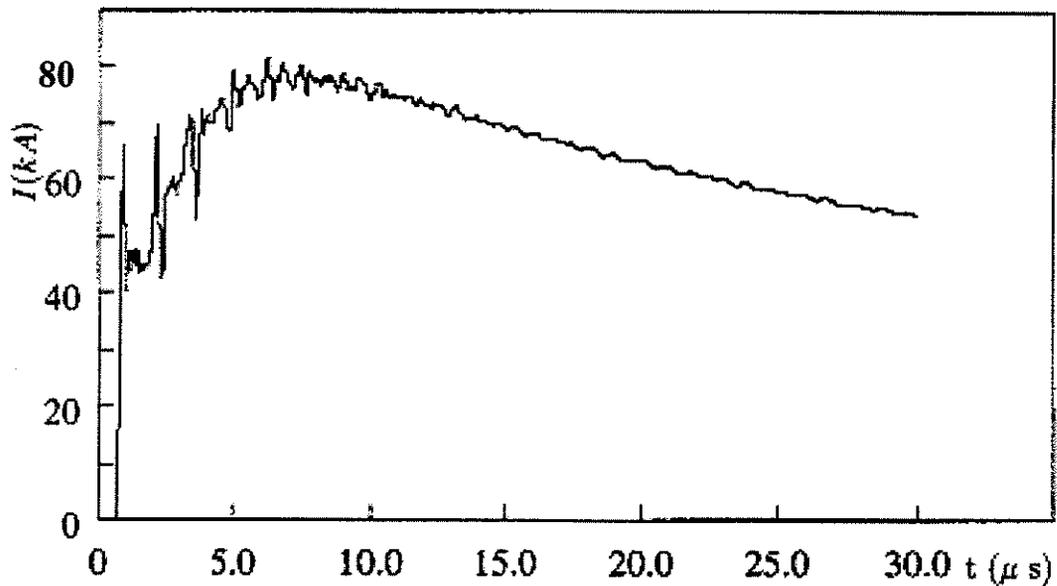


Figura 4.1 Intensidade de corrente que atinge o ponto "B" da estrutura.

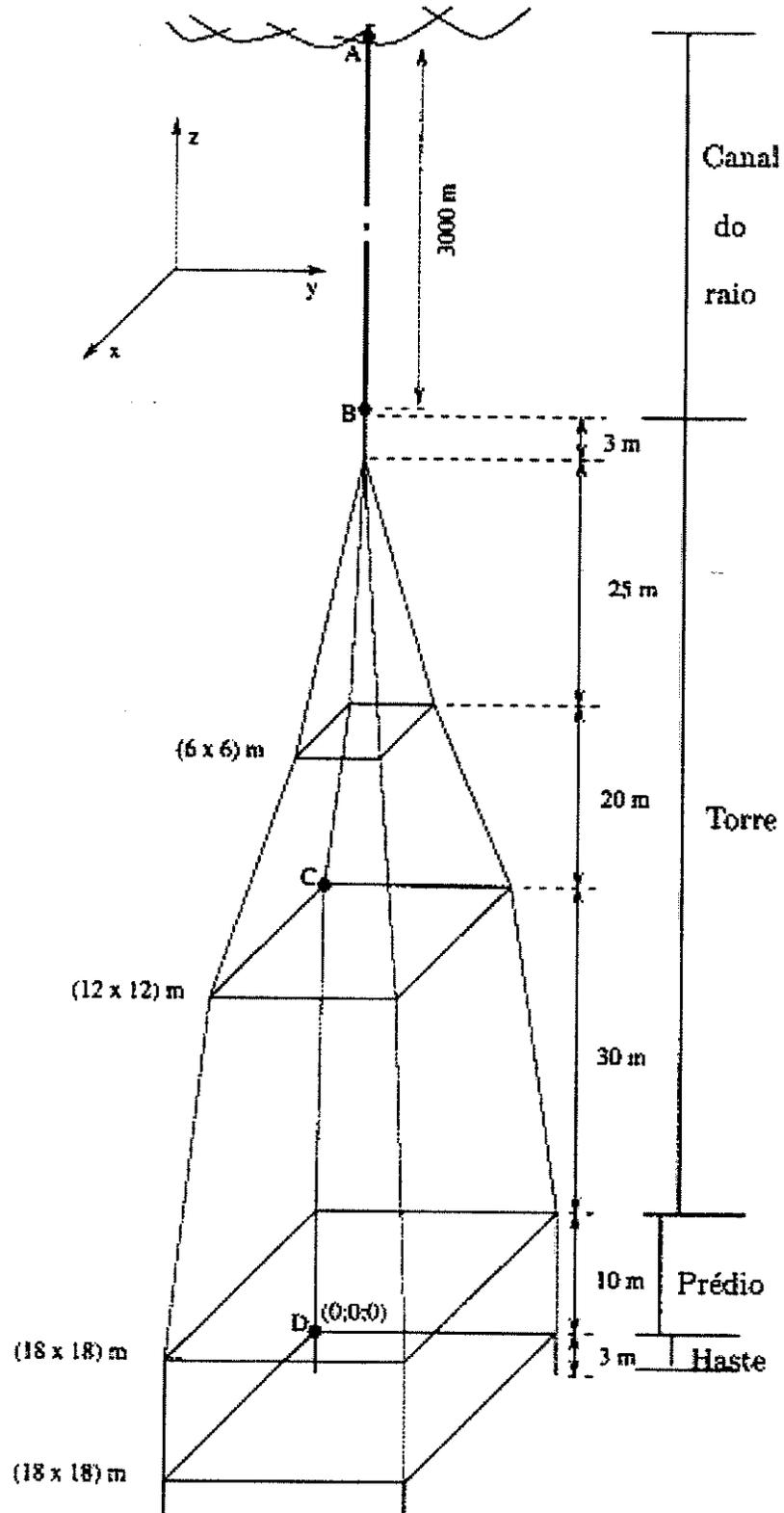
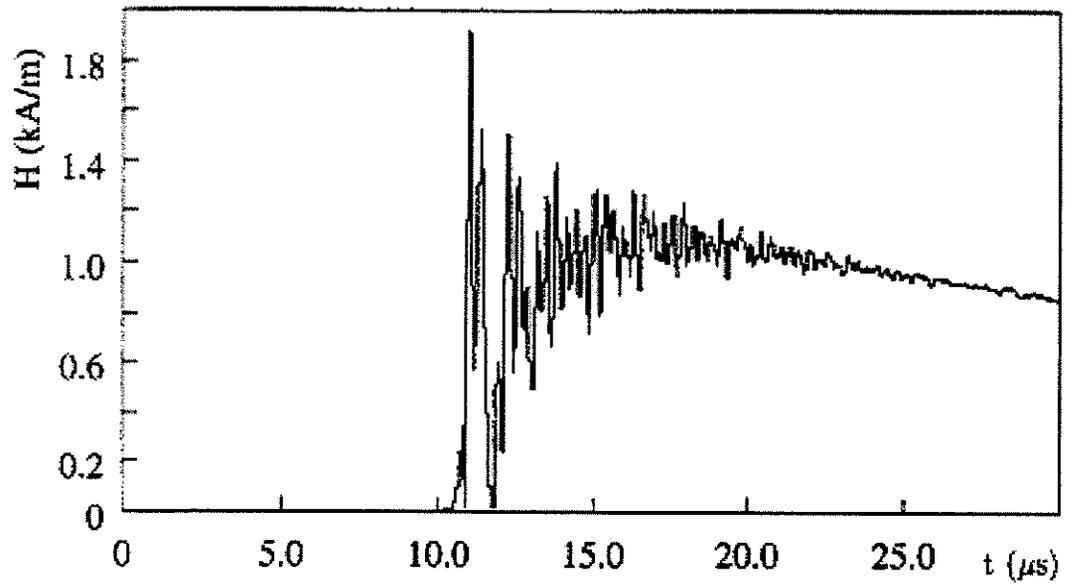
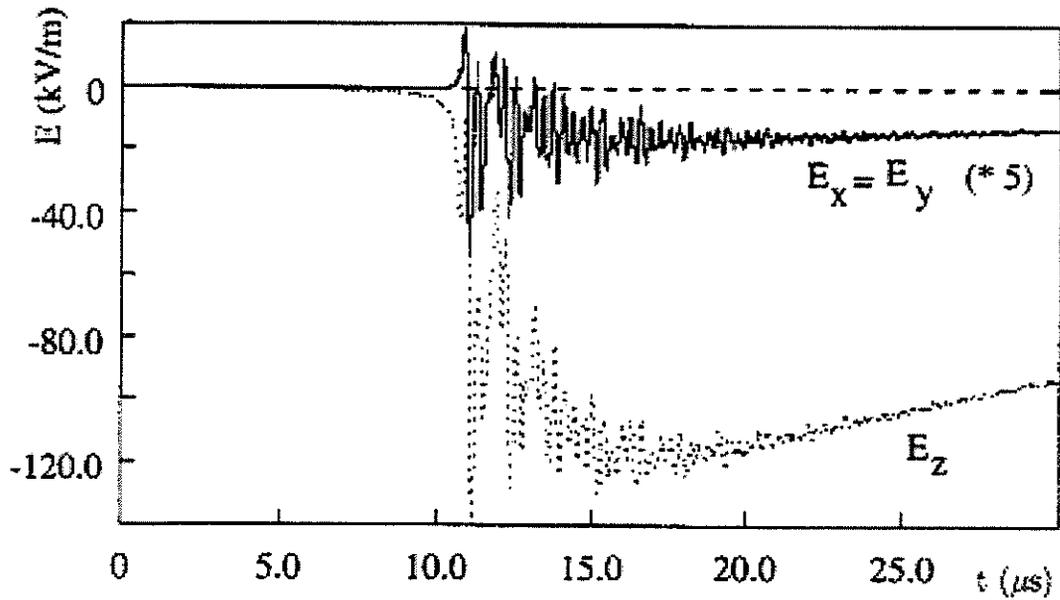


Figura 4.2 Sistema de proteção contra descargas atmosféricas em uma central de telecomunicações.

