

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO Nº 1027

**APLICAÇÃO DO MÉTODO FDTD PARA AVALIAÇÃO DA  
RESPOSTA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO E  
ATERRAMENTOS ELÉTRICOS FRENTE A DESCARGAS  
ATMOSFÉRICAS**

**VICTOR ALVES SILVA E MELO**

DATA DA DEFESA: 18/12/2017

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS – UFMG**  
**ESCOLA DE ENGENHARIA**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA - PPGEE**

**APLICAÇÃO DO MÉTODO FDTD PARA AVALIAÇÃO DA  
RESPOSTA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO E  
ATERRAMENTOS ELÉTRICOS FRENTE A DESCARGAS  
ATMOSFÉRICAS**

**VICTOR ALVES SILVA E MELO**

Dissertação de Mestrado submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica.

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

**Orientador: Prof. Dr. Fernando Henrique  
Silveira**

**BELO HORIZONTE**

**DEZEMBRO – 2017**

M528a	<p>Melo, Victor Alves Silva e. Aplicação do método FDTD para avaliação da resposta de linhas de transmissão e aterramentos elétricos frente a descargas atmosféricas [manuscrito] / Victor Alves Silva e Melo. – 2017. 90 f., enc.: il.</p> <p>Orientador: Fernando Henrique Silveira.</p> <p>Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.</p> <p>Apêndice: f. 90.</p> <p>Bibliografia: f. 84-89.</p> <p>1. Engenharia elétrica - Teses. 2. Correntes elétricas - Aterramento - Teses. 3. Raio - Teses. 4. Linhas elétricas - Teses. I. Silveira, Fernando Henrique. II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. III. Título.</p> <p style="text-align: right;">CDU: 621.3(043)</p>
-------	---

*Dedico este trabalho à minha esposa e à  
minha filha, fontes de inspiração contínua  
em minha vida*

# Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço a Deus, por cada dia vencido com saúde e sabedoria para levar a cabo este trabalho.

À minha esposa Regiane, e à minha filha Helena, pela paciência, força e presença em cada etapa.

Aos meus pais Sebastião e Elizabeth e à minha irmã Amanda pelo carinho e incentivo.

Ao professor doutor Fernando Henrique Silveira pela paciência e maestria em minha orientação durante todo o período de desenvolvimento do trabalho.

Ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Minas Gerais (IFMG) – campus Betim pelo apoio ao trabalho desenvolvido.

Ao mestre e amigo Reginaldo Vagner Ferreira por cada conselho valioso, desde o período anterior ao meu ingresso no mestrado, e que renderam bons frutos que levarei para o resto da vida.

Aos amigos que fiz ao longo do curso pelo companheirismo e apoio por toda esta longa caminhada.

# Lista de símbolos

$\rho$  – resistividade elétrica do meio

$\varepsilon$  – permissividade elétrica do meio

$\mu$  – permeabilidade magnética do meio

$\sigma^e$  – condutividade elétrica do meio

$\sigma^m$  – condutividade magnética do meio

$\Delta t$  – passo de tempo

$\Delta x$ ,  $\Delta y$  e  $\Delta z$  – passos de comprimento, largura e altura, respectivamente

$i$ ,  $j$  e  $k$  – posições nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente

$\vec{E}$  – vetor intensidade de campo elétrico

$\vec{H}$  – vetor intensidade de campo magnético

# Lista de siglas

FDTD – *Finite-Difference Time-Domain*

HEM – *Hybrid Eletromagnetic Model*

PML – *Perfect Matched Layer*

## Resumo

Este trabalho apresenta os conceitos básicos relacionados ao método das diferenças finitas no domínio do tempo (*Finite Difference Time Domain*) e o desenvolvimento de uma modelagem computacional baseada neste método e ajustada para obtenção da resposta de linhas de transmissão e aterramentos elétricos frente a descargas atmosféricas. A aplicação do método requer somente o conhecimento da geometria do sistema sob investigação e das constantes elétricas do meio, como resistividade e permissividade elétricas, sem que sejam adotadas simplificações para a representação dos elementos do sistema.

A implementação computacional foi desenvolvida em ambiente MatLab e aplicada para o cálculo de tensões e correntes em diferentes configurações de sistemas elétricos, com foco nos aterramentos elétricos e nas linhas de transmissão. Os resultados de elevação de potencial do solo e sobretensão em isoladores de linhas de transmissão apresentam boa concordância com dados apresentados em artigos tradicionais da literatura e obtidos por simulações com o modelo eletromagnético híbrido (*Hybrid Electromagnetic Model*), denotando a aplicabilidade da ferramenta computacional para análises frente a correntes impulsivas de descargas atmosféricas.

A comparação com resultados medidos em sistemas de pequenas dimensões, tais como condutores paralelos para análise do efeito crosstalk e condutores horizontais com uma extremidade aberta para avaliação de reflexões das ondas de tensão, indicou pequenas diferenças, da ordem de 5 % nos casos mais críticos. As simulações de linhas de transmissão e aterramentos elétricos geraram resultados muito próximos aos obtidos com a aplicação do modelo HEM, sendo as maiores diferenças inferiores a 15% e 5% nos valores de pico e cauda das sobretensões, respectivamente.

---



## Abstract

This work presents the basic concepts related to the Finite Difference Time Domain (FDTD) method and the development of a computational modeling tool based on this method to obtain the lightning response of transmission lines and grounding. The application of the method requires only the knowledge of the geometry of the system under investigation and of the electrical constants of the medium, such as resistivity and permittivity, without simplifications being adopted for representing system elements.

The computational implementation was developed using MatLab software and it was applied for calculating voltages and currents in different electrical systems presented in papers of great relevance in the area and simulated by the *Hybrid Electromagnetic Model*. The results of ground potential rise and overvoltage in transmission line insulator strings show good agreement, suggesting the applicability of the computational tool for lightning related analyses.

The comparison with results obtained by measurements in reduced-scale systems, such as parallel conductors used to crosstalk effect analysis and horizontal conductors used to potential wave reflection analysis, indicated small differences, reaching 5% in the most critical cases. The simulations of transmission lines and grounding yielded results very close to those obtained with the *Hybrid Electromagnetic Model*, with the largest differences being less than 15% and 5% in the peak and tail values of the overvoltages, respectively.

---

---

## Sumário

Lista de símbolos .....	vi
Lista de siglas .....	vii
1 Introdução.....	1
1.1 Relevância e Motivação .....	1
1.2 Objetivo .....	3
1.3 Metodologia de desenvolvimento .....	3
1.4 Organização do texto .....	4
2 Interação das descargas atmosféricas com os sistemas elétricos .....	5
2.1 Introdução .....	5
2.2 Descargas atmosféricas .....	5
2.3 Aterramentos elétricos .....	8
2.4 Modelagens computacionais tradicionalmente aplicadas para estudos de desempenho de sistemas elétricos.....	10
2.5 Considerações finais .....	12
3 Fundamentos do Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD).....	13
3.1 Introdução .....	13
3.2 Formulação para problemas em três dimensões .....	14
3.3 Representação de tensões e correntes no sistema .....	17
3.3.1 Tensões e correntes impostas ao sistema.....	17
3.3.2 Tensões e correntes resultantes no sistema.....	20
3.4 Representação de resistores .....	21
3.5 Fronteiras absorventes .....	21
3.5.1 Fronteiras PML – Perfect Matched Layer .....	22
3.5.2 Fronteiras absorventes de Liao .....	24

---

---

3.6	Representação de fios finos .....	26
3.7	Representação do espaço de simulação: células não uniformes .....	30
4	Desenvolvimento da Ferramenta Computacional em FDTD .....	34
4.1	Introdução .....	34
4.2	Fluxograma das principais etapas de processamento da ferramenta computacional.....	34
4.3	Definição do espaço de simulação.....	35
4.4	Definição do tamanho das células .....	36
4.5	Parâmetros para as aplicações de células não uniformes.....	36
4.6	Tipo de fonte utilizada .....	37
4.7	Representação das fronteiras absorventes.....	37
4.8	Representação de fios finos .....	39
4.9	Medição de potencial de condutores verticais em relação ao infinito ..	40
4.10	Casamento de condutores aéreos.....	40
4.11	Representação do canal de descarga .....	41
4.12	Considerações finais.....	42
5	Resultados e Análises.....	44
5.1	Introdução .....	44
5.2	Comparação com resultados apresentados na literatura .....	45
5.2.1	Testes relativos à representação de fios finos com o modelo proposto por Noda e Yokoyama (2002).....	45
5.2.2	Representação de Fio fino em meio com perdas segundo o modelo de Baba et. al. (2005) .....	48
5.2.3	Tensões induzidas em condutores paralelos.....	50
5.2.4	Testes relativos à representação de Aterramentos elétricos .....	52
5.2.1	Testes relativos à representação de linhas de transmissão .....	56

---

---

5.3	Comparação com os resultados obtidos pela aplicação do modelo HEM.....	59
5.3.1	Introdução.....	59
5.3.2	Linha de transmissão .....	60
5.3.3	Aterramentos elétricos.....	69
5.4	Considerações finais .....	79
6	Conclusões e Propostas de Continuidade.....	80
6.1	Considerações .....	80
6.2	Propostas de Continuidade.....	82
	Referências Bibliográficas.....	84
	Apêndice.....	90

---

# 1 Introdução

## 1.1 Relevância e Motivação

O fenômeno descargas atmosféricas tem reconhecida importância para o estabelecimento da qualidade de energia fornecida pelos sistemas elétricos de potência, uma vez que os efeitos de descargas são capazes de promover distúrbios relevantes, sendo responsáveis por grande parte dos desligamentos que ocorrem no sistema elétrico. (RAKOV, 2003), (VISACRO, 2005).

Neste contexto, o estudo da interação entre as descargas atmosféricas e seus efeitos e as redes elétricas é de grande importância para o estabelecimento de parâmetros que possam contribuir para a proposição de medidas adequadas de proteção que garantam o funcionamento adequado dos sistemas elétricos.

As pesquisas relativas a este tópico incluem realizações experimentais para caracterização do fenômeno descarga atmosférica e de seus efeitos (BERGER, 1975; ANDERSON, 1980; BAKER, 1996; VISACRO et. al., 2004; GUIMARÃES et. al., 2014) e o desenvolvimento e a aplicação de modelagens computacionais para realização de análises de sensibilidade dedicadas à representação e avaliação dos efeitos de descargas em sistemas elétricos. É neste segundo grupo de trabalhos que se insere esta dissertação de mestrado.

As diversas modelagens computacionais presentes na literatura para estudo da interação entre as descargas atmosféricas e o sistema elétrico podem ser classificadas em três grupos: modelagens analíticas, por elementos de parâmetros de circuitos (ATP, 1982) e eletromagnéticas (BURKE, 1981), (VISACRO e SOARES Jr., 2005), (COMSOL, 2011), (YEE, 1966). Apesar das modelagens referentes aos dois primeiros grupos estarem associadas a menores tempos de processamento, sua validade de aplicação requer a verificação a cada configuração de problema investigado. Por outro lado, o uso de modelagens com abordagem eletromagnética possibilita a obtenção de resultados mais precisos e de validade generalizada. Além disso, a representação do

sistema físico pode ser feita diretamente a partir da geometria dos elementos envolvidos e das constantes dos meios nos quais tais elementos estão imersos, contemplando automaticamente e de forma apurada os acoplamentos eletromagnéticos e efeitos de propagação no sistema. Tais aspectos contribuem para minimizar as imprecisões relativas ao cálculo.

Além disso, as modelagens computacionais podem seguir abordagens nos domínios do tempo ou da frequência. O primeiro tipo de abordagem é ideal para a representação de fenômenos não lineares como a ionização do solo e a operação de dispositivos para-raios de linhas de transmissão. Por outro lado, a representação de fenômenos que dependam da frequência, como a dependência dos parâmetros do solo em relação à frequência, não é feita de forma direta, sendo recomendado nesse caso o segundo tipo de abordagem.

Um dos métodos de solução que vem sendo aplicado em avaliações relativas às descargas atmosféricas consiste no método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD, do inglês *Finite Difference Time Domain*) (YEE, 1966; TAFLOVE, 2000; ELSHERBENI, 2015).

Trata-se de uma técnica numérica bastante robusta e poderosa cujas bases foram apresentadas em 1966 por K. Yee que desenvolveu um algoritmo baseado nas equações rotacionais de Maxwell para a solução simultânea dos campos elétrico e magnético no domínio do tempo (YEE, 1966). Ao longo dos anos, uma série de contribuições de diversos pesquisadores vem sendo agregada ao método (TANABE, 2001), (NODA, 2002), (TANABE e ASAKAWA, 2003), (BABA, 2005, 2006, 2014), (ASADA, 2015), (THANG et. al., 2012, 2015, 2016).

É de especial interesse a aplicação do método para determinação do processo de interação eletromagnética entre descargas atmosféricas e o sistema elétrico e o cálculo de sobretensões nesse sistema, incluindo a resposta transitória dos aterramentos elétricos sujeitos a correntes reais de descargas atmosféricas e sua correspondente influência para a qualidade de energia do sistema elétrico.

## 1.2 Objetivo

O objetivo desta dissertação de mestrado consiste no estudo do método FDTD e no desenvolvimento de uma modelagem computacional baseada em tal método de forma ajustada para investigações relativas às descargas atmosféricas e seus efeitos em sistemas elétricos, notadamente das linhas de transmissão e aterramentos elétricos.

Para que esse objetivo seja obtido, faz-se necessária à realização de diversos objetivos específicos, como a revisão bibliográfica do método, o desenvolvimento de um código em ambiente MatLab para a execução do algoritmo FDTD, a validação do código ao se comparar os resultados obtidos com aqueles apresentados nos artigos de grande relevância da área, a modelagem das linhas de transmissão e aterramentos elétricos no ambiente FDTD para testes de sensibilidade e a comparação dos resultados obtidos com aqueles gerados pelo modelo HEM (VISACRO e SOARES Jr, 2005, VISACRO e SILVEIRA, 2015a; VISACRO e SILVEIRA, 2016; SILVEIRA et. al., 2013; SILVEIRA et. al., 2015; SILVEIRA e VISACRO, 2015; SILVEIRA e VISACRO, 2016) para validação dos cálculos na nova aplicação.

## 1.3 Metodologia de desenvolvimento

A metodologia empregada para o desenvolvimento do trabalho se baseou no estudo das técnicas relacionadas ao método FDTD e suas principais aplicações para implementação da ferramenta computacional em plataforma MatLab e simulação de diferentes sistemas. Foram desenvolvidas análises de sensibilidade de modo a permitir a escolha dos parâmetros mais relevantes para o desenvolvimento de tal ferramenta e a verificação dos seus principais impactos em termos de resultados na análise de sistemas elétricos. A ferramenta computacional foi validada através de comparações com resultados obtidos experimentalmente e com a aplicação do modelo HEM (VISACRO e SOARES Jr., 2005), amplamente utilizado para o cálculo de desempenho de sistemas frente às descargas atmosféricas. As simulações desenvolvidas permitiram a melhor compreensão dos aspectos físicos relativos à interação entre as descargas atmosféricas e os sistemas elétricos, gerando resultados condizentes com os estudos realizados acerca de tais sistemas.

---

## 1.4 Organização do texto

O texto desta dissertação de mestrado é organizado em seis capítulos, incluindo a presente introdução.

No **Capítulo 2** são discutidos os aspectos mais relevantes a respeito das descargas atmosféricas e sua interação com o sistema elétrico, além de uma análise sucinta das modelagens computacionais tradicionalmente aplicadas para estudos de desempenhos de sistemas elétricos.

O **Capítulo 3** é dedicado à formulação e às implementações dos principais elementos de uma simulação utilizando o método FDTD

O **Capítulo 4** trata os principais critérios adotados para a elaboração e implementação da ferramenta computacional em FDTD.

No **Capítulo 5** são apresentados os resultados preliminares obtidos pela aplicação da ferramenta computacional em sistemas de grande relevância para a área e simulados por ferramentas computacionais tradicionais.

As principais conclusões e propostas de continuidade são apresentadas no **Capítulo 6**.

As referências bibliográficas citadas ao longo do texto se encontram listadas ao final desta dissertação.



# **2 Interação das descargas atmosféricas com os sistemas elétricos**

## **2.1 Introdução**

O presente capítulo tem como objetivo discutir a relevância das descargas atmosféricas e de seus efeitos para o desempenho dos sistemas elétricos de potência, bem como analisar seus principais aspectos e descrever de forma sucinta as principais modelagens computacionais tradicionalmente aplicadas em estudos de desempenho dos sistemas elétricos frente às descargas atmosféricas.

## **2.2 Descargas atmosféricas**

As linhas de transmissão de energia elétrica possuem reconhecida importância no atual quadro energético mundial, necessitando ter um funcionamento ininterrupto garantido. Para este fim, se faz necessário o desenvolvimento de estudos relativos à sua proteção que busquem assegurar a integridade do fornecimento de energia e minimizem o efeito dos agentes responsáveis por seu desligamento. Métodos de análise e proteção vêm sendo desenvolvidos, buscando-se ferramentas computacionais mais simples e poderosas capazes de representar de forma adequada as principais características do problema em análise. Entre as principais causas de desligamento das linhas de transmissão estão as descargas atmosféricas. A etapa de interesse do fenômeno de descargas atmosféricas para o desempenho dos sistemas elétricos é aquela após a conexão dos canais ascendente e descendente de descarga, quando passa a fluir a corrente de retorno de variação rápida no tempo. Esta corrente apresenta tipicamente

formato impulsivo como ilustrado na Figura 2.1, referente a uma descarga atmosférica negativa nuvem-solo típica.

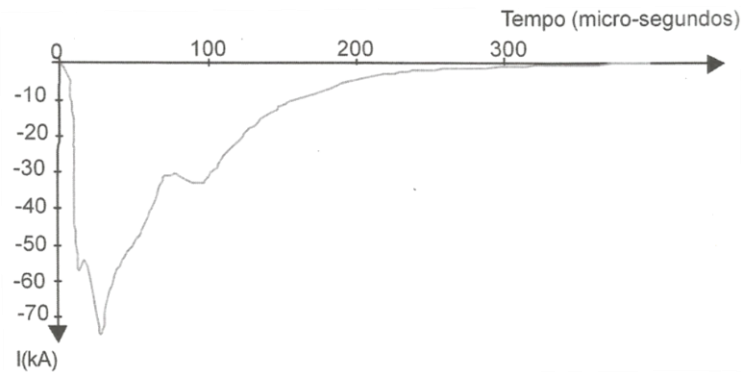


Figura 2.1 - Forma de onda de corrente de uma descarga atmosférica negativa (extraída de VISACRO, 2005)

Após o fluxo pelo canal de descarga de uma primeira corrente de retorno, é possível o reacendimento do canal e o fluxo das chamadas descargas subsequentes, as quais geralmente possuem menor tempo de frente e menores amplitudes em relação às correntes de primeira descarga (VISACRO, 2005) (RAKOV, 2003). A Figura 2.2 apresenta formas de onda de primeira descarga e descarga subsequente com valores medianos associados às medições realizadas por K. Berger em Monte San Salvatore, na Suíça (ANDERSON, 1980) (SILVEIRA e VISACRO, 2009).

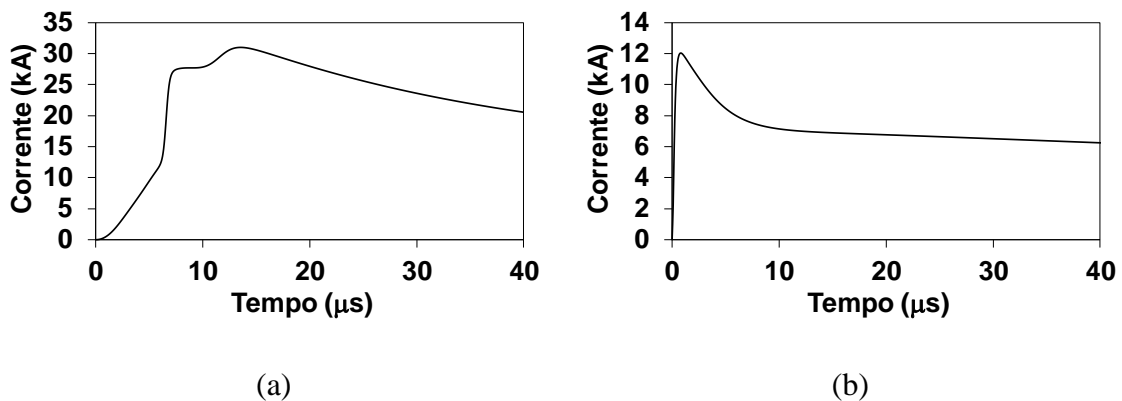


Figura 2.2- Representação de ondas de corrente: (a) de primeira descarga e (b) descarga subsequente com parâmetros medianos de corrente medidos na estação do Monte San Salvatore (Adaptado de VISACRO, 2004 e DE CONTI e VISACRO, 2007)

Os efeitos causados pelas descargas atmosféricas estão diretamente associados à forma de onda, à amplitude da corrente de descarga e ao tipo de incidência em relação ao sistema sob análise, sendo caracterizadas como descargas diretas (sobre linhas ou

torres) e descargas indiretas (que geram tensões induzidas no sistema associadas à incidência de descargas em pontos próximos) (SILVEIRA, 2006).

Devido ao fato de possuírem alturas elevadas, as torres e linhas são pontos preferenciais para a incidência de descargas atmosféricas (VISACRO, 2005). Tal incidência, seja nas torres ou nos condutores, é capaz de gerar uma súbita elevação de potencial nas cadeias de isoladores, a qual cria um arco elétrico que constitui um caminho ionizado para o fluxo de corrente. Mesmo após a extinção da descarga atmosférica, o arco elétrico gerado pode ser mantido pela própria tensão de operação da linha, caracterizando a falta fase-terra (VISACRO, 2005 e 2007b).

O fenômeno recebe o nome de *flashover* (VISACRO, 2005) quando a descarga incide sobre uma fase devido à ausência do cabo para-raios ou à falha da blindagem resultando em um curto-circuito nos isoladores. Neste caso, as sobretensões estabelecidas na linha estão associadas ao produto da impedância de surto do condutor pela corrente incidente dividida por dois (ao se considerar que aproximadamente metade da corrente flui para cada lado do condutor). As ondas de tensão e corrente se propagam pela linha até chegar a uma torre, na qual as cadeias de isoladores recebem as sobretensões estabelecidas no condutor fase. Se esta sobretensão for superior à capacidade de isolamento, o *flashover* será estabelecido nas cadeias de isoladores.

Em situações nas quais o cabo para-raios sofre a incidência de descarga, os níveis de sobretensão associados tendem a ser menores. Tal fato se observa devido à reflexão sofrida pela onda de tensão após fluir pelo condutor e descer pela torre até o sistema de aterramento, de modo que uma parcela da onda original volta ao topo da torre com a polaridade invertida. Como resultado, a sobretensão no topo é reduzida de modo a submeter as cadeias de isoladores a menores diferenças de potencial. Apesar da redução, ainda podem ocorrer falhas na isolamento e o mesmo efeito observado no *flashover* ocorre. Neste caso, como o curto-circuito se estabelece no sentido contrário, o fenômeno recebe o nome de *backflashover* (VISACRO, 2005).

Se o ponto de incidência da descarga estiver distante das torres adjacentes (descarga no meio de vão), pode não haver tempo da onda de tensão ser refletida no sistema de aterramento antes do instante de pico. Neste caso, a sobretensão estabelecida não sofre redução e pode atingir níveis suficientemente elevados para causar uma

ruptura no ar que separa o cabo para-raios dos condutores fase de modo a gerar um curto-circuito entre eles nas proximidades do ponto de incidência.

As descargas indiretas que ocorrem nas proximidades das linhas de transmissão também podem gerar elevados níveis de tensão nas cadeias de isoladores, apesar destes serem menores que aqueles gerados pelas descargas diretas. Tal elevação de potencial se observa pela interação entre os campos eletromagnéticos associados à corrente de retorno do canal de descarga e os condutores das linhas. A ocorrência de falha na isolação decorrente de descargas indiretas é mais comum nas linhas de distribuição devido aos seus menores níveis de suportabilidade elétrica (SILVEIRA, 2006).

### **2.3 Aterramentos elétricos**

Os aterramentos elétricos são um importante componente dos sistemas elétricos, principalmente quando se considera sua função de prover um caminho de baixa impedância para o escoamento de correntes indesejadas no circuito, o que inclui as correntes provenientes das descargas atmosféricas.

No caso específico das linhas de transmissão, suas torres estão conectadas ao solo através de um sistema de aterramento que, se bem dimensionado, pode ser responsável por diminuir a sobretensão no topo das torres e, conseqüentemente, nas cadeias de isoladores. Isso ocorre devido à reflexão da onda de tensão na interface torre-terra, responsável por fazer com que parte da onda retorne ao topo da torre com a polaridade contrária, contribuindo para a diminuição da sobretensão ali estabelecida, conforme abordado na seção anterior.

A distribuição de corrente ao longo do sistema de aterramento ocorre de duas maneiras: longitudinalmente, ao longo dos próprios eletrodos (representados por resistências e indutâncias), e transversalmente, de cada ponto da superfície do eletrodo para a terra ao redor do mesmo (conexão representada por capacitâncias e condutâncias), conforme ilustrado na Figura 2.3. Para condições de correntes com baixas frequências, os aterramentos apresentam comportamento muito próximo de uma condutância (G). No entanto, quando são consideradas aplicações de aterramentos elétricos frente às correntes de descargas, as frequências envolvidas são

significativamente maiores de modo que as reatâncias presentes no sistema passam a influenciar seu funcionamento e devem ser levadas em consideração.

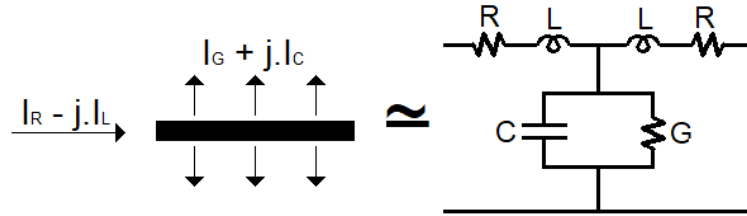


Figura 2.3 – Distribuição das correntes em um sistema de aterramento: longitudinalmente ( $I_L$  e  $I_R$ ) e transversalmente ( $I_C$  e  $I_G$ ) (adaptada de VISACRO, 2005)

Para avaliação do desempenho de um sistema de aterramento frente às descargas atmosféricas, duas grandezas são de grande relevância: a elevação de potencial no solo (*ground potential rise* – GPR) e a impedância impulsiva ( $Z_p$ ). A injeção de corrente em um aterramento gera um aumento do potencial em seus arredores devido à impedância de aterramento. O conceito de elevação de potencial no solo se refere à diferença de potencial entre o ponto de injeção de corrente e o terra remoto. A impedância impulsiva ( $Z_p$ ) de um sistema de aterramento é obtida ao se dividir o valor de pico da GPR pelo valor de pico da corrente que a gerou. Desse modo, a impedância impulsiva pode ser utilizada para calcular a máxima GPR em um sistema de aterramento, bastando conhecer o valor de pico da corrente injetada (VISACRO, 2007a). É importante destacar que esse valor depende da forma de onda de corrente e difere para as primeiras descargas e descargas subsequentes (VISACRO e SILVEIRA, 2016).

Eletrodos extensos possuem maior área de contato com o solo e, conseqüentemente, maior região para dispersão da corrente, de modo a reduzir a impedância de aterramento. Porém, a partir de certo comprimento conhecido como comprimento efetivo ( $L_{ef}$ ) (VISACRO, 2007a), o valor da impedância impulsiva  $Z_p$  não varia. Desse modo, comprimentos de eletrodo superiores ao valor do comprimento efetivo não contribuem para a melhoria de desempenho dos aterramentos elétricos. O valor de comprimento efetivo de um eletrodo é tanto menor quanto maior for a condutividade do solo e maior forem as frequências associadas ao sinal da corrente injetada (menor tempo de frente), devido à maior atenuação do sinal que se propaga pelo eletrodo causada pela dissipação de energia nestas condições.

