

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

NAIARA FIGUEIREDO DUARTE

**AVALIAÇÃO DOS LIMITES DE APLICAÇÃO DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO
PARA O CÁLCULO DE TRANSITÓRIOS ELETROMAGNÉTICOS EM CABOS SUBTERRÂNEOS
UTILIZANDO O FDTD**

BELO HORIZONTE

2022

NAIARA FIGUEIREDO DUARTE

**AVALIAÇÃO DOS LIMITES DE APLICAÇÃO DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO
PARA O CÁLCULO DE TRANSITÓRIOS ELETROMAGNÉTICOS EM CABOS SUBTERRÂNEOS
UTILIZANDO O FDTD**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Doutora em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Alberto Resende De Conti

BELO HORIZONTE

2022

D812a

Duarte, Naiara Figueiredo.

Avaliação dos limites de aplicação da teoria de linhas de transmissão para o cálculo de transitórios eletromagnéticos em cabos subterrâneos utilizando o FDTD [recurso eletrônico] / Naiara Figueiredo Duarte. - 2022.
1 recurso online (85 f. : il., color.) : pdf.

Orientador: Alberto Resende de Conti.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Minas Gerais,
Escola de Engenharia.

Apêndice: f. 81.

Bibliografia: f. 82-85.

Exigências do sistema: Adobe Acrobat Reader.

1. Engenharia elétrica - Teses. 2. Linhas de telecomunicação – Teses.
3. Impedância (Eletricidade) – Teses. I. Conti, Alberto Resende de.
II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia.
III. Título.

CDU: 621.3(043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

FOLHA DE APROVAÇÃO

"AVALIAÇÃO DOS LIMITES DE APLICAÇÃO DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO PARA O CÁLCULO DE TRANSITÓRIOS ELETROMAGNÉTICOS EM CABOS SUBTERRÂNEOS UTILIZANDO O FDTD"

NAIARA FIGUEIREDO DUARTE

Tese de Doutorado 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 grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

Aprovada em 13 de julho de 2022. Por:

Prof. Dr. Alberto Resende De Conti

DEE (UFMG) - Orientador

Prof. Dr. Washington Luiz Araújo Neves

Prof. Dr. Antonio Carlos Siqueira de Lima

Prof. Dr. Jaime Arturo Ramírez

Prof. Dr. Fernando Henrique Silveira



Documento assinado eletronicamente por **Alberto Resende de Conti, Professor do Magistério Superior**, em 13/07/2022, às 17:03, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Fernando Henrique Silveira, Professor do Magistério Superior**, em 13/07/2022, às 17:04, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Antonio Carlos Siqueira de Lima, Usuário Externo**, em 14/07/2022, às 09:45, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Washington Luiz Araujo Neves, Usuário Externo**, em 14/07/2022, às 12:24, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Jaime Arturo Ramirez, Membro**, em 19/07/2022, às 09:44, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufmg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **1556530** e o código CRC **2ACDF775**.

AGRADECIMENTOS

Gratidão por todas estas pessoas que construíram essa história comigo. Agradeço:

- A Deus, por me manter firme na busca pelos meus sonhos, por me fortalecer dia após dia, por renovar a minha fé e escutar o meu coração.
- Ao meu amigo, companheiro e marido, Rafael Alípio, pelos inúmeros ensinamentos que ultrapassam o maravilhoso, sensacional e exuberante mundo do eletromagnetismo. Por ter me ensinado a ser grande de coração, humilde de alma e generosa de espírito. Obrigada por ter acreditado em mim e por ter compartilhado comigo todos os dias de desenvolvimento deste projeto. Esses foram dias difíceis e desafiadores, por vezes até de exaustão, mas não impossíveis quando se tem ao lado a nossa grande referência e inspiração.
- Ao meu orientador, Alberto De Conti, pelos ensinamentos técnicos, pela prontidão em sanar as minhas dúvidas, até mesmo em tempos de pandemia, pelo apoio na minha primeira apresentação em uma conferência internacional, pelos trabalhos realizados e pela condução do meu doutorado. Levarei comigo a gratidão e a honra de tê-lo tido como meu orientador.
- Ao professor Ivan Lopes, pelas aulas ministradas durante o doutorado, e ao professor Jaime Ramirez, por ter me apresentado o FDTD, pelas várias discussões técnicas e, principalmente, por ter sido fonte da minha motivação para adentrar cada vez mais esse fascinante método numérico.
- Ao professor José Osvaldo Saldanha, por ter disponibilizado o servidor do Laboratório de Extra Alta Tensão (LEAT - UFMG) para as minhas simulações e, especialmente, ao professor Carlos Caetano, pela disponibilidade em colaborar com o meu acesso ao servidor, sempre de forma bastante solícita e compreensiva.
- Ao Laboratório de Transitórios Eletromagnéticos (LABTEM - CEFET-MG), onde obtive toda a estrutura e acolhimento necessários para o desenvolvimento do meu doutorado e onde passei excelentes momentos de pesquisa e de troca de conhecimentos.
- Ao professor Miguel Brito, pelas conversas e contribuições.
- Ao professor Marco Aurélio Schroeder, meu primeiro orientador. O meu despertar para a pesquisa não teria sido o mesmo se não fosse pela sua grande motivação e pelo seu entusiasmo junto ao eletromagnetismo.
- A minha amiga de jornada acadêmica, Daiane Conceição, que enfrentou comigo todas as dificuldades dessa trajetória. Obrigada pela compreensão dos momentos difíceis e pelo apoio incansável. Aos amigos Renan Segantini, Pedro Bolt e Guilherme Lopes por terem deixado os dias de UFMG mais leves.
- À UFMG, por ter contribuído para a minha formação com um ensino de qualidade e excelência.

- Ao CEFET-MG, por ser minha segunda casa e por ter me proporcionado toda a minha base de conhecimentos técnicos. As grandes oportunidades da minha vida acadêmica e pessoal decorrem das horas que passei nessa instituição que me acolheu de forma única. Agradeço aos professores do Departamento de Engenharia Elétrica (DEE), em especial, ao professor Eduardo Gonzaga pela orientação no mestrado e por ter confiado no meu trabalho. Agradeço também os professores Cláudio Pimenta, João Batista Pereira e Marcos Fernando dos Santos pelo apoio e compreensão nos dias atarefados de doutorado e pela disponibilidade em me ajudar e em contribuir com o meu crescimento.
- Aos meus pais, Avelina Duarte e Roberto Duarte, por terem acreditado nos meus estudos quando ainda brincava de ser cientista. Obrigada por terem me proporcionado as melhores condições possíveis para que eu pudesse desenvolver minha paixão pelos estudos.
- Aos pais que a vida me deu, Ilza Alípio e Cleides Alípio, pelo apoio e carinho em todos os momentos ao longo do doutorado. Obrigada por vibrarem comigo em cada conquista. A Ludmara Alípio, pelo suporte, companheirismo e pelo carinho de irmã.
- Aos meus padrinhos, por compartilharem comigo todas as minhas conquistas, sempre com tanto respeito e amor. A minha madrinha Mary, grande incentivadora dos meus estudos. As minhas primas Ju, Renata, Lelé e Binha por compreenderem as minhas inúmeras ausências nesse período e pelo cuidado que sempre tiveram comigo. Ao meu irmãozinho Sérgio, pelos inúmeros momentos de apoio.
- Aos meus avós, que certamente estão muito felizes com esta minha conquista e, por isso, abrilhantam o céu de forma diferente neste momento.
- A minha grande amiga Helen Silva, pela força singular que sempre me deu, por ter acreditado em mim em momentos em que até eu mesma duvidei, pelas inúmeras conversas e aconselhamentos. Ao meu amigo Joaquim Santiago, pelos conhecimentos repassados, pelo incentivo, pelos livros e pelas inúmeras conversas. À Neuza Barbosa, que com seu carinho de sempre me alimentava de forças.
- À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).
- Por fim, obrigada a todos que contribuíram direta ou indiretamente para que eu chegasse neste momento. A caminhada quando é dividida se torna mais leve. Meu muito obrigada!

“O correr da vida embrulha tudo, a vida é assim: esquenta e esfria, aperta e daí afrouxa, sossega e depois desinquieta. O que ela quer da gente é coragem. O que Deus quer é ver a gente aprendendo a ser capaz de ficar alegre a mais, no meio da alegria, e inda mais alegre ainda no meio da tristeza! Só assim de repente, na horinha em que se quer, de propósito — por coragem. Será? Era o que eu às vezes achava. Ao clarear do dia.”

João Guimarães Rosa. Grande Sertão: Veredas.

Dedico este trabalho:

A minha vozita, vovó Geralda, com quem vivenciei um amor único e incondicional (in memoriam).

Ao meu companheiro de vida, Rafael Alípio, por ser a minha grande inspiração e por ter sonhado comigo este momento.