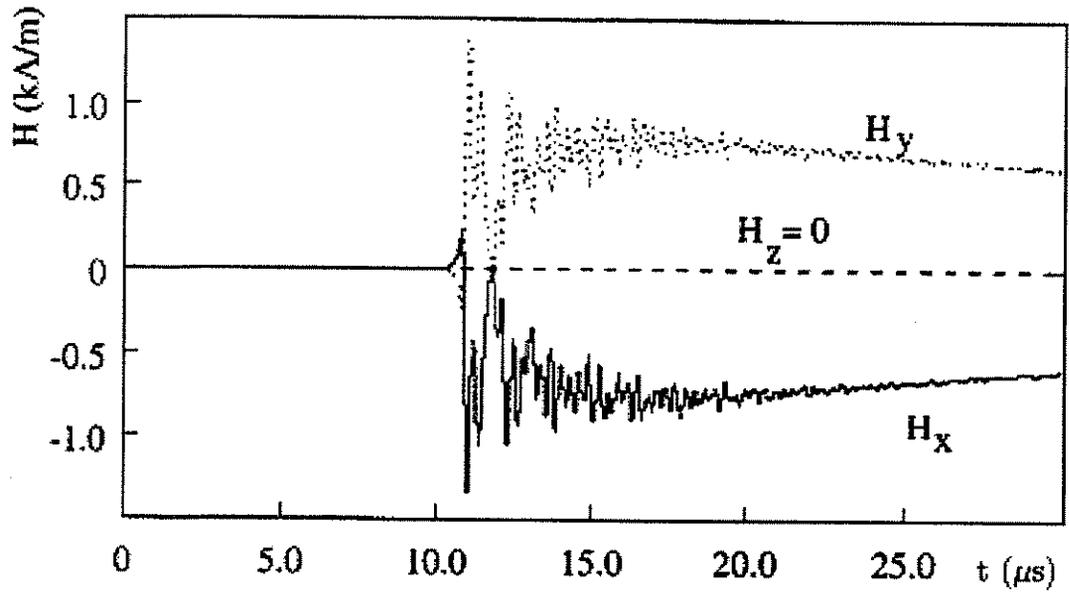


b) Intensidade de campo magnético

Figura 4.3 Campo eletromagnético para o caso 1.

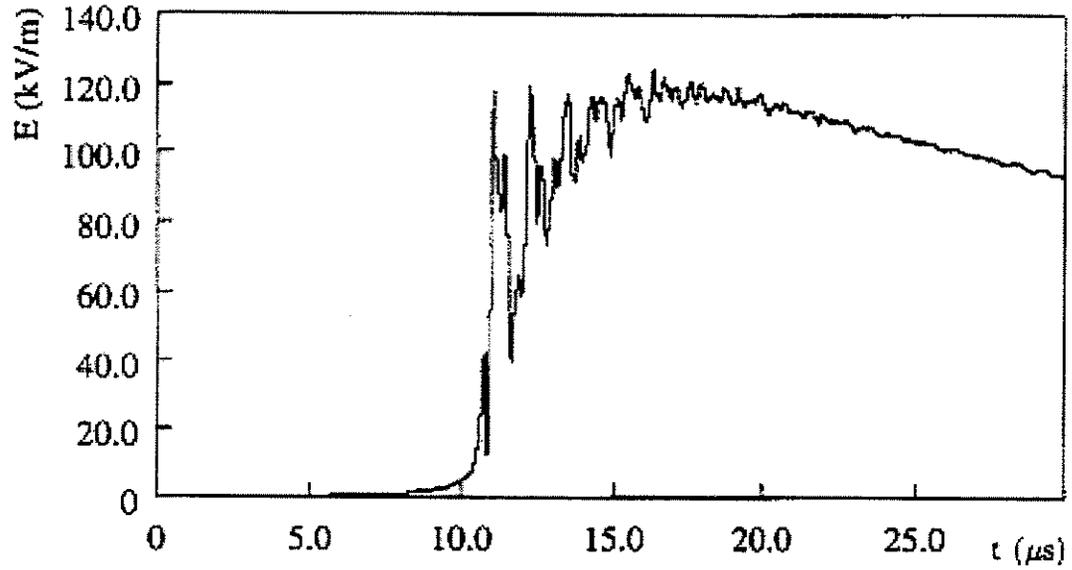


a) Campo elétrico.

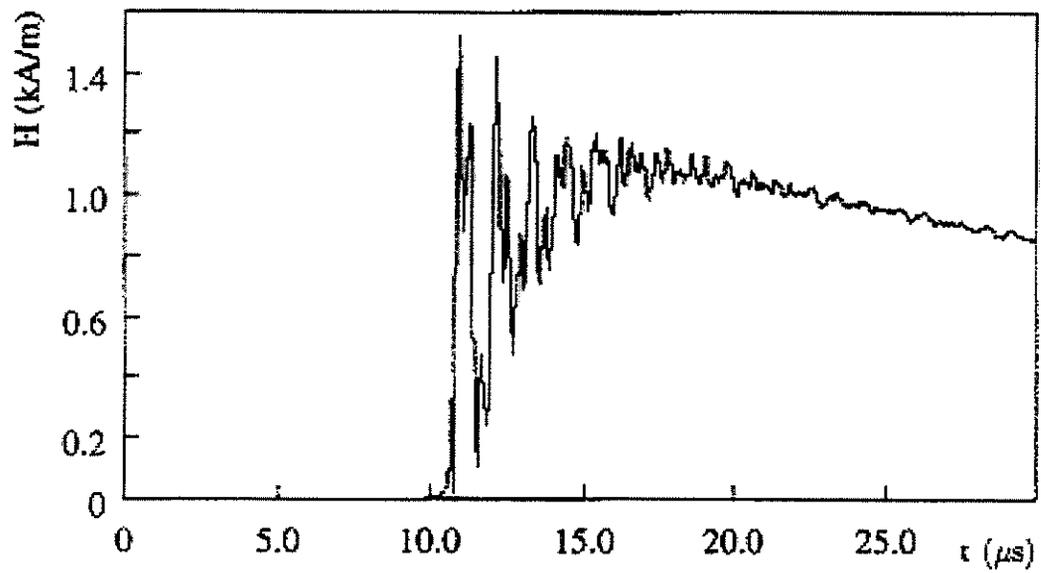


b) Intensidade de campo magnético.

Figura 4.4 Campo eletromagnético em coordenadas Cartesianas, para o caso 1.

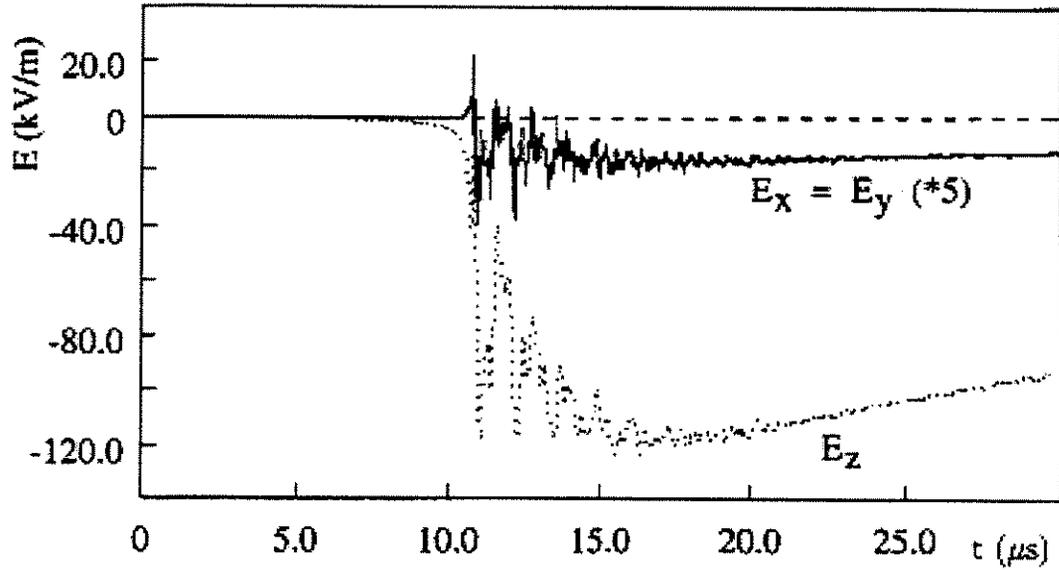


a) Campo elétrico.

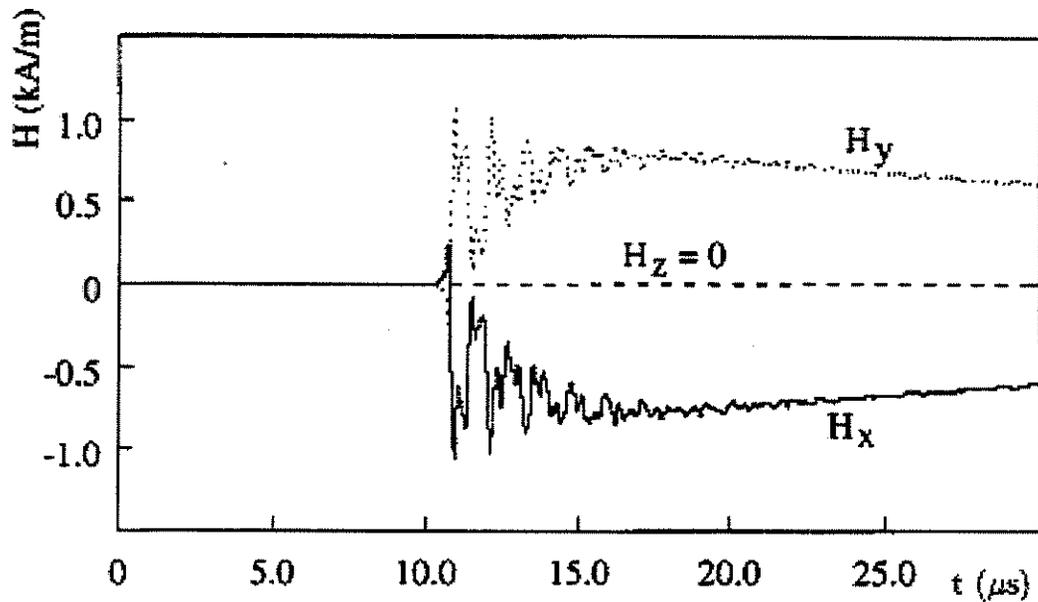


b) Intensidade de campo magnético.