As constantes eletromagnéticas do solo apresentam comportamento dependente com a frequência, que contribui para modificar os valores de impedância impulsiva. (VISACRO et. al., 2011). Tal comportamento tem impacto direto no desempenho dos aterramentos elétricos, redes de distribuição e linhas de transmissão frente às descargas atmosféricas (VISACRO e SILVEIRA, 2015b) (SILVEIRA et. al., 2014).

Além disso, ainda pode haver o processo de ionização do solo devido às elevadas amplitudes de correntes de descarga, que, ao fluírem pelo solo, podem resultar em campo elétrico intenso na região em torno dos eletrodos, capaz de exceder um limite crítico e promover a formação de canais ionizados nas proximidades dos eletrodos de aterramento (VISACRO, 2007a). Este efeito equivale a uma redução do valor da impedância de aterramento, sendo benéfico para o desempenho dos sistemas elétricos.

## **2.4 Modelagens computacionais tradicionalmente aplicadas para estudos de desempenho de sistemas elétricos**

A literatura apresenta diversos tipos de modelagens computacionais dedicadas à análise de desempenho de sistemas elétricos frente às descargas atmosféricas. Basicamente, tais modelagens podem ser classificadas em modelagens analíticas, por elementos de parâmetros de circuitos (em sua maior parte baseadas em plataformas do tipo ATP/EMTP) e eletromagnéticas.

As abordagens analíticas (CIGRE, 1991), (EPRI, 2004), (IEEE, 1997), e por parâmetros de circuitos (GRANT, 1985), (MARTINEZ, 2005), (ATP, 1982), (ENGELBRECHT et. al., 2015), são caracterizadas por um reduzido tempo de processamento. No entanto, a representação dos elementos do sistema bem como os complexos acoplamentos entre tais elementos é feita de forma aproximada e isso pode resultar em perdas de qualidade nos cálculos de sobretensões e, conseqüentemente, comprometer os resultados de desempenho.

As abordagens eletromagnéticas (BURKE, 1981; VISACRO e SOARES Jr., 2005; COMSOL, 2011; YEE, 1966) por sua vez não requerem simplificações para representação dos elementos do sistema sob análise, pois consideram diretamente a geometria de tais elementos e as constantes eletromagnéticas do meio, proporcionando o

desenvolvimento de análises mais precisas e de validade generalizada. Os acoplamentos eletromagnéticos entre os diversos elementos que compõe o sistema são contemplados de maneira automática após sua inserção no ambiente computacional. Por outro lado, os cálculos para este tipo de representação são mais detalhados e mais complexos, requerendo tempos de processamento e memória disponível maiores.

Um exemplo de abordagem eletromagnética que tem sido amplamente utilizada na literatura para a análise do comportamento impulsivo dos aterramentos elétricos e o cálculo de desempenho de redes de distribuição e linhas de transmissão frente aos efeitos de descargas atmosféricas consiste no modelo HEM. Trata-se de um modelo eletromagnético no domínio da frequência que utiliza a transformada inversa de Fourier para obtenção dos resultados no domínio do tempo. Os detalhes deste modelo e de sua aplicação, bem como a sua validação com base em resultados experimentais, são apresentados em diversas publicações da literatura (VISACRO e SILVEIRA, 2015a; VISACRO e SILVEIRA, 2016; SILVEIRA et. al., 2013; SILVEIRA et. al., 2015; SILVEIRA e VISACRO, 2015; SILVEIRA e VISACRO, 2016).

Outro modelo eletromagnético de bastante destaque na literatura é o método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*Finite-Difference Time-Domain – FDTD*), que considera as equações rotacionais de Maxwell discretizadas no tempo e no espaço para o cálculo da propagação dos campos eletromagnéticos em um ambiente de simulação (MELO et. al., 2017a e 2017b). Por se tratar de uma técnica no domínio do tempo, permite a representação direta de fenômenos não-lineares como a ionização do solo e a operação de dispositivos para-raios em linhas de transmissão. Existem diversas contribuições sendo feitas ao método, principalmente a partir dos anos 2000 (TAFLOVE, 2000; TANABE, 2001; NODA, 2002; BABA et. al. 2005; ELSHERBENI, 2015), tornando possível a representação mais detalhada de diversos aspectos dos problemas relativos ao desempenho de sistemas elétricos frente a descargas atmosféricas. Apesar das potencialidades da técnica, a literatura ainda não conta com uma ferramenta computacional de fácil aplicação baseada em FDTD e que esteja completamente ajustada, principalmente, para o cálculo de sobretensões nas cadeias de isoladores de linhas de transmissão e, conseqüentemente, para aplicação sistemática para a análise de desempenho de linhas frente às descargas atmosféricas. A principal contribuição dessa dissertação de mestrado está justamente na elaboração desse tipo de

---

ferramenta, ajustada para o cálculo dessas sobretensões, de forma consistente e apurada. A representação do sistema físico é realizada a partir da geometria dos condutores envolvidos e das constantes dos meios nos quais estes estão imersos, sendo que a solução do problema já contempla automaticamente os complexos acoplamentos eletromagnéticos e os efeitos de propagação.

## **2.5 Considerações finais**

Esse capítulo apresentou os aspectos mais relevantes das descargas atmosféricas e sua interação com o sistema elétrico de potência e analisou de maneira breve as modelagens computacionais mais utilizadas para estudos de desempenho de tais sistemas.

A compreensão de tais aspectos é fundamental para os desenvolvimentos subsequentes do trabalho, principalmente aqueles relativos às análises de sensibilidade realizadas com a ferramenta computacional em FDTD desenvolvida no contexto dessa dissertação.



# **3 Fundamentos do Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD)**

## **3.1 Introdução**

O método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo se baseia na solução das equações rotacionais de Maxwell considerando sua discretização no tempo e no espaço, para um ambiente de simulação isolado. A aplicação do método permite a representação fiel dos elementos a partir de sua geometria, além de considerar as características físicas do meio através de seus parâmetros, tais como resistividade elétrica ( $\rho$ ), permeabilidade magnética ( $\mu$ ) e permissividade elétrica ( $\epsilon$ ) do meio.

Por se tratar de um método no domínio do tempo, é capaz de representar de forma direta fenômenos não-lineares importantes como o processo de ionização do solo frente às correntes de descargas ou a operação de dispositivos para-raios de linhas de transmissão.

### 3.2 Formulação para problemas em três dimensões

A técnica FDTD considera a divisão do espaço de simulação em um conjunto de células, conforme ilustrado na Figura 3.1 para coordenadas cartesianas<sup>1</sup>, de modo a formar um grande reticulado. Nestas células, denominadas células de Yee em referência ao criador do método Kane S. Yee (YEE, 1966), são distribuídas as componentes de campo elétrico (posicionados nas arestas da célula) e magnéticos (posicionados nas faces das células) nas três direções.

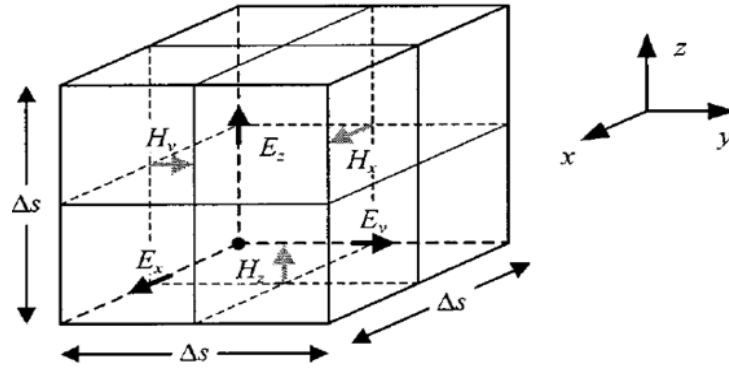


Figura 3.1 - Célula de Yee (extraída de NODA e YOKOYAMA, 2002)

Conforme denotado anteriormente, os campos eletromagnéticos são calculados segundo as equações rotacionais de Maxwell apresentadas em (3.1) e (3.2).

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma^m \cdot \vec{H} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma^e \cdot \vec{E} \quad (3.2)$$

Onde:

- $\vec{E}$  é o vetor intensidade de campo elétrico;
- $\vec{H}$  é o vetor intensidade de campo magnético;
- $\varepsilon$  é a permissividade elétrica do meio;
- $\mu$  é a permeabilidade magnética do meio;
- $\sigma^e$  é a condutividade elétrica do meio;
- $\sigma^m$  é a condutividade magnética do meio.

<sup>1</sup> A formulação do método também pode ser desenvolvida segundo um sistema de coordenadas cilíndricas (TAFLOVE, 2000 e TANIGUCHI et. al. 2008b)

Estas equações podem ser reescritas considerando cada componente de campo nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$  conforme apresentado nas equações (3.3) a (3.8) (ELSHARBENI, 2015).

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_x} \cdot \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} + \sigma_x^m \cdot H_x \right) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_y} \cdot \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} + \sigma_y^m \cdot H_y \right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_z} \cdot \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} + \sigma_z^m \cdot H_z \right) \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_x} \cdot \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \sigma_x^e \cdot E_x \right) \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_y} \cdot \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - \sigma_y^e \cdot E_y \right) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon_z} \cdot \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma_z^e \cdot E_z \right) \quad (3.8)$$

A solução referente a cada componente de campo elétrico e magnético considera a discretização das equações (3.3) a (3.8) segundo o método das diferenças finitas. Dentre as formas de se implementar tal discretização, a mais tradicional consiste na abordagem por diferenças progressivas, conforme indicado pela equação (3.9)

$$\frac{\partial x}{\partial t} = \frac{x(t + \Delta t) - x(t)}{\Delta t} \quad (3.9)$$

Aplicando a equação (3.9) às equações (3.3) a (3.8) e assumindo que os campos elétrico e magnético sejam calculados em passos de tempo iguais a  $n \cdot \Delta t$  e  $(n+1/2) \cdot \Delta t$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), respectivamente, obtêm-se as equações (3.10) a (3.15) para cada componente de campo, nas quais os índices  $i$ ,  $j$  e  $k$  significam as posições de tais componentes nas dimensões  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente.

$$\begin{aligned}
 E_x^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2 \cdot \mathcal{E}_x(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_x^e(i, j, k)}{2 \cdot \mathcal{E}_x(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_x^e(i, j, k)} \cdot E_x^n(i, j, k) & (3.10) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mathcal{E}_x(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_x^e(i, j, k)) \cdot \Delta y} \cdot \left( H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mathcal{E}_x(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_x^e(i, j, k)) \cdot \Delta z} \cdot \left( H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1) \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_y^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2 \cdot \mathcal{E}_y(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_y^e(i, j, k)}{2 \cdot \mathcal{E}_y(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_y^e(i, j, k)} \cdot E_y^n(i, j, k) & (3.11) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mathcal{E}_y(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_y^e(i, j, k)) \cdot \Delta z} \cdot \left( H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1) \right) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mathcal{E}_y(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_y^e(i, j, k)) \cdot \Delta x} \cdot \left( H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^{n+1}(i, j, k) &= \frac{2 \cdot \mathcal{E}_z(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k)}{2 \cdot \mathcal{E}_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k)} \cdot E_z^n(i, j, k) & (3.12) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mathcal{E}_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k)) \cdot \Delta x} \cdot \left( H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \right) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mathcal{E}_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k)) \cdot \Delta y} \cdot \left( H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= \frac{2 \cdot \mu_x(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_x^m(i, j, k)}{2 \cdot \mu_x(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_x^m(i, j, k)} \cdot H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) & (3.13) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mu_x(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_x^m(i, j, k)) \cdot \Delta z} \cdot (E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mu_x(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_x^m(i, j, k)) \cdot \Delta y} \cdot (E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k))
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= \frac{2 \cdot \mu_y(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_y^m(i, j, k)}{2 \cdot \mu_y(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_y^m(i, j, k)} \cdot H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) & (3.14) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mu_y(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_y^m(i, j, k)) \cdot \Delta x} \cdot (E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mu_y(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_y^m(i, j, k)) \cdot \Delta z} \cdot (E_x^n(i, j, k+1) - E_x^n(i, j, k))
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= \frac{2 \cdot \mu_z(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_z^m(i, j, k)}{2 \cdot \mu_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^m(i, j, k)} \cdot H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) & (3.15) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mu_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^m(i, j, k)) \cdot \Delta y} \cdot (E_x^n(i, j+1, k) - E_x^n(i, j, k)) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{(2 \cdot \mu_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^m(i, j, k)) \cdot \Delta x} \cdot (E_y^n(i+1, j, k) - E_y^n(i, j, k))
 \end{aligned}$$

Estas equações são utilizadas para a atualização dos campos eletromagnéticos no espaço de simulação a cada instante de tempo para cada célula, nas três dimensões.

Para que a estabilidade numérica da simulação seja garantida, é importante que o intervalo de tempo  $\Delta t$  no qual os valores dos campos são calculados, bem como as dimensões das células ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$  e  $\Delta z$ ) sigam o denominado critério de Courant (TAFLOVE, 2000 e ELSHEBERNI, 2015). Este critério define o maior passo de tempo ( $\Delta t$ ) permitido com base nas menores dimensões das células, de modo a garantir que a onda eletromagnética, a qual se desloca no vácuo com velocidade igual à da luz ( $c$ ), fique limitada a percorrer no máximo uma célula a cada passo de tempo. Tal relação é definida pela expressão (3.16).

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \cdot \sqrt{\frac{1}{(\Delta x_{min})^2} + \frac{1}{(\Delta y_{min})^2} + \frac{1}{(\Delta z_{min})^2}}} \quad (3.16)$$

### 3.3 Representação de tensões e correntes no sistema

#### 3.3.1 Tensões e correntes impostas ao sistema

A simulação de surtos de tensão e corrente impostos ao meio em simulação é feita por fontes de tensão e corrente, representadas com base na definição dos valores de campo elétrico nas células nas quais tais fontes são posicionadas.

A Figura 3.2 ilustra uma fonte de tensão em série com uma resistência posicionada entre os nós  $(i,j,k)$  e  $(i,j,k+1)$ , ao longo da direção  $Z+$  de uma determinada célula. O campo elétrico é forçado entre dois nós (entre os vértices de células adjacentes) de modo a representar uma fonte de tensão com resistência interna  $R_s$  posicionada na direção  $Z+$  e é calculado pela equação (3.18) (ELSHERBENI, 2015), a qual pode ser obtida a partir da equação (3.17). Vale ressaltar que a equação (3.17) é a equação (3.8) acrescida de um termo  $\vec{J}_z$  (vetor densidade de corrente) forçado pela fonte de tensão.

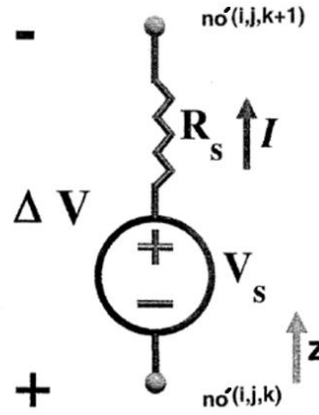


Figura 3.2 - Fonte de tensão com resistência interna  $R_s$  representada no método FDTD (adaptada de ELSHERBENI, 2015)

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_z} \cdot \left( \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} - \sigma \cdot \vec{E}_z - \vec{J}_z \right) \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} E_z^{n+1}(i, j, k) = & C_{eze}(i, j, k) \cdot E_z^n(i, j, k) + C_{ezhy}(i, j, k) \cdot \left( H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \right) \\ & + C_{ezhx}(i, j, k) \cdot \left( H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) + C_{ezs}(i, j, k) \cdot V_s^{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

As constantes da expressão (3.18) são definidas pelas expressões (3.19) a (3.22) para o caso de fonte de tensão com resistência interna diferente de zero (fonte do tipo *soft*). Caso a fonte de tensão não possua resistência interna (fonte do tipo *hard*), as constantes da expressão (3.18) são calculadas conforme as expressões (3.23) a (3.26).

$$C_{eze}(i, j, k) = \frac{2 \cdot \epsilon_z(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) - \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y}}{2 \cdot \epsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y}} \quad (3.19)$$

$$C_{ezhy}(i, j, k) = \frac{2 \cdot \Delta t}{\left( 2 \cdot \epsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \right) \cdot \Delta x} \quad (3.20)$$

$$C_{ezhx}(i, j, k) = - \frac{2 \cdot \Delta t}{\left( 2 \cdot \epsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \right) \cdot \Delta y} \quad (3.21)$$

$$C_{ezs}(i, j, k) = - \frac{2 \cdot \Delta t}{\left(2 \cdot \varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y}\right) \cdot R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \quad (3.22)$$

$$C_{eze}(i, j, k) = -1 \quad (3.23)$$

$$C_{ezhy}(i, j, k) = 0 \quad (3.24)$$

$$C_{ezhz}(i, j, k) = 0 \quad (3.25)$$

$$C_{ezs}(i, j, k) = \frac{-2}{\Delta z} \quad (3.26)$$

Na Figura 3.3 é mostrada a fonte de corrente com resistência interna  $R_s$  entre os nós  $(i, j, k)$  e  $(i, j, k+1)$ .

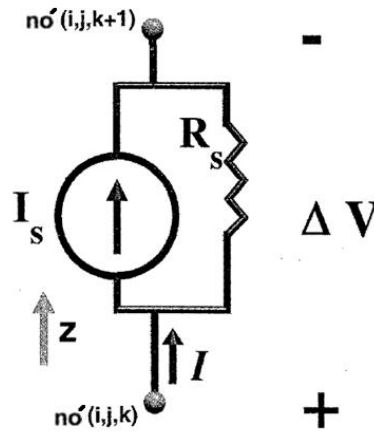


Figura 3.3 - Fonte de corrente com resistência interna  $R_s$  representada no método FDTD (adaptada de ELSHERBENI, 2015)

Neste tipo de representação, o campo elétrico na célula é forçado de modo a representar a fonte de corrente com resistência interna  $R_s$  em paralelo posicionada na direção  $Z+$ . Para tanto, utiliza-se a expressão (3.27) (ELSHERBENI, 2015), cujas constantes devem ser calculadas de acordo com as expressões (3.28) a (3.31). O campo forçado faz com que as componentes de campo magnético ao redor do condutor possuam o valor referente aquele gerado pelo fluxo de corrente da fonte. A equação (3.27) é obtida a partir equação (3.17) e, exceto pelo termo  $C_{ezs}$ , é igual à equação (3.18). A diferença está no termo  $V_s$ , o qual foi substituído pelo termo  $R_s \cdot I_s$ , obtido de acordo com a lei de Ohm.

$$\begin{aligned}
 E_z^{n+1}(i, j, k) = & C_{eze}(i, j, k) \cdot E_z^n(i, j, k) + C_{ezhy}(i, j, k) \cdot \left( H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \right) \\
 & + C_{ezhx}(i, j, k) \cdot \left( H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \right) + C_{ezs}(i, j, k) \cdot I_s^{n+\frac{1}{2}}
 \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$C_{eze}(i, j, k) = \frac{2 \cdot \varepsilon_z(i, j, k) - \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) - \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y}}{2 \cdot \varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y}} \quad (3.28)$$

$$C_{ezhy}(i, j, k) = \frac{2 \cdot \Delta t}{\left( 2 \cdot \varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \right) \cdot \Delta x} \quad (3.29)$$

$$C_{ezhx}(i, j, k) = - \frac{2 \cdot \Delta t}{\left( 2 \cdot \varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \right) \cdot \Delta y} \quad (3.30)$$

$$C_{ezs}(i, j, k) = - \frac{2 \cdot \Delta t}{\left( 2 \cdot \varepsilon_z(i, j, k) + \Delta t \cdot \sigma_z^e(i, j, k) + \frac{\Delta t \cdot \Delta z}{R_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \right) \cdot \Delta x \cdot \Delta y} \quad (3.31)$$

### 3.3.2 Tensões e correntes resultantes no sistema

O cálculo de tensão ou corrente em uma determinada região do sistema em simulação requer a integração dos campos elétricos e magnéticos nos percursos de interesse. Como o espaço é discretizado, as integrações são substituídas por somatórios, conforme apresentado nas equações (3.32) e (3.33). As componentes de campo magnético utilizadas para o cálculo da corrente são aquelas que circundam o condutor, conforme apresentado na Figura 3.4 (condutor ao longo do eixo Z), e devem possuir sinal positivo, caso satisfaçam o sentido de integração escolhido, ou sinal negativo, caso contrário.

$$V = - \int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad \longrightarrow \quad V = -\Delta s \cdot \sum_a^b \vec{E} \quad (3.32)$$

$$I_{envolvida} = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad \longrightarrow \quad I_{envolvida} = \Delta s \cdot (H_{y1} + H_{x1} - H_{y2} - H_{x2}) \quad (3.33)$$



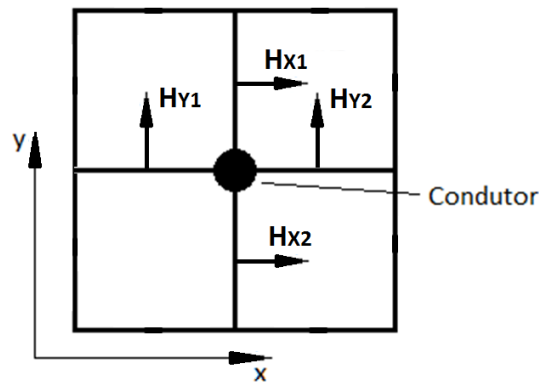


Figura 3.4 - Campos magnéticos que circundam o condutor

### 3.4 Representação de resistores

Em determinadas aplicações, é de interesse a representação de elementos de circuitos concentrados, como por exemplo, resistores. Tal representação é feita considerando-se fontes de tensão com tensões iguais a zero ou fontes de corrente com correntes iguais a zero. Nesses casos, as resistências internas de tais fontes atuam como as resistências inseridas no ambiente FDTD.

### 3.5 Fronteiras absorventes

O método FDTD não permite a representação de um espaço de simulação infinito. Esta característica do método faz com que os sinais que chegam às fronteiras do espaço de simulação sofram reflexão, afetando os resultados.

Tal efeito é observado pela impossibilidade de cálculo dos campos nestas superfícies, pois cada componente é calculada a partir dos valores das quatro componentes de campo oposto que as circundam. Na extremidade do ambiente computacional sempre há uma componente circundante ausente, posicionada fora da região simulada, de modo que não é possível calcular os campos nestes pontos. Assim, os valores dos campos nas superfícies que delimitam o espaço são iguais a zero. A Figura 3.5 ilustra tal condição.

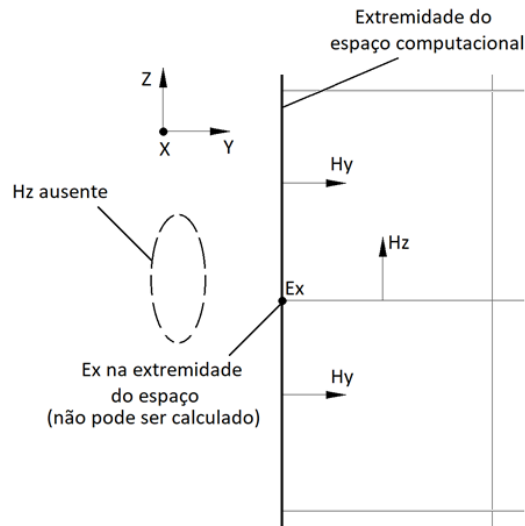


Figura 3.5 - Impossibilidade de cálculo da componente  $E_x$  na extremidade do espaço computacional devido à ausência de uma componente  $H_z$  a esquerda

Neste contexto, para que tal efeito seja atenuado se faz necessário o emprego de Condições de Fronteiras Absorventes (ABC – *Absorbing Boundary Condition*).

Dentre as diversas fronteiras absorventes apresentadas na literatura, as fronteiras PML (*Perfect Matched Layer*) (BERENGER, 1994 e BERENGER, 1996) e Liao (LIAO, 1984) estão entre as mais tradicionalmente empregadas em simulações com o método FDTD. A caracterização dessas técnicas é feita a seguir.

### 3.5.1 Fronteiras PML – *Perfect Matched Layer*

O método PML considera a representação de diversas camadas de células circundando o espaço de simulação, baseadas em parâmetros construtivos de um meio fictício para criar um casamento de impedâncias com as células do meio de simulação. As componentes de campo incidentes nestas camadas não sofrem reflexão e são atenuadas rapidamente devido à elevada condutividade de tais células (ELSHARBENI, 2015).

Para o espaço tridimensional, cada componente de campo elétrico e magnético é dividida em duas novas componentes, de modo que as seis equações originais se tornam doze, conforme apresentado nas equações (3.34) a (3.45). Após serem discretizadas,

estas equações podem ser usadas para atualização do campo no interior das fronteiras PML.

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_{pey} \cdot E_{xy} = \frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial y} \quad (3.34)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_{pez} \cdot E_{xz} = -\frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial z} \quad (3.35)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_{pex} \cdot E_{yx} = -\frac{\partial(H_{zx} + H_{zy})}{\partial x} \quad (3.36)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_{pez} \cdot E_{yz} = \frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial z} \quad (3.37)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_{pex} \cdot E_{zx} = \frac{\partial(H_{yx} + H_{yz})}{\partial x} \quad (3.38)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_{pey} \cdot E_{zy} = -\frac{\partial(H_{xy} + H_{xz})}{\partial y} \quad (3.39)$$

$$\mu_0 \cdot \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_{pmy} \cdot H_{xy} = -\frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial y} \quad (3.40)$$

$$\mu_0 \cdot \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_{pmz} \cdot H_{xz} = \frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial z} \quad (3.41)$$

$$\mu_0 \cdot \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_{pmx} \cdot H_{yx} = \frac{\partial(E_{zx} + E_{zy})}{\partial x} \quad (3.42)$$

$$\mu_0 \cdot \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_{pmz} \cdot H_{yz} = -\frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial z} \quad (3.43)$$

$$\mu_0 \cdot \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_{pmx} \cdot H_{zx} = -\frac{\partial(E_{yx} + E_{yz})}{\partial x} \quad (3.44)$$

$$\mu_0 \cdot \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_{pmy} \cdot H_{zy} = \frac{\partial(E_{xy} + E_{xz})}{\partial y} \quad (3.45)$$

Os valores das condutividades elétrica e magnética para cada direção nas células absorventes são definidos por meio das equações (3.46) a (3.48). O objetivo ao se aplicar as equações é evitar a reflexão das componentes de campo na interface entre o meio e a camada PML. Além disso, os valores das condutividades devem ser elevados de modo que as componentes de campo que entrarem na camada PML sejam atenuadas consideravelmente após avançarem poucas células.

$$\frac{\sigma_{pex}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_{pmx}}{\mu_0} \quad (3.46)$$

$$\frac{\sigma_{pey}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_{pmy}}{\mu_0} \quad (3.47)$$

$$\frac{\sigma_{pez}}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma_{pmz}}{\mu_0} \quad (3.48)$$

As condutividades são diferentes de zero nas camadas PML:  $\sigma_{pex}$  e  $\sigma_{pmx}$  nas regiões destacadas na Figura 3.6.a,  $\sigma_{pey}$  e  $\sigma_{pmy}$  nas regiões da Figura 3.6.b e  $\sigma_{pez}$  e  $\sigma_{pmz}$  nas regiões da Figura 3.6.c. Existem oito regiões de intercessão das camadas (Figura 3.6.d) nas quais as condutividades das três direções são diferentes de zero.

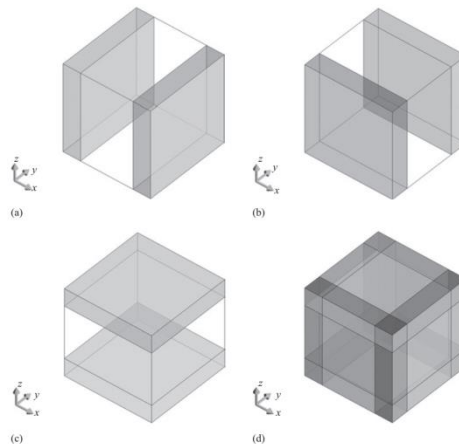


Figura 3.6 - Regiões PML com condutividades diferentes de zero: (a) Componentes X; (b) Componentes Y; (c) Componentes Z e (d) Todas as camadas (extraída de ELSHERBENI, 2015)

### 3.5.2 Fronteiras absorventes de Liao

Um método que merece especial atenção por sua simplicidade de implementação e grande eficiência é o das Fronteiras Absorventes de Liao (LIAO, 1984). Este método considera o ambiente de simulação finito e delimitado por componentes de campo elétrico nas seis faces, cujo cálculo pelas equações (3.10) a (3.15) não se aplica, conforme apresentado na Figura 3.5. O método considera a previsão dos valores dessas componentes para cada instante com base na evolução do sinal ao longo do tempo e do espaço para que seus valores possam ser definidos de modo a evitar o efeito de reflexão devido ao fim do espaço de simulação e possibilitar o cálculo das demais componentes dentro do ambiente.