RESUMO

Esta tese avalia a validade da teoria de linhas de transmissão para o cálculo de transitórios eletromagnéticos em sistemas de cabos subterrâneos. Por meio de uma metodologia rigorosa baseada na solução das equações de Maxwell em três dimensões utilizando o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD - *Finite Difference Time-Domain method*), investiga-se a validade de formulações desenvolvidas a partir da teoria de linhas de transmissão para o cálculo da impedância e da admitância associadas ao retorno pelo solo. Demonstra-se que a teoria de linhas de transmissão pode ser utilizada para simular transitórios eletromagnéticos em cabos subterrâneos mesmo que estes possuam comprimentos inferiores a 100 m e estejam imersos em solos de resistividade de até 1000 Ωm , situação na qual a validade dessa abordagem seria, em princípio, questionável. Os erros verificados com o emprego da teoria de linhas de transmissão são compatíveis com aplicações de engenharia, mas esta tem a vantagem de apresentar maior eficiência computacional e de ser de mais fácil implementação do que a estratégia de solução via FDTD. É demonstrada a importância da admitância do solo para a simulação de transitórios eletromagnéticos em cabos subterrâneos, especialmente para solos de alta resistividade e cabos de curta extensão. Além disso, confirma-se que a expressão proposta por Pollaczek, tradicionalmente utilizada em programas de cálculo de transitórios eletromagnéticos, não é suficientemente rigorosa para caracterizar os parâmetros de retorno pelo solo para sistemas de cabos subterrâneos multifásicos. Finalmente, é proposta uma fórmula aproximada para o cálculo da admitância do solo de sistemas de cabos subterrâneos que evita o cálculo das integrais impróprias presentes em expressões mais rigorosas disponíveis na literatura. Uma gama de análises é realizada com o intuito de avaliar e validar essa aproximação. Ao final, demonstra-se que a aproximação proposta, a despeito da sua simplicidade, leva a resultados compatíveis com aqueles obtidos por meio de formulações mais completas para cálculo de transitórios em cabos subterrâneos utilizando a teoria de linhas de transmissão e o método FDTD, porém de forma mais eficaz e sem perda significativa de exatidão.

Palavras-chave: cabos subterrâneos, admitância do solo, impedância do solo, transitórios eletromagnéticos, teoria de linhas de transmissão.

ABSTRACT

This thesis evaluates the validity of transmission line theory for calculating of electromagnetic transients on underground cable systems. Using a rigorous methodology based on the solution of Maxwell's equations with the three-dimensional (3D) Finite Difference Time-Domain (FDTD) method, it is investigated the validity of formulations developed from transmission line theory to calculate the impedance and admittance associated with the ground return. It is demonstrated that the transmission line theory can be used to simulate electromagnetic transients on underground cables even if the cable length is less than 100 m and the soil resistivity reaches $1000 \Omega\text{m}$, in which case the validity of this approach would be, in principle, questionable. The errors verified with using transmission line theory are compatible with engineering applications, but this approach has the advantage of presenting greater computational efficiency and being easier to implement than the solution strategy via FDTD. It is demonstrated the importance of the ground-return admittance for the simulation of electromagnetic transients on underground cables, especially for high-resistivity soils and short cable lengths. Furthermore, it is confirmed that the expression proposed by Pollaczek, traditionally used in electromagnetic transients calculation programs, is not rigorous enough to characterize the ground-return parameters for multiconductor underground cable systems. Finally, a closed-form approximation is proposed for the calculation of the ground-return admittance of underground cable systems that avoids the calculation of improper integrals present in more rigorous expressions available in the literature. A range of analyses is performed to evaluate and validate this approximation. Lastly, it is shown that the proposed approximation, despite its simplicity, leads to results compatible with those obtained through more complete formulations for the calculation of transients on underground cables using transmission line theory and the FDTD method, but more efficiently and without significant loss of accuracy.

Keywords: underground cable systems, ground-return admittance, ground-return impedance, electromagnetic transients, transmission line-theory.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	– Considerações iniciais	14
1.2	– Objetivo e estrutura de desenvolvimento da tese.....	15
1.3	– Produção bibliográfica.....	15
1.4	– Organização do texto	16
2	RELEVÂNCIA DOS PARÂMETROS DO SOLO PARA A ANÁLISE DE TRANSITÓRIOS EM CABOS ISOLADOS SUBTERRÂNEOS A PARTIR DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO	17
2.1	– Introdução	17
2.2	– Teoria de linhas de transmissão aplicada ao problema de cabos subterrâneos.....	18
2.3	– Formulações para cálculo de Zg e Yg	20
2.3.1	– Pollaczek	21
2.3.2	– Sunde	22
2.3.3	– Papadopoulos et al.	22
2.3.4	– Magalhães et al.	24
2.3.5	– Xue et al.	27
2.4	– Comparação entre as formulações apresentadas.....	28
2.4.1	– Análise no domínio da frequência	29
2.4.2	– Análise no domínio do tempo	30
2.5	– Considerações finais.....	32
3	AValiação DO EMPREGO DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO PARA A SIMULAÇÃO DE CABOS SUBTERRÂNEOS UTILIZANDO O FDTD	34
3.1	– Introdução	34
3.2	– Método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD)	34
3.2.1	– Algoritmo de Yee	34
3.2.2	– Modelagem	38
3.2.2.1	– Fronteiras absorventes	39
3.2.2.2	– Fontes de tensão e corrente.....	39
3.2.2.3	– Fio fino	40
3.2.2.4	– Células não uniformes	42
3.3	– Validação do código FDTD	42
3.3.1	– Condutores aéreos.....	42
3.3.2	– Condutores enterrados no solo.....	43
3.4	– Resultados	48
3.4.1	– Sistema estudado	49
3.4.2	– Aspectos da modelagem computacional utilizada nas simulações	50
3.4.3	– Teoria de linhas de transmissão x teoria de campo	52
3.5	– Considerações finais.....	58
4	EXTENSÃO DA APROXIMAÇÃO DE VANCE PARA O CÁLCULO DA ADMITÂNCIA DO SOLO DE CABOS SUBTERRÂNEOS	61
4.1	– Introdução	61
4.2	– Apresentação da extensão da aproximação de Vance.....	61

4.3 – Sistema estudado	62
4.4 – Análise da metodologia proposta	62
4.5 – Análise no domínio da frequência	66
4.6 – Respostas transitórias	67
4.6.1 – Resposta a um degrau de tensão	67
4.6.2 – Transitórios de chaveamento de sequência zero	70
4.6.3 – Transitórios de chaveamento de sequência positiva	72
4.7– Validação da aproximação proposta para cálculo da admitância do solo em sistemas multifásicos de cabos subterrâneos.....	73
4.8– Aplicação da aproximação proposta para cálculo de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos envolvendo cruzamento entre blindagens.....	80
4.9 – Considerações finais.....	82
5 CONCLUSÕES E PROPOSTA DE CONTINUIDADE.....	84
APÊNDICE	86
REFERÊNCIAS	87

1 INTRODUÇÃO

1.1 – Considerações iniciais

A aplicação de cabos subterrâneos em sistemas elétricos requer a correta caracterização da propagação de sinais impulsivos de tensão e corrente que leve em consideração as características dos cabos e do meio vizinho. Essa necessidade é fundamental para a avaliação da resposta de cabos frente a transitórios eletromagnéticos com ampla faixa de frequências, como é o caso de sobretensões decorrentes de descargas atmosféricas.

A teoria de linhas de transmissão tem sido frequentemente aplicada na análise de transitórios eletromagnéticos em cabos subterrâneos, especialmente em plataformas de cálculo do tipo EMT [1], [2], sigla derivada do programa pioneiro nessa área, o *Electromagnetic Transients Program* (EMTP). Essa teoria, no entanto, encerra algumas hipóteses simplificadoras com relação à caracterização da influência do solo no cálculo dos parâmetros do cabo, além da caracterização da propagação dos sinais ao longo dos cabos. Por exemplo, parte-se do pressuposto da existência do modo de propagação transversal eletromagnético (TEM) e da hipótese de cabos infinitamente longos. Nota-se que ambas as hipóteses podem ter influência na validade dos modelos para aplicações que envolvam cabos com extensão de dezenas a centenas de metros, que são empregados, por exemplo, em seções subterrâneas curtas de linhas de transmissão de alta tensão, na conexão de geração renovável a redes de média tensão e na conexão de aterramentos de aerogeradores [3]–[5].

Vale destacar, também, que os modelos de cabos subterrâneos baseados na teoria de linhas de transmissão só podem ser considerados válidos até uma frequência limite que depende das características do próprio cabo e do meio em que o cabo está inserido [6]–[10]. Nesse contexto, existem trabalhos dedicados à extensão da teoria de linhas de transmissão para estudos envolvendo frequências superiores àquelas em que a teoria de linhas de transmissão é estritamente válida [7], [8], [11]–[14]. Nesses estudos, busca-se a chamada solução de onda completa, que se baseia na solução das equações de Maxwell aplicadas à geometria do problema sem que se considerem as hipóteses fundamentais que caracterizam os modos de propagação TEM e quase transversal eletromagnético (quase-TEM). Ainda assim, embora tais trabalhos levem a formulações e modelos mais rigorosos, em comparação àqueles baseados na teoria de linhas de transmissão, a hipótese de cabos infinitamente longos ainda é mantida. Como já mencionado, tal hipótese pode não ser válida ou é questionável em algumas aplicações.