Figura 4.5 Campo eletromagnético para o caso 2.

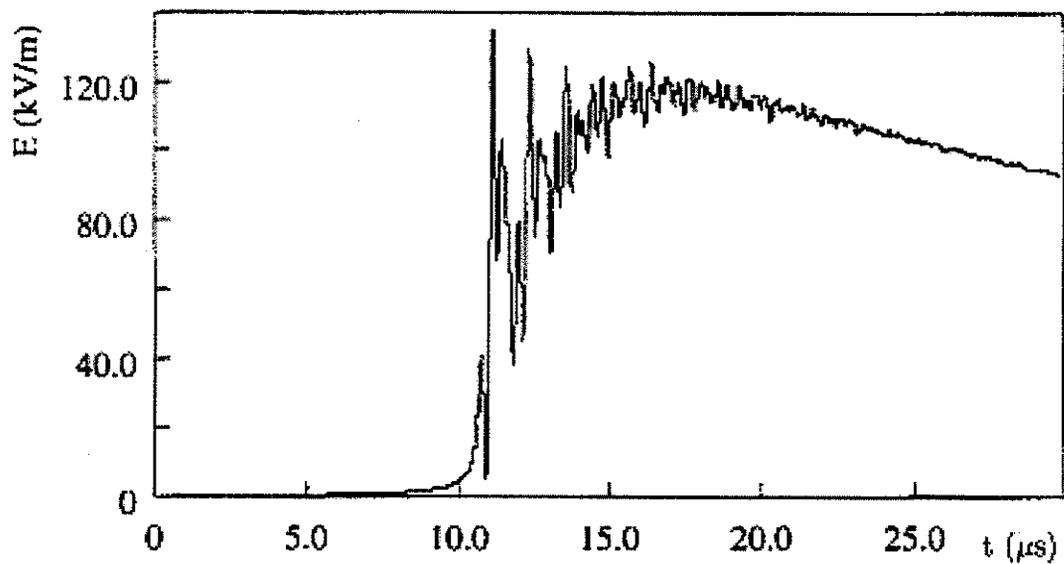


a) Campo elétrico.

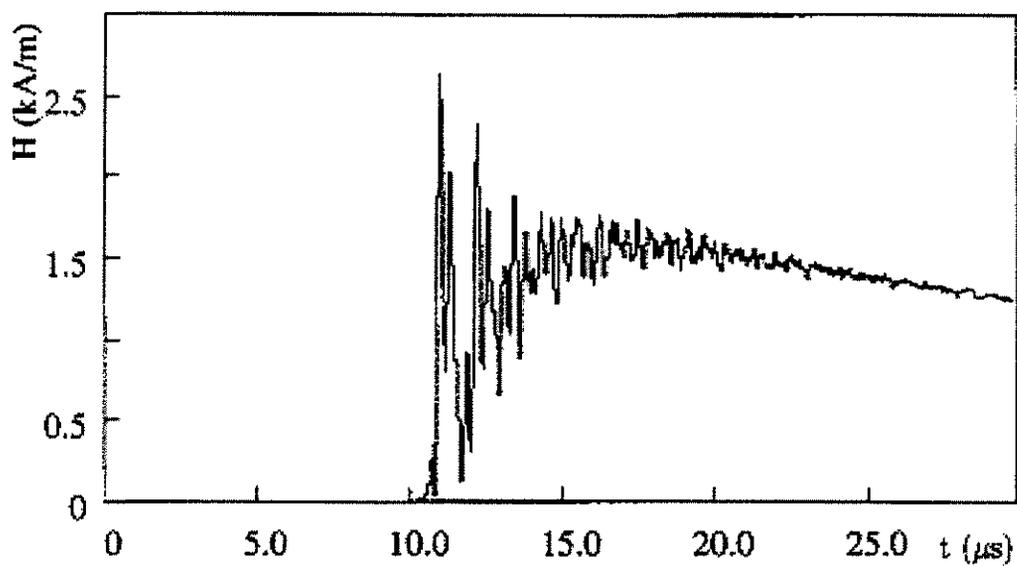


b) Intensidade de campo magnético.

Figura 4.6 Campo eletromagnético em coordenadas Cartesianas, para o caso 2.

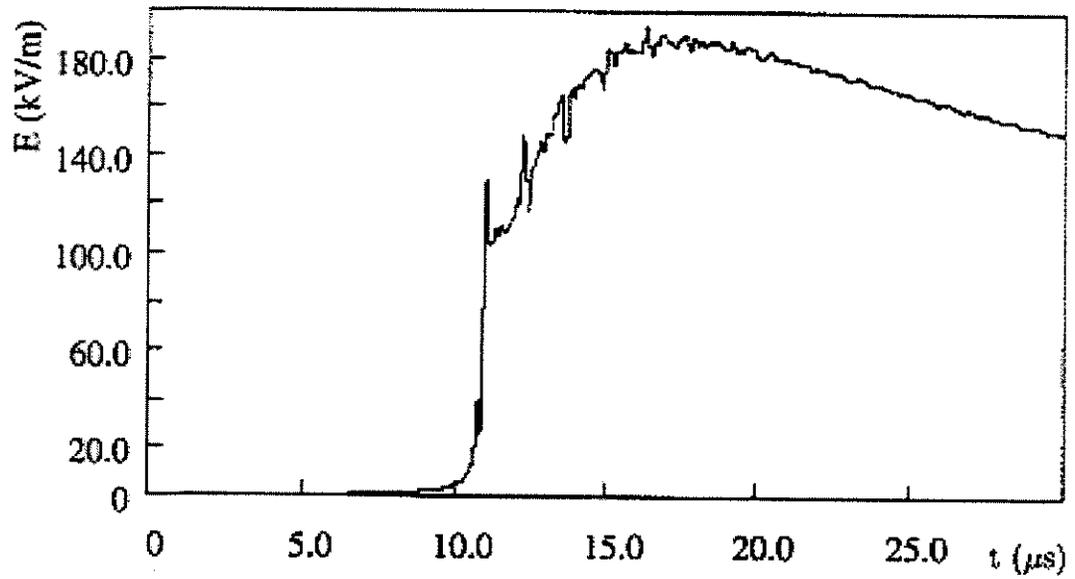


a) Campo elétrico.

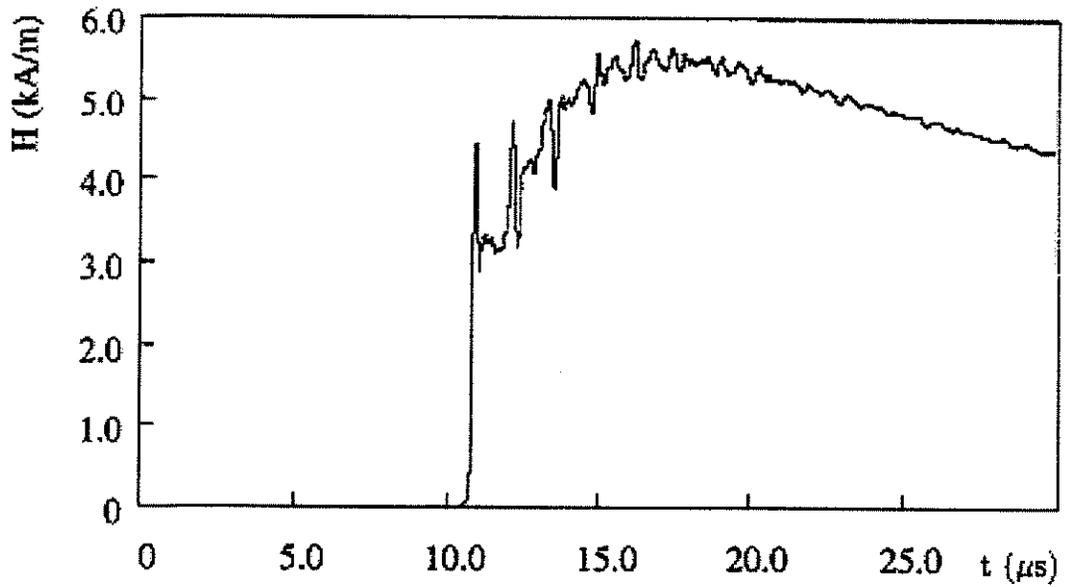


b) Intensidade de campo magnético.

Figura 4.7 Campo eletromagnético para o caso 3.



a) Campo elétrico.



b) Intensidade de campo magnético.

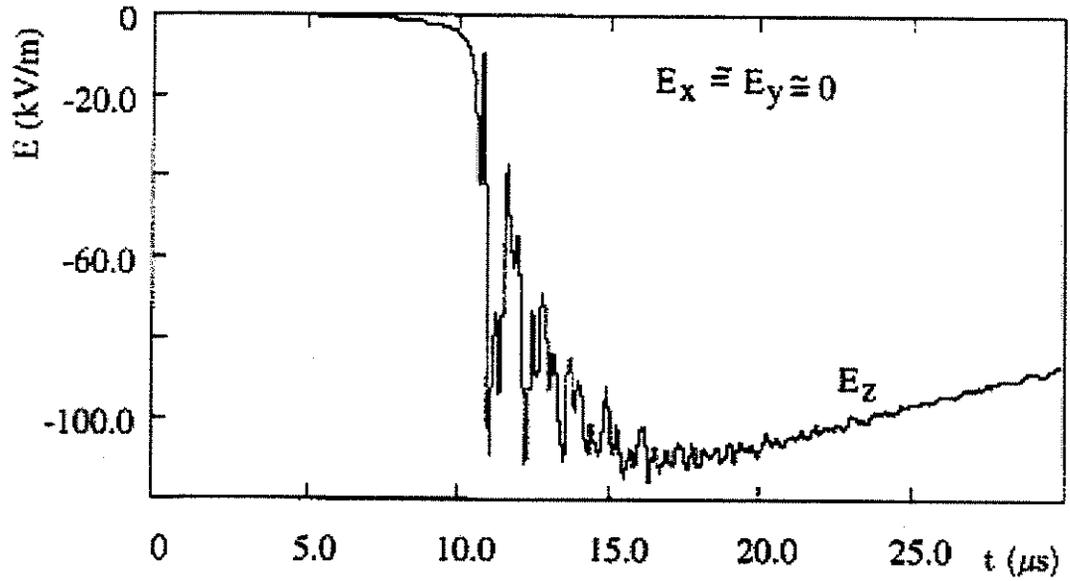
Figura 4.8 Campo eletromagnético para o caso 4.