A ideia deste método consiste em estimar o valor de campo nas fronteiras com base nos valores conhecidos em instantes de tempo e posições anteriores em relação às fronteiras. A Figura 3.7 apresenta a evolução de uma componente de campo (elétrico ou magnético) em termos de tempo e espaço. Conhecendo-se o modo como essa evolução ocorre, é possível estimar o campo na fronteira em um instante de tempo futuro (posição  $NDX+1$  no instante  $t+1$ ).

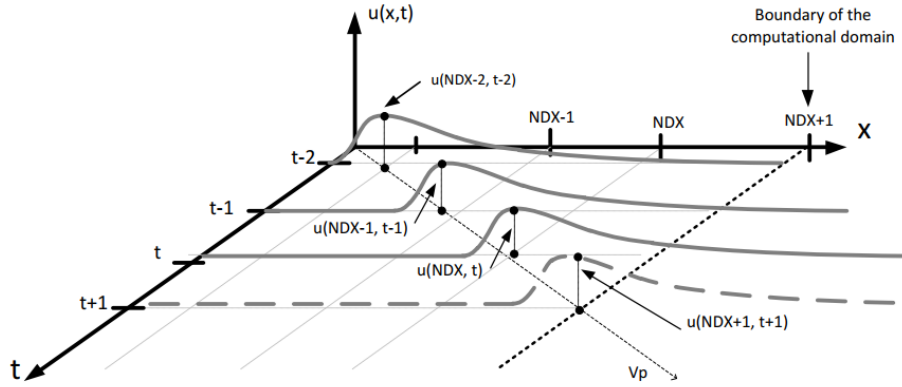


Figura 3.7 – Evolução de uma componente de campo (elétrico ou magnético) em termos de tempo e espaço utilizada para estimar o valor do campo nas fronteiras de Liao em um instante de tempo futuro (extraída de MEJÍA, 2014)

A formulação de Liao é apresentada a seguir. Considerando a variável  $u$  como uma componente de campo elétrico ou magnético em instantes de tempo e posições diferentes, tem-se o conjunto de igualdades (3.49).

$$\begin{aligned}
 u_0 &= u(x_{m\acute{a}x}, t + \Delta t) && \rightarrow \text{campo desconhecido na fronteira no pr\u00f3ximo instante de tempo} && (3.49) \\
 u_1 &= u(x_{m\acute{a}x} - 1, t) && \rightarrow \text{campo conhecido uma c\u00e9lula antes da fronteira no instante atual} \\
 u_2 &= u(x_{m\acute{a}x} - 2, t - \Delta t) && \rightarrow \text{campo conhecido duas c\u00e9lulas antes da fronteira no instante anterior} \\
 u_3 &= u(x_{m\acute{a}x} - 3, t - 2 \cdot \Delta t) && \rightarrow \text{campo conhecido tr\u00eas c\u00e9lulas antes da fronteira dois instantes atr\u00e1s} \\
 &\dots && \dots \\
 u_n &= u(x_{m\acute{a}x} - n, t - (n - 1) \cdot \Delta t) && \rightarrow \text{campo conhecido } n \text{ c\u00e9lulas antes da fronteira } (n-1) \text{ instantes atr\u00e1s}
 \end{aligned}$$

O m\u00e9todo das fronteiras absorventes de Liao utiliza a interpola\u00e7\u00e3o polinomial para definir o valor do campo na fronteira em um instante de tempo futuro. Para isso, \u00e9 definida uma sequ\u00eancia de diferen\u00e7as regressivas ( $\Delta^m$ ) come\u00e7ando por  $u_1$ , apresentada no conjunto de equa\u00e7\u00f5es (3.50).

$$\begin{aligned}
 \Delta^1 u_1 &= u_1 - u_2 && \left. \begin{array}{l} \Delta^2 u_1 = \Delta^1 u_1 - \Delta^1 u_2 \\ \Delta^1 u_2 = u_2 - u_3 \\ \Delta^1 u_3 = u_3 - u_4 \\ \Delta^1 u_4 = u_4 - u_5 \\ \dots \end{array} \right\} && \left. \begin{array}{l} \Delta^2 u_2 = \Delta^1 u_2 - \Delta^1 u_3 \\ \Delta^2 u_3 = \Delta^1 u_3 - \Delta^1 u_4 \\ \dots \end{array} \right\} && \left. \begin{array}{l} \Delta^3 u_1 = \Delta^2 u_1 - \Delta^2 u_2 \\ \Delta^3 u_2 = \Delta^2 u_2 - \Delta^2 u_3 \\ \dots \end{array} \right\} \dots && (3.50)
 \end{aligned}$$

De acordo com Taflove (2000), os campos nas extremidades do espaço podem ser calculados com base neste conjunto de diferenças pela expressão (3.51).

$$u_0 = u(x_{m\acute{a}x}, t + \Delta t) = u_1 + \Delta^1 u_1 + \Delta^2 u_1 + \Delta^3 u_1 + \dots + \Delta^{n-1} u_1 \quad (3.51)$$

Para utilizar a expressão (3.51), é necessário truncá-la e a ordem da expressão resultante está diretamente ligada à maior ordem da diferença utilizada. Na literatura é muito comum o uso do método das fronteiras absorventes de Liao de segunda ordem (NODA e YOKOYAMA, 2002; THANG et. al., 2015; TANABE, 2001).

### 3.6 Representação de fios finos

Em simulações computacionais relativas ao desempenho de sistemas elétricos de potência, se faz necessária a representação dos componentes do sistema como torres, cabos e eletrodos de aterramento. Modelos com abordagem eletromagnética como o *Hybrid Electromagnetic Model* (HEM) e o FDTD permitem a representação física de tais componentes diretamente a partir de sua configuração geométrica.

Especificamente em relação ao FDTD, a representação de tais elementos requereria a definição de um tamanho de célula muito reduzido devido aos seus pequenos raios. No entanto, esta abordagem implica em um enorme esforço computacional devido à grande quantidade de células resultantes da divisão de todo o espaço de simulação.

Neste contexto, tais elementos devem ser representados como um conjunto de filamentos, denominados *fios finos*. Algumas tentativas de se representar o fio fino adequadamente foram feitas por diferentes autores.

Umashankar et. al. (1987) propuseram a representação dos fios finos ao se zerar o campo elétrico em seu interior e atualizar os campos magnéticos ao seu redor de acordo com as expressões (3.52) a (3.55), as quais consideram um condutor posicionado na célula  $(i, j, k)$  ao longo do eixo  $Z^+$  e com raio  $a$ , conforme apresentado na Figura 3.8.

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu_x(i, j, k) \cdot \Delta z} \cdot (E_y^n(i, j, k+1) - E_y^n(i, j, k)) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{\mu_x(i, j, k) \cdot \Delta y \cdot \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)} \cdot (E_z^n(i, j+1, k) - E_z^n(i, j, k))
 \end{aligned} \tag{3.52}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{2 \cdot \Delta t}{\mu_y(i, j, k) \cdot \Delta x \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} \cdot (E_z^n(i+1, j, k) - E_z^n(i, j, k)) \\
 &+ \frac{-\Delta t}{\mu_y(i, j, k) \cdot \Delta z} \cdot (E_x^n(i, k+1) - E_x^n(i, j, k))
 \end{aligned} \tag{3.53}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1, k) &= H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j-1, k) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu_x(i, j-1, k) \cdot \Delta z} \cdot (E_y^n(i, j-1, k+1) - E_y^n(i, j-1, k)) \\
 &+ \frac{-2 \cdot \Delta t}{\mu_x(i, j-1, k) \cdot \Delta y \cdot \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)} \cdot (E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i, j-1, k))
 \end{aligned} \tag{3.54}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1, j, k) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i-1, j, k) \\
 &+ \frac{2 \cdot \Delta t}{\mu_y(i-1, j, k) \cdot \Delta x \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} \cdot (E_z^n(i, j, k) - E_z^n(i-1, j, k)) \\
 &+ \frac{-\Delta t}{\mu_y(i-1, j, k) \cdot \Delta z} \cdot (E_x^n(i-1, k+1) - E_x^n(i-1, j, k))
 \end{aligned} \tag{3.55}$$

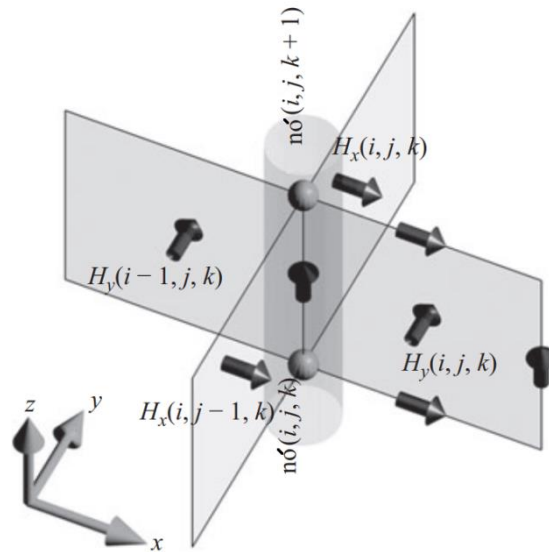


Figura 3.8 - Fio fino representado por Umashankar et. al. (1987) (adaptada de ELSHERBENI, 2015)

Noda e Yokoyama (2002) propuseram uma representação do fio fino semelhante à de Umashankar et. al. (1987), porém com melhores resultados referentes à impedância de surto. A técnica proposta por Noda e Yokoyama considera o campo elétrico nulo no interior do condutor, de modo que este se comporta como um fio de raio  $r_0$ , chamado raio intrínseco, cujo valor é igual a aproximadamente 23% da largura da célula utilizada. Para trabalhar com raios diferentes, é necessário corrigir a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica ao redor do condutor de acordo com o fator adequado.

Na Figura 3.9.a é representado o fio fino de raio  $r$  na direção  $z$ , assim como a permeabilidade e a permissividade do meio ao seu redor.

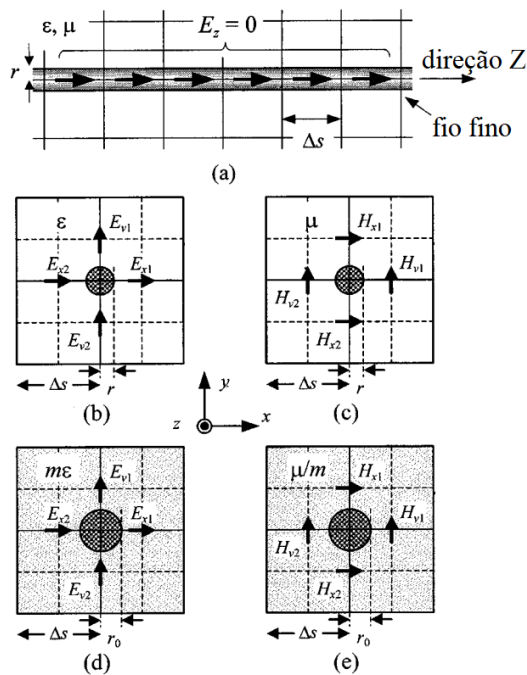


Figura 3.9 - Representação de um fio e dos campos adjacentes: (a) Vista lateral do fio, (b) Componentes de campo elétrico ao redor do fio, (c) Componentes de campo magnético ao redor do fio, (d) Permissividade elétrica corrigida para as componentes de campo elétrico ao redor do fio e (e) Permeabilidade magnética corrigida para as componentes de campo magnético ao redor do fio (extraída de NODA e YOKOYAMA, 2002)

A Figura 3.9.b apresenta a seção transversal do condutor com suas respectivas componentes de campo elétrico enquanto a Figura 3.9.c apresenta a mesma seção, desta vez com as componentes de campo magnético. Tais componentes são geradas pelo condutor de raio intrínseco ( $r_0$ ). As Figura 3.9.d e Figura 3.9.e apresentam o mesmo condutor, porém com a permissividade elétrica e a permeabilidade megnética corrigidas,



de modo que as componentes de campo elétrico e magnético geradas pelo fio são correspondentes aos campos gerados por um condutor de raio  $r$ .

Para se representar corretamente as componentes de campo elétrico ao redor do condutor ( $E_{X1}$ ,  $E_{X2}$ ,  $E_{Y1}$  e  $E_{Y2}$ ) multiplica-se a permissividade do meio pelo fator de correção  $m$ . O mesmo vale para o cálculo das componentes de campo magnético ( $H_{X1}$ ,  $H_{X2}$ ,  $H_{Y1}$  e  $H_{Y2}$ ), bastando, neste caso, dividir a permeabilidade por este mesmo fator, cujo valor depende do raio do condutor considerado e do tamanho de célula ( $\Delta s$ ) adotado.

De acordo com Noda e Yokoyama (2002) o fator de correção é calculado pela expressão (3.56).

$$m = \frac{1,471}{\ln\left(\frac{\Delta s}{r}\right)} \quad (3.56)$$

As constantes do meio referentes às componentes de campo ao redor do condutor são corrigidas segundo as expressões (3.57) e (3.58).

$$\epsilon_{corrigida} = \epsilon \cdot m \quad (3.57)$$

$$\mu_{corrigida} = \frac{\mu}{m} \quad (3.58)$$

BABA et al, 2005 propuseram uma melhoria para o modelo de fio fino de Noda e Yokoyama de modo a permitir sua implementação em meios com perdas, algo particularmente útil na representação de sistemas de aterramentos.

A melhoria proposta consiste em aplicar o fator de correção  $m$  aos valores de condutividade elétrica ao redor do fio, do mesmo modo como foi feito para a permissividade elétrica, como apresentado na expressão (3.59).

$$\sigma_{corrigida} = \sigma \cdot m \quad (3.59)$$

Taniguchi et al, 2008a apresentam mais uma melhoria para o modelo proposto por Noda e Yokoyama. Para simulações com fios finos cujos raios são muito menores que o tamanho das células (até aproximadamente de 15% de  $\Delta s$ ), o sistema tende à instabilidade devido à velocidade de propagação da onda eletromagnética no meio. Do mesmo modo, para raios muito grandes (cerca de 90% de  $\Delta s$  ou superior), o problema também acontece.

Assim, foi proposta mais uma correção, desta vez das quatro componentes de campo paralelas ao condutor: dividir  $\mu$  pelo fator  $m$  para os casos de raios muito pequenos e multiplicar  $\epsilon$  pelo mesmo fator  $m$  para os casos de raios muito grandes, conforme ilustrado na Figura 3.10.

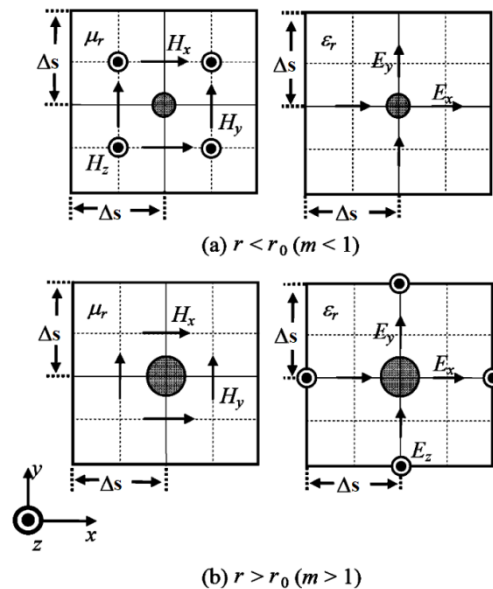


Figura 3.10 - Melhoria proposta por TANIGUCHI et al, 2008a: (a)  $\mu/m$  aplicado às componentes de H paralelas ao condutor para raios muito pequenos e (b)  $\epsilon.m$  aplicado às componentes de E paralelas ao condutor para raios muito grandes (extraída de TANIGUCHI et al, 2008a)

### 3.7 Representação do espaço de simulação: células não uniformes

Em alguns sistemas o posicionamento dos elementos pode não coincidir com a divisão de células utilizada, de modo que sua representação não será feita de maneira adequada, conforme apresentado na Figura 3.11.a. Além disso, ainda existem situações em que as células devem ser menores ao redor de determinados objetos, como os fios

finos, de modo a obter uma maior precisão nas obtenções de tensões e correntes. Uma alternativa seria trabalhar com células menores, capazes de se adequar aos objetos e garantir o nível necessário de exatidão, porém a ocupação da memória e o esforço computacional se tornariam muito elevados.

A alternativa nesses casos consiste em se adotar uma divisão não uniforme do espaço, considerando células menores ao redor dos objetos de interesse e células maiores nos pontos mais distantes. A Figura 3.11.b apresenta um ambiente dividido de maneira não uniforme, no qual o mesmo objeto da Figura 3.11.a pode ser representado adequadamente.

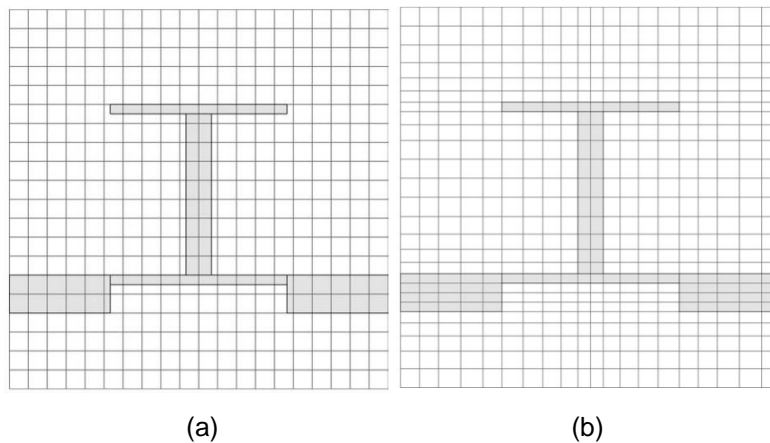


Figura 3.11 - (a) Objeto incompatível com a divisão espacial adotada; (b) Mesmo objeto representado em um espaço adequado através da utilização da divisão não uniforme. (extraída de ELSHERBENI, 2015)

Esta técnica, denominada *non-uniform grid* (células não uniformes) (TAFLOVE, 2000 e ELSHERBENI, 2015), considera a transição gradual do tamanho da célula ao longo de uma determinada distância. Tal transição deve ser feita de acordo com o sistema que será simulado, suavemente e ao longo de uma distância mínima para evitar problema de reflexão do sinal. Um exemplo de transição é apresentado na Figura 3.12.

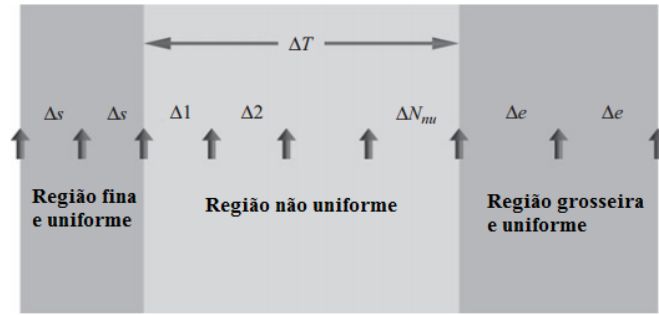


Figura 3.12 - Aplicação da divisão não uniforme em uma dimensão. (adaptada de ELSHERBENI, 2015)

Neste caso, o tamanho de célula de uma região fina ( $\Delta s$ ) varia ao longo de uma distância ( $\Delta T$ ), em uma região não uniforme, até atingir o tamanho de célula em uma região grosseira também uniforme ( $\Delta e$ ). O fator de multiplicação  $R$  aplicado às células dentro da região de transição pode ser calculado pela expressão (3.60) após a definição dos tamanhos das células finas, das células grosseiras e do tamanho da região de transição de acordo com as necessidades do sistema simulado.

$$R = \frac{\Delta T + \Delta e}{\Delta T + \Delta s} \quad (3.60)$$

O número de células dentro da região de transição ( $N$ ) pode ser calculado pela expressão (3.61). Como resultado, é necessário obter um número inteiro, o que pode requerer algum ajuste nos tamanhos escolhidos anteriormente.

$$N = \frac{\log\left(\frac{\Delta e}{\Delta s}\right)}{\log(R)} - 1 \quad (3.61)$$

O código deve ser desenvolvido de modo a contemplar os diferentes tamanhos de células dentro do ambiente de simulação para a representação de fios finos, resistores, fontes, medidores, etc. A utilização da divisão não uniforme do espaço não requer modificações nas seis equações de atualização das componentes de campo elétrico e magnético (equações (3.10) a (3.15)), mas é necessário observar que as distâncias entre as componentes de  $E$  e entre as componentes de  $H$  dentro da região de

transição são diferentes devido ao posicionamento destas componentes dentro das células de Yee, conforme ilustrado na Figura 3.13.

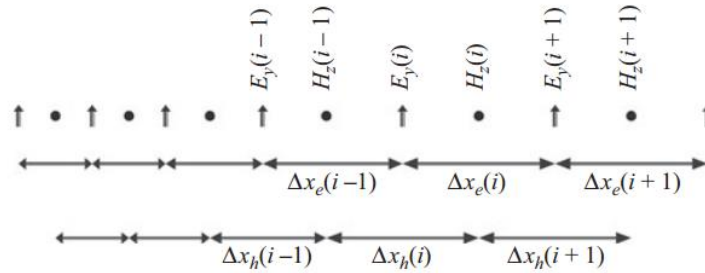


Figura 3.13 - Distâncias entre as componentes de campo elétrico e magnético em uma região de divisão não uniforme (extraída de ELSHERBENI, 2015)

Para as três dimensões, as distâncias entre as componentes de H são médias aritméticas das distâncias entre as componentes de E, conforme apresentado na expressão (3.62).

$$\Delta s_h(n) = \frac{\Delta s_e(n) + \Delta s_e(n - 1)}{2} \quad (3.62)$$

De acordo com Taflove (2000) mais duas condições precisam ser observadas para garantir uma simulação livre de instabilidades. O máximo crescimento permitido dentro da região de transição é de duas vezes ( $R \leq 2$ ) a cada célula avançada e as células grosseiras devem ter um tamanho máximo igual a 10% do menor comprimento de onda envolvido na simulação.

# **4 Desenvolvimento da Ferramenta Computacional em FDTD**

## **4.1 Introdução**

O desenvolvimento da ferramenta computacional no contexto dessa dissertação de mestrado considerou uma série de escolhas relativas às modelagens dos principais aspectos relativos ao método FDTD. As abordagens adotadas e as justificativas para tais escolhas são descritas neste capítulo.

## **4.2 Fluxograma das principais etapas de processamento da ferramenta computacional**

A Figura 4.1 apresenta de modo simplificado as principais etapas associadas ao processamento da ferramenta computacional desenvolvida nesta dissertação de mestrado. A ordem apresentada é a mesma seguida pelo código computacional.

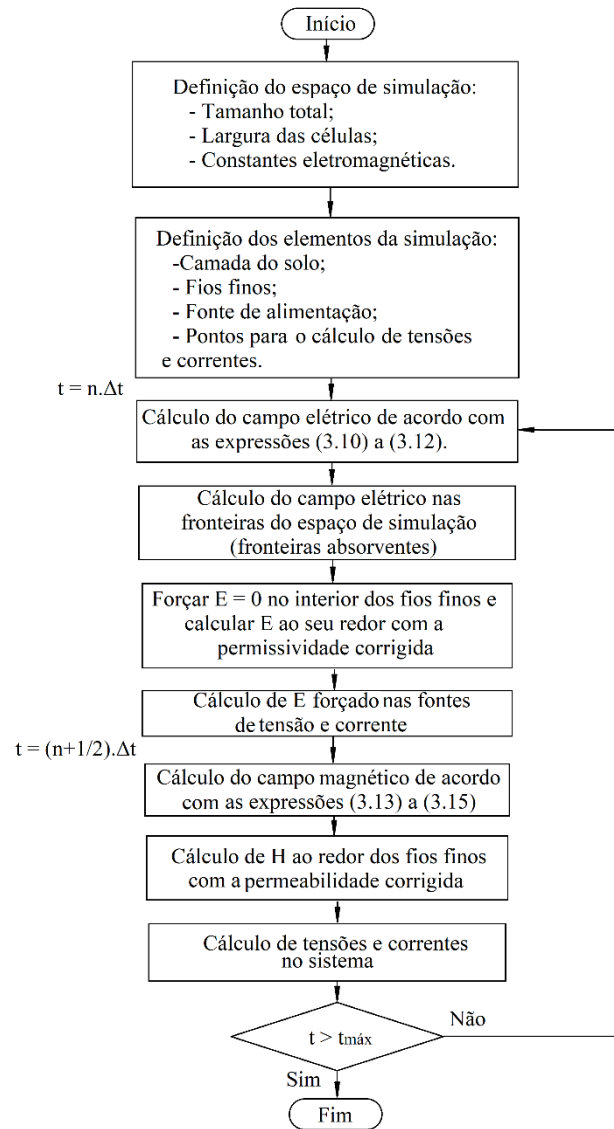


Figura 4.1 - Algoritmo do método FDTD

### 4.3 Definição do espaço de simulação

As dimensões do ambiente de simulação são definidas com base no tamanho dos sistemas a serem simulados.

De maneira geral as dimensões escolhidas buscam acomodar todos os elementos do sistema e todas as regiões cujos valores de campo elétrico e magnético são de interesse para obtenção dos resultados desejados. Além disso, foram previstas regiões livres ao redor do ambiente para o posicionamento das fronteiras absorventes.

## 4.4 Definição do tamanho das células

A definição do tamanho das células do ambiente computacional deve levar em consideração as dimensões dos objetos representados de modo a reproduzir os resultados com o nível de precisão desejado. Normalmente o critério de Courant (equação (3.16)) é utilizado para que seja definido o passo de tempo ( $\Delta t$ ) com base no menor tamanho de célula. Tal critério pode ser aplicado de modo inverso para definir o comprimento da célula com base no valor do passo de tempo, este definido de acordo com a amostragem do sinal de entrada. Neste caso, é necessário observar se o tamanho calculado está adequado para a representação dos elementos dentro do ambiente de simulação.

Além do tamanho mínimo das células normalmente utilizadas em torno de elementos do sistema que requeiram um maior detalhamento para simulação, também se faz necessário especificar como será feita a divisão do restante do espaço. Em uma simulação em FDTD as células podem ser uniformes ou não uniformes, conforme apresentado no Capítulo 3. Outra possibilidade de célula uniforme considera comprimentos diferentes em cada dimensão e pode ser usada convenientemente para a representação de sistemas que possua uma dimensão muito maior que as demais, como o caso das linhas de transmissão.

As escolhas dos tamanhos das células e do modo como o espaço é dividido nos sistemas implementados nas simulações considera o tipo de sistema simulado, a amostragem do sinal aplicado pela fonte (tensão ou corrente) e a exatidão exigida, sendo os casos que envolvem tensões induzidas aqueles que requereram células menores (5 ou 10 cm). Especificamente para a representação de linhas de transmissão e os aterramentos elétricos, são utilizados espaços divididos em células não uniformes devido às grandes dimensões envolvidas.

## 4.5 Parâmetros para as aplicações de células não uniformes

As células finas foram posicionadas ao redor de cada fio fino presente nos sistemas e seu tamanho foi definido de maneira proporcional ao raio do condutor. O tamanho das células grosseiras foi escolhido de modo a respeitar o critério sugerido por

---



Taflove (2000): 10% do menor comprimento de onda presente no espectro de frequências do sinal de tensão ou corrente injetado no sistema.