Dadas as hipóteses simplificadoras inerentes à teoria de linhas de transmissão, há trabalhos que propõem a aplicação direta da teoria de campo para a avaliação da propagação de sinais de tensão e corrente ao longo de cabos subterrâneos. Em tais trabalhos, os resultados obtidos a partir da aplicação da teoria de campo são considerados referências para a avaliação dos limites de aplicação de modelos mais simples. Por exemplo, em [15], [16] são aplicados com essa finalidade, respectivamente, o método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD – *Finite Difference Time Domain method*) e o Método dos Momentos (MoM). Embora tais trabalhos possam ser considerados um avanço em relação aos anteriores, não há na literatura uma validação rigorosa das principais formulações obtidas a partir da teoria de linhas para cálculo de parâmetros do solo, Z_g e Y_g , impedância de retorno pelo solo e admitância do solo, respectivamente, por meio da aplicação direta das equações de Maxwell.

Diante das considerações apresentadas, é possível identificar os seguintes questionamentos que servem como motivação para este doutorado: as expressões analíticas usualmente empregadas para cálculo de parâmetros de cabos, incluindo o efeito do solo, são apropriadas para a avaliação do comportamento transitório de cabos subterrâneos, em especial aqueles de curta extensão? Como essas expressões se comportam quando aplicadas a solos de elevados valores de resistividade, como é o caso de solos brasileiros?

Nesse contexto, pretende-se apresentar uma contribuição ao estudo de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos. Inicialmente, propõe-se desenvolver uma modelagem eletromagnética para avaliação da resposta transitória de cabos que inclua os aspectos relevantes e de maior influência no fenômeno em questão, sem a consideração de hipóteses simplificadoras, tais como modo de propagação TEM e cabo infinitamente longo. Em seguida, pretende-se utilizar as respostas de cabos subterrâneos frente a sinais de tensão e/ou corrente impulsivos e/ou em ampla faixa de frequências calculadas a partir desse rigoroso modelo para avaliar, de forma consistente, a validade de modelos de cabos baseados na teoria de linhas de transmissão. Por fim, propõe-se uma aproximação eficaz e sem perdas significativas de exatidão, se comparada a modelos rigorosos obtidos a partir das equações de Maxwell, que seja, no entanto, de simples implementação computacional para cálculo da admitância do solo para análise de sistemas de cabos subterrâneos multifásicos.

1.2 – Objetivo e estrutura de desenvolvimento da tese

O objetivo desta tese é a investigação da validade das expressões para cálculo de parâmetros de cabos subterrâneos associados ao retorno pelo solo utilizadas em plataformas do tipo EMT e/ou recentemente propostas na literatura, que supõem cabos infinitamente longos e, adicionalmente, propor uma nova formulação eficaz e de simples implementação para avaliação de transitórios em cabos subterrâneos.

Para cumprir as realizações citadas anteriormente, o trabalho está estruturado em um conjunto de etapas:

- Desenvolver uma modelagem eletromagnética para avaliação da resposta transitória de cabos sem a consideração de hipóteses simplificadoras, tais como modo de propagação TEM e cabo infinitamente longo;
- Avaliar os limites de validade das formulações disponíveis na literatura para análise de transitórios em cabos subterrâneos, com base no modelo desenvolvido.
- Aplicar as modelagens desenvolvidas na análise de problemas de interesse prático como, por exemplo, transitórios envolvendo seções curtas de cabos.
- Propor uma aproximação para o cálculo da admitância do solo de sistemas de cabos subterrâneos que seja capaz de caracterizar de forma eficaz e de simples implementação computacional os fenômenos transitórios, como alternativa à solução das integrais complexas das formulações existentes na literatura, desenvolvidas a partir da teoria de linhas de transmissão.

1.3 – Produção bibliográfica

Parte das contribuições desta tese foram publicadas, aceitas, ou se encontram em processo de submissão/revisão, em periódicos ou em anais de congressos. Essas contribuições são listadas a seguir:

- I. **N. Duarte**, A. D. Conti, and R. Alipio, “Transient Analysis of Buried Cables Considering a Nodal Admittance Matrix Approach,” in: 2019 15th *International Symposium on Lightning Protection*, SIPDA 2019, doi: 10.1109/SIPDA47030.2019.8951532.
- II. **N. Duarte**, A. De Conti, and R. Alipio, “Extension of Vance’s closed-form approximation to calculate the ground admittance of multiconductor underground cable systems,” *Electric Power Systems Research*, vol. 196, p. 107252, Jul. 2021, doi: 10.1016/j.epsr.2021.107252.

- III. R. Alipio, A. De Conti, **N. Duarte**, and M. T. Correia de Barros, “Bare versus insulated conductors for improving the lightning response of interconnected wind turbine grounding systems,” *Electric Power Systems Research*, vol. 197, p. 107320, Aug. 2021, doi: 10.1016/j.epsr.2021.107320.
- IV. **N. F. Duarte**, A. De Conti, and R. Alipio, “Assessment of ground-return impedance and admittance equations for the transient analysis of underground cables using a full-wave FDTD method,” aceito para publicação no *IEEE Transactions on Power Delivery*, pp. 1-7 2021, doi: 10.1109/TPWRD.2021.3131415.
- V. **N. Duarte**, A. D. Conti, and R. Alipio, “Evaluation of a lossy dispersive soil in the transient analysis of multiconductor underground cable systems,” 2022 (aprovado para publicação no 36th ICLP - *International Conference on Lightning Protection*).
- VI. **N. F. Duarte**, A. De Conti, and R. Alipio, “Assessment of transmission line theory in the modeling of multiconductor underground cable systems for transient analysis using a full-wave FDTD method,” 2022 (submetido ao *IEEE Transactions on Power Delivery*).

1.4 – Organização do texto

Este texto está organizado em cinco capítulos, incluindo este introdutório.

No capítulo 2, é apresentada a teoria de linhas de transmissão e sua aplicação a problemas que envolvam sistemas de cabos subterrâneos. Em seguida, é realizado um rigoroso levantamento das formulações mais amplamente utilizadas na literatura para cálculo dos parâmetros do solo, os quais estão associados à condutividade finita do solo e contribuem de forma significativa para a análise de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos. Por fim, são realizadas comparações entre as formulações apresentadas nos domínios do tempo e da frequência.

No capítulo 3, é inicialmente apresentado o método FDTD e as modelagens adotadas no desenvolvimento de um código implementado por parte da autora. Em seguida, é realizada a validação do código FDTD por meio de comparações com medições em laboratório e/ou resultados disponíveis na literatura para diferentes configurações envolvendo condutores aéreos e enterrados no solo. Por fim, para efeito de comparação, é apresentada uma ampla gama de respostas transitórias de sistemas de cabos subterrâneos, obtidas a partir das principais formulações associadas à teoria de linhas e da aplicação do FDTD, sendo, posteriormente, destacadas as contribuições decorrentes desse capítulo.

No capítulo 4, é proposta uma aproximação para cálculo da admitância do solo para análise de transitórios eletromagnéticos envolvendo sistemas de cabos subterrâneos. Em seguida, são realizadas análises da metodologia utilizada, além de análises nos domínios da frequência e do tempo para avaliação da aproximação proposta. Seguindo a estratégia utilizada no capítulo 3, são realizadas comparações das repostas transitórias de sistemas de cabos subterrâneos calculadas a partir da aproximação proposta e do FDTD e, em seguida, apresentadas as contribuições do capítulo.

No capítulo 5, são destacadas as principais realizações e contribuições obtidas decorrentes do desenvolvimento deste trabalho de doutorado e apresentadas as propostas de continuidade.

2 RELEVÂNCIA DOS PARÂMETROS DO SOLO PARA A ANÁLISE DE TRANSITÓRIOS EM CABOS ISOLADOS SUBTERRÂNEOS A PARTIR DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO

2.1 – Introdução

Sistemas de cabos subterrâneos estão sujeitos a fenômenos transitórios causados por manobras, descargas atmosféricas ou interferência eletromagnética. Os transitórios resultantes de manobras ou primeiras descargas de retorno são caracterizados por componentes de frequências que variam de dezenas a centenas de kHz [17]–[19]. Por sua vez, as descargas atmosféricas subsequentes apresentam componentes de frequências que podem chegar a alguns MHz. Diante das características dos fenômenos transitórios mencionados, a avaliação da resposta de cabos subterrâneos frente a transitórios eletromagnéticos deve levar em consideração uma ampla faixa de frequências, de 100 Hz até alguns MHz, aproximadamente.

Para a caracterização da propagação de sinais impulsivos de tensão e corrente em cabos subterrâneos, faz-se necessária a utilização de metodologias capazes de solucionar problemas eletromagnéticos que envolvam essa ampla faixa de frequências. Há métodos que se baseiam diretamente na aplicação das equações de Maxwell e, por isso, se tornam referências para avaliação dos limites de aplicação de modelos mais simples. Modelos com essas características são chamados, neste texto, de modelos de onda completa. De forma geral, os métodos computacionais mais amplamente utilizados nas soluções desses problemas podem ser classificados em duas categorias. A primeira consiste em métodos baseados na solução de equações diferenciais e a segunda em métodos baseados na solução de equações integrais. Como exemplos de métodos pertencentes a essas categorias, pode-se citar, respectivamente, o Método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD – *Finite Difference Time Domain*) e o Método dos Momentos (MoM) [20], [21].

