

JONY LAUREANO SILVEIRA

**MODELAGEM NUMÉRICA 3D DE PROBLEMAS
DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA
UTILIZANDO O MÉTODO TLM-TD**

FLORIANÓPOLIS

2002



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO
EM ENGENHARIA ELÉTRICA**

**MODELAGEM NUMÉRICA 3D DE PROBLEMAS
DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA
UTILIZANDO O MÉTODO TLM-TD**

Tese submetida à
Universidade Federal de Santa Catarina
como parte dos requisitos para a
obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

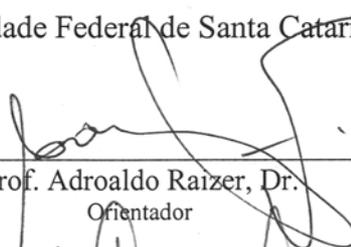
JONY LAUREANO SILVEIRA

Florianópolis, Outubro de 2002

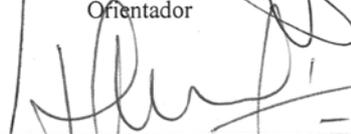
MODELAGEM NUMÉRICA 3D DE PROBLEMAS DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA UTILIZANDO O MÉTODO TLM-TD

Jony Laureano Silveira

‘Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica, Área de Concentração em Compatibilidade Eletromagnética, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Santa Catarina.’

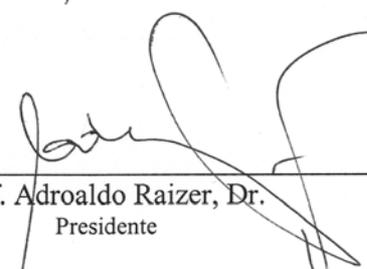


Prof. Adroaldo Raizer, Dr.
Orientador

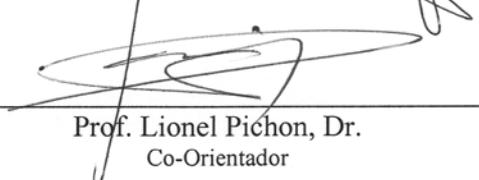


Prof. Edson Roberto de Pieri, Dr.
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

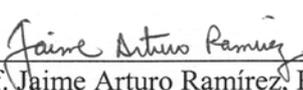
Banca Examinadora:



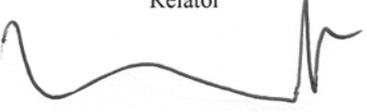
Prof. Adroaldo Raizer, Dr.
Presidente



Prof. Lionel Pichon, Dr.
Co-Orientador



Prof. Jaime Arturo Ramírez, PhD.
Relator



Prof. James Roudet, Dr.
Relator



Prof. Walter Carpes Jr., Dr.

“(...) O fato é que o capacitor e o indutor são a coisa real e seus modelos matemáticos são a aproximação não-ideal.”

P. B. Johns

Dedico este trabalho aos meus pais,
Zeferino e Daura,
por me mostrarem que ensinar
só não é mais importante que aprender;

aos meus irmãos,
James e Jane Daura,
Por terem me concedido a honra
de aprendermos juntos;

e à minha esposa **Luciana,**
por me lembrar, a cada dia de exílio, que
“longe é um lugar que não existe...”

Agradecimentos

Durante a concretização deste trabalho tive a grata satisfação de contar com os esforços de muitos, o apoio incondicional de alguns e a dedicação (muitas vezes beirando a renúncia) dos mais próximos. A todos estes gostaria que os resultados por mim obtidos, bem como a ajuda que eles possam representar a outros desta área, sirvam, mais que minhas palavras, como forma de agradecimento.

Nunca gostei de listas. Por mais elaboradas e minuciosas, elas sempre são incompletas e conseqüentemente injustas. Tentarei, no entanto, citar algumas pessoas e instituições que compartilharam comigo desta mesma caminhada.

Inicialmente, gostaria de agradecer ao Professor Adroaldo Raizer, pela orientação e sobretudo pela confiança em mim depositada. Espero sinceramente ter atendido às suas expectativas. *J'aimerais remercier également à Monsieur Lionel Pichon, Chargé de Recherche au CNRS, qui a encadré mes travaux de thèse en France. J'ai beaucoup appris avec ses conseils et ses remarques. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.*

Gostaria de expressar minha gratidão aos colegas da Gerência Educacional de Eletrônica, do CEFET de Santa Catarina, que tomando para si parte de minhas atividades, permitiram que este trabalho lograsse êxito. Gostaria de agradecer especialmente aos Professores Golberi de Salvador Ferreira, Paulo Roberto Wollinger, Daniel Ferreira Coutinho e Paulo Ricardo Telles Rangel, pelo apoio e amizade sincera.

Agradeço profundamente ao pessoal do GRUCAD e do GEMCO, laboratórios da UFSC, onde sempre fui tão bem acolhido e onde pude desfrutar de ótimos momentos de convívio e preciosas discussões científicas. Gostaria de agradecer especialmente aos Professores João Pedro Assumpção Bastos e Patrick Kuo-Peng; também aos companheiros: Maurício Valência Ferreira da Luz, Celly Dulcemar Melo, Hugo Armando Dominguez, Muriel Bittencourt de Liz, Milton Bley e Alexandre Dalla Rosa.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Adel Razek, Directeur de Recherche au CNRS, qui m'a accueilli dans son équipe de recherche et qui a dirigé mes travaux de thèse en France.

Pelo interesse e pelas excelentes sugestões, agradeço aos professores que participaram do exame de qualificação e da banca de tese, Professores Walter Carpes Jr, James Roudet, Jaime Arturo Ramírez, Guilherme Alfredo Dentzien Dias e Marcos Telló.

Gostaria de expressar meu agradecimento à CAPES que tornou possível o desenvolvimento de parte deste trabalho na França. Gostaria de expressar ainda, minha profunda consideração pelas pessoas que fazem esta entidade funcionar com tamanha eficiência, em especial à Sra. Marta Elias Ribeiro de Oliveira, sempre atenta às minhas dúvidas com presteza irretocável.

J'associe à ces remerciements les personnes que j'ai rencontrées e qui m'ont supporté au LGEP et à Supélec. J'aimerais exprimer particulièrement ma gratitude à Laurent Santandréa, Salah Benhassine, Miloud Taferguenit, Karin Azoum, Nicolas Carrera, Andrés Tejerina et Francesco Malavenda, qui malgré la distance, je considère comme mes amis.

Enfim, a todos aqueles que começaram esta caminhada comigo e por um motivo ou outro não puderam chegar até aqui. Mais do que parte de uma lista, eles fazem parte do que eu sou e sinto. Obrigado!

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

MODELAGEM NUMÉRICA 3D DE PROBLEMAS DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA UTILIZANDO O MÉTODO TLM-TD

JONY LAUREANO SILVEIRA

Outubro/2002

Orientador: Adroaldo Raizer

Área de Concentração: Eletromagnetismo e Dispositivos Eletromagnéticos

Palavras-chave: Compatibilidade Eletromagnética, Modelagem Numérica, TLM-TD (*Transmission-line Modeling Method*)

Número de Páginas: 144

RESUMO: Este trabalho está voltado ao estudo de fenômenos ligados à compatibilidade eletromagnética através do uso de modelos numéricos de discretização no domínio do tempo. O texto pode ser dividido em duas partes principais. A primeira apresenta uma comparação dos principais métodos empregados para a solução numérica de problemas da área e aprofunda-se na formulação do método TLM-TD (*Transmission-line Modeling Method – Time Domain*). Este método é detalhado em suas versões unidimensional, bidimensional e tridimensional. Especial cuidado é dedicado à formulação tridimensional, onde são abordados problemas como a heterogeneidade do meio, presença de perdas e tratamento de malhas irregulares. Uma segunda parte deste trabalho é dedicado à implementação, validação e aplicação de um algoritmo baseado na formulação tridimensional do método TLM-TD para a análise de problemas ligados à compatibilidade eletromagnética. A validação preliminar do algoritmo desenvolvido é feita através da comparação com valores analíticos para problemas de propagação de ondas em meios homogêneos e heterogêneos com perdas. O algoritmo assim validado, é então empregado na análise da efetividade de blindagem de gabinetes metálicos dotados de fendas (*slots*) e aberturas. Finalmente, são analisadas várias configurações de aterramento impulsivo, investigando-se fluxos de corrente e potenciais nos condutores e na superfície do solo. Vários destes casos têm seus resultados comparados com outras referências.

Abstract of Thesis presented to UFSC as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Electrical Engineering.

3D NUMERICAL MODELLING OF ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY PROBLEMS USING THE TLM-TD METHOD

JONY LAUREANO SILVEIRA

October/2002

Advisor: Adroaldo Raizer, Dr.

Area of Concentration: Electromagnetic Compatibility.

Keywords: Electromagnetic Compatibility, Numerical Modeling, Transmission-line Modeling Method - Time domain (TLM-TD)

Number of Pages: 144.

ABSTRACT: This thesis addresses the phenomena related with the Electromagnetic Compatibility through the use of numerical discrete models in the time domain. The contribution of this thesis can be presented in two main parts. Firstly, the common numerical methods used for solving Electromagnetic Compatibility problems are compared and a special attention is given to the TLM-TD (Transmission-line Modelling Method - Time Domain) method. This technique is introduced in its one-dimensional approach. In the sequel, the two- and three-dimensional versions are then studied. In particular, for the tri-dimensional case several problems are addressed stressing the inhomogeneous media, presence of loss and irregular meshes. Secondly, a numerical algorithm based on the three-dimensional TLM-TD method is designed, validated and applied to some Electromagnetic Compatibility problems. The validation is done by comparing the obtained numerical results with analytical solutions of wave propagation in homogeneous and inhomogeneous lossy materials. Afterwards, the proposed algorithm is used for analyzing the shielding effectiveness of enclosures with multiple slots and apertures. Finally, several configurations of impulsive grounding systems are analyzed taking into account the electric current and voltages on the surface of the soil and grounding conductors. These results are then compared with other approaches from the Electromagnetic Compatibility literature.

SUMÁRIO

RESUMO	vii
ABSTRACT	viii
SUMÁRIO	ix
INTRODUÇÃO	01
1 - MODELAGEM NUMÉRICA DE PROBLEMAS DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA	07
1.1 - INTRODUÇÃO.....	07
1.2 - MODELAGEM NUMÉRICA.....	08
1.2.1 - MÉTODOS INTEGRAIS E DIFERENCIAIS.....	09
1.2.2 - DOMÍNIO DO TEMPO E DA FREQUÊNCIA.....	10
1.3 - MÉTODOS NUMÉRICOS PARA APLICAÇÃO EM EMC.....	10
1.3.1 - MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS (FEM).....	11
1.3.2 - MÉTODOS DE DIFERENÇAS FINITAS NO DOMÍNIO DO TEMPO (FDTD).....	16
1.3.3 - MÉTODO DOS MOMENTOS (MOM).....	19
1.3.4 - MÉTODO DE MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM).....	22
1.4 - CONCLUSÃO DESTA SEÇÃO.....	37
2 - FORMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM-TD	39
2.1 - INTRODUÇÃO.....	39
2.2 - FORMULAÇÃO BIDIMENSIONAL DO TLM-TD.....	39
2.2.1 - NÓ SÉRIE DO TLM.....	40
2.2.2 - NÓ PARALELO DO TLM.....	43
2.3 - FORMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL DO TLM-TD.....	44
2.3.1 - NÓ CONDENSADO SIMÉTRICO (SCN).....	46
2.3.2 - MATRIZ DE ESPALHAMENTO.....	47
2.3.3 - CONEXÃO COM O INSTANTE DE TEMPO SEGUINTE.....	51
2.3.4 - CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	54
2.3.5 - DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE PROPAGAÇÃO NO SCN.....	56
2.3.6 - EXCITAÇÃO NO TLM-TD TRIDIMENSIONAL.....	57
2.3.7 - CÁLCULO DE CAMPOS.....	59
2.3.8 - CÁLCULO DE CORRENTES.....	60
2.3.9 - MODELAGEM DE MATERIAIS CONDUTORES.....	61
2.3.10 - MODELAGEM DE CASOS NÃO-HOMOGÊNEOS.....	62
2.3.11 - CÁLCULO DE CAMPOS EM MEIOS NÃO-HOMOGÊNEOS.....	66
2.3.12 - MODELAGEM DE PERDAS.....	67
2.3.13 - ERRO DE DISPERSÃO.....	68
2.4 - TOPOLOGIAS ESPECIAIS.....	69
2.4.1 - MALHA VARIÁVEL.....	69
2.4.2 - MALHA MULTI-GRADE.....	72
2.5 - CONCLUSÃO DESTA SEÇÃO.....	77

3 - DESENVOLVIMENTO DO ALGORITMO 3D	79
3.1 - INTRODUÇÃO.....	79
3.2 - ETAPA DE PRÉ-PROCESSAMENTO.....	79
3.3 - ETAPA DE PÓS-PROCESSAMENTO.....	80
3.4 - ETAPA DE PROCESSAMENTO.....	80
3.4.1 - PROGRAMA PRINCIPAL.....	81
3.4.2 - ROTINA DE INICIALIZAÇÃO.....	82
3.4.3 - ROTINA DE EXCITAÇÃO.....	83
3.4.4 - ROTINA DE CÁLCULO DAS TENSÕES, CORRENTES E CAMPOS.....	83
3.4.5 - ROTINA DE ESPALHAMENTO.....	83
3.4.6 - ROTINA DE CONEXÃO.....	84
3.4.7 - VERIFICAÇÃO DO NÚMERO DE ITERAÇÃO.....	85
3.4.8 - ROTINA DE GRAVAÇÃO DOS RESULTADOS.....	85
3.5 - VALIDAÇÃO DO CÓDIGO.....	86
3.5.1 - MODELAGEM DE UM MEIO HOMOGÊNEO.....	86
3.5.2 - MODELAGEM DE UM MEIO HETEROGÊNEO COM PERDAS.....	89
3.6 - CONCLUSÃO DESTA SEÇÃO.....	91
4 - ANÁLISE DA EFETIVIDADE DE BLINDAGEM DE UM GABINETE METÁLICO	93
4.1 - INTRODUÇÃO.....	93
4.2 - GABINETE BLINDADO.....	94
4.3 - EFETIVIDADE DE BLINDAGEM.....	95
4.4 - RESULTADOS NUMÉRICOS.....	96
4.4.1 - RESULTADOS COM FENDAS.....	97
4.4.2 - RESULTADOS COM ABERTURAS.....	100
4.4.3 - RESULTADOS DE INTERFERÊNCIA.....	102
4.5 - CONCLUSÃO DESTA SEÇÃO.....	103
5 - ANÁLISE DE SISTEMAS DE PROTEÇÃO CONTRA DESCARGAS ATMOSFÉRICAS	105
5.1 - INTRODUÇÃO.....	105
5.2 - SURTO ATMOSFÉRICO.....	106
5.2.1 - DESCARGA NUVEM-SOLO.....	106
5.2.2 - DESCARGA INTRANUVEM.....	107
5.2.3 - MODELAGEM DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS.....	107
5.3 - MODELAGEM DE SISTEMAS DE ATERRAMENTO.....	109
5.3.1 - TESTE DE MODELAGEM DE UM SISTEMA DE ATERRAMENTO SIMPLES.....	111
5.3.2 - MODELAGEM DE UM SISTEMA DE ATERRAMENTO EM ANEL.....	113
5.3.3 - MODELAGEM DE UM SISTEMA DE ATERRAMENTO EM GRADE.....	117
5.3.4 - MODELAGEM DE UM SISTEMA DE ATERRAMENTO EM SOLO ESTRATIFICADO.....	120
5.3.5 - MODELAGEM DE UM SISTEMA DE ATERRAMENTO HÍBRIDO.....	125
5.4 - CONCLUSÃO DESTA SEÇÃO.....	129
CONCLUSÕES GERAIS	131
ANEXO – ARTIGOS PUBLICADOS E EM APROVAÇÃO	135
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	139

Introdução

Quando um sistema eletrônico é capaz de funcionar compativelmente com outros sistemas eletrônicos sem produzir, ou ser susceptível a interferências, ele é dito eletromagneticamente compatível com seu ambiente.

O ambiente eletromagnético, parte integral do mundo em que vivemos, é formado por fontes intencionais e não-intencionais que interferem no funcionamento de vários equipamentos elétricos e eletrônicos. Esta interferência pode se dar tanto de forma irradiada como de forma conduzida através dos cabos de alimentação, controle e/ou dados.

Várias fontes emitem energia eletromagnética de forma intencional, é o caso das antenas de rádio, televisão, telefonia celular, sistemas de navegação, radar, etc. Embora a emissão destas fontes seja restrita a certas faixas de frequência bem definidas e padronizadas, a energia efetivamente emitida na prática pelos osciladores, amplificadores e transmissores destes equipamentos se estende para além das janelas de frequência definidas para o seu funcionamento. Exemplos típicos deste problema são os harmônicos gerados nos processos de modulação.

As fontes principais de ruído eletromagnético são os transientes decorrentes do chaveamento e/ou mudança brusca na amplitude e direção da corrente elétrica. Formam-se desta maneira as fontes não-intencionais como é o caso dos relés, interruptores, motores e geradores com comutação, fontes chaveadas de potência entre outros.

Existem ainda as fontes naturais de perturbação eletromagnética como são os casos das tempestades atmosféricas, descargas eletrostáticas e ruídos celestes [1,2].

Neste contexto, o aumento das transmissões via rádio, a utilização extensiva de componentes eletrônicos cada vez mais rápidos e o desenvolvimento de sistemas operando com correntes cada vez mais baixas, constituem fatores agravantes para o aumento da vulnerabilidade dos sistemas eletrônicos em relação à poluição eletromagnética.

Por outro lado, as normas e recomendações relativas à compatibilidade eletromagnética (EMC), editadas e revistas periodicamente por entidades como a CISPR (*Comité International Spécial pour les Perturbations Radioélectriques*), FCC (*Federal Communications Commission*), BSI (*British Standards Institution*), VDE (*Verband Deutscher Elektrotechniker*) entre outras, estão se tornando cada vez mais restritivas [1,3,4]. A aplicação destas normas torna bastante difícil a busca por soluções eficazes e competitivas em um número crescente de setores tais como: telecomunicações, informática, transportes, instrumentação, etc.

Projetar considerando a compatibilidade eletromagnética não é, portanto, somente uma questão de desempenho funcional, mas também de sobrevivência mercadológica. Para serem comercializados, os produtos devem atender aos requisitos legais impostos em quase todos os países do mundo. Neste contexto, a inserção de técnicas e metodologias de projeto EMC torna-se tão essencial quanto o próprio projeto funcional [3-5].

Desde janeiro de 1996, a exportação de produtos brasileiros implica numa verificação de seus níveis de emissão em laboratórios devidamente credenciados. Em breve, espera-se que estas normas sejam aplicadas também no mercado interno. Por outro lado, a qualidade de um equipamento eletro-eletrônico também define sua competitividade no mercado. Se for de má qualidade, interferindo nos demais aparelhos ou sendo suscetível às mínimas interferências, poderá perder espaço e sofrer redução nas vendas. Sendo assim, estas questões tornam-se de grande relevância para as empresas e os profissionais de eletrônica.

O assunto está tomando proporções tais, que a maioria das empresas de médio e grande porte já estão incluindo engenheiros com experiência em EMC no seu quadro profissional. Destacam-se aqui, as montadoras de automóveis, fábricas de eletrodomésticos, indústria aeronaval, indústria de instrumentação eletrônica e eletro-médica, indústria de telecomunicações, empresas dedicadas ao projeto e instalação de cabeamentos estruturados e fornecedores de equipamentos militares.

Novos produtos devem incorporar esta preocupação com a compatibilidade eletromagnética em todas as etapas de seu desenvolvimento. Se os aspectos ligados à EMC forem considerados durante a fase de projeto do produto, prevenindo ou minimizando as emissões e a suscetibilidade a ruídos, o custo total será reduzido. Isto ocorre porque na fase de projeto há uma grande disponibilidade de técnicas específicas para resolver problemas deste tipo. Contudo, se a preocupação com a compatibilidade for levada em conta somente na fase de produção ou até mesmo depois desta, poucas alternativas estarão à disposição e os custos totais deverão aumentar, como mostra a figura I.1.

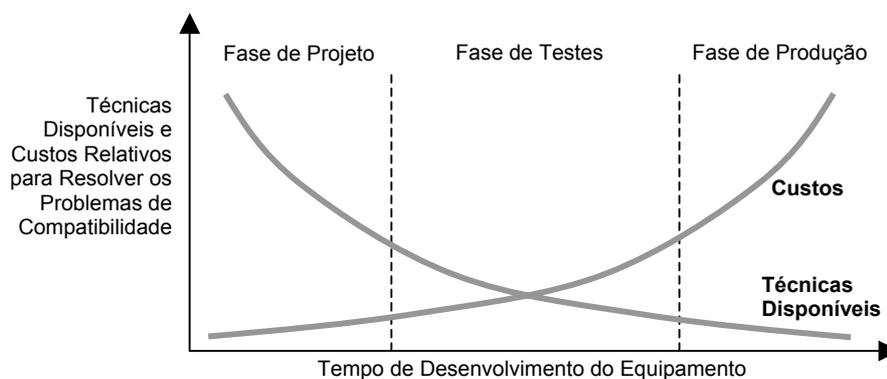


Fig. I.1 - Custos do projeto considerando aspectos de EMC [3].

Desta forma, torna-se imperativo que a análise de problemas de EMC seja considerada já nas fases de concepção e prototipagem do produto.

A modelagem computacional em casos como este vem se tornando uma ferramenta poderosa para prever e minimizar futuros problemas de compatibilidade eletromagnética. Através deste tipo de análise pode-se prever pontos de emissão e suscetibilidade, evitando a interferência com a aplicação de técnicas adequadas.

Desta forma, realimenta-se o processo de concepção, minimizando os custos com prototipagem.

Este trabalho tem seu foco voltado para a solução de problemas de compatibilidade eletromagnética utilizando para tanto modelos numéricos de discretização no domínio do tempo. Ele está organizado em duas partes, a primeira apresenta o embasamento teórico necessário para a utilização do método numérico que será usado como principal ferramenta de investigação neste trabalho. Uma segunda parte mostra os resultados obtidos para problemas ligados à EMC.

Dentro da primeira parte, o capítulo 1 aborda a modelagem numérica sob uma visão geral, comparando os principais métodos disponíveis para a solução de problemas de compatibilidade eletromagnética. Este capítulo introduz a abordagem unidimensional do método TLM (*Transmission-line Modeling Method*), ponto de partida para uma melhor compreensão do método em suas versões bidimensional e tridimensional.

No capítulo 2 apresentamos uma descrição mais detalhada do método TLM para tratamento de problemas tridimensionais no domínio do tempo (TLM-TD). Nele, serão apresentadas as formulações empregadas para a modelagem de ambientes não homogêneos com perdas, usando malha cúbica regular. Uma introdução ao tratamento de malhas irregulares também é apresentada neste capítulo.

O capítulo 3 apresenta uma implementação computacional do método descrito e os resultados para um exemplo de propagação e reflexão de onda plana são comparados com os valores analíticos e utilizados na validação do código.

A segunda parte deste trabalho é dedicada à aplicação do método TLM tridimensional na resolução de problemas mais complexos, dificilmente solucionados de forma analítica.

Os casos de compatibilidade eletromagnética recaem quase sempre sobre outros campos de estudo do eletromagnetismo. Assim, não são incomuns trabalhos versando sobre domínios como os de microondas, antenas e linhas de transmissão.

Além destes, existem ainda os problemas mais específicos do estudo de compatibilidade, como são os casos dos sistemas de proteção contra surtos atmosféricos, sistemas de proteção contra sobretensões transitórias, estruturas de aterramento e blindagem eletromagnética. Dentro desta perspectiva, o capítulo 4 relata os resultados obtidos para a análise da eficiência de blindagens eletromagnéticas em gabinetes metálicos dotados de fendas e aberturas. E finalmente, o capítulo 5 é dedicado à modelagem de vários sistemas de proteção contra surtos atmosféricos, mais especificamente, à etapa de aterramento impulsivo. Os valores de tensão e campo elétrico para estas aplicações são comparados com os valores encontrados em outras referências.

CAPÍTULO 1

MODELAGEM NUMÉRICA DE PROBLEMAS DE COMPATIBILIDADE ELETROMAGNÉTICA

1.1 Introdução

De forma geral, a solução de problemas físicos reais, e mais especificamente aqueles ligados ao eletromagnetismo, recaem sobre três possibilidades de tratamento:

- Utilização de métodos experimentais;
- Utilização de formulação analítica (solução fechada);
- Utilização de métodos numéricos (ou computacionais).

Os métodos experimentais, bastante empregados no passado, fazem uso de equipamentos de medida em laboratórios especializados ou ainda em áreas abertas não contaminadas por campos eletromagnéticos externos (OATS - *Open-Area Test Sites*). A exigência de equipamentos de alto custo e a dificuldade de encontrar ambientes isolados da poluição eletromagnética tornam este tipo de solução inacessível à maioria dos casos.

Por outro lado, a solução por meio de técnicas analíticas dos problemas de cálculo de campos fica restrita aos casos mais simples, como as configurações homogêneas de geometria simplificada onde as condições de contorno podem ser impostas de maneira simples. Para a resolução de problemas mais realistas, como aqueles envolvendo geometrias complexas, fatores de escala (presença de elementos com dimensões extremamente diferentes), meios heterogêneos e parâmetros

variáveis com a frequência, a aplicação de formulações analíticas torna-se uma alternativa inviável.

Finalmente, as ferramentas numéricas têm agregado, ao longo destas três últimas décadas, um sem número de funcionalidades. Alavancados pelos avanços da informática, os métodos numéricos disponíveis, alguns em escala comercial, podem resolver uma infinidade de problemas considerando suas geometrias mais realistas, composição heterogênea e diversidade de condições de contorno.

Este primeiro capítulo tem como principal objetivo dar uma visão geral acerca dos métodos numéricos cuja aplicação é indicada ou recomendada para a resolução de problemas de compatibilidade eletromagnética.

1.2 Modelagem numérica

A modelagem numérica de problemas eletromagnéticos consiste numa aproximação da solução exata das equações fundamentais de Maxwell, sob as condições de contorno impostas pelo problema. A diversidade de situações em que isso pode ocorrer levou ao desenvolvimento de uma grande variedade de técnicas computacionais. A geometria do problema, a diversidade de materiais envolvidos, as variáveis de interesse e as condições de contorno são algumas das características que determinam as equações representativas do problema e a melhor abordagem ou método a ser utilizado na análise. De qualquer maneira, a escolha de um método específico para cada tipo de aplicação não é uma tarefa simples e normalmente só pode ser definida após testes preliminares com os métodos candidatos.

As vantagens e desvantagens de cada formulação vão estar ligadas à natureza do problema que se deseja resolver. Para o caso específico envolvendo a propagação de ondas, os principais métodos de modelagem numérica empregados atualmente são [6-10]:

- Método de Elementos Finitos (FEM - *Finite Element Method*);
- Método de Momentos (MoM - *Moments Method*);
- Método de Elementos de Fronteira (BEM - *Boundary Element Method*);

- Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD - *Finite Difference Time Domain*); e
- Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM - *Transmission-line Modeling Method*).

A classificação destes métodos pode ser feita de várias maneiras. Antes que possamos discorrer sobre alguns dos métodos numéricos citados, é interessante comentar sobre estas classificações:

1.2.1 Métodos diferenciais e integrais

A primeira classificação que pode ser feita é quanto à formulação matemática empregada pelo método numérico. Os métodos integrais tratam os casos cujas equações estão na forma integral e que são manipuladas analiticamente para incorporar as condições de contorno. Neste caso, a grandeza de interesse é um integrando. Os métodos diferenciais, por sua vez, exploram as equações de Maxwell, definindo equações diferenciais para representar o problema e equações adicionais para modelar as condições de contorno.

Os métodos integrais caracterizam-se pela formulação complexa, possuindo forte manipulação analítica. Porém, sua implementação é bastante simplificada. Operam facilmente os problemas de propagação de ondas em contornos abertos e exigem apenas a modelagem de superfícies e não de todo o volume analisado. Esta última característica reduz de forma significativa a quantidade de nós, segmentos ou elementos necessários à discretização do problema. A presença de materiais não-homogêneos no domínio de interesse representa um problema delicado para esta modalidade. O Método dos Momentos (MoM) e o Método de Elementos de Fronteira (BEM) são bons exemplos de métodos integrais.

Os métodos diferenciais são caracterizados por terem uma formulação mais simples, onde a manipulação analítica não é tão intensa como nos métodos integrais. Porém, a implementação destes métodos pode tornar-se mais complicada. A aplicação em problemas de propagação de ondas em contornos abertos é complicada pela necessidade de discretizar todo o volume a ser analisado, gerando

um aumento do número de nós, segmentos ou elementos de discretização. Permitem modelar com certa facilidade materiais não-homogêneos e não-linearidades no domínio do tempo que porventura ocorram. Os métodos de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD), de Elementos Finitos (FEM) e de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM), são exemplos de métodos diferenciais.

1.2.2 Métodos no domínio do tempo e da frequência

Os métodos numéricos de modelagem podem ser classificados ainda segundo o domínio escolhido para representação do problema. Os métodos de análise no domínio do tempo podem obter a resposta do dispositivo para excitação impulsiva, que contém informações em todas as frequências. Os métodos de análise no domínio da frequência podem obter as funções de transferência de uma determinada estrutura, para uma frequência específica, considerando o regime permanente.

Se as variáveis de saída do sistema são requeridas para uma única frequência de excitação ou se os parâmetros dependem da frequência, o sistema será melhor analisado no domínio da frequência. Mas, se o problema possuir não-linearidades no domínio do tempo ou se as variáveis de saída são requeridas para uma ampla faixa de frequência, ou ainda, para excitações não-senoidais, a melhor abordagem será usar métodos de análise no domínio do tempo.

1.3 Métodos numéricos para aplicações em EMC

A determinação do valor e da configuração de campos eletromagnéticos é um objeto de estudo muito frequente em problemas de compatibilidade eletromagnética. Os métodos numéricos, bem como as rotinas computacionais neles baseadas, vêm evoluindo no sentido de permitir uma estrutura genérica para a análise, com precisão, de vários problemas. Contudo, aplicações mais realistas exigem características específicas do método e conseqüentemente das rotinas usadas para análise.

A análise de um problema pode ser feita no domínio do tempo ou da frequência, dependendo se os resultados esperados devem considerar a excitação em uma frequência específica ou em determinado instante de tempo.

Dependendo da geometria do problema sob análise ou das necessidades do usuário, podem existir versões unidimensionais (1D), bidimensionais (2D) ou tridimensionais (3D) para um mesmo método ou algoritmo.

Dos métodos numéricos disponíveis para aplicação em casos de compatibilidade eletromagnética, alguns se destacam pelo volume de aplicações, pela versatilidade, pela flexibilidade e/ou pela precisão obtida nos resultados [6-11]. Estes métodos serão abordados sucintamente a seguir:

1.3.1 Método de Elementos Finitos (FEM)

Este método consiste em dividir o domínio de estudo em um número finito de pequenas regiões (elementos), geralmente triângulos, retângulos, tetraedros ou hexaedros, que irão permitir a determinação dos valores de campo nos pontos de interesse (vértices ou arestas destes elementos).

Naturalmente, a escolha do tipo de elemento a ser utilizado será influenciada por questões como dimensão (1D, 2D, ou 3D), rapidez no cálculo, precisão e flexibilidade entre outras. A solução global é obtida a partir da reunião das soluções de cada um destes subdomínios [11-13].

Cada um dos elementos gera uma matriz chamada Matriz de Contribuições, cuja forma depende do elemento finito utilizado. Estas matrizes levam em conta a geometria do problema, os materiais envolvidos e as fontes de excitação. O FEM permite análises no domínio do tempo e no domínio da frequência, nas versões 2D ou 3D e apresenta bons resultados com materiais de comportamento não-linear e casos não-homogêneos.

Alguns fatores devem ser considerados para que se possa utilizar este método com boa eficiência:

- Geralmente quanto menores as regiões, mais preciso é o resultado do cálculo, porém, maior a necessidade de espaço de memória disponível e maior o tempo de processamento.
- Pode-se utilizar elementos menores (refinamento da malha) nas áreas de maior interesse ou nas regiões onde alguma grandeza varia de forma mais rápida;
- Cada elemento deve possuir apenas um tipo de material. Porém, elementos adjacentes podem apresentar propriedades diferentes;
- No interior dos elementos pode-se determinar o valor das variáveis desejadas através de uma interpolação polinomial, tomando como base os valores encontrados para os nós, arestas ou faces;

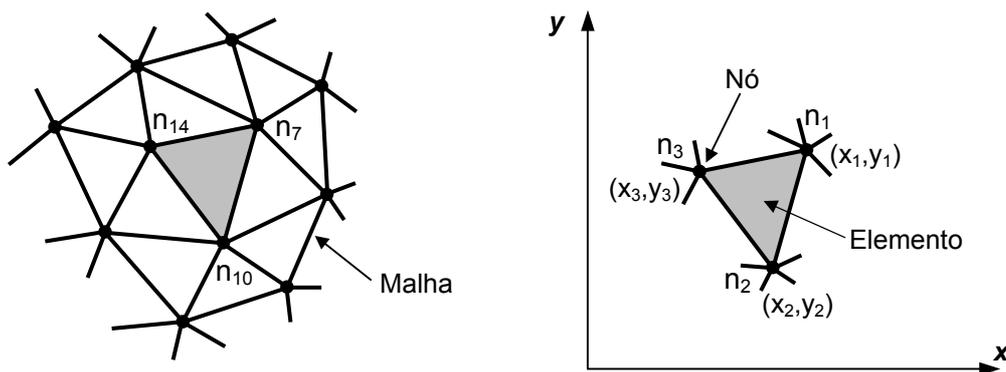


Fig. 1.1 – Elemento finito triangular de primeira ordem.

Um exemplo de elemento finito triangular de primeira ordem é mostrado na figura 1.1. Este elemento é utilizado para análises bidimensionais de problemas de eletromagnetismo, de forma que o domínio de cálculo seja constituído de um número finito destes elementos. Os vértices (nós) têm uma posição relativa a um sistema de coordenadas cartesianas. Assim, para cada elemento, a numeração local dos nós (1,2 e 3) corresponderá a uma numeração global na malha do domínio de cálculo (7, 10 e 14, por exemplo) [12].

Dependendo do problema a ser resolvido, a formulação numérica pode apresentar-se bem mais complexa. Uma das dificuldades provem do fato que as integrações a serem efetuadas dependem do sistema de coordenadas utilizado para

posicionar os nós. Assim sendo, é comum a utilização de um sistema de referência alternativo de tal forma que as operações algébricas possam ser resolvidas de forma mais simplificada. A figura 1.2 mostra como um dos elementos da malha é mapeado de seu sistema de coordenadas original (Oxy) para o sistema alternativo (Ouv) [12]. Funções de transformação geométricas garantem a consistência do mapeamento do elemento real (n_1, n_2, n_3) para o elemento de referência (r_1, r_2, r_3).

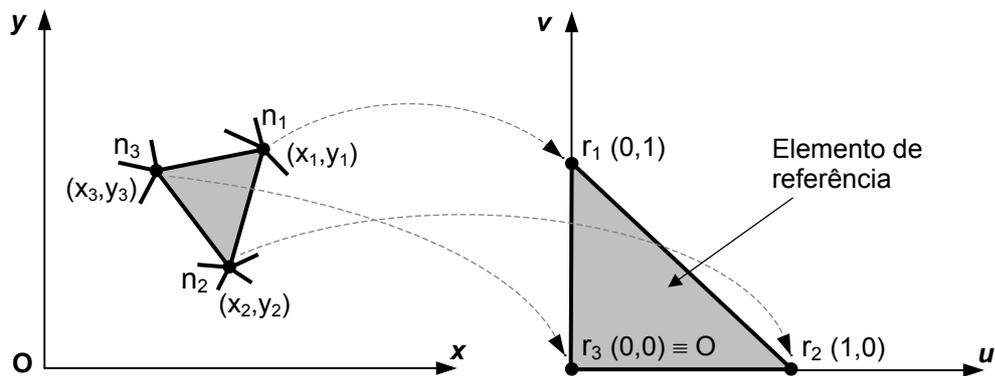


Fig. 1.2 – Mapeamento do elemento de referência.

À medida que se equacionam as contribuições de cada elemento (Matriz de Contribuições “ S ”), estas são inseridas na Matriz de Contribuições Global “ SS ” obedecendo ao mapeamento entre a numeração local e a numeração global de cada nó do elemento. A estrutura da Matriz de Contribuições “ S ” para um elemento triangular de primeira ordem pode ser vista na equação 1.1:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial F_i}{\partial V_1} \\ \frac{\partial F_i}{\partial V_2} \\ \frac{\partial F_i}{\partial V_3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{(1,1)} & S_{(1,2)} & S_{(1,3)} \\ S_{(2,1)} & S_{(2,2)} & S_{(2,3)} \\ S_{(3,1)} & S_{(3,2)} & S_{(3,3)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \\ Q_3 \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

Depois de calculadas e condensadas todas as contribuições de todos os elementos, chega-se ao sistema matricial global. A equação 1.2 mostra a inserção da Matriz de Contribuições “ S ” na Matriz de Contribuições Global “ SS ” para o elemento da figura 1.1.

$$\begin{array}{cccccccc}
 & 1 & 2 & \dots & 7 & \dots & 10 & \dots & 14 & \dots & k \\
 \begin{array}{c} 1 \\ 2 \\ \vdots \\ 7 \\ \vdots \\ 10 \\ \vdots \\ 14 \\ \vdots \\ k \end{array} & \left[\begin{array}{cccccccc} & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \\ & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \\ & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \\ \dots & \dots & \dots & S_{(1,1)} & \dots & S_{(1,2)} & \dots & S_{(1,3)} & \dots & \dots & \\ \vdots & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \\ \dots & \dots & \dots & S_{(2,1)} & \dots & S_{(2,2)} & \dots & S_{(2,3)} & \dots & \dots & \\ \vdots & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \\ \dots & \dots & \dots & S_{(3,1)} & \dots & S_{(3,2)} & \dots & S_{(3,3)} & \dots & \dots & \\ \vdots & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \\ & & & \vdots & & \vdots & & \vdots & & & \end{array} \right] \cdot \begin{array}{c} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_7 \\ \vdots \\ V_{10} \\ \vdots \\ V_{14} \\ \vdots \\ V_k \end{array} = \begin{array}{c} Q_1 \\ Q_2 \\ \vdots \\ Q_7 \\ \vdots \\ Q_{10} \\ \vdots \\ Q_{14} \\ \vdots \\ Q_k \end{array} \quad (1.2)
 \end{array}$$

Normalmente o sistema matricial global é simplesmente denotado como:

$$\mathbf{SS} \cdot \mathbf{V} = \mathbf{Q} \quad (1.3)$$

Onde: \mathbf{SS} é a matriz de contribuições global; \mathbf{V} é o vetor de potenciais incógnitos; e \mathbf{Q} é o vetor de fontes (que modela as cargas elétricas, correntes e ímãs permanentes presentes no problema).

Como na maioria dos métodos numéricos, deve-se aplicar condições de contorno ao problema, que são valores de potencial (ou campo) definidos para a fronteira do domínio analisado. Assim, antes de passar à resolução da equação 1.3, deve-se inserir as condições de contorno de Dirichlet (potenciais impostos). Feito isto, a resolução da matriz global pode então fazer parte de um sistema computacional com o fim específico de realizar o cálculo das variáveis de interesse.

Pode-se dizer que com o FEM, um caso dividido em um número finito de elementos pode ter sua solução global a partir da solução de cada um dos elementos. Esta solução global será obtida através da resolução da Matriz de Contribuições Global, que por sua vez é obtida a partir da condensação das matrizes de todos os elementos.

Na resolução de problemas por elementos finitos existe a necessidade de se aplicar um método de integração para transformar as equações diferenciais, que regem o comportamento do problema, em equações integrais. Após a aplicação do

método de integração, passa-se à aplicação do método de elementos finitos propriamente dito.

Dentre os métodos de integração utilizados pelo FEM, pode-se citar o Método Residual de Galerkin e o Método Variacional. O método variacional necessita de um funcional, que em alguns casos é de difícil determinação. Já no método residual de Galerkin não existe a necessidade de determinar um funcional. Neste caso, define-se um resíduo que é a diferença entre uma solução aproximada e a solução exata. No limite, quando o resíduo tende a zero, pode-se admitir que a solução aproximada é igual à solução exata do problema [11,12].

A maioria dos ruídos e interferências eletromagnéticas pode se propagar pelo ar em todas as direções caso não existam barreiras físicas. Isto dificulta a definição de condições de contorno através da imposição forçada de campos nos limites do problema analisado. É o caso de métodos como o de Elementos Finitos, onde a necessidade de discretizar todo o domínio de cálculo obriga o uso de fronteiras artificiais que simulem o espaço aberto. Algumas opções são o uso de Condições de Contorno Absorventes (ABC - *Absorbing Boundary Condition*) [14,15] ou de Camadas Perfeitamente Casadas (PML - *Perfectly Matched Layer*), esta última originalmente desenvolvida para o método Diferenças Finitas (FDTD) [16,17]. Porém, para certas aplicações principalmente aquelas tridimensionais, as condições absorventes podem se tornar complicadas a ponto de inviabilizar o uso do FEM.

O método encontra-se num estágio bastante avançado de desenvolvimento, contando com diversos pacotes computacionais nas versões 2D e 3D. Embora seja historicamente uma ferramenta no domínio da frequência, indicado para análise de problemas de máquinas elétricas onde as condições de contorno são bem definidas e os valores de frequência não são altos, existem atualmente inúmeros trabalhos que aplicam o FEM a fenômenos ligados à propagação de ondas, bem como variações adaptadas à análise temporal [18-20].

1.3.2 Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD)

Este método apresenta soluções diretas para campos elétricos e magnéticos nos pontos de uma malha regular formada pela discretização de uma superfície ou volume de um objeto. A idéia básica é discretizar as equações de Maxwell no espaço e no tempo, obtendo-se os campos a partir da resolução contínua das mesmas, com base nos valores dos campos adquiridos em iterações anteriores de maneira alternada (*leapfrog* ou *saute-mouton*) [21-23].

Considere o sistema de equações vetoriais de Maxwell:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\mu \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{1.4}$$

Usando o sistema de coordenadas cartesianas podemos expandir o sistema (1.4) em seis equações a derivadas espaciais e temporais (1.5):

$$\begin{aligned}dH_x / dt &= \mu^{-1} \cdot (dE_y / dz - dE_z / dy) \\ dH_y / dt &= \mu^{-1} \cdot (dE_z / dx - dE_x / dz) \\ dH_z / dt &= \mu^{-1} \cdot (dE_x / dy - dE_y / dx) \\ dE_x / dt &= \varepsilon^{-1} \cdot (dH_z / dy - dH_y / dz) \\ dE_y / dt &= \varepsilon^{-1} \cdot (dH_x / dz - dH_z / dx) \\ dE_z / dt &= \varepsilon^{-1} \cdot (dH_y / dx - dH_x / dy)\end{aligned}\tag{1.5}$$

As técnicas de FDTD são baseadas em aproximações numéricas, permitindo transformar equações diferenciais em equações por diferenças finitas. A obtenção destas equações é efetuada a partir da expansão em séries de Taylor. Na prática, a série é truncada, o que implica na inserção de um erro de aproximação.

Considere-se, por exemplo, uma função qualquer dentro de um espaço cartesiano discretizado $(i,j,k)=(i \cdot \Delta x, j \cdot \Delta y, k \cdot \Delta z)$, discretizada também no tempo $(n \cdot \Delta t)$:

$$F^n(i, j, k) = F^n(i \cdot \Delta x, j \cdot \Delta y, k \cdot \Delta z, n \cdot \Delta t)\tag{1.6}$$

Onde: Δx , Δy e Δz são os incrementos espaciais; Δt é o incremento temporal; e n o número da iteração.