A Figura 4.20 mostra o resultado do campo elétrico para o caso de se eliminar as linhas horizontais (caso 2), em um ponto no centro da estrutura (ponto P(9; 9; 5)). Como era de se esperar, as componentes E_x e E_y são praticamente nulas, uma vez que somente as linhas inclinadas da estrutura contribuem para tais componentes, e a contribuição do campo nessas componentes horizontais, devido às linhas verticais, se anulam mutuamente. O campo magnético neste ponto é nulo, uma vez que as contribuições de cada linha da estrutura para o campo se cancelam no centro geométrico da estrutura. Assim, os resultados mostram a presença somente da componente vertical do campo elétrico (E_z) no ponto (assumindo E_x e E_y nulos).

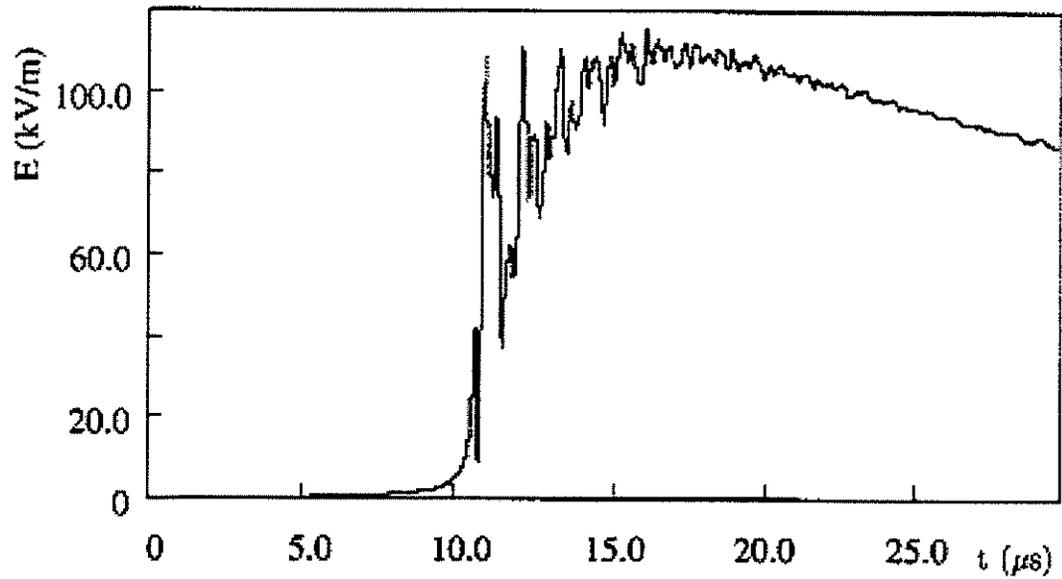
No caso 3, onde a malha de aterramento foi substituída por resistências de 8,0 Ohm, verifica-se que a intensidade do campo elétrico é um pouco maior que as obtidas nos casos 1 e 2, e a intensidade do campo magnético é bem maior.

A Figura 4.19 mostra que quando foi considerado apenas o canal do raio, sem a EPDA e malha de aterramento (caso 4), a intensidade do campo eletromagnético resultante, foi muito maior que a obtida nos outros casos.

Simulando o caso 1 e calculando os campos no ponto central da estrutura, ponto P(9; 9; 5), verificou-se que a componente E_x é igual à componente E_y e que a componente E_z é bem maior que essas duas, as quais são mais intensas que as obtidas no caso 2.



a) As 3 componentes do campo elétrico.



b) Campo elétrico em modulo.

Figura 4.9 Campo elétrico no ponto P(9;9;5), para o caso 2.

4.5 Estudo de campo eletromagnético em diferentes configurações

A construção de uma estrutura de proteção com um grande número de cabos interligados, de forma a se obter uma proteção otimizada, é impraticável economicamente e muitas vezes esteticamente. Torna-se desejável, assim, um estudo de qual seria a configuração mais adequada para uma estrutura com um menor número de cabos pertencentes à estrutura. Com esse objetivo, a simulação de uma estrutura com diferentes configurações foi implementada e os resultados estão apresentados a seguir.

4.5.1 Resultados

Aplicando a técnica em outros casos de estruturas de proteção, como as que estão ilustradas nas Figuras 4.21, 4.22, e 4.23. Nestas estruturas, a localização da nuvem (fonte) foi considerada a uma altura de 3000 metros, acima da estrutura (3020 metros acima do solo), e o perfil de descarga atmosférica anterior foi considerado [33] [34].

Com a descarga atingindo a estrutura no ponto $P(0; 0; 20)$, os resultados foram analisados e estão mostrados a seguir.

As Figuras 4.24 e 4.25 mostram a intensidade do campo elétrico e magnético, respectivamente, obtidos no ponto $P_1(5, 5, 5)$ para os 4 diferentes casos estudados: caso 1 (estrutura da Figura 4.21), caso 2 (estrutura da Figura 4.22a), caso 3 (estrutura da Figura 4.22b), e caso 4 (estrutura da Figura 4.23). A Figura 4.24 (caso 1) mostra que a intensidade de campo elétrico, com valor de pico da ordem de 60 kV/m, é um pouco maior que aquela obtida para o caso 2, com transitórios praticamente iguais. Para o caso 3, a intensidade de campo elétrico é menor que aquele obtido no caso 1 e no caso 2, mas é maior que o obtido no caso 4. A Figura 4.25 mostra que a intensidade de campo magnético no ponto $P_1(5, 5, 5)$ é quase o mesmo para

os 4 casos em estudo, apresentando um valor de pico da ordem 6,0 kA/m. Desta Figura, pode-se verificar que $|H|_{(\text{caso 4})} < |H|_{(\text{caso 2})} < |H|_{(\text{caso 1})} < |H|_{(\text{caso 3})}$.