Procedente de hipóteses simplificadoras da teoria de campo, a teoria de linhas de transmissão (TLT) é usualmente aplicada na análise de transitórios eletromagnéticos, especialmente em plataformas do tipo EMT, como ATP (*Alternative Transients Program*), EMTP (*Electromagnetic Transients Program*) e PSCAD (*Power Systems Computer Aided Design*) [1], [2], [22]. A escolha da teoria de linhas se baseia, principalmente, no fato de modelos de cabos desenvolvidos a partir da TLT serem facilmente incorporados em programas de transitórios eletromagnéticos. Tal fato possibilita a análise de sistemas complexos que envolvam múltiplos cabos conectados a diferentes equipamentos. Um dos aspectos críticos no uso da teoria de linhas de transmissão corresponde às expressões usadas para o cálculo da impedância de retorno pelo solo e da admitância do solo. Há diferentes expressões propostas na literatura, algumas bastante recentes, mas ainda sem um consenso sobre quais são as formulações mais exatas, especialmente para aplicações envolvendo transitórios rápidos e solos de alta resistividade.

Nesse contexto, o presente capítulo apresenta uma revisão bibliográfica sobre a aplicação da teoria de linhas de transmissão para análise de transitórios em cabos subterrâneos, além de investigar diferentes formulações para o cálculo da impedância de retorno pelo solo e da admitância do solo. O capítulo está organizado da seguinte forma: inicialmente, é apresentada a aplicação da teoria de linhas em sistemas de cabos subterrâneos. Em seguida, é feito um levantamento das formulações mais relevantes na literatura para cálculo de parâmetros do solo associados a cabos subterrâneos. Essas formulações são comparadas, posteriormente, nos domínios da frequência e do tempo. Por fim, são apresentadas as considerações finais deste capítulo, na seção 2.5.

2.2 – Teoria de linhas de transmissão aplicada ao problema de cabos subterrâneos

As equações de linhas de transmissão são deduzidas a partir das equações de Maxwell, considerando uma estrutura de campo eletromagnético do tipo quase Transverso Eletromagnético (quase-TEM).

É possível descrever o comportamento de uma linha de transmissão, no domínio da frequência, supondo uma linha monofásica que opere em regime permanente senoidal, com tensões e correntes oscilando na frequência angular ω :

$$\frac{dV(x)}{dx} = -ZI(x) \quad (2.1a)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = -YV(x) \quad (2.1b).$$

Nas equações (2.1a) e (2.1b), V e I são, respectivamente, tensão e corrente na linha, Z corresponde à impedância longitudinal por unidade de comprimento, associada aos campos magnéticos no interior dos condutores e no meio dielétrico externo a esses condutores, Y é a admitância transversal por unidade de comprimento, associada ao campo elétrico no meio dielétrico externo aos condutores e, eventualmente, ao campo elétrico que penetra no solo.

As equações (2.1a) e (2.1b) são denominadas equações do telegrafista, escritas no domínio da frequência. Sua solução permite determinar tensão e corrente que viajam na linha:

$$V(x) = e^{-\sqrt{ZY}x}V_F + e^{\sqrt{ZY}x}V_B \quad (2.2a)$$

$$I(x) = e^{-\sqrt{YZ}x}I_F - e^{\sqrt{YZ}x}I_B \quad (2.2b).$$

Nas equações (2.2a) e (2.2b), V_F e V_B são tensões que viajam, respectivamente, nos sentidos crescente e decrescente da coordenada x . De maneira similar, I_F e I_B são correntes que viajam, respectivamente, nos sentidos crescente e decrescente da coordenada x .

A partir das equações do telegrafista (2.1) e de suas soluções (2.2), nota-se a dependência dessas equações em relação aos parâmetros impedância longitudinal e admitância transversal. Ainda em relação às soluções das equações de linha de transmissão (2.2), é possível definir a função de propagação:

$$H = e^{-\sqrt{ZY}x} \quad (2.3).$$

Da relação entre tensões e correntes que viajam em uma linha de transmissão (2.2), é obtida, em uma frequência específica, a impedância característica da linha:

$$Z_c = Y^{-1}\sqrt{YZ} \quad (2.4).$$

A função de propagação (2.3) e a impedância característica de uma linha (2.4) são dependentes da frequência e, considerando a ampla maioria dos modelos de linhas de transmissão dependentes da frequência encontrados em plataformas do tipo EMT, são ajustadas

por meio de funções racionais para realização das operações de convolução de forma eficiente no domínio do tempo [23], [24].

É importante ressaltar que as equações apresentadas também são válidas para linhas polifásicas, sendo necessário apenas fazer uso de notação matricial.

A teoria de linhas de transmissão tem sido frequentemente aplicada na análise de transitórios eletromagnéticos em cabos subterrâneos [1], [2]. A Figura 2.1 ilustra a seção transversal de um cabo subterrâneo isolado, sem blindagem, enterrado a uma profundidade h . O núcleo do cabo tem raio r e resistividade $\rho_c = 1,7 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$. A cobertura isolante tem um raio externo r_o e permissividade ϵ_{iso} . O solo é caracterizado por sua condutividade σ_g , permissividade elétrica $\epsilon_g = \epsilon_{rg}\epsilon_0$, e permeabilidade magnética $\mu_g = \mu_0$, em que $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ e $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$. A condutividade do ar é $\sigma_0 = 0$.

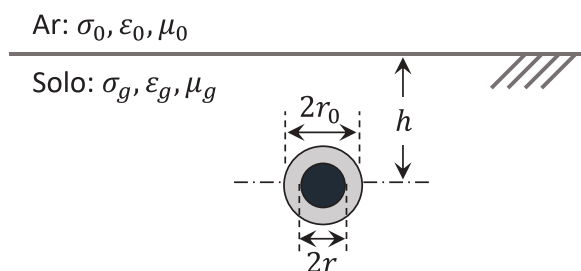


Figura 2.1. Cabo subterrâneo isolado.

Para um comprimento diferencial dx , a representação da teoria de linhas de transmissão aplicada a cabos subterrâneos isolados é apresentada na Figura 2.2 [25], na qual V e I são os vetores de tensão e de corrente na linha, respectivamente. A impedância longitudinal total é a soma da impedância interna associada aos campos eletromagnéticos no interior do condutor, decorrentes das perdas internas dependentes da frequência [26], e da impedância externa associada aos campos magnéticos no meio externo ao condutor. A impedância externa é composta por duas parcelas, que correspondem respectivamente à impedância indutiva associada ao campo magnético no interior da cobertura isolante e à impedância de retorno pelo solo que representa a penetração do campo magnético em um solo com condutividade finita. A admitância transversal total é composta pela admitância capacitiva da cobertura isolante¹ em série com a admitância do solo. Essa última é responsável por caracterizar a penetração do campo elétrico no solo.

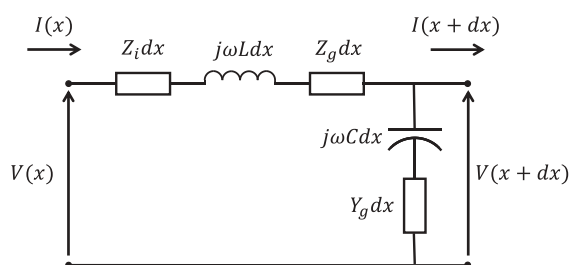


Figura 2.2. Representação de um comprimento diferencial de uma linha de transmissão para um cabo subterrâneo isolado.

As equações decorrentes da aplicação da teoria de linhas de transmissão, considerando a indutância L e a capacitância C associadas à cobertura isolante, a impedância de retorno pelo

¹ Embora não representada na Figura 2.2, a admitância associada à cobertura isolante do cabo compreende também a condutância associada às perdas no dielétrico. Nas análises apresentadas posteriormente, o efeito da condutância da isolação do cabo é negligenciado.

solo Z_g , a admitância do solo Y_g e a impedância interna do condutor Z_i , todas por unidade de comprimento, são dadas por:

$$\frac{dV(x)}{dx} = -(Z_i + j\omega L + Z_g)I(x) \quad (2.5a)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = -\left(\frac{j\omega CY_g}{j\omega C + Y_g}\right)V(x) \quad (2.5b)$$

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{r_0}{r}\right) \quad (2.6a)$$

$$C = \frac{2\pi\epsilon_{iso}}{\ln\left(\frac{r_0}{r}\right)} \quad (2.6b).$$

De maneira similar às equações gerais de linhas de transmissão, as equações de linhas aplicadas a cabos subterrâneos são também válidas para sistemas subterrâneos polifásicos, sendo necessário apenas fazer uso de notação matricial.

Ao observar as equações (2.5), destaca-se a importância de se conhecer os parâmetros impedância de retorno pelo solo e admitância do solo, Z_g e Y_g , respectivamente, os quais estão associados à condutividade finita do solo e contribuem de forma significativa para a avaliação de fenômenos transitórios em cabos subterrâneos. Nesse contexto, diferentes pesquisadores se propuseram a desenvolver, a partir da teoria de linhas de transmissão, expressões para o cálculo de Z_g e Y_g que são uma alternativa à aplicação de modelos mais rigorosos baseados na solução direta da equação modal [6], [11]–[13], [27]–[31].