Usando a aproximação 1.7 mostrada abaixo e demonstrada na figura 1.3,

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{f(x + \Delta x/2) - f(x - \Delta x/2)}{\Delta x} + o(\Delta^2 x) \quad (1.7)$$

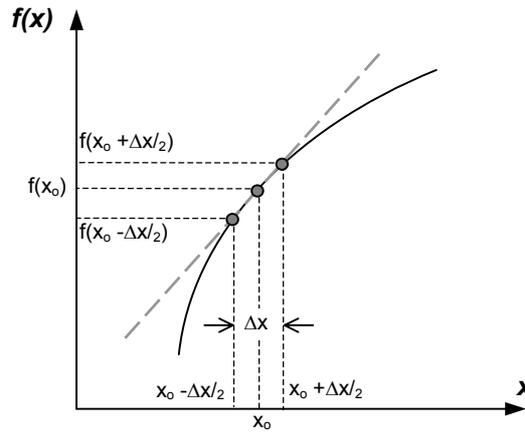


Fig. 1.3 – Aproximação por diferenças finitas.

Teremos:

$$\begin{aligned} \partial F^n(i, j, k) / \partial x &= [F^n(i + 1/2, j, k) - F^n(i - 1/2, j, k)] / \partial + o(\partial^2) \\ \partial F^n(i, j, k) / \partial y &= [F^n(i, j + 1/2, k) - F^n(i, j - 1/2, k)] / \partial + o(\partial^2) \\ \partial F^n(i, j, k) / \partial z &= [F^n(i, j, k + 1/2) - F^n(i, j, k - 1/2)] / \partial + o(\partial^2) \end{aligned} \quad (1.8)$$

Onde: $o(\partial^2)$ é o erro introduzido por truncagem.

E para o tempo:

$$\partial F^n(i, j, k) / \partial z = [F^{n+1/2}(i, j, k) - F^{n-1/2}(i, j, k)] / \partial + o(\Delta^2 t) \quad (1.9)$$

Para aplicar as equações 1.8 e 1.9 tem-se que discretizar a região com elementos regulares. O sistema de coordenadas pode ser cartesiano ou polar, e os elementos quadrados, retangulares ou hexagonais. A figura 1.4 ilustra a célula introduzida por Yee [21] para discretização tridimensional.

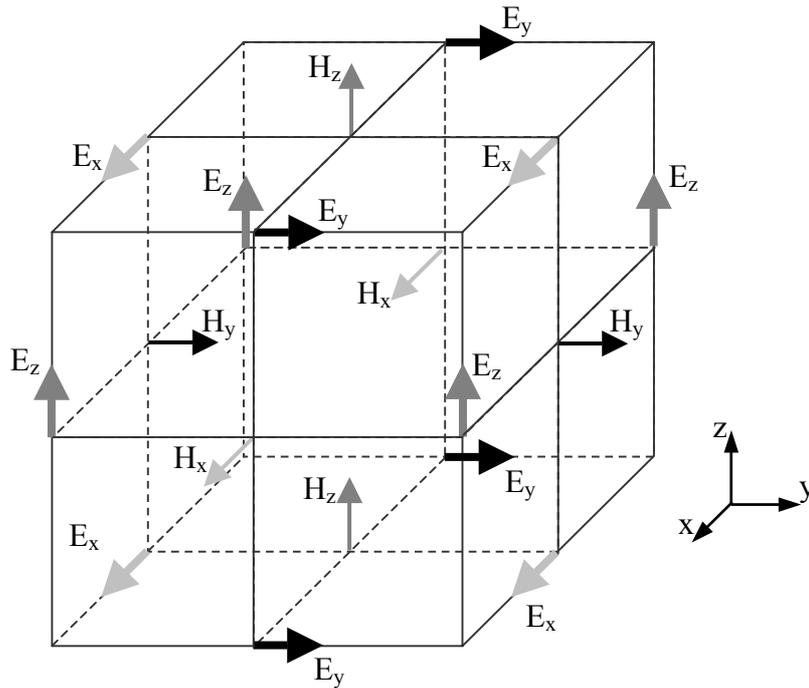


Fig. 1.4 – Disposição dos campos E e H na célula de Yee.

É importante notar que além de estarem defasados no espaço, as componentes de campo elétrico e magnético serão, por força da equação 1.9, calculadas em passos de tempo alternados. Assim, o campo magnético será calculado a cada “ $(n + \frac{1}{2}) \cdot \Delta t$ ”, enquanto o campo elétrico será calculado a cada “ $n \cdot \Delta t$ ” [2,22].

A aplicação das equações 1.8 e 1.9 na célula de Yee é mostrada abaixo para a componente “ x ” do campo magnético (1.10) e elétrico (1.11). As demais componentes podem ser encontradas de maneira similar, aplicando a mesma aproximação por diferenças finitas às demais equações do sistema (1.5).

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = & H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) + \frac{dt}{\mu d} [E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \\
 & - E_y^n(i, j + \frac{1}{2}, k) + E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) \\
 & - E_z^n(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})]
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}, k) = & E_x^{n-1}(i, j + \frac{1}{2}, k) + \frac{dt}{\epsilon d} [H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) \\
 & - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k) + H_y^n(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}) \\
 & - H_y^n(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})]
 \end{aligned} \tag{1.11}$$

O método de diferenças finitas permite realizar cálculos em geometrias complexas e materiais com configurações não homogêneas e não lineares. No entanto, existem alguns inconvenientes ligados a esta técnica [2]:

- Para garantir a estabilidade do método devemos garantir que: $\Delta t \leq \frac{\Delta \ell}{\sqrt{3} \cdot v_{\max}}$, onde: v_{\max} é a máxima velocidade da fase;
- As condições de fronteira devem ser usadas convenientemente para simular a extensão da solução no infinito.

Existem, porém, várias técnicas aplicáveis às fronteiras de modo a simular o espaço aberto [14,16,17,23].

O método de diferenças finitas é um dos mais populares na análise de problemas no domínio do tempo. Dentre as várias aplicações do método, em engenharia elétrica, destacam-se[21]:

- Obtenção das características de espalhadores (*scattering*);
- Análise de antenas e *microstrips*;
- Avaliação dos efeitos da radiação de microondas em organismos vivos;
- Análise de problemas de interferência eletromagnética (EMI);
- Análise de propagação em cavidades ressonantes, guias de onda, etc.

1.3.3 Método dos Momentos (MoM)

O Método dos Momentos (MoM) é uma técnica numérica utilizada para resolver equações integrais complexas através da redução destas para um sistema de equações lineares simplificado. Este método aplica a técnica de Contribuições Residuais. Uma solução inicial é estabelecida para os parâmetros envolvidos e o resíduo (diferença entre a solução inicial e a solução real) deve ser minimizado, de maneira que a aproximação seja suficientemente boa.

O Método dos Momentos tem sido usado durante muitos anos para uma grande variedade de aplicações. É uma das técnicas numéricas mais populares na resolução de equações integrais aplicadas aos casos de eletromagnetismo, especialmente

aqueles cujas estruturas envolvam geometrias simples como fios, cabos e placas metálicas. A facilidade em resolver problemas de propagação de ondas, sem a necessidade de limitações na abrangência dos campos, ou seja, com contornos abertos, leva à grande utilização do MoM na determinação de características de antenas e outros equipamentos de microondas.

De uma maneira geral, pode-se dizer que muitos problemas de espalhamento e irradiação podem ser resolvidos obedecendo aos seguintes passos [24]:

- Desenvolver as equações integrais que representam o problema físico;
- Incorporar as condições de contorno às equações integrais;
- Utilizar o método dos momentos para transformar as equações integrais em equações matriciais;
- Solucionar as equações matriciais usando pacotes computacionais.

Por sua vez, o procedimento para aplicar o MoM nas equações integrais, tornando-as matrizes que representam: a forma geométrica do problema; as fontes de energia e as incógnitas; geralmente percorre os seguintes passos [8]:

- Derivação da equação integral representativa do problema em questão;
- Conversão da equação integral em uma equação matricial, através da discretização das formas geométricas envolvidas, utilizando funções de base (ou de expansão) e funções de teste (ou de peso);
- Determinação dos elementos das matrizes.

O MoM é uma técnica utilizada principalmente no domínio da frequência, sendo possível gerar iterações no processo de cálculo para fazer a varredura em uma região de interesse do espectro de frequências. O método requer que a estrutura sob análise seja modelada através de fios e/ou placas metálicas que devem ser subdivididos em segmentos cuja dimensão é muito menor do que o comprimento de onda do sinal ao qual estão sujeitos. Desta forma, pode-se considerar que a corrente é constante em cada segmento de fio ou de superfície [25,27].

As equações integrais que podem ser resolvidas pelo MoM são normalmente funções do campo elétrico (f_E) ou funções do campo magnético (f_H), como mostram

as equações 1.12 e 1.13. Em alguns casos, os campos elétrico (E) e magnético (H) irradiados podem ser obtidos em função da densidade de corrente (J) sobre uma superfície condutora, ou vice-versa [26].

$$E = f_E(J) \quad (1.12)$$

$$H = f_H(J) \quad (1.13)$$

Para o caso de espalhamento, o primeiro passo é expandir a densidade de corrente (J) como uma soma finita de funções de base:

$$J = \sum_{i=1}^n J_i b_i \quad (1.14)$$

Onde: b_i é a i -ésima função de base; J_i é coeficiente desconhecido relativo à densidade de corrente; e n é o número de segmentos no qual foi discretizado o problema.

Na seqüência, devem ser definidas “ n ” funções de teste, também chamadas funções de peso (w_j), que sejam linearmente independentes. Um produto interno com cada função de teste é aplicado em ambos os lados da equação 1.12 ou 1.13.

Tomando, por exemplo, 1.13:

$$\langle w_j, H \rangle = \langle w_j, f_H(J) \rangle \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \quad (1.15)$$

Aplicando (1.14) em (1.15), obtêm-se:

$$\langle w_j, H \rangle = \sum_{i=1}^n \langle w_j, f_H(J_i, b_i) \rangle \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \quad (1.16)$$

Escrita na forma matricial:

$$\mathbf{H} = \mathbf{Z} \cdot \mathbf{J} \quad (1.17)$$

Onde: \mathbf{H} é o vetor de campos magnéticos incidentes;

\mathbf{J} é o vetor de correntes em cada elemento da superfície condutora;

\mathbf{Z} é a matriz de geometria do problema;

$Z_{ij} = \langle w_j, f_H(b_i) \rangle$ são os termos da matriz \mathbf{Z} ;

$H_j = \langle w_j, H_{inc} \rangle$ são os elementos do vetor \mathbf{H} ;

H_{inc} são os valores de campo incidentes.

O vetor “ \mathbf{H} ” contém os campos incidentes de valores conhecidos, geralmente considerados como de uma onda plana. Os termos da matriz “ \mathbf{Z} ” dependem apenas da geometria do problema e os termos desconhecidos do vetor “ \mathbf{J} ” representam as correntes induzidas e podem ser obtidos através da resolução da equação matricial. Com os valores conhecidos de “ \mathbf{J} ”, torna-se possível determinar os campos elétrico e magnético espalhados, gerados por estas correntes induzidas na superfície condutora.

Um equacionamento similar ao apresentado para o campo magnético pode ser desenvolvido para o campo elétrico.

Este método mostra sua maior eficiência em problemas com contornos abertos, já que é necessário “malhar” apenas os objetos de interesse; e sua principal deficiência na dificuldade em modelar problemas não-homogêneos, que utilizam materiais com diferentes permeabilidades magnéticas e permissividades elétricas.

Algumas características importantes que devem ser levadas em conta quando da utilização do método são:

- Por ser um método integral, sua formulação gera matrizes densas e conseqüentemente um grande esforço computacional;
- Uma restrição para permitir resultados suficientemente precisos é que o raio dos condutores seja muito menor do que a menor distância entre cada um deles [5].

1.3.4 Método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM-TD)

O método de Modelagem por Linhas de Transmissão (TLM-TD - *Transmission-line Modeling Method - Time Domain*) é um método diferencial utilizado para resolução das equações de Maxwell no domínio do tempo diretamente no espaço discretizado. O método baseia-se no uso de redes de circuitos elétricos para a solução de problemas de espalhamento segundo o modelo de Huygens.

No século XVII, dois modelos distintos para o fenômeno da luz foram desenvolvidos: o modelo corpuscular, por Isaac Newton; e o modelo ondulatório, por Christiaan Huygens.

Em 1690, Huygens citaria em seu “*Traité de la Lumière*” [28]:

“No estudo da propagação destas ondas, deve-se considerar que cada partícula do meio através do qual a onda evolui, não só transmite o seu movimento à partícula seguinte, ao longo da reta que parte do ponto luminoso, mas também às partículas que a rodeiam e que se opõem ao movimento. O resultado é uma onda em torno de cada partícula e que a tem como centro.”

Rigorosamente falando, ambos os modelos são incorretos. Entretanto, a teoria quântica moderna demonstrou que as irradiações eletromagnéticas (e em particular a luz) possuem ambas as propriedades: corpuscular (fótons) e ondulatória. Desta forma, dependendo do fenômeno sob estudo, um destes aspectos complementares predomina sobre o outro. Assim, nas frequências de microondas e ondas milimétricas, a natureza corpuscular da irradiação eletromagnética não é relevante (manifestando-se apenas em certas interações com a matéria), enquanto o aspecto ondulatório predomina em todas as situações envolvendo propagação e espalhamento.

Isto sugere que o modelo proposto por Huygens, e mais tarde refinado por Fresnel e Young, poderia formar a base para um método geral de tratamento de problemas de propagação e espalhamento em microondas [29].

O modelo mecânico de Huygens para o comportamento da luz consiste basicamente de um encadeamento múltiplo de choques elásticos que obedecem aos seguintes princípios:

- A quantidade de movimento é espalhada igualmente em todas as direções;
- A quantidade de movimento é conservada no processo de espalhamento; e
- A energia é conservada no processo de espalhamento, o que implica na conservação de massa.

A figura 1.5(b), extraída do tratado de Huygens, ilustra os princípios citados acima. Numa visão mais macroscópica, a figura 1.5(b) mostra como cada frente de onda seria o resultado da superposição de infinitas fontes puntiformes irradiando ondas esféricas. Desta forma, seria possível prever uma posição futura da frente de onda a partir de sua posição atual.

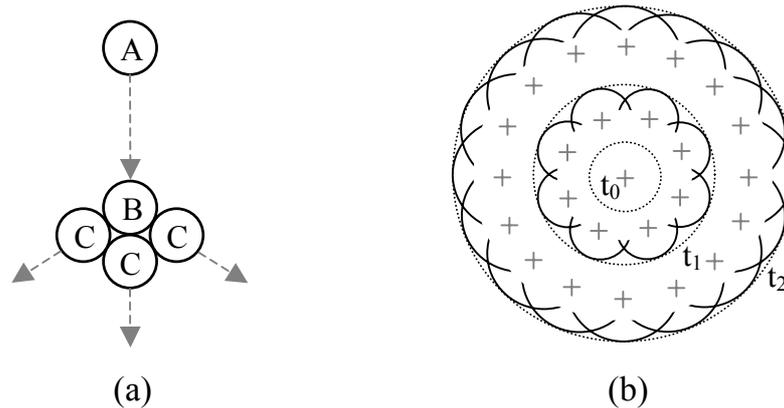


Fig. 1.5 – O Princípio de Huygens:
(a) Sequência de choques impulsivos [28]; (b) Frentes de onda de Huygens.

Inicialmente, pode parecer que este modelo é mais apropriado para a descrição do som do que de uma onda eletromagnética. Entretanto, a quantidade de movimento não está restrita necessariamente a impulsos mecânicos. Qualquer grandeza física pode ser modelada por este processo desde que certas leis de conservação sejam obedecidas. Assim, campos eletromagnéticos podem ser descritos pelo modelo de Huygens, desde que o espalhamento siga certas regras:

- Campos tangenciais devem ser contínuos nos pontos de espalhamento;
- A carga elétrica deve ser conservada no processo de espalhamento; e
- A energia deve ser conservada no processo de espalhamento.

Assim, em 1971, Johns e Beurle [30] descreveram uma nova técnica numérica para a solução de problemas de espalhamento bidimensionais, o método TLM-TD. Em sua versão mais usual, a representação do espaço discretizado neste método emprega uma malha cartesiana de nós, sendo cada nó uma junção entre linhas de transmissão. Impulsos de tensão, espalhando-se isotropicamente sobre esta malha, representam a propagação das ondas eletromagnéticas. Pretende-se com o modelo

encontrar as tensões refletidas e incidentes em cada nó e, a partir daí, as componentes de campo elétrico e magnético, utilizando para tanto as equivalências entre tensão e campo elétrico, e entre corrente e campo magnético [31,32]. A figura 1.6 mostra como seria a aplicação do princípio de Huygens em um modelo numérico, prevendo a discretização do espaço.

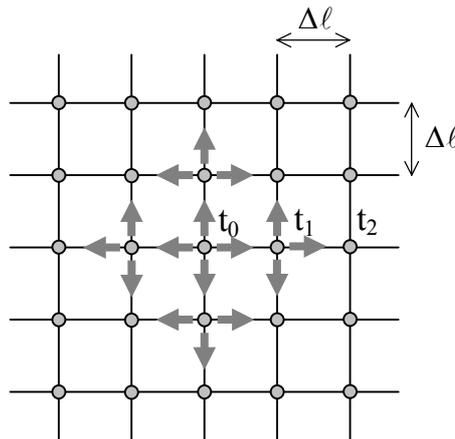


Fig. 1.6 – Discretização do Modelo de Huygens.

Quando comparado com outros métodos numéricos, o TLM-TD destaca-se pela simplicidade de formulação e implementação computacional. Além disso, apresenta ainda a vantagem de ser muito mais intuitivo para profissionais de engenharia elétrica, pois a teoria de linhas de transmissão é um tema básico e fundamental da área, o que o torna um método de fácil entendimento e aplicação.

O método TLM-TD é similar ao método de Diferenças Finitas (FDTD) em termos de formulação e capacidade de simulação, contudo a forma como os pulsos se propagam sobre a malha discretizada é diferente. Enquanto o método FDTD é um modelo matemático usando diferenças finitas, o método TLM-TD consiste num modelo físico usando linhas de transmissão. Uma das vantagens do TLM-TD sobre o FDTD é a capacidade de representar todas as seis componentes de campo em um único ponto do espaço. P. Johns mostrou em [33] que um nó TLM tridimensional expandido [38] pode ser manipulado de forma a gerar resultados numericamente equivalentes àqueles gerados pela célula FDTD de Yee [21]. Resultados equivalentes podem ser encontrados em outras referências [34,35].

O TLM é reconhecido hoje como uma importante ferramenta para simulação de complexos problemas do eletromagnetismo em uma, duas e três dimensões. O método pode ser utilizado em problemas não-lineares, não-homogêneos e de propagação de ondas no domínio do tempo ou da frequência.

A análise de linhas de transmissão a dois fios é a base do método TLM-TD em uma dimensão e a partir desta teoria é possível desenvolver as versões bidimensional e tridimensional. Assim, com o intuito de introduzir a teoria básica do método TLM-TD, tratar-se-á neste capítulo, o caso unidimensional. As formulações bidimensional e tridimensional serão abordadas no próximo capítulo.

Considere-se uma linha de transmissão a dois fios e parâmetros distribuídos, como mostra a figura 1.7. A linha de transmissão é discretizada em “ n ” elementos imaginários.

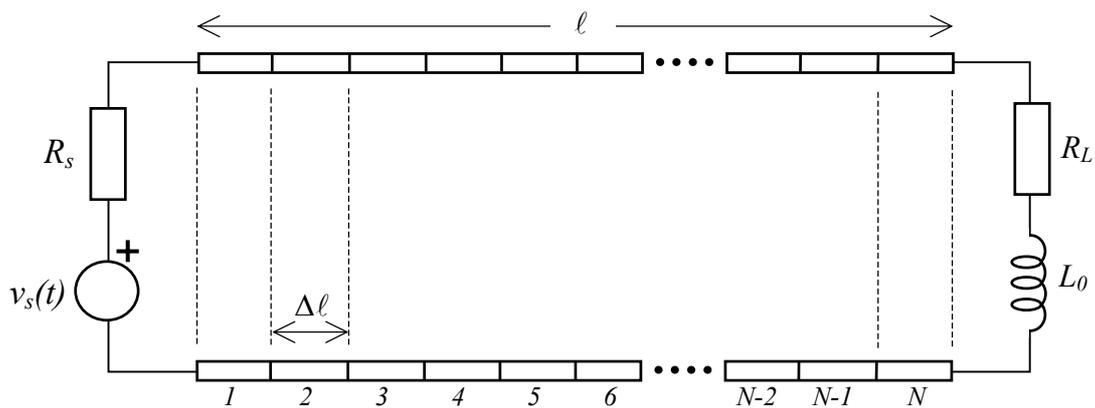


Fig. 1.7 – Linha de transmissão a dois fios dividida em segmentos.

Onde: V_s é a fonte de tensão, aplicada no início da linha;

Z_L é a impedância da carga, acoplada ao fim da linha ($R_L + j\omega L_0$);

N é o número de segmentos no qual foi dividida a linha de transmissão;

Δl é o comprimento de cada segmento;

l é o comprimento total da linha.

Os segmentos da linha são considerados idênticos e, assim, cada segmento tem um tamanho “ Δl ” igual a:

$$\Delta l = \frac{l}{N} \quad (1.18)$$

Cada segmento pode ser modelado por um equivalente do tipo “T”, como o que é mostrado na figura 1.8. Nele, R_d , L_d , C_d e G_d são parâmetros distribuídos da linha. Assim, “ R_d ” e “ L_d ” são, respectivamente, a resistência e a indutância série especificadas por unidade de comprimento. Da mesma forma, “ C_d ” e “ G_d ” são, respectivamente, a capacitância e a condutância paralela especificadas por unidade de comprimento. Tensões e correntes no segmento são funções de “ x ” e “ t ”.

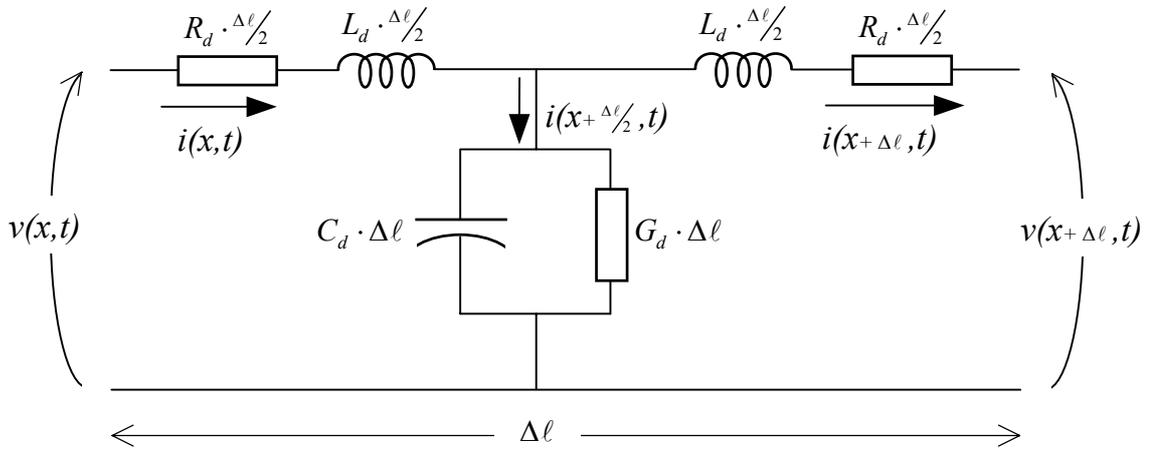


Fig. 1.8 – Segmento tipo “T” genérico da uma linha de transmissão.

O segmento de linha de transmissão mostrado na figura 1.8 é a célula básica para a aplicação do método TLM-TD unidimensional [8].

Aplicando as leis de Kirchhoff de tensões e correntes, teremos ($\Delta\ell \rightarrow 0$):

$$\frac{\partial v(x,t)}{\partial x} = -\left(L_d \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + R_d i(x,t) \right) \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} = -\left(C_d \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} + G_d v(x,t) \right) \quad (1.20)$$

Diferenciando a equação 1.19 em relação a “ t ” e 1.20 em relação a “ x ”, podemos eliminar a tensão e obter uma equação para a corrente na linha:

$$\frac{\partial^2 i(x,t)}{\partial x^2} = C_d L_d \cdot \frac{\partial^2 i(x,t)}{\partial t^2} + (C_d R_d + G_d L_d) \cdot \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + G_d R_d \cdot i(x,t) \quad (1.21)$$

Simplificando para o caso em que $R_d=0$, teremos:

$$\frac{\partial^2 i(x,t)}{\partial x^2} = L_d C_d \frac{\partial^2 i(x,t)}{\partial t^2} + G_d L_d \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} \quad (1.22)$$

De forma similar, diferenciando a equação 1.19 em relação a “ x ” e 1.20 em relação a “ t ”, podemos eliminar a tensão; finalmente, considerando o caso em que $R_d=0$, obteremos a seguinte equação para a tensão na linha:

$$\frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2} = L_d C_d \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial t^2} + G_d L_d \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} \quad (1.23)$$

Por outro lado, se partirmos das equações de Maxwell em sua forma local:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Como o problema está sendo analisado em sua forma unidimensional, assume-se apenas variações ao longo da direção “ x ”. Podemos, então, simplificar as equações 1.23 e 1.24 para a sua forma cartesiana:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (1.25)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y + \frac{\partial D_y}{\partial t} \quad (1.26)$$

Aplicando-se as relações complementares correspondentes ao meio de propagação:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.27)$$

pode-se reescrever a equação 1.26 da seguinte forma:

$$-\frac{\partial B_z}{\partial x} = \mu \sigma E_y + \mu \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (1.28)$$

Diferenciando a equação 1.25 em relação a “ t ” e a equação 1.28 em relação a “ x ”, podemos eliminar E_y , resultando:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1.29)$$

De forma similar, diferenciando a equação 1.25 em relação a “ x ” e a equação 1.28 em relação a “ t ”, podemos eliminar B_z , resultando:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (1.30)$$

Finalmente, comparando as equações 1.22 e 1.23 com as equações 1.29 e 1.30, pode-se constatar que as mesmas são equivalentes e que algumas analogias entre os parâmetros do meio de propagação da onda eletromagnética e os parâmetros distribuídos da linha de transmissão podem ser feitas (tabela 1.1):

Tab. 1.1 – Equivalência entre parâmetros de circuitos elétricos e campos eletromagnéticos.

Teoria de linhas		Teoria de campos
V	\Leftrightarrow	E_y
I	\Leftrightarrow	H_z
$L_d = L/\Delta\ell$	\Leftrightarrow	μ
$C_d = C/\Delta\ell$	\Leftrightarrow	ε
$G_d = G/\Delta\ell$	\Leftrightarrow	σ

Baseado nesta analogia, estabelece-se a modelagem de problemas de propagação de campos através do método TLM-TD. Para mostrar a formulação matemática do método usaremos um modelo equivalente simplificado para os segmentos da linha de transmissão (figura 1.8). Nele são substituídas a indutância série e a capacitância paralela de cada segmento pelo valor da impedância característica da linha (Z_0) definida como:

$$Z_0 = \sqrt{L_d \cdot \Delta\ell / C_d \cdot \Delta\ell} = \sqrt{L/C} \quad (1.31)$$

A figura 1.9 mostra a nova configuração para o segmento de linha.

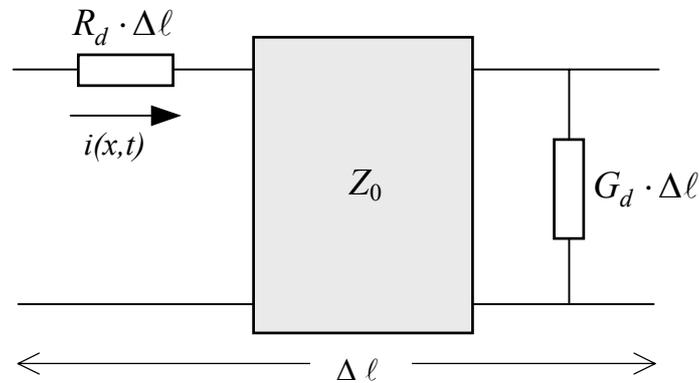


Fig. 1.9 – Segmento utilizando a impedância característica da linha (Z_0).

Admitindo a propagação de uma tensão ao longo da linha, cada segmento irá representar um ponto de análise, onde se pode calcular tensões incidentes e refletidas, e assim, determinar o valor real da tensão e da corrente nestes pontos.

Segundo a teoria de linhas de transmissão, cada segmento onde incide uma frente de onda origina uma frente de onda refletida cujo valor depende do coeficiente de reflexão:

$$\Gamma = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right) \tag{1.32}$$

Onde: Z_1 é a impedância do meio de onde se origina a frente de onda;

Z_2 é a impedância do meio que reflete a frente de onda.

Considerando as tensões incidentes e refletidas por cada segmento, pode-se aplicar o teorema de Thévenin para simplificar a análise e determinar equações representativas do fenômeno em questão.

A figura 1.10 mostra o circuito equivalente de Thévenin de um segmento genérico ($1 < n < N$) da linha considerando a presença dos segmentos adjacentes [31].

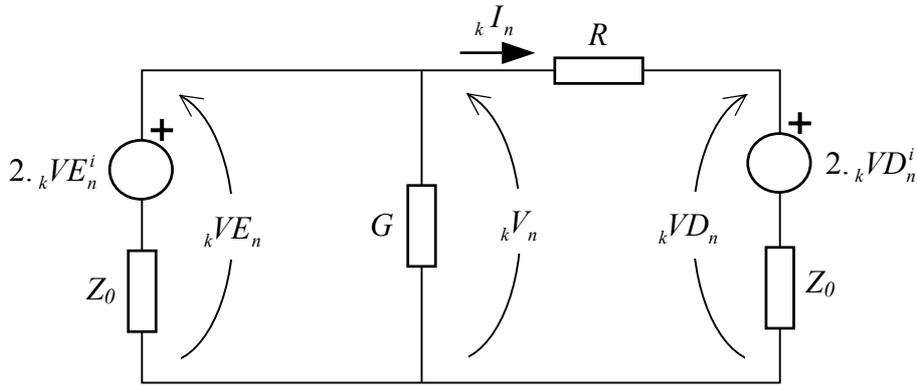


Fig. 1.10 – Equivalente de Thévenin de um segmento da linha [31].

- Onde: ${}_k I_n$ é a corrente no segmento genérico “n”, no instante “k”;
 ${}_k V_n$ é a tensão em “n”, no instante “k”;
 ${}_k VE_n^i$ é a tensão que incide à esquerda de “n”, no instante “k”;
 ${}_k VD_n^i$ é a tensão que incide à direita de “n”, no instante “k”;
 ${}_k VE_n$ é a tensão à esquerda de “n”, no instante “k”;
 ${}_k VD_n$ é a tensão à direita de “n”, no instante “k”.

Aplicando o teorema de Millman ao circuito da figura 1.10, obtém-se:

$${}_k V_n = \frac{\frac{2 \cdot {}_k VE_n^i}{Z_0} + \frac{2 \cdot {}_k VD_n^i}{R + Z_0}}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{R + Z_0} + G} \quad (1.33)$$

A corrente pode ser obtida aplicando a lei de tensões de Kirchhoff à malha da direita:

$${}_k I_n = \frac{{}_k V_n - 2 \cdot {}_k VD_n^i}{R + Z_0} \quad (1.34)$$

As tensões nos lados esquerdo e direito do segmento são obtidas, respectivamente, por:

$${}_k VE_n = {}_k V_n \quad (1.35)$$

$${}_k VD_n = 2 \cdot {}_k VD_n^i + {}_k I_n \cdot Z_0 \quad (1.36)$$

De acordo com a teoria de linhas de transmissão, as tensões que incidem em um segmento genérico “ n ” são refletidas por ele e retornam à linha. Essas tensões refletidas podem ser obtidas por:

$${}_kVE_n^r = {}_kVE_n - {}_kVE_n^i \quad (1.37)$$

$${}_kVD_n^r = {}_kVD_n - {}_kVD_n^i \quad (1.38)$$

Onde: ${}_kVE_n^r$ é a tensão refletida para a esquerda do segmento “ n ”, no instante “ k ”;

${}_kVD_n^r$ é a tensão refletida para a direita do segmento “ n ”, no instante “ k ”.

Conhecidas as relações entre as tensões incidentes e refletidas em um segmento, pode-se, a partir das tensões incidentes em um segmento, determinar as tensões refletidas para os segmentos adjacentes.

O TLM-TD, por ser um método implementado no domínio tempo, deverá realizar a seguir o cálculo das tensões incidentes em cada segmento para um instante de tempo seguinte “ $k+1$ ”. O mecanismo é considerar que as tensões incidentes em um segmento genérico “ n ”, no momento seguinte “ $k+1$ ”, corresponde às tensões refletidas pelos segmentos adjacentes, determinadas no momento imediatamente anterior “ k ”. Assim:

$${}_{k+1}VE_n^i = {}_kVD_{n-1}^r \quad (1.39)$$

$${}_{k+1}VD_n^i = {}_kVE_{n+1}^r \quad (1.40)$$

Ou seja, a tensão incidindo à esquerda do segmento “ n ” em um instante “ $k+1$ ” é justamente a tensão refletida pelo lado direito do segmento que fica à sua esquerda ($n-1$), no instante anterior (k).

Da mesma forma, a tensão incidindo à direita do segmento “ n ” em um instante “ $k+1$ ” corresponde à tensão refletida pelo lado esquerdo do segmento que fica à sua direita ($n+1$), no instante anterior (k).

As equações 1.33 a 1.40 relacionam os valores das tensões incidentes e refletidas para um segmento genérico. O mesmo raciocínio pode ser usado a fim de obter as relações para o segmento inicial ($n=1$) e o segmento final ($n=N$).

Com base na da linha de transmissão da figura 1.7, o circuito equivalente de Thévenin para o segmento inicial (acoplado à fonte) é mostrado na figura 1.11.

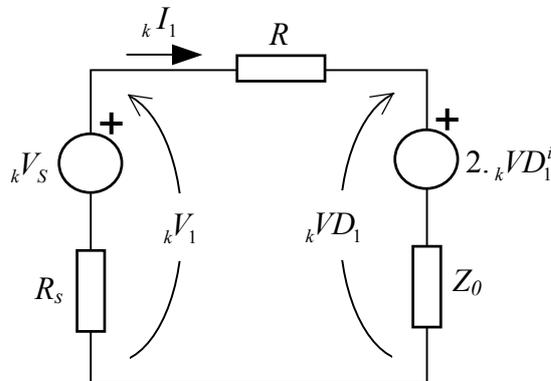


Fig. 1.11 – Equivalente de Thévenin para o segmento inicial:

Para este segmento inicial, teremos:

$$kV_1 = \frac{\frac{kV_S}{R_S} + \frac{2.kVD_1^i}{R + Z_0}}{\frac{1}{R_S} + \frac{1}{R + Z_0}} \quad (1.41)$$

$$kI_1 = \frac{kV_1 - 2.kVD_1^i}{R + Z_0} \quad (1.42)$$

$$kVD_1 = 2.kVD_1^i + kI_1 \cdot Z_0 \quad (1.43)$$

$$kVD_1^r = kVD_1 - kVD_1^i \quad (1.44)$$

$$k_{+1}VD_1^i = kVE_2^r \quad (1.45)$$

No caso do circuito equivalente de Thévenin para o segmento final (acoplado à carga), analisaremos duas possibilidades: primeiramente uma carga indutiva e em seguida uma carga capacitiva. Ambos os casos serão tratados com seus equivalentes do tipo “*stub*” (trechos adicionais de linha), de forma a equacionar a introdução destes novos componentes. Esta técnica é bastante interessante pois será usada posteriormente para modelar a existência de meios não-homogêneos e/ou com perdas [8,31].

A figura 1.12 mostra a o acoplamento de uma carga indutiva ao final da linha (a), e a modelagem através de um *stub* indutivo (b). O modelo *stub* indutivo nada mais é do que um trecho adicional de linha de transmissão com seus terminais curto-circuitados (*short-circuit stub*), onde a onda incidente deve ser refletida num tempo Δt .

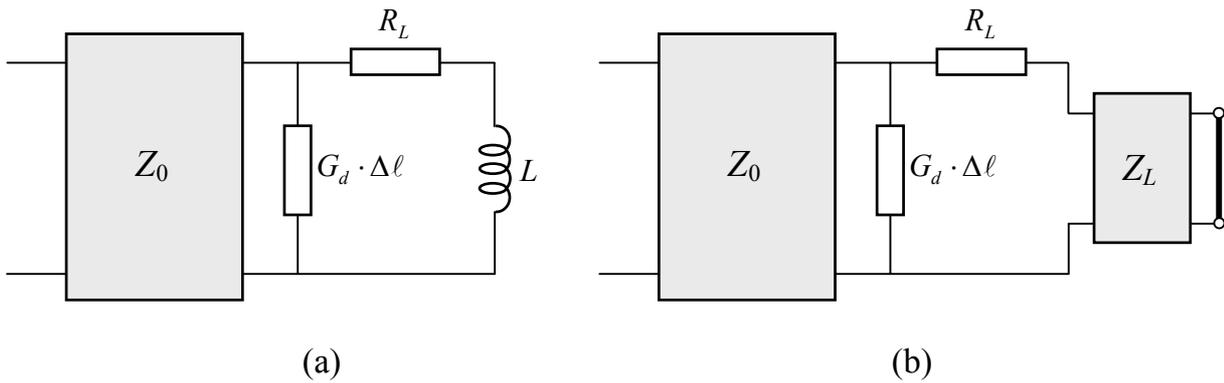


Fig. 1.12 – Segmento final:
 (a) Carga indutiva; (b) *Stub* indutivo.

Deste modo, “ Z_L ” é a impedância série de linha *stub* que modela o indutor.

$$Z_L = \frac{2L}{\Delta t} \tag{1.46}$$

O circuito equivalente de Thévenin para o segmento final (acoplado à carga indutiva) é mostrado na figura 1.13.

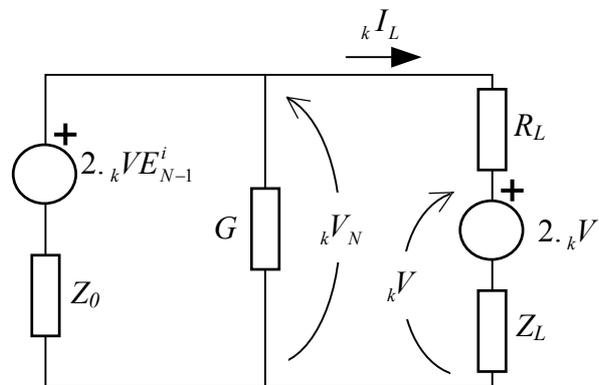


Fig. 1.13 – Equivalente de Thévenin para o segmento final (carga indutiva)

E o cálculo das tensões incidentes e refletidas para o segmento final com carga indutiva ($n=N$):

$${}^kV_N = \frac{\frac{2 \cdot {}^kV_N}{Z_0} + \frac{2 \cdot {}^kV^i}{R_L + Z_L}}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{R_L + Z_L} + G} \quad (1.47)$$

$${}^kI_L = \frac{{}^kV_N - 2 \cdot {}^kV^i}{R_L + Z_L} \quad (1.48)$$

$${}^kV = 2 \cdot {}^kV^i + {}^kI_L \cdot Z_L \quad (1.49)$$

$${}^kVE_N^r = {}^kV_N - {}^kVD_N^i \quad (1.50)$$

$${}^{k+1}VE_N^i = {}^kVD_{N-1}^r \quad (1.51)$$

Se a carga acoplada ao final da linha for do tipo capacitiva teremos a situação mostrada na figura 1.14. O modelo contendo um *stub* capacitivo para este caso é formado por um trecho adicional de linha de transmissão com seus terminais abertos (*open circuit stub*). “ Z_C ” é a impedância da linha *stub* que modela o capacitor.

$$Z_C = \frac{\Delta t}{2C} \quad (1.52)$$

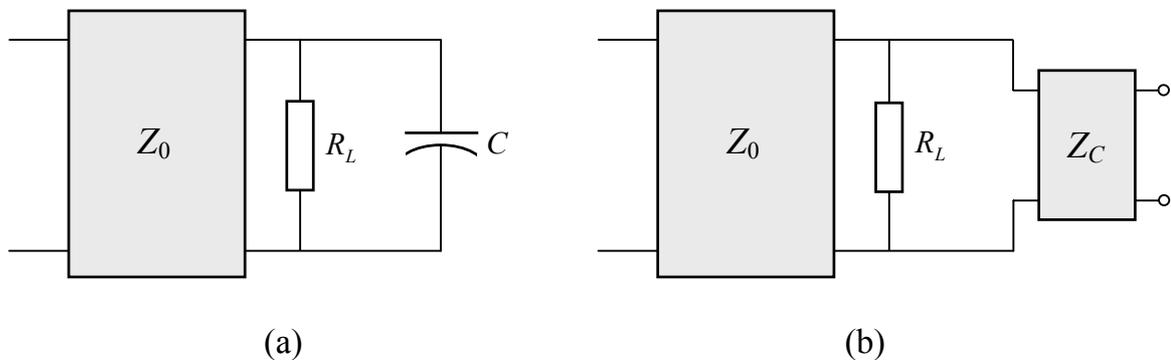


Fig. 1.14 – Segmento final: (a) Carga capacitiva; (b) *Stub* capacitivo.

O circuito equivalente de Thévenin para o segmento final (acoplado à carga capacitiva) é mostrado na figura 1.15.

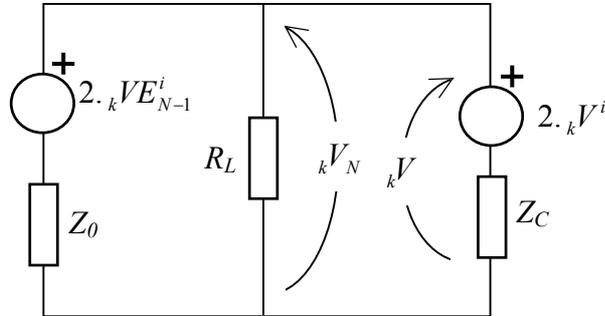


Fig. 1.15 – Equivalente de Thévenin para o segmento final (carga capacitiva)

E o cálculo das tensões incidentes e refletidas para o segmento final com carga capacitiva ($n=N$):

$$.kV_N = \frac{\frac{2.kV_N}{Z_0} + \frac{2.kV^i}{Z_C}}{\frac{1}{Z_0} + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{Z_C}} \quad (1.53)$$

$$.kV = 2.kV^i + .kI_L \cdot Z_L \quad (1.54)$$

$$.kVE_N^r = .kV_N - .kVD_N^i \quad (1.55)$$

$$.k+1VE_N^i = .kVD_{N-1}^r \quad (1.57)$$

Para completar a análise da linha, é preciso determinar o passo de tempo “ Δt ”, ou seja, a diferença entre “ k ” e “ $k+1$ ” em segundos. Este deve ser igual ao tempo de propagação da onda na distância de um segmento ($\Delta \ell$). Desta forma:

$$\Delta t = \frac{\Delta \ell}{u} \quad (1.58)$$

$$u = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad (1.59)$$

- Onde: u é a velocidade de propagação da onda na linha;
 L é a indutância distribuída da linha;
 C é a capacitância distribuída da linha.

Assim:

$$\Delta t = \sqrt{LC} \quad (1.60)$$

De uma forma geral, pode-se identificar as seguintes etapas dentro de cada iteração no tempo para o método TLM-TD:

- Determinação das tensões que incidem em cada segmento;
- Cálculo dos campos associados aos segmentos de interesse;
- Cálculo das tensões refletidas por cada segmento;
- Aplicação das condições de contorno para os segmentos ou nós que se localizam nas extremidades do domínio de cálculo;
- Determinação das novas tensões incidentes para o próximo passo de iteração, baseadas nas tensões refletidas.

1.4 Conclusões deste capítulo

A modelagem numérica de estruturas sujeitas a problemas de compatibilidade eletromagnética tem se tornado uma importante ferramenta para a solução antecipada destes problemas. Quando utilizada na concepção de novos produtos, reduz consideravelmente os custos de projeto e prototipagem.

A partir do estudo de algumas técnicas numéricas, suas vantagens e desvantagens em relação à análise de casos de propagação e espalhamento de ondas eletromagnéticas, observou-se inicialmente que o MoM apresenta clareza e simplicidade na análise de determinadas estruturas, como fios, cabos, e placas condutoras. Ele prevalece sobre outros métodos que exigem condições de contorno bem definidas, como o FEM, FDTD e TLM-TD. Contudo, por ser um método integral, sua principal desvantagem é a dificuldade em modelar problemas que envolvam materiais com diferentes características elétricas e magnéticas.