As regiões de transição entre as células finas e grosseiras apresentaram aumentos sempre menores que duas vezes (TAFLOVE, 2000) e a quantidade de células nestas regiões foi definida como 20, assim como feito por (ELSHARBENI, 2015) em suas simulações nas quais tal técnica foi empregada.

As condições mais críticas encontradas durante as simulações foram aquelas nas quais havia medições que envolviam tensões induzidas, pois uma precisão maior se mostrou necessária para obtenção de resultados corretos. Para tanto, as regiões entre os condutores acoplados magneticamente foram divididas em células finas, garantindo uma propagação mais fiel dos campos magnéticos responsáveis pelas tensões induzidas.

## 4.6 Tipo de fonte utilizada

As simulações desenvolvidas neste trabalho consideram representações de fontes de tensão e corrente.

As condições que exigiram a aplicação de fontes de tensão consideraram tais fontes com resistência interna diferente de zero, de modo a representar fontes do tipo *soft* (equação (3.18) com as constantes definidas pelas equações (3.19) a (3.22)).

As fontes de corrente utilizadas para a representação das correntes de descarga injetadas nos sistemas em análise foram representadas considerando resistência interna infinita. Tal representação é obtida ao se zerar os termos divididos por  $R_s$  nas equações (3.28) a (3.31).

## 4.7 Representação das fronteiras absorventes

As simulações realizadas neste trabalho consideram o método de Liao (LIAO, 1984) como fronteira absorvente. A escolha dessa metodologia em detrimento das fronteiras PML se baseia em sua eficiência e a maior simplicidade de implementação, resultando em um menor esforço computacional e menor tempo de simulação.

Um sistema simples foi simulado para avaliar a ordem das fronteiras absorventes de Liao necessária para o tratamento das bordas dos meios de simulação. A Figura 4.2 apresenta o sistema em questão. O ambiente de simulação de  $2 \times 2 \times 2 \text{ m}^2$  foi dividido uniformemente em células com arestas iguais a 10 cm e os dois condutores ( $r = 10\text{mm}$ ) foram conectados às fronteiras absorventes de Liao para que as correntes neles pudessem ser propagadas para fora do espaço de simulação sem a ocorrência de reflexões. A corrente injetada pela fonte (forma de onda triangular, tempo de frente de  $1 \mu\text{s}$ , tempo de meia onda de  $50 \mu\text{s}$  e pico de  $1\text{A}$ ) se dividiu igualmente para os dois lados do condutor horizontal e as parcelas foram calculadas.

Para as fronteiras de primeira ordem (Figura 4.3), observa-se uma discrepância de aproximadamente 2,5 % entre as correntes que fluem para cada lado do condutor, o que sugere valores de campo previstos de maneira imprecisa devido à menor quantidade de informações reunidas acerca da evolução das componentes de campo. Já para as fronteiras de segunda ordem (Figura 4.4) as correntes que fluem para os dois lados do condutor horizontal apresentam uma diferença de apenas 0,021 %, resultado de uma estimativa mais precisa dos campos nas fronteiras, o que sugere uma quantidade suficiente de informações sobre a evolução do sinal. Para as fronteiras absorventes de terceira ordem o resultado é ainda melhor, de modo que a diferença entre as correntes no condutor horizontal é de apenas 0,0025 %.

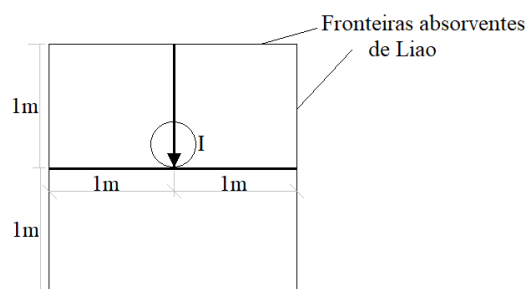


Figura 4.2 - Sistema para avaliação das fronteiras absorventes de Liao de primeira, segunda e terceira ordens

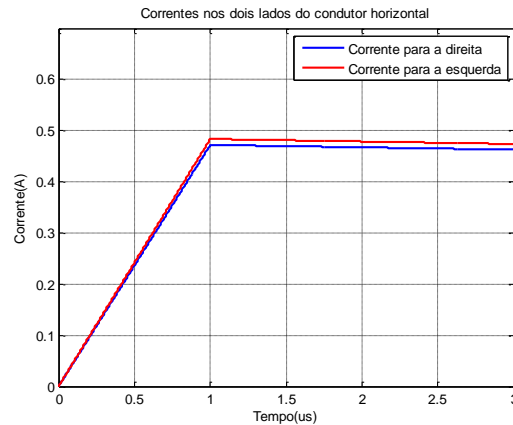


Figura 4.3 - Correntes no condutor horizontal para o caso das fronteiras absorventes de primeira ordem

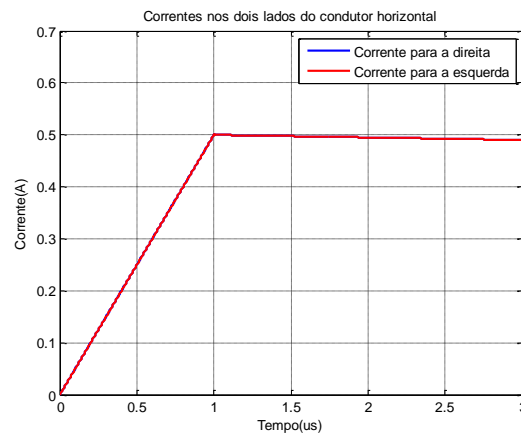


Figura 4.4 - Correntes no condutor horizontal para o caso das fronteiras absorventes de segunda ordem (curvas sobrepostas)

O desempenho das fronteiras de segunda ordem foi suficientemente satisfatório e, associado à menor ocupação de memória e à maior simplicidade das equações, fez com que fosse este o método escolhido para a implementação de fronteiras absorventes.

## 4.8 Representação de fios finos

Entre os modelos apresentados, aqueles desenvolvidos por Noda e Yokoyama (2002) e por Baba et. al. (2005) se mostraram mais vantajosos, o primeiro para os casos de condutores imersos no ar e o segundo para os casos de condutores de aterramentos (em meio com perdas). A aplicação de tais modelos permite o cálculo de valores de

impedâncias de surtos dos fios simulados mais fiéis aos valores teóricos. A melhoria da representação de fio fino proposta por Taniguchi (2008a) foi aplicada para aquelas condições nas quais os raios dos condutores eram muito pequenos quando comparados às larguras das células.

## **4.9 Medição de potencial de condutores verticais em relação ao infinito**

O potencial em condutores verticais não pode ser medido de seu topo para sua base conectada ao solo, pois, se tratando de um fio fino, o campo elétrico ao longo do caminho de integração é igual a zero. Este potencial precisa ser medido do topo para o terra distante (potencial 0 V) por meio de um condutor conectado em um ponto do solo suficientemente afastado.

Noda e Yokoyama (2002) e Tanabe (2001) propõem uma linha de referência para a realização da medição. Tal linha consiste em dois condutores: um horizontal muito próximo do ponto de medição (a uma célula de distância) de modo a formar um gap no qual o campo elétrico será integrado e outro vertical conectado em um ponto distante daquele onde ocorrerá a medição, cujo potencial é igual a zero.

Para as simulações nas quais o solo possui um valor de resistividade diferente de zero, o comprimento adotado para a linha de medição foi 50 m, pois distâncias maiores não causavam mudanças em termos de resultado para as características do sistema.

Para simulações nas quais o solo foi considerado um condutor ideal, foram aplicadas as distâncias informadas nos artigos de referência (NODA e YOKOYAMA, 2002) ou distâncias suficientemente longas para que a reflexão da onda eletromagnética não atingisse os pontos de medição dentro do intervalo de tempo simulado.

## **4.10 Casamento de condutores aéreos**

Duas estratégias foram estudadas e aplicadas para se realizar o casamento de impedâncias de condutores aéreos. A primeira consistiu em conectar os fios ao solo

---

condutor utilizando-se resistores cujos valores são iguais às impedâncias de surto dos cabos aéreos, conforme a Figura 4.5.a. A segunda se baseou em conectar os condutores às fronteiras absorventes nas extremidades do ambiente de simulação, conforme a Figura 4.5.b.

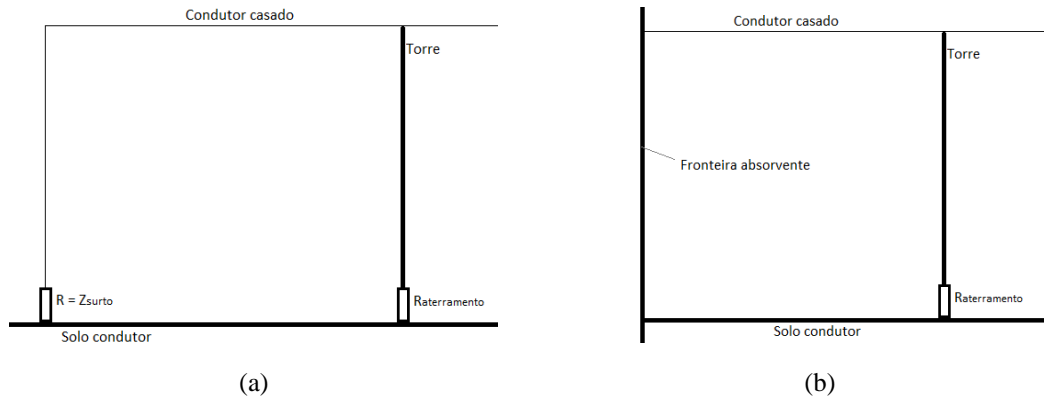


Figura 4.5 - Casamento dos condutores aéreos: (a) conectado ao solo com resistor e (b) conectado à fronteira absorvente

Devido à simplicidade de implementação e qualidade dos resultados obtidos, o casamento na fronteira absorvente de Liao foi adotado.

## 4.11 Representação do canal de descarga

Baba e Rakov (2014) apresentam sete possibilidades de representação do canal de descarga em uma simulação que utiliza o método FDTD, conforme apresentado na Figura 4.6 e descrito a seguir:

Tipo (1): Fio condutor perfeito posicionado no ar;

Tipo (2): Fio com indutâncias adicionais posicionado no ar;

Tipo (3): Fio cercado por um meio dielétrico (esta configuração é usada apenas para se obter a distribuição de correntes, a qual é aplicada posteriormente ao tipo (1) para o cálculo dos campos eletromagnéticos);

Tipo (4): Fio cercado por uma camada de material dielétrico;

Tipo (5): Fio cercado por uma camada de material fictício possuidor de alta permeabilidade e alta permissividade de modo a garantir uma menor velocidade de propagação da onda eletromagnética (cerca de um terço da velocidade da luz);

Tipo (6): Dois fios paralelos com capacitâncias adicionais posicionados no ar;

Tipo (7): Fontes de corrente em série posicionadas no ar com tempos específicos para serem ligadas, de modo que a condução de corrente nas células do canal se inicia apenas no momento adequado, simulando o avanço da frente de onda de descarga com uma velocidade menor que a da luz.

Neste trabalho, adotou-se a representação do tipo 1, que, além de ser a de implementação mais simples, é suficiente para as simulações objeto dessa dissertação de mestrado.

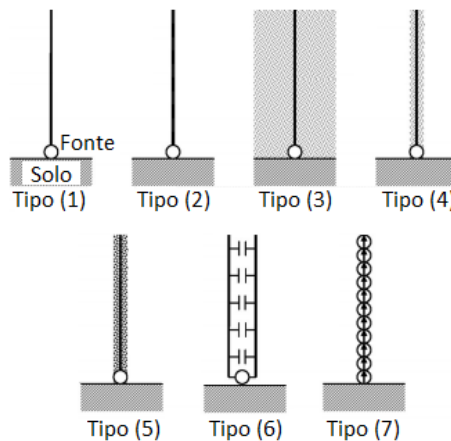


Figura 4.6 - Modelos do canal de descarga utilizados em simulações FDTD (extraída de BABA e RAKOV, 2014)

## 4.12 Considerações finais

Este capítulo apresentou as definições adotadas no desenvolvimento da ferramenta computacional em FDTD, sendo elas a fonte de corrente com resistência interna infinita para a injeção do sinal de descarga, o modelo de fio fino de Noda e Yokoyama, 2002 para meios sem perda, o modelo de fio fino de Baba et. al., 2005 para meios com perdas, a fronteira absorvente de Liao de segunda ordem para lidar com as reflexões dos campos nas extremidades do ambiente computacional, o casamento de

condutores aéreos nas fronteiras absorventes e o canal de descarga representado por uma fonte de corrente conectada a um condutor vertical (modelo 1).

# 5 Resultados e Análises

## 5.1 Introdução

A ferramenta computacional em FDTD desenvolvida no contexto desta dissertação de mestrado foi validada por meio da comparação de seus resultados com dados reais de medição em modelos de escala reduzida disponíveis na literatura e em escala real, além de resultados de simulação apresentados na literatura ou desenvolvidos com a aplicação do modelo HEM (*Hybrid Electromagnetic Model*).

Os testes relativos à representação dos fios finos contemplam as duas condições apresentadas por Noda e Yokoyama (2002): fio horizontal (linha aérea) e fio vertical (torre de linha de transmissão), além da condição utilizada por Baba et al (2005) para a comprovação da representação de fios finos em meios com perdas. A ferramenta também foi aplicada ao mesmo sistema proposto por Mejía (2014) que se refere a uma configuração de dois condutores paralelos posicionados sobre uma placa condutora para o estudo de tensões induzidas.

São apresentadas comparações de resultados com os dados experimentais apresentados por Tanabe (2001) e Tanabe e Asakawa (2003) em configurações práticas de aterramentos elétricos.

Por fim, procede-se à comparação com dados de simulação de sistemas de aterramentos elétricos e linhas de transmissão obtidos pela aplicação do modelo HEM.

Todas as simulações foram realizadas no software MatLab® em computadores Intel Core i5-7200U CPU 2,5 GHz, 8 GB de RAM e Windows 7 64 bits.



## 5.2 Comparação com resultados apresentados na literatura

### 5.2.1 Testes relativos à representação de fios finos com o modelo

#### *proposto por Noda e Yokoyama (2002)*

##### 5.2.1.1 Linha aérea

Noda e Yokoyama (2002) propuseram a representação dos fios finos, conforme já apresentado no Capítulo 3 deste trabalho. Para a validação de seu modelo, eles simularam o sistema apresentado na Figura 5.1 e compararam com os valores obtidos por meio de medição. O experimento considera uma placa de cobre de 10 cm de espessura, sobre a qual uma fonte de tensão está conectada a um fio vertical de 50 cm de comprimento (raio de 1 cm) que por sua vez se conecta a outro horizontal de 4 m de comprimento (raio de 1,5 cm). A fonte de tensão possui resistência interna de  $50 \Omega$  e sua forma de onda é apresentada na Figura 5.2.

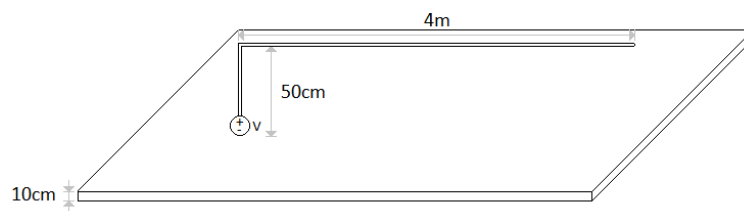


Figura 5.1 – Primeiro sistema apresentado por Noda e Yokoyama (2002)

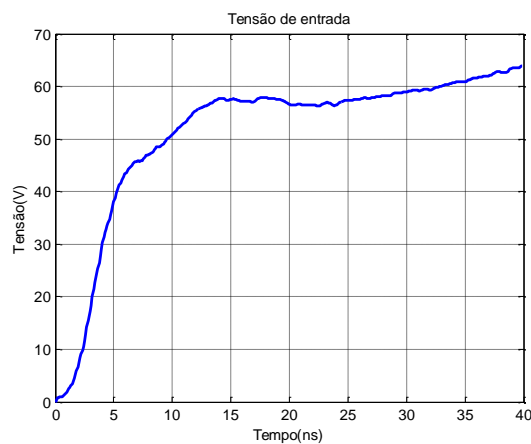


Figura 5.2 - Tensão aplicada pela fonte

O espaço (2 x 6 x 2 m) é discretizado em células cúbicas uniformes de comprimento 5 cm ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ ). As fronteiras absorventes adotadas são as fronteiras de Liao de segunda ordem. O tempo de simulação utilizando a ferramenta computacional desenvolvida nesta dissertação de mestrado foi inferior a 1 minuto.

A tensão é medida entre o início da linha (intercessão entre os fios vertical e horizontal) e a placa de cobre. Os valores de tensão medidos por Noda e obtidos pela ferramenta computacional desenvolvida neste trabalho estão apresentados na Figura 5.3.

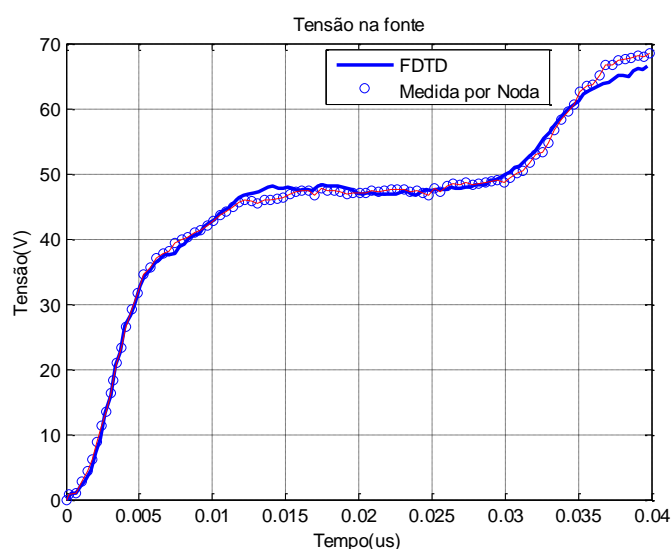


Figura 5.3 - Comparação entre os resultados medidos e obtidos a partir da ferramenta computacional

Como é possível observar, o resultado simulado é muito próximo ao medido no experimento. A comparação ponto-a-ponto indicou diferença máxima de 3,7%.

### 5.2.1.2 Tensão no topo de condutores verticais

Em um segundo experimento, Noda e Yokoyama (2002) aplicaram o modelo de fio fino proposto para estimar a tensão no topo de um conjunto de condutores verticais quando o mesmo é alvo de uma descarga atmosférica.

O sistema é representado por quatro condutores verticais paralelos de altura 3m conectados em seus topos por um quadrado de lado 40 cm formado por fios finos. O raio dos condutores é de 16,5 mm. A corrente foi aplicada ao topo do sistema de

condutores por meio de uma linha de corrente horizontal conectada ao solo por um fio vertical posicionado a uma distância de 6m. Neste condutor horizontal, a 3m, foi posicionada a fonte de corrente, com forma de onda triangular, tempo de frente 6,3 ns e valor de pico de 167 mA. A Figura 5.4 ilustra o sistema em análise.

A corrente foi medida na linha de corrente, uma célula antes dos condutores verticais. A tensão foi medida no gap entre o topo dos condutores e a extremidade de um condutor horizontal na mesma altura conectado ao solo por outro vertical a 5m.

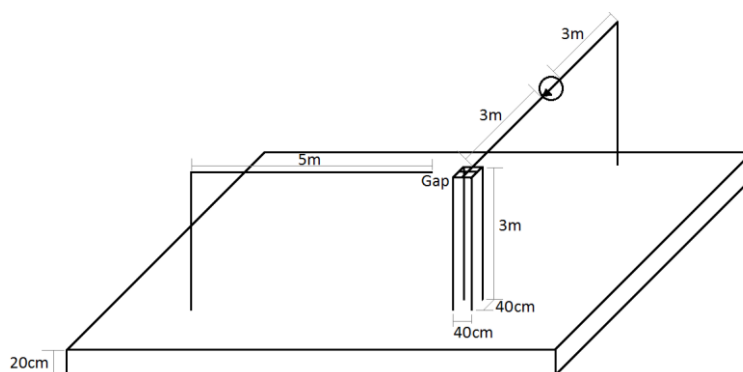


Figura 5.4 - Segundo sistema apresentado por Noda e Yokoyama (2002)

A simulação considerou o espaço de 10 m x 10 m x 5 m dividido em células de 10 cm. Representou-se o plano condutor com uma camada de 20 cm de espessura. O tempo desta simulação foi de aproximadamente 5 minutos.

As Figura 5.5.a e Figura 5.5.b apresentam, respectivamente, as comparações entre as tensões no topo dos condutores e correntes medidas e calculadas.

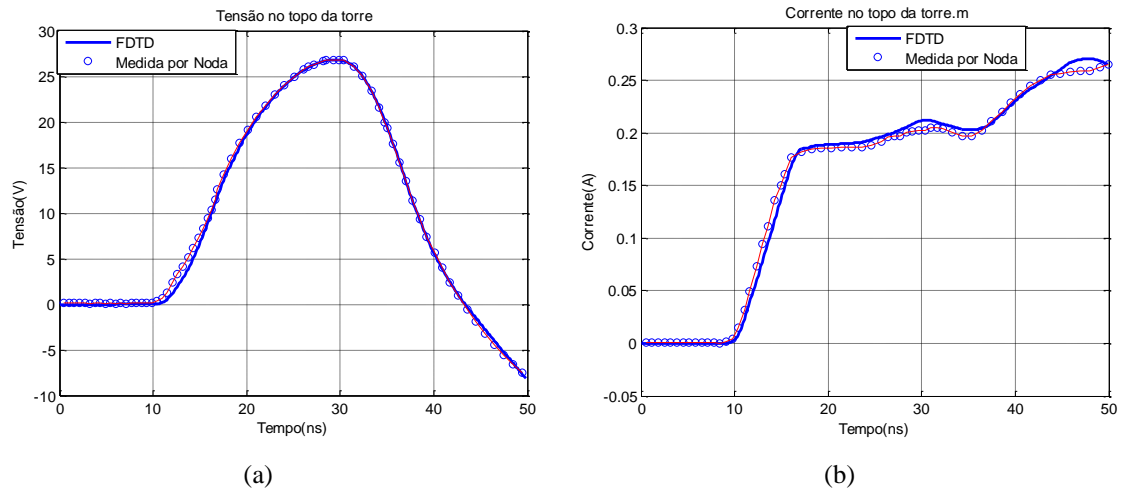


Figura 5.5 – Valores medidos por Noda x calculados pela ferramenta computacional: (a) Tensão no topo dos condutores e (b) Corrente no topo dos condutores

É possível observar uma boa concordância entre os valores medidos e simulados, com diferenças pouco significativas.

### 5.2.2 Representação de Fio fino em meio com perdas segundo o modelo de Baba et. al. (2005)

BABA et. al., 2005 propuseram uma melhoria para o modelo de fio fino apresentado por Noda e Yokoyama (2002), de modo a considerar a representação de fios finos imersos em meios com perdas. Os detalhes dessa representação foram apresentados no Capítulo 3.

O sistema utilizado para as simulações realizadas por Baba et. al. (2005) está apresentado na Figura 5.6. Ele consiste em um prisma com área de seção igual a  $2,5 \times 2,5 \text{ m}^2$ , altura igual a 25 m, no qual um fio fino é representado conectado a uma fonte de tensão externa que aplica uma onda triangular com tempo de frente 20 ns e valor de pico de 100 V. O segundo terminal da fonte está conectado à casca condutora, com espessura de uma célula e posicionada de modo a envolver as quatro faces laterais do prisma.

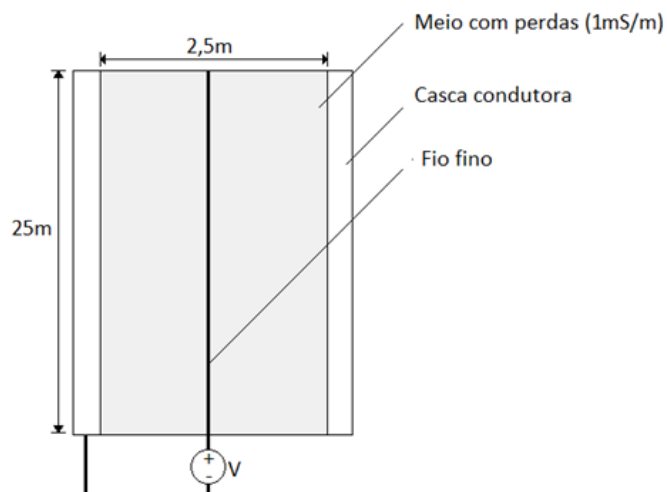


Figura 5.6 - Sistema simulado por Baba

Nesta simulação foram considerados largura de célula de 25 cm, condutividade do prisma de 1 mS/m, permissividade relativa igual a 12 e raio do condutor de 28,75 mm. As mesmas condições adotadas por Baba et. al. (2005) foram consideradas na simulação com a ferramenta computacional, cujo tempo de simulação foi de aproximadamente 5 minutos. A Figura 5.7 apresenta as formas de onda de corrente calculadas por Baba e pela ferramenta computacional desenvolvida nesta dissertação de mestrado.

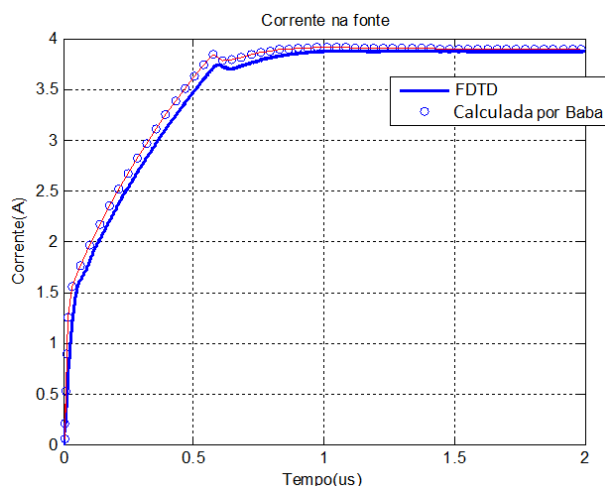


Figura 5.7 - Comparação entre os resultados medidos e obtidos a partir da ferramenta computacional

Como pôde ser observado, existe uma grande proximidade entre os valores obtidos pela ferramenta e aqueles apresentados por Baba. As formas de onda de corrente são praticamente idênticas, apresentando uma diferença máxima de 3,4%. Tal constatação sugere a aplicabilidade da ferramenta computacional para a simulação de sistemas de aterramento em condições reais de solo.

### 5.2.3 Tensões induzidas em condutores paralelos

Mejía (2014), em sua dissertação de mestrado, apresentou um sistema de condutores paralelos com o intuito de avaliar a tensão induzida em um deles associada à propagação de corrente no outro.

O experimento considera a aplicação de uma fonte de tensão de resistência interna  $50\ \Omega$  e formato de onda triangular com 30 ns de tempo de frente e valor de pico de 20 V em uma das extremidades do condutor 1. A outra extremidade é conectada a um resistor de  $50\ \Omega$ . O condutor 2, o qual possui em cada uma de suas extremidades um resistor de  $50\ \Omega$  conectado, está posicionado a uma distância de 1,5 cm do condutor 1, como mostra a Figura 5.8. As alturas dos condutores e seus raios são, respectivamente, 5,5 cm e 0,25 mm.