Na seção seguinte, são descritas, cronologicamente, as expressões mais amplamente utilizadas para o cálculo da impedância de retorno pelo solo e admitância do solo considerando a teoria de linhas de transmissão.

2.3 – Formulações para cálculo de Z_g e Y_g

Nesta seção, são apresentadas expressões que são válidas no contexto da teoria de linhas de transmissão, em que se supõe modo de propagação quase-TEM e condutores infinitos e paralelos entre si e em relação à interface entre solo e ar. Para melhor compreensão dos itens a seguir, a Figura 2.3 apresenta a configuração utilizada nas expressões propostas para cabos subterrâneos.

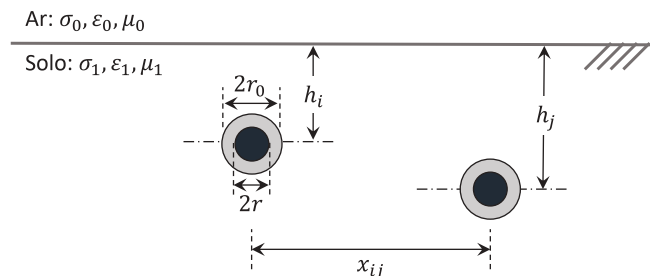


Figura 2.3. Configuração de sistema de cabos subterrâneos utilizada nas formulações propostas para cálculo de parâmetros associados ao solo.

2.3.1 – Pollaczek

O primeiro pesquisador a propor expressões para o cálculo da impedância de retorno pelo solo foi Pollaczek, em 1931 [6]. Suas expressões são aplicáveis para análises de cabos subterrâneos isolados, monofásicos e polifásicos, em baixas frequências e/ou solos de baixa resistividade, ou seja, $\sigma_g \gg \omega \varepsilon_g$ ou $\gamma_g \approx \sqrt{j\omega\mu_0\sigma_g}$:

$$Z_{g,ii} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[K_0(\gamma_g r_o) - K_0(\gamma_g 2h_i) + 2 \int_0^\infty \frac{\exp[-2h_i\sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}]}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}} \cos(\lambda r_o) d\lambda \right] \quad (2.7a)$$

$$Z_{g,ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[K_0(\gamma_g d_{ij}) - K_0(\gamma_g D_{ij}) + 2 \int_0^\infty \frac{\exp[-(h_i + h_j)\sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}]}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}} \cos(\lambda x_{ij}) d\lambda \right] \quad (2.7b)$$

$$d_{ij} = \sqrt{x_{ij}^2 + (h_i - h_j)^2} \quad (2.7c)$$

$$D_{ij} = \sqrt{x_{ij}^2 + (h_i + h_j)^2} \quad (2.7d)$$

Nas equações (2.7), $Z_{g,ii}$ e $Z_{g,ij}$ são, respectivamente, os elementos próprios e mútuos por unidade de comprimento da matriz de impedância de retorno pelo solo, $K_0(\cdot)$ é a função de Bessel modificada do segundo tipo e ordem zero, h_i e h_j são as profundidades dos cabos i e j , respectivamente, r_o é o raio externo do cabo, x_{ij} é a distância horizontal entre os cabos e γ_g é a constante de propagação do solo, desconsiderando as correntes de deslocamento.

Como as integrais presentes nas equações de Pollaczek não são de simples solução numérica, expressões aproximadas foram desenvolvidas por Wedepohl e Wilcox [9], Ametani [32], Saad *et al.* [7] e Semlyen [1]. Todas essas expressões padecem da hipótese de se considerar $\sigma_g \gg \omega \varepsilon_g$, o que implica desprezar as correntes de deslocamento no solo.

Historicamente, programas de transitórios do tipo EMT utilizam em seus modelos de cabos subterrâneos uma aproximação da integral de Pollaczek pela integral de Carson [33], proposta por Ametani para cálculo da impedância associada ao retorno pelo solo [31]. Recentemente, um programa comercial passou a utilizar uma abordagem mais geral para cálculo dos parâmetros associados ao solo, com o objetivo de fornecer uma metodologia mais rigorosa para a análise de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos [2], cuja primeira tentativa de validação foi realizada por meio de comparações de campos eletromagnéticos nas proximidades dos cabos subterrâneos, tendo como referência a técnica do método dos momentos (MoM) [34]. Essa metodologia é descrita na seção 2.3.5. É importante ressaltar que, ao utilizar a aproximação proposta por Ametani [2], os modelos de cabos subterrâneos adotados nos programas de cálculo de transitórios mais amplamente utilizados contemplam somente as correntes condutivas no solo e são estritamente válidos para análises em baixas frequências e/ou solos de baixa resistividade. Além disso, esses programas desprezam a admitância do solo para sistemas de cabos subterrâneos.

Com o objetivo de expandir as análises de transitórios para fenômenos que envolvam frequências mais elevadas e sistemas de cabos imersos em solos com maiores resistividades, as equações propostas por Sunde, apresentadas na subseção 2.3.2 a seguir, podem ser consideradas um avanço.

2.3.2 – Sunde

Se comparadas às expressões de Pollaczek, as expressões de Sunde (2.8) são aplicáveis para análises de cabos subterrâneos isolados, monofásicos e polifásicos, em frequências mais elevadas e/ou solos de maiores resistividades.

$$Z_{g,ii} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[K_0(\gamma_g r_o) - K_0(\gamma_g 2h_i) + 2 \int_0^\infty \frac{\exp[-2h_i\sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}]}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}} \cos(\lambda r_o) d\lambda \right] \quad (2.8a)$$

$$Z_{g,ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \left[K_0(\gamma_g d_{ij}) - K_0(\gamma_g D_{ij}) + 2 \int_0^\infty \frac{\exp[-(h_i + h_j)\sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}]}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + \gamma_g^2}} \cos(\lambda x_{ij}) d\lambda \right] \quad (2.8b)$$

$$d_{ij} = \sqrt{x_{ij}^2 + (h_i - h_j)^2} \quad (2.8c)$$

$$D_{ij} = \sqrt{x_{ij}^2 + (h_i + h_j)^2} \quad (2.8d)$$

Nota-se que as expressões de impedâncias associadas ao retorno pelo solo propostas por Sunde são semelhantes às de Pollaczek. No entanto, diferem quanto à constante de propagação γ_g . Isso implica o uso de $\gamma_g = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_g + j\omega\epsilon_g)}$, ou seja, em adição às correntes de condução contempladas nas equações de Pollaczek, as correntes de deslocamento no solo são também consideradas nas equações de Sunde por meio do termo $j\omega\epsilon_g$.

Uma das dificuldades de se trabalhar com as equações propostas por Sunde é que, com o aumento da frequência, o tempo necessário para que o integrando possa convergir é maior. Isso resulta em maior esforço computacional e em possíveis erros numéricos. Nesse contexto, expressões aproximadas foram desenvolvidas por Vance [25], Petrache *et al.* [35] e Theethayi [8] para contornar esses problemas.

Wait [27], Bridges [28] e Chen [29] propuseram, de forma independente, expressões de impedâncias de retorno pelo solo mais completas e derivadas de teorias eletromagnéticas rigorosas. Segundo Bridges [28], uma expressão mais rigorosa para o cálculo da impedância associada ao retorno pelo solo deveria apresentar dois modos de propagação, o modo Transverso Eletromagnético (TEM) e o modo antena ou radiação. Considerando apenas o modo TEM, é mostrado posteriormente, por meio de um exemplo, que a expressão de impedância associada ao retorno pelo solo proposta por Wait é equivalente à expressão de Sunde.

Embora apresente contribuições adicionais em relação às expressões de impedância de retorno pelo solo propostas por Pollaczek, as expressões de Sunde não são aplicáveis em todo o espectro de frequências representativo de descargas atmosféricas. Para frequências mais elevadas, próximas a 1 MHz, essas expressões se comportam de maneira oscilatória. Além disso, assim como Pollaczek, Sunde tampouco considera o efeito do solo na admitância transversal.

2.3.3 – Papadopoulos *et al.*

Papadopoulos *et al.* [12] propuseram expressões para o cálculo da impedância de retorno pelo solo e da admitância do solo baseadas na aplicação rigorosa das equações de Maxwell. Esses modelos se baseiam na obtenção da chamada equação modal, que descreve a propagação das ondas de tensão e corrente ao longo dos condutores. Kikuchi, Wait, Wedepohl e Efthymiadis foram os primeiros autores a contemplar a equação modal em seus trabalhos de linhas de transmissão aéreas [27], [36], [37]. Seus desenvolvimentos pioneiros se tornaram

referências para que a equação modal fosse, posteriormente, também aplicada a cabos subterrâneos, nus ou isolados. A equação modal envolve integrais infinitas, conhecidas como integrais de Sommerfeld, cuja constante de propagação desconhecida encontra-se no argumento dessas integrais. No entanto, essas integrais não apresentam soluções analíticas, necessitando o emprego de métodos de integração numérica para solucioná-las. Diante das dificuldades de solução do modelo de onda completa, pesquisadores se motivaram a desenvolver aproximações por meio das quais não houvesse necessidade de solução direta da equação modal. Uma aproximação que vem sendo adotada é a possibilidade de a constante de propagação desconhecida ser substituída pela constante de propagação do meio externo ao condutor. Essa aproximação é denominada quase-TEM e foi utilizada por Papadopoulos *et al.* em 2010 [12]. Nesse trabalho, Papadopoulos *et al.* obtiveram a equação modal a partir do vetor de Hertz do tipo elétrico e adotaram como aproximação para a constante de propagação desconhecida que aparece na equação modal $\gamma_x = jk_x = j\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_g}$, o que corresponde a uma propagação sem perdas ao longo do condutor.