Os sinais de interferência irradiados e mesmo os surtos atmosféricos e de manobras, problemas que serão abordados neste trabalho, apresentam constantes de tempo muito pequenas. Estes transitórios extremamente rápidos, na maioria dos casos, inviabilizam o uso de programas no domínio da frequência.

Os métodos tipicamente usados no domínio temporal, como o TLM-TD e FDTD, aproveitam-se desta abordagem para a obtenção de resultados numa ampla faixa do espectro de frequência. Ambos apresentam problemas com a modelagem de geometrias mais complexas (*staircasing*), já que ambos usam normalmente malhas retangulares ou cúbicas. Existem porém várias formulações alternativas para cada um dos métodos, tais como malhas múltiplas ou variáveis, que em muitos casos minimizam esta deficiência.

A formulação do método TLM-TD mostrou-se relativamente simples e as referências apontam para resultados bastante confiáveis. Com a versão unidimensional, apenas os casos mais simples de análise de linhas de transmissão podem ser tratados. Contudo, as versões bidimensional e tridimensional podem facilmente ser implementadas quando a versão unidimensional é conhecida. O próximo capítulo será dedicado a esta tarefa: apresentar a formulação tridimensional do TLM-TD.

CAPÍTULO 2

FORMULAÇÃO TRIDIMENSIONAL DO MÉTODO TLM-TD

2.1 Introdução

A análise de linhas de transmissão a dois fios, vista no capítulo anterior, é a base do método TLM-TD em uma dimensão. A partir desta teoria foi possível desenvolver as versões bidimensional e tridimensional. A exemplo da formulação unidimensional, estas últimas apresentam segmentos ou nós correspondentes que também foram baseados na teoria de linhas de transmissão e utilizam o mesmo procedimento de cálculo.

Este capítulo irá dedicar-se ao estudo da formulação matemática tridimensional do TLM-TD. Antes, porém, é conveniente apresentar sucintamente a formulação do TLM bidimensional já que o elemento básico de discretização tridimensional originou-se das células básicas utilizadas na versão bidimensional.

2.2 Formulação bidimensional do TLM-TD

O TLM permite a discretização de espaços bidimensionais através da utilização de dois tipos de células básicas: o nó série e o nó paralelo. Cada um destes nós é aplicável a uma classe de problemas, mas em ambos os casos, assim como no TLM unidimensional, os materiais presentes no caso sob análise são modelados através de impedâncias [31,32].

2.2.1 Nó série do TLM

O nó série é apresentado na figura 3.1; ele é o resultado da conexão de dois segmentos de linha de transmissão a 90° . Esta configuração é usada para representar as dimensões cartesianas “ x ” e “ y ”.

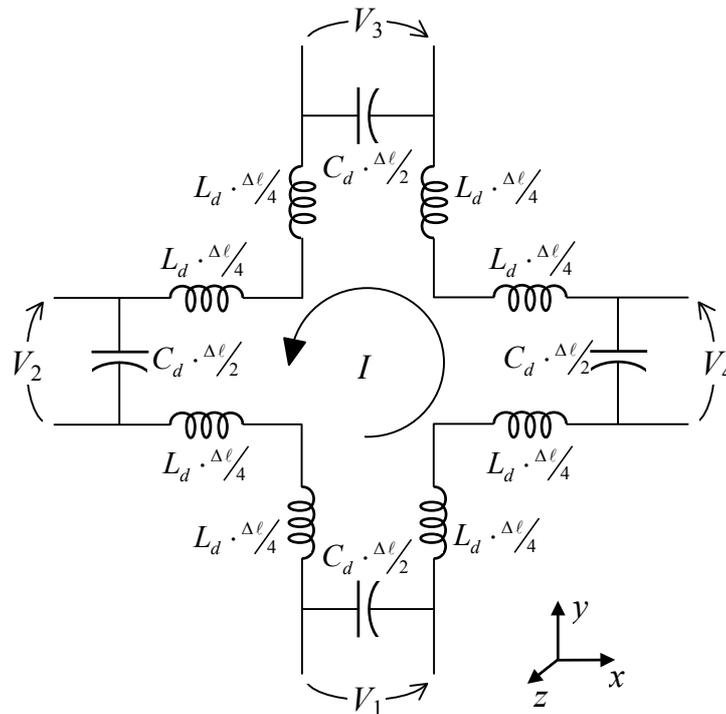


Fig. 2.1 – Nó bidimensional série.

Neste estudo introdutório são desconsideradas as perdas, motivo pelo qual não aparecem no modelo a resistência série e a condutância paralela. Os demais parâmetros da linha (capacitância paralela e indutância série) foram distribuídos igualmente pelos quatro braços do nó.

O nó série possui como incógnitas as tensões V_1 , V_2 , V_3 e V_4 , dispostas nas suas quatro extremidades (comumente denominadas “portas”) e a corrente I , que circula no interior do mesmo. A partir destes valores é possível determinar o campo elétrico na direção “ x ” (relacionado com as tensões nas portas 1 e 3), o campo elétrico na direção “ y ” (relacionado com as tensões nas portas 2 e 4) e o campo magnético na direção “ z ” (relacionado com a circulação da corrente I). Devido a estas características de mapeamento dos campos elétrico e magnético, esta topologia de nó é particularmente indicada para resolução de problemas em modo TE.

O modelagem do espaço bidimensional é feita pela conexão dos nós localizados acima, abaixo, à direita e à esquerda, através das suas portas. A malha de nós toma então uma forma semelhante àquela mostrada na figura 2.2.

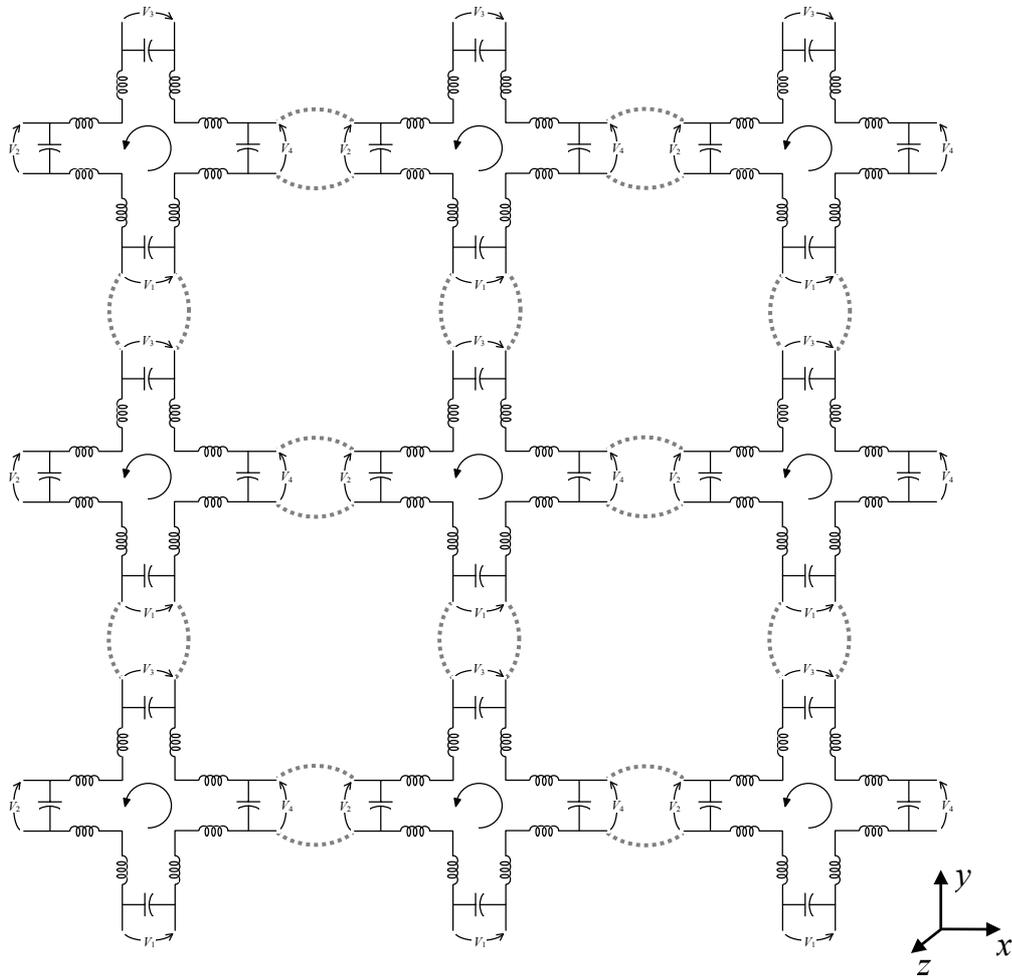


Fig. 2.2 – Malha de nós bidimensionais série.

Assim, da mesma forma que na versão unidimensional do TLM, existem equações que definem de que maneira as tensões que incidem nas quatro portas do nó são transformadas em tensões refletidas para fora dele, num determinado instante de tempo “ k ”. Estas equações são normalmente representadas por um sistema matricial que dá origem a uma matriz chamada “Matriz de Espalhamento”.

A equação matricial para o nó série que contém os vetores de tensões incidentes e refletidas bem como a matriz de espalhamento é mostrada abaixo [31]:

$$\begin{bmatrix} {}_kV_1^r \\ {}_kV_2^r \\ {}_kV_3^r \\ {}_kV_4^r \end{bmatrix} = 0.5 \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ -1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} {}_kV_1^i \\ {}_kV_2^i \\ {}_kV_3^i \\ {}_kV_4^i \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Onde: ${}_kV_p^i$ é a tensão incidente na porta “p” num instante de tempo “k”;

${}_kV_p^r$ é a tensão refletida pela porta “p” num instante de tempo “k”.

Para cada iteração do processo de cálculo, determinam-se os valores instantâneos de campo, corrente ou tensão em cada nó, com base nas tensões incidentes. As tensões refletidas para os nós adjacentes são obtidas aplicando-se a matriz de espalhamento. A figura 2.3 mostra um exemplo da aplicação da matriz e espalhamento em uma malha bidimensional após a excitação impulsiva de um dos nós.

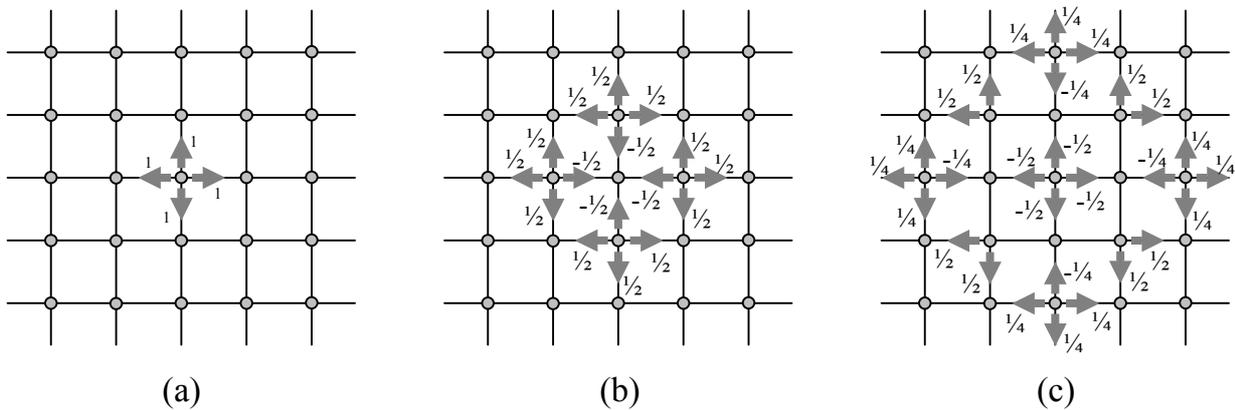


Fig. 2.3 – Espalhamento pela malha bidimensional do TLM:
 (a) Excitação impulsiva; (b) Primeiro espalhamento; (c) Segundo espalhamento

Finalmente o processo de conexão garante que a tensão refletida por uma porta do nó, num determinado passo de tempo, seja a tensão incidente na porta correspondente ao nó adjacente, no próximo passo de tempo:

$$\begin{aligned} {}_{k+1}V_1^i(x,y) &= {}_kV_3^r(x,y-1) \\ {}_{k+1}V_2^i(x,y) &= {}_kV_4^r(x-1,y) \\ {}_{k+1}V_3^i(x,y) &= {}_kV_1^r(x,y+1) \\ {}_{k+1}V_4^i(x,y) &= {}_kV_2^r(x+1,y) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Onde: ${}_{k+1}V_n^i$ é a tensão incidente na porta “n”, no instante “k+1”;

${}_{k}V_n^r$ é a tensão refletida na porta “n”, no instante “k”.

2.2.2 Nó paralelo do TLM

A outra célula que pode ser utilizada para análises bidimensionais com o TLM é o nó paralelo, mostrado na figura 2.4.

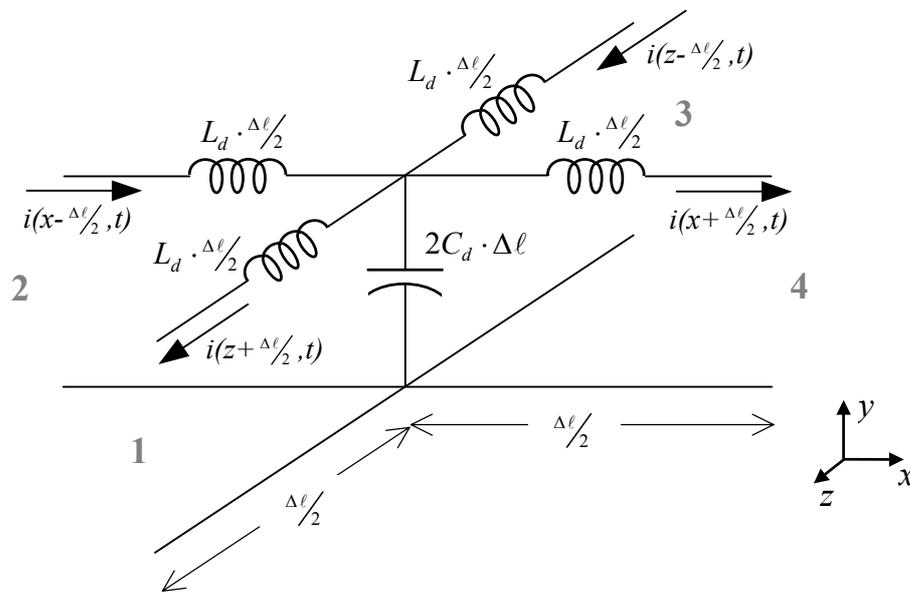


Fig. 2.4 – Nó bidimensional paralelo.

O nó paralelo possui como incógnitas as correntes “i” (figura 2.4), que circulam em cada uma das quatro portas, e a tensão sobre o capacitor, no centro do nó. A partir destes valores é possível determinar o campo magnético na direção “x” (relacionado com as correntes nas portas 1 e 3), o campo magnético na direção “z” (relacionado com as correntes nas portas 2 e 4) e o campo elétrico na direção “y” (relacionado com a tensão sobre o capacitor). Devido a estas características de mapeamento dos campos elétrico e magnético, esta topologia de nó é indicada para resolução de problemas em modo TM.

A equação matricial que contém os vetores de tensões incidentes e refletidas é mostrada abaixo [31]:

$$\begin{bmatrix} {}_kV_1^r \\ {}_kV_2^r \\ {}_kV_3^r \\ {}_kV_4^r \end{bmatrix} = 0.5 \cdot \begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} {}_kV_1^i \\ {}_kV_2^i \\ {}_kV_3^i \\ {}_kV_4^i \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

Como resultado da dualidade entre as topologias dos nós, a rotina de conexão do nó paralelo é idêntica àquela vista para o nó série equação 2.2.

Em ambos os nós existem certas exigências que devem ser respeitadas para que o erro presente neste método numérico esteja dentro de limites aceitáveis, como tamanho da malha, passo de tempo e velocidade de propagação. Estes parâmetros serão detalhados na formulação tridimensional do método TLM, que é o objeto principal deste trabalho.

2.3 Formulação tridimensional do TLM-TD

O desenvolvimento do TLM-TD tridimensional teve início em 1974 [36], com a criação do Nó Expandido (*Expanded Node*), que contava com a junção de três nós séries e três paralelos (figura 2.5).

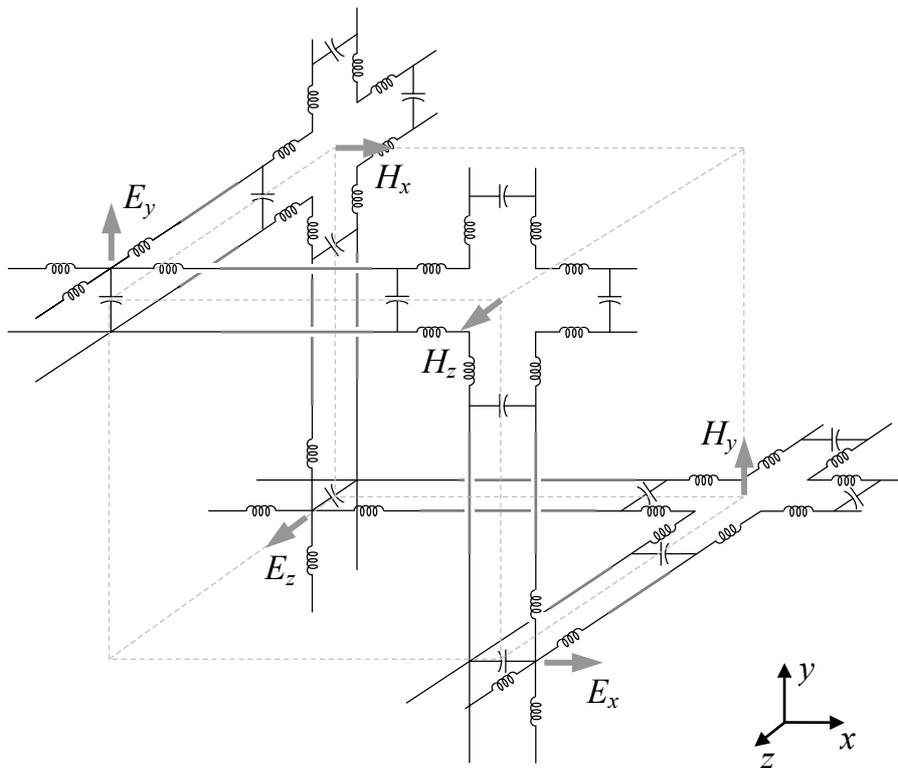


Fig. 2.5 – Nó Expandido.

Desta forma, poderia representar simultaneamente polarizações em modo TE e TM [37-40]. Durante vários anos uma grande quantidade de problemas de propagação eletromagnética foi estudada com sucesso usando o nó expandido. Esta estrutura, porém, era bastante complexa. As componentes de campo de diferentes polarizações eram calculadas em pontos fisicamente diferentes, dificultando a aplicação de condições de contorno e maneira simples e correta [32].

Uma versão mais evoluída foi descrita em 1980, ficando conhecida como Nó Condensado Assimétrico (*Asymmetrical Condensed Node*). Sua principal vantagem era trazer todas as componentes de campo para o centro do nó. Contudo, apresentava a dificuldade de ser ainda assimétrico, já que as conexões entre nós deveriam ser série ou paralelo dependendo da direção e do campo a modelar [41].

Outras topologias foram propostas no início da década de 80, destacando-se o “Nó de Yoshida, Fukai e Fukuoka” [42], similar ao Nó Expandido, mas formado apenas por nós paralelos e usando conceito de giradores para representar ambos os campos, elétrico e magnético; e o Nó Escalar [43], que embora seja bastante eficiente computacionalmente, é aplicável apenas a problemas escalares.

A estrutura mais utilizada atualmente para modelar problemas com TLM-TD é o Nó Condensado Simétrico (SCN - *Symmetrical Condensed Node*). Descrito primeiramente por Johns em 1986 [44,45], o SCN representa um avanço significativo para o método TLM. Diferente das demais estruturas, apresentadas como uma rede de linhas de transmissão passivas, o SCN é essencialmente um objeto algébrico, uma representação física das equações discretizadas de Maxwell [46].

Outras topologias de nós tridimensionais mais modernas foram, ou estão sendo desenvolvidas. Entre elas destacam-se o *Hybrid Symmetric Condensed Node* (HSCN) que reduz o número de “*stubs*” de seis para apenas três [47], e os *Symmetric Super-Condensed Node* (SSCN) [48,49] e *Condensed Cuboid Node* [50], que não necessitam de “*stubs*” para modelar perdas e/ou não-homogeneidades.

2.3.1 Nó Condensado Simétrico (SCN)

O SCN é um segmento tridimensional do espaço modelado por linhas de transmissão nas três direções do sistema de coordenadas cartesianas (figura 2.5). Cada linha possui uma corrente e quatro tensões incógnitas, como na versão série do nó bidimensional do TLM-TD.

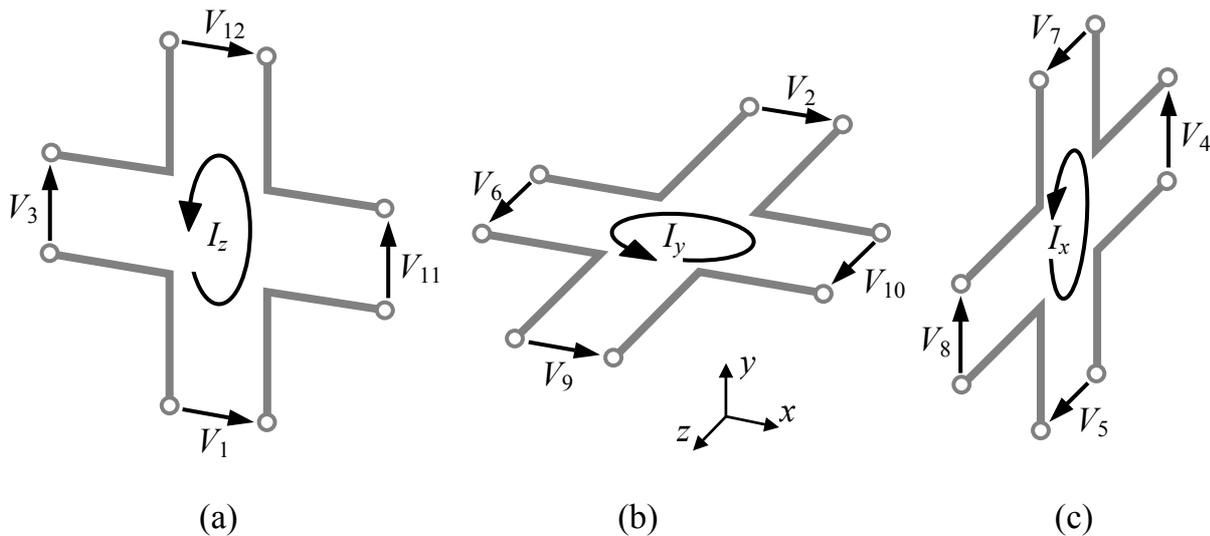


Fig. 2.5 – Decomposição do SCN em nós bidimensionais série:
(a) Plano xy; (b) Plano xz; (c) Plano yz

O efeito da consideração das três células bidimensionais num único elemento tridimensional gera o SCN, mostrado na figura 2.6 [45]. As doze tensões, que configuram doze “portas” nas extremidades do SCN, podem definir o campo elétrico e o campo magnético presentes em cada nó, para cada direção do espaço cartesiano (x,y,z) .

Diferentemente de seus predecessores, o SCN possui uma topologia centralizada, podendo desta forma representar todas as seis componentes de campo num mesmo ponto do espaço. Contudo, é importante salientar que embora estas linhas possuam grandezas interdependentes, elas não estão conectadas através de impedâncias discretas, como nas topologias unidimensional, bidimensional e no Nó Expandido (figura 2.5). Neste sentido, o SCN carece de uma visão mais física.

Analisando-se atentamente a figura 2.6, pode-se notar que cada porta do SCN está associada a uma componente de campo elétrico e uma componente de campo

magnético. Exemplificando, as portas 4 e 8 são responsáveis pela determinação das tensões incidentes e refletidas na direção “y”, estando portanto, associadas ao cálculo do campo elétrico na direção “y” (E_y) e ao cálculo do campo magnético na direção “x” (H_x). As portas 2 e 9 definem as tensões na direção “x” e estão associadas ao cálculo de E_x e H_y . E assim por diante para todas as portas. A tabela 2.1 traz o mapeamento completo de portas e componentes de campo.

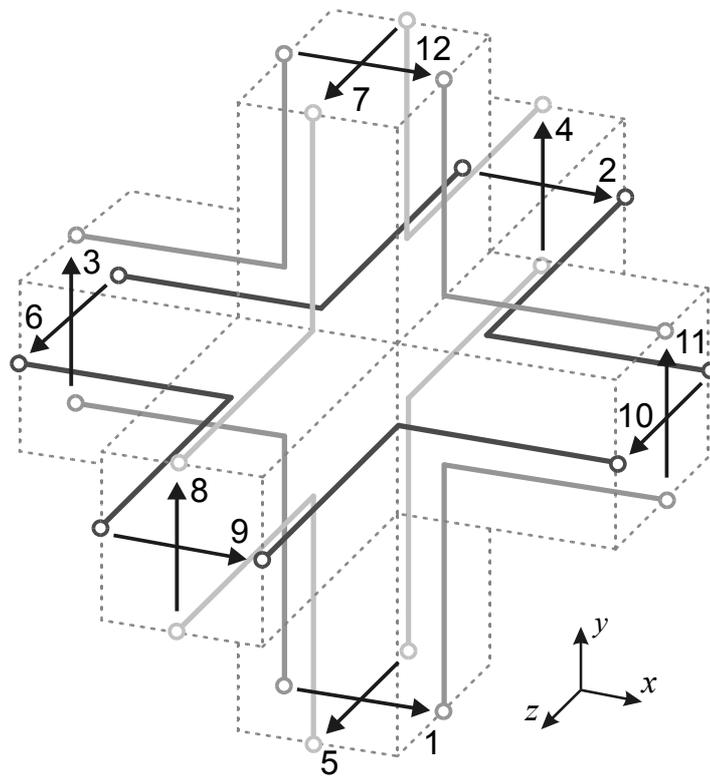


Fig. 2.6 – Nó Condensado Simétrico (SCN).

2.3.2 Matriz de espalhamento

Assim como nas formulações unidimensional e bidimensional, a sistemática usada para o SCN consiste em obter uma matriz de espalhamento que converte as tensões incidentes em tensões refletidas. Estas tensões refletidas serão então usadas num passo de tempo seguinte como tensões incidentes nas portas dos nós adjacentes.

Como foi comentado anteriormente, o SCN é essencialmente um objeto algébrico, uma representação física das equações discretizadas de Maxwell. Assim,

ao contrário dos nós unidimensional e bidimensional, a matriz de espalhamento do SCN não pode ser obtida através do equivalente de Thévenin. Para tanto, é usada uma abordagem mais intuitiva [31,32].

Tab. 2.1 – Mapeamento de portas e campos elétricos e magnéticos.

Porta		Campos Associados
1	\Leftrightarrow	E_x e H_z
2	\Leftrightarrow	E_x e H_y
3	\Leftrightarrow	E_y e H_z
4	\Leftrightarrow	E_y e H_x
5	\Leftrightarrow	E_z e H_x
6	\Leftrightarrow	E_z e H_y
7	\Leftrightarrow	E_z e H_x
8	\Leftrightarrow	E_y e H_x
9	\Leftrightarrow	E_x e H_y
10	\Leftrightarrow	E_z e H_y
11	\Leftrightarrow	E_y e H_z
12	\Leftrightarrow	E_x e H_z

Supondo a excitação da porta 1, na extremidade inferior do SCN, como um pulso de tensão de 1V. Esta única tensão incidente, após chegar ao interior do nó, refletirá tensões para todas as seis extremidades do nó, inclusive para a extremidade inferior. Este fato é mostrado na figura 2.7.

Como foi visto na tabela 2.1, a porta 1 está relacionada com as componentes E_x e H_z . Tomando as equações de Maxwell para estas duas grandezas:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.5)$$

ondas eletromagnéticas fora do SCN. A exemplo das formulações unidimensional e bidimensional, a modelagem de um volume do espaço usando o SCN implica na junção das extremidades dos nós adjacentes. Isto por sua vez, permite o acoplamento entre as tensões refletidas por um nó num dado instante e as tensões incidentes nos nós adjacentes, no instante de tempo seguinte.

A figura 2.8 mostra uma fração do espaço modelado onde a conexão ocorre. Pode-se observar que a tensão refletida pela porta 4 do nó localizado na posição (x,y,z) , no instante de tempo “ k ”, deverá corresponder à tensão incidente na porta 8 do nó adjacente que fica em $(x,y,z-1)$, no instante de tempo “ $k+1$ ”. Da mesma forma, a tensão refletida pela porta 8 do nó em $(x,y,z-1)$, no instante “ k ”, corresponde à tensão incidente na porta 4 do nó em (x,y,z) , no instante “ $k+1$ ”.

O que acontece realmente é uma troca entre tensões de portas adjacentes. Assim, matematicamente, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} {}_{k+1}V_8^i(x,y,z-1) &= {}_kV_4^r(x,y,z) \\ {}_{k+1}V_4^i(x,y,z) &= {}_kV_8^r(x,y,z-1) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Onde: ${}_{k+1}V_8^i(x,y,z-1)$ é a tensão incidente na porta 8 do nó $(x,y,z-1)$, no instante de tempo “ $k+1$ ”;

${}_kV_4^r(x,y,z)$ é a tensão refletida pela porta 4 do nó (x,y,z) , no instante de tempo “ k ”;

${}_kV_8^r(x,y,z-1)$ é a tensão refletida pela porta 8 do nó $(x,y,z-1)$, no instante de tempo “ k ”;

${}_{k+1}V_4^i(x,y,z)$ é a tensão incidente na porta 4 do nó (x,y,z) , no instante de tempo “ $k+1$ ”.

O mesmo ocorre para todas as outras portas do SCN sendo possível determinar expressões matemáticas similares a 2.10 e 2.11 para cada extremidade do nó.

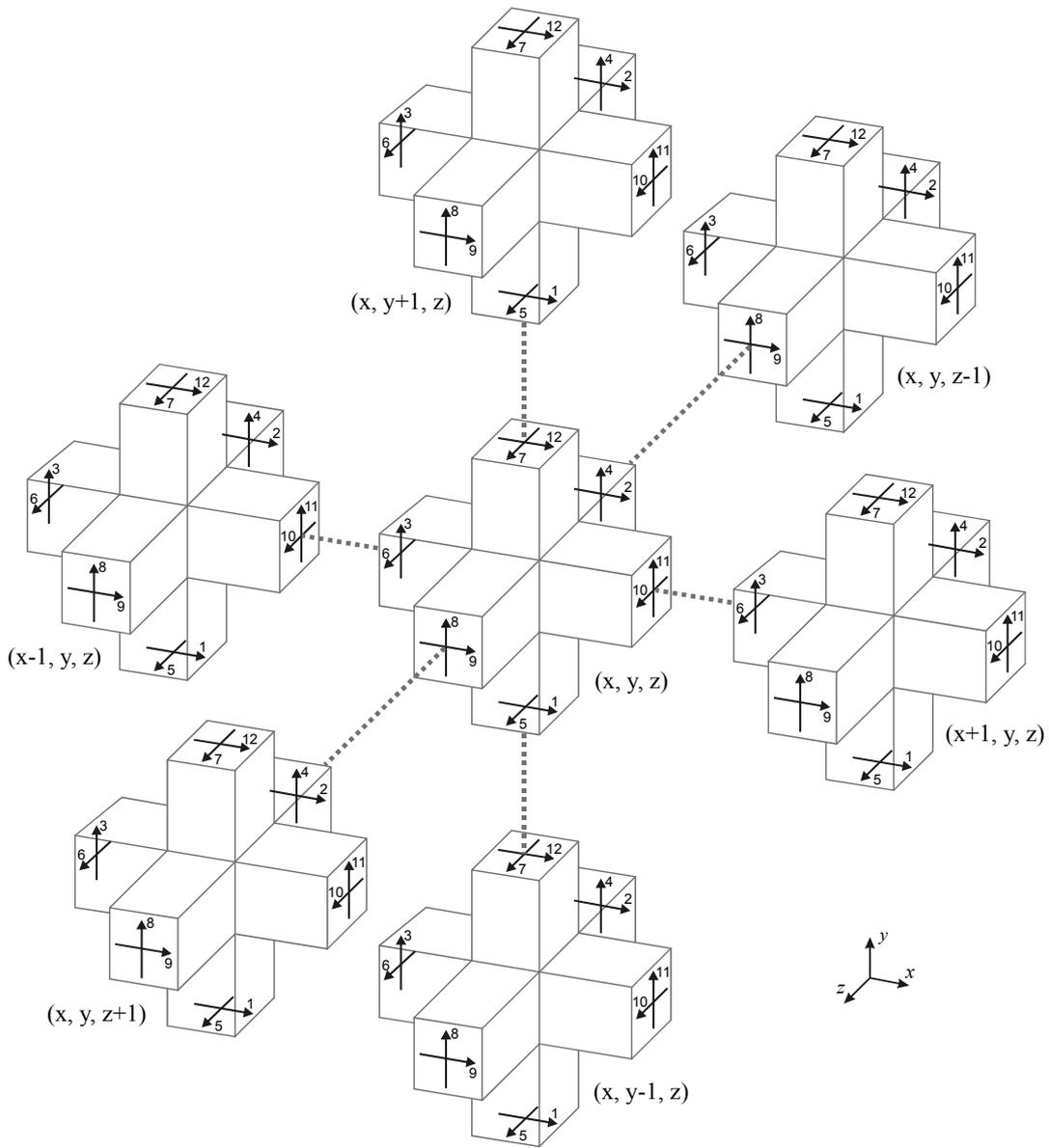


Fig. 2.8 – Conexão entre as portas dos SCN's adjacentes.

Desta forma, para cada passo de iteração no tempo “ k ”, devem ser realizadas duas importantes etapas. A primeira etapa calcula as tensões refletidas no interior de cada nó, utilizando as tensões incidentes e a matriz de espalhamento. A segunda etapa utiliza as tensões refletidas que acabaram de ser calculadas para determinar através das trocas (similares a 2.11 e 2.12), o valor das novas tensões incidentes, usadas para reiniciar um novo instante de tempo “ $k+1$ ”.

Este processo, contudo, não contempla os nós que estão na fronteira do domínio de simulação. Estes nós não apresentam contato com nós adjacentes em todas as

extremidades, inviabilizando para algumas portas a etapa de conexão com o momento seguinte como visto anteriormente.

Portanto é necessário determinar as condições de contorno para esta classe específica de nós.

2.3.4 Condições de contorno

Os nós que estão nos limites do volume de simulação possuem, dependendo de sua posição, de uma até três extremidades sem contato com outros nós. Isto faz com que sejam necessários alguns cálculos extras para determinar a conexão destas portas com o instante de tempo seguinte, uma vez que a etapa de espalhamento deve ser feita igualmente para todos os nós, sem exceção.

Uma vez identificados os nós pertencentes às fronteiras do volume, aplica-se a conexão apresentada no item anterior para as portas que possuem nós adjacentes. Às portas que não possuem este contato, aplica-se um coeficiente de reflexão para definir as novas tensões incidentes do próximo passo de iteração.

Este coeficiente de reflexão é calculado levando em conta os parâmetros físicos do material de preenchimento do volume modelado e do material de preenchimento do volume encontrado além da fronteira. Para exemplificar, suponha-se que a extremidade direita de um determinado nó está no limite do volume simulado, como mostrado na figura 2.9.

Neste caso, as portas 10 e 11 não possuem contato com outros nós e as equações de conexão com o momento seguinte passam a ser:

$$\begin{aligned} {}_{k+1}V_{10}^i(x, y, z) &= \Gamma \cdot {}_kV_{10}^r(x, y, z) \\ {}_{k+1}V_{11}^i(x, y, z) &= \Gamma \cdot {}_kV_{11}^r(x, y, z) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Onde: Γ é o coeficiente de reflexão, dado por:

$$\Gamma = \left(\frac{Z_b - Z_{LT}}{Z_b + Z_{LT}} \right) \quad (2.13)$$

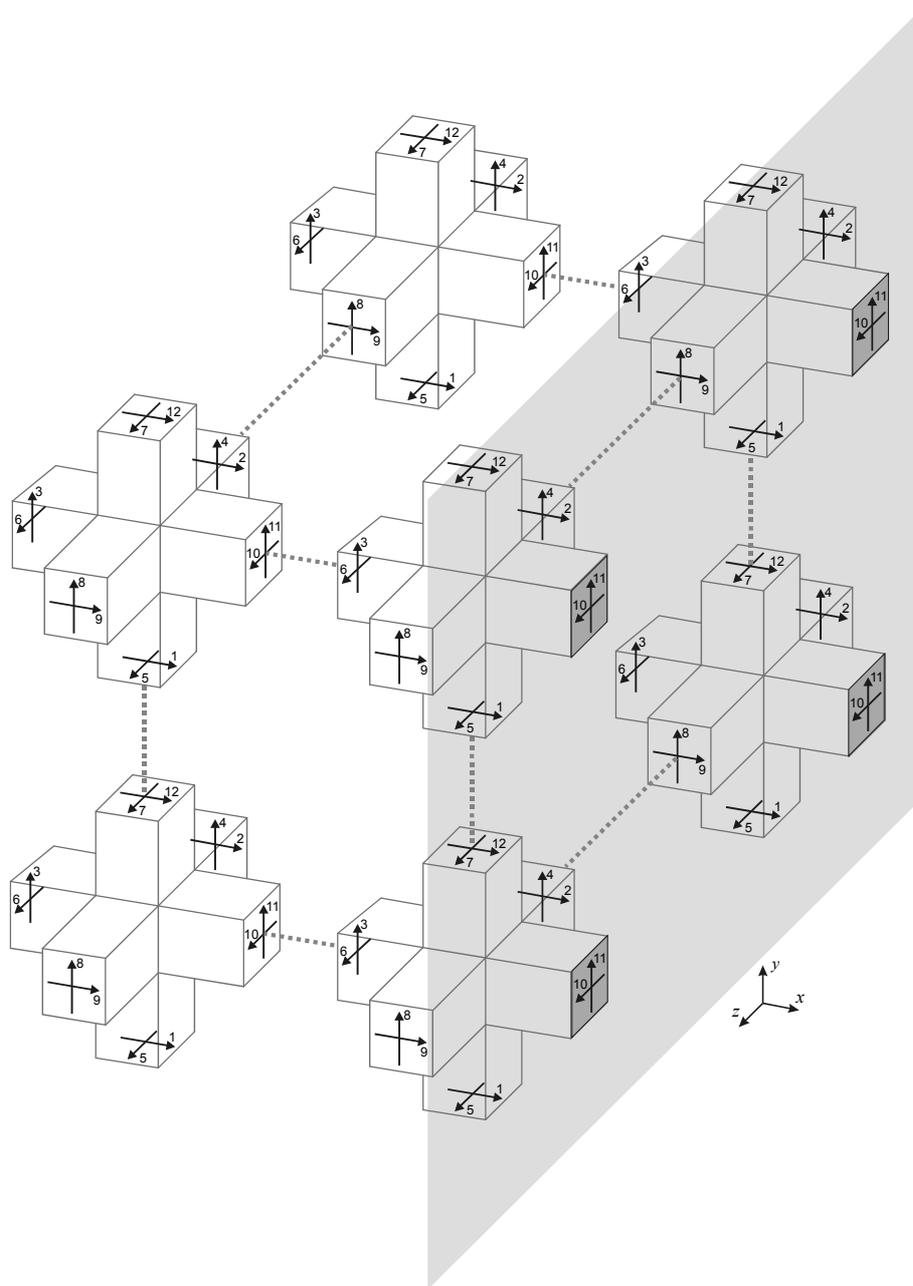


Fig. 2.9 – Portas dos SCN's adjacentes à fronteira.

Se for o caso de simular, por exemplo, uma placa condutora perfeita ($Z_b = 0$) em uma das fronteiras, aplica-se o coeficiente de reflexão igual a “-1”. Assim, tudo se passa como se as portas da referida extremidade do nó estivessem curto-circuitadas, sugerindo que toda tensão incidente naquela fronteira, retorna invertida para o volume modelado. Este tipo de fronteira é denominado “parede elétrica” e também permite a modelagem de fios e cabos condutores, desde que as perdas possam ser desconsideradas.

Por outro lado, uma fronteira formada por um material de impedância bastante elevada ($Z_b \rightarrow \infty$) necessita da aplicação de um coeficiente de reflexão igual a “+1”. Assim, tudo se passa como se as portas da referida extremidade do nó estivessem em circuito aberto. Este tipo de fronteira é denominado “parede magnética”.

Se a intenção é admitir o volume modelado imerso no espaço aberto, o valor da impedância característica da fronteira “ Z_b ” adquire o valor “ Z_0 ”:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cong 377\Omega \quad (2.14)$$

Por ser um método no domínio do tempo, o TLM-TD não permite considerar, de forma direta, o conceito de coeficiente de reflexão complexo. Isto limita o uso desta técnica aos casos de fronteiras não-dispersivas (normalmente idealizadas como aquelas comentadas anteriormente) e aos casos de incidência normal.

É importante frisar que por questão de sincronismo, a fronteira deve se achar necessariamente a uma distância de “ $\Delta\ell/2$ ” do último nó do volume simulado, já que as tensões refletidas pelas portas limítrofes tem um tempo “ Δt ” para retornarem ao nó como tensões incidentes.

Para finalizar o processo, é preciso determinar como ocorre a propagação de ondas no interior de um volume modelado com o SCN, objetivando estabelecer uma relação entre o tamanho do nó e o passo de tempo a ser utilizado em cada simulação.

2.3.5 Determinação do tempo de propagação

Considere-se uma onda plana com campo elétrico polarizado na direção “y” e propagando-se na direção “x”. A onda deverá incidir perpendicularmente sobre a face esquerda de um volume modelado com o SCN. Neste caso, verifica-se que todos os nós desta face receberão tensões incidentes apenas em sua porta 3.

Durante o primeiro passo de iteração, após o espalhamento, as portas 1, 4, 8 e 12 de todos os nós desta face receberão tensões refletidas, conforme estabelece a

equação de espalhamento 2.10. A propagação da onda na direção “x” não pode ainda ser verificada, pois a tensão na porta 11 de cada nó (correspondente ao campo elétrico polarizado na direção “y”) ainda é zero.

No segundo passo de iteração porém, os nós da face esquerda receberão tensões incidentes nas portas 1, 4, 8 e 12, de acordo com o processo de conexão com o instante de tempo seguinte, exemplificado nas equações 2.11 e 2.12. Só depois de aplicada a matriz de espalhamento neste segundo passo de iteração, é que a porta 11 receberá tensões refletidas. Assim, é possível verificar que a propagação da onda incidente na porta 3 e depois refletida na porta 11, gastou dois passos de iteração.

Considerando o SCN é cúbico de dimensão “ $\Delta \ell$ ”, a velocidade de propagação de uma onda plana incidindo perpendicularmente em um volume modelado, será:

$$u = \frac{\Delta \ell}{2\Delta t} \quad (2.15)$$

Onde: u é a velocidade de propagação da onda no meio;

Conhecidos as bases do método TLM-TD em sua versão tridimensional, torna-se necessário verificar como se dá a excitação e a tomada das grandezas de interesse no SCN.

2.3.6 Excitação no TLM-TD tridimensional

Para excitar qualquer componente de campo elétrico ou magnético no SCN, é necessário identificar as portas associadas à grandeza desejada e injetar tensões nestes pontos. As equações para os componentes de campo elétrico são:

$$\begin{aligned} V_1^i = V_2^i = V_9^i = V_{12}^i &= -\frac{E_0 \cdot \Delta \ell}{2} && \text{para } E_x \\ V_3^i = V_4^i = V_8^i = V_{11}^i &= -\frac{E_0 \cdot \Delta \ell}{2} && \text{para } E_y \\ V_5^i = V_6^i = V_7^i = V_{10}^i &= -\frac{E_0 \cdot \Delta \ell}{2} && \text{para } E_z \end{aligned} \quad (2.16)$$

E para as componentes de campo magnético:

$$\begin{aligned}
 V_4^i = -V_8^i = V_7^i = -V_5^i &= \frac{H_0 \cdot \Delta \ell \cdot Z_0}{2} && \text{para } H_x \\
 V_9^i = -V_2^i = V_6^i = -V_{10}^i &= \frac{H_0 \cdot \Delta \ell \cdot Z_0}{2} && \text{para } H_y \\
 V_{11}^i = -V_3^i = V_1^i = -V_{12}^i &= \frac{H_0 \cdot \Delta \ell \cdot Z_0}{2} && \text{para } H_z
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

Onde: E_0 e H_0 são os valores iniciais de campo elétrico e magnético a ser aplicados nos nós selecionados como nós de excitação; e Z_0 é a impedância característica do meio considerado.