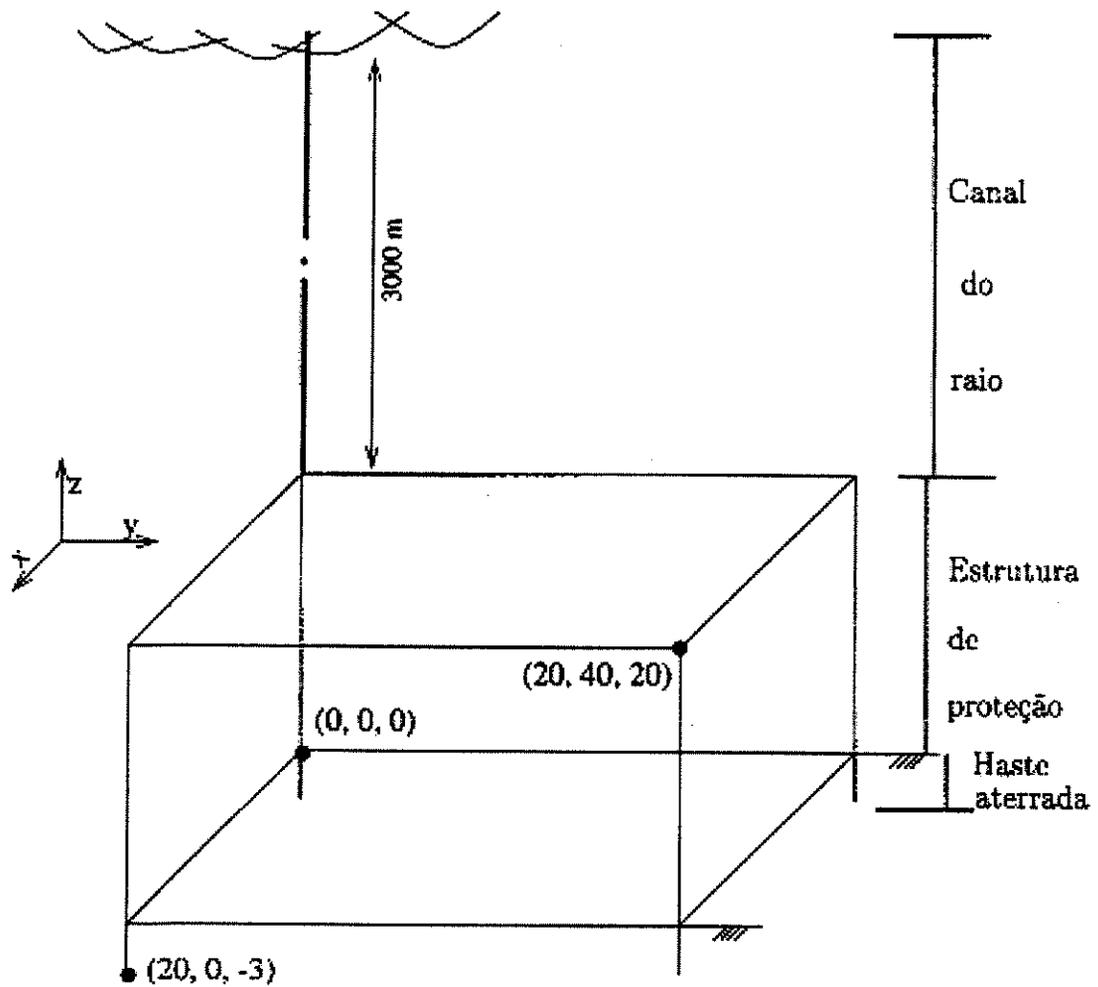
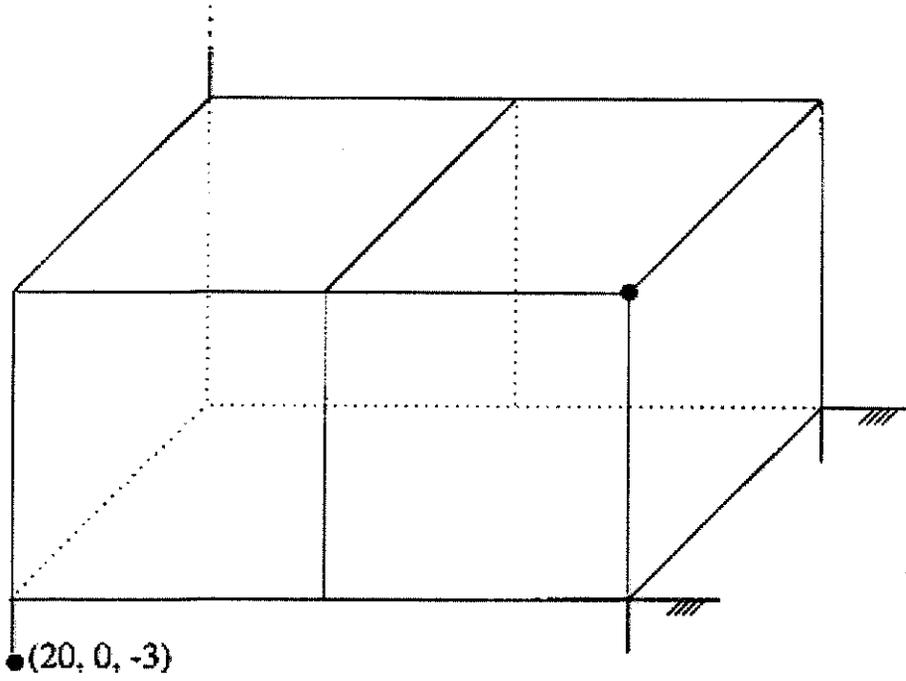
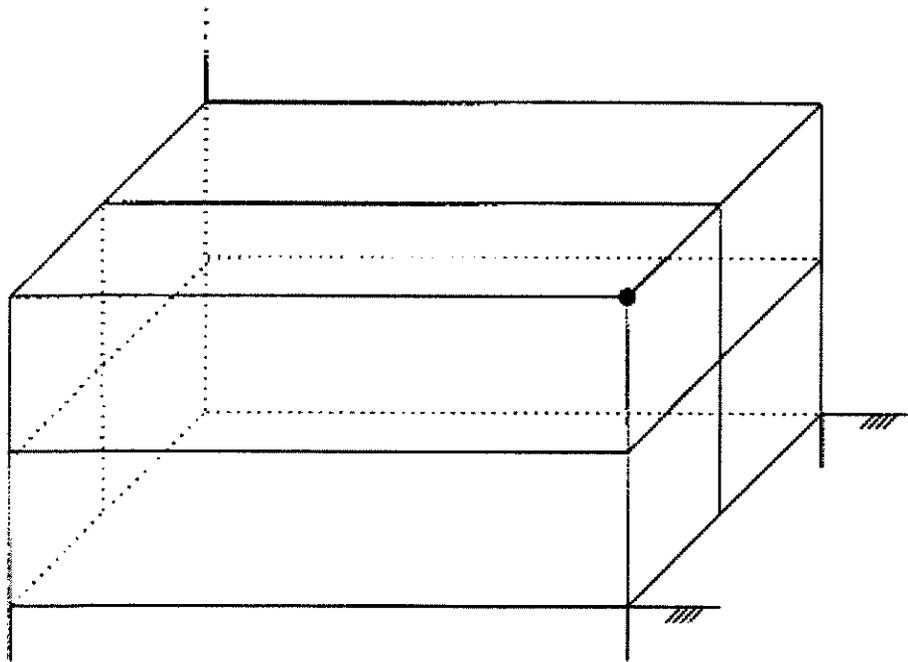


Figura 4.1 Estrutura de proteção para o caso 1.



a) Estrutura de proteção - caso 2.



b) Estrutura de proteção - caso 3.

Figura 4.2 Estrutura de proteção para os casos 2 e 3.

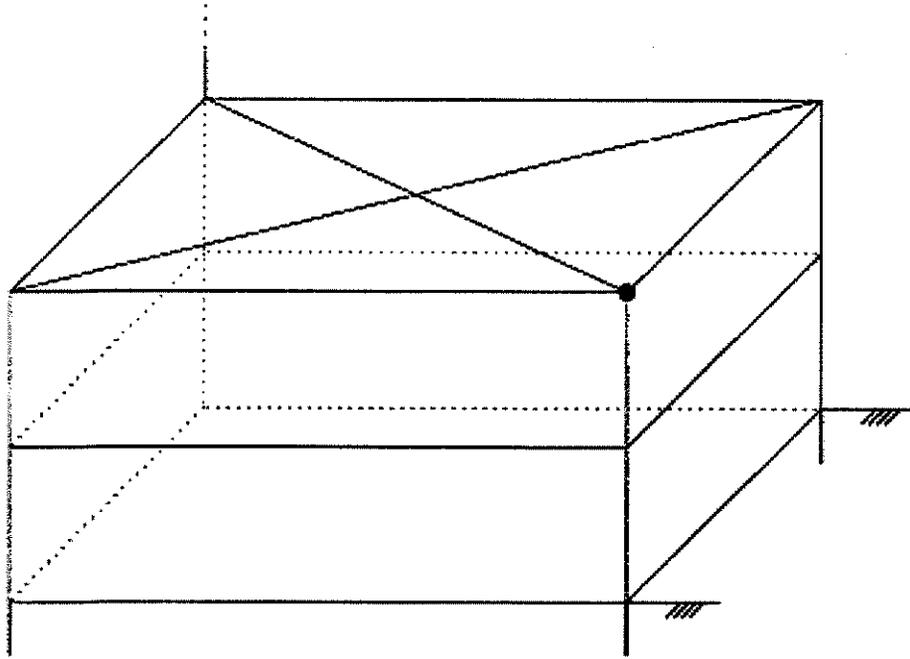


Figura 4.3 EPDA para o caso 4.

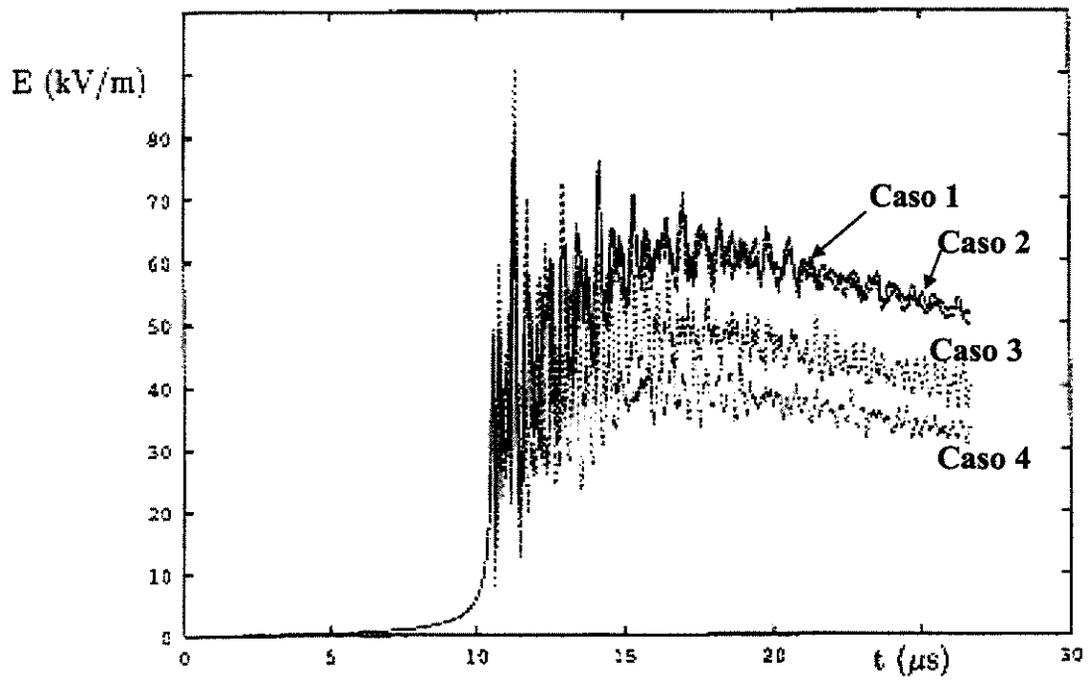


Figura 4.4 Campo elétrico no ponto $P_1(5, 5, 5)$ para os 4 casos.

As Figuras 4.26 e 4.27 mostram a intensidade do campo elétrico e magnético, respectivamente, obtidos no ponto $P_2(15, 20, 0)$ para os 4 casos descritos anteriormente. Percebe-se que a intensidade de campo elétrico para o caso 2 é maior que para os outros casos, seguido pelo obtido no caso 1, caso 3 e caso 4. O valor de pico do campo elétrico para o caso 1 é da ordem de 26 kV/m, para o caso 2 é da ordem de 44 kV/m, para o caso 3 é da ordem de 10 kV/m, e para o caso 4 é da ordem de 9 kV/m. A Figura 4.27 mostra que a intensidade de campo magnético neste mesmo ponto $P_2(15, 20, 0)$, para o caso 1, apresenta a menor intensidade, sendo que para o restante dos casos, a intensidade é praticamente a mesma.