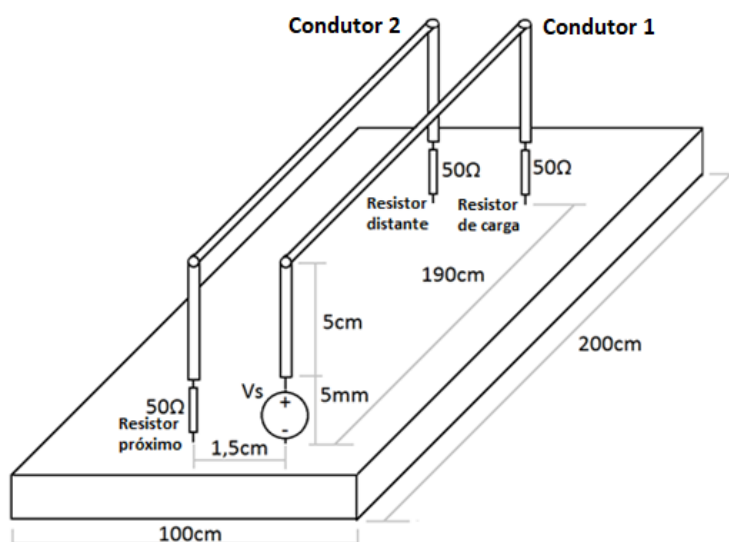


Figura 5.8 - Sistema para a avaliação da tensão induzida em condutores paralelos (adaptado de (MEJÍA, 2014))

A tensão foi medida nos três resistores por Mejía. Nos testes realizados com a ferramenta computacional, foram consideradas células finas de 2,5 mm ao redor dos condutores. Nas regiões mais distantes, as células foram aumentadas gradualmente até atingirem o tamanho de 50 mm, totalizando 158.424 células (46 x 84 x 41) no espaço de simulação. Representou-se a placa condutora com espessura de 5 mm. O tempo de simulação foi de aproximadamente 1 hora.

As Figura 5.9.a, 5.9.b e 5.9.c apresentam as tensões calculadas nos resistores distante, próximo e de carga, respectivamente. Exceto pelos 3% de diferença nos instantes de picos, as curvas nos resistores próximo e distante apresentam boa concordância. A tensão no resistor de carga apresentou o melhor resultado, com menos de 1% de diferença em relação ao resultado de medição.

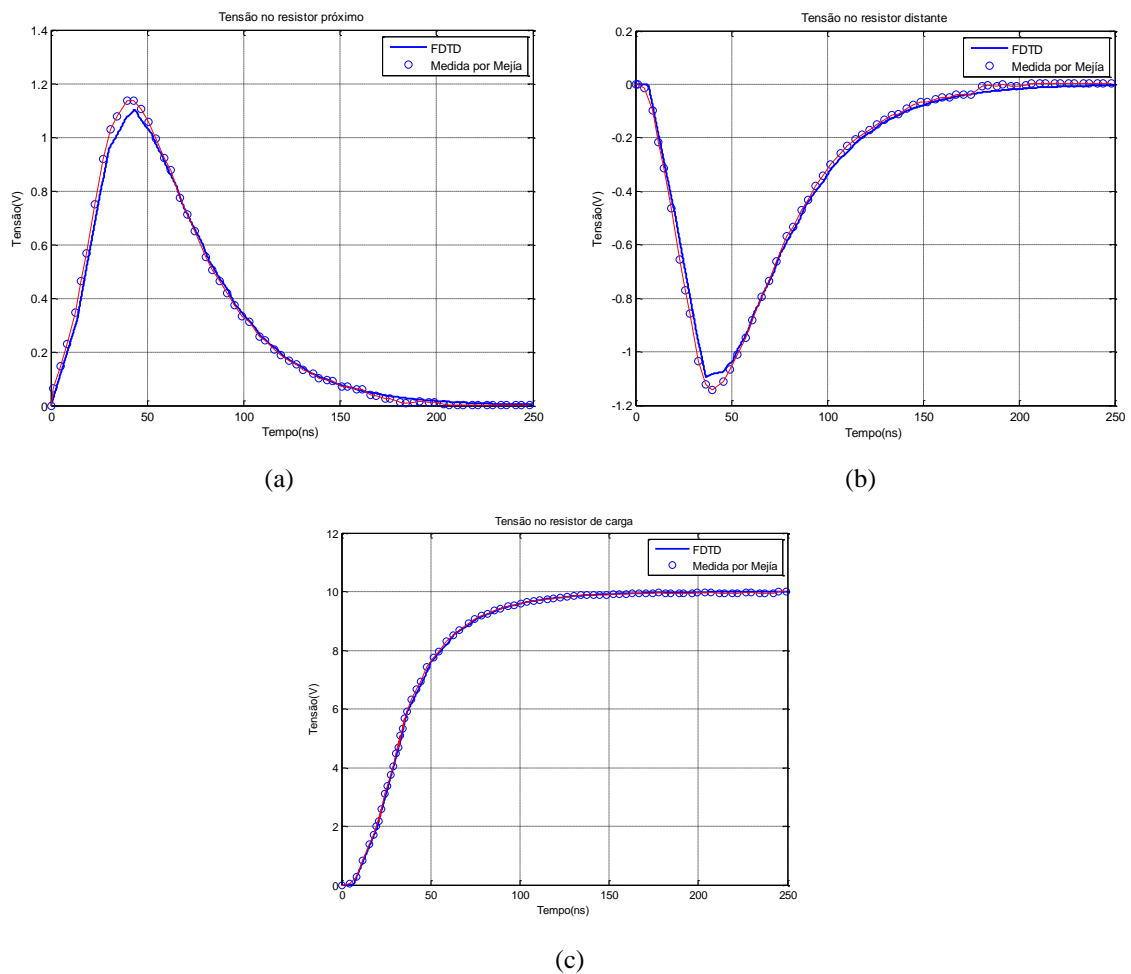


Figura 5.9 – Tensões medidas e calculadas: (a) Resistor próximo, (b) Resistor distante e (c) Resistor de carga

## 5.2.4 Testes relativos à representação de Aterramentos elétricos

### 5.2.4.1 Configuração 1: Eletrodo vertical

Tanabe (2001) apresenta dados de medição de elevação de potencial no solo para o sistema de aterramento ilustrado na Figura 5.10, constituído por um eletrodo vertical com 3 m de comprimento e área de seção transversal de  $0,5 \times 0,5\text{m}^2$ , enterrado em uma camada de solo com  $440 \Omega\cdot\text{m}$ , permissividade relativa 50 e 25 m de espessura.

O cálculo da elevação de potencial no solo, em FDTD, deve levar em consideração a presença de uma linha de potencial (ou de referência) e outra de corrente, como em uma medição real. A linha de corrente deve garantir um caminho fechado para o fluxo da corrente injetada enquanto a linha de potencial é conectada a um ponto suficientemente distante do eletrodo (potencial 0 V) de modo a permitir a medição de tensão entre o eletrodo e o terra remoto.

Em FDTD a linha de referência apresenta um gap na extremidade próxima ao eletrodo, o qual é utilizado para se realizar a integração do campo elétrico e obtenção da elevação de potencial no solo.

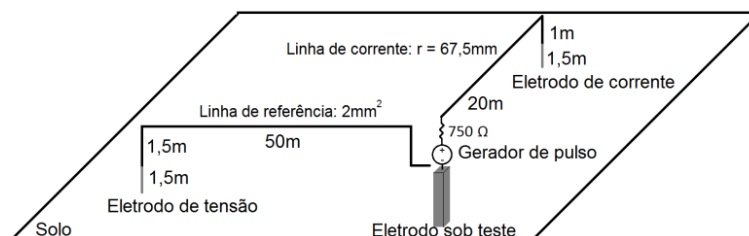


Figura 5.10 - Sistema de aterramento testado – eletrodo vertical (os condutores em cinza estão enterrados) (TANABE, 2001)

A Figura 5.11 apresenta a forma de onda de tensão aplicada ao sistema (Amplitude: -500 V; tempo de frente: 63 ns; tempo de meia onda  $500 \mu\text{s}$ ).



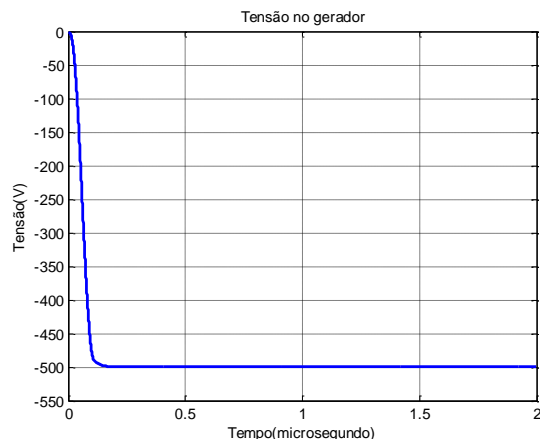


Figura 5.11 – Forma de onda da aplicada ao sistema de aterramento (eletrodo vertical).

A ferramenta computacional em FDTD foi utilizada para representar as mesmas condições adotadas na medição realizada por Tanabe (2001). O espaço de simulação foi representado por um prisma de dimensões 50 x 80 x 30 m, dividido em células uniformes de arestas iguais a 25 cm e limitado por fronteiras absorventes de Liao de segunda ordem. A técnica do fio fino em meio com perdas foi aplicada para representar os eletrodos (BABA et. al., 2005). O tempo de simulação foi de aproximadamente 4 horas.

As Figura 5.12.a e 5.12.b apresentam a comparação entre os resultados medidos e aqueles calculados pela ferramenta em FDTD, em termos da corrente injetada no solo e da elevação de potencial resultante, respectivamente. A Figura 5.12.c apresenta a impedância transitória de aterramento, definida por Tanabe como a divisão ponto-a-ponto das ondas de elevação de potencial do solo e da corrente que a gerou. Apesar desse conceito não ter significado físico, a apresentação deste resultado tem o único objetivo de comparação com os dados apresentados por Tanabe (2001).

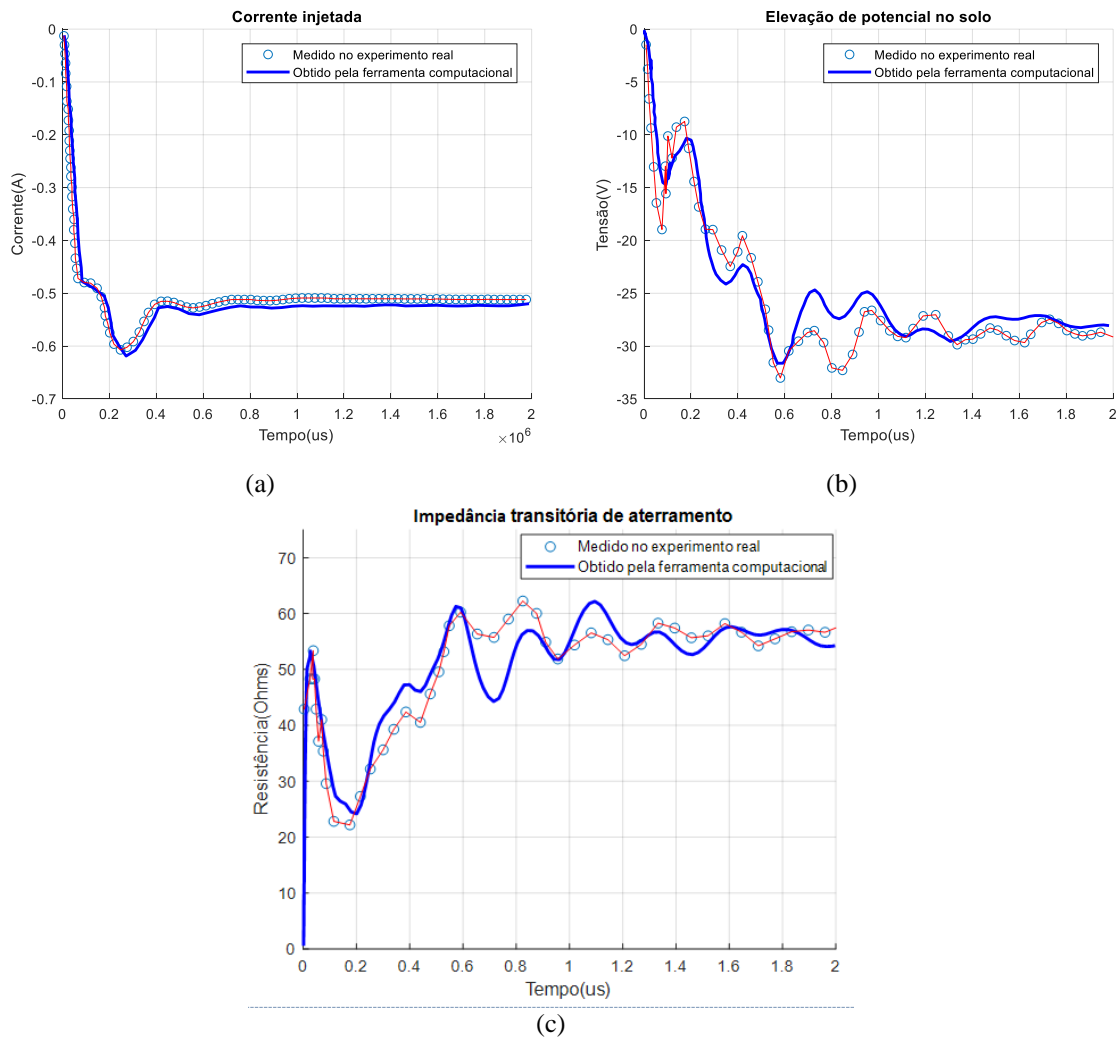


Figura 5.12 – Valores medidos por Tanabe x calculados pela ferramenta computacional: (a) Corrente injetada no aterramento, (b) Elevação de potencial no aterramento e (c) Resistência transitória de aterramento

Os resultados obtidos são bastante semelhantes aos dados de medição, principalmente em relação às formas de onda. Em relação à onda de corrente, a maior diferença observada entre as amplitudes foi inferior a 4%, sendo na média de aproximadamente 2%. Comportamento semelhante é observado entre as ondas de elevação de potencial no solo, no entanto apresentando uma maior diferença na cauda da onda, aproximadamente 10% em relação às amplitudes medidas. Esse comportamento justifica a diferença apresentada pelas ondas de impedância transitória uma vez que seus valores dependem das curvas de tensão e corrente.

Tanabe realizou a simulação do sistema para confrontar com os dados de medição e obteve curvas semelhantes às aquelas obtidas pela ferramenta computacional. As diferenças observadas nos dois casos foram semelhantes e Tanabe comenta que uma

das possíveis causas está na possibilidade do solo onde foram feitas as medições não ser homogêneo. Além disso, para o caso da comparação entre a ferramenta desenvolvida neste trabalho e as medições, as diferenças podem estar relacionadas a ajustes do tamanho do espaço de simulação (não informado com precisão no trabalho de Tanabe) e à simplificação do conjunto de eletrodos que Tanabe usou para aterrar as linhas de referência e corrente.

#### 5.2.4.2 Configuração 2: Malha

A segunda configuração de aterramento avaliada foi apresentada por Tanabe e Asakawa (2003) e consiste em eletrodos posicionados de modo a constituir uma malha, enterrados em uma camada de solo de  $260 \Omega \cdot m$ , permissividade relativa 50 e espessura de 25 m conforme ilustrado na Figura 5.13. Os eletrodos que formam a malha possuem raio 6,5 mm e comprimento de 7,5 m. As medições realizadas por Tanabe consideraram a mesma forma de onda de tensão ilustrada na Figura 5.11, porém com a polaridade positiva.

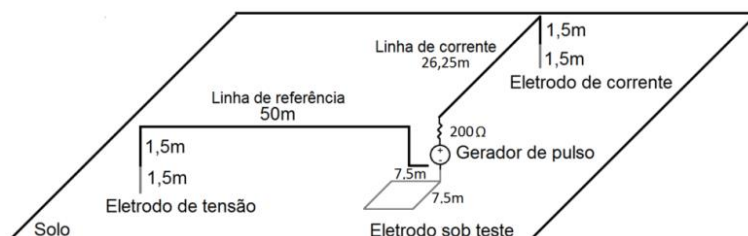


Figura 5.13 - Sistema de aterramento testado – malha (os condutores em cinza estão enterrados) (TANABE e ASAKAWA, 2003)

A simulação realizada com a ferramenta computacional em FDTD seguiu as mesmas definições adotadas no caso anterior em termos de espaço e suas divisões, sendo obtido um tempo de simulação muito semelhante. Os resultados obtidos estão destacados nas Figura 5.14.a, 5.14.b e 5.14.c, que ilustram, respectivamente, as formas de onda de corrente injetada no solo, elevação de potencial no solo e resistência transitória de aterramento. Conforme apresentado, os resultados calculados estão muito próximos dos dados de medição presentes na referência, chegando a variações máximas de aproximadamente 12%.

Assim como a simulação do primeiro experimento de Tanabe, esta apresentou certa diferença entre as curvas obtidas por meio de FDTD e aquelas provenientes de medições. As simplificações adotadas para a representação dos eletrodos das linhas de corrente e tensão afetaram ligeiramente a resposta obtida por meio da ferramenta computacional desenvolvida neste trabalho.

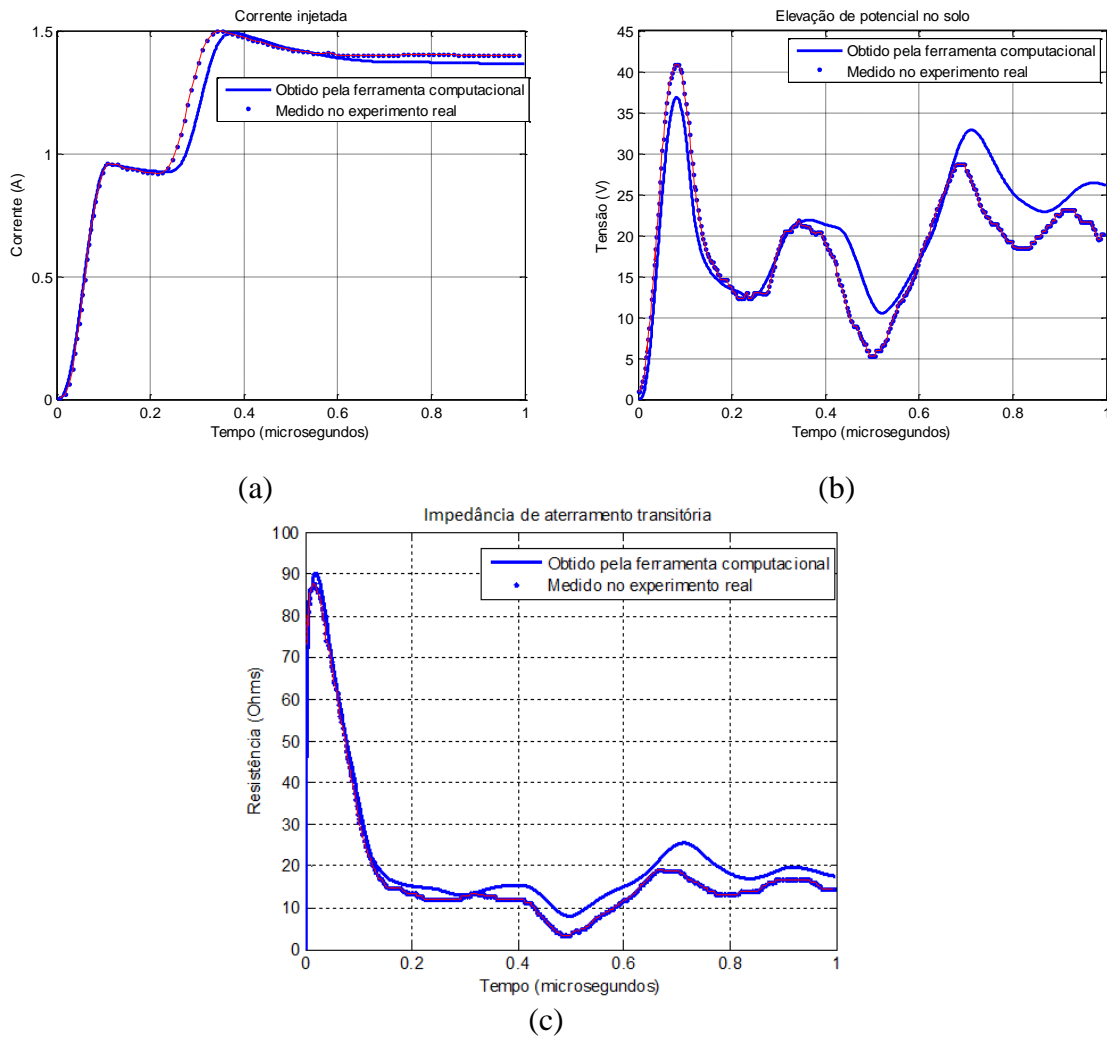


Figura 5.14 - Valores medidos por Tanabe x calculados pela ferramenta computacional: (a) Corrente injetada no aterramento, (b) Elevação de potencial no aterramento e (c) Impedância transitória de aterramento

### 5.2.1 Testes relativos à representação de linhas de transmissão

Thang et. al. (2015) sugere a representação de uma linha de transmissão considerando o método FDTD para avaliação do efeito corona ao redor dos condutores sobre os quais ocorreram a incidência de uma descarga atmosférica. O sistema

considerado possui três torres espaçadas 300 m e constituídas por prismas condutores perfeitos ( $2 \times 2 \times 40 \text{ m}^3$ ) com blocos resistivos em suas bases ( $2 \times 2 \times 5 \text{ m}^3$  e  $\sigma = 125 \text{ mS/m}$ ) para representar as resistências de aterramento de  $10 \Omega$ . As três fases ( $r = 10 \text{ mm}$ ) estão posicionadas a uma distância de 2 m da face das torres e com alturas de 35 m, 30 m e 25 m, conforme apresentado na Figura 5.15.a. As fases superior, intermediária e inferior estão conectadas ao solo próximo às torres das extremidades por meio de condutores de descida terminados em resistores com valores de resistência iguais a, respectivamente,  $530 \Omega$ ,  $520 \Omega$  e  $510 \Omega$ , conforme visto na Figura 5.15.b. Os topos das torres estão conectados pelo condutor para-raios ( $r = 5 \text{ mm}$ ) e a forma de onda da corrente injetada pela fonte é apresentada na Figura 5.16.

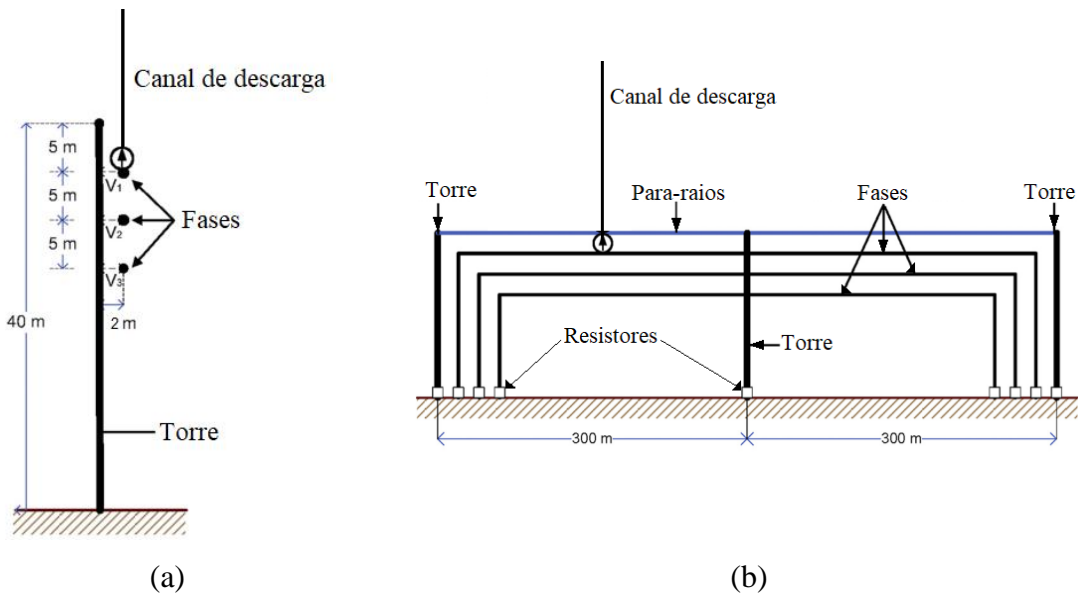


Figura 5.15 - Sistema simulado por Thang et. al. (2015): (a) Vista do plano X-Z e (b) Vista do plano Y-Z (adaptada de THANG et. al., 2015)

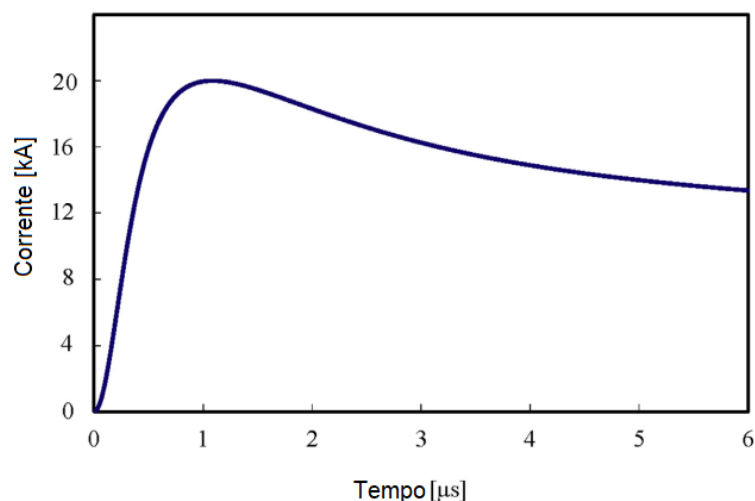


Figura 5.16 - Forma de onda da corrente de descarga (adaptada de THANG et. al., 2015)

Thang et. al. (2015) apresentam resultados de sobretensões na linha na presença e ausência do efeito corona. Nesta dissertação, buscou-se reproduzir os resultados obtidos por Thang et. al. para o caso em que o efeito corona não é representado.

O espaço de simulação (60 x 700 x 100 m) foi dividido em células não-uniformes: 10 cm ao redor dos condutores e 10 m nas regiões mais distantes, totalizando 4,26 milhões de células (112 x 268 x 142 células). O tempo total de simulação foi de aproximadamente 13 horas.

As simulações consideraram dois pontos de incidência da descarga na fase superior: o primeiro nas proximidades da torre central e o segundo no meio do vão, conforme o posicionamento da fonte de corrente na Figura 5.15.b. As tensões na cadeia de isoladores superior foi medida nos dois casos e suas comparações com aquelas obtidas por Thang et. al. encontram-se nas Figura 5.17.a (incidência na fase superior próximo à torre central) e Figura 5.17.b (incidência na fase superior no meio do vão).

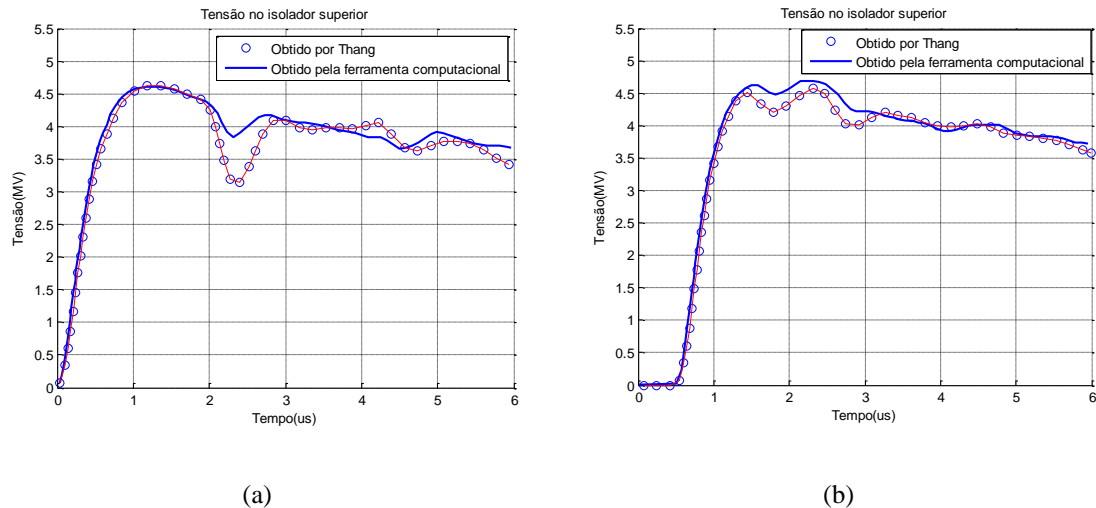


Figura 5.17 - Tensão no isolador superior para incidência na fase superior: (a) próximo à torre central e (b) no meio do vão

De maneira geral houve uma boa concordância entre as curvas e a maior diferença é de aproximadamente 6%, exceto para a região de vale da forma de onda na Figura 5.17.a, o qual existe devido ao efeito de reflexão da corrente. A causa para esta diferença maior muito provavelmente é a diferença do ponto exato do casamento dos condutores fase com o solo, o que não é apresentado com precisão em Thang et. al. (2015).