Em alguns casos, faz-se necessária a excitação na forma de corrente (em materiais condutores, por exemplo). Para isso, basta injetar tensões nos nós adjacentes ao material condutor, de forma a criar um campo magnético ao seu redor deste e satisfazer a lei de Ampère. Este procedimento será detalhado posteriormente na seção 2.3.8.

A forma da excitação a ser aplicada depende do caso em questão. Pode-se aplicar qualquer forma de onda cuja equação é conhecida, como tensões senoidais, surtos atmosféricos ou de manobras, ondas quadradas, etc... Para isso é preciso modificar os valores de E_0 e H_0 de acordo com estas equações, a cada passo de iteração.

Por outro lado, se for necessário conhecer a resposta no domínio frequência, pode-se aplicar um pulso rápido com duração de apenas um passo de iteração, simulando assim um impulso. Deve ser notado que quanto menor for a dimensão do nó “ $\Delta \ell$ ”, maior será a banda de frequência explorada, já que esta dimensão é proporcional à largura do pulso (equação 2.15).

Por se tratar de um método temporal, o TLM-TD fornecerá como respostas grandezas no domínio tempo. Desta forma, faz-se necessário aplicar uma transformada tempo-frequência.

2.3.7 Cálculo de campos

Para calcular o valor de tensão numa determinada direção, determina-se a média das tensões que estão nesta direção. Deve-se considerar, no entanto, que para um mesmo instante de tempo “ k ”, a tensão em cada porta é definida pela soma algébrica das tensões incidentes e refletidas. Assim, as tensões nas direções “ x,y,z ” podem ser calculadas como:

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{1}{4} \left[(V_1^i + V_1^r) + (V_2^i + V_2^r) + (V_9^i + V_9^r) + (V_{12}^i + V_{12}^r) \right] \\ V_y &= \frac{1}{4} \left[(V_3^i + V_3^r) + (V_4^i + V_4^r) + (V_8^i + V_8^r) + (V_{11}^i + V_{11}^r) \right] \\ V_z &= \frac{1}{4} \left[(V_5^i + V_5^r) + (V_6^i + V_6^r) + (V_7^i + V_7^r) + (V_{10}^i + V_{10}^r) \right] \end{aligned} \quad (2.18)$$

Porém, para manter a conservação da carga em cada nó e em cada instante de tempo, verifica-se que a soma das tensões incidentes ao nó é igual à soma das tensões refletidas por ele. Então as expressões acima tornam-se:

$$\begin{aligned} V_x &= \frac{1}{2} (V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i) \\ V_y &= \frac{1}{2} (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i) \\ V_z &= \frac{1}{2} (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Baseado nas equações anteriores, pode-se calcular o valor do campo elétrico em qualquer nó, aplicando as equações:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{1}{2\Delta\ell} (V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i) \\ E_y &= -\frac{1}{2\Delta\ell} (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i) \\ E_z &= -\frac{1}{2\Delta\ell} (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Da mesma forma, os campos magnéticos podem ser definidos por:

$$\begin{aligned}
 H_x &= \frac{1}{2Z_0\Delta\ell} (V_4^i - V_8^i + V_7^i - V_5^i) \\
 H_y &= \frac{1}{2Z_0\Delta\ell} (V_9^i - V_2^i + V_6^i - V_{10}^i) \\
 H_z &= \frac{1}{2Z_0\Delta\ell} (V_{11}^i - V_3^i + V_1^i - V_{12}^i)
 \end{aligned}
 \tag{2.21}$$

Onde: Z_0 é a impedância característica do nó sob análise.

2.3.8 Cálculo de correntes

Para calcular correntes utilizando o TLM-TD, pode-se recorrer à equação obtida a partir da Lei de Ampère.

$$I = \oint_L \vec{H} \cdot d\ell
 \tag{2.22}$$

Fazendo-se “ \vec{H} ” igual ao campo magnético nos nós adjacentes ao nó onde se deseja calcular a corrente, “ L ” o caminho ao redor do nó onde se deseja calcular a corrente. A figura 2.9 ilustra este procedimento.

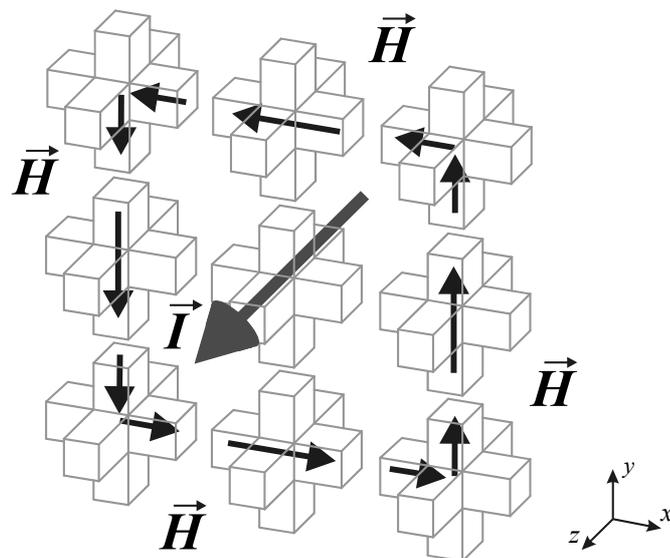


Fig. 2.10 – Determinação de correntes através da lei de Ampère.

Tomando a figura 2.10 como exemplo, pode-se determinar a corrente na direção “z”, que atravessa o nó central situado na coordenada (x, y, z) :

$$\begin{aligned}
 I_z = & \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{x(x-1,y-1,z)} + \Delta \ell \cdot H_{x(x,y-1,z)} + \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{x(x+1,y-1,z)} + \\
 & \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{y(x+1,y-1,z)} + \Delta \ell \cdot H_{y(x+1,y,z)} + \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{y(x+1,y+1,z)} - \\
 & \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{x(x+1,y+1,z)} - \Delta \ell \cdot H_{x(x,y+1,z)} - \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{x(x-1,y+1,z)} - \\
 & \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{y(x-1,y+1,z)} - \Delta \ell \cdot H_{y(x-1,y,z)} - \frac{\Delta \ell}{2} \cdot H_{y(x-1,y-1,z)}
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

A equação 2.23 pode facilmente ser expandida para calcular correntes ao redor de mais de um nó, configurando uma região de interesse maior.

2.3.9 Modelagem de materiais condutores

O cálculo de correntes normalmente recai sobre regiões constituídas por materiais condutores, fazendo deste tipo de material uma ocorrência comum e portanto importante. Os materiais condutores apresentam certas características que os diferenciam dos demais tipos de materiais. Em especial, os condutores considerados perfeitos apresentam a capacidade de refletir completamente todas as tensões incidentes, não apresentando resistência elétrica nem, portanto, perdas por efeito Joule.

Uma das formas de modelar materiais condutores perfeitos foi visto na seção 2.3.4, através do uso de um coeficiente de reflexão “ $\Gamma = -1$ ”. Existe, porém, uma forma mais explícita que faz uso de um nó específico. O Nó de Curto-Circuito, mostrado na figura 2.10, caracteriza-se por refletir completamente as tensões incidentes em suas portas.

A composição da matriz de espalhamento deste nó apresenta modificações em relação àquela mostrada para o SCN na equação 2.9. Para garantir a reflexão total de todas as tensões incidentes, é preciso que os elementos da diagonal principal da matriz de espalhamento sejam iguais a (-1) , como mostra a equação 3.35.

$$\begin{bmatrix} {}_k V_1^r \\ {}_k V_2^r \\ \vdots \\ {}_k V_{12}^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & & & \\ & -1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & -1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} {}_k V_1^i \\ {}_k V_2^i \\ \vdots \\ {}_k V_{12}^i \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

A modelagem de materiais condutores abrange uma extensa categoria de problemas de eletromagnetismo. Porém, numa grande parcela deles, é comum a presença de vários materiais com características elétricas e magnéticas diferentes. Isto invoca a necessidade de modelar meios não-homogêneos.

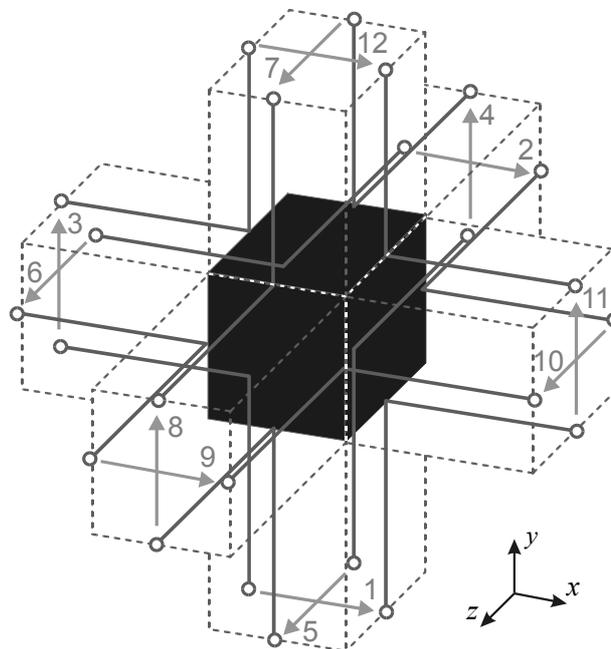


Fig. 2.11 – Nó de Curto-Circuito.

2.3.10 Modelagem de casos não-homogêneos

A teoria do TLM-TD tridimensional para meios homogêneos é baseada na matriz de espalhamento 12×12 definida na seção 2.3.2. Para estes casos homogêneos, considera-se que todo o volume modelado é preenchido por apenas um tipo de material de impedância característica “Z₀”. Adicionalmente, pode-se modelar também materiais condutores perfeitos, já que isto não implica em modificações substanciais na dimensão da matriz de espalhamento original ou ainda nos parâmetros de simulação (Δℓ, Δt e u).

Porém, se existir a necessidade de modelar num mesmo caso, dois ou mais materiais com características elétricas e/ou magnéticas diferentes do material de preenchimento básico (normalmente o ar), é preciso realizar algumas modificações. Existem basicamente duas maneiras de implementar a introdução de diferentes materiais num meio:

- Modificando a velocidade de propagação no meio;
- Inserindo trechos de linha do tipo *stub*.

A variação da velocidade de propagação no meio pode ser feita variando-se “ Δl ” ou “ Δt ”, contudo, ambos os procedimentos acarretam em perda do sincronismo. Assim, opta-se por um modelo estendido do SCN, que passa a ter trechos de linhas com impedâncias extras (conceito já utilizado para modelar cargas capacitivas e indutivas acopladas ao modelo unidimensional no capítulo anterior) [31].

Dentro do SCN, os *stubs* funcionam como portas adicionais que realizam o trabalho de defasagem do sinal. Ele deve ser aplicado apenas na modelagem de materiais que possuam permissividade elétrica “ ϵ ” e permeabilidade magnética “ μ ” diferentes do material de preenchimento básico “ Z_0 ”.

A figura 2.12 mostra a inserção de um *stub* indutivo na linha que representa o plano “ xy ” do SCN. O *stub* adicionado é um segmento de linha de transmissão com terminação curto-circuitada que possui uma impedância “ \hat{Z} ”, normalizada em relação a impedância característica do meio.

Este *stub* é dito “do tipo indutivo” pois modela a inserção de uma indutância adicional variando a permeabilidade do meio. A inclusão desta indutância causa defasagens na corrente que circula no plano “ xy ”, influenciando o cálculo do campo magnético na direção “ z ”. A relação entre a impedância “ \hat{Z} ” (normalizada em relação à “ Z_0 ”) e a permeabilidade relativa do novo material “ μ_r ” é expressa como:

$$\hat{Z} = 4(\mu_r - 1) \quad (2.25)$$

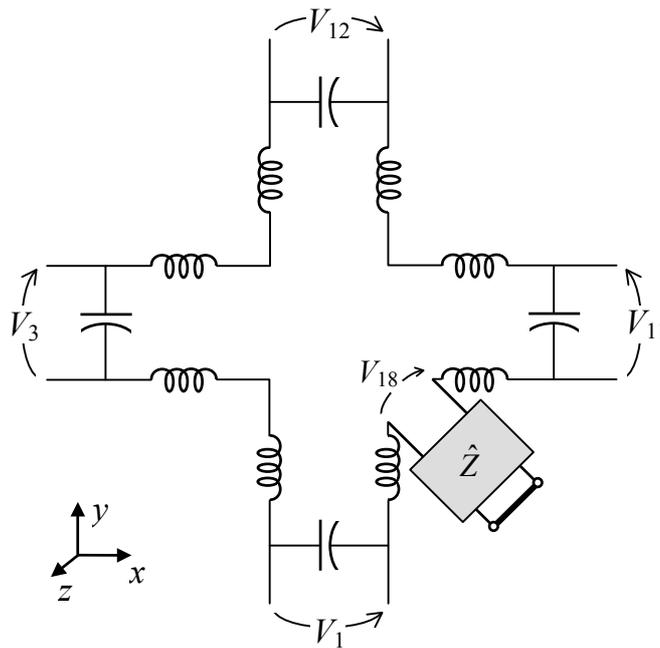


Fig. 2.12 – *Stub* indutivo aplicado ao plano “xy” do SCN.

O mesmo raciocínio feito para a dimensão “x” pode ser empregado para as outras duas dimensões. Em termos de processamento numérico, este procedimento de inserção irá adicionar três linhas à matriz de espalhamento original.

Uma análise dual pode ser feita para modelar diferentes permissividades. Desta forma, um *stub* capacitivo com a terminação em circuito aberto, adiciona uma capacitância ao nó e influencia no cálculo do campo elétrico. O *stub* capacitivo modela a alteração de permissividade através de sua admitância normalizada “ \hat{Y} ”. A relação entre a admitância “ \hat{Y} ” (normalizada em relação à $Y_0 = 1/Z_0$) e a permissividade relativa do novo material “ ϵ_r ” é expressa como:

$$\hat{Y} = 4(\epsilon_r - 1) \tag{2.26}$$

Admitindo que os materiais podem apresentar os dois tipos de não-homogeneidades simultaneamente e que isto pode ocorrer nas três dimensões, será preciso adicionar, ao todo, seis *stubs* em cada SCN, de modo a permitir a modelagem de qualquer não-homogeneidade ou anisotropia. A matriz de espalhamento ficará, então, acrescida de mais seis linhas e colunas, passando a

possuir a ordem 18×18. Originalmente, os stubs capacitivos são representados pelas linhas e colunas (portas) 13 a 15 e os *stubs* indutivos pelas linhas e colunas (portas) 16 a 18. Para garantir o sincronismo, os pulsos incidentes nos stubs são refletidos por suas terminações (circuito aberto ou curto-circuito) em um tempo de $\frac{\Delta t}{2}$

Adotando o mesmo procedimento usado para a determinação da equação espalhamento do SCN original, aplica-se um pulso unitário à porta 1 e com base nas equações de Maxwell, verifica-se que portas (incluindo *stubs*) recebem que parte desta energia. Este procedimento é repetido considerando a incidência do pulso unitário nas outras onze portas do nó original. O resultado final pode ser visto na equação 2.27. Os três *stubs* capacitivos e os três *stubs* indutivos são apenas trechos de linha internos ao nó e portanto não atuam diretamente sobre os nós adjacentes. A influências destes stubs ocorre apenas no momento do espalhamento. A conexão destes nós especiais com os demais continua sendo feita através das doze portas convencionais.

$$\begin{matrix}
 V_1^r \\
 V_2^r \\
 V_3^r \\
 V_4^r \\
 V_5^r \\
 V_6^r \\
 V_7^r \\
 V_8^r \\
 V_9^r \\
 V_{10}^r \\
 V_{11}^r \\
 V_{12}^r \\
 V_{13}^r \\
 V_{14}^r \\
 V_{15}^r \\
 V_{16}^r \\
 V_{17}^r \\
 V_{18}^r
 \end{matrix}
 =
 \begin{matrix}
 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 & 13 & 14 & 15 & 16 & 17 & 18 \\
 a & b & d & & & & & & b & -d & c & g & & & & & & i \\
 b & a & & & & d & & & c & -d & & b & g & & & & & -i \\
 d & & a & b & & & & b & & & c & -d & & g & & & & -i \\
 & & b & a & d & & -d & c & & & b & & & g & & i & & \\
 & & & d & a & b & c & -d & & b & & & & g & & -i & & \\
 & d & & & b & a & b & & -d & c & & & & g & & i & & \\
 & & & -d & c & b & a & d & & b & & & & g & & i & & \\
 & & b & c & -d & & d & a & & & b & & & g & & -i & & \\
 b & c & & & & -d & & & a & d & & b & g & & & & i & \\
 & -d & & & b & c & b & & d & a & & & & g & & -i & & \\
 -d & & c & b & & & & b & & & a & d & & g & & & i & \\
 c & b & -d & & & & & b & & d & a & g & & & & & -i & \\
 e & e & & & & & & e & & & e & h & & & & & & \\
 & & e & e & & & & e & & & e & & & h & & & & \\
 & & & e & e & e & & & e & & & & & & h & & & \\
 & & & f & -f & & f & -f & & & & & & & & j & & \\
 & -f & & & & f & & & f & -f & & & & & & & j & \\
 f & & -f & & & & & & & f & -f & & & & & & & j \\
 & & & & & & & & f & -f & & & & & & & & j
 \end{matrix}
 \begin{matrix}
 V_1^i \\
 V_2^i \\
 V_3^i \\
 V_4^i \\
 V_5^i \\
 V_6^i \\
 V_7^i \\
 V_8^i \\
 V_9^i \\
 V_{10}^i \\
 V_{11}^i \\
 V_{12}^i \\
 V_{13}^i \\
 V_{14}^i \\
 V_{15}^i \\
 V_{16}^i \\
 V_{17}^i \\
 V_{18}^i
 \end{matrix}
 \quad (2.27)$$

Onde: V_n^r é a tensão refletida pela “n” e V_n^i é a tensão incidente na porta “n”.

O valor das quantidades “a” a “j” pode ser determinado de forma similar à utilizada para a matriz de espalhamento do SCN padrão. Assim, se considerarmos um material isotrópico, resulta:

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{-\hat{Y}}{2(4+\hat{Y})} + \frac{\hat{Z}}{2(4+\hat{Z})} & f &= \frac{4\hat{Z}}{2(4+\hat{Z})} \\
 b &= \frac{4}{2(4+\hat{Y})} & g &= \frac{4\hat{Y}}{2(4+\hat{Y})} \\
 c &= \frac{-\hat{Y}}{2(4+\hat{Y})} - \frac{\hat{Z}}{2(4+\hat{Z})} & h &= \frac{\hat{Y}-4}{\hat{Y}+4} \\
 d &= \frac{4}{2(4+\hat{Z})} & i &= \frac{4}{2(4+\hat{Z})} \\
 e &= \frac{4}{2(4+\hat{Y})} & j &= \frac{4-\hat{Z}}{4+\hat{Z}}
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

2.3.11 Cálculo de campos em meios não homogêneos

Os cálculos dos campos elétricos e magnéticos em nós dotados de *stubs* devem levar em conta a presença das portas adicionais, passando a ser:

$$\begin{aligned}
 E_x &= -\frac{2}{\Delta\ell(4+\hat{Y})} (V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i + \hat{Y}V_{13}^i) \\
 E_y &= -\frac{2}{\Delta\ell(4+\hat{Y})} (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i + \hat{Y}V_{14}^i) \\
 E_z &= -\frac{2}{\Delta\ell(4+\hat{Y})} (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i + \hat{Y}V_{15}^i)
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

$$\begin{aligned}
 H_x &= \frac{2}{Z_0\Delta\ell(4+\hat{Z})} (V_4^i - V_8^i + V_7^i - V_5^i - V_{16}^i) \\
 H_y &= \frac{2}{Z_0\Delta\ell(4+\hat{Z})} (V_9^i - V_2^i + V_6^i - V_{10}^i - V_{17}^i) \\
 H_z &= \frac{2}{Z_0\Delta\ell(4+\hat{Z})} (V_{11}^i - V_3^i + V_1^i - V_{12}^i - V_{18}^i)
 \end{aligned} \tag{2.30}$$

O cálculo das correntes é feito através da Lei de Ampère, como no SCN sem *stubs*, calculando os campos magnéticos nos nós ao redor da região de interesse.

2.3.12 Modelagem de perdas

A modelagem de meios com perdas pode ser efetuada através da adição de *stubs* dissipativos. Normalmente estes elementos representam linhas infinitas, de forma que a energia é absorvida e nenhuma reflexão é observada em sua porta [51].

A modelagem completa das perdas exige dois *stubs* (perdas elétricas e magnéticas) para cada direção do espaço cartesiano, o que resultaria na adição de mais seis linhas e colunas à matriz de espalhamento. Desta forma, a modelagem de um material diferente do preenchimento básico apresentando perdas necessitaria, em princípio, de uma matriz de espalhamento de ordem 24×24 . Contudo, desde que nenhuma tensão incidente provém destes *stubs*, a matriz de espalhamento adquire a forma final de 18×24 elementos. Esta matriz cobriria o caso mais geral, ou seja, um meio não-homogêneo e anisotrópico. A ocorrência de um nó com estas características é, contudo, representaria uma grande carga computacional.

Uma outra alternativa é a introdução de um elemento dissipativo no processo de conexão [52]. Desta forma, parte da energia que seria transmitida para a porta do nó adjacente é escoada para o elemento dissipativo. A figura 2.13 exemplifica o que foi dito para a conexão das portas 4 e 8 de dois nós adjacentes (x,y,z) e $(x,y,z-1)$ respectivamente.

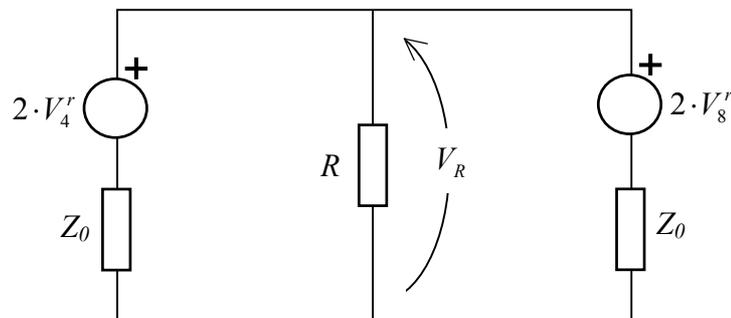


Fig. 2.13 – Conexão das portas 4 e 8 com a inserção de perdas.

A tensão no elemento dissipativo pode ser escrita usando o teorema de Millman:

$$V_R = \frac{\frac{2 \cdot V_4^r}{Z_0} + \frac{2 \cdot V_8^r}{Z_0}}{\frac{2}{Z_0} + \frac{1}{R}} \quad (2.31)$$

Levando em consideração este termo, a conexão com o momento seguinte para o nó com perdas fica sendo:

$${}_{k+1}V_8^i(x, y, z-1) = V_R - {}_kV_8^r(x, y, z-1) \quad (2.32)$$

$${}_{k+1}V_4^i(x, y, z) = V_R - {}_kV_4^r(x, y, z) \quad (2.33)$$

2.3.13 Erro de dispersão

Um problema resultante da discretização do espaço, é que o modelo deixa de ser válido para todo o espectro de frequências. Isto ocorre porque, em modelos discretos, a hipótese de que a velocidade de propagação da onda é a mesma em todas as direções só é válida se o passo de discretização espacial “ $\Delta \ell$ ” é muito menor que o comprimento de onda “ λ ”. Nestes casos, a propagação é dita isotrópica e velocidade dada pela equação 2.15. Nos casos em que as dimensões do nó são da ordem do comprimento de onda, a simulação passa a apresentar modos espúrios, resultantes da dispersão numérica [29,32].

Assim, é necessário limitar a área de atuação do modelo, de forma que possamos determinar para que frequências as respostas obtidas são válidas. Uma restrição bastante comum na literatura é a de limitar o valor do passo de discretização espacial a um décimo do valor do menor comprimento de onda desejado (equação 2.34). Para o caso específico do nó SCN, esta restrição garante erros menores que 1% [31].

$$\Delta \ell \leq \frac{\lambda}{10} \quad (2.34)$$

2.4 Topologias especiais

A formulação analisada nas seções anteriores baseia-se na geração de uma malha regular. Assim, todos os nós que modelam o volume simulado têm a forma cúbica de mesmas dimensões. Se isto não representa um problema em aplicações mais simples, no caso de grandes volumes ou em problemas mais realistas, pode inviabilizar a aplicação do método. Assim, a necessidade de malhas irregulares se faz notar em problemas contendo:

- Regiões de rápida variação dos campos;
- Superfícies curvas e contornos circulares, onde o refinamento da malha pode diminuir o erro por discretização;
- Fronteiras que simulam o espaço aberto, onde não existe a necessidade do conhecimento preciso dos valores de campo.

Nestes casos, as dimensões de cada nó devem depender do nível de detalhamento necessário para cada estrutura. Desta forma, além do ganho em termos da diminuição do tempo de processamento e da otimização de recursos computacionais, ainda pode-se obter uma melhor precisão dos resultados através de um refinamento mais seletivo.

Com o intuito de minimizar os problemas decorrentes do uso de malhas regulares, algumas alternativas interessantes vêm sendo desenvolvidas, tais como o uso de coordenadas cilíndricas, modelagem de fios finos e paredes estreitas, malhas retangulares variáveis e multi-grade [50,51,53-59].

A seguir, duas propostas para malha não regular serão analisadas. Cada uma delas apresenta vantagens, desvantagens e limitações.

2.4.1 Malha variável

Uma das soluções possíveis para implementação de uma malha irregular é a utilização da técnica de malha variável (*Variable-mesh* ou *Graded-mesh*). A idéia é mostrada na figura 2.14 para o caso bidimensional. É possível notar que podem existir neste caso, vários nós de dimensões diferentes. De modo geral, os nós

assumem uma forma retangular ($\Delta x \neq \Delta y$). A mesma situação acontece no modelo tridimensional, onde de forma geral podemos ter $\Delta x \neq \Delta y \neq \Delta z$.

Como no caso de uma malha regular, a formulação de uma malha irregular deve garantir dois requisitos básicos: conectividade e sincronismo.

O problema de conectividade observado em malhas do tipo *multi-grid*, não existe nesta abordagem, pois como pode ser visto na figura 2.14, cada nó só faz conexão com um único nó vizinho em cada direção. A grande preocupação neste caso é a manutenção do sincronismo, já que diferentes Δx , Δy ou Δz acarretarão em diferentes passos de tempo Δt (equação 2.15). Isto significaria que os potenciais refletidos não alcançariam os nós adjacentes ao mesmo tempo, desrespeitando assim o princípio de Huygens.

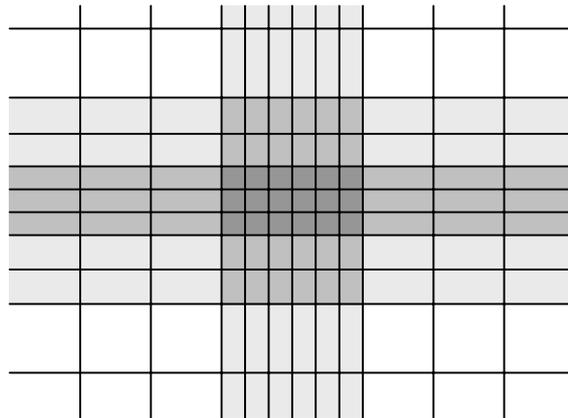


Fig. 2.14 – Malha 2D gradual ou variável.

Como forma de garantir o sincronismo, pode-se compensar as variações de “ $\Delta \ell$ ” com variações proporcionais de “ Δt ”. Esta variação pode ser levada em conta através da mudança dos parâmetros dos *stubs*, já usados para suprir a variação de permeabilidades e permissividades de meios não-homogêneos. Desta forma, todos os nós seriam modelados com os mesmos parâmetros básicos (normalmente o ar, $Z_0 = 377\Omega$) e as possíveis mudanças de materiais (ϵ_r e μ_r) e de forma do nó (Δx , Δy e Δz) seriam modeladas pela inserção de *stubs*.

As equações mostradas a seguir permitem calcular o valor dos stubs capacitivos e indutivos adicionados a cada direção. Considera-se o ar como o material de preenchimento básico; assim, todas as impedâncias e admitâncias são normalizadas em relação à “ Z_0 ” e “ Y_0 ” [57].

$$\begin{aligned}
 \hat{Z}_x &= \frac{2\mu_r}{u_0\Delta t} \frac{\Delta y\Delta z}{\Delta x} - 4 & \hat{Y}_x &= \frac{2\varepsilon_r}{u_0\Delta t} \frac{\Delta y\Delta z}{\Delta x} - 4 \\
 \hat{Z}_y &= \frac{2\mu_r}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta z}{\Delta y} - 4 & \hat{Y}_y &= \frac{2\varepsilon_r}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta z}{\Delta y} - 4 \\
 \hat{Z}_z &= \frac{2\mu_r}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta y}{\Delta z} - 4 & \hat{Y}_z &= \frac{2\varepsilon_r}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta y}{\Delta z} - 4
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

Onde: u_0 é a velocidade de propagação da onda no meio básico (ar);
 Δx , Δy e Δz são as dimensões cartesianas do nó.

Contudo, as equações acima podem levar a valores negativos de “ \hat{Z} ” e/ou “ \hat{Y} ”. Isto desestabilizaria a simulação e, portanto, um valor máximo de “ Δt ” deve ser escolhido de forma que todos os parâmetros dos stubs se tornem positivos:

$$\Delta t \leq \frac{\xi \cdot \delta_{\min}}{2 \cdot u_0} \tag{2.36}$$

Onde: ξ é o valor mínimo entre $(\varepsilon_r; \mu_r)$;
 δ_{\min} é o valor mínimo entre $(\Delta y\Delta z/\Delta x, \Delta x\Delta z/\Delta y, \Delta x\Delta y/\Delta z)$.

Assim, todos os *stubs* serão definidos em função deste passo de tempo adotado. Esta restrição deve ser satisfeita em toda a malha, de forma que o menor passo de tempo de todos os nós será considerado o passo da malha [55].

A matriz de espalhamento é a mesma usada para uma malha regular (equação 2.27), contudo, é importante notar que cada elemento da matriz deverá utilizar o valor de admitância ou de impedância de acordo com as componentes de campo elétrico e magnético envolvidas.

Analisando, por exemplo, o elemento “ $c_{5,7}$ ” da matriz de espalhamento 2.27: este elemento determina o acoplamento de energias entre as portas 5 e 7. Como ambas as porta estão associadas às componentes “ E_z ” e “ H_x ”, o cálculo do parâmetro “ c ” através da equação 2.28 deve levar em conta os valores “ \hat{Y}_z ” e “ \hat{Z}_x ” (equação 2.35), tornando-se:

$$c_{5,7} = \frac{-\hat{Y}_z}{2(4 + \hat{Y}_z)} - \frac{\hat{Z}_x}{2(4 + \hat{Z}_x)} \quad (2.37)$$

Finalmente, para prever o caso mais completo de anisotropia, deve-se reescrever a equação 2.35 como:

$$\begin{aligned} \hat{Z}_x &= \frac{2\mu_{rx}}{u_0\Delta t} \frac{\Delta y\Delta z}{\Delta x} - 4 & \hat{Y}_x &= \frac{2\varepsilon_{rx}}{u_0\Delta t} \frac{\Delta y\Delta z}{\Delta x} - 4 \\ \hat{Z}_y &= \frac{2\mu_{ry}}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta z}{\Delta y} - 4 & \hat{Y}_y &= \frac{2\varepsilon_{ry}}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta z}{\Delta y} - 4 \\ \hat{Z}_z &= \frac{2\mu_{rz}}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta y}{\Delta z} - 4 & \hat{Y}_z &= \frac{2\varepsilon_{rz}}{u_0\Delta t} \frac{\Delta x\Delta y}{\Delta z} - 4 \end{aligned} \quad (2.38)$$

Uma desvantagem desta formulação é que nela não só os nós não-homogêneos mas também os de geometria diferente terão sua matriz de espalhamento acrescida de *stubs*. Outro problema é que o fato do passo de tempo depender da relação entre as maiores e menores dimensões dos nós (equação 2.36) pode gerar a necessidade de um maior número de iterações para o mesmo período de simulação.

A necessidade de refinar todos os nós adjacentes numa mesma direção acaba por refinar desnecessariamente certas regiões na malha. Para melhorar este rendimento é aconselhável o uso da formulação em multi-grade, que será vista a seguir.

2.4.2 Malha Multi-grade

Uma outra solução para implementação de uma malha irregular é a utilização da técnica de grade múltipla ou multi-grade (*Multigrid*). A idéia é mostrada na figura 4.2 para o caso bidimensional. Sua principal vantagem sobre a abordagem anterior é

a possibilidade de ter áreas de refinamento completamente localizadas (ilhas de refinamento)

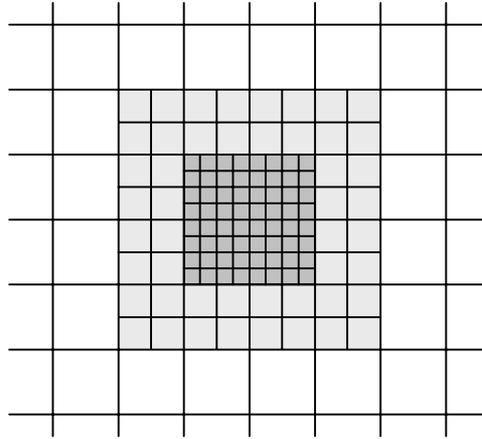


Fig. 2.15 – Malha 2D tipo grade múltipla.

Em princípio esta abordagem fere os dois pré-requisitos básicos do método: o sincronismo e a conectividade. Contudo, o problema do sincronismo pode ser contornado se garantirmos que o passo de tempo na região não refinada “ Δt_1 ” seja um múltiplo inteiro do passo de tempo na região refinada “ Δt_2 ” (figura 2.16). Da mesma forma, o problema de conectividade deverá ser contornado através do correto processamento dos sinais nas interfaces das duas regiões, garantindo a conservação de energia e carga, bem como, a ausência de reflexões e atrasos no tempo.

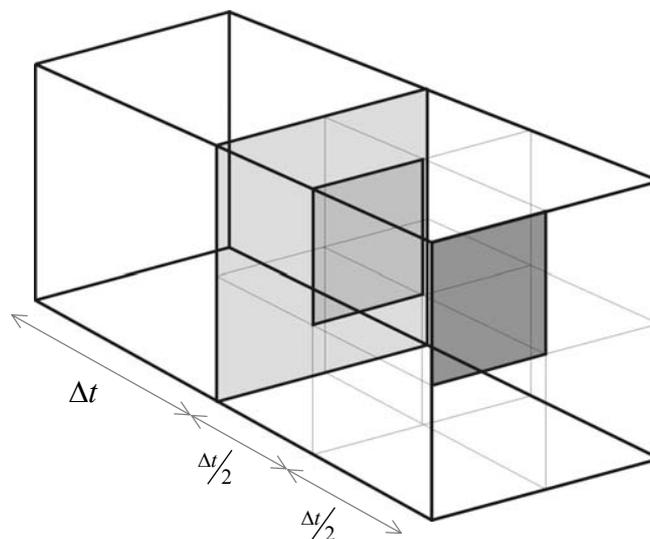


Fig. 2.16 – Interfaces numa malha 3D tipo grade múltipla.

Assumir a conservação de carga é equivalente a assegurar a continuidade de campo através da interface das regiões de diferente resolução. Os campos elétrico e magnético totais na interface podem ser escritos como:

$$E = E_1 + E_2 \quad \text{e} \quad H = \pm Y_0(E_1 - E_2) \quad (2.39)$$

Onde: E_i é o campo elétrico médio (em relação ao tempo e ao espaço) resultante dos pulsos incidentes da região “ i ”:

$$E_i = -\frac{1}{s_i p_i t_i} \sum_{j=1}^{s_i p_i t_i} \frac{V_{i_j}}{(\Delta \ell / s_i)} \quad (2.40)$$

Onde: s_i é o número de nós ao longo da polarização considerada;

p_i é o número de nós perpendiculares à polarização considerada;

t_i é o número de passos de tempo dentro da região;

$\Delta \ell$ é o passo espacial comum às regiões.

Desta forma, para que haja continuidade de campo:

$$E_1 + E_2 = E'_2 + E'_1 \quad \text{e} \quad E_1 - E_2 = E'_2 - E'_1 \quad (2.41)$$

Onde: E'_i é o campo elétrico médio (em relação ao tempo e ao espaço) resultante dos pulsos transferidos da região “ i ” para a outra região.

A condição 2.41 só pode ser satisfeita se $E_1 = E'_2$ e $E_2 = E'_1$, ou seja:

$$\frac{1}{p_1 t_1} \sum_{j=1}^{s_1 p_1 t_1} V_{1_j} = \frac{1}{p_2 t_2} \sum_{k=1}^{s_2 p_2 t_2} V'_{2_k} \quad \text{e} \quad \frac{1}{p_2 t_2} \sum_{j=1}^{s_2 p_2 t_2} V_{2_j} = \frac{1}{p_1 t_1} \sum_{k=1}^{s_1 p_1 t_1} V'_{1_k} \quad (2.42)$$

Da mesma forma, a conservação da energia através da interface pode ser garantida se:

$$\sum_{j=1}^{s_1 p_1 t_1} V_{1_j}^2 = \alpha \sum_{k=1}^{s_2 p_2 t_2} V'_{2_k}{}^2 \quad \text{e} \quad \sum_{j=1}^{s_2 p_2 t_2} V_{2_j}^2 = \frac{1}{\alpha} \sum_{k=1}^{s_1 p_1 t_1} V'_{1_k}{}^2 \quad (2.43)$$

Onde: α é uma constante.

Se tentarmos garantir ambos os requisitos de conservação de carga e energia sobre uma mesma interface, não haverá solução para a transformação de vários pulsos da região mais refinada para um único pulso da região menos refinada, exceto para o caso trivial em que os pulsos da região mais refinada são iguais. Desta forma é necessário relaxar uma das duas restrições.

A conversão mais eficiente foi obtida em [58] usando apenas o critério de conservação da carga. Na prática isso equivale a garantir que a média do campo elétrico devido a um conjunto de pulsos incidentes na interface seja a mesma daquela devida aos novos pulsos introduzidos do outro lado da interface, ou seja:

$$V'_{1j} = \frac{1}{s_1 p_2 t_2} \sum_{k=1}^{s_2 p_2 t_2} V_{2k} \quad (j = 1, 2, \dots, s_1 p_1 t_1) \quad (2.44)$$

A desvantagem desta simplificação é que os novos pulsos sendo todos iguais não introduzirão componentes de energia em altas frequências. Em outras palavras, a energia transferida da malha mais refinada para a menos refinada será sempre menor ou igual àquela presente na primeira.

Pra minimizar as reflexões pode-se separar as conversões de pulsos nas interfaces, ou seja, as conversões da malha mais refinada para a menos refinadas estariam defasadas no tempo das conversões da malha menos refinada para a mais refinadas. Estes momentos de conexão seriam então separados por momentos de espalhamento internos em cada região.

Resta ainda o problema dos atrasos de tempo. Estes atrasos acontecem devido às diferentes necessidades de tempo pra executar os espalhamentos em cada região. Assim, considerando a propagação de uma onda plana através da estrutura mostrada na figura 2.17, uma interface de duas regiões numa malha multi-grade, a propagação na malha menos refinada (1 nó) necessitaria de dois passos de tempo (como numa malha regular comum), entretanto, na malha mais refinada (8 nós) necessitaria de três passos de tempo desta malha para propagar os oito pulsos gerados na interface (equação 2.44).

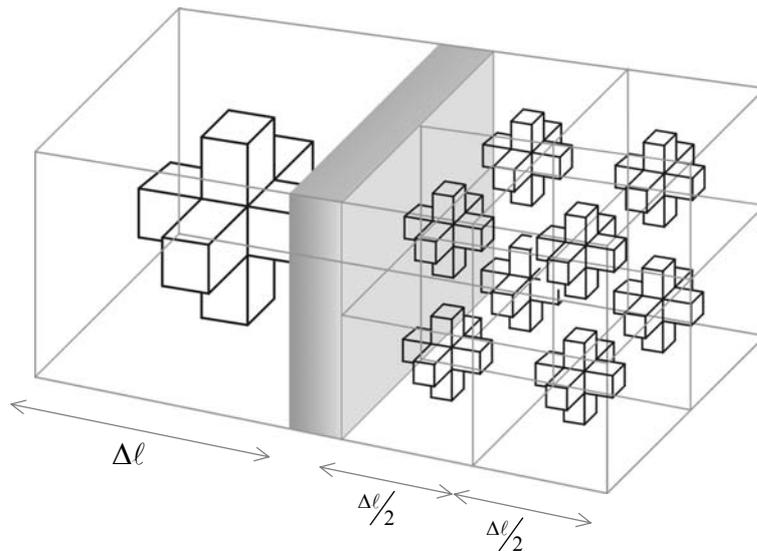


Fig. 2.17 – Interfaces entre nós numa malha 3D tipo grade múltipla (2:1).

Este problema pode ser contornado se o mecanismo de conexão e espalhamento for arranjado da maneira vista na figura 2.18 [58].

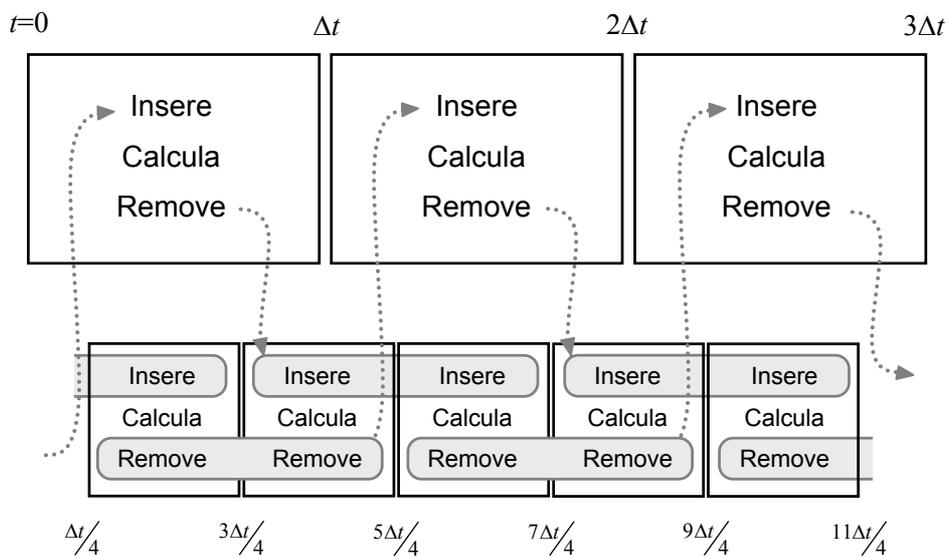


Fig. 2.18 – Ordenação do cálculo para uma grade múltipla (2:1).

A rotina “Insere” diz respeito aos pulsos que já foram convertidos na interface e serão inseridos na região. A rotina “Remove” diz respeito aos pulsos refletidos pela região e que serão inseridos na interface para futura conversão. Por fim, a rotina “calcula” executa os cálculos normais de um passo de tempo (conexão, espalhamento, contornos, etc).

Se considerarmos uma malha multi-grade 3D com relação de “2:1” entre a região mais refinada (“fina”) e menos refinada (“grossa”), como aquela mostrada na figura 2.17, teremos as seguintes conversões na interface:

$$V'_g = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^8 V_{f_i} \quad \text{e} \quad V'_{f_i} = \frac{1}{2} V_g \quad (i=1,2,\dots,8) \quad (2.45)$$

Onde: V'_g é o pulso convertido a ser inserido na malha “grossa”;
 V_{f_i} são os “ i ” pulsos proveniente da malha “fina”;
 V'_{f_i} são os “ i ” pulsos convertidos a serem inseridos na malha “fina”;
 V_g é o pulso proveniente da malha “grossa”;

2.5 Conclusões deste capítulo

A aplicação de técnicas numéricas permite ampliar a possibilidade de análises de problemas relacionados à propagação de campos eletromagnéticos. Porém, certas classes de problemas de compatibilidade eletromagnética, que são de interesse neste trabalho, normalmente envolvem a presença de múltiplos tipos de materiais. Além disso, freqüentemente exigem a utilização de formulação tridimensional, devido à geometria complexa.