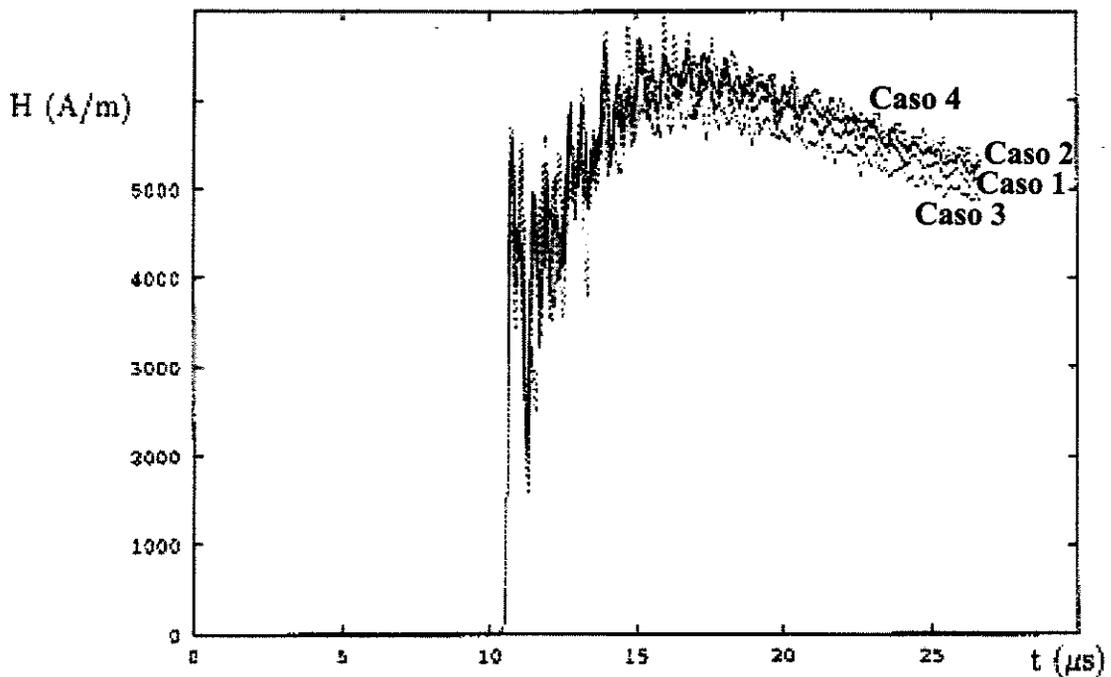


Figura 4.5 Intensidade de campo magnético no ponto $P_1(5, 5, 5)$ para os 4 casos.

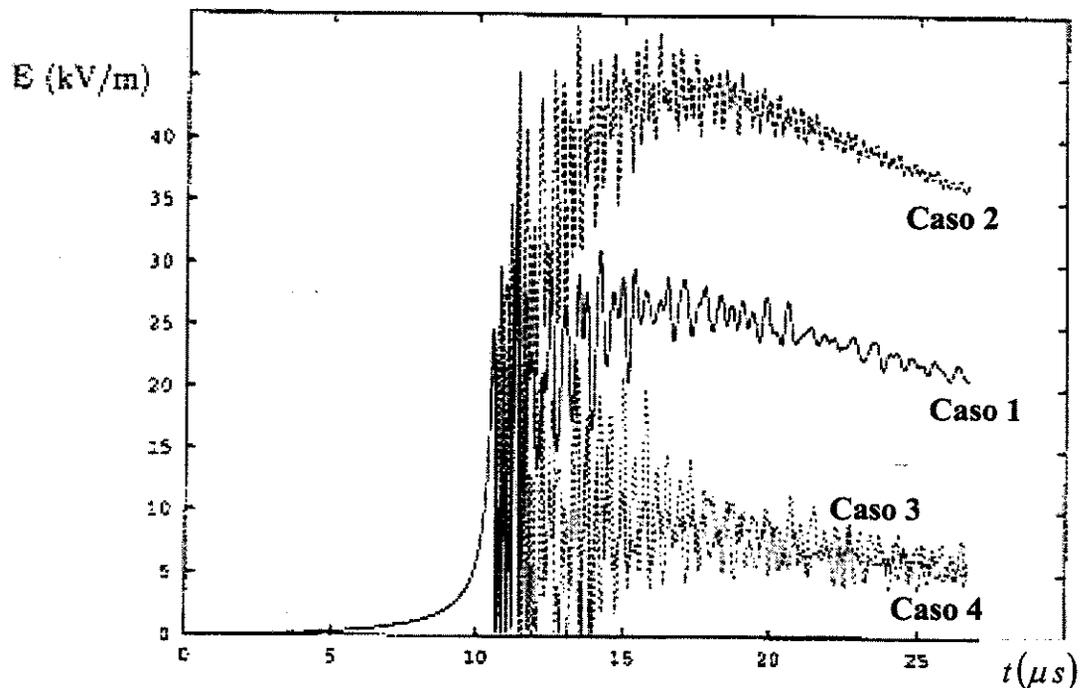


Figura 4.6 Campo elétrico no ponto $P_2(15, 20, 0)$ para os 4 casos.

As Figuras 4.28 e 4.29, mostram a intensidade de campo elétrico e magnético, respectivamente, para os 4 casos no ponto $P_3(5, 5, 15)$. A intensidade de campo elétrico para o caso 4 (com valor de pico da ordem de 40 kV/m) é menor que a obtida para os outros casos. O caso 1 apresenta o pior resultado (com valor de pico da ordem de 150 kV/m), seguido pelo caso 2 (com valor de pico de aproximadamente 140 kV/m) e pelo caso 3 (com valor de pico de 130 kV/m). A Figura 4.29 mostra os resultados para a intensidade do campo magnético neste mesmo ponto $P_3(5, 5, 15)$, onde pode-se observar que os resultados para os casos 1, 2 e 3 (com valor de pico da ordem de 9,5 kA/m) são muito próximos. Já para o caso 4, o resultado é bem menor, cujo valor de pico é de aproximadamente 5,9 kA/m.

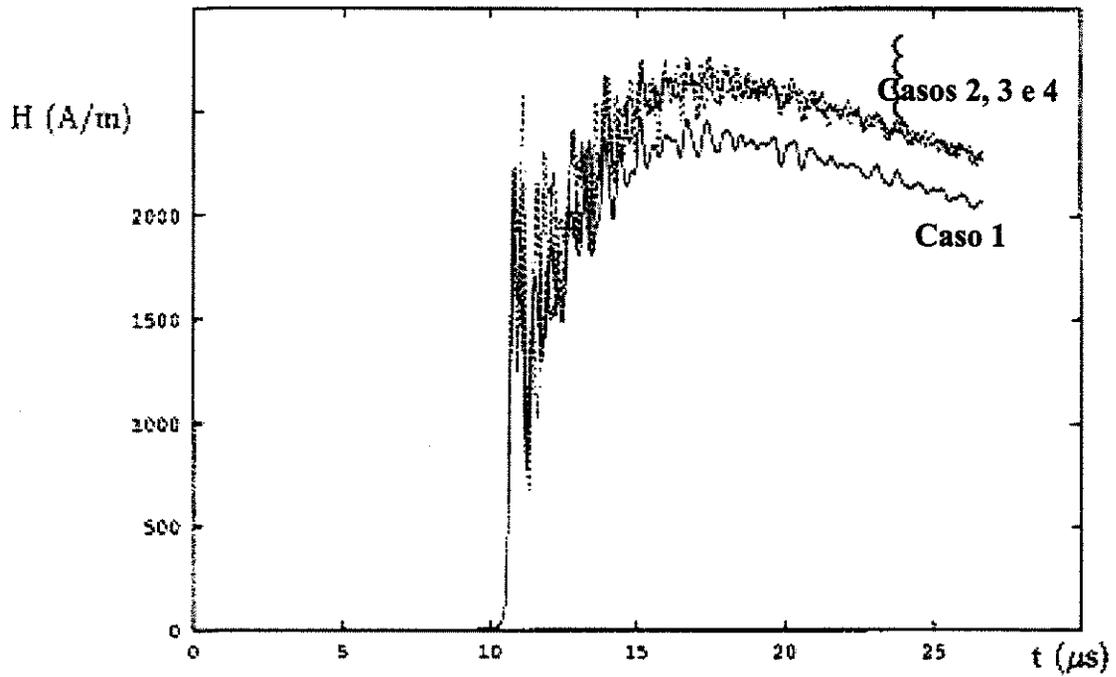


Figura 4.7 Intensidade de campo magnético no ponto $P_2(15, 20, 0)$ para os 4 casos.

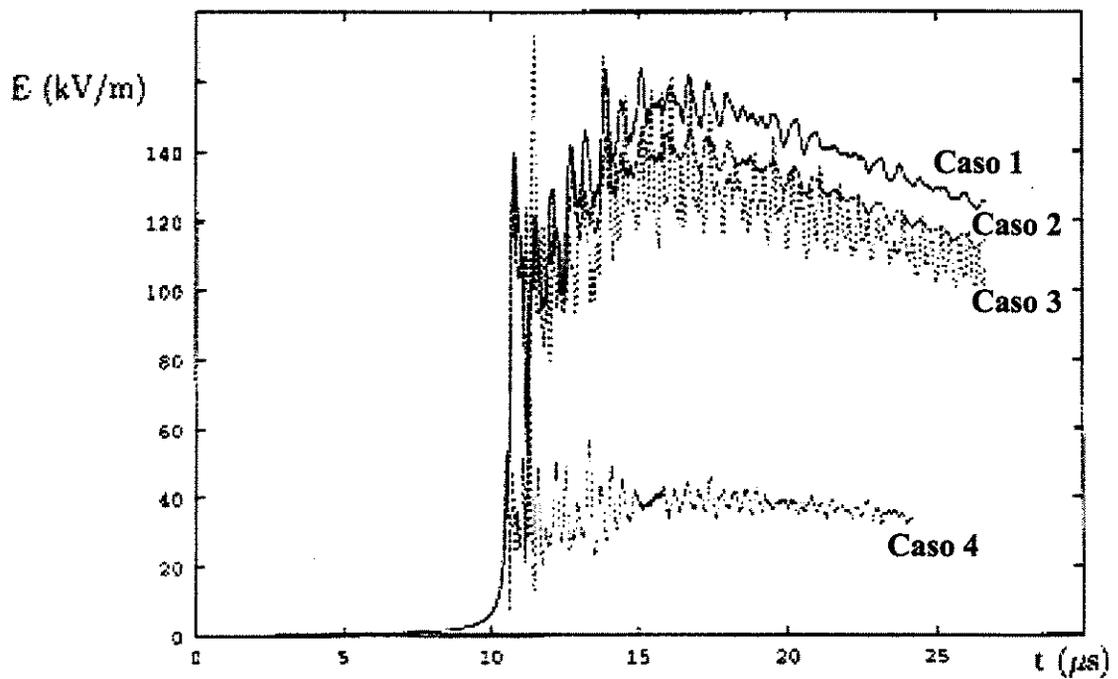


Figura 4.8 Campo elétrico no ponto $P_3(5, 5, 15)$ para os 4 casos.