## 5.3 Comparação com os resultados obtidos pela aplicação do modelo HEM

### 5.3.1 Introdução

Esta seção se dedica a apresentar a comparação dos resultados de simulação obtidos pela aplicação da ferramenta computacional em FDTD desenvolvida nesse trabalho e aqueles obtidos pela aplicação do modelo HEM (*Hybrid Electromagnetic Model*) (VISACRO e SOARES Jr., 2005).

São apresentados resultados referentes às simulações envolvendo linhas de transmissão e aterramentos elétricos considerando formas de onda de corrente triangular e duplo pico, esta última mais representativa de uma descarga real.

### 5.3.2 Linha de transmissão

#### 5.3.2.1 Tensão em condutor aéreo

Este item avalia a tensão em um condutor aéreo isolado ao ser atingido por uma descarga atmosférica. O fio em questão está a uma altura de 30 m em relação ao solo, sem outras estruturas ao redor. Foram feitas duas simulações para a verificação do impacto de valores de raios diferentes (7 mm e 10 mm). A forma de onda da descarga é triangular (tempo de frente de 1  $\mu$ s e tempo de meia onda de 50  $\mu$ s, conforme apresentado na Figura 5.18) e incide diretamente no centro do condutor aéreo, fluindo para os dois lados até as fronteiras absorventes de Liao, onde acontece o casamento do condutor.

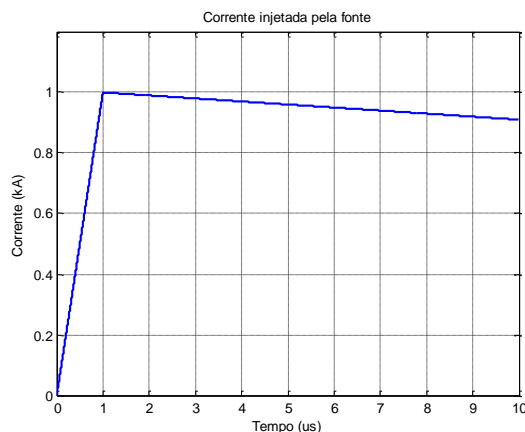


Figura 5.18 - Forma de onda da corrente de descarga

O espaço de 600 x 750 x 400 m foi dividido em células não uniformes com arestas de 25 cm nas proximidades do condutor e 10 m nas regiões mais distantes, resultando em 95 x 110 x 111 células. O tempo de simulação foi de aproximadamente 1 hora.



A tensão foi medida entre o ponto de incidência e o terra remoto (0 V) por meio de um condutor horizontal, conforme apresentado no item 4.9 do Capítulo 4. A Figura 5.19 apresenta os resultados obtidos pelo modelo HEM e pela ferramenta em FDTD.

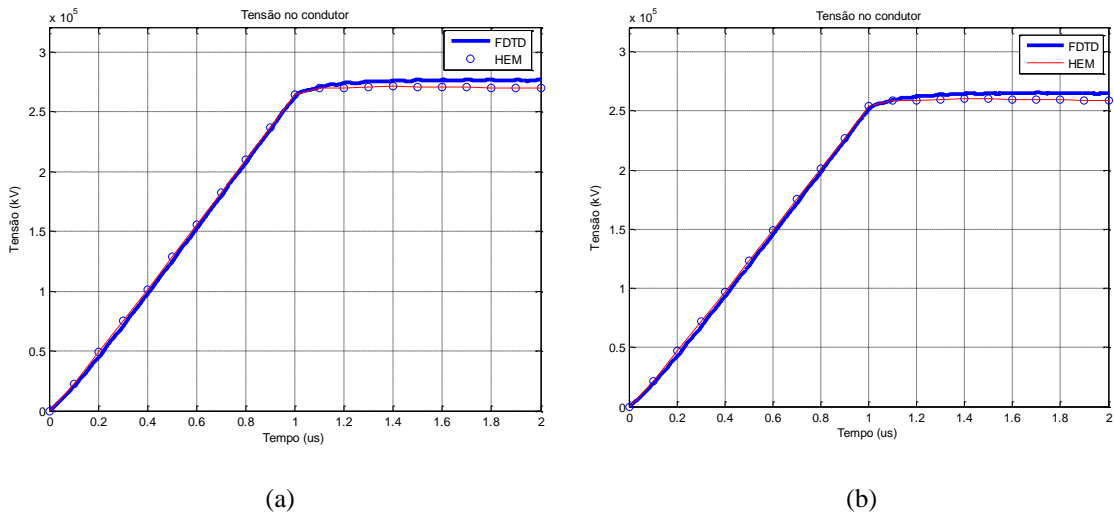


Figura 5.19 – Tensão no ponto de descarga em relação ao terra remoto: (a) Raio do condutor igual a 7 mm e (b) Raio do condutor igual a 10 mm

Os resultados próximos (cerca de 2% de diferença nos pontos críticos), em termos de forma de onda e amplitude, demonstram a consideração adequada da impedância de surto de condutores pela ferramenta computacional e sugerem sua aplicabilidade para o caso de análise de desempenho de linhas de transmissão frente a descargas atmosféricas.

### 5.3.2.2 Modelo de torre simplificada

Este item apresenta uma linha de transmissão com um modelo de torre semelhante aquele apresentado por Thang et. al. (2016): um fio fino ( $r = 10$  mm) conectado ao solo condutor ideal por meio de um resistor representando a resistência de aterramento de  $20 \Omega$ . O fio para-raios ( $r = 7$  mm) está conectado ao topo da torre, cuja altura é igual a 30 m, e a fase superior está a 2 m da torre, a uma altura de 28,5 m. Um desenho do sistema se encontra na Figura 5.20.

A descarga incidiu sobre o ponto de conexão entre a torre e o para-raios, conforme apresentado na Figura 5.20.b, e a forma de onda da corrente é a mesma apresentada na Figura 5.18. A distância entre as torres adjacentes (vão) é longa o suficiente de modo a não existir reflexões dentro do tempo de simulação considerado (2  $\mu$ s).

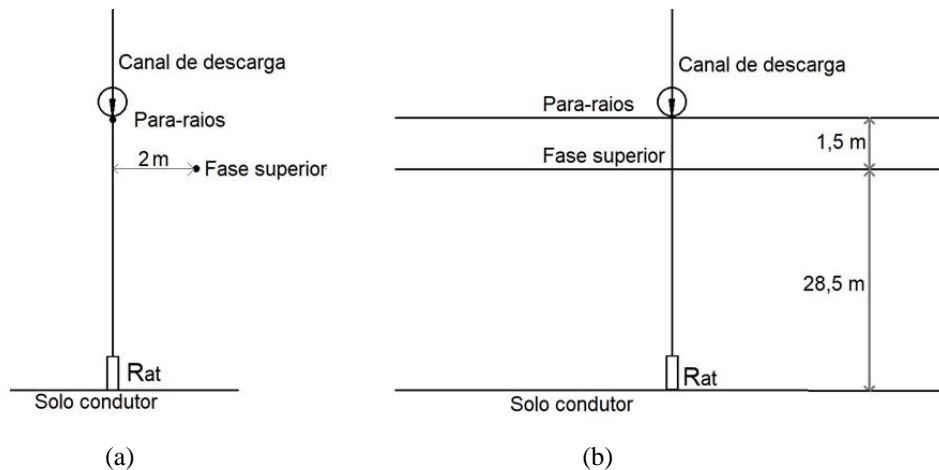


Figura 5.20 – Sistema simulado: incidência de descarga sobre torre única. (a) Vista do plano X-Z e (b) Vista do plano Y-Z

O espaço de simulação (40 x 30 x 75 m) foi dividido em células não uniformes com tamanhos de 5 cm nas regiões ao redor dos fios e 2 m nas regiões mais distantes totalizando 130 x 200 x 100 células.

As tensões no isolador (entre a torre e a fase) e no resistor de aterramento, bem como a corrente na torre e em cada lado do para-raios, foram medidas e comparadas com as curvas obtidas pelo modelo HEM. Os resultados se encontram, respectivamente, nas Figura 5.21.a, 5.21.b, 5.21.c e 5.21.d.

Existe uma boa aproximação entre as curvas, as quais apresentam 6% de diferença nos pontos mais críticos (para a tensão do isolador e a corrente no para-raios). Observou-se que o efeito da reflexão da onda de corrente no resistor de aterramento da torre é ligeiramente diferente para os dois conjuntos de curvas. A reflexão ocorre em aproximadamente 200 ns e é a partir deste instante que as diferenças mais significativas começam a surgir, gerando uma divisão de corrente entre torre e para-raios de maneira distinta para os dois casos. Observa-se uma maior diferença entre as correntes que se

propagam pelo cabo para-raios em relação às correntes que fluem pela torre, a despeito das primeiras terem amplitude significativamente inferior. Tal comportamento tem impacto nas sobretensões resultantes na cadeia de isoladores.

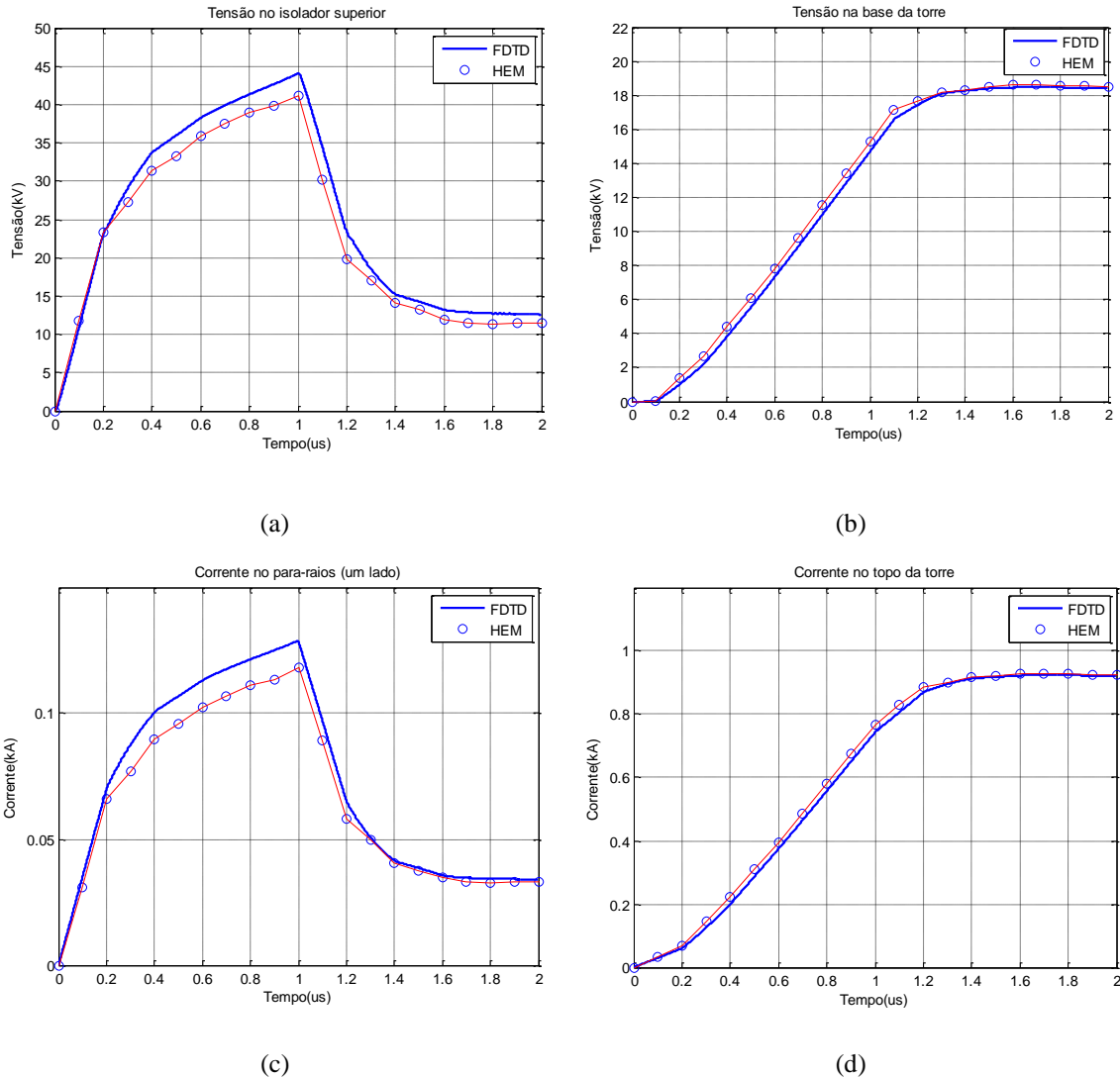


Figura 5.21 – Resultados (torre única e tempo de frente 1  $\mu$ s): (a) Tensão na cadeia de isoladores superior, (b) Potencial no solo em relação ao infinito (GPR), (c) Corrente no para-raios (para um lado) e (d) Corrente no topo da torre

### 5.3.2.3 Linha de transmissão real com nível de tensão de 138 kV

As simulações desse item consideraram a configuração de uma linha de transmissão real de nível de tensão 138 kV, circuito duplo, instalada entre os Estados Unidos e o Canadá. Os detalhes da torre típica desta linha estão ilustrados na Figura

5.22. Trata-se de uma torre autoportante com altura típica de 30 m. As simulações consideraram a incidência da corrente de descarga na conexão do cabo para-raios com a torre, a partir de um canal de descarga com raio 1 mm. Os segmentos da torre foram representados no ambiente FDTD como fios finos de raio 10 mm e a distância entre torres adjacentes (vão) foi considerada igual 270 m, conforme apresentado na Figura 5.23.

O espaço de  $60 \times 600 \times 60 \text{ m}^3$  foi dividido em células não-uniformes para garantir a precisão e um número de células mais razoável para um ambiente de simulação tão grande, chegando a  $168 \times 416 \times 121$  células. As células nas proximidades dos condutores possuem arestas de 5 cm e aumentam gradualmente à medida que se afastam até atingir o tamanho de 2 m. Neste caso também foi utilizada a estratégia do casamento dos condutores fase e para-raios com as fronteiras absorventes de Liao. Devido à grande quantidade de células no ambiente, o tempo de simulação ultrapassou as 50 horas para análises de  $10 \mu\text{s}$ .

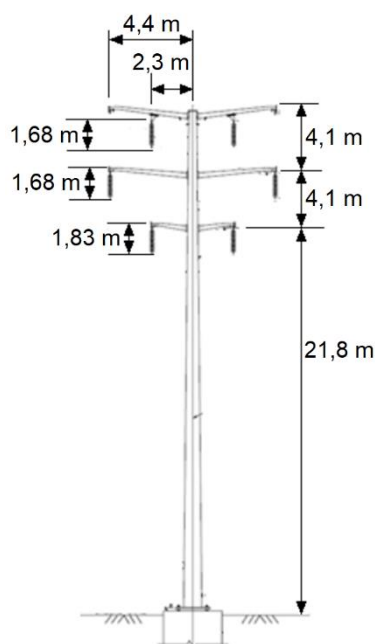


Figura 5.22 - Configuração da linha de transmissão de 138 kV avaliada

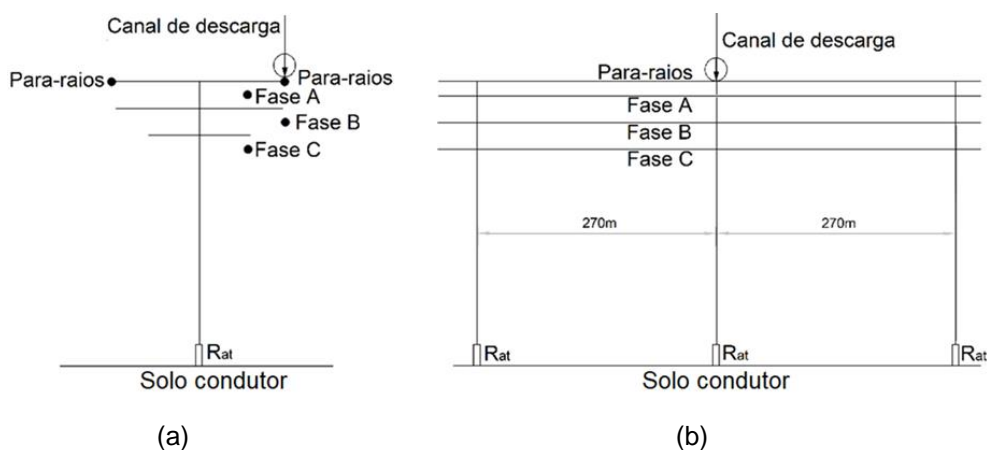


Figura 5.23 - Linha de transmissão simulada com modelo HEM e com a ferramenta computacional: (a) Vista do plano X-Z e (b) Vista do plano Y-Z

Os resultados da sobretensão calculada na cadeia de isoladores superior, da tensão na base da torre (no resistor de aterramento  $R_{at}$  de  $20 \Omega$ ), das correntes no cabo para-raios e no topo da torre foram avaliados pelo modelo HEM e serviram de referência para comparação dos dados obtidos por meio da ferramenta computacional em FDTD.

Foram aplicadas três formas de onda como corrente de descarga. A primeira triangular, com tempo frente de  $1 \mu s$ , tempo de meia onda de  $50 \mu s$  e amplitude de  $1 kA$ . Os resultados obtidos para este caso se encontram na Figura 5.24.

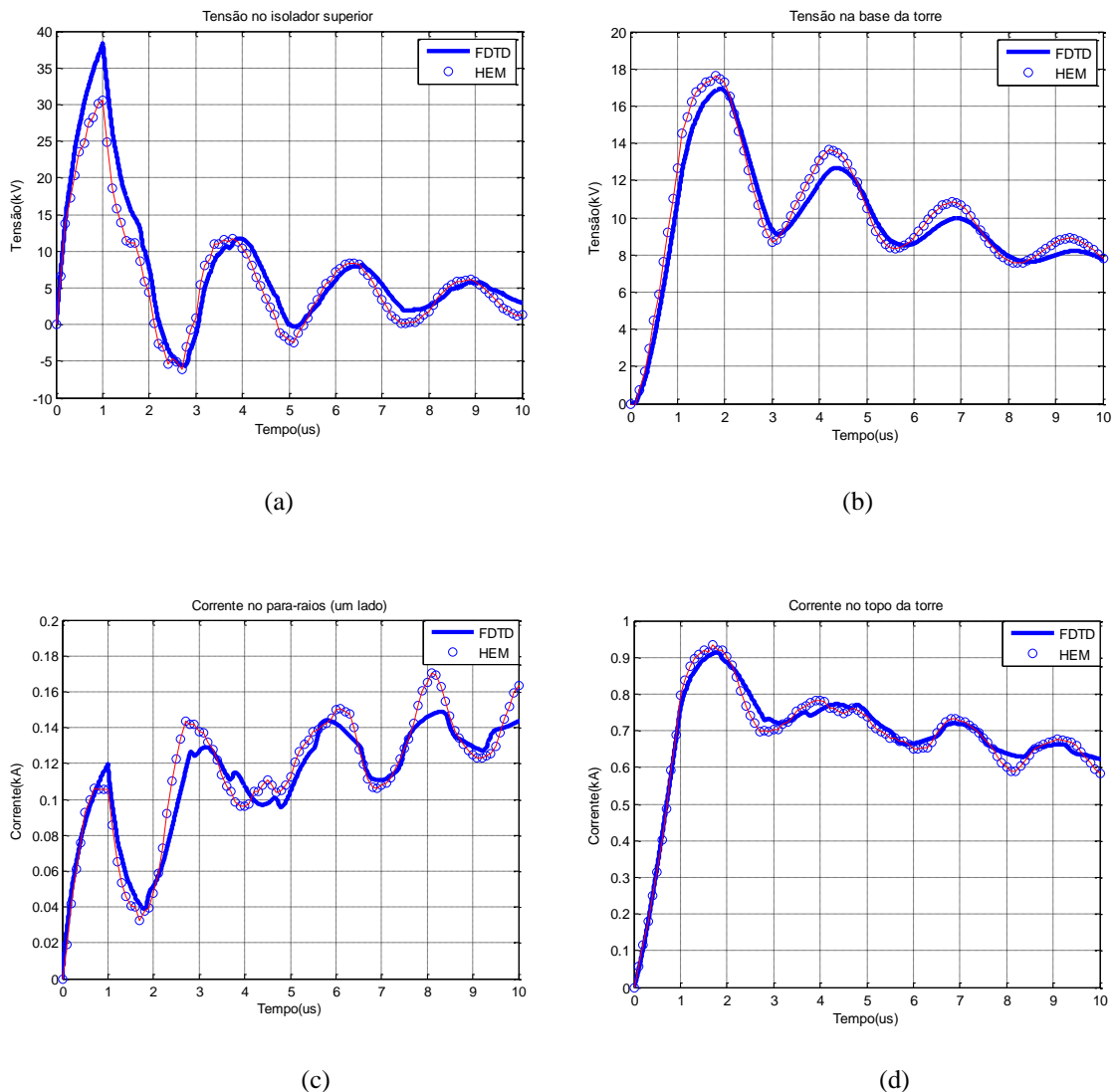


Figura 5.24 – Resultados (onda triangular ,tempo de frente 1 μs): (a) Tensão na cadeia de isoladores superior, (b) Potencial no solo em relação ao infinito (GPR), (c) Corrente no para-raios (para um lado) e (d) Corrente no topo da torre

A segunda forma de onda é igual à primeira, exceto pelo tempo de frente de 4 μs. As mesmas grandezas do caso anterior foram calculadas e seus resultados estão apresentados na Figura 5.25.

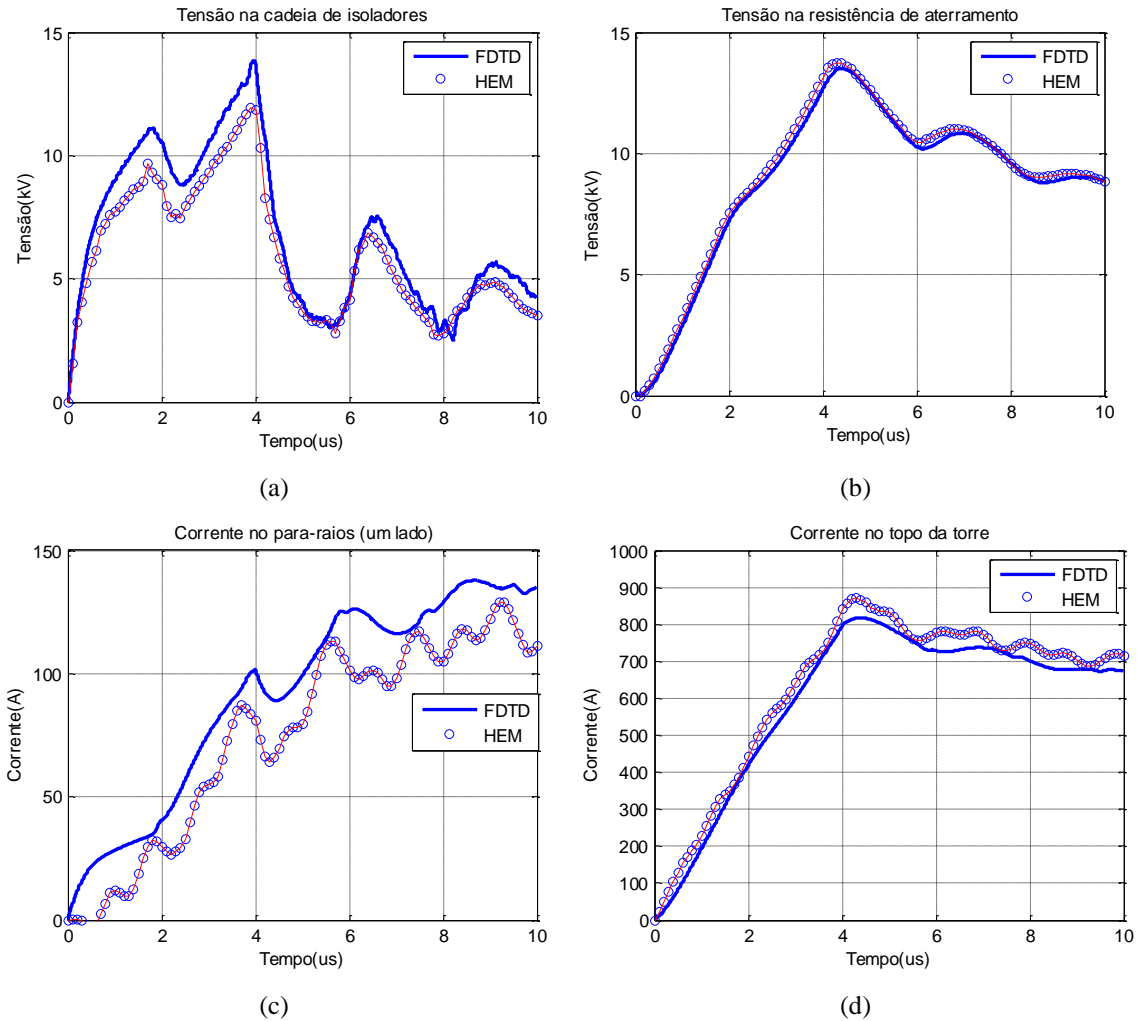


Figura 5.25 – Resultados (onda triangular, tempo de frente 4  $\mu$ s): (a) Tensão na cadeia de isoladores superior, (b) Potencial no solo em relação ao infinito (GPR), (c) Corrente no para-raios (para um lado) e (d) Corrente no topo da torre

A terceira forma de onda consiste na onda duplo pico (DE CONTI e VISACRO, 2007) com parâmetros medianos de primeira descarga de retorno medidos na estação de monte San Salvatore, na Suíça (ANDERSON, 1980). Trata-se de uma forma de onda representativa de primeiras correntes de retorno medidas em torres instrumentadas, pois contempla a concavidade acentuada na frente de onda e a presença de múltiplos picos (VISACRO et. al., 2004).

A Figura 5.26 apresenta a forma de onda em questão, com valor de pico de aproximadamente 30 kA e tempo de frente ( $T_{d30}$ ) de aproximadamente 3,8  $\mu$ s.

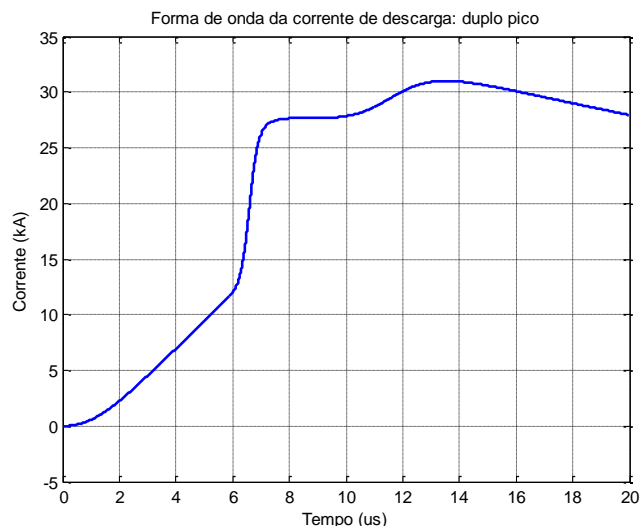


Figura 5.26 - Forma de onda duplo pico (adaptada de ANDERSON, 1980)

Devido ao maior tempo de frente, a análise foi feita com uma janela de tempo maior, 16  $\mu\text{s}$  em vez dos 10  $\mu\text{s}$  usados anteriormente. As mesmas grandezas foram calculadas e as formas de onda obtidas estão comparadas com aquelas geradas pelo modelo HEM na Figura 5.27.