Após a apresentação da formulação do TLM-TD tridimensional, foi possível avaliar melhor qual o nível de complexidade que seria possível alcançar utilizando esta técnica. Algumas características são inerentes ao método, outras deverão ser aperfeiçoadas no decorrer deste trabalho.

Dentre as inúmeras vantagens inerentes ao método TLM, cabe ressaltar:

- A formulação para casos de propagação de ondas com contornos abertos é facilmente resolvida (considerando incidência normal);
- Os cálculos de corrente, tensão, campo elétrico e campo magnético podem ser feitos simultaneamente, na mesma simulação;

- Podem ser simulados vários casos diferentes com pequenas modificações na estrutura original do programa.
- A formulação para casos de materiais não-homogêneos é relativamente simples.

O capítulo seguinte será dedicado aos detalhes de programação envolvidos com a implementação do método exposto aqui.

CAPÍTULO 3

DESENVOLVIMENTO DO ALGORITMO 3D

3.1 Introdução

Com base no estudo da formulação tridimensional do TLM-TD, foi possível implementar um algoritmo para análise de casos de eletromagnetismo. Os aspectos relacionados com esta implementação, bem como os resultados obtidos quando da sua validação preliminar são os objetivos desta seção.

Os pacotes computacionais para análise de casos de eletromagnetismo normalmente apresentam três blocos principais:

- Pré-processamento, onde se realiza a interface com o usuário para a geração dos dados de entrada do problema a ser analisado;
- Processamento, onde a formulação do método empregado deve ser aplicada para gerar os resultados desejados; e
- Pós-processamento, onde os resultados obtidos na etapa anterior são explorados, levando a conclusões acerca do assunto estudado.

3.2 Etapa de Pré-processamento

Uma das grandes vantagens em utilizar a formulação baseada no método TLM é que poucas mudanças são necessárias para solução de novos casos. Assim, o corpo do algoritmo não precisa ser alterado pelo arquivo de entrada, que deve informar à

etapa de processamento apenas alguns parâmetros da geometria e da natureza do problema:

- Volume a ser modelado (definição do número de nós nas direções x,y,z);
- Número de iterações (definição do passo de tempo);
- Localização dos materiais dielétricos (definição de ε, μ, σ);
- Localização dos materiais condutores;
- Localização dos nós de excitação;
- Localização dos nós de saída;
- Condições de contorno.

Desta forma, a geometria e a localização de cada componente simulado deve ser inserida em termos de nós.

3.3 Etapa de Pós-processamento

O pós-processamento dos dados obtidos foi feito a partir do **MATLAB[®] 6.1.0** da MathWorks. Este programa de análise gráfica matricial foi escolhido devido à sua flexibilidade, disponibilidade e capacidade de manipular grandes quantidades de dados. A apresentação gráfica em três dimensões usando manipulação matricial facilitou o tratamento dos dados contidos nos arquivos de saída. Além disso, o programa apresenta grande portabilidade na medida em que permite exportação para quase todos os formatos gráficos existentes.

Outro motivo importante para escolha do MATLAB[®] reside na possibilidade de tratamento de resultados no domínio da frequência através de transformadas rápidas de Fourier e *Wavelet*.

3.4 Etapa de processamento

O primeiro ponto a ser analisado é a escolha da linguagem de programação, que levou em conta critérios como a velocidade de processamento, experiência do programador, interface do ambiente de programação, montagem e execução e a disponibilidade de trabalhos correlatos existentes previamente.

Assim, optou-se pela utilização da linguagem FORTRAN 90, através do ambiente do ambiente de programação **Visual Fortran[®] 6.5.0** da Compaq. O ambiente roda sobre plataforma Windows[®] 2000 e apresenta facilidades na interface com o usuário, permitindo agilidade e flexibilidade de programação.

Para facilitar a manipulação por outros programadores, pequenas alterações na formulação do método e a futura integração com Pré e Pós-processadores, dividiu-se o programa em rotinas bem definidas. Estas rotinas são apresentadas a seguir.

3.4.1 Programa principal (TLM_3D.f90)

O Algoritmo Principal tem sua estrutura dividida em seis blocos como pode ser observado no fluxograma da figura 3.1.

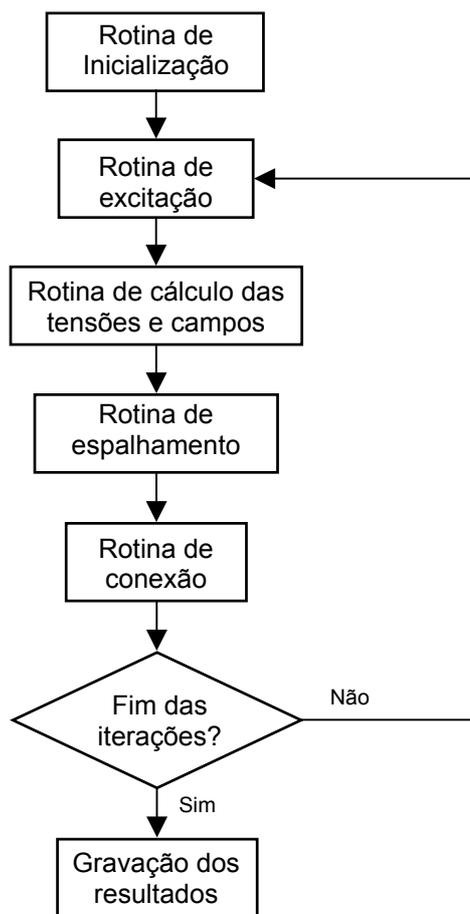


Fig. 3.1 – Fluxograma do programa principal (TLM_3D.f90).

A simulação começa com a definição computacional do problema na rotina de inicialização. Um grande processo cíclico define as tarefas executadas para cada nó e para cada iteração, e finalmente a gravação dos dados obtidos. Cada uma destas rotinas, que compõem o programa principal, será definida a seguir:

3.4.2 Rotina de inicialização

Esta rotina deve estabelecer o problema a ser resolvido. Para isto desempenha as seguintes funções (figura 3.2):

- **Declaração de variáveis:** Esta etapa é obrigatória para todo programa desenvolvido na linguagem FORTRAN. É na declaração que se define o formato, a precisão e a dimensão das variáveis do problema;

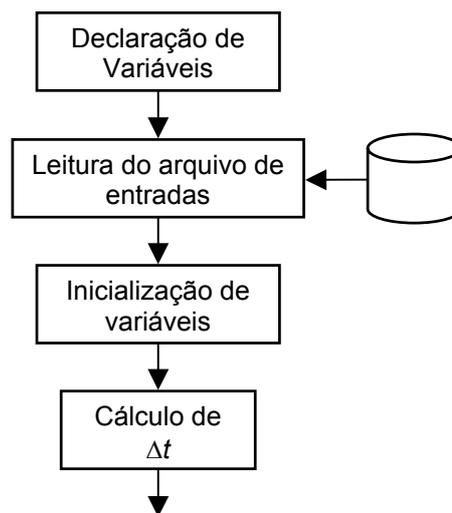


Fig. 3.2 – Fluxograma da rotina de inicialização.

- **Leitura do arquivo de entrada:** Neste passo serão definidas as informações para cada caso a ser simulado, tais como: o número de nós em cada direção (discretização do volume a ser modelado); o número de iterações; a localização de componentes dielétricos, condutores; a forma e os pontos de excitação; as grandezas e pontos de saída; e as condições de contorno (inclusive a existência de simetrias);
- **Inicialização das variáveis:** Esta etapa define as condições iniciais do problema.

- **Cálculo de Δt :** Esta etapa define o valor do passo de tempo do programa (equação 2.15).

3.4.3 Rotina de excitação

Como as iterações são espaçadas por um valor de Δt , podemos facilmente discretizar a função de excitação. Assim, qualquer tipo de sinal pode ser implementado, desde um impulso até sinais periódicos.

Um caso particular e importante é a excitação impulsiva, já que possibilita uma análise freqüencial em largo espectro do problema. Ela pode ser implementada pela aplicação do sinal desejado nos nós de excitação antes de iniciarem as iterações no tempo.

Embora a grandeza primária manipulada pelo método seja a tensão em cada uma das portas de um nó, outros tipos de grandezas, como correntes e campos podem ser obtidos através de excitação indireta. Assim, as portas a serem excitadas devem corresponder ao tipo de excitação que se queira (equações 2.16, 2.17 e 2.23).

3.4.4 Rotina de cálculo das tensões, correntes e campos

Esta rotina calcula as variáveis de saída em função das tensões incidentes, conforme apresentado nos itens 2.3.7 e 2.3.8. Se os nós em questão forem do tipo não-homogêneo a rotina executará as operações apresentadas no item 2.3.11.

3.4.5 Rotina de espalhamento

A cada iteração, as tensões incidentes em cada nó devem ser convertidas em tensões refletidas para o uso na próxima iteração. A rotina de espalhamento lê os valores de tensão incidentes em cada porta do nó e aplica a matriz de espalhamento para então obter as tensões refletidas.

Como a matriz de espalhamento tem uma formulação diferente para cada tipo de nó, esta rotina deve primeiro detectar se o nó em questão é do tipo básico (*background*), não-homogêneo ou condutor e então aplicar a equação correspondente (figura 3.3).

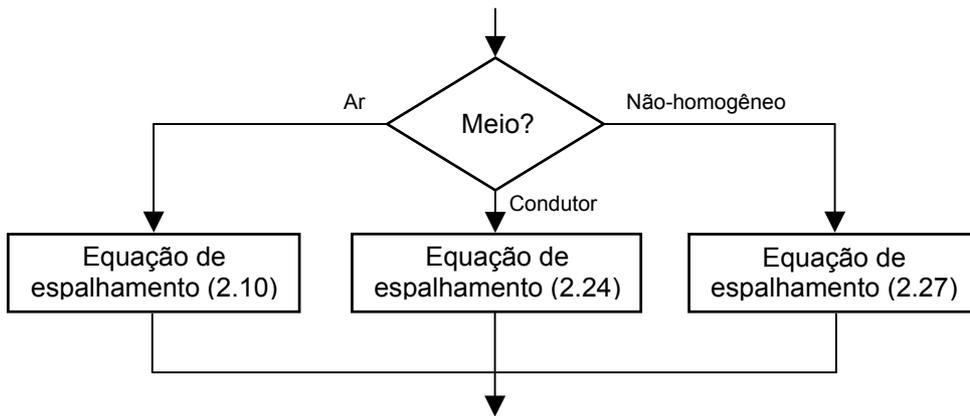


Fig. 3.3 – Fluxograma da rotina de espalhamento.

3.4.6 Rotina de conexão

Primeiro, é verificada a posição do nó dentro do volume modelado. Se o nó está localizado na fronteira do volume, algumas de suas portas não estão em contato com portas de outros nós. Neste caso, implementam-se as condições para aquela fronteira segundo os dados de entrada do programa.

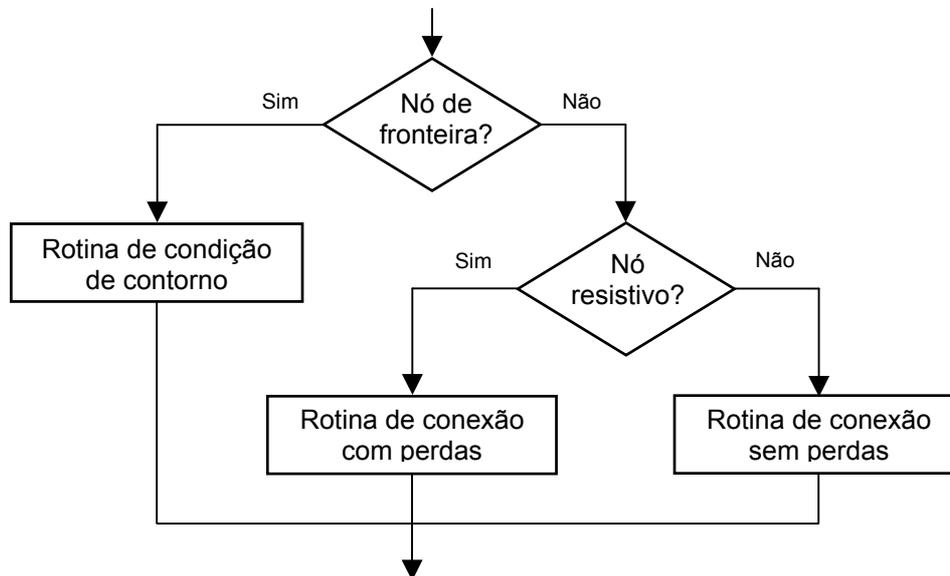


Fig. 3.4 – Fluxograma da rotina de conexão.

Se o nó, contudo, não estiver num dos limites do volume modelado, deve-se proceder a etapa de conexão. Nesta etapa, as tensões das portas dos nós adjacentes são trocadas (conforme apresentado no item 2.3.3) para permitir que as tensões

refletidas, calculadas na rotina de espalhamento, possam configurar como tensões incidentes na próxima iteração.

Na modelagem de meios resistivos (como o solo, por exemplo), a conexão deve considerar as perdas durante a propagação. Neste caso, a implementação da conexão se dá conforme o exposto no item 2.3.12.

3.4.7 Verificação do número da iteração

Neste momento, verifica-se o número da iteração para determinar o fim do processo. Se ainda não houver sido atingido o número máximo de iterações definido nos dados de entrada, o processo deve retornar à rotina de excitação novamente. A nova iteração ocorrerá da mesma forma que a anterior, exceto pelo fato da troca das tensões incidentes pelos valores calculados nas rotinas de conexão do passo anterior.

Para o caso de excitações limitadas no tempo, como as curvas padrões para surtos atmosféricos e de manobra, o programa pode determinar, sem a ajuda do usuário, um valor coerente para o número de iterações. Este número será baseado na duração do sinal de excitação e no valor do passo de tempo Δt , que por sua vez, depende do valor de $\Delta \ell$.

3.4.8 Rotina de gravação dos resultados

Esta rotina é responsável pelo armazenamento dos resultados obtidos na memória de massa do computador. Os dados calculados são gravados juntamente com posição cartesiana e o tempo da iteração.

No caso dos dados de tensão e campos para geração dos gráficos de superfície, o armazenamento é feito seqüencialmente de acordo com a posição relativa (x,z) dos nós que compõem o plano de interesse. Esta disposição facilita e otimiza a leitura matricial do MATLAB.

3.5 Validação do código

O desenvolvimento de códigos de computador para a resolução de problemas científicos está sujeita a uma infinidade de erros que muitas vezes fogem ao controle do programador. Assim, somente depois de usado para a resolução de problemas cuja resposta é conhecida previamente, seja de forma analítica ou por aproximações numéricas, é que podemos aplicá-lo nos problemas de interesse final.

Nesta seção o código desenvolvido para aplicação do método TLM-TD tridimensional será validado usando o problema proposto em [20]. Trata-se do fenômeno de propagação de um sinal eletromagnético num meio de características conhecidas. Primeiramente, avalia-se a correção da propagação, reflexão e absorção de um impulso gaussiano num meio homogêneo (vácuo). Posteriormente, a propagação em meios heterogêneos com perdas é testada através de uma excitação senoidal.

3.5.1 Modelagem de um meio homogêneo

A figura 3.5 mostra a configuração do problema analisado. O domínio de cálculo é preenchido com nós de características semelhantes a do vácuo. Uma onda plana é inserida em $x=0$ e se propaga nesta direção até encontrar a parede oposta.

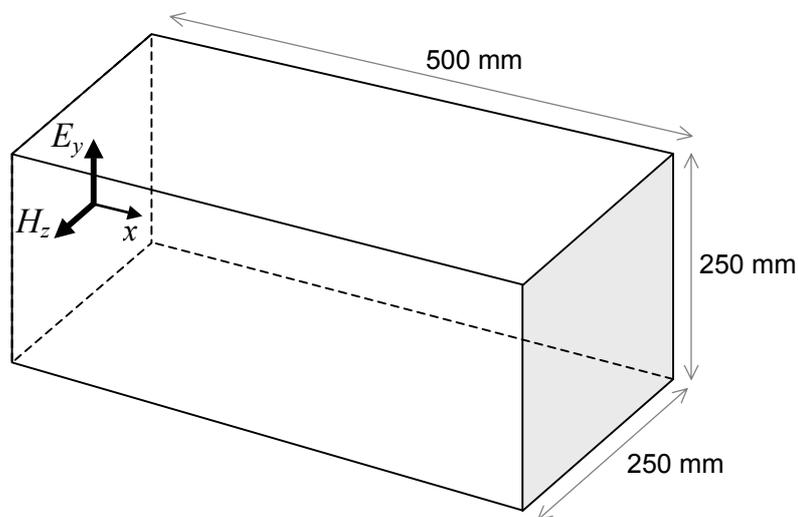


Fig. 3.5 – Propagação num meio homogêneo (vácuo).

O sinal de excitação tem a forma de um impulso gaussiano, dado por:

$$E_y(t) = 10 \cdot e^{-(10^{10}t-2)^2} \quad \text{para } t \geq 0 \quad (3.1)$$

Dois casos são analisados, primeiramente considera-se que a parede oposta à inserção do campo é metálica ($\Gamma=-1$). Desta forma, pode-se validar a reflexão de sinais. A figura 3.6 mostra a evolução do campo elétrico ao longo da direção “x”, tomado num vetor de nós centralizado no plano “yz”. A linha tracejada representa o valor calculado analiticamente e os pontos representam o valor do campo em cada nó ao longo da direção “x”. Pode-se notar uma excelente concordância dos valores obtidos com o código e aqueles calculados, mesmo depois da reflexão na fronteira do domínio de cálculo.

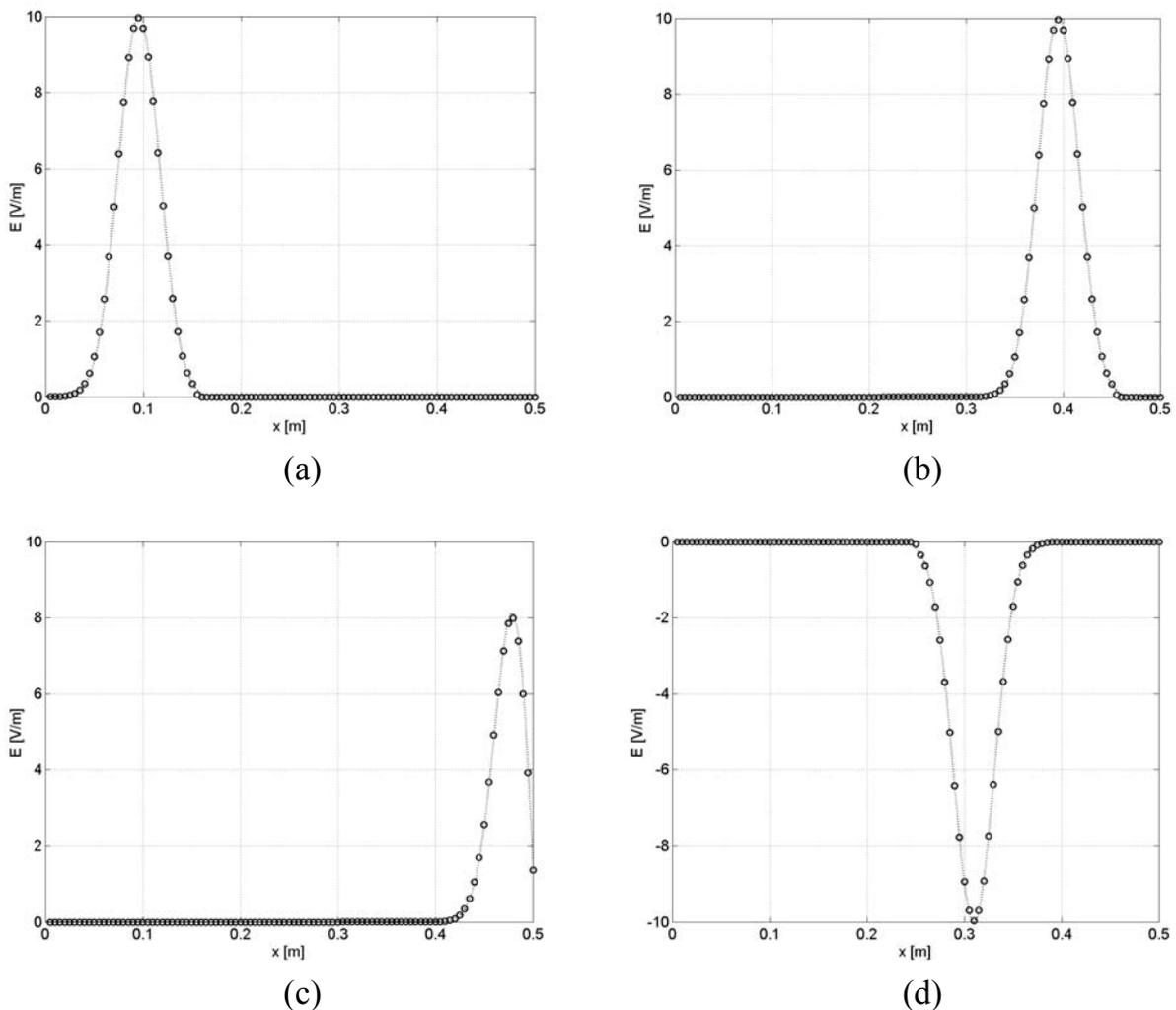


Fig. 3.6 – Reflexão de um impulso gaussiano numa parede metálica.
(a) 0.5ns; (b) 1.5ns; (c) 1.8ns; (d) 2.5ns

Ainda usando o mesmo problema, troca-se a parede metálica por uma parede absorvora ($\Gamma=0$). A figura 3.7 mostra os resultados para o mesmo vetor de nós analisados anteriormente.

Pode-se notar que neste caso não existe qualquer reflexão visível. É interessante contrastar os gráficos de campo elétrico para o instante de tempo $t=1.8\text{ns}$ (figuras 3.6(c) e 3.7(c)). No primeiro, o valor do campo cai devido à interferência entre a onda incidente na parede metálica e a onda de retorno (refletida). No segundo, o valor de pico do campo propagado não é alterado comprovando a inexistência de interferência na fronteira.

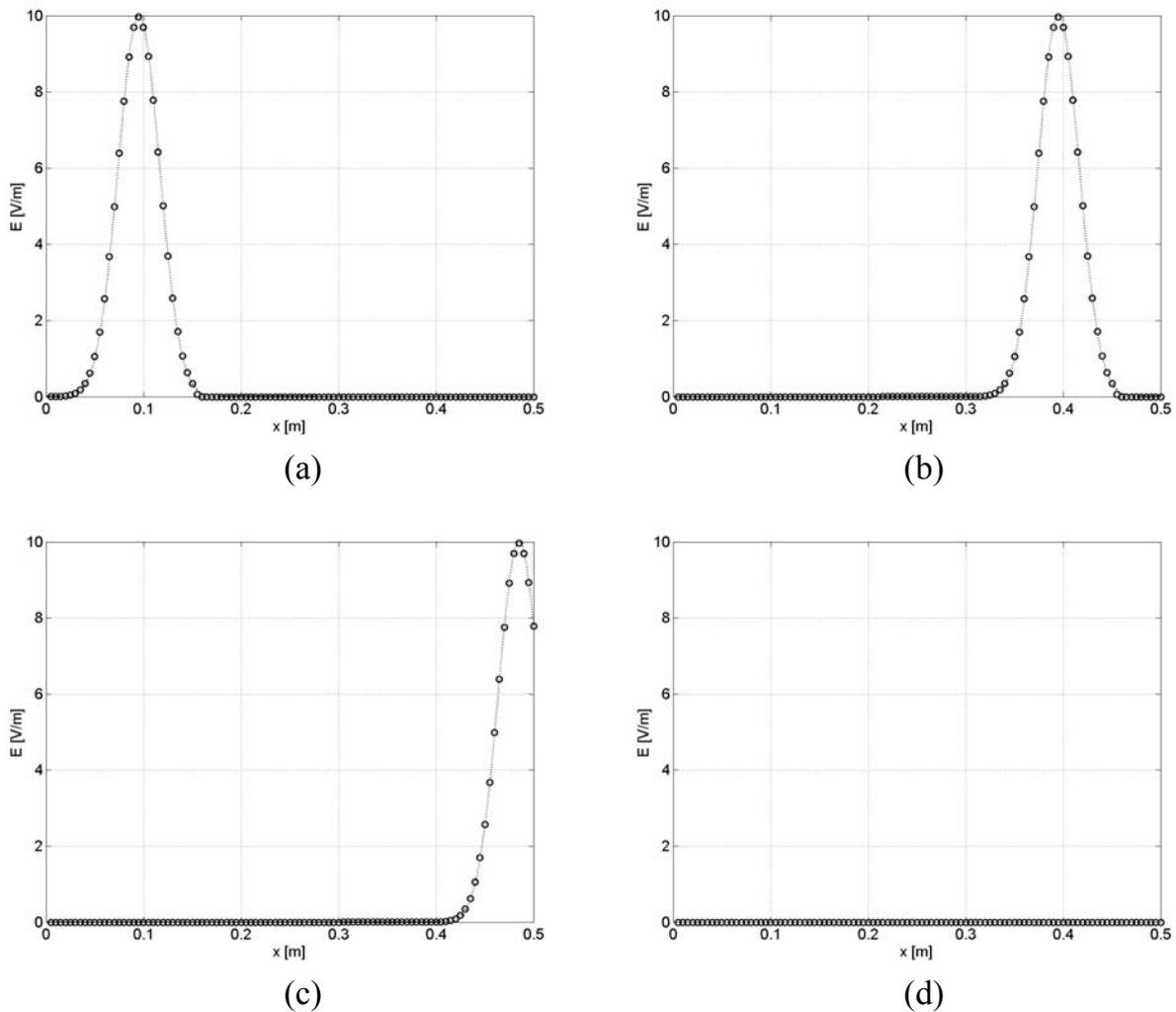


Fig. 3.7 – Extinção de um impulso gaussiano numa parede absorvente.
 (a) 0.5ns; (b) 1.5ns; (c) 1.8ns; (d) 2.5ns

3.5.2 Modelagem de um meio heterogêneo com perdas

Neste segundo problema, o domínio de cálculo é preenchido com nós de características distintas, de forma que se possa avaliar a propagação de sinais num meio heterogêneo. Para facilitar a visualização dos resultados, escolheu-se uma excitação senoidal de frequência $f=2.45\text{MHz}$, dada por:

$$E_y(t) = 10 \cdot \sin(2\pi f \cdot t) \quad \text{para } t \geq 0 \quad (3.2)$$

A exemplo do problema analisado anteriormente, uma onda plana é inserida em $x=0$ e se propaga nesta direção até encontrar a parede oposta ($\Gamma=0$).

A figura 3.8 mostra a configuração analisada. O bloco hachurado representa o meio dielétrico colocado perpendicularmente à direção de propagação da onda.

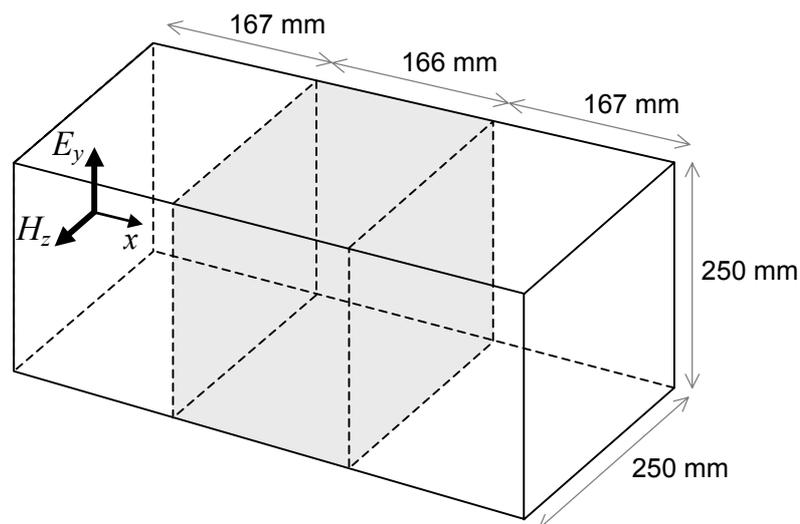


Fig. 3.8 – Propagação num meio heterogêneo.

Primeiramente, considera-se um bloco dielétrico sem perdas com permissividade cinco vezes maior que a do vácuo ($\epsilon_r=5.0$). A figura 3.9 mostra a comparação entre os resultados obtidos numericamente para um meio homogêneo (a) e para o meio heterogêneo (b). Pode-se notar visivelmente a mudança nos parâmetros de propagação. A variação da amplitude para os valores de “x” anteriores e posteriores ao bloco de permissividade diferente se deve às reflexões naturais devido à mudança de impedância nas interfaces dos meios.

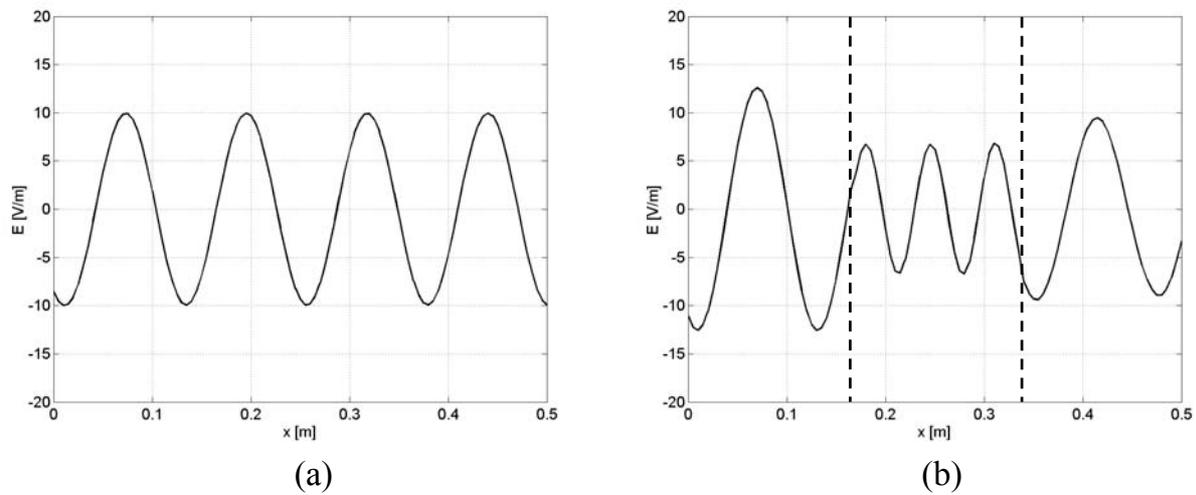


Fig. 3.9 – Propagação de um sinal senoidal num meio heterogêneo ($t=5\text{ns}$):
 (a) $\sigma=0/\epsilon=\epsilon_0$; (b) $\sigma=0/\epsilon=5.\epsilon_0$.

Um segundo caso explora a introdução de perdas no meio de propagação. A figura 3.10(a) mostra a perda de energia quando a onda passa por um meio de condutividade não nula. Novamente, notamos um pequeno acréscimo na amplitude do campo devido às reflexões.

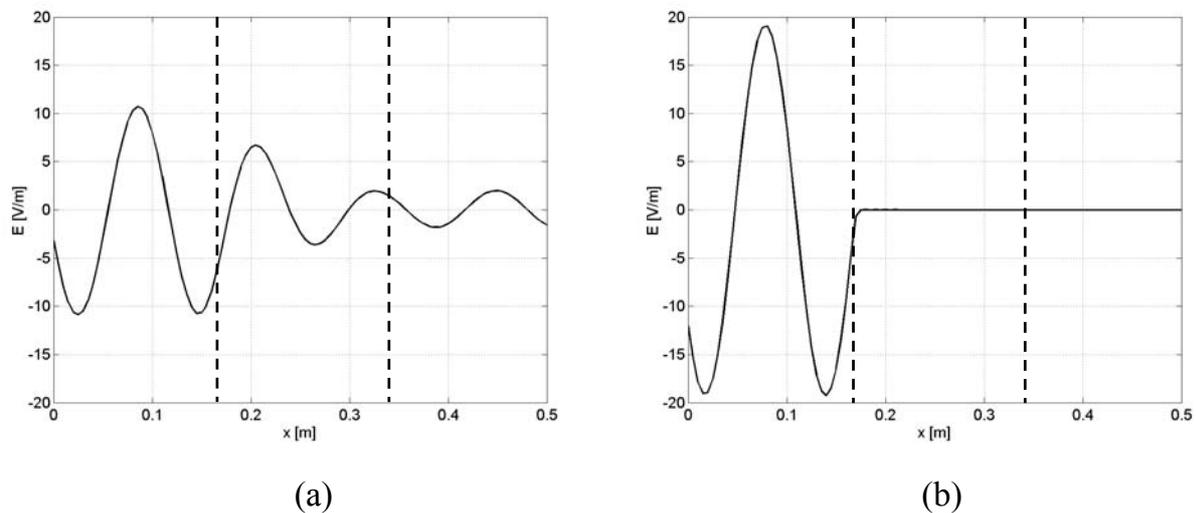


Fig. 3.10 – Propagação de um sinal senoidal num meio heterogêneo ($t=5\text{ns}$).
 (a) $\sigma=5.0/\epsilon_r=1$; (b) $\sigma\rightarrow\infty/\epsilon_r=5.\epsilon_0$

Se aumentarmos demasiadamente o valor da condutividade ($\sigma=1\times 10^{10}$ S/m), obteremos o resultado da figura 3.10(b). É interessante contrastar este resultado com aquele obtido na figura 3.6(d) para uma parede perfeitamente condutora. Neste caso, um valor de perda alto, porém ainda finito, impede que a onda seja totalmente refletida pela interface dos meios.

3.6 Conclusões deste capítulo

Este capítulo apresentou os aspectos computacionais envolvidos na aplicação do método TLM-TD para análises tridimensionais. A escolha da linguagem de programação, a estrutura em fluxograma das rotinas e a escolha de pacotes comerciais para pós-processamento e visualização dos resultados foram itens contemplados neste sentido.

A aplicação do algoritmo desenvolvido foi testada na análise de propagação de campos eletromagnéticos em meios homogêneos e não-homogêneos. Deste modo, testou-se o comportamento do fenômeno de propagação de ondas na presença de materiais isolantes, materiais condutores e condutores perfeitos. Também foi testada a coerência de algumas fronteiras (interfaces) e condições de contorno.

Contudo, embora o código implementado para o método TLM-TD tenha se mostrado bastante eficiente nos testes, existem ainda certas funcionalidades que só podem ser testadas em aplicações mais elaboradas.

Os capítulos seguintes serão dedicados à utilização do código TLM-TD tridimensional em problemas mais complexos de compatibilidade eletromagnética. Em cada um deles uma validação prévia dos resultados, com base em outras referências, será feita de forma a garantir a consistência das análises.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DA EFETIVIDADE DE BLINDAGEM DE UM GABINETE METÁLICO

4.1 Introdução

Uma das técnicas mais empregadas para garantir padrões mínimos de imunidade e interferência é a utilização de blindagens eletromagnéticas. No entanto, a eficiência desta técnica é significativamente influenciada pela existência de aberturas, fendas (*slots*), grades de ventilação, orifícios de passagem de cabos e espaços de conectores não utilizados. Desta forma, o estudo da penetração de campos em gabinetes e cavidades apresentando aberturas ou fendas tem encontrado considerável interesse devido a sua relação com inúmeros problemas envolvendo EMC [59-67].

A Efetividade da Blindagem pode ser obtida por solução analítica sob as condições de contorno impostas, modelagem numérica ou ainda através de formulações aproximadas. Cada um destes métodos tem suas limitações e/ou erros associados. Uma solução baseada no método variacional para casos bastante específicos foi apresentada em [60]. Uma formulação derivada do método de balanço de potência foi reportado em [61], com o intuito de estimar o fator Q de ressonâncias associadas com o uso de gabinetes blindados. Em [62] uma formulação analítica foi proposta para analisar uma caixa metálica apresentando uma única fenda frontal. Mais tarde esta mesma teoria foi estendida para permitir a presença de uma placa de circuito impresso em seu interior [64].

Apesar dessas formulações analíticas apresentarem uma solução muito mais rápida para configurações simples, elas são, via de regra, adaptadas apenas a casos bastante específicos. Assim, para a maioria das aplicações reais, o uso de técnicas numéricas é mais indicado. Neste sentido, grandes esforços, experimentais e de simulação numérica, vêm sendo dirigidos ao tema de efetividade da blindagem.

Trabalhos recentes apresentam o estudo da influência de múltiplas fendas na eficiência de uma blindagem usando o método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD) [65,66]. A comparação deste mesmo método numérico e o Método dos Momentos (MoM) foi reportada em [67] visando o estudo da efetividade da blindagem de uma caixa metálica.

Este capítulo apresenta uma análise tridimensional da efetividade da blindagem de um gabinete metálico retangular usando o método TLM-TD. A resposta obtida no domínio do tempo é convertida através de uma Transformada de Fourier (FFT- *Fast Fourier Transform*) e os resultados podem ser observados sobre uma larga banda de frequência.

4.2 Gabinete blindado

O gabinete blindado de dimensões $400 \times 200 \times 500 \text{ mm}^3$ foi descrito primeiramente em [63] e pode ser visto na figura 4.1. Todas as paredes são confeccionadas com chapas condutoras de 2mm.

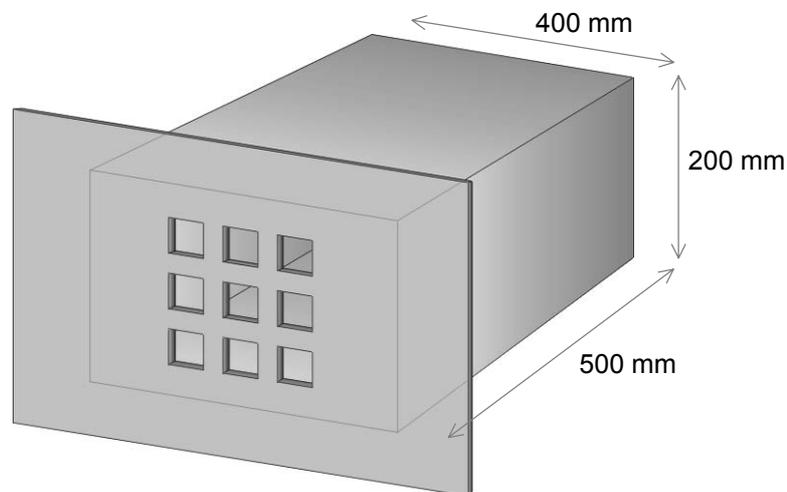


Fig. 4.1 – Gabinete blindado com múltiplas aberturas frontais

O painel frontal possui diferentes padrões de aberturas e fendas dependendo da comparação desejada no estudo. Assim, para a validação do código computacional, uma fenda única de $100 \times 20 \text{mm}^2$ foi considerada de forma a usar os resultados presentes na bibliografia.

Num segundo momento, um conjunto de diferentes painéis frontais (figura 4.2) foi usado para avaliar a influência do número de aberturas no valor de efetividade da blindagem. Neste caso, a aresta de cada abertura (a) foi calculada de forma que a área total formada pelo conjunto das aberturas fosse mantido constante (0.01m^2) e o espaçamento entre aberturas igual à metade das arestas ($a/2$).

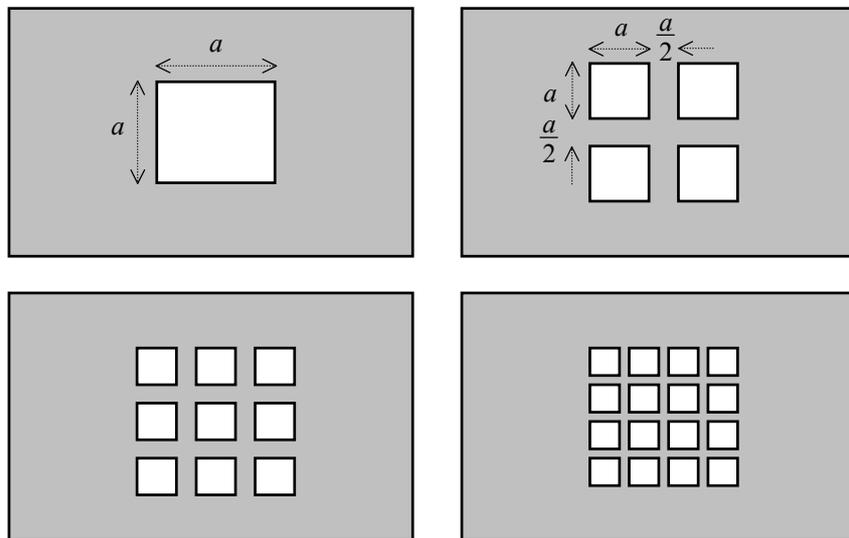


Fig. 4.2 – Diferentes painéis frontais

4.3 Efetividade da blindagem

A Efetividade da Blindagem (SE) de uma barreira é definida em termos da relação entre o valor do campo observado sem a presença da barreira (\vec{E}), e o campo observado com a presença da barreira (\vec{E}_s). Assim, pode ser expresso em decibéis, como [3]:

$$SE_{dB} = 20 \cdot \log_{10} \left| \frac{\vec{E}}{\vec{E}_s} \right| \quad (4.1)$$

Assume-se, neste estudo, que a condutividade das paredes do gabinete é suficientemente alta para que somente o campo penetrado através das aberturas seja significativo na composição de “ \vec{E}_s ”. Desta forma, o campo observado dentro do gabinete é formado pela parte do campo incidente que cruza as aberturas da blindagem.

4.4 Resultados numéricos

Para permitir uma análise da efetividade da blindagem sobre uma ampla faixa de frequências, foi usada uma excitação do tipo impulsiva. No método TLM-TD, isto pode ser implementado de forma simples, aplicando um determinado valor de tensão no primeiro passo de tempo. A equação 4.2 determina o valor da tensão aplicada às portas do SCN de forma a criar um campo elétrico “ \vec{E}_0 ”, polarizado verticalmente (direção “y”). Desta forma, uma onda plana foi simulada excitando todos os nós num plano frontal distante 100mm do gabinete.

$$V_3^i = V_4^i = V_8^i = V_{11}^i = - \frac{|\vec{E}_0| \cdot \Delta \ell}{2} \tag{4.2}$$

Para simular o gabinete de $400 \times 200 \times 500 \text{mm}^3$ foi usado um volume de cálculo de $500 \times 300 \times 600 \text{mm}^3$, discretizado em nós de dimensões $2 \times 2 \times 2 \text{mm}^3$, como visto na figura 4.3 (medidas em mm). As paredes metálicas foram simuladas usando o nó de curto-circuito, como definido no capítulo 2.

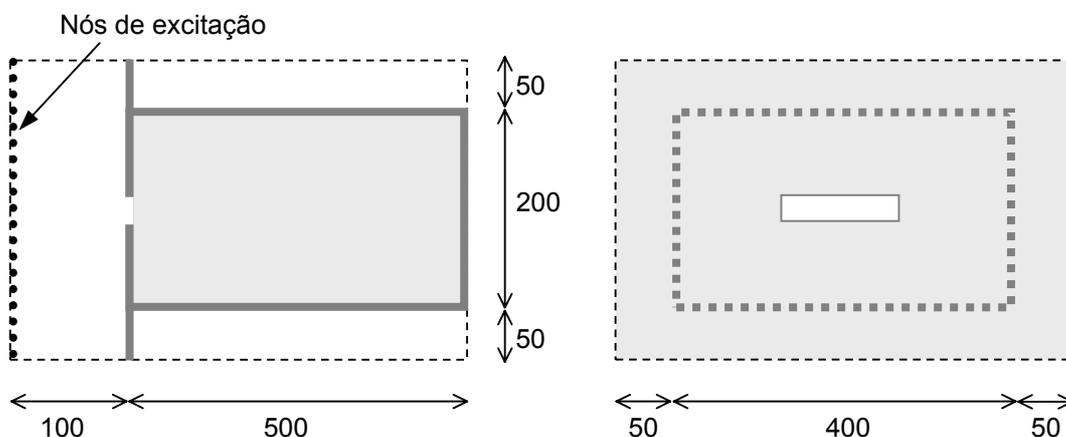


Fig. 4.3 – Volume de cálculo contendo o gabinete blindado

Este valor de comprimento do nó ($\Delta\ell=2\text{mm}$) permite a obtenção de resultados válidos até a faixa de 7.5 GHz com uma precisão de “ $\lambda/20$ ”.