As Figuras 4.30 e 4.31 mostram a intensidade de campo elétrico e magnético, respectivamente, para os 4 casos no ponto $P_4(10, 20, 15)$. Pela Figura, verificase que a intensidade de campo elétrico para o caso 2 (com valor de pico de aproximadamente 90 kV/m) é maior que as obtidas para os outros casos, sendo este caso seguido pelo caso 3 (com valor de pico de 70 kV/m) e pelo caso 1 (com valor de pico da ordem de 35 kV/m). O caso 4 apresenta o melhor resultado, com valor de pico de 30 kV/m. A intensidade de campo magnético mostrado na Figura 4.31 é maior para o caso 4, seguido pelo caso 2 e pelo caso 3. O resultado para o caso 1 apresenta o melhor caso, cujo valor de pico é da ordem de 3,7 kA/m.

Com o propósito de se obter uma proteção apropriada, pode-se verificar que a inclusão ou retirada de cabos pertencentes à estrutura, dependerá do ponto crítico (ponto onde se deseja obter uma menor intensidade de campo). Pelos resultados obtidos, verifica-se que não se deve incluir cabos muito próximos a locais de pontos críticos, uma vez que a intensidade de campo é mais acentuada para estes casos.

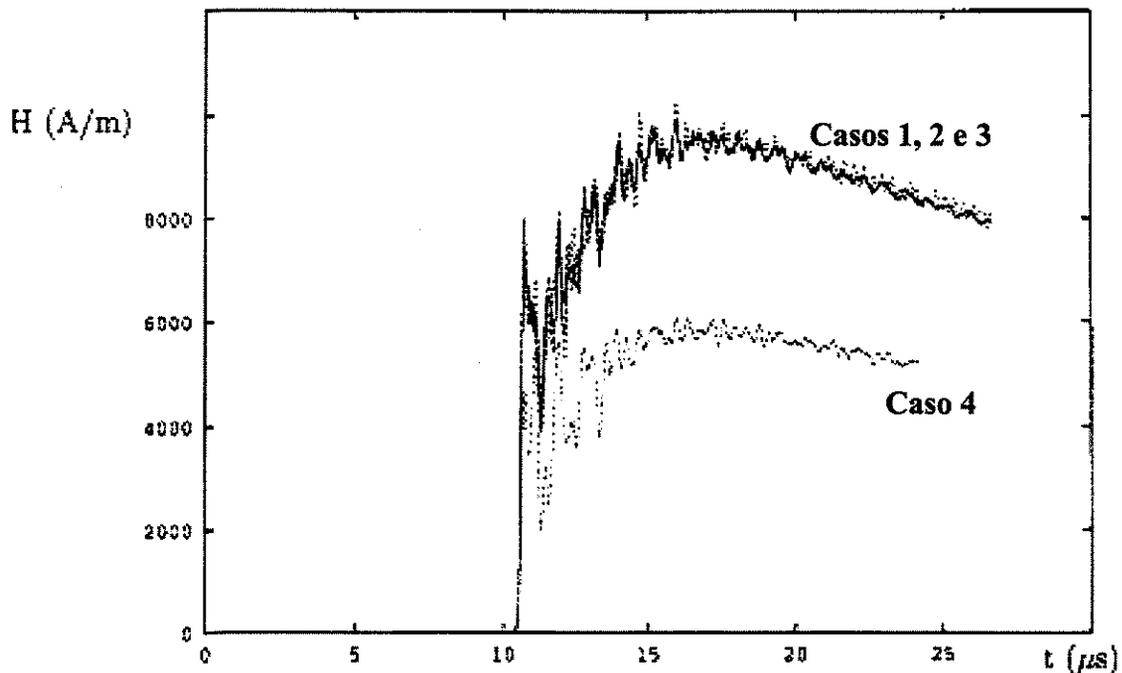


Figura 4.9 Intensidade de campo magnético no ponto $P_3(5, 5, 15)$ para os 4 casos.

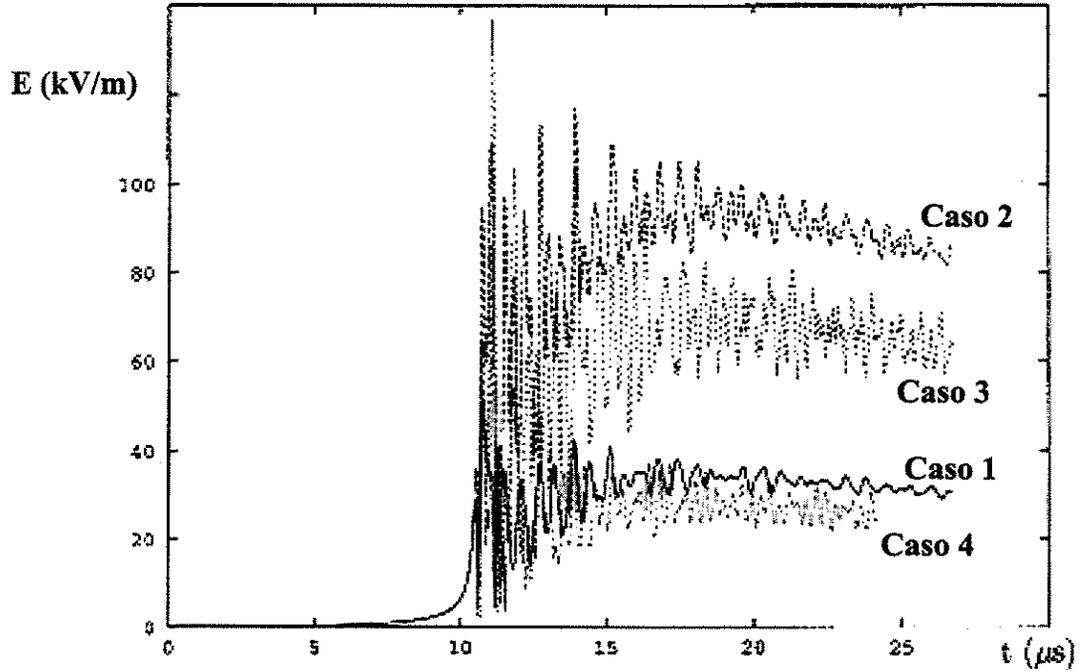


Figura 4.10 Campo elétrico no ponto $P_4(10, 20, 15)$ para os 4 casos.

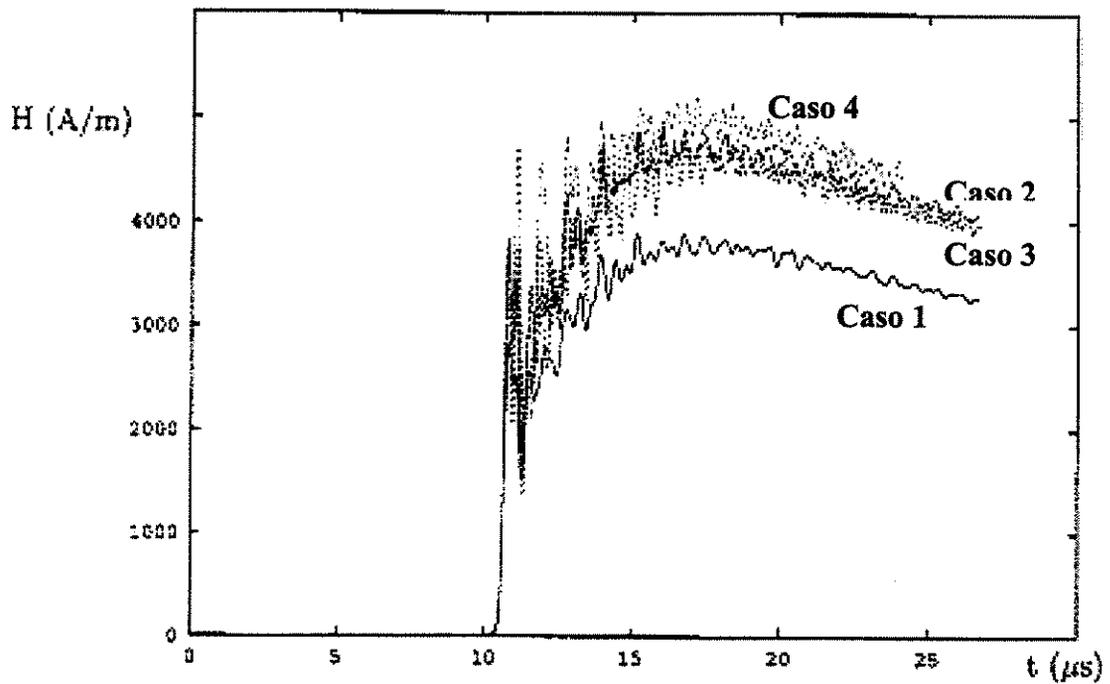


Figura 4.11 Intensidade de campo magnético no ponto $P_4(10, 20, 15)$ para os 4 casos.