De modo geral, os resultados obtidos indicam uma grande concordância entre as formas de onda calculadas pelos dois modelos, indicando a potencialidade da ferramenta em FDTD em ser ajustada para o cálculo de sobretensões e correntes em linhas de transmissão sujeitas às descargas atmosféricas. A maior diferença observada se refere ao pico de sobretensão no isolador, de aproximadamente 15% para as três formas de onda. Nos instantes posteriores, os resultados possuem uma proximidade muito maior. Tal diferença pode estar associada a ajustes nos tamanhos das células e aos arredondamentos existentes devido à discretização do tempo utilizados na aplicação do método FDTD e às pequenas diferenças em termos de modelagem utilizadas pelos dois modelos, como, por exemplo, a forma como se injeta corrente no sistema, feita sem a representação física de um canal de descarga conectado à linha de transmissão pelo modelo HEM. Além disso, como no item 5.3.2.2, observou-se uma distribuição de correntes entre torre e para-raios ligeiramente diferente para os dois métodos devido ao efeito de reflexão no resistor de aterramento da torre.



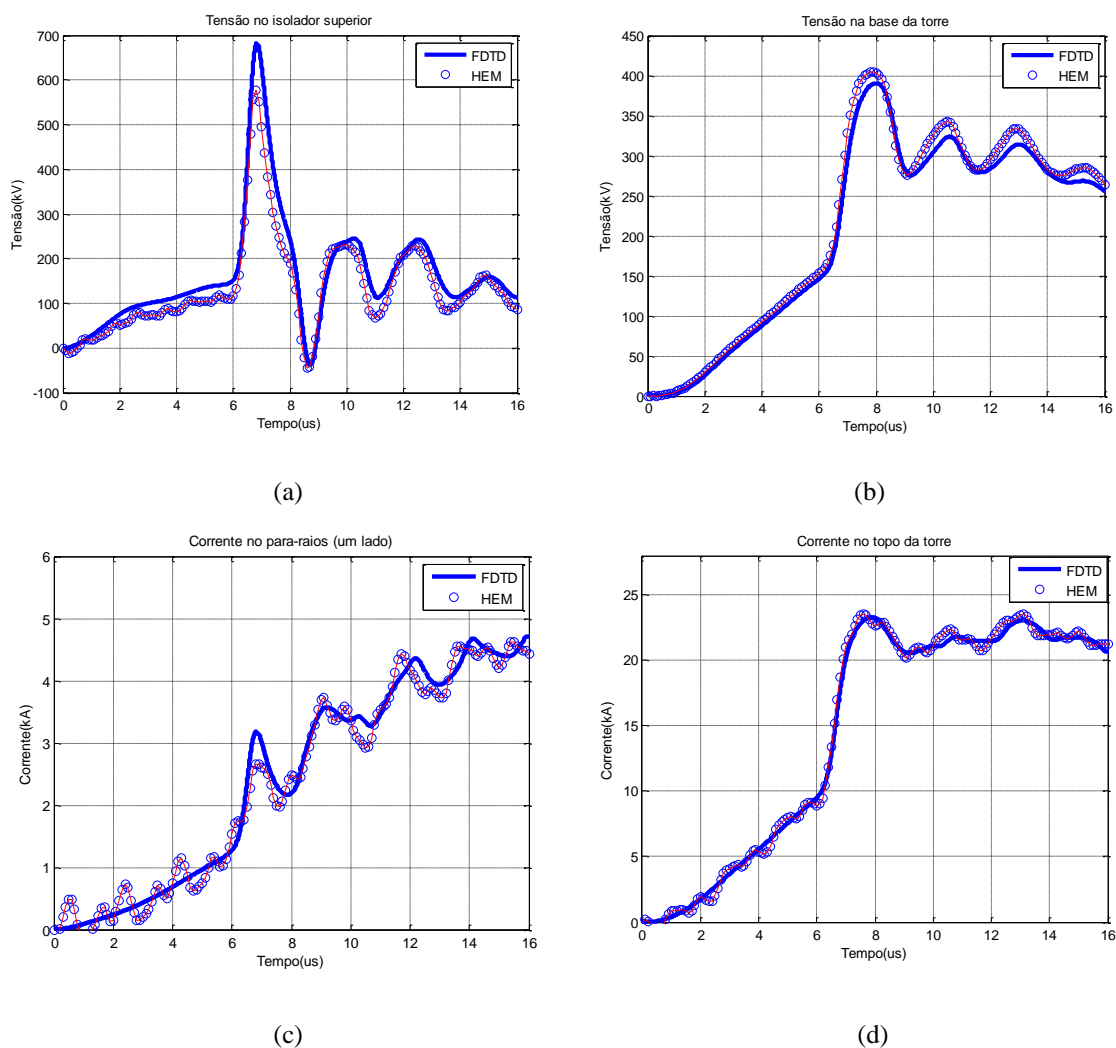


Figura 5.27 – Resultados (onda duplo pico): (a) Tensão na cadeia de isoladores superior, (b) Potencial no solo em relação ao infinito (GPR), (c) Corrente no para-raios (para um lado) e (d) Corrente no topo da torre

### 5.3.3 Aterramentos elétricos

Nesta seção são apresentados resultados referentes à simulação da elevação de potencial no solo (GPR) de aterramentos elétricos, mais especificamente da configuração constituída por um eletrodo horizontal de raio 5 mm enterrado a uma profundidade de 0,5 m apresentada na Figura 5.28.

As simulações realizadas consideraram a injeção de corrente representada por uma forma de onda triangular com tempo de frente 1 e 4  $\mu$ s, tempo de meia onda 50  $\mu$ s e pico de 1 kA.

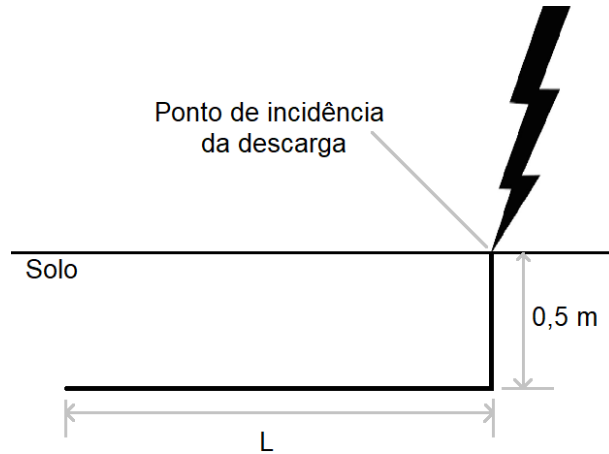


Figura 5.28 - Sistema de aterramento simulado

O comprimento do eletrodo, a resistividade do solo e o tempo de frente da forma de onda da corrente de descarga foram variados para se avaliar seus efeitos na elevação de potencial no solo. Os resultados obtidos foram comparados com aqueles referentes à simulação utilizando o modelo HEM para as mesmas condições.

A simulação de aterramentos elétricos utilizando o método FDTD considera uma linha de potencial para cálculo da elevação de potencial no solo e uma linha de corrente para garantir o fluxo adequado da corrente injetada, de maneira semelhante àquela adotada por Tanabe (2001), conforme apresentado na Figura 5.29. A distância do eletrodo para as extremidades do espaço de simulação é de 40m e o comprimento da linha de corrente foi ajustado para cada caso de modo a impedir reflexões indesejadas de corrente dentro do tempo de simulação (450 m para 3  $\mu$ s e 1200 m para 8  $\mu$ s). A camada de solo possui uma espessura de 50m.

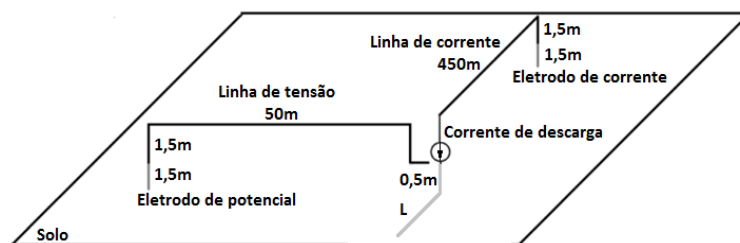


Figura 5.29 – Sistema de aterramento e condutores para a medição da elevação de potencial no solo (condutores em cinza estão enterrados no solo)

Os casos simulados são numerados e descritos de acordo com as informações constantes na Tabela 5.1. Todas as simulações consideram solo homogêneo com parâmetros invariantes na frequência.

Tabela 5.1 – Casos simulados

<b>Caso</b>	<b>Resistividade do solo (<math>\Omega.m</math>)</b>	<b>Tempo de frente da onda de corrente (<math>\mu s</math>)</b>	<b>Comprimento do eletrodo (m)</b>
1	100	1	10
2	100	1	20
3	100	1	30
4	1000	1	20
5	1000	1	40
6	1000	1	60
7	1000	1	80
8	1000	4	20
9	1000	4	40
10	1000	4	60
11	1000	4	80
12	4000	1	70
13	4000	1	100
14	4000	1	130
15	4000	1	150
16	4000	4	70
17	4000	4	100
18	4000	4	130
19	4000	4	150

A seguir são apresentados os resultados em termos de elevação de potencial no solo para os 19 casos estudados. Para os casos 1 a 7, a divisão do espaço foi feita com células uniformes, com arestas de 50 cm, e o tempo de simulação foi de aproximadamente 4 horas para cada um. Para os casos 8 a 19, devido ao aumento do espaço para acomodar os eletrodos mais longos e garantir a comprimento adequado da linha de corrente para evitar que as reflexões atingissem o ponto de medição, a divisão do espaço foi feita com células não uniformes, com arestas de 25 cm nas proximidades

dos condutores e de 10m nas regiões mais distantes. O tempo de simulação para os casos com espaço expandido foi de aproximadamente 5 horas.

As Figuras 5.30 a 5.34 apresentam a elevação de potencial no solo em função da resistividade e do comprimento do eletrodo de aterramento.

Os resultados referentes à resistividade de  $100 \Omega.m$  são mostrados na Figura 5.30. Como observado, o aumento do comprimento do eletrodo resulta em pequenas variações nos valores de pico das elevações de potencial, sugerindo que a condição simulada para o eletrodo está próxima ao comprimento efetivo (VISACRO, 2007b).

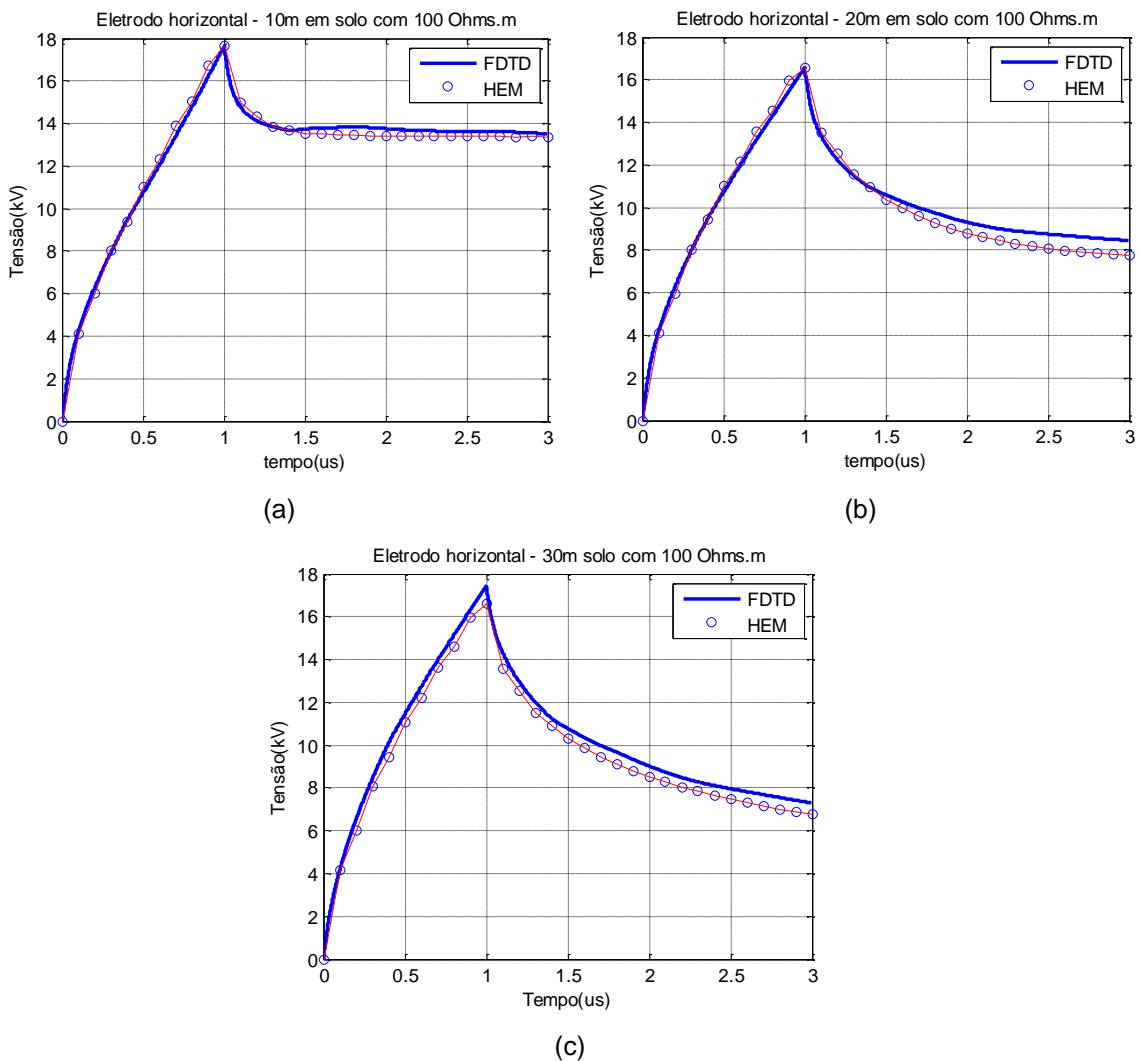


Figura 5.30 – Solo de  $100 \Omega.m$  e  $t_f = 1 \mu s$ .; (a) Caso 1:  $L = 10 m$ , (b) Caso 2:  $L = 20 m$  e (c) Caso 3:  $L = 30 m$

Os resultados para solos de  $1000 \Omega.m$  estão indicados na Figura 5.31 e na Figura 5.32. Para o tempo de frente de  $1 \mu s$  não observa-se variação do valor de pico da elevação de potencial no solo para comprimentos entre 40 e 80 m, sendo um indicativo de obtenção do comprimento efetivo. Tal comportamento não se repete para os resultados associados ao tempo de frente de  $4 \mu s$ . Como apresentado na Seção 2.3 deste trabalho, o comprimento efetivo é menor para frequências maiores, o que explica essa estabilização em termos de valores de pico.

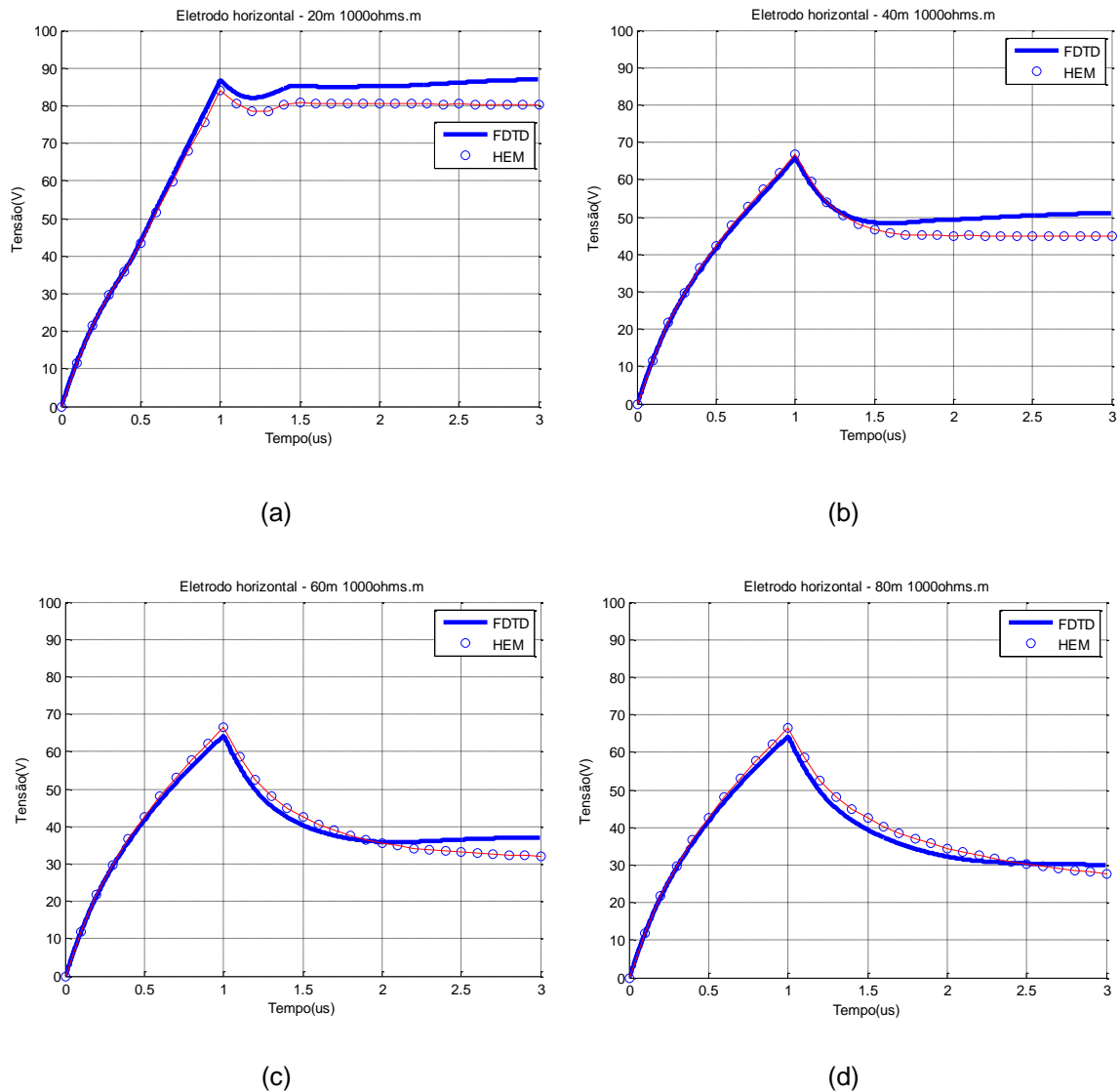


Figura 5.31 – Solo de  $1000 \Omega.m$  e  $t_f = 1 \mu s$ : (a) Caso 4:  $L = 20 m$ , (b) Caso 5:  $L = 40 m$ , (c) Caso 6:  $L = 60 m$  e (d) Caso 7:  $L = 80 m$

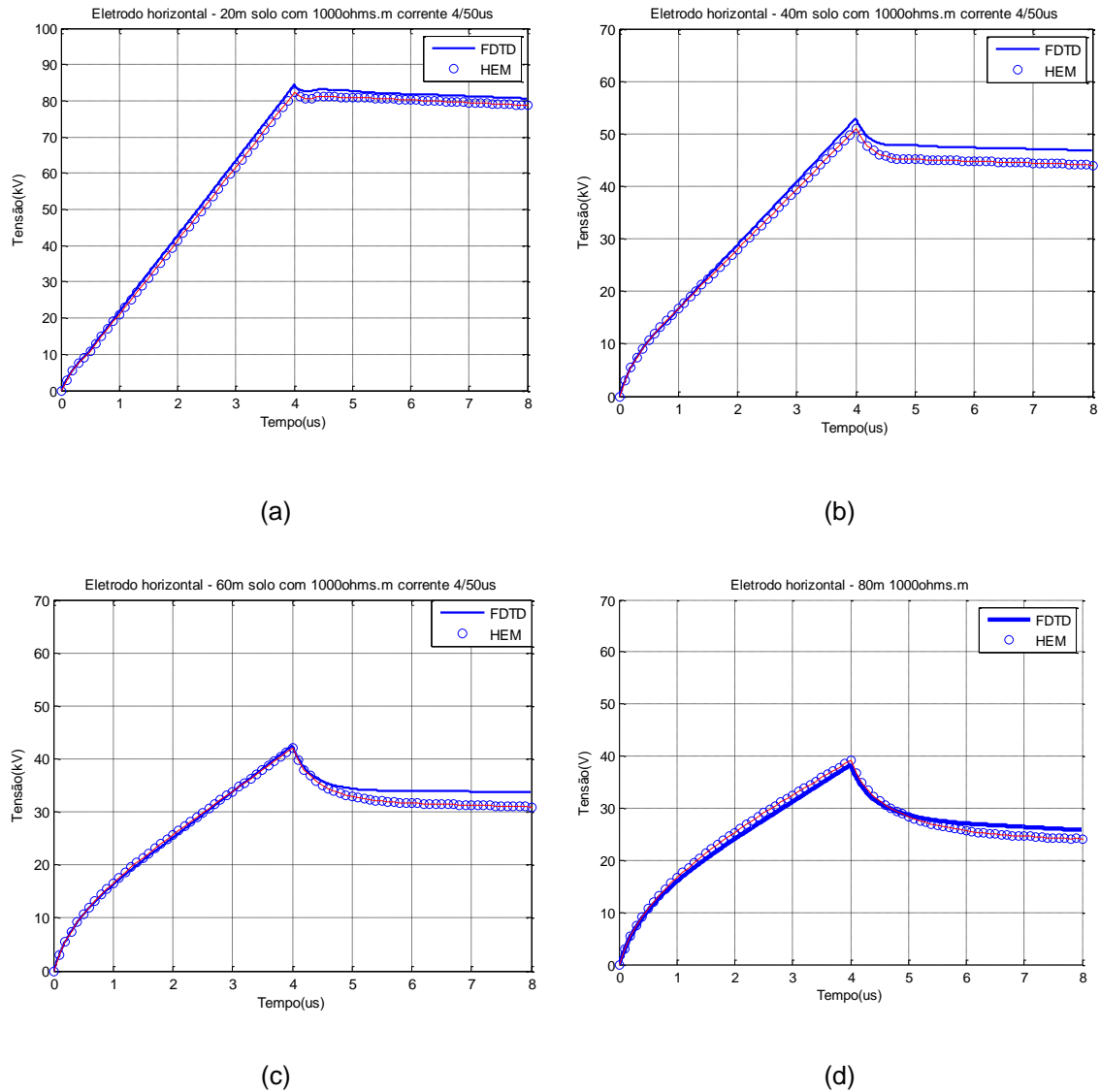
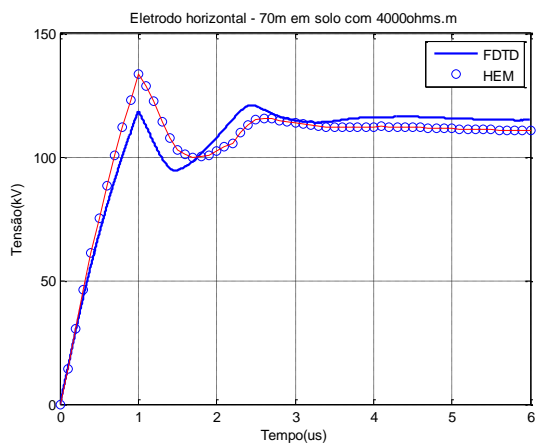
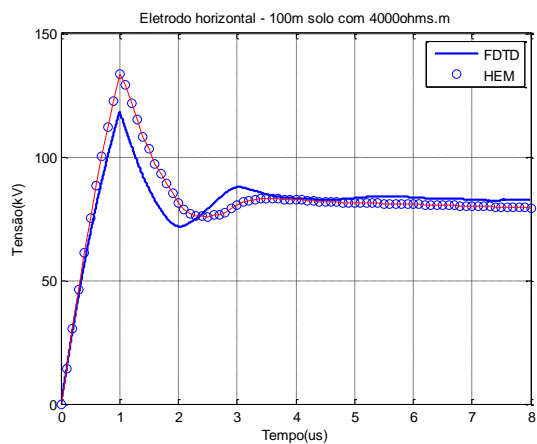


Figura 5.32 – Solo de 1000  $\Omega \cdot m$   $t_f = 4 \mu s$ : (a) Caso 8: L = 20m, (b) Caso 9: L = 40m, (c) Caso 10: L = 60m e (d) Caso 11: L = 80 m

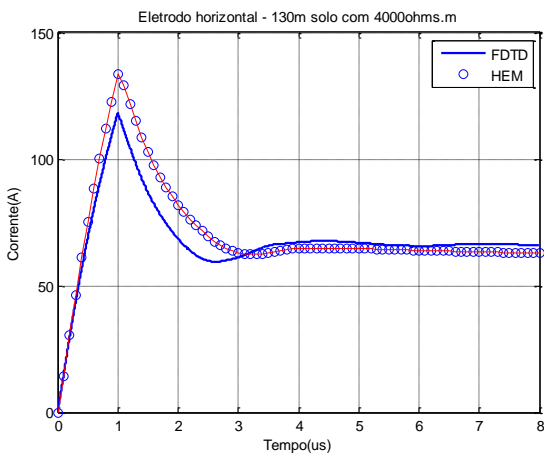
A Figura 5.33 e a Figura 5.34 apresentam os resultados para resistividade do solo de 4000  $\Omega \cdot m$  e comprimentos de hastes de 70, 100, 130 e 150 m. Para o tempo de frente de 1  $\mu s$  existe uma variação muito pequena do valor de pico da elevação de potencial no solo ao se aumentar o comprimento do eletrodo além de 70 m, valor próximo de seu comprimento efetivo. Para os tempos de frente de 4  $\mu s$  o aumento no comprimento do eletrodo continua a reduzir o pico da elevação de potencial (e sua impedância impulsiva), sugerindo que o comprimento efetivo ainda não foi alcançado mesmo com o comprimento de 150 m. O comportamento observado se deve às diferenças de frequências associadas aos sinais de corrente injetados.