4.4.1 Resultados com fendas

Com o intuito de validar o código desenvolvido, foi analisada primeiramente uma fenda única ($100\times 20\text{mm}^2$) disposta horizontalmente no centro do painel frontal. A assinatura no tempo da componente vertical do campo elétrico calculada no centro do gabinete é mostrada na figura 4.4.

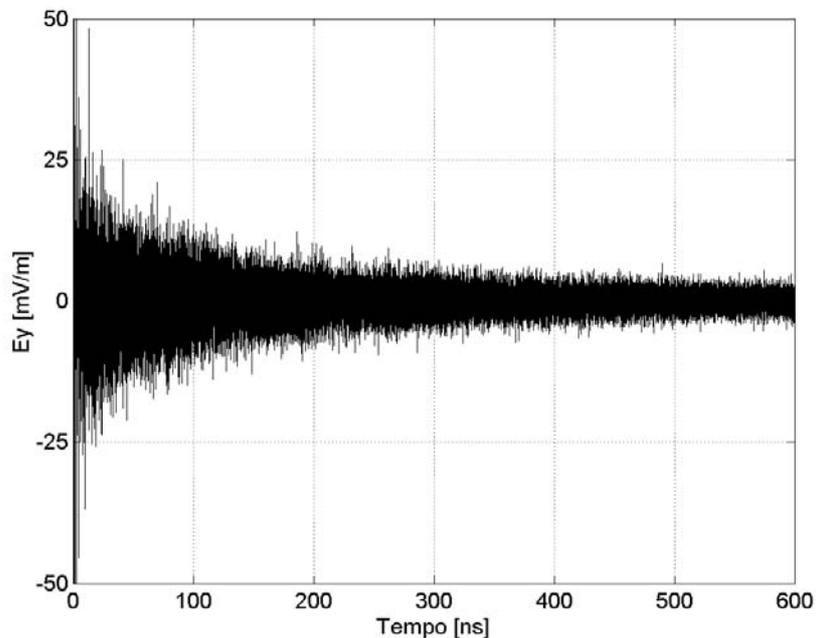


Fig. 4.4 – Componente vertical do campo elétrico no centro do gabinete

Os demais resultados mostrados neste capítulo foram obtidos usando a rotina de transformada rápida de Fourier disponível no pacote matemático MatLab[®] 6.1. Da mesma forma, os gráficos foram desenhados com auxílio do mesma ferramenta.

A figura 4.5 mostra os resultados de efetividade de blindagem para frequências abaixo de 1 GHz (linha cheia). Os resultados são comparados com aqueles obtidos analiticamente por Robinson em [62] e de forma analítica e experimental por Park em [63].

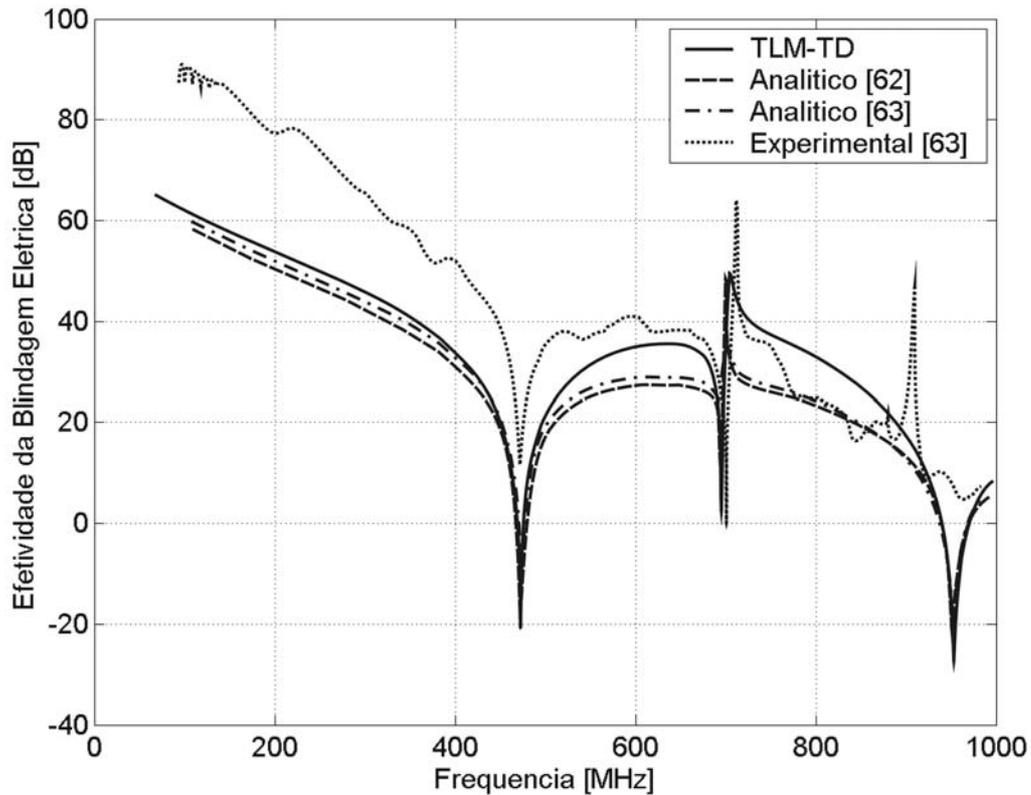


Fig. 4.5 – SE no centro do gabinete para uma fenda de $100 \times 20 \text{ mm}^2$

Pode-se notar uma excelente concordância entre o resultado obtido com o método TLM-TD e os resultados teóricos apresentados em [62] e [63], sobretudo nas frequências abaixo de 500MHz. Acima desta frequência, o resultado numérico aproximou-se mais dos valores medidos [63].

Uma visão mais ampla do espectro é mostrada na figura 4.6, para frequências abaixo de 2 GHz. Desta vez são consideradas ambas as excitações, vertical e horizontal. Os picos de ressonância obtidos numericamente (\tilde{f}_r) podem ser comparados com alguns valores analíticos referentes a uma cavidade ressonante retangular de mesmas dimensões (tabela I). Estes valores analíticos são obtidos através da equação 4.3:

$$f_r(m, n, p) = \frac{1}{2 \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{c}\right)^2} \quad (4.3)$$

Onde: m, n e p são os índices dos modos de ressonância da cavidade, sendo $m, n, p = 0, 1, 2, \dots$, com somente um deles nulo para cada modo; e a, b e c são as dimensões da cavidade.

Comparando a figura 4.6 e a tabela 4.1 pode-se notar que alguns picos de ressonância obtidos numericamente para o gabinete não têm correspondentes analíticos. Estas frequências ocorrem devido a fenômenos de dois tipos: ressonâncias decorrentes da interação entre cavidade e fenda, denominadas “modos cavidade-fenda” [66]; e ligados às dimensões da fenda, denominados “modos de meio-comprimento de onda da fenda” [67].

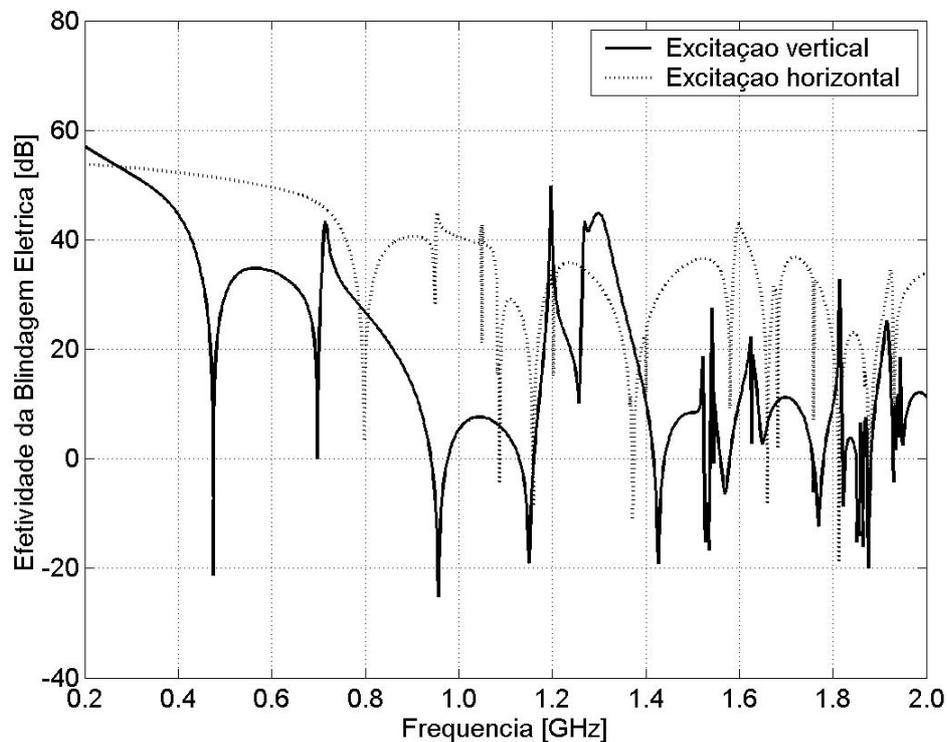


Fig. 4.6 – SE no centro do gabinete para uma fenda de $100 \times 20 \text{ mm}^2$

Os picos de ressonância relativos aos modos intrínsecos à cavidade e aqueles relativos às interações cavidade-fenda podem ser distinguidos observando a resposta em frequência quando o comprimento da fenda é alterado. Assim, enquanto os picos de ressonância devidos aos modos-cavidade permanecem praticamente inalterados quanto ao valor de frequência, os picos de ressonância devidos aos modos de interação cavidade-fenda deslocam-se consideravelmente no espectro [66].

Tab. 4.1 – Comparação das frequências de ressonância.

Modos "m", "n" e "p"			$f_r(m,n,p)$ [MHz]	\tilde{f}_r [MHz]	Erro [%]
<i>a</i> (400mm)	<i>b</i> (200mm)	<i>c</i> (500mm)	(analítico)	(simulado)	
1	0	1	479.91	477.27	0.55
1	0	2	707.07	703.50	0.50
0	1	1	807.22	801.04	0.77
0	1	2	959.81	959.33	0.05
2	1	0	1059.94	1050.5	0.89
3	0	1	1163.52	1159.2	0.37
3	0	2	1274.13	1267.5	0.52
3	1	1	1384.02	1371.8	0.88
2	1	3	1390.10	1400.6	0.76
3	0	3	1439.72	1427.1	0.88
0	2	1	1528.66	1526.3	0.15
1	2	0	1545.11	1542.3	0.18
1	2	1	1573.93	1569.5	0.28
2	1	4	1600.47	1598.9	0.10
3	1	3	1623.12	1623.9	0.05
1	2	2	1657.37	1649.5	0.47
2	2	0	1675.91	1672.4	0.21
0	2	3	1748.09	1758.3	0.58
2	2	2	1779.94	1769.5	0.59
3	2	0	1873.72	1875.1	0.07
4	0	4	1919.63	1915.5	0.22

Este efeito de deriva dos picos de ressonância devido aos modos cavidade-fenda é ilustrados na figura 4.7, que mostra os resultados de simulação para fendas de dimensões diferentes na faixa do espectro que vai de 1 a 2 GHz. Nela, pode ser notado que alguns picos de ressonância, particularmente os de 1.20 GHz, 1.57 GHz (modo de meio-comprimento de onda da fenda) e 1.65 GHz, deslocam-se quando as dimensões da fenda são alteradas. Outros picos de ressonância, contudo, permaneceram praticamente inalterados.

4.4.2 Resultados com aberturas

Para ilustrar a influência da topologia das aberturas frontais na efetividade da blindagem, diferentes simulações foram feitas. A figura 4.8 mostra a efetividade da blindagem para configurações como aquelas mostradas na figura 4.2. Fica claro o aumento de SE com o aumento do número de aberturas.

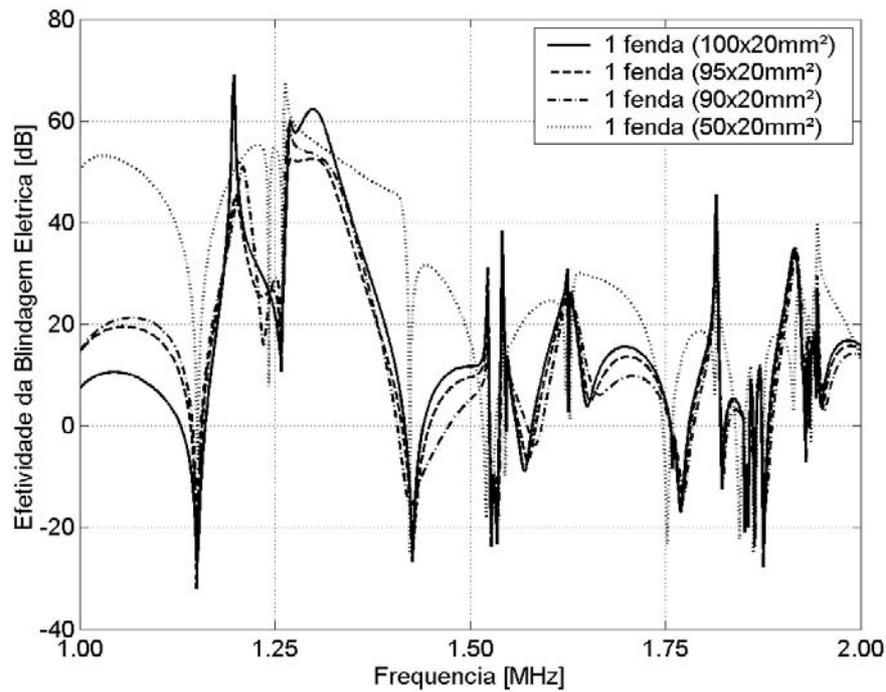


Fig. 4.7 – *SE* no centro do gabinete para diferentes dimensões da fenda

Isto ocorre porque, não obstante o aumento do número de aberturas, a área total formada por todas as aberturas permanece constante. Assim, a área de cada abertura diminui proporcionalmente com o aumento do número de aberturas.

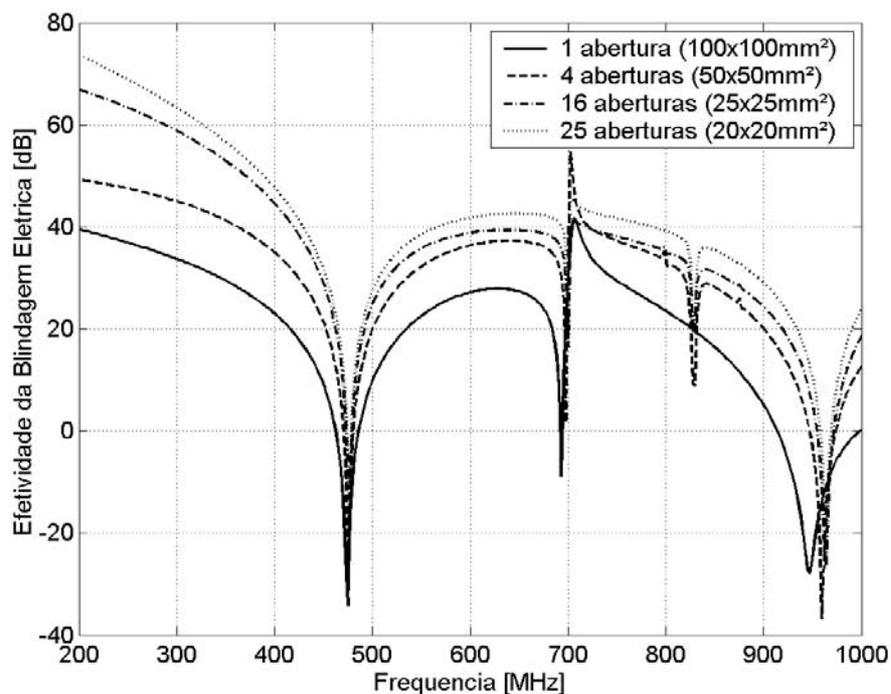


Fig. 4.8 – *SE* no centro do gabinete para diferentes números de aberturas

É interessante observar o aparecimento de uma nova frequência de ressonância devido ao acoplamento entre os modos de múltiplas aberturas (como também evidenciado em [65]).

Numa segunda série de simulações, o número de aberturas foi deixado constante, variando-se a área total formada pelo conjunto de aberturas. Os resultados podem ser observados na figura 4.9. Como intuitivamente previsto, pode-se notar que o SE diminui com o aumento da área total das aberturas.

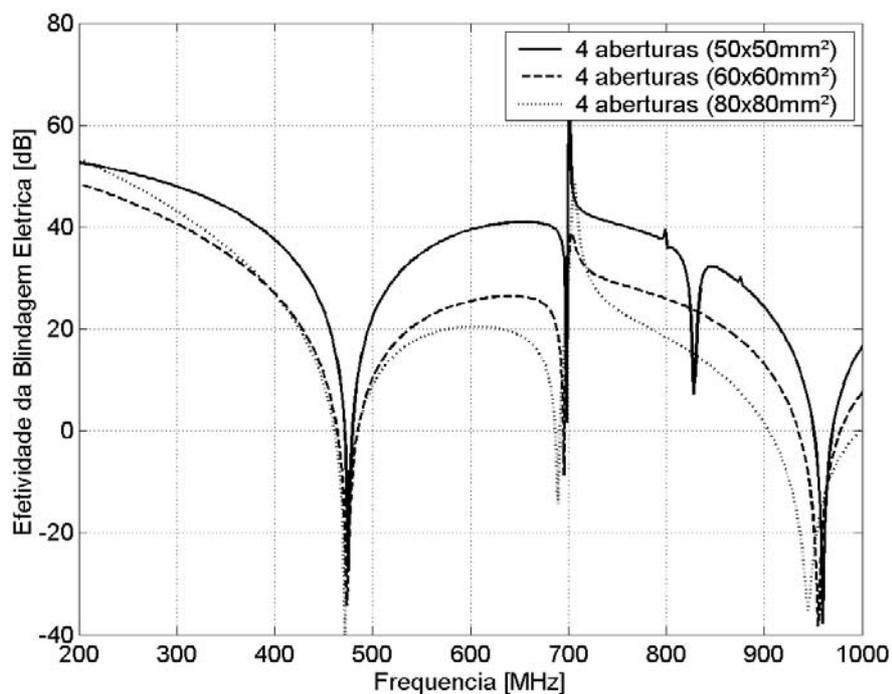


Fig. 4.9 – *SE* no centro do gabinete para diferentes áreas das aberturas

4.4.3 Resultados de interferência

Investigou-se também como um sinal de interferência, gerado internamente por uma antena omnidirecional, é afetado pela variação na topologia da blindagem. Para tanto, o sinal gerado por uma antena de 20mm, disposta verticalmente no centro do gabinete, foi coletado num plano frontal externo, distando 50mm do painel frontal.

A figura 8 ilustra como, para uma mesma área total efetiva, o valor de SE aumenta com o aumento do número de aberturas. De fato, para uma mesma área total, é mais interessante dispor o maior número de aberturas possível.

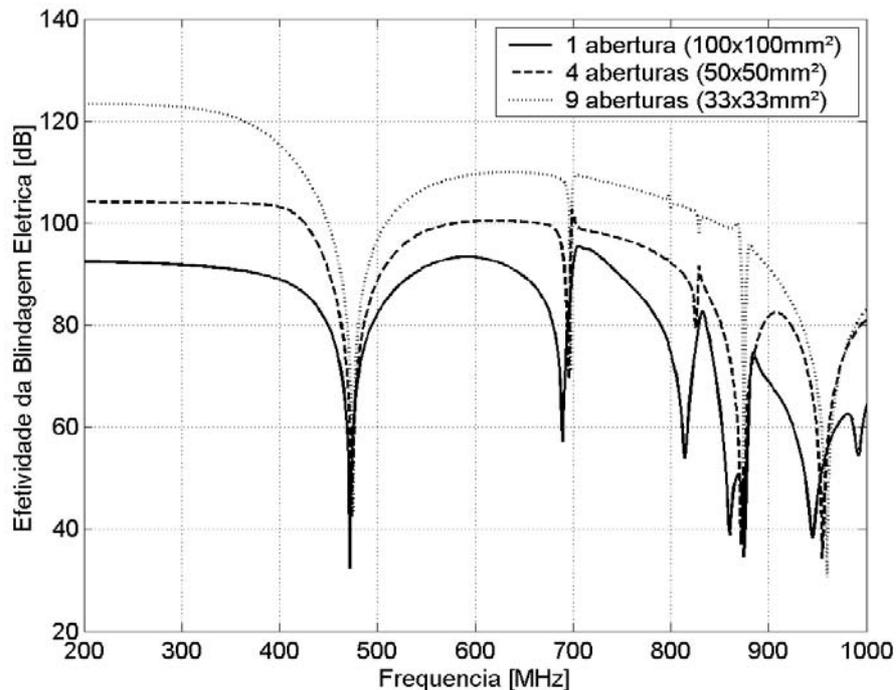


Fig. 4.10 – SE à 50mm do painel frontal para excitação interna

4.5 Conclusões deste capítulo

Este capítulo mostrou o uso do TLM-TD tridimensional para análise de algumas propriedades da blindagem oferecida por um gabinete metálico retangular. Trata-se de um problema significativo pois abarca um considerável número de equipamentos eletro-eletrônicos disponíveis no mercado, em especial os gabinetes usados para microcomputadores.

Através da resposta temporal a um sinal impulsivo obteve-se a efetividade da blindagem para diferentes configurações de fendas e aberturas. O estudo da influência do número e área das aberturas mostrou como estas devem ser dispostas para aumentar a eficiência da blindagem, de forma a diminuir problemas de susceptibilidade e de interferência eletromagnética.

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DE SISTEMAS DE PROTEÇÃO CONTRA DESCARGAS ATMOSFÉRICAS

5.1 Introdução

Como já foi comentado anteriormente, o método TLM tem sido utilizado com grande sucesso na análise de problemas relacionados à compatibilidade eletromagnética. Contudo, uma área intimamente ligada aos fenômenos de interferência eletromagnética tem sido pouco explorada pelo método. Trata-se do projeto e análise de sistemas de proteção contra surtos atmosféricos. Por serem portadores de grandes quantidades de energia, estes fenômenos podem afetar dispositivos sensíveis como computadores, equipamentos de telecomunicações e sistemas de controle, causando funcionamento indevido e até a destruição dos mesmos.

A eficiência de um sistema de proteção contra surtos atmosféricos está fortemente ligada ao projeto de uma malha de aterramento eficiente, que pode ser construída com hastes verticais, redes de condutores horizontais ou uma junção destes.

Neste item serão mostrados alguns resultados obtidos com a aplicação do TLM-TD na simulação de sistemas de aterramento elétrico para proteção contra surtos atmosféricos. A comparação com os dados apresentados em outras referências procurará verificar a validade e a eficiência não só do código gerado neste trabalho como também da utilização do TLM-TD para este tipo de aplicação.

5.2 Surto atmosférico

Como resultado do acúmulo de cargas, algumas nuvens adquirem diferença de potencial (intranuvens ou nuvem-solo) suficientemente alta para exceder os níveis de ruptura dielétrica do ar. O resultado é uma descarga elétrica que pode liberar energias da ordem de 10^{10} J.

5.2.1 Descarga nuvem-solo

A descarga elétrica entre uma nuvem e o solo dura em média 0.5s. Ela é formada por uma série de pulsos de alta corrente com duração média de 1ms e intervalados por um período de 40 a 80ms.

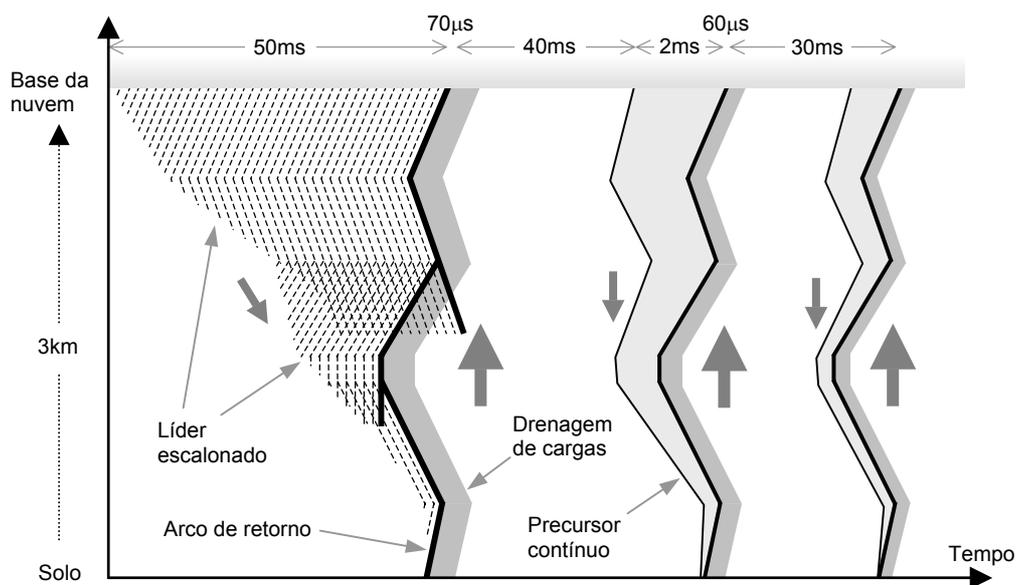


Fig. 5.1 – Formação de um surto atmosférico

Inicialmente uma quantidade relativamente pequena de cargas negativas é canalizada em direção a terra de forma escalonada (figura 5.1). Este canal de cargas precursor é denominado “líder escalonado” e tem uma duração típica de $1\mu\text{s}$. Cerca de 5C são movimentados pelo líder escalonado a uma velocidade média de 2×10^5 m/s . O pulso de corrente é da ordem de 1kA . Os campos elétricos e magnéticos correspondentes têm largura de pulso de $1\mu\text{s}$ e tempos de subida de $0.1\mu\text{s}$ em média.

Quando o líder escalonado, com potenciais da ordem de -10^8 V, se aproxima do solo, este emite um filamento de plasma que vai de encontro ao primeiro. O contato dos dois, dezenas de metros acima da superfície do solo, estabelece um canal ionizado pelo qual uma onda de potencial parte do solo e se propaga em direção à nuvem a um terço da velocidade da luz. A corrente na base do canal pode chegar a 30kA. Este evento é denominado “arco de retorno” e dura aproximadamente 100 μ s. Neste período, atinge seu máximo em poucos microssegundos e cai à metade desse valor em cerca de 50 μ s [2].

Alguns instantes depois (10 a 70ms), uma nova sucessão de precursores e arcos de retornos tem lugar, desta vez, bem mais rápidos. Esta sucessão de arcos de retorno é que dá origem ao clarão (ou relâmpago) e ao estrondo (ou trovão).

5.2.2 Descarga intranuvem

Mais da metade das descargas atmosféricas acontece por interações dentro das nuvens. Elas decorrem das diferenças de intensidade ou configuração de cargas. Seu traçado é relativamente lento (10^6 m/s) e correntes da ordem de 1kA não duram mais do que 1ms.

Os transientes de campo elétrico e magnético, bem como das correntes que produzem estes campos podem afetar os equipamentos de navegação e controle das aeronaves. Este problema é especialmente grave em aviões de caça mais modernos, devido ao uso extensivo de compostos de carbono. A característica isolante destes compostos diminui bastante o efeito de blindagem sobre os equipamentos [2].

5.2.3 Modelagem de descargas atmosféricas

A modelagem completa do fenômeno envolvendo uma descarga nuvem-solo típica seria bastante complexa e deveria englobar desde as características do canal ionizado até as amplitudes e inclinações dos arcos de retorno subseqüentes (figura 5.1). Alguns trabalhos vêm versando sobre as características do canal de descarga usando um modelo TLM unidimensional [68,69]. No entanto, a maioria dos estudos de sistema de proteção contra descargas atmosféricas, mais especificamente aqueles

dedicados ao sistema de aterramento, usam sinais de excitação mais simples. Algumas referências utilizam-se do sinal padrão de corrente de surto proposto pelo IEEE (IEEE C62.41). Trata-se da dupla exponencial “4 μ s/10 μ s” vista na figura 5.2. O valor de pico de corrente mais empregado é de 1kA.

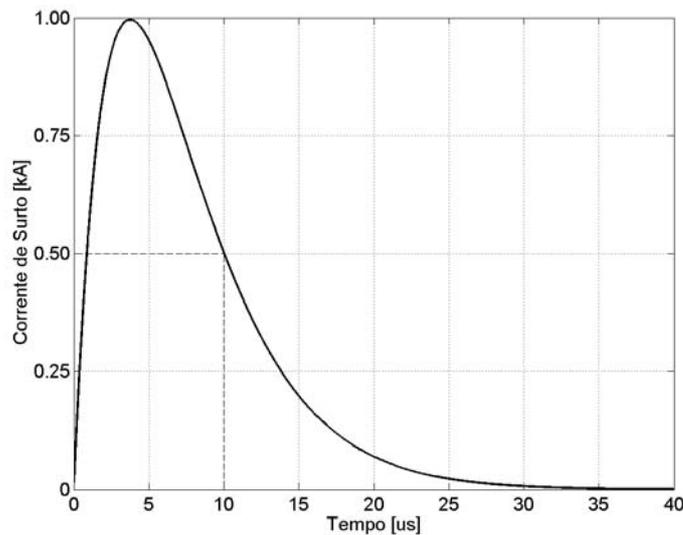


Fig. 5.2 – Simulação de um surto atmosférico (IEEE C62.41).

Este sinal, no entanto, não representa bem o comportamento de um surto atmosférico, por isso prefere-se usar modelos mais específicos. Uma curva comumente empregada é a dupla exponencial “1.2 μ s/50 μ s” (linha tracejada na figura 5.3). Modelos mais fidedignos levam em conta as estatísticas de surtos reais para aproximar os valores das amplitudes, constantes de tempo e frequência do fenômeno. Entre os vários modelos para a corrente de surto atmosférico, destaca-se a curva desenvolvida por Cianos e Pierce [70]. Neste modelo leva-se em conta não só o tempo de frente de onda como também a característica de persistência do surto (linha cheia na figura 5.3).

Esta curva é o resultado da superposição de duas exponenciais duplas:

$$i(t) = \frac{I_0}{2} [\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t)] + I_{0p} [\exp(-\gamma t) - \exp(-\delta t)] \quad (5.1)$$

Onde: $I_0 = 20\text{kA}$; $I_{0p} = 2\text{kA}$;

$$\alpha = 2 \times 10^4 \text{s}^{-1}; \quad \beta = 2 \times 10^6 \text{s}^{-1}; \quad \gamma = 10^3 \text{s}^{-1}; \quad \delta = 10^4 \text{s}^{-1}.$$

Neste trabalho, aplicamos preferencialmente este último modelo (equação 5.1). Exceções são feitas apenas para os casos nos quais uma análise prévia tenha sido efetuada usando uma excitação diferente. Nestes casos, a mesma excitação original será empregada na simulação de forma a permitir a comparação.

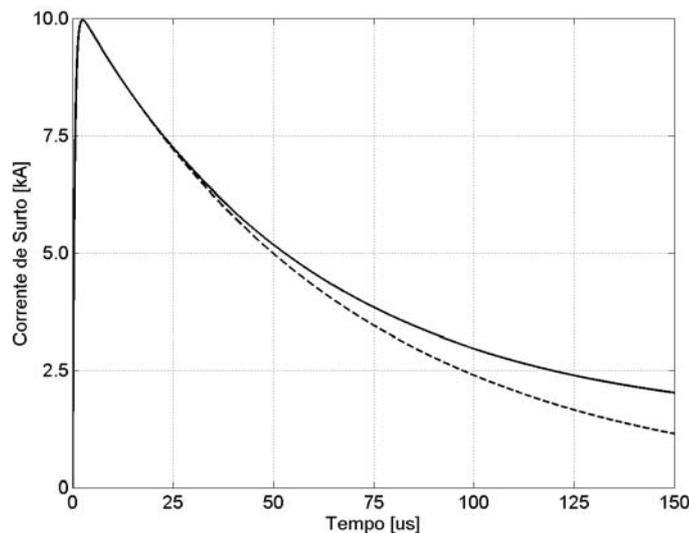


Fig. 5.3 – Simulação de um surto atmosférico (IEEE C62.41).

5.3 Modelagem de sistemas de aterramento

A função de um sistema de aterramento é descarregar o excesso de corrente impulsiva gerada por surtos atmosféricos, controlando o potencial nos eletrodos de terra e na superfície do solo. Pretende-se, desta forma, assegurar a integridade dos aparelhos conectados a este sistema bem como seus usuários.

O desenvolvimento de um modelo consistente para o comportamento de sistemas de aterramento elétrico deve levar em conta dois aspectos:

- Comportamento eletromagnético do solo; e
- Fenômenos de propagação associados à configuração de eletrodos.

Exceto para campos elétricos muito altos ($>400\text{kV/m}$), onde pode haver uma ionização significativa, o comportamento eletromagnético do solo é essencialmente linear. Contudo, sua condutividade (σ) e permissividade elétrica (ϵ_r) apresentam uma grande variação com o tipo de solo utilizado. A permeabilidade magnética (μ_r)

é, em geral, praticamente igual à do vácuo (μ_0). No caso da modelagem de transientes rápidos como surtos atmosféricos, por exemplo, é importante que o comportamento do solo considere uma ampla escala do espectro de frequência, tipicamente entre 0 e 2MHz [71].

Muitos trabalhos nesta área consideram que o solo é um meio condutivo e, como consequência, desconsideram a existência de correntes de deslocamento. Embora esta aproximação seja bastante boa para baixas frequências, o mesmo não é possível afirmar para frequências elevadas, como aquelas envolvidas em fenômenos de descargas elétricas e surtos de manobra.

Quando uma corrente de surto é introduzida em uma haste aterrada, a onda eletromagnética correspondente se propaga como em uma linha de transmissão imersa em um meio com perdas. Desta forma, a perda de energia promove uma atenuação na amplitude da onda. Além disso, cada componente de frequência do sinal apresenta sua própria velocidade de propagação originando uma distorção na frente de onda [72].

Uma característica importante na análise de sistemas de aterramento é a não-homogeneidade do solo. Devido à própria formação geológica ao longo dos anos, os solos apresentam-se normalmente estratificados, formando camadas horizontais de meios com características eletromagnéticas bastante distintas. Além disso, não é incomum a presença, em solos não tratados, de estruturas como pedras, troncos e outros objetos que alteram ainda mais as características do meio.

Por todos estes detalhes fica claro que a medição e a simulação numérica são as únicas alternativas viáveis para verificar o desempenho deste tipo de problema. Os processos de medida, por sua vez, são normalmente executados com a inserção de correntes de baixa frequência (análise quase-estática) e amplitudes muito aquém daquelas apresentadas por surtos reais. Estes procedimentos comprometem extremamente os resultados, sobretudo para aplicações em EMC [73,74]. Por outro lado, as simulações apresentadas na literatura especializada empregam normalmente pacotes especializados, tais como TRAGSYS, CDGES, GMT entre outros.

Neste contexto, surgiu a idéia de modelar os problemas de aterramento elétrico usando o método TLM-TD. Os resultados obtidos são apresentados primeiramente para um sistema mais simples com o intuito de verificar algumas considerações importantes para trabalhos futuros e a seguir para algumas das estruturas de aterramento mais práticas.

5.3.1 Teste de modelagem de um sistema de aterramento simples

Algumas das considerações normalmente levadas em conta quando da modelagem de sistemas de grande porte, como é o caso das topologias de aterramento, foram testadas antes da aplicação do código desenvolvido em aplicações reais. É o caso, por exemplo, do uso de eixos (ou planos) de simetria e do truncamento de domínio.

Para tanto, foram utilizados dois sistemas de aterramento fictícios, porém simples o suficiente para demonstrarem a validade das considerações citadas anteriormente. O primeiro caso é formado por uma haste vertical única (2,4m de comprimento) posicionada no centro do domínio de cálculo. Para testar o efeito de truncamento do domínio simulou-se o mesmo problema considerando dois valores de área em volta da haste ($4 \times 4\text{m}^2$ e $2 \times 2\text{m}^2$). Os resultados para ambas as situações, considerando o mesmo tempo de propagação, podem ser vistos na figura 5.4.

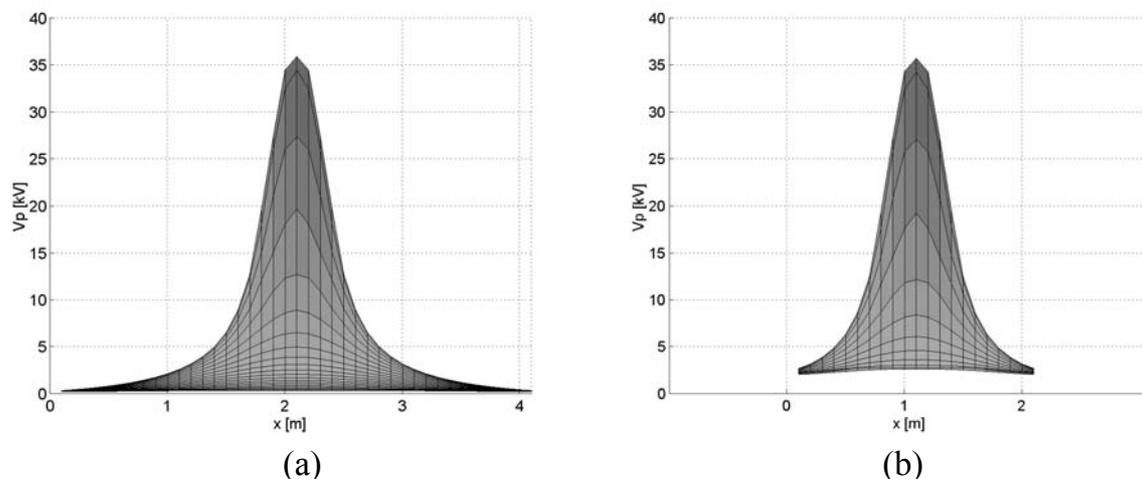


Fig. 5.4 – Tensão na superfície do solo (haste única):
(a) $4 \times 4\text{m}^2$; (b) $2 \times 2\text{m}^2$.

Apesar da proximidade das fronteiras impostas na situação de menor área, vista na figura 5.4(b), pode-se notar uma excelente concordância entre os dois resultados. Desta forma, pode-se admitir que o truncamento de domínio não é uma consideração crítica para este tipo de aplicação.

Num segundo caso, considera-se duas hastes verticais (2,4m) interligadas e posicionadas a uma distância de 2m uma da outra. Para testar o efeito de consideração de simetria do domínio, simulou-se o mesmo problema considerando primeiramente o domínio completo (presença das duas hastes) e posteriormente apenas metade do domínio, considerando uma fronteira de simetria ($\Gamma=1$) a meio caminho entre as duas hastes. Os resultados podem ser vistos nas figuras 5.5 e 5.6.

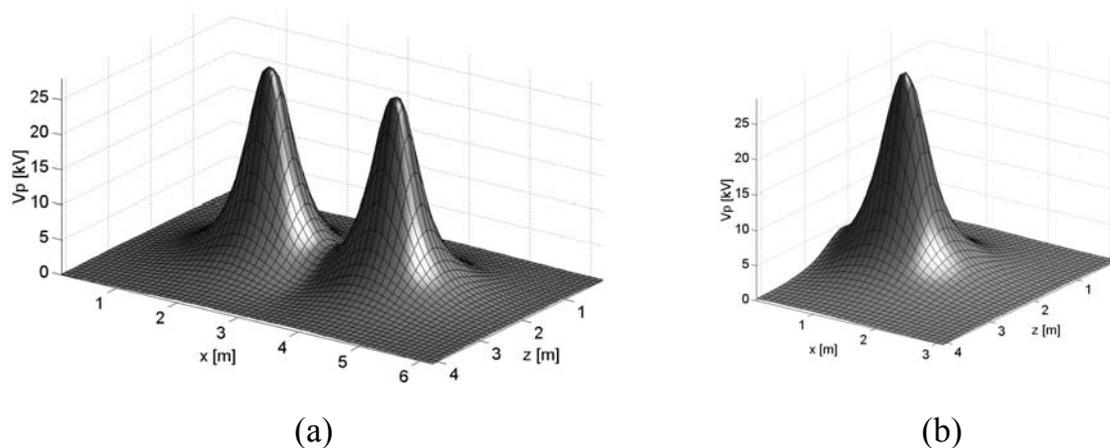


Fig. 5.5 – Tensão na superfície do solo (duas hastes interligadas):
(a) Domínio completo; (b) Considerando a simetria.

Novamente pode-se notar uma proximidade muito grande entre os resultados. Esta concordância fica mais evidente quando observa-se as curvas de linhas equipotenciais para as duas situações (figura 5.6).

As próximas seções são dedicadas aos resultados obtidos com a simulação de sistemas reais. Alguns dos casos estão associados à possibilidade de comparação dos resultados obtidos com aqueles disponíveis em outras referências. Outros casos foram abordados devido à demanda durante o desenvolvimento desta tese. De qualquer forma, uma atenção foi tomada para que uma relativa diversidade de topologias fosse abordada.

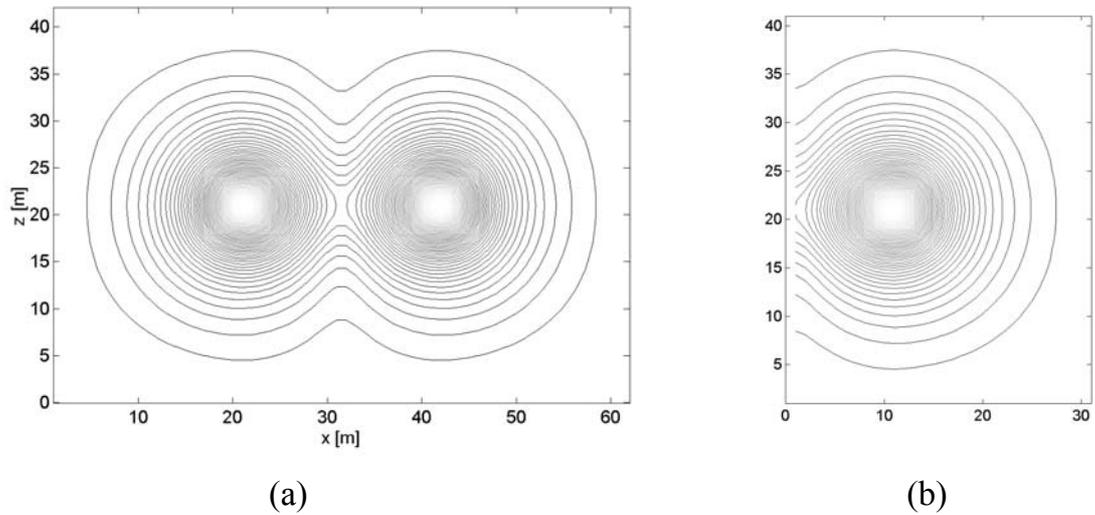


Fig. 5.6 – Equipotenciais na superfície do solo (duas hastes interligadas):
 (a) Domínio completo; (b) Considerando a simetria.

5.3.2 Modelagem de um sistema de aterramento em anel

O primeiro sistema de aterramento modelado foi o de anel retangular, devido à possibilidade de comparação com os dados contidos na referência [75]. A topologia deste sistema é muito comum em construções prediais e pode ser vista na figura 5.7. Por questões de economia de recursos computacionais e de simetria do problema decidiu-se pela simulação de apenas $\frac{1}{4}$ da estrutura. A fração simulada é situada na área hachurada na figura 5.7(a) e detalhada na figura 5.7(b).