Capítulo 5: Conclusões

O estudo de campo eletromagnético gerado por descargas atmosféricas, através da corrente de retorno, bem como pelo transitório da corrente em estruturas de proteção e também em malhas de aterramento, foi analisado através de simulações no domínio do tempo. A técnica TLM em apenas uma dimensão na simulação do transitório de corrente ao longo de todo o sistema, bem como a aplicação de uma nova expressão no cálculo do campo eletromagnético associado, demonstrou a grande vantagem do modelo aplicado sobre outras técnicas, além da flexibilidade apresentada. Outros trabalhos nesta área têm implementado simulações aplicando a técnica de diferenças finitas no domínio do tempo. Além de não simular a corrente de retorno de uma descarga (dado as dimensões envolvidas), esses trabalhos têm encontrado grandes limitações na capacidade computacional, uma vez que o espaço compreendido pela estrutura de proteção e de aterramento deve ser discretizado em dimensões adequadas. Uma vez que o espaço compreendido pela estrutura de proteção foi considerado homogêneo, com permissividade dielétrica e permeabilidade magnética constantes (ar), a aplicação das expressões de cálculo de campo aqui apresentadas, incorre em problema de condições de contorno mais simples de serem resolvidas que outras técnicas que necessitam discretizar o espaço tri-dimensional.

Como a fonte de interferências não pode ser eliminada, deseja-se ao menos minimizar a sua magnitude. Com este trabalho, é possível analisar as regiões de menor possibilidade de interferências do campo eletromagnético e, de outro lado, verificar se equipamentos eletro-eletrônicos estão sujeitos a estas interferências. No caso de haver interferências, é possível alterar a estrutura e realizar novas simulações, até que seja encontrada a proteção mais adequada das instalações. Com isso, os custos de projetos poderão ser minimizados, nos casos em que o projeto da proteção ainda não tenha sido executado.

5.1 Trabalhos futuros

Apesar das contribuições apresentadas neste trabalho na análise de proteção contra descargas atmosféricas, no processo de modelagem poderia-se incluir outros parâmetros, como a análise do solo e o efeito das estruturas de concreto nas estruturas. Neste trabalho, o solo foi considerado homogêneo. Esta característica é muito difícil de se ter na prática, e a inclusão de um modelo com solo não homogêneo é de grande interesse. É sabido que campos eletromagnéticos interagem com as estruturas de concreto pertencentes às estruturas prediais/industriais e o estudo dessa interação, com a inclusão de um modelo apropriado seria também de muito interesse em futuras pesquisas. Finalmente, com os programas que foram desenvolvidos neste trabalho, para que o mesmo se torne de fácil uso para um usuário final, seria necessário o desenvolvimento de uma interface mais amigável.

Referências Bibliográficas

- [1] CAIXETA G.P. Simulação Numérica da Interação Raio-Sistemas de Proteção em Treliças e do Campo Elétrico Gerado. Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, UNICAMP, FEEC/DSCE, 1993.
- [2] TAFLOVE A. Computational Electrodynamics - The Finite-Difference Time-Domain Method. Artech House, 1995.
- [3] KUNZ and Luebbers. The Finite Difference Time Domam Method for Electromagnetics. CRC Press, 1993.
- [4] CHRISTOPOULOS C. The Transmission-Line Modeling Method – TLM. IEEE/OUP series, 1995.
- [5] JOHNS P.B. The Art of Modelling. Electronics and Power, pages 565— 569, August 1979.
- [6] BALANIS C.A. Advanced Engineering Electromagnetics. John Wiley & Sons, 1989.
- [7] JOHNS P.B. Numerical Modelling by the TLM Method. Lectures Notes, Depart. of Electrical and Electronic Eng., Univ. of Nottingham, 1971.
- [8] AKHTARZAD S. and P.B. Johns. Solution of Maxwell's Equations in three Space Dimensions and Time by the T.L.M. Method of Numerical Analysis. Proc. IEE, Vol. 122(Nº. 12): 1344 – 1348, December 1975.
- [9] JOHNS P.B. The Solution of Inhomogeneous Waveguide Problems Using a Transmission-Line Matrix. *IEEE Trans. on MTT*, Vol. 22 (N0. 3) :209 – 215, March 1974.

- [10] AKHTARZAD S. and P.B. Johns. Generalised Elements for T.L.M. Method of Numerical Analysis. *Proc. IEE*, Vol. 122 (NO. 12):1349—1352, december 1975.
- [11] KUFFEL E. and W.S. Zaengl. High Voltage Engineering. Pergamon Press, 1984.
- [12] PAUL C.R. Introduction to Electromagnetic Compatibility. John Wiley & Sons, 1992.
- [13] KRAUS J.D. Electromagnetics. McGraw-Hill, second edition, 1988.
- [14] TESCHE, Ianoz, and Karlsson. *EMC Analysis Methods and Computational Models*. John Wiley & Sons, 1997.
- [15] MATTOS M.A.F. and G.P. Caixeta. Lightning Induced Current on a Building Wiring System. Int. Conf. on Lightning Protection - *ICLP*, Germany, september 1992.
- [16] CAIXETA G.P. and J. Pissolato Filho. Electromagnetic Field Induced in the Interior of a Building by Lightning. 2th International Conference on Lightning Protection – *ICLP*, Birmingham/UK, september 1998.
- [17] MATTOS M. A. F. Numerical Simulation of the Lightning Return Stroke. Ph.D. thesis, University of Nottingham, School of Electrical and Electronic Engineering, December, 1988.
- [18] RUDENBERG Reinhold. Electrical Shock Waves in Power Systems. Harvard, New York, 1968.
- [19] BRAGINSKII S. I. Theory of the Development of a Spark Channel. Soviet Physics JETP, 34(7) (6): 1068—1074, Dec. 1958.

- [20] UMAN M. A. *Lightning*. Dover, 1984.
- [21] DAVIS R. and R. W. E. Cook. *The Surge Corona Discharge*. The Institution of Electrical Engineers, Monograph No. 415 S:230 – 239, Nov. 1960.
- [22] UMAN M.A., D.K. McLain, and E.P. Krider. *The Electromagnetic Radiation from a Finite Antenna*. *American J. Phys.*, 43:33—38, Jan., 1975.
- [23] RUBINSTEIN M. and M.A. Uman. *Methods for Calculating the Electromagnetic Fields from a Known Source Distribution: Application to lightning*. *IEEE - Trans. on EMC*, 31(2):183—189, may, 1989.
- [24] DEGAUQUE P. and Joel Hamelin. *Electromagnetic Compatibility*. Oxford University Press, 1993.
- [25] THOMAS D.W.P., C. Christopoulos, and E.T. Pereira. *Calculation of Radiated Electromagnetic Fields from Cables Using Time-Domain Simulation*. *IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility*, 36(3) :201—205, August 1994.
- [26] RAMO, Whinnery, and Van Duzer. *Fields and Waves in Communication Electronics*. John Wiley & Sons, Second Edition, 1984.
- [27] CAIXETA G.P. and J. Pissolato Filho. *Electromagnetic Fields Generated by Current Transients on Protection Structures Using TLM - a FDTD Comparison*. *18th Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics — ACES Symposium*, Monterey/USA:649—654, march 1997.
- [28] CHRISTOPOULOS C.. *Propagation of Surges Above the Corona Threshold on a Line With a Lossy Earth Return*. *COMPEL*, 4(2):91—102, 1985.

- [29] CAIXETA G.P. and J. Pissolato Filho. Numerical Simulation of Lightning Stroke on an LPS and the Electromagnetic Field Generated. *10th International Symposium on High Voltage Engineering — ISH Symposium*, Montreal/Canada, august 1997.
- [30] MATTOS M.A.F. and C.. Christopoulos. A model of the Lightning Channel, Including Corona, and Prediction of the Generated Electromagnetic Fields. *Journal Physics*, D.23:40 -- 46, 1990.
- [31] HEIDLER F. and Oh. Hopf. Initial and Subsidiary Peak of the Lightning Electromagnetic Fields Considering Channel-Base Current and Reflections at the Return Stroke Channel. *9th. International Symposium on High Voltage Engineering - ISH*, pages 6743—1/4, 1995.
- [32] CAIXETA G.P. and J. Pissolato Filho. Electromagnetic Fields Generated by Lightning on Protection Structures of Telecommunication Centers. *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Austin/USA:374—378, August 1997.
- [33] CAIXETA G.P. and J. Pissolato Filho. Analysis of Electromagnetic Fields Generated by Lightning in Different Configurations of Protection Structures. *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Seattle/USA:171—175, august 1999.
- [34] CAIXETA G.P. and J. Pissolato Filho. Calculation of Electromagnetic Fields from Arbitrary Conductors Configurations in Time-Domam Simulations. *International Symposium on Electromagnetic Compatibility —EMC'98*, Rome/Italy, september 1998.
- [35] RUBINSTEIN M. and Martin A. Uman. Transient Electric and Magnetic Fields Associated with Establishing a Finite Electrostatic Dipole, Revisited. *IEEE Trans. On EMC*, Vol. 33, No. 4, Nov, 1991.
- [36] RAKOV V.A. and Martin A. Uman. Review and Evaluation of Lightning Return Stroke

Models Including Some Aspects of Their Application. IEEE Trans. On EMC, Vol. 40, No. 4, Nov, 1998.

- [37] SARTORI C.A.F and José Roberto Cardoso. EMC Aspects in a Steel Structure Struck by Lightning. 1995 International Symposium on EMC, Atlanta, USA. pp. 248-252, August, 1995.
- [38] MASTER M.J., M.A.UMAN, Y.T.Lin and R.B.Standler. Calculations of Lightning Return Stroke Electric and Magnetic Fields Above Ground. J. Geophysical Research, Vol.86, No.C12, pp 12.127 – 12.132, December, 1981.
- [39] THOTTAPPILLIL R., V.A.Rakov and M.A.Uman. Distribution of Charge Along the Lightning Channel: Relation to Remote Electric and Magnetic Fields and to Return Stroke Models. J. Geophysical Research, Vol.102, pp 6887 – 7006, 1997.
- [40] THOTTAPPILLIL R., M.A.Uman and V.A.Rakov. Treatment of Retardation Effects in Calculating the Radiated Electromagnetic Fields From the Lightning Discharge. J. Geophysical Research, Vol.103, pp 9003 – 9013, 1998.