As expressões de Papadopoulos *et al.* [12] para a impedância de retorno pelo solo e para a admitância do solo para cabos subterrâneos isolados, monofásicos e polifásicos, são dadas por:

$$Z_{g,ij} = \frac{j\omega\mu_1}{2\pi} \int_0^{+\infty} F(\lambda) \cos(x_{ij}\lambda) d\lambda \quad (2.9a)$$

$$F(\lambda) = \frac{e^{-a_1|h_i-h_j|} - e^{-a_1|h_i+h_j|}}{a_1} + \frac{2\mu_0 e^{-a_1|h_i+h_j|}}{a_1\mu_0 + a_2\mu_1} \quad (2.9b)$$

$$\mathbf{Y}_g = j\omega\mathbf{P}_g^{-1} \quad (2.9c)$$

$$P_{g,ij} = \frac{j\omega}{2\pi(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \times \int_0^{+\infty} [F(\lambda) + G(\lambda)] \cos(x_{ij}\lambda) d\lambda \quad (2.9d)$$

$$G(\lambda) = \frac{2\mu_0\mu_1 a_1 (\gamma_1^2 - \gamma_2^2) e^{-a_1|h_i+h_j|}}{(a_1\mu_0 + a_2\mu_1)(a_1\gamma_2^2\mu_1 + a_2\gamma_1^2\mu_0)} \quad (2.9e)$$

$$a_k = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_k^2 + k_x^2} \quad (2.9f)$$

$$k_x = \omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_1} \quad (2.9g)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0)} \quad (2.9h)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \quad (2.9i).$$

Nas equações (2.9), $P_{g,ij}$ são elementos da matriz de coeficientes de potencial \mathbf{P}_g , o índice $k = 1,2$ se refere, respectivamente, ao solo e ao ar e γ_k é a constante de propagação do meio k . Ao adotar $h_j = h_i$ e x_{ij} como o raio externo do cabo, r_o , são obtidas as expressões para cabos subterrâneos isolados monofásicos.

A partir das expressões (2.9), é possível obter as expressões de Z_g de Sunde ao adotar $k_x = 0$. Além disso, se a permissividade elétrica do solo for desprezada, a equação (2.9) se reduz às expressões de Pollaczek. Ainda, ao trocar a_1 por a_2 , γ_1 por γ_2 , μ_1 por μ_0 e adotar $k_x =$

$k_2 = \omega\sqrt{(\epsilon_0\mu_0)}$, é possível obter as expressões de Z_g e Y_g propostas por Kikuchi [36] para condutores isolados aéreos sobre um solo homogêneo. Tal particularidade demonstra uma generalidade das expressões propostas por Papadopoulos *et al.* Em contrapartida, a formulação apresenta uma restrição quanto às permeabilidades dos meios, que devem ser iguais. Isso, no entanto, não é um problema, pois a permeabilidade magnética do solo é igual à do ar.

Papadopoulos *et al.* não contemplam o vetor de Hertz do tipo magnético na obtenção da equação modal e, em seu trabalho, mencionam que ao adotar como aproximação a constante de propagação desconhecida igual a zero na equação modal, $\gamma_x = 0$, o termo de correção do solo na admitância transversal do condutor seria praticamente desprezado. Nesse contexto, a única parcela existente na admitância transversal de um cabo subterrâneo isolado monofásico seria a da cobertura isolante. Por consequência, a admitância mútua entre cabos subterrâneos isolados seria desconsiderada. Essa aproximação foi adotada por Wait e Bridges [27], [28] para aplicações em baixas frequências.

Outros trabalhos também se basearam no modelo de onda completa e propuseram a desenvolver expressões para a impedância de retorno pelo solo e admitância do solo para cabos subterrâneos, a partir da aproximação quase-TEM. O trabalho proposto por Magalhães *et al.* é um outro exemplo dessa aplicação.

2.3.4 – Magalhães *et al.*

Magalhães *et al.* [13] propuseram expressões de impedância de retorno pelo solo e de admitância do solo também baseadas no modelo de onda completa. No entanto, diferentemente de Papadopoulos *et al.* [12], a obtenção da equação modal se deu pela decomposição do vetor potencial magnético em modos Transverso Elétrico (TE) e Transverso Magnético (TM), a partir da formulação de Wedepohl e Efthymiadis [37]. Por considerar uma representação mais completa do problema, essa abordagem é mais rigorosa que aquela apresentada por Papadopoulos *et al.* [12].

Ao solucionar a equação modal para cabos isolados subterrâneos, Magalhães *et al.* [13] observaram que, para frequências até 10 MHz, a constante de propagação do condutor isolado é muito menor que a do solo. Entretanto, para frequências superiores a 10 MHz, a constante de propagação do cabo isolado se aproxima daquela do solo. Para cabos nus subterrâneos, ao solucionar a equação modal, notou-se que a constante de propagação do condutor é coincidente com a do solo ao longo de todo o espectro de frequências considerado.

A aproximação quase-TEM do trabalho proposto por Magalhães *et al.* [13] se baseia nos resultados obtidos, inicialmente, via equação modal e, a partir desses resultados, são realizadas as simplificações necessárias tanto para cabos isolados quanto para condutores nus, ambos imersos no solo. Para a aproximação quase-TEM proposta para cabos isolados, é adotada uma constante de propagação igual a zero na equação modal, para frequências até 10 MHz. Acima dessa frequência, a constante de propagação a ser adotada é a do solo. No entanto, para a aproximação quase-TEM proposta para cabos nus, é adotada uma constante de propagação única e igual à do solo para todo o espectro de frequências considerado.

As expressões de Magalhães *et al.* [13] para a impedância de retorno pelo solo e para a admitância do solo para cabos subterrâneos monofásicos nus e isolados são dadas por (2.10) e (2.11), respectivamente:

$$Z_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} [\Lambda + S_1 - (S_2 - T)] \quad (2.10a)$$

$$Y_g = 2\pi(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)[\Lambda - T]^{-1} \quad (2.10b)$$

$$\Lambda = \ln\left(\frac{2h}{r}\right) \quad (2.10c)$$

$$S_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-2h\lambda}}{\lambda + u_2} e^{-jr\lambda} d\lambda \quad (2.10d)$$

$$S_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-2h\lambda}}{n^2\lambda + u_2} e^{-jr\lambda} d\lambda \quad (2.10e)$$

$$T = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_2}{\lambda} \frac{[e^{-h\lambda} - e^{-2h\lambda}]}{n^2\lambda + u_2} e^{-jr\lambda} d\lambda \quad (2.10f)$$

$$n = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (2.10g)$$

$$u_1 = \lambda \quad (2.10h)$$

$$u_2 = \sqrt{\lambda^2 - \gamma_1^2} \quad (2.10i)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0)} \quad (2.10j)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \quad (2.10k).$$

Nas equações (2.10) e (2.11), h é a profundidade do condutor e r é o seu raio.

$$Z_g = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} [\Lambda + S_1] \quad (2.11a)$$

$$Y_g = 2\pi(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)[\Lambda - T]^{-1} \quad (2.11b)$$

$$\Lambda = K_0(r_0\gamma_1) - K_0(d\gamma_1) \quad (2.11c)$$

$$S_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-2hu_1}}{u_1 + u_2} e^{-jr_0\lambda} d\lambda \quad (2.11d)$$

$$T = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_2}{u_1} \frac{[e^{-hu_1} - e^{-2hu_1}]}{n^2u_1 + u_2} e^{-jr_0\lambda} d\lambda \quad (2.11e)$$

$$n = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (2.11f)$$

$$u_1 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_1^2} \quad (2.11g)$$

$$u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2} \quad (2.11h)$$

$$d = \sqrt{(2h)^2 + r_0^2} \quad (2.11i)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0)} \quad (2.11j)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \quad (2.11k).$$

As expressões propostas por Magalhães *et al.* [13] apresentam um diferencial em relação às permeabilidades magnéticas dos meios, que não necessitam ser iguais.