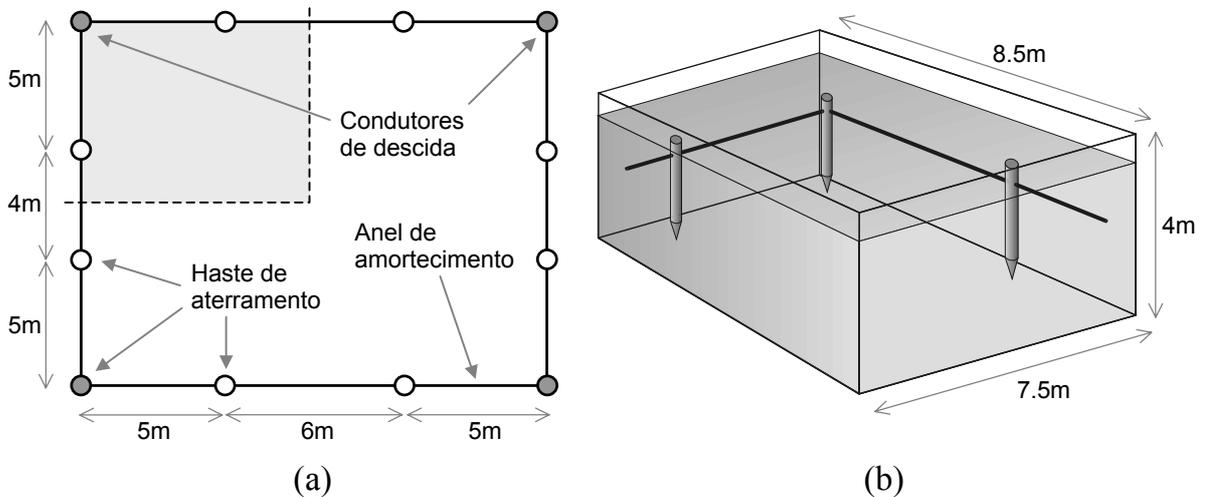


Fig. 5.7 – Sistema de aterramento em anel retangular:
 (a) Planta do sistema global; (b) Perfil do volume modelado.

As hastes possuem o comprimento de 2,5m e estão colocadas a uma profundidade de 0,5m da superfície do solo, cuja resistividade é de $1000\Omega.m$. Os quatro cantos da estrutura são alimentados pelos condutores de descida provenientes do pára-raios. De acordo com a referência já citada, estas hastes serão excitadas com um surto de corrente em dupla exponencial de “ $1.2\mu s/50\mu s$ ” e uma amplitude máxima de 1kA.

O volume de cálculo é formado por uma malha de $90 \times 45 \times 80$ nós, respectivamente dispostos nas direções x , y e z . Cada nó foi simulado com a forma cúbica de aresta $\Delta \ell = 10\text{cm}$.

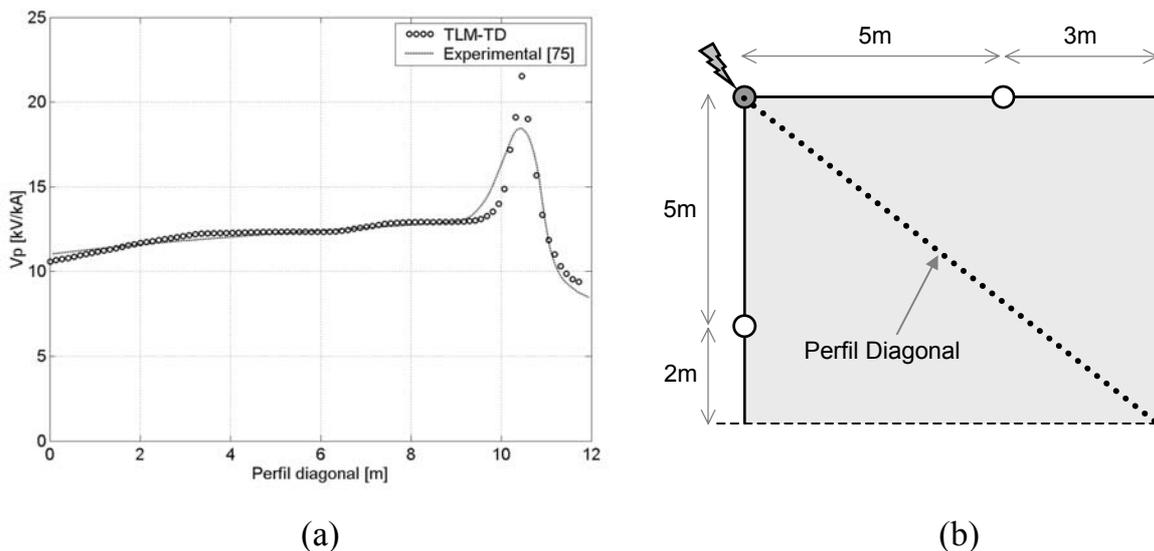


Fig. 5.8 – Tensão na superfície do solo:
(a) Comparação com a referência [75]; (b) Vetor de nós na diagonal.

Os primeiros resultados mostram a tensão na superfície do solo, sendo os valores tomados numa linha diagonal como mostrado na figura 5.8(b). Considera-se o centro do sistema como a coordenada zero. Na figura 5.8(a), a linha pontilhada representa o resultado obtido em [75] e os pontos representam os valores obtidos na simulação com o TLM-TD. Nota-se que os resultados são bastante próximos, exceto para os valores sobre a haste. Este problema está relacionado ao tempo em que os valores foram tomados, já que por ser um ponto de excitação, ele deve estar sujeito a maior quantidade de energia. Outra causa da discrepância pode estar relacionada ao valor relativamente elevado das dimensões dos nós.

Um sistema de aterramento bem projetado deve permitir a descarga da corrente de surto em um tempo rápido o suficiente para evitar danos às instalações protegidas. Este tempo deve ser da ordem de microssegundos e no máximo algumas unidades de milissegundos [72]. A figura 5.9 mostra os resultados obtidos para a tensão observada na superfície do solo de todo o volume modelado (considera-se $\epsilon_r=10$). Os arquivos foram gerados a partir dos valores médios tomados durante certos intervalos de iterações. Assim, pode-se acompanhar a propagação das tensões pelos elementos do sistema de aterramento e destes para o solo.

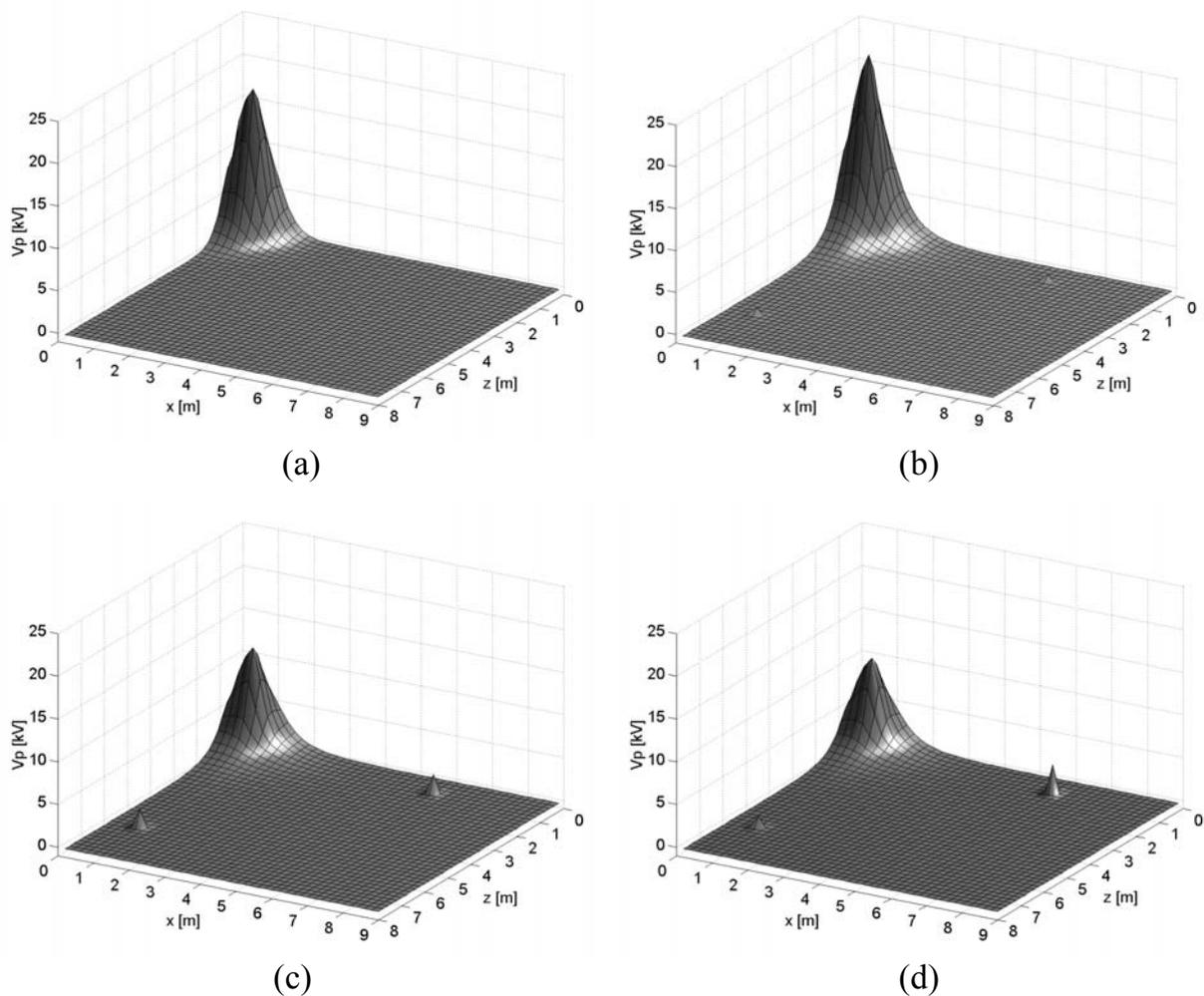


Fig. 5.9 – Propagação das tensões na superfície do solo:
Propagação em: (a) $0.1 \mu\text{s}$; (b) $0.5 \mu\text{s}$; (c) $1.0 \mu\text{s}$; (d) $5.0 \mu\text{s}$.

O gráfico da figura 5.9(a) foi obtido nos primeiros instantes de excitação do sistema. Praticamente toda a energia cedida ao sistema está concentrada nas imediações da haste excitada. Num momento posterior (b), observam-se as

máximas tensões nas proximidades da haste excitada. É interessante notar que a curva de excitação usada ainda não atingiu o seu máximo. Ainda no mesmo gráfico pode-se notar a presença de mais dois picos de valores reduzidos decorrentes das hastes secundárias. Nos instantes seguintes, vê-se a continuidade da propagação com os valores de tensão já em queda. Na superfície do solo os níveis de tensão nas proximidades do anel de amortecimento são praticamente nulos.

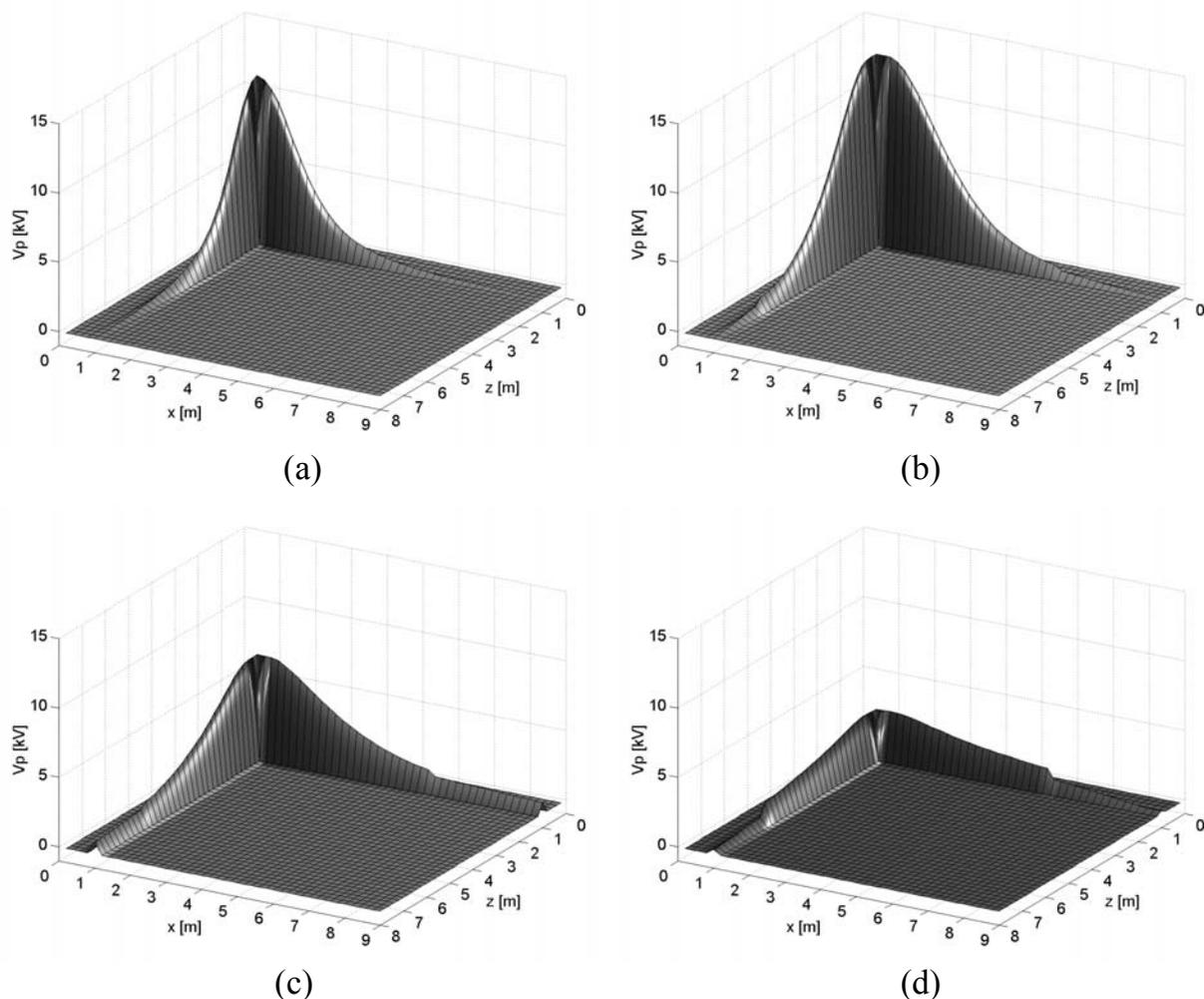


Fig. 5.10 – Propagação das tensões no plano do anel de amortecimento:
Propagação em: (a) $0.1 \mu\text{s}$; (b) $0.5 \mu\text{s}$; (c) $1.0 \mu\text{s}$; (d) $5.0 \mu\text{s}$.

A figura 5.10 mostra os gradientes de tensão não mais na superfície do solo mas no plano formado pelos condutores do anel de amortecimento. A seqüência de gráficos mostra a propagação da onda formada pelo surto de corrente. Inicialmente, o sinal é propagado da haste de excitação para o anel. Ao atingir as hastes

secundárias formam-se os primeiros indícios de reflexão da onda. Os gráficos (c) e (d) mostram claramente que as reflexões nestas hastes diminuem a eficiência do sistema, que necessita de um tempo maior para propagar a energia cedida pelo surto. Resultados semelhantes a estes foram encontrados para uma haste horizontal em [76] usando o método FDTD.

5.3.3 Modelagem de um sistema de aterramento em grade

O sistema de aterramento horizontal, com a formação de grades simples ou múltiplas, é muito comum em subestações urbanas de alta tensão [77,78]. A topologia analisada consiste de uma grade de $60 \times 60 \text{m}^2$ formada por condutores distantes 10m um do outro. A figura 5.11 mostra a planta do sistema de aterramento (a) bem como as dimensões do domínio de cálculo (b). Foi adotada uma malha de $350 \times 50 \times 350$ nós, respectivamente dispostos nas direções x , y e z .

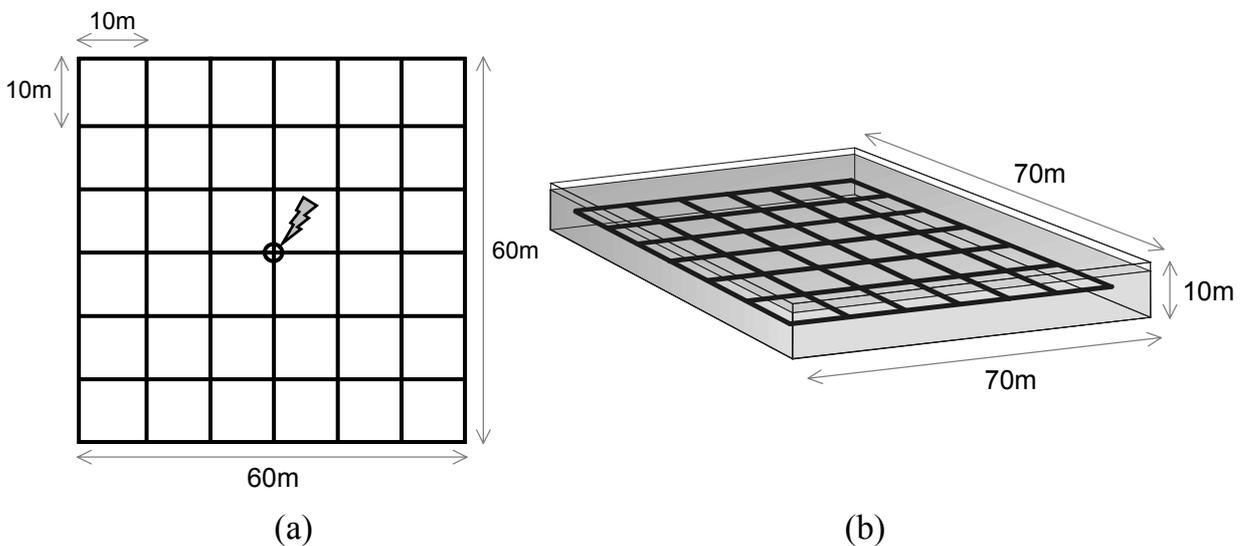


Fig. 5.11 – Sistema de aterramento em grade horizontal:
(a) Planta do sistema global; (b) Perfil do volume modelado.

Os primeiros resultados mostram a tensão na superfície do plano formado pelos condutores da grade em um solo de resistividade $\rho=100\Omega.m$ e permissividade relativa $\epsilon_r=36$. Os gráficos da figura 5.12(a) reproduzem a seqüência de resultados obtidos em [79] e os da figura 5.12(b) a seqüência obtida para os mesmos instantes de tempo com a simulação TLM-TD.

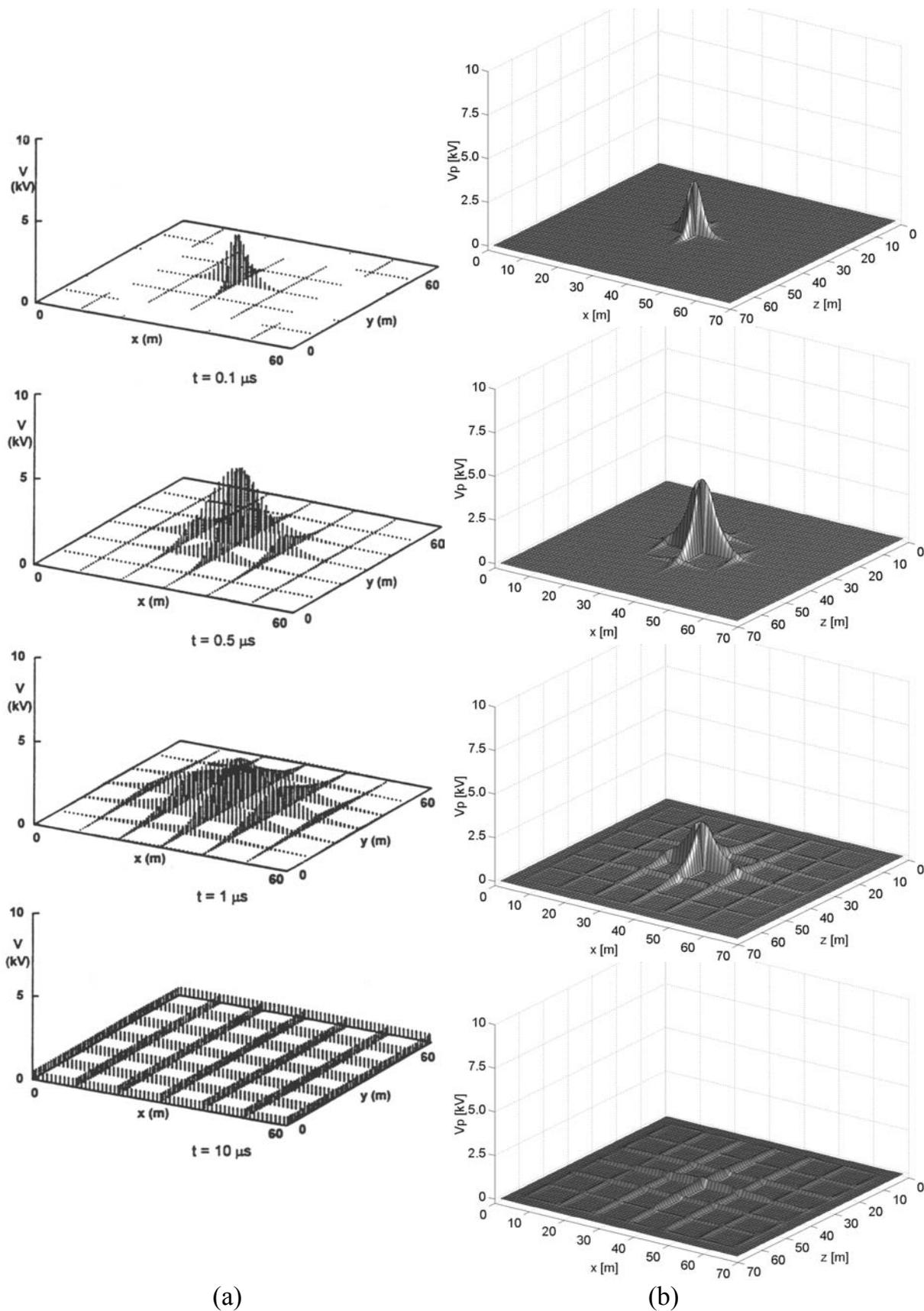


Fig. 5.12 – Sequência de propagação nos condutores da grade:
 (a) Referência [79]; (b) TLM-TD. Em: 0.1 μ s; 0.5 μ s; 1.0 μ s; e 10 μ s.

Nota-se que novamente os resultados são bastante próximos, incluindo os valores de pico. Nota-se que os valores máximos de tensão se dão durante o primeiro microssegundo. A partir deste tempo, o sistema começa a responder a parte de descida do sinal de excitação, comportando-se praticamente como uma malha de aterramento excitada por um sinal DC.

Adicionalmente, avaliou-se também a tensão na superfície do solo ($\rho=1000\Omega.m$). O gráfico da figura 5.13(a) foi obtido nos primeiros instantes de excitação do sistema. Apenas uma pequena área central é excitada. Na seqüência das figuras 5.13 (b), (c) e (d) pode-se observar a propagação do surto sobre o resto da grade enquanto o valor de pico sobre o ponto central diminui.

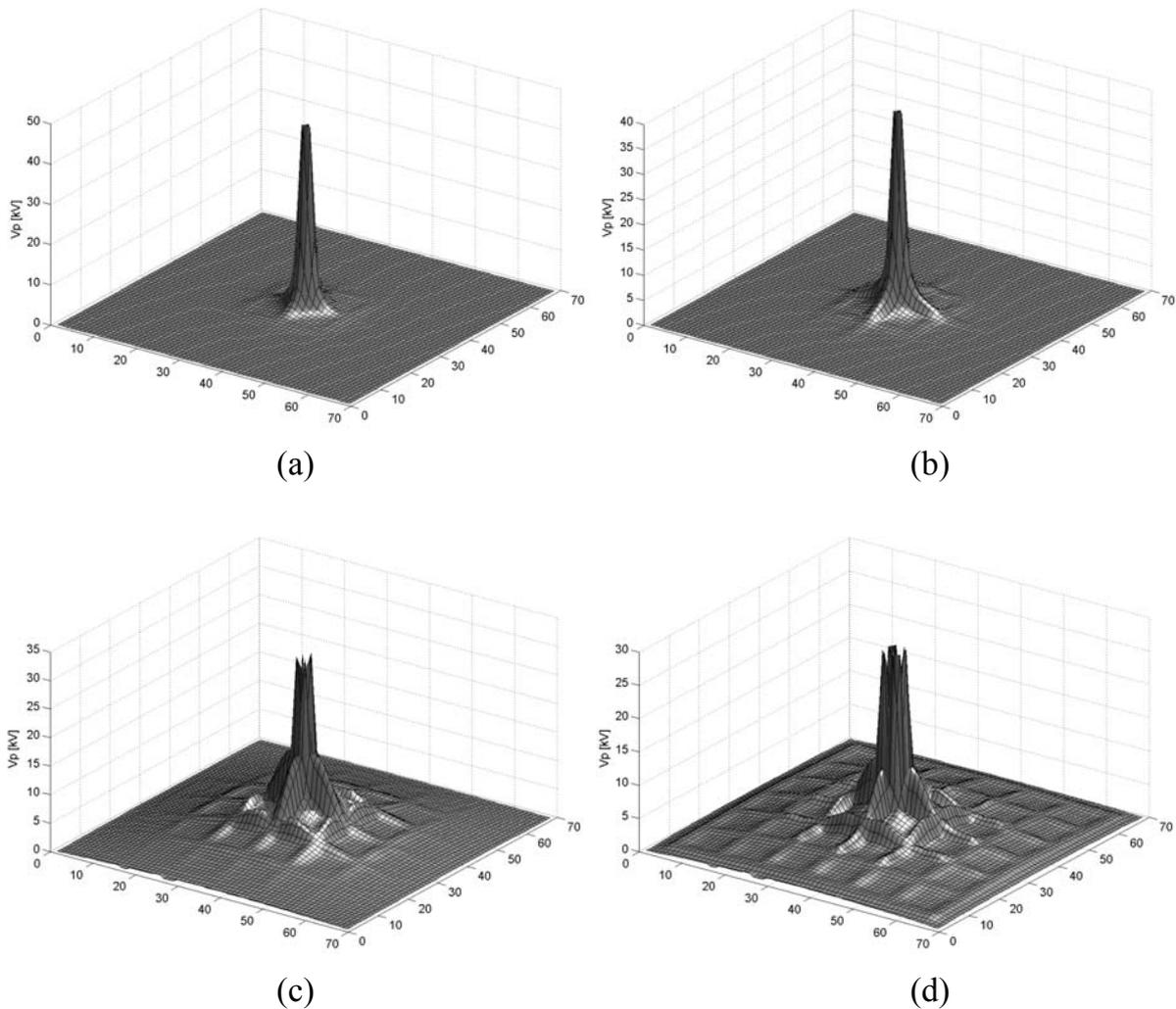


Fig. 5.13 – Seqüência de propagação nos condutores da grade:
Propagação em: (a) $0.1\mu s$; (b) $0.5\mu s$; (c) $1.0\mu s$; (d) $10\mu s$.

Resultados bastante similares foram encontrados usando uma ferramenta de simulação no domínio da frequência em [80]. Uma pequena discrepância pode ser observada no ponto de aplicação da excitação, causada provavelmente pelas reflexões nos cruzamentos dos condutores adjacentes ao ponto central onde a excitação é aplicada. Este fato é mais evidente nos gráficos (c) e (d), quando a tensão sobre estes cruzamentos adjacentes é mais significativa.

5.3.4 Modelagem de um sistema de aterramento em solo estratificado

A topologia analisada é mostrada na figura 5.15, abaixo. O sistema de aterramento de hastes em linha é bastante utilizado em construções residenciais. Como pode ser observado, modelou-se o solo em duas camadas de resistividades diferentes. A estratificação do solo é uma das técnicas mais recomendadas pelos profissionais desta área para melhor descrever o problema da não-homogeneidade.

Dois solos foram considerados. A camada mais superficial é formada por um solo do tipo arenoso ($\rho=372\Omega.m$; $\epsilon_r=10$). Já a camada mais profunda é formada de solo argiloso ($\rho=145\Omega.m$; $\epsilon_r=36$). Uma das facilidades do método TLM pode ser observada neste caso, pois as alterações se restringem ao arquivo de entrada, não sendo necessária nenhuma alteração na formulação do algoritmo proposto.

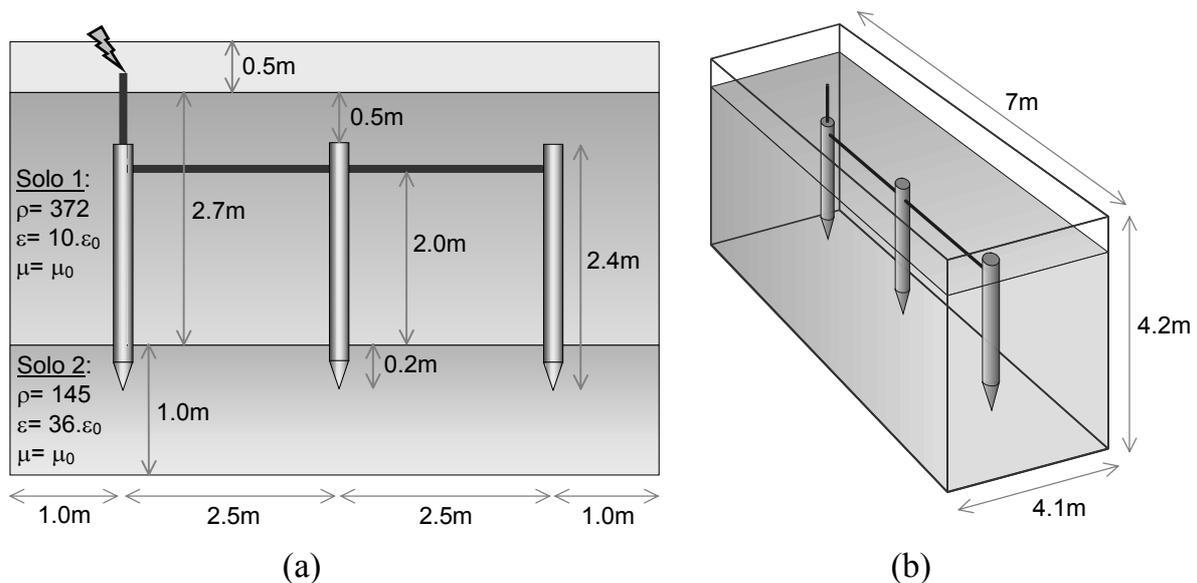


Fig. 5.15 – Sistema de aterramento em linha:
 (a) Dimensões modeladas; (b) Perfil.

A figura 5.16 mostra os gráficos para diferentes instantes de propagação na superfície do solo. Devido às reduzidas dimensões do sistema, o tempo de propagação para um surto padrão é bem menor que aqueles observados para os casos anteriores. É especialmente interessante notar como se dá a transferência de energia da haste principal para as duas adjacentes nos gráficos (c) e (d).

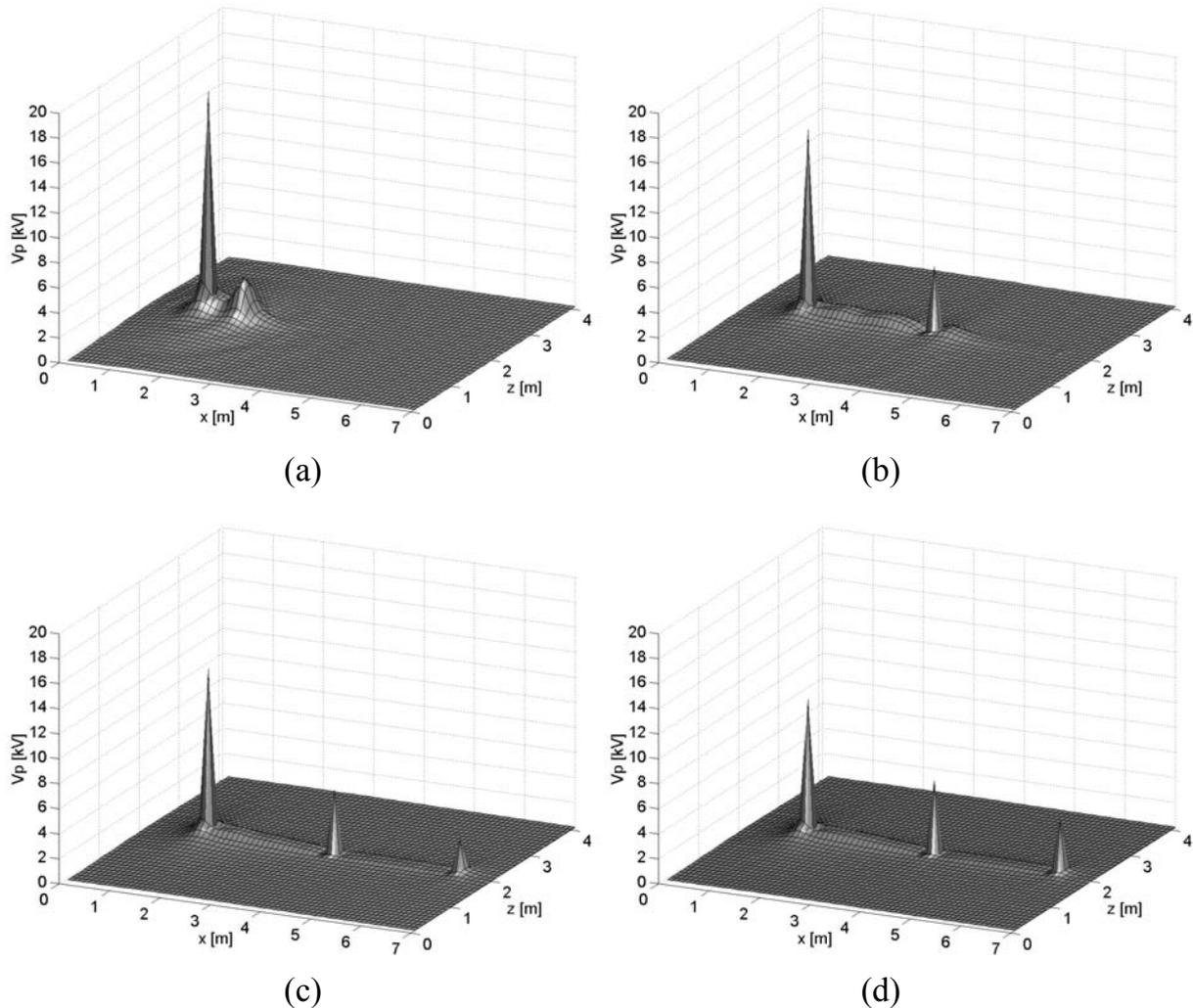


Fig. 5.16 – Propagação das tensões na superfície do solo (estratificado):
Propagação em: (a) 25ns; (b) 50ns; (c) 100ns; (d)250ns.

A título de comparação, simulou-se o mesmo sistema sem a estratificação do solo. Os resultados são mostrados na figura 5.17 considerando apenas solo argiloso. A primeira observação é a diminuição generalizada das amplitudes da tensão propagada. Isto ocorre porque o solo empregado na modelagem não estratificada possui uma resistividade menor do que aquele usado na camada superior da

modelagem estratificada. Uma outra alteração nos perfis de propagação é a existência de um pico mais pronunciado na última haste do gráfico (d). Este efeito se deve à consideração de uma permissividade maior ($\epsilon_r=36$) para a o solo argiloso. Desta forma, observa-se um aumento da corrente de aterramento escoando pela última haste.

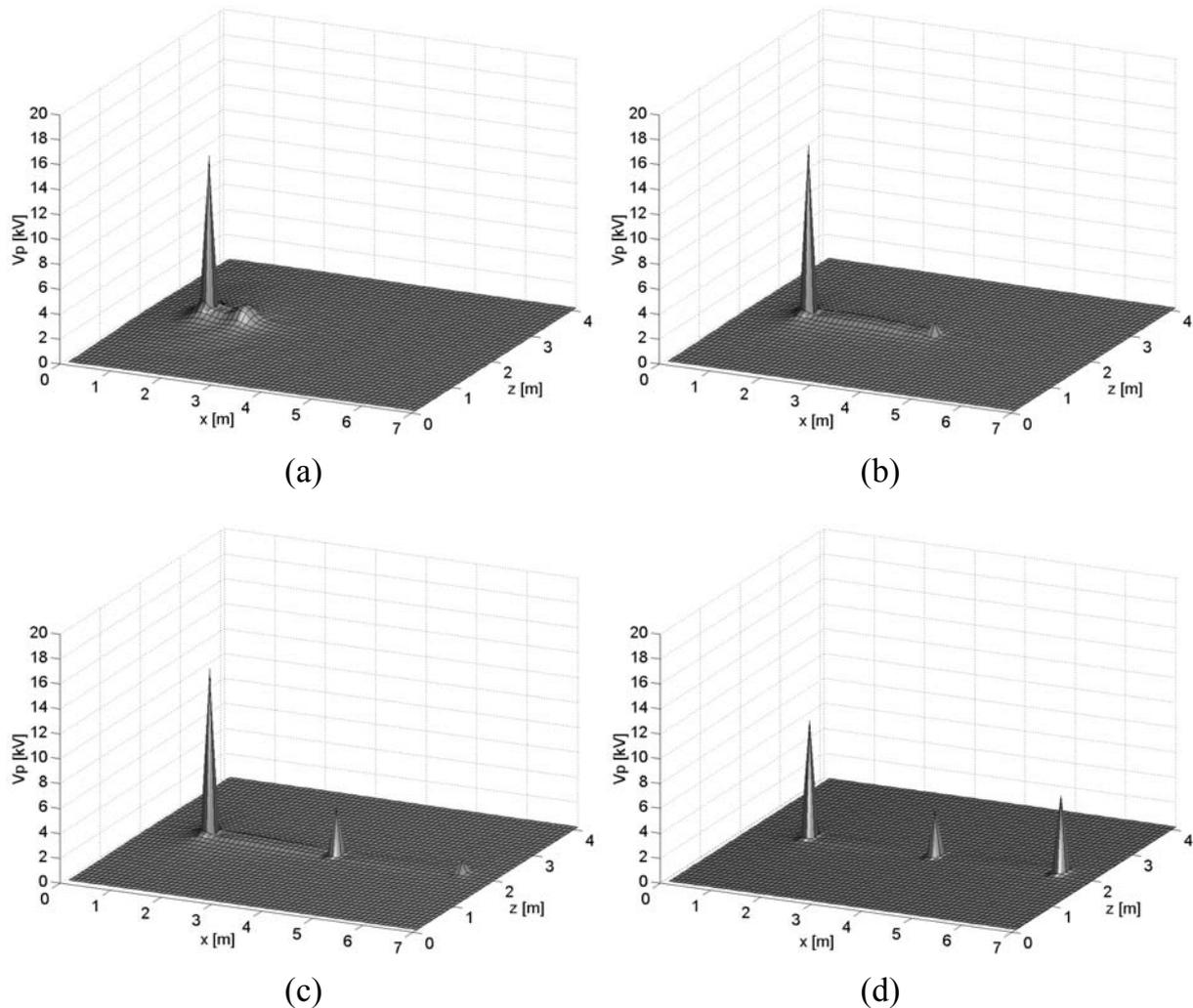


Fig. 5.17 – Propagação das tensões na superfície do solo (não estratificado):
Propagação em: (a) 25ns; (b) 50ns; (c) 100ns; (d)250ns.

Adicionalmente, foram verificados os valores de corrente para esse sistema. Três planos foram definidos: dois horizontais, nas profundidades de meia haste ($y=1.7\text{m}$) e logo abaixo destas ($y=3.2\text{m}$); e um vertical, entre a primeira (haste excitada) e a segunda haste. A figura 5.18 mostra os resultados para a propagação da corrente através do plano vertical.

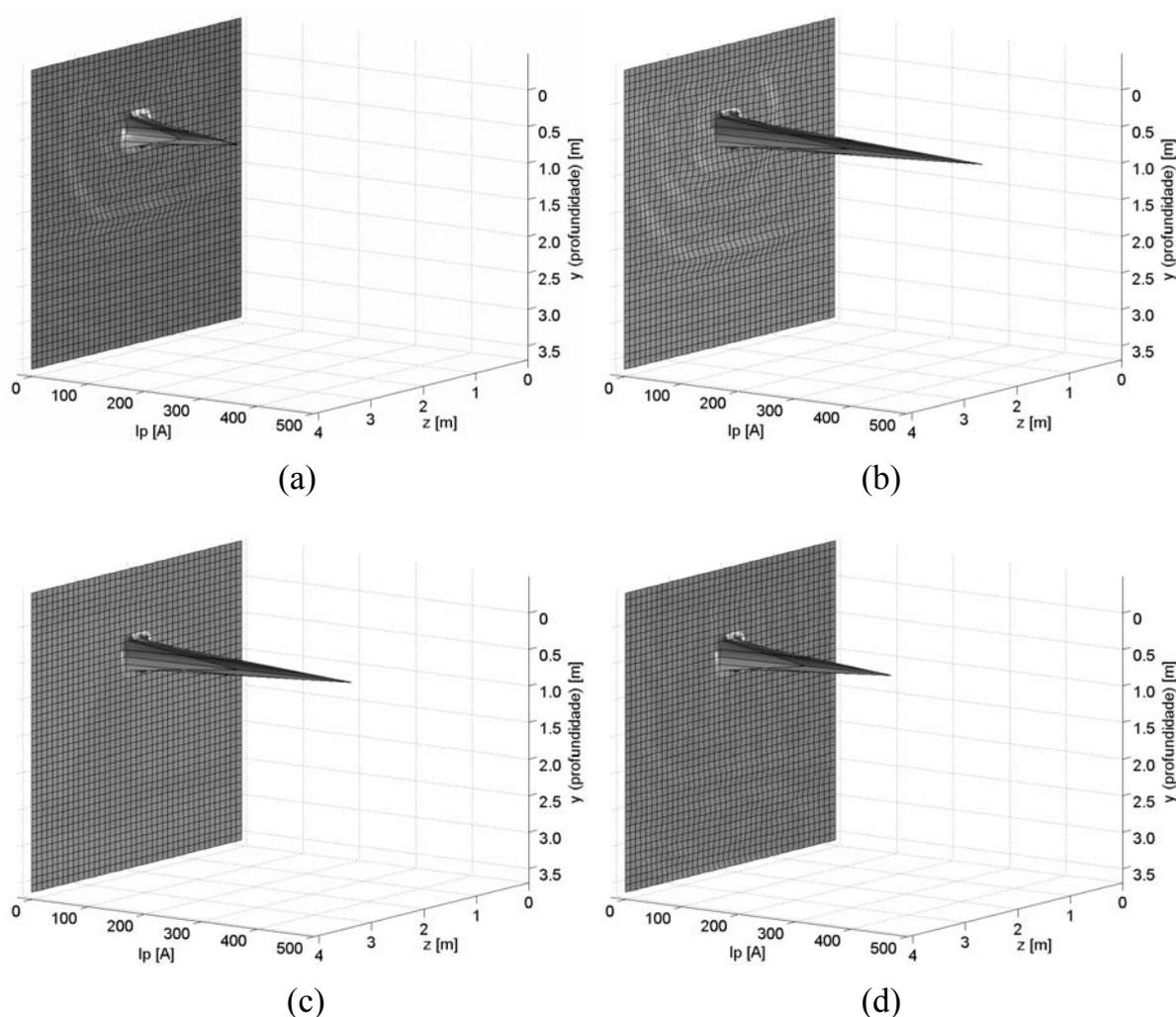


Fig. 5.18 – Propagação das correntes através do plano vertical (solo estratificado):
Propagação em: (a) 50ns; (b) 75ns; (c) 100ns; (d) 500ns.

Os picos de corrente nos gráficos da figura 5.18 correspondem à posição do condutor de interligação das hastes e indicam a transferência de energia de uma haste para a outra. É interessante observar as ondulações presentes nos gráficos (a) e (b), indicando a parte da corrente que se propaga pelo solo. Pode-se notar a deformação na parte superior e inferior da onda, nas interfaces com o ar e com a camada inferior de argila, respectivamente.

Comparando estes resultados de corrente com aqueles obtidos para a tensão na figura 5.16, pode-se observar que os maiores valores de correntes ocorrem nos intervalos em que as tensões nas proximidades da segunda e terceira haste aumentam.

A figura 5.19 mostra os gráficos de corrente para o plano horizontal posicionado a meia profundidade das hastes. Os picos nos gráficos de corrente se devem à propagação ao longo de cada haste.