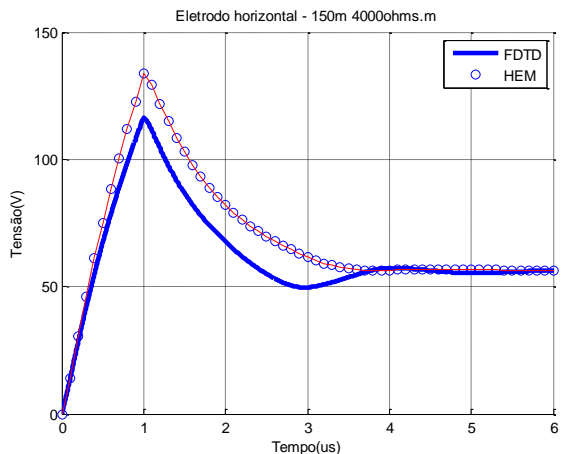
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.33 – Solo de  $4000 \Omega.m$  e  $t_f = 1 \mu s$ : (a) Caso 12:  $L = 70 m$ , (b) Caso 13:  $L = 100 m$ , (c) Caso 14:  $L = 130 m$  e (d) Caso 15:  $L = 150 m$

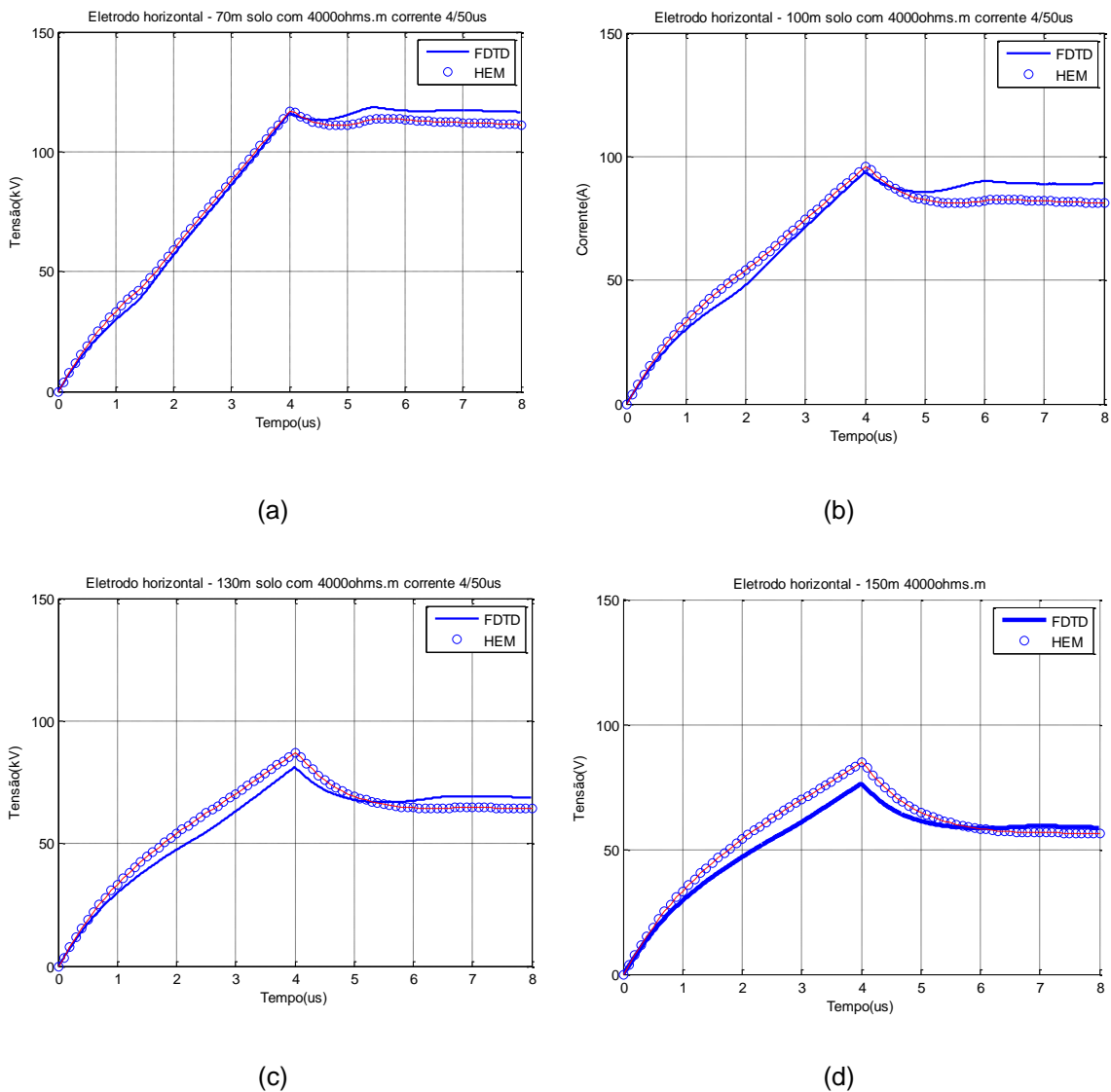


Figura 5.34 – Solo de 4000  $\Omega$ .m e  $t_f = 4 \mu s$  : (a) Caso 16:  $L = 70$  m, (b) Caso 17:  $L = 100$  m, (c) Caso 18:  $L = 130$  m e (h) Caso 19:  $L = 150$  m

Existe uma boa concordância entre as curvas para os casos analisados. As maiores diferenças ocorreram próximas ao pico, nunca atingindo valores superiores a 15 %. Tais diferenças podem ter relação com a presença dos condutores das linhas de tensão e corrente, que não são representadas nas simulações considerando o modelo HEM. Os casos para o solo de 4000  $\Omega$ .m apresentaram as maiores diferenças entre os resultados obtidos pelas duas ferramentas, o que sugere a necessidade de readequação do ambiente de simulação FDTD em termos de espaço e divisão de células para a obtenção de curvas mais precisas.



Tais resultados comprovam a aplicabilidade da ferramenta para a representação de sistemas de aterramento e cálculo de elevação de potencial em solos com diferentes resistividades e eletrodos de comprimentos variados. Em termos do valor de pico de tensão, os resultados obtidos pela aplicação da ferramenta computacional se mostraram mais próximos àqueles referentes ao modelo HEM para ondas de corrente com tempo de frente de 4  $\mu$ s, sugerindo que ajustes devem ser feitos na ferramenta para simulações que considerem menores tempos de frente (sinais associados a frequências mais elevadas).

As configurações simuladas também podem ser analisadas em termos de suas impedâncias impulsivas  $Z_p$ . As Tabela 5.2 e Tabela 5.3 indicam os valores de impedância impulsiva associados aos resultados utilizando a ferramenta computacional em FDTD e o modelo HEM obtidas a partir dos resultados das Figuras 5.30 a 5.34

Tabela 5.2 – Impedâncias impulsivas FDTD x HEM para os casos de tempo de frente de 1  $\mu$ s

Resistividade do solo ( $\Omega$ .m)	Comprimento do eletrodo (m)	$Z_p$ FDTD	$Z_p$ HEM	FDTD em relação ao HEM (%)
100	10	17,62	17,64	- 0,11
	20	16,55	16,54	0,06
	30	17,45	16,59	5,18
1000	20	86,91	84,10	3,34
	40	65,83	66,76	- 1,39
	60	64,15	66,58	- 3,65
	80	64,13	66,55	- 3,64
4000	70	118,61	133,52	- 11,17
	100	118,32	133,57	- 11,41
	130	118,32	133,57	- 11,41
	150	116,52	133,57	- 12,76

Tabela 5.3 - Impedâncias impulsivas FDTD x HEM para os casos de tempo de frente de 4  $\mu$ s

Resistividade do solo ( $\Omega$ .m)	Comprimento do eletrodo (m)	$Z_p$ FDTD	$Z_p$ HEM	FDTD em relação ao HEM (%)
1000	20	84,34	82,20	2,60
	40	52,89	50,97	3,77
	60	42,46	42,04	1,00
	80	38,25	39,19	- 2,40
4000	70	116,04	116,98	- 0,80
	100	93,72	95,88	- 2,25
	130	81,13	87,08	- 6,83
	150	76,29	84,66	- 9,89

Os valores de  $Z_p$  apresentam diferenças percentuais pequenas para os casos de solos com resistividades de 100  $\Omega.m$  e 1000  $\Omega.m$ , variando de 0,11 % a 9,05 %. Para o solo de 4000  $\Omega.m$ , a maior diferença é da ordem de 13 % para eletrodos mais extensos. Além disso, diferenças mais significativas estão associadas ao menor tempo de frente simulado (1  $\mu s$ ), o que sugere uma necessidade de se aprofundar a investigação relativa à implementação da ferramenta para tais condições. A análise de sinais de frequências mais elevadas envolve tempos menores, de modo que a escolha do tamanho das células que dividem o espaço e o passo de tempo podem ter sido os principais causadores das diferenças observadas.

A Figura 5.35 apresenta o comportamento de  $Z_p$  obtido pela aplicação da ferramenta computacional em função do comprimento do eletrodo para as resistividades do solo de 1000 e 4000  $\Omega.m$  considerando o tempo de frente de 4  $\mu s$ . Conforme esperado, o formato das curvas sugere a redução do valor de  $Z_p$  com o aumento do comprimento do eletrodo, tendendo a estabilizar a partir dos respectivos valores de comprimento efetivo. A partir dos gráficos é possível estimar o comprimento efetivo de aproximadamente 100 m para o caso de 1000  $\Omega.m$  e de 200 m para o solo de 4000  $\Omega.m$ . Além disso, fica claro que o  $L_{ef}$  para o caso de 1000  $\Omega.m$  é menor que aquele para o caso de 4000  $\Omega.m$ , conforme explicado na Seção 2.3 deste trabalho.

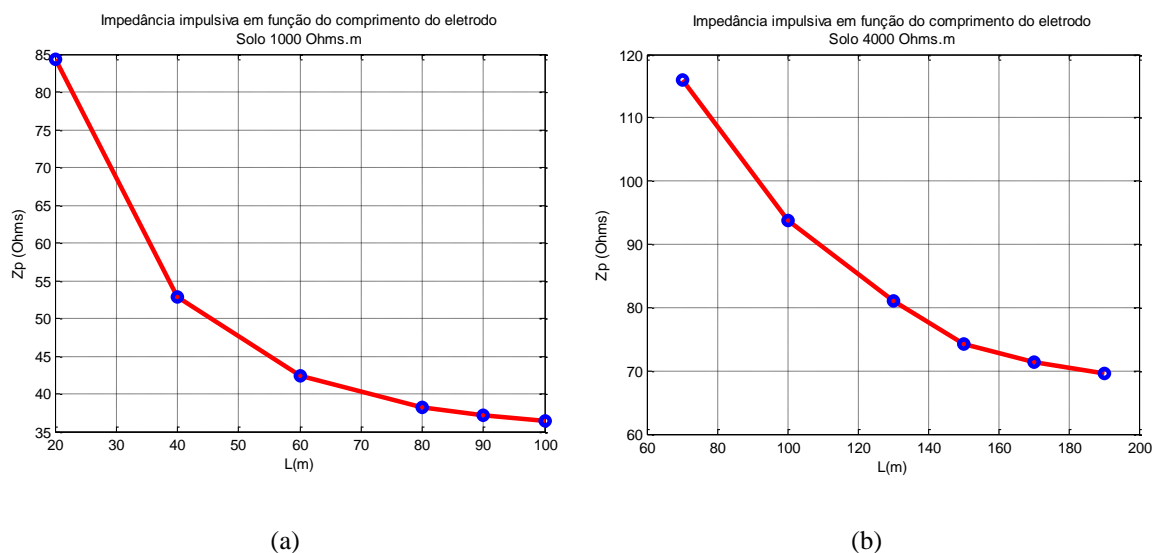


Figura 5.35- Impedância impulsiva em função do comprimento do eletrodo: (a) Para o solo de 1000  $\Omega.m$  e (b) Para o solo de 4000  $\Omega.m$

## **5.4 Considerações finais**

Esse capítulo apresentou os principais resultados das simulações realizadas com a ferramenta computacional desenvolvida ao longo do curso de mestrado. As comparações com resultados presentes em artigos de grande relevância na literatura e com simulações realizadas pelo modelo HEM apresentaram boa concordância e foram úteis para a validação do código desenvolvido em FDTD, deixando clara a aplicabilidade da ferramenta para o cálculo de sobretensões de origem atmosférica em linhas de transmissão e aterramentos elétricos.

# 6 Conclusões e Propostas de Continuidade

## 6.1 Considerações

Este trabalho teve como objetivo apresentar os principais aspectos do método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) e os resultados preliminares referentes ao desenvolvimento de uma ferramenta computacional avançada, com enfoque eletromagnético, baseada em FDTD, dedicada à análise de desempenho de sistemas elétricos frente às descargas atmosféricas, notadamente, dos aterramentos elétricos e linhas de transmissão.

A despeito dos diversos trabalhos referentes à técnica, a literatura não conta com uma ferramenta computacional de fácil aplicação baseada em FDTD e que esteja ajustada para cálculos de sobretensões nas cadeias de isoladores de linhas de transmissão e, conseqüentemente, para aplicação sistemática em avaliações de desempenho de linhas frente às descargas. O desenvolvimento dessa ferramenta busca contribuir para o preenchimento dessa lacuna, ao possibilitar o cálculo dessas sobretensões, de forma consistente e apurada, sem a necessidade de simplificações adotadas, por exemplo, pelas abordagens por parâmetros de circuitos. A representação do sistema físico sob análise é realizada a partir da geometria dos condutores envolvidos e das constantes dos meios nos quais estes estão imersos, sendo que a solução do problema já contempla automaticamente os complexos acoplamentos eletromagnéticos e os efeitos de propagação.

Com base nos trabalhos da área e nos testes de sensibilidade realizados durante o desenvolvimento da ferramenta, escolheu-se as representações mais adequadas para os elementos dos sistemas, tais como fios finos, fronteiras absorventes, resistores, fontes de tensão e de corrente.

A implementação foi realizada em ambiente MatLab e teve como grande vantagem a possibilidade de contemplar funções ‘built-in’ deste tipo de ambiente. No entanto, os tempos de processamento foram elevados, principalmente ao se considerar sistemas com ambientes de simulação maiores, como o caso das linhas de transmissão.

Os resultados apresentados em termos, principalmente, da elevação de potencial do solo e sobretensão na cadeia de isoladores de linhas de transmissão apresentaram boa concordância (em termos de forma de onda e amplitude) em relação aos dados reais de medição e aqueles calculados pelo modelo HEM.

As simulações que consideraram dados de medição como referência resultaram em curvas com diferenças pequenas, como nos casos dos sistemas baseados em linhas de transmissão propostos por Noda (2002) e Mejía (2014) (estudo de reflexões em linhas abertas e de tensões induzidas em condutores paralelos), cujas diferenças foram inferiores a 3 %. Os casos que consideraram os dados obtidos pelo modelo HEM (linhas de transmissão e aterramentos elétricos) apresentaram boa concordância quanto à forma de onda e os valores em instantes de tempo posteriores, mas nos instantes de pico ocorreram divergências mais significativas, chegando a 13 % em casos mais críticos (ambientes de simulação demasiadamente grandes).

O método FDTD se mostrou poderoso principalmente pela qualidade dos dados obtidos nas simulações e pela simplicidade de implementação após seu entendimento detalhado, resultando em um código de tamanho moderado (aproximadamente 400 linhas para os casos mais complexos).

O tempo necessário para as simulações com grandes ambientes computacionais impactou negativamente na avaliação do método, sendo, ao lado da relativa dificuldade em se obter o terra remoto (0 V), os pontos negativos encontrados e que merecem uma melhor avaliação em trabalhos futuros.

## 6.2 Propostas de Continuidade

A despeito da boa concordância dos resultados gerados pela ferramenta computacional desenvolvida no contexto desta dissertação de mestrado e aqueles obtidos experimentalmente ou por meio da aplicação do modelo HEM, alguns pontos relativos às simulações realizadas com a ferramenta em FDTD requerem melhoria.

Alguns resultados apresentados, principalmente relativos aos aterramentos elétricos propostos por Tanabe (2001) e às linhas de transmissão simuladas pelo modelo HEM, mostraram diferença em relação aos parâmetros de comparação. Neste contexto, necessita-se a continuidade da pesquisa para buscar melhores ajustes na ferramenta, como reavaliar a alocação dos elementos do sistema e as células para a divisão do espaço computacional. Além disso, se faz necessário um aprofundamento do estudo das reflexões apresentadas pelas resistências de aterramento nos pés das torres e pelas fronteiras do espaço de simulação, mesmo que estas ocorram de maneira discreta. No caso das linhas de transmissão, as ondas de tensão nas cadeias de isoladores apresentaram diferenças apenas após o efeito da reflexão da onda de corrente na resistência de aterramento e em alguns casos de condutores casados nas fronteiras absorventes houve variação da forma de onda após os efeitos de reflexões ocorridas em suas extremidades.

Outro aspecto relevante que merece ser investigado consiste no tempo de simulação associado à aplicação da ferramenta computacional em FDTD, bem como na quantidade de memória dedicada ao processamento das simulações. Em alguns casos, devido à divisão do espaço e ao tempo maior de análise do sistema, o tempo de simulação se tornou proibitivo (algumas dezenas de horas) e a ocupação da memória RAM dos computadores chegou próximo ao limite. Tais aspectos sugerem a necessidade implementação do código aqui desenvolvido segundo uma linguagem de programação mais sucinta e de rápida compilação como o FORTRAN. Além disso, sugere-se o desenvolvimento de estudos para a aplicação de processamento paralelo para as simulações com a ferramenta computacional em FDTD.

Importantes fenômenos não-lineares capazes de afetar o desempenho dos sistemas elétricos como a ionização do solo e o efeito corona em linhas de transmissão

---

sujeitos às elevadas correntes de descarga merecem ser implementados em uma versão estendida da ferramenta computacional.

Finalmente, propõem-se o desenvolvimento de uma interface amigável para inserção dos dados de simulação até mesmo para usuários com poucos conhecimentos em FDTD, de modo a tornar a ferramenta mais difundida no meio e transformá-la em um importante auxílio nos estudos realizados nas áreas de análise de desempenho e proteção de sistemas elétricos de potência.

# Referências Bibliográficas

ANDERSON, R. B. e ERIKSSON, A.J., “**Lightning parameters for engineering application**” *Electra*, vol.69, pp. 65-102, 1980.

ASADA, T., BABA, Y., NAGAOKA, N., AMETANI, A., “**An improved thin wire representation for FDTD transient simulations**”, *IEEE Trans. EMC*, vol. 57 (3), pp. 484-487, 2015.

“**ATP - Electromagnetic Transients Program Rule Book, Bonneville Power Administration**”, Portland, 1982.

BABA, Y.; RAKOV, V. A., “**Applications of the FDTD Method to Lightning Electromagnetic Pulse and Surge Simulations,**” *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 56, no. 6, Dezembro 2014.

BABA, Y.; RAKOV, V. A., “**Applications of Electromagnetic Models of the Lightning Return Stroke,**” *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. 23, no. 2, p. 800-811, Março 2008.

BABA, Y., NAGAOKA, N. e AMETANI, A., “**Modeling of thin wires in a lossy medium for FDTD simulations**” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 1, pp. 54-60, Fevereiro 2005.

BERENGER, J.P., “**Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves**” *Journal of Computational Physics*, vol. 127, no. 2, pp. 363–379, 1996.

BERENGER, J.P., “**A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves**” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, no. 2, pp. 185–200, 1994.

BARKER, P. P., SHORT, T. A., EYBERT-BERARD, A. R., BERLANDIS, J. P., “**Induced Voltage Measurements on an Experimental Distribution Line During Nearby Rocket Triggered Lightning Flashes**”, *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 11, no. 2, Abril, 1996.



BERGER, K., ANDERSON, R. B, KRONINGER, H., **“Parameters of lightning flashes”**, Electra, no.80, p.223-237, 1975.

BURKE, G. J. e POGGIO, A. J., **“Numerical electromagnetics code (NEC) – method of moment,”** Lawrence Livermore Laboratory, Janeiro 1981

CIGRE, **“Guide to Procedures for estimating the lightning Performance of Transmission Lines”** WG 01 (Lightning), Study Committee 33, 1991.

COMSOL, **“Multiphysics Software Package”** (2011). [Online]. Disponível: <http://www.comsol.com>

DE CONTI, A. e VISACRO, S., **“Analytical representation of single- and double-peaked lightning current waveforms”** IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 49, no. 2, pp. 448–451, Maio 2007.

ELSHARBENI, A. Z. e DEMIR, V., **“The Finite-Difference Time-Domain Method for Eletromagnetics with MATLAB Simulations.Railegh”** NC, 2015

ENGELBRECHT, C.S., TANNEMAAT, I., HESEN, P.L.J., **“Insulation coordination and statistical evaluation of the lightning performance with ATP/EMTP”** Proceedings of 2015 Asia-Pacific International Conference on Lightning (APL), Nagoya, Japão, pp.793 – 798.

EPRI **“Handbook for Improving Overhead Transmission Line Lightning Performance, EPRI,”** Palo Alto, CA, Rep. 1002019, 2004.

GUIMARÃES, M., ARAUJO, L., PEREIRA, C., MESQUITA, C. e VISACRO, S., **“Assessing currents of upward lightning measured in tropical regions”** Atmospheric Research (Print), v. 149, p. 324-332, 2014.

IEEE, **“Guide for Improving the Lightning Performance of Transmission Lines”**, IEEE Standard 1243-1997, Dezembro. 1997.

GRANT, I. S., ANDERSON, J. G., HILEMAN, A. R., **“A Simplified Method For Estimating Lightning Performance of Transmission Lines”** IEEE Transactions on Power Apparatus and systems, vol. PAS-104, no. 4, pp. 919-932, Abril, 1985.

JARAMILLO, A. M. C., **“Modelo De Conductores Delgados Utilizando Aproximaciones De Diferencias Finitas En El Domínio Del Tiempo Em Tres Dimensiones”** dissertação de mestrado, Universidade Nacional da Colômbia, Novembro, 2010

LIAO, Z. P., WONG H. L. e YUAN Y., **“A transmitting boundary for transient wave analyses”** ScientiaSinica (series A), vol. XXVII, pp. 1063-1076, 1984.

MARTINEZ, J. A., CASTRO-ARANDA, F., **“Lightning Performance Analysis of Overhead Transmission Lines Using the EMTP”** IEEE Trans. Power Del., VOL. 20, No. 3, Julho, 2005.

MEJÍA, R. **“Lightning Induced Voltages on Overhead Lines above Non-Uniform and NonHomogeneous Ground”** dissertação de mestrado, Universidade Nacional da Colômbia, Novembro, 2014

MELO, V. A., SILVEIRA, F. H. e VISACRO, S., **“Ferramenta computacional em FDTD para cálculo de desempenho de sistemas elétricos frente às descargas atmosféricas”**, XXIV SNPTEE, Curitiba, PR, Outubro, 2017a

MELO, V. A., SILVEIRA, F. H. e VISACRO, S., **“Development of FDTD-based Computational Tool for Lightning Performance Evaluations of Electrical Systems”**, XIV SIPDA, Natal, Brasil, Outubro, 2017b

NODA, T. e YOKOYAMA, S. **“Thin Wire Representation in Finite Difference Time Domain Surge Simulation”** IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 17, N°3, Julho 2002.

RACHIDI, F., NUCCI, C. A., IANOZ, M. e MAZZETTI, C. **“Response of multiconductor power lines to nearby lightning return stroke electromagnetic fields,”** IEEE Trans. Power Del., vol. 12, no. 3, pp. 1404–1411, Julho, 1997.

RAKOV, V.A., UMAN, M.A., **“Lightning – Physics and Effects”**, Cambridge University Press, 2003.

SILVEIRA, F. H. e VISACRO, S., **“Typical line insulation flashover modeling and their effect on the calculation of backflashover outage rate of transmission lines”** In: Proc. GROUND 2016 & 7th LPE, 2016. p. 204-207.

SILVEIRA, F. H., VISACRO, S., DE CONTI, A. e TEIXEIRA, F. M., **“The Influence of Lightning Stroke Current Waveform on the Calculation of the Lightning Performance of Transmission Lines”** In: APL 2015, Nagoya, p. 799-803.

SILVEIRA, F. H., VISACRO, S., ALIPIO, R. e DE CONTI, A., **“Lightning-Induced Voltages Over Lossy Ground: The Effect of Frequency Dependence of Electrical Parameters of Soil”** IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, v. 56, p. 1129-1136, 2014.

SILVEIRA, F. H., VISACRO, S., e DE CONTI, A., **“Lightning Performance of 138-kV Transmission Lines: The Relevance of Subsequent Strokes”** IEEE Trans. Electromagn. Compat., v. 55, pp. 1195-1200, Dezembro 2013.

SILVEIRA, F. H. e VISACRO, S., **“On the Lightning-Induced Voltage Amplitude: First Versus Subsequent Negative Strokes”** IEEE transactions on electromagnetic compatibility, vol. 51, no. 3, Agosto, 2009

SILVEIRA, F. H. **“Modelagem para o cálculo de tensões induzidas por descargas atmosféricas”** tese de doutorado, Universidade Federal de Minas Gerais, Dezembro, 2006

TAFLOVE, A., e SUSAN, C. H., **“Computacional Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Norwood”** MA, 2000.

TANABE, K. e ASAKAWA, A., **“Computer analysis of transient performance of grounding grid element based on the finite-difference time-domain method”**, Proc. IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.” vol. 1, pp. 209-212, Maio 2003.

TANABE, K., **“Novel method for analyzing the transiente behavior of grounding systems based on the finite-difference time-domain method”** in Proc. IEEE PES Winter Meeting, Vol. 3, 2001, pp. 1128-1132

TANIGUCHI, Y., BABA, Y., NAGAOKA, N. e AMETANI, A, **“An Improved Thin Wire Representation for FDTD computations”** IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 56, no. 10, Outubro 2008a

TANIGUCHI, Y., BABA, Y., NAGAOKA, N. e AMETANI, A. **“Representation of an Arbitrary-Radius Wire for FDTD Calculations in the 2-D Cylindrical Coordinate**

---

**System”** IEEE TRANSACTIONS ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, VOL. 00, NO. 00, 2008b

THANG, T. H., BABA, Y., ITAMOTO, N., e RAKOV, V. A., “**FDTD Simulation of Back-Flashover at the Transmission-Line Tower Struck by Lightning Considering Ground-Wire Corona**” International Conference on Lightning Protection, Setembro 2016

THANG, T. H., BABA, Y., NAGAOKA, N., AMETANI, A., ITAMOTO, N., e RAKOV, V. A., “**FDTD simulation of direct lightning stike to a phase conductor: Influence of corona on transient voltages at the tower**” Electric Power Systems Rerearch, vol. 123, pp. 128-136, Junho 2015

THANG, T. H., BABA Y., NAGAOKA N., AMETANI A., TAKAMI J., OKABE S. e RAKOV, V. A. “**A simplified model of corona discharge on overhead wire for FDTD computations**”, IEEE Trans. Electromagn. Compat. Junho 2012

UMASHANKAR, K., TAFLOVE, A., e BEKER, B., “**Calculation and experimental validation of induced currents on coupled wires in an arbitrary shaped cavity,**” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, [legacy, pre-1988], vol. AP-35, no. 11, pp. 1248–1257, 1987.

UMASHANKAR, K. R. e TAFLOVE, A., “**A novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects**” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-24, no. 4, pp. 397–405, 1982

VISACRO, S. e SILVEIRA, F. H., “**Lightning Performance of Transmission Lines: Requirements of Tower-Footing Electrodes Consisting of Long Counterpoise Wires**” IEEE Trans. Power Del. vol. 31, no. 4, p. 1524-1532, Agosto 2016.

VISACRO, S. e SILVEIRA, F. H., “**Lightning performance of transmission lines: Methodology to design grounding electrodes to ensure an expected outage rate**” IEEE Trans. Power Del., vol. 30, no. 1, pp. 237–245, Feb. 2015a.

VISACRO, S. e SILVEIRA, F. H., “**The Impact of the Frequency Dependence of Soil Parameters on the Lightning Performance of Transmission Lines**”, IEEE Trans. Electromagn. Compat.” v. 57, p. 434-441, 2015b.

VISACRO, S., ALIPIO, R., VALE, M. H. e PEREIRA, C., **“The Response of Grounding Electrodes to Lightning Currents: The Effect of Frequency-Dependent Soil Resistivity and Permittivity”** IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 53, no. 2 de Maio 2011

VISACRO, S., **“A Comprehensive Approach to the Grounding Response to Lightning Currents”** IEEE Transactions on Power Delivery Volume: 22, Issue: 1, Janeiro 2007a

VISACRO, S., **“Direct strokes to transmission lines: Considerations on the mechanisms of overvoltage formation and their influence on the lightning performance of lines”** J. Light. Res., vol. 1, pp. 60–68, 2007b.

VISACRO, S., **“Descargas atmosféricas: uma abordagem de engenharia”** São Paulo: Artliber, 2005.

VISACRO, S. e SOARES Jr., A., **“HEM: A Model for Simulation of Lightning Related Engineering Problems”**, IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 20, no. 2, Abril, 2005.

VISACRO, S., SCHROEDER, M. A., SOARES JUNIOR, A., CHERCHIGLIA, L. C. L. e SOUZA, V. J. **“Statistical Analysis of Lightning Current Parameters: Measurements at Morro do Cachimbo Station”** Journal of Geophysical Research, v. 109, p. 1-11, 2004.

VISACRO, S., **“Aterramentos elétricos – conceitos básicos, técnicas de medição e instrumentação e filosofias de aterramento”** São Paulo: Artliber, 2002.

YEE, K. S., **“Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media”** IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-14, pp. 302–307, Maio 1966.

# Apêndice

Premiação de artigo em congresso elaborado no contexto da dissertação

**Menção Honrosa**  
Conferimos esta Menção Honrosa ao Informe Técnico

FERRAMENTA COMPUTACIONAL EM FDTD PARA CÁLCULO DE DESEMPENHO DE SISTEMAS ELÉTRICOS  
FRENTE ÀS DESCARGAS ATMOSFÉRICAS

de  
**Victor Alves Silva e Melo**

**XXIV SNPTEE**  
Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica  
22 a 25 de outubro de 2017 | Curitiba - PR

apresentado no XXIV SNPTEE - Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica, realizado de 22 a 25 de outubro de 2017, em Curitiba - PR.

**Cintia de Carvalho Toledo**  
Coordenadora Geral

**Josias Matos de Araujo**  
Presidente do Cigré-Brasil

promoção

coordenação

**cigré-Brasil**

**COPEL**  
- Nova Energia

**PARANÁ**  
Energia