Tendo como base as formulações obtidas para cabos subterrâneos isolados monofásicos (2.11), Magalhães *et al.* expandiram suas expressões para análises de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos isolados polifásicos, dadas por [30]:

$$Z_{g,ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} [A_{ij} + S_{ij}] \quad (2.12a)$$

$$Y_g = j\omega P_g^{-1} \quad (2.12b)$$

$$P_{g,ij} = \frac{j\omega}{2\pi(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} [A_{ij} - T_{ij}] \quad (2.12c)$$

$$A_{ij} = K_0(d_{ij}\gamma_1) - K_0(D_{ij}\gamma_1) \quad (2.12d)$$

$$S_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(h_i+h_j)u_1}}{u_1 + u_2} e^{-jx_{ij}\lambda} d\lambda \quad (2.12e)$$

$$T_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{u_2 [e^{-(h_i+h_j)u_1/2} - e^{-(h_i+h_j)u_1}]}{u_1 n^2 u_1 + u_2} e^{-jx_{ij}\lambda} d\lambda \quad (2.12f)$$

$$n = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (2.12g)$$

$$u_1 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_1^2} \quad (2.12h)$$

$$u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_2^2} \quad (2.12i)$$

$$d_{ij} = \sqrt{(h_i - h_j)^2 + x_{ij}^2} \quad (2.12j)$$

$$D_{ij} = \sqrt{(h_i + h_j)^2 + x_{ij}^2} \quad (2.12k)$$

$$\gamma_2 = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_0 + j\omega\varepsilon_0)} \quad (2.12l)$$

$$\gamma_1 = \sqrt{j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} \quad (2.12m).$$

As expressões de Magalhães *et al.* para cabos subterrâneos nus e isolados adotam como referência de potencial elétrico a superfície do solo para o cálculo da integral da componente vertical do campo elétrico. Como os cabos subterrâneos são posicionados a uma pequena distância em relação à superfície do solo, o campo elétrico nesse ponto não é nulo, exceto em frequências muito elevadas. Portanto, a referência de potencial elétrico adotada por Magalhães *et al.* não possui, de forma geral, potencial elétrico absoluto nulo.

Atento à necessidade de se obter maior rigor no cálculo das tensões e correntes que se propagam em cabos subterrâneos, Xue *et al.* [31] também utilizaram da aproximação quase-

TEM para a escolha da constante de propagação a ser considerada na equação modal e adotaram uma referência de terra com potencial absoluto nulo no solo. A partir dessas condições, foram desenvolvidas suas formulações para impedância de retorno pelo solo e para admitância do solo.

2.3.5 – Xue *et al.*

Xue *et al.* [31] propuseram expressões de impedância de retorno pelo solo e de admitância do solo também baseadas no modelo de onda completa, para cabos subterrâneos isolados, monofásicos e polifásicos. Neste trabalho, de forma semelhante a Papadopoulos *et al.*[12], a equação modal foi obtida a partir dos vetores de Hertz. No entanto, para contemplar uma abordagem mais rigorosa, os autores consideraram, além do vetor de Hertz do tipo elétrico, o vetor de Hertz do tipo magnético e, posteriormente, foram consideradas as simplificações correspondentes àquelas adotadas no trabalho de Magalhães *et al.*[13]. Para a aproximação quase-TEM para cabos isolados subterrâneos, foi adotada a constante de propagação igual a zero para frequências até 10 MHz. Acima dessa frequência, os autores mencionam que é possível expandir a formulação, ao adotar a constante de propagação igual à do solo. Contudo, essa expansão não é contemplada em seu trabalho.

Magalhães *et al.* [13] e Xue *et al.* [31] mantiveram o rigor físico das equações de Maxwell no cálculo da tensão nos condutores subterrâneos via integração do campo elétrico. Ambos consideraram, além da parcela conservativa associada ao potencial escalar elétrico, a parcela não-conservativa associada ao potencial vetor magnético na direção transversal ao sentido de propagação nos cabos. A contribuição de Xue *et al.* [31] é especialmente observada quanto à escolha do referencial para o cálculo da tensão entre a superfície do condutor e a referência de terra considerada. Dentre as possibilidades de escolha de referencial estão a superfície do solo ($h_r = 0$), adotada por Magalhães *et al.*[13], a profundidade de penetração no solo, $h_r = \delta_e = \left[\frac{\omega^2 \varepsilon_1 \mu_0}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_1}{\omega \varepsilon_1} \right)^2} - 1 \right) \right]^{-1/2}$, ou a profundidade infinita no interior do solo, $h_r = -\infty$. As equações de impedância e de admitância do solo propostas por Xue *et al.* [31] para cabos subterrâneos são obtidas tendo a profundidade infinita no interior do solo como referencial para o cálculo da tensão. Essa escolha se baseia na consideração de um potencial absoluto nulo no infinito. As expressões propostas por Xue *et al.* [31] para a impedância e a admitância do solo para cabos subterrâneos isolados monofásicos e polifásicos são dadas por:

$$Z_{g,ij} = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} [K_0(jk_e d_{ij}) - K_0(jk_e D_{ij}) + 2\Delta_4^{QT} - 2k_e^2 \Delta_6^{QT}] \quad (2.13a)$$

$$Y_g = j\omega \mathbf{P}_g^{-1} \quad (2.13b)$$

$$P_{g,ij} = \frac{j\omega}{2\pi(\sigma_1 + j\omega\varepsilon_1)} [K_0(jk_e d_{ij}) - K_0(jk_e D_{ij}) + 2\Delta_5^{QT} - 2k_e^2 \Delta_6^{QT}] \quad (2.13c)$$

$$\Delta_4^{QT} = \int_0^{+\infty} \left[\frac{e^{-(h_i+h_j)u_1}}{u_2 + u_1} \right] \frac{\lambda^2}{u_1^2} \cos(\lambda x_{ij}) d\lambda \quad (2.13d)$$

$$\Delta_5^{QT} = \int_0^{+\infty} \left[\frac{e^{-(h_i+h_j)u_1}}{u_2 + k_a^2 k_e^{-2} u_1} \right] \frac{\lambda^2}{u_1^2} \cos(\lambda x_{ij}) d\lambda \quad (2.13e)$$

$$\Delta_6^{QT} = \int_0^{+\infty} \left[\frac{e^{-(h_i+h_j)u_1}}{u_2 + u_1} \right] \frac{1}{u_1^2} \cos(\lambda x_{ij}) d\lambda \quad (2.13f)$$

$$u_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_a^2} \quad (2.13g)$$

$$u_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_e^2} \quad (2.13h)$$

$$d_{ij} = \sqrt{(h_i - h_j)^2 + x_{ij}^2} \quad (2.13i)$$

$$D_{ij} = \sqrt{(h_i + h_j)^2 + x_{ij}^2} \quad (2.13j)$$

$$k_a = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (2.13k)$$

$$k_e = \sqrt{-j\omega\mu_1(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1)} \quad (2.13l)$$

Ao adotar $h_j = h_i$ e x_{ij} como o raio externo do cabo, r_o , são obtidas as expressões para cabos subterrâneos isolados monofásicos.

2.4 – Comparação entre as formulações apresentadas

Nesta seção, são apresentados os resultados obtidos para um sistema de cabos subterrâneos isolados, nos domínios da frequência e do tempo, para as diferentes formulações apresentadas e discutidas na seção 2.3. A comparação entre essas formulações evidencia o desafio da modelagem de cabos subterrâneos que se encontra na identificação da influência dos parâmetros do solo nos cálculos da impedância longitudinal e da admitância transversal. A modelagem interna aos cabos é bem estabelecida na literatura e pode ser realizada conforme mostrado em [38]. Tal fato justifica a escolha de um sistema de cabos isolados nesta seção, cujas características são apresentadas na Figura 2.4.

Para as análises a seguir, é considerado um arranjo horizontal de um sistema trifásico representativo de instalações em média e alta tensões [39]. Além disso, são adotados três valores de resistividade do solo: 100 Ωm , 500 Ωm e 1000 Ωm , permissividade relativa do solo $\epsilon_{rg} = 10$ e permeabilidade do solo $\mu_g = \mu_0$. Os resultados desta seção são obtidos considerando a hipótese de parâmetros do solo constantes e independentes da frequência. Os cabos estão enterrados a uma profundidade $h = 1$ m, com distância horizontal $x_{ij} = 0,30$ m, os condutores possuem resistividade, ρ_c , de $1,7 \times 10^{-8}$ Ωm , raio do condutor $r = 23,4$ mm, raio externo do cabo $r_o = 38,5$ mm e permissividade relativa da cobertura isolante $\epsilon_{riso} = 3,5$. A condutividade do ar é $\sigma_0 = 0$.

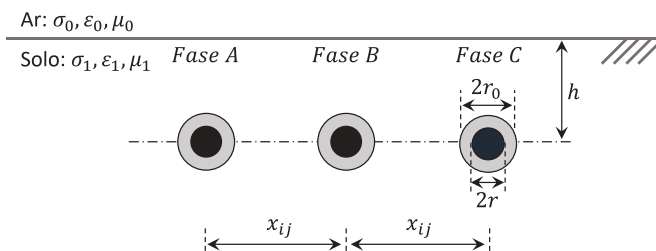


Figura 2.4. Arranjo horizontal do sistema de cabos subterrâneos isolados utilizados para obtenção dos resultados nos domínios do tempo e da frequência.

Para as análises no domínio da frequência, a faixa de frequências escolhida limitou-se a 10 MHz, por ser essa frequência um limite de aplicação de algumas formulações estudadas. Esse é o caso das expressões de Magalhães *et al.* [13], [30] e Xue *et al.* [31] para a aproximação quase-TEM proposta para cabos isolados que adotada uma constante de propagação nula na equação modal.