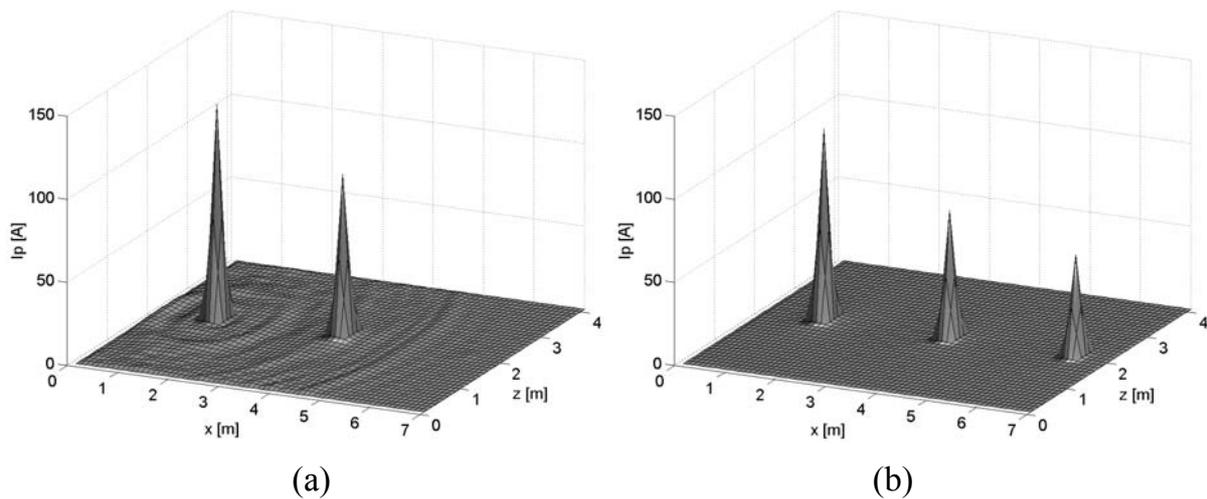


Fig. 5.19 – Propagação das correntes através do plano horizontal (meia haste):
Propagação em: (a) 50ns; (b) 100ns.

A figura 5.20 mostra os valores de corrente para o plano horizontal posicionado abaixo das hastes. A inexistência de estruturas metálicas faz com que o perfil de corrente seja bem mais distribuído. Pelo mesmo motivo as amplitudes observadas são relativamente reduzidas.

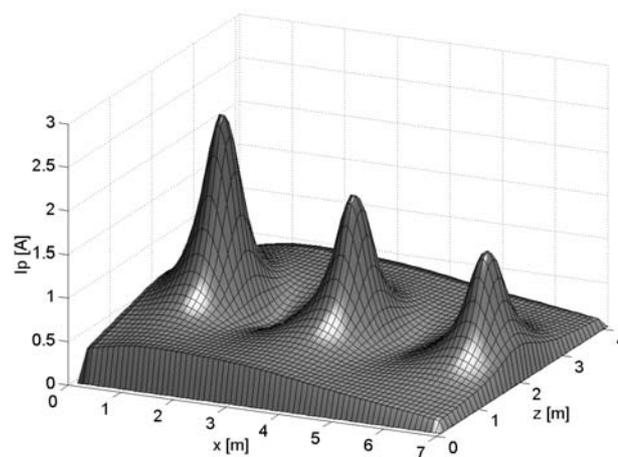


Fig. 5.20 – Propagação das correntes através do plano horizontal (abaixo das hastes).

5.3.5 Modelagem de um sistema de aterramento híbrido

A última topologia analisada neste trabalho diz respeito ao sistema de aterramento impulsivo da Usina Hidroelétrica de Herval (UHEH). Este projeto está inserido na Filosofia Integrada de CEM utilizada no desenvolvimento do sistema de operação não assistida e supervisão remota da usina [81]. A figura 5.21 mostra uma vista aérea da localização da usina do Herval, bem como uma planta baixa do sistema de aterramento, formado pelos contrapesos radiais e o anel submerso no leito do rio.

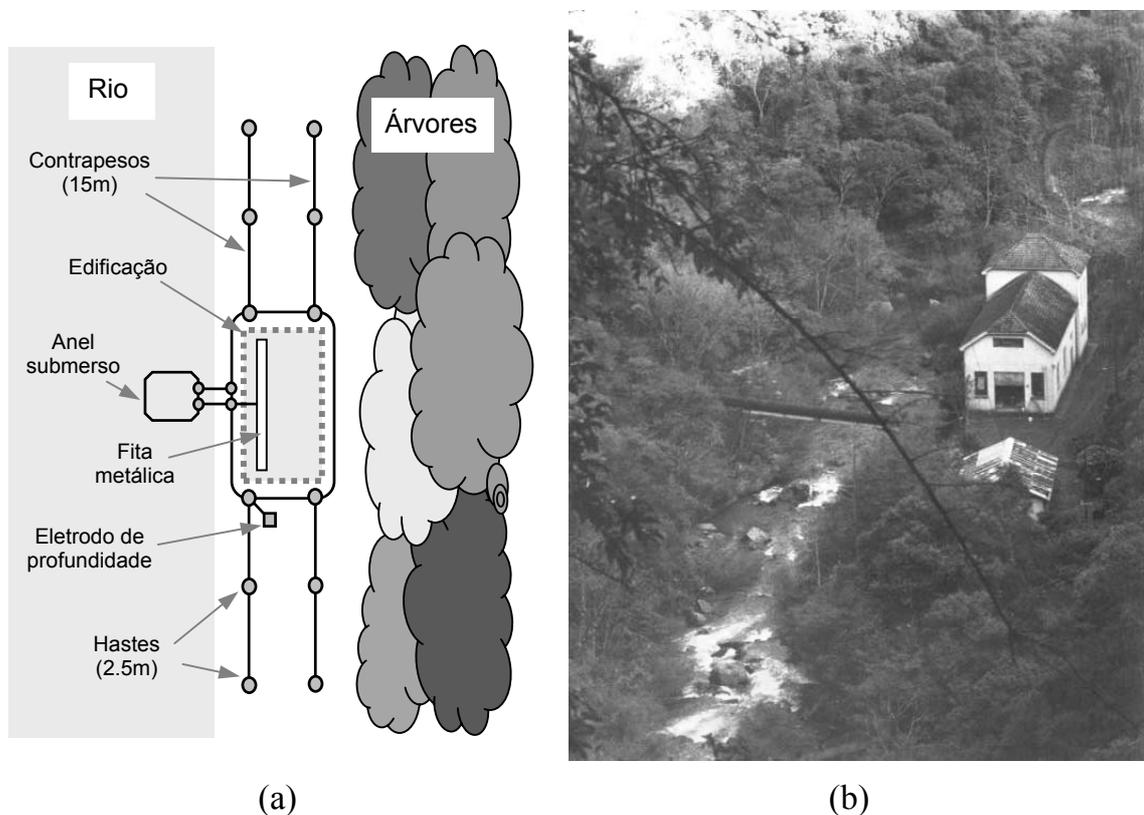


Fig. 5.21 – Usina hidroelétrica do Herval (UHEH).
(a) Planta baixa (fora de escala); (b) Vista aérea.

O prédio da usina foi construído sobre um solo rochoso com uma camada de aterro de constituição argilosa. Os valores de resistividade do solo foram medidos (apenas na direção longitudinal devido à impossibilidade física) e calculados usando o método de otimização de Hooke-Jeeves [81]. Após a estratificação (por *software*), chegou-se a um modelo de duas camadas: a primeira (mais superficial) com resistividade de $72\Omega.m$ e profundidade de $0.82m$; e a segunda com resistividade de

3000 Ω .m. As permissividades elétricas relativas para a primeira e segunda camada foram modeladas como 36 e 10 respectivamente.

O leito do rio, estando 2m abaixo do plano do plano do prédio foi modelado com os mesmos parâmetros da segunda camada (mais profunda). A água do rio foi modelada com uma resistividade de 50 Ω .m e uma permissividade elétrica relativa de 80.

Em função da simetria quase perfeita e das dimensões do sistema decidiu-se pela simulação de apenas metade da estrutura física. Desta forma, o problema foi reduzido a um volume modelado de 42 \times 5 \times 24m³. Usando um nó regular de 0.2 \times 0.2 \times 0.2m³, chega-se a um volume de cálculo final formado por 210 \times 25 \times 120 nós. A figura 5.22 mostra a disposição dos principais componentes do sistema de aterramento posicionados em termos de nó.

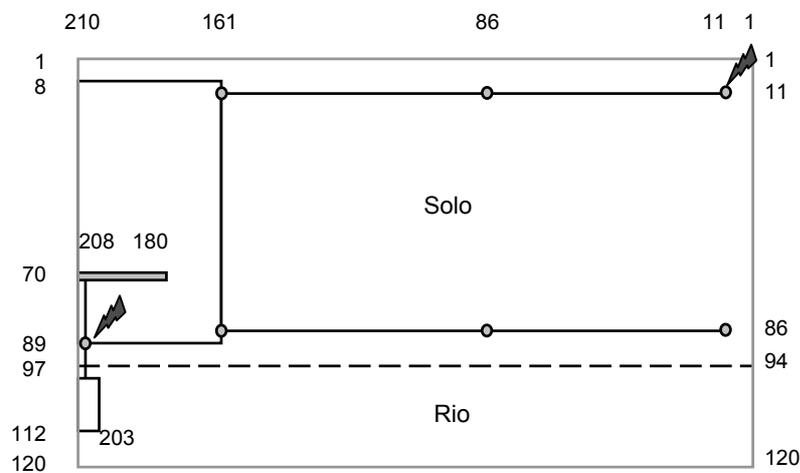


Fig. 5.22 – Planta do volume modelado (em escala).
(Posicionamento dos nós).

Dois pontos do sistema foram usados como locais de incidência do surto atmosférico (1kA; 1.2 μ s/50 μ s): o ponto mais distante da fita interna (extremidade do contrapeso superior na figura 5.22) e a junção da malha submersa, do anel de amortecimento e da fita interna. O primeiro foi escolhido pois teoricamente vai representar os maiores valores de tensão na superfície do solo; o segundo, por ser

um ponto estratégico de junção de várias malhas e por receber alimentação de cabos de comunicação, usados para a supervisão remota da usina [81].

Com o intuito de discriminar cada um dos elementos do sistema na sua posição modelada, a figura 5.23 mostra um detalhe ampliado do perfil de tensões na superfície do solo (e do leito do rio) quando um surto de corrente atinge o ponto de junção das malhas.

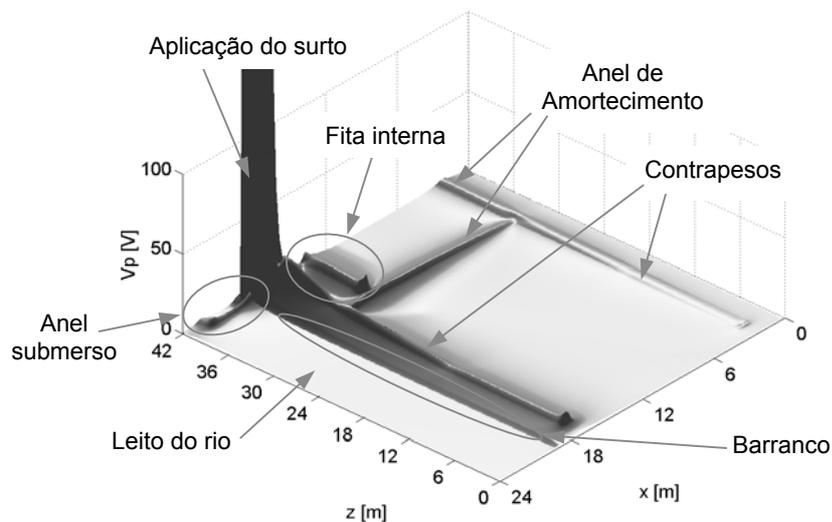


Fig. 5.23 – Localização dos elementos do sistema de aterramento.

A figura 5.24 mostra os gráficos para diferentes instantes de propagação na superfície do solo. Primeiramente é possível ver como se dá a transferência de energia por toda a malha de aterramento. Como previsto, algumas reflexões podem ser sentidas nas junções dos diversos elementos (hastes, anéis e condutores). É importante notar que os níveis de tensão no anel submerso são normalmente baixos, decorrência da baixa resistividade da água. Uma visão detalhada no entanto, permite observar picos mais pronunciados nos cantos do anel (considerado retangular). Este fato está ligado ao alto valor de permissividade do meio. Este comportamento também é observado na fita. Neste caso, os picos são mais evidentes nos primeiros instantes do transitório, já que o valor de permissividade do solo é bem menor. De resto, a fita interna se comporta como uma equipotencial durante todo o surto aplicado, evitando maiores problemas aos equipamentos a ela ligados.

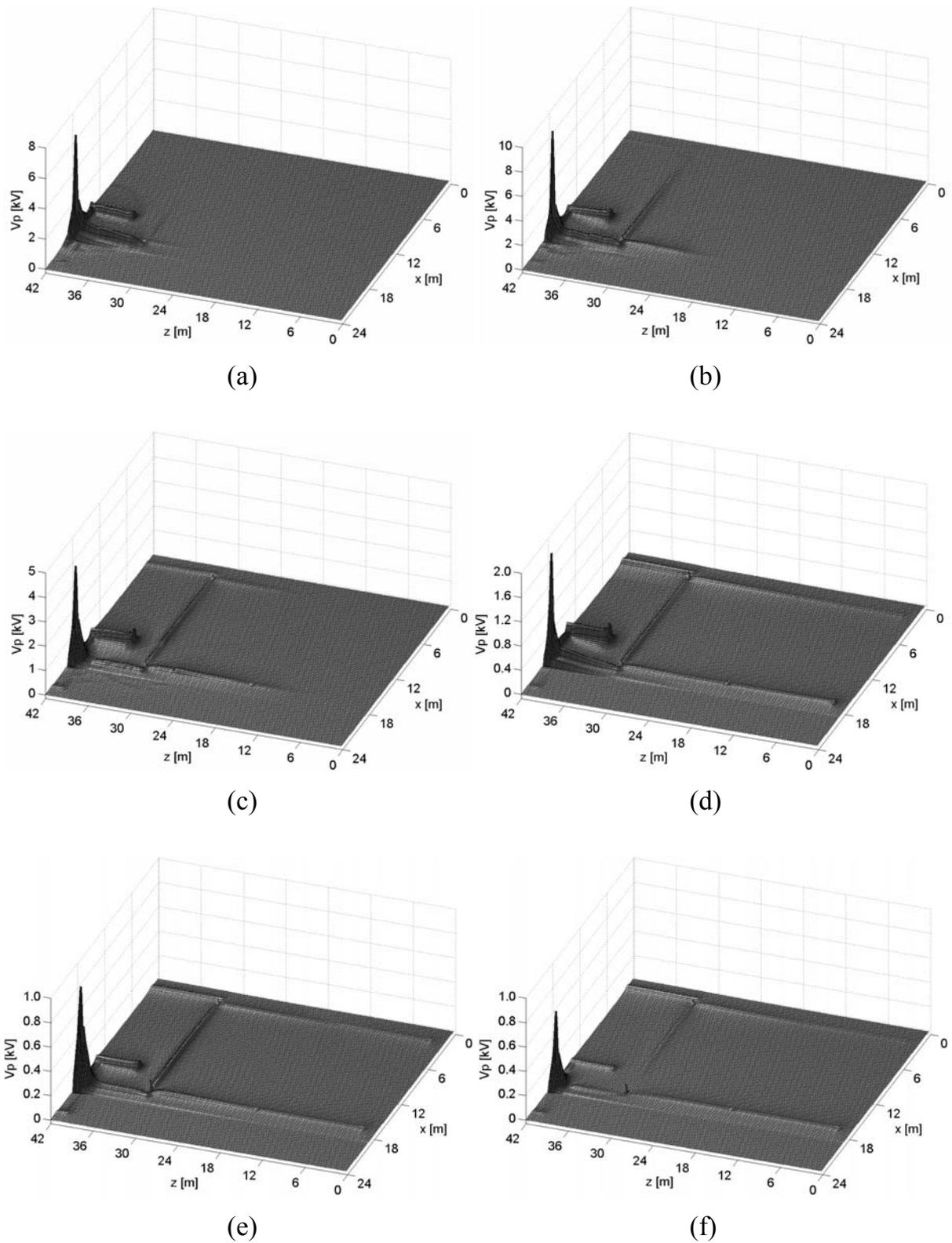


Fig. 5.24 – Propagação das tensões na superfície do solo:
 Propagação em: (a) $0.1 \mu\text{s}$; (b) $0.2 \mu\text{s}$; (c) $0.5 \mu\text{s}$; (d) $1.0 \mu\text{s}$; (e) $1.5 \mu\text{s}$; (f) $2.0 \mu\text{s}$.

Finalmente, o gráfico da figura 5.25 mostra o efeito da inserção do surto de corrente na extremidade do contrapeso. Como esperado, os níveis de tensão atingidos nas proximidades do ponto de excitação são maiores, contudo, passado todo o tempo de simulação, as tensões sobre a fita e o anel submerso não ultrapassaram umas poucas dezenas de volts.

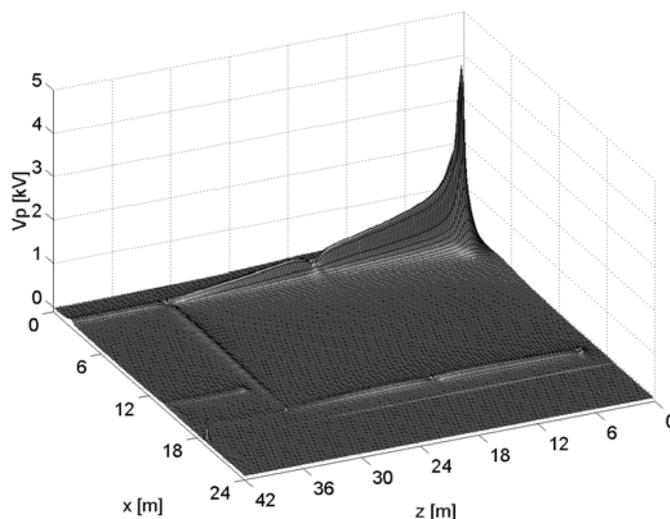


Fig. 5.25 – Surto aplicado na haste da extremidade ($t=1.0\mu\text{s}$).

5.4 Conclusões deste capítulo

Este capítulo apresentou a aplicação do algoritmo desenvolvido para o TLM-TD na análise de diferentes tipos de sistemas de aterramento impulsivo. A partir dos resultados simulados, foi possível fazer algumas comparações com os resultados encontrados na bibliografia, chegando-se a um excelente grau de concordância.

Os problemas foram executados num computador pessoal baseado no processador Pentium[®] III de 450MHz e memória RAM de 128Mbytes. Nesta configuração os tempos de simulação ficaram em torno de 1.5 horas para o menor caso (três hastes em linha) e até 5 dias para o problema mais demorado (grade de 60×60m).

A formulação do método TLM-TD permitiu modelar, de forma simples e elegante, várias características problemáticas inerentes à análise de estruturas de aterramento impulsivo:

- Perdas devido à resistividade do solo;
- Estratificação das características elétricas e magnéticas;
- Inserção de estruturas diferenciadas (rochas de volumes diversos, estruturas de construções, etc.);
- Espaço aberto e grandes volumes de análise.

Conclusões Gerais

Durante a elaboração desta tese, muitos objetivos foram alcançados e muitas dúvidas esclarecidas. Esta seção apresenta algumas conclusões globais deste trabalho. Inicialmente, pode-se dizer que a modelagem numérica de estruturas que apresentam ou podem apresentar problemas de compatibilidade eletromagnética tem se tornado uma importante ferramenta para a solução ou minimização destes problemas. Modelar uma estrutura significa poder avaliar o seu comportamento, sem a necessidade de tê-la construída ou prototipada. Isto, na maioria dos casos, implica numa redução de custos com o projeto e desenvolvimento de novas estruturas, produtos e sistemas. Dentro desta filosofia, dois temas diretamente ligados à compatibilidade eletromagnética foram desenvolvidos neste período. O primeiro, relacionado com a investigação da eficiência de blindagens eletromagnéticas, e o segundo, relacionado com estruturas de grande porte como é o caso dos sistemas de proteção contra descargas atmosféricas. Este último, mais restritivo, já que não pode ser facilmente reconfigurado ao constatar-se um problema de projeto.

Após um estudo preliminar dos métodos mais usualmente empregados para a resolução de problemas de compatibilidade, e focados na solução dos temas citados anteriormente, optou-se por uma análise mais aprofundada do método TLM-TD. Neste sentido, foram apresentados em detalhes, os aspectos fundamentais das versões unidimensional e bidimensional deste método. Esta introdução é importante, pois define de forma simples e concisa toda a filosofia do mesmo. O

entendimento destas versões facilita consideravelmente a compreensão da formulação tridimensional. Assim, não é à toa que toda a estrutura conceitual da formulação em três dimensões foi primeiramente referida ao modelo bidimensional.

O método numérico sofreu uma investigação detalhada no sentido de determinar sua eficiência e confiabilidade. Esta investigação culminou com a elaboração de um algoritmo baseado na formulação tridimensional, considerando uma malha regular, meios não-homogêneos e a presença de perdas. A validação deste algoritmo foi feita em diversas etapas. Inicialmente, utilizou-se alguns casos de propagação de ondas planas em meios conhecidos, de forma a comparar os resultados com valores analíticos disponíveis. Adicionalmente, a escolha de problemas mais práticos para os quais já havia resultados consolidados, também permitiu verificar a validade do código desenvolvido.

Embora a fase de estudo e caracterização do método TLM-TD tenha sido bastante detalhada e completa, inclusive com a investigação do uso de malhas irregulares, é na aplicação do método que reside a maior originalidade deste trabalho. O primeiro tema abordado versou sobre a análise da efetividade de blindagem de gabinetes metálicos. A estrutura analisada tem dimensões e disposição de fendas e aberturas compatíveis com a de gabinetes tipicamente usados em equipamentos de informática e telecomunicações. A análise da influência de aberturas, fendas e outras faltas na blindagem permitiu não somente a definição dos níveis de efetividade da mesma, mas também a avaliação de estratégias para a otimização do projeto de compatibilidade sem a perda das funcionalidades estruturais destas fendas e aberturas.

Grande parte deste trabalho foi dedicada à análise de sistemas de proteção contra surtos atmosféricos, mais especificamente os sistemas de aterramento impulsivo. Neste sentido, várias estruturas foram analisadas, tomando-se o cuidado de abranger uma grande diversidade de topologias práticas. Os resultados obtidos para estes sistemas permitiram avaliar a eficiência na propagação e extinção de surtos de origem atmosférica, verificando os níveis de tensão e corrente em diversos

pontos das estruturas. Vislumbra-se, num futuro não muito distante, a realimentação dos dados obtidos por modelagem numérica à fase de projeto, ajustando o dimensionamento de hastes, condutores e detalhes da topologia usada, a fim de obter melhores perfis de propagação em alta frequência.

Vale destacar que grande parte dos resultados obtidos com os estudos realizados neste trabalho, foi apresentada na forma de artigos técnicos submetidos a eventos e revistas (em anexo). Nove destes artigos já foram publicados e seus resultados muito bem recebidos pela comunidade científica nacional e internacional.

Finalmente, baseado na experiência adquirida ao longo destes últimos anos e principalmente nos projetos mais recentes (alguns inacabados), permite-se a liberdade de indicar perspectivas de prosseguimento deste trabalho. Dentre estas perspectivas cabe destacar:

- Refinar o modelo de gabinetes de forma a considerar a existência de placas de circuito impresso (PCB) em seu interior. Este nível de detalhamento mais apurado do modelo não exige a mudança da formulação desenvolvida e pode tornar a simulação bem mais realista e útil;
- Integração dos cabos de aterramento dos equipamentos eletrônicos ao modelo de aterramento impulsivo, bem como a consideração do canal de retorno do surto atmosférico. Ambos os casos podem ser efetuados através da conexão do modelo já desenvolvido utilizando nós unidimensionais ou nós de corrente (TCC) [82];
- Implementação de algoritmos baseados nas formulações de malhas irregulares. Estes trabalhos já foram iniciados para a formulação de grade variável tridimensional, porém, nenhum resultado foi ainda validado;
- Utilização de um pós-processador que permita a animação dos resultados obtidos. Este recurso seria de grande valia não somente para a análise de sistemas, mas sobretudo para fins didáticos.

ANEXO - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PESSOAIS

- [1] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. Análise de Malhas de Aterramento com o Método TLM. In: CBMAG - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (4. : Nov. 2000 : Natal, Rio Grande do Norte). Anais. Rio Grande do Norte, 2000. p. 196-199.
- [2] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. The Use of TLM in Ground System Analysis. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (June 2000 : Belo Horizonte, Minas Gerais). Anais. Minas Gerais, 2000. v. 1, p. 83-84.
- [3] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. Current Calculation on Grounding System Using TLM-TD Method. In: *URSI International Symposium on Electromagnetic Theory* (May 2001 : Victoria, Canada). *Proceedings*. Victoria, 2001. p. 405-407.
- [4] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A.; *at al.* Protection Against Direct Lightning Strikes of Buildings in the Metropolitan Train in the Area of Porto Alegre. In: *SIPDA - International Symposium on Lightning Protection* (6. : Nov. 2001 : Santos, São Paulo). *Proceedings*. São Paulo, 2001. p. 240-245.
- [5] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. Simulation of a Grid Ground System Using Transmission-Line Modeling Method. In: *COMPUMAG - Conference on the Computation of Electromagnetic Fields* (13. : July 2001 : Evian, France). *Proceedings*. Evian, 2001. v. 2, p. 112-113.
- [6] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. TLM (Transmission-Line Modeling Method) Applied to Grounding Systems. In: *IEEE-EMC International Symposium* (Aug. 2001 : Montreal, Canada). *Proceedings*. Montreal, 2001. v. 2, p. 1123-1126.
- [7] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. TLM-TD Applied to Atmospheric Discharge Protection Systems. In: *CEM-TD - International Workshop on Computational Electromagnetics in the Time-Domain TLM, FDTD and Related Techniques Fields* (4. : Sept. 2001 : Nottingham, U.K.). *Proceedings*. Nottingham, 2001. p. 208-213.
- [8] SILVEIRA, J. L.; PICHON, L.; RAIZER, A. Analyse de l'Efficacité du Blindage d'Enceintes Metalliques avec Ouvertures par TLM-TD. In: *CEM GRENOBLE'2002 - Colloque International de Compatibilité Électromagnétique* (11. : Mar. 2002 : Grenoble, France). *Proceedings*. Grenoble, 2002. p. 241-244.
- [9] SILVEIRA, J. L.; Benhassine, S.; PICHON, L.; RAIZER, A. Analysis of the Shielding Effectiveness of Enclosures with Apertures by TLM-TD and FEM-TD. In: *CEM'2002 - IEE International Conference on Computation in Electromagnetics* (4. : Apr. 2002 : Bournemouth, U.K.). *Proceedings*. Bournemouth, 2002. p. 189-190.
- [10] SILVEIRA, J. L.; FERREIRA, G. S.; RAIZER, A. Analysis of a Grounding System Installed Simultaneously in Soil and Water. In: *EMC Europe'2002 - International Symposium on Electromagnetic Compatibility* (5. : Sept. 2002 : Sorrento, Italy). *Proceedings*. Sorrento, 2002. v. 1, p. 281-286.
- [11] SILVEIRA, J. L.; PICHON, L.; RAIZER, A. Analysis of the Shielding Effectiveness of a Rectangular Enclosure with Apertures by a Multi-Grid TLM-TD. In: *EMC Europe'2002 - International Symposium on Electromagnetic Compatibility* (5. : Sept. 2002 : Sorrento, Italy). *Proceedings*. Sorrento, 2002. v. 2, p. 1149-1153.
- [12] SILVEIRA, J. L.; BENHASSINE, S.; PICHON, L.; RAIZER, A. Analysis of the Shielding Effectiveness of Enclosures with Apertures by TLM-TD and FEM-TD. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, (submetido).

Referências Bibliográficas

- [1] KODALI, V. P. *Engineering Electromagnetic Compatibility: Principles, measurements, and Technologies*. New York: IEEE Press, 1996.
- [2] DEGAUQUE, P.; HAMELIN, J. *Compatibilité Électromagnétique: Bruits et Perturbations Radioélectrique*. Paris: Dunod, 1990.
- [3] PAUL, C. R. *Introduction to Electromagnetic Compatibility*. New York: John Wiley & Sons, 1992.
- [4] GOEDBLOED, J. *Electromagnetic Compatibility*. New York: Prentice Hall, 1992.
- [5] CHRISTOPOULOS, C. *Principles and Techniques of Electromagnetic Compatibility*. Boca Raton: CRC Press, 1995.
- [6] ITOH, T. *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*. New York: John Wiley & Sons, 1989.
- [7] BOOTON, R. C. Jr. *Computational Methods for Electromagnetics and Microwaves*. New York: John Wiley & Sons, 1992.
- [8] SADIKU, M. N. O. *Numerical Techniques in Electromagnetics*. Boca Raton: CRC Press, 1992.
- [9] HUBING, T. H. *Survey of Numerical Electromagnetic Modeling Techniques*. Report No. TR91-1-001.3. University of Missouri-Rolla, 1991.
- [10] JALURIA, Y. *Computer Methods for Engineering*. Boston: Allyn and Bacon, 1988.
- [11] BASTOS, J. P. A.; IDA, N. *Electromagnetics and Calculation of Fields*. New York: Springer-Verlag, 1992.
- [12] BASTOS, J. P. A. *Eletromagnetismo e Cálculo de Campos*. Florianópolis: Editora da UFSC, 1996.
- [13] DATH, G; TOUZOT, G. *Une Présentation de la Méthode des Éléments Finis*. Paris: Maloine, 1984.
- [14] MUR, G. Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equation. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 23, n. 4, Nov. 1981.

- [15] BELHORA, A. K.; PICHON, L. Efficient Absorbing Boundary Conditions for the Finite Element Solution of 3D Scattering Problems. *IEEE Trans. on Magnetics*, New York, v. 31, n. 3, p. 1534-1537, May 1995.
- [16] BERENGER, J.-P. Calcul de la Diffraction à l'Aide d'une Méthode aux différences finies. In: *Colloque sur la CEM* (June, 1983 : Trégastel, France). *Proceedings*. Trégastel, 1983. v. C2, p. 1-6.
- [17] BERENGER, J.-P. Perfectly Matched Layer for the FDTD Solution of Wave-Structure Interaction Problems. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, New York, v. 44, n. 1, p. 110-117, Jan. 1996.
- [18] MONK, P.; PARROT, K.; HYARIC, A. L. *Analysis of Finite Element Time Domain Methods in Electromagnetic Scattering*. Report No. 96/25. Oxford University Computing Laboratory - Numerical Analysis Group, 1996.
- [19] CANGELLARIS, A. C.; LIN, C.-C.; MEI, K. K. Point-Matched Time Domain Finite Element Methods for Electromagnetic Radiation and Scattering. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, New York, v. 35, n. 10, p. 1160-1173, Oct. 1987.
- [20] CARPES, W. P. Jr. *Modélisation Tridimensionnelle par Eléments Finis Destinée aux Analyses de Propagation d'Ondes et de Compatibilité Electromagnétique*. Thèse de Doctorat - Université de Paris XI. Paris, Juin 2000.
- [21] YEE K. S. Numerical solution of initial Boundary Value Problems involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, New York, v. 14, n. 3, p. 302-307, May 1966.
- [22] SHLAGER, K. L; SCHNEIDER, J. B. A Selective Survey of the Finite-Difference Time-Domain Literature, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*.
- [23] TAFLOVE, A.; UMASHANKAR, K. R. Finite-Difference Time-Domain (FD-TD) Modeling of Electromagnetic Wave Scattering and Interaction problems. *IEEE Antennas and Propagation Society Newsletter*. New York, p. 5-20, Apr. 1988.
- [24] PUTNAM J. M. *General Approach for Treating Boundary Conditions on Multi-region Scatterers Using the Method of Moments*. New York: IEEE Press, 1995.
- [25] HANSEN R. C. (Editor) *Moments Methods in Antennas and Scattering*. New York: Arctech House, 1990.
- [26] HARRINGTON R. F. *Field Computation by Moment Methods*. New York: The McMillan Company, 1968.
- [27] SADIKU M. N. O. *Elements of Electromagnetics*. New York, USA: Saunders College Publishing, 1994.
- [28] HUYGENS, C. *Traité de la Lumière* (1690). Reprinted in : *Ouvres Complètes de Christiaan Huygens*. Société Hollandaise des Sciences, v. 19. Amsterdam, 1967.
- [29] HOEFER, W. J. R. Huygens and the Computer - A Powerful Alliance in Numerical Electromagnetics, *Proceedings of the IEEE*, New York, v. 79, n. 10, p. 1459-1471, Oct. 1991.
- [30] JOHNS, P. B.; BEURLE, R. L. Numerical Solution of 2-Dimensional Scattering Problems Using a Transmission-Line Matrix. *IEEE Proceedings*, New York, v. 118, n. 9, p. 1203-1208, Sept. 1971.

- [31] CHRISTOPOULOS, C. *The Transmission-Line Modeling Method - TLM*. New York: IEEE Press and Oxford University Press, 1995.
- [32] HOEFER, W. J. R. The Transmission-Line Matrix Method - Theory and Applications. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 33, no. 10, p. 882-893, Oct. 1985.
- [33] JOHNS, P. B. On the Relationship Between TLM and Finite-Difference Methods for Maxwell's Equations. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 35, n. 1, p. 60-61, Jan. 1987.
- [34] CHEN, Z.; NEY, M.; HOEFER, W. J. R. A New Finite-Difference Time-Domain Formulation and its Equivalence with the TLM Symmetrical Condensed Node. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 39, n. 12, p. 2160-2169, Dec. 1992.
- [35] KRUMPHOLZ, M.; HUBER, C.; RUSSER, P. A Field Theoretical Comparison of FDTD and TLM. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 43, n. 8, p. 1935-1950, Aug. 1995.
- [36] JOHNS, P. B. The Solution of Inhomogeneous Waveguide Problems Using a Transmission-Line Matrix. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 22, n. 3, p. 209-215, Mar. 1974.
- [37] AKHTARZAD, S. *Analysis of Lossy Microwave structures and Microstrip Resonators by the TLM Method*. Ph.D. Thesis - University of Nottingham. England, July 1975.
- [38] AKHTARZAD, S.; JOHNS, P. B. Solution of 6-Component Electromagnetic Fields in Three Space Dimensions and Time by the TLM Method. *IEE Electronics Letters*, London, v. 10, p. 535-537, Dec. 1974.
- [39] AKHTARZAD, S.; JOHNS, P. B. Solution of Maxwell's Equations in Three Space Dimensions and Time by the TLM Method of Numerical Analysis. *Proceedings of IEE*, London, v. 122, n. 12, p. 1344-1348, Dec. 1975.
- [40] AKHTARZAD, S.; JOHNS, P. B. Generalized Elements for TLM Method of Numerical Analysis. *Proceedings of IEE*, London, v. 122, n. 12, p. 1349-1352, Dec. 1975.
- [41] SAGUET, P.; PIC, E. Utilisation d'un nouveau type de noeud dans la methode TLM en 3 dimensions. *Electronics Letters*, London, v. 18, n. 11, p. 478-480, May 1982.
- [42] YOSHIDA, N.; FUKAI, I. Transient Analysis of a Stripline Having a Corner in Three-Dimensional Space. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 32, n. 5, p. 491-498, May 1984.
- [43] CHOI D. H.; HOEFER, W. J. R., The Simulation of Three-Dimensional Wave Propagation by a Scalar TLM Model. In: *IEEE-MTT International Microwave Symposium* (May 1984 : San Francisco, USA). *Proceedings*. San Francisco, 1984, p. 70-71.
- [44] JOHNS, P. B. New Symmetrical Condensed Node for Three-Dimensional Solution of Electromagnetic Wave Problems by TLM. *Electronics Letters*, London, v. 22, p. 162-164, Jan. 1986.

- [45] JOHNS, P. B. A Symmetrical Condensed Node for the TLM Method. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 35, n. 4, p. 370-377, Apr. 1987.
- [46] SO, P. P. M.; HOEFER, W. J. R. A New Look at the 3D Condensed Node TLM Scattering. In: *IEEE-MTT International Microwave Symposium* (June 1993 : Atlanta, USA). *Proceedings*. San Francisco, 1993, p. 1443-1446.
- [47] SCARAMUZZA, R; LOWERY A. J. Hybrid Symmetrical Condensed Node for the TLM Method. *Electronics Letters*, London, v. 26, p. 1947-1949, Nov. 1990.
- [48] TRENKIC, V; CHRISTOPOULOS, C; BENSON, T. M. New Symmetrical Super-Condensed Node for the TLM Method. *Electronics Letters*, London, v. 30, n. 4, p. 329-330, Feb. 1994.
- [49] TRENKIC, V; CHRISTOPOULOS, C; BENSON, T. M. Theory of the Symmetrical Super-Condensed Node for the TLM Method. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 43, n. 6, p. 1342-1348, June 1995.
- [50] ZHANG, Q. *Development and Characterization of Generalized TLM Networks for Electromagnetic Modeling*. Ph.D. Thesis - University of Victoria. Canada, 1996.
- [51] JOHNS, P. B; CHRISTOPOULOS, C. Lossy dielectric and thin lossy film models for 3-D steady state TLM. *Electronics Letters*, London, v. 29, n. 4, p. 348-349, Feb. 1993.
- [52] FERREIRA G. S; FACCIONI F, M; RAIZER A. Simulation of Non-Linear Protection Device Using TLM Method. In: *EMC'98 - Roma International Symposium on Electromagnetic Compatibility* (Sept. 1998 : Rome, Italy). *Proceedings*. Rome, 1998, p. 403-407.
- [53] AL-MUKHTAR, D. A; SITCH, J. E. TLM Method with Irregularly Graded Space. *Proceedings of IEE*, London, v. 128, n. 6, p. 299-305, Dec. 1981.
- [54] WLODARCZYK, A. J.; JOHN D. P. New Wire Interface for Graded 3-D TLM. *Electronics Letters*, London, v. 28, p. 728-729, Feb. 1992.
- [55] HERRING, J. L; CHRISTOPOULOS, C. The Application of Different Meshing Techniques to EMC Problems. In: *Annual Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics* (9 : Mar. 1993 : Monterey, USA). *Proceedings*. California, 1993. p. 755-762.
- [56] HERRING, J. L. *Developments in the Transmission-Line Modeling Method for Electromagnetic Compatibility Studies*, Ph.D. Thesis - University of Nottingham. England, May 1993.
- [57] TRENKIC, V; CHRISTOPOULOS, C; BENSON, T. M. Generally Graded TLM Mesh Using the Symmetrical Supercondensed Node. *Electronics Letters*, London, v. 30, n. 10, p. 795-797, Aug. 1994.
- [58] HERRING, J. L; CHRISTOPOULOS, C. Solving Electromagnetic Field Problems Using Multiple Grid Transmission-Line Modeling Method. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, New York, v. 42, n. 12, p. 1654-1658, Dec. 1994.
- [59] CARPES Jr, W; PICHON, L; RAZEK, A. Efficient Analysis of Resonant Cavities by a Finite Element Method in the Time Domain. *IEE Microwaves, Antennas and Propagation*, London, v. 147, n. 1, p. 53-57, Feb. 2000.
- [60] CERRI, G; LEO, G. R; PRIMIANI, V. M. Theoretical and Experimental Evaluation of the Electromagnetic Radiation from Apertures in Shielded Enclosures. *IEEE*

- Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 34, n. 3, p. 423-432, Nov. 1992.
- [61] HILL, D. A; MA, M. T; ONDREJKA, A. R. ET AL. Aperture Excitation of Electrically Large Lossy Cavities. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 36, n. 2, p. 169-177, Aug. 1994.
- [62] ROBINSON, M. P; BENSON, T. M; CHRISTOPOULOS, C. et al. Analytical Formulation for the Shielding Effectiveness of Enclosures with Apertures. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 1998, v. 40, n. 3, pp. 240-248.
- [63] PARK, H. H; EOM, H. J. Electromagnetic Penetration into a Rectangular Cavity with Multiple Rectangular Apertures in a Conducting Plane, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 42, n. 3, p. 303-307, Aug. 2000.
- [64] THOMAS, D. W. P; DENTON A. C; KONEFAL, T. ET AL. Model of the Electromagnetic Fields inside a Cuboidal Enclosure Populated with Conducting Planes or Printed Circuit Boards. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 43, n. 2, p. 161-169, May 2001.
- [65] MA, K. P; LI, M; DREWNIK, J. L. et al. Comparison of FDTD Algorithms for Subcellular Modeling of Slots in Shielding Enclosures. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 39, n. 2, p. 147-155, May 1997.
- [66] LI, M; NUBEL, J; DREWNIK, J. L. et al. EMI from Cavity Modes of Shielding Enclosures – FDTD Modeling and Measurements. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 42, n. 1, p. 29-38, Feb. 2000.
- [67] OLYSLAGER, F; LAERMANS, E; DE ZUTER, D. et al. Numerical and Experimental Study of the Shielding Effectiveness of a Metallic Enclosure, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, New York, v. 41, n. 3, p. 202-212, Aug. 1999.
- [68] MATTOS, M. A. F; CHRISTOPOULOS, C. et al. A Model of the Lightning Channel, Including Corona, and Prediction of the Generated Electromagnetic Fields. *Journal Physics*, 1990, v. D23, pp. 40-46.
- [69] CAIXETA, G. P.; PISSOLATO F^o, J. Analysis of Electromagnetic Fields Generated by Lightning in Different Configurations of Protection Structures. In: *IEEE-EMC International Symposium* (Aug. 1999 : Seattle, USA). *Proceedings*. Seattle, 1999. v. 1, p. 171-175.
- [70] CIANOS, N; PIERCE, E. T. *A Ground-Lightning Environment for Engineering Usage*. Tech. Report No 72/1. Stanford Research Institute, 1972.
- [71] PORTELA, C. Statistical Aspects of Soil Electromagnetic Behavior in Frequency Domain. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (June 2000 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 2000. v. 1, p. 99-104.
- [72] PORTELA, C. Frequency and Transient Behavior of Ground Systems – Physical and Methodological Aspects. In: *IEEE-EMC International Symposium* (Aug. 1997 : Texas, USA). *Proceedings*. Texas, 1997. v. 1, p. 380-390.
- [73] DAWALIBI, F; FREIRE, P. E. F. Integrated Software for Design and Analysis of Ground Systems. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (April 1998 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 1998. v. 1, p. 74-78.

- [74] VISACRO F^o, S. An Overview on Grounding Modeling. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (April 1998 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 1998. v. 1, p. 41-46.
- [75] VISACRO F^o, S; SARAIVA, A. C; SOARES Jr, A. Performance of Typical Ground Configuration for Residential Lightning Protection Systems. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (April 1998 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 1998. v. 1, p. 116-118.
- [76] ALVES, D. S. V; ROCHA, B. R. P. Computation of Lightning Dispersion in Earthing Systems. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (June 2000 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 2000. v. 1, p. 79-82.
- [77] DAWALIBI, F; XIONG, W. Transient Performance of Substation Grounding Systems Subjected to Lightning and Similar Surge Currents. *IEEE Transactions on Power Delivery*, New York, v. 9, n. 3, p. 1412-1420, July 1994.
- [78] GRCEV, L; FILIPOSKI, V; ARNAUTOSKI, V. Computer Analysis of the Zone Influence of Ground Potencial Rise Around High-Voltage Substations in Urban Areas. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (April 1998 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 1998. v. 1, p. 119-124.
- [79] GRCEV, L. D. Computer Analysis of Transient Voltages in Large Grounding Systems. *IEEE Transactions on Power Delivery*, New York, v. 11, n. 2, p. 815-823, Apr. 1996.
- [80] GRCEV, L; GRCEVSKI, N. Software Methods for Interactive Optimization of High Frequency and Transient Performance of Complex Grounding Systems. In: *GROUND - Conference on Grounding and Earthing* (April 1998 : Belo Horizonte, Minas Gerais). *Proceedings*. Minas Gerais, 1998. v. 1, p. 68-73.
- [81] CEEE/RS. Concepção de um Sistema de Compatibilidade Eletromagnética (CEM) para Operação não Assistida e Supervisão Remota da Usina Hidroelétrica do Herval (UHEH). Porto Alegre, 1999.
- [82] FACCIONI F^o, M; RAIZER, A. A Three-Dimensional Current Cell (TCC) for the TLM Method. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*. England, v. 14, p. 79-93, Jan. 2001.