De forma similar, a escolha do maior valor de resistividade do solo também se baseou na aplicabilidade das formulações de Z_g e Y_g apresentadas. Em [31], por exemplo, Xue *et al.* recomendam o uso das suas formulações a solos com resistividade até 1000 Ωm e, em [12], Papadopoulos *et al.* consideram esse valor limite em suas análises.

2.4.1 – Análise no domínio da frequência

As equações de linhas de transmissão aplicadas a um sistema trifásico de cabos subterrâneos podem ser reescritas no domínio modal na forma de três equações independentes, que representam um sistema com três cabos monofásicos desacoplados. Para tanto, é utilizada a técnica de transformação modal, que permite a diagonalização das matrizes associadas ao problema [40]. A propagação das ondas eletromagnéticas nos cabos desacoplados é caracterizada pelas matrizes diagonais α_m e v_m , definidas como constante de atenuação modal e velocidade de fase modal, respectivamente, que podem ser calculadas a partir da raiz quadrada da matriz diagonal formada pelos autovalores de ZY :

$$\alpha_m = \text{Re} \left\{ \sqrt{\text{autovalores}(ZY)} \right\} \quad (2.14)$$

$$v_m = \omega \left[\text{Im} \left(\sqrt{\text{autovalores}(ZY)} \right)^{-1} \right] \quad (2.15).$$

Para obter os modos de propagação, utilizou-se o método de Newton Raphson [41] para evitar o cruzamento dos autovetores. As integrais presentes nas formulações para cálculo dos parâmetros associados ao solo são solucionadas utilizando o método da quadratura adaptativa disponível no Matlab.

A Figura 2.5 apresenta o comportamento da constante de atenuação modal para um dos modos do sistema trifásico de cabos mostrado na Figura 2.4 em função da frequência para as diferentes formulações e resistividades do solo em estudo. Nesta seção, optou-se por apresentar o modo no qual as diferenças entre as curvas obtidas por meio das expressões em análise são maiores.

Considerando as formulações que desprezam a admitância do solo e a formulação de Magalhães *et al.*, para as resistividades e faixa de frequências analisadas, observa-se um crescimento contínuo da constante de atenuação modal com o aumento da frequência. Para as demais formulações, nota-se que para os solos de maior resistividade, 500 Ωm e 1000 Ωm , há um aumento inicial da atenuação e, em seguida, na faixa superior do espectro, as curvas tendem ao valor limite superior da constante de atenuação. É importante notar que, até alguns MHz, e para as resistividades analisadas, a consideração da admitância do solo resulta em um aumento expressivo da constante de atenuação modal, se comparada à obtida pela aplicação das formulações clássicas de Pollaczek e Sunde.

A Figura 2.6 mostra o comportamento da velocidade de fase modal em função da frequência para o mesmo modo avaliado anteriormente, diferentes formulações e resistividades em análise.

As curvas de velocidade de fase modal (v_m) associadas às formulações de Pollaczek e Sunde, que desprezam a admitância do solo, são basicamente coincidentes entre si e indicam um pequeno aumento de v_m com a frequência. Alguma diferença entre essas curvas pode ser notada na faixa superior do espectro de frequências, especialmente para a configuração

envolvendo solo com resistividade de $1000 \Omega\text{m}$. Tal fato se deve à consideração das correntes de deslocamento por parte das formulações de Sunde, cujos efeitos se tornam relevantes em altas frequências. As demais curvas apresentam tendências similares, embora com diferenças mais marcantes no caso da formulação de Magalhães *et al.*. Observa-se também que a consideração da admitância do solo leva a valores de velocidade de fase muito superiores àqueles previstos quando se utiliza as formulações clássicas de Pollaczek e Sunde para frequências superiores a algumas centenas de kHz, especialmente para solos de maior resistividade. A partir das Figuras 2.5 e 2.6, nota-se que a constante de atenuação modal e a velocidade de fase modal tendem para um valor limite superior, notadamente para solos de maior resistividade. O valor superior da velocidade de fase modal é cerca de $c/\sqrt{\epsilon_{rg}} \approx 100 \text{ m}/\mu\text{s}$, em linha com as análises apresentadas em [13], [31], [42], [43], as quais mostram que, para frequências superiores, as características de propagação ao longo do cabo isolado são similares àquelas observadas para um cabo nu.

De forma geral, com relação aos resultados apresentados na Figura 2.6, são observadas diferenças muito expressivas entre as curvas obtidas pelas formulações clássicas de Pollaczek e Sunde, em relação àquelas que contemplam a admitância do solo. Essas diferenças são muito significativas para frequências superiores a algumas centenas de kHz e solos de maior resistividade, o que pode impactar diretamente a avaliação de transitórios em cabos subterrâneos nessas situações.

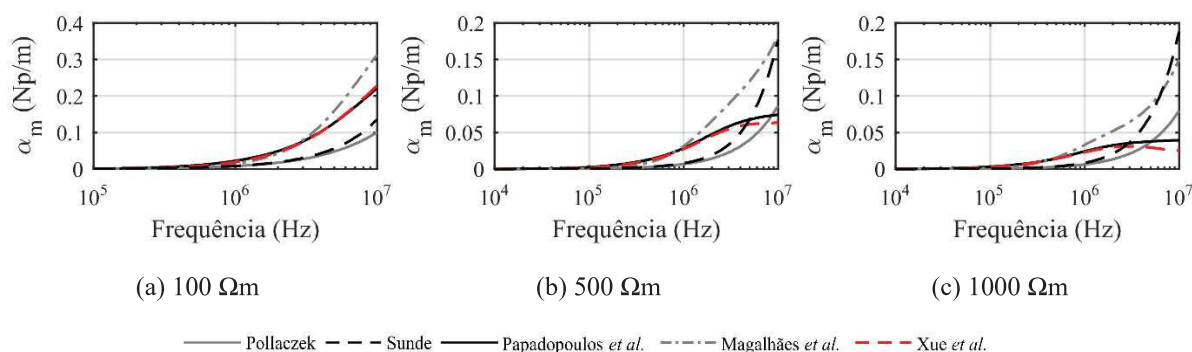


Figura 2.5. Constante de atenuação modal de um dos modos do sistema trifásico de cabos subterrâneos isolados, utilizando diversas formulações a partir da TLT e resistividades do solo de (a) $100 \Omega\text{m}$; (b) $500 \Omega\text{m}$; e (c) $1000 \Omega\text{m}$.

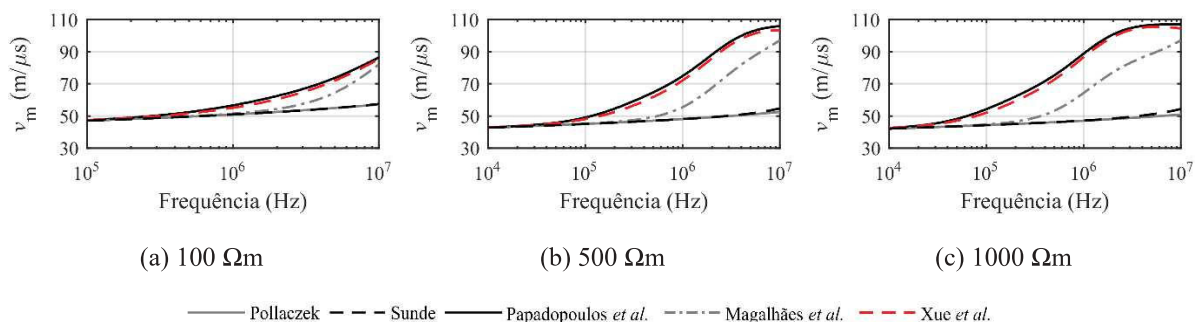


Figura 2.6. Velocidade de fase modal de um dos modos do sistema trifásico de cabos subterrâneos isolados, utilizando diversas formulações a partir da TLT e resistividades do solo de (a) $100 \Omega\text{m}$; (b) $500 \Omega\text{m}$; e (c) $1000 \Omega\text{m}$.

2.4.2 – Análise no domínio do tempo

Para os resultados no domínio do tempo, foi aplicado um degrau unitário de tensão no terminal emissor 1 do sistema subterrâneo isolado apresentado na Figura 2.7. No terminal 2 do sistema trifásico de cabos, referente ao terminal emissor do condutor da fase B, foi conectada

uma resistência de 10Ω com o objetivo de permitir a circulação de correntes induzidas e, ao mesmo tempo, gerar uma descontinuidade de impedância que levasse a ondas de tensão e corrente com comportamento oscilatório, enfatizando assim os efeitos de propagação no cabo. Os terminais receptores dos cabos foram mantidos abertos e as tensões nos terminais receptores 4 e 6 do sistema foram determinadas. No intuito de enfatizar as seções curtas de cabos subterrâneos, as quais reforçam o efeito da admitância do solo e têm sido bastante utilizadas, por exemplo, em parques renováveis [4], são adotados comprimentos de cabos de 100 m e analisadas três resistividades de solo: $100 \Omega\text{m}$, $500 \Omega\text{m}$ e $1000 \Omega\text{m}$. Assim como na seção anterior, os parâmetros do solo são considerados constantes e independentes da frequência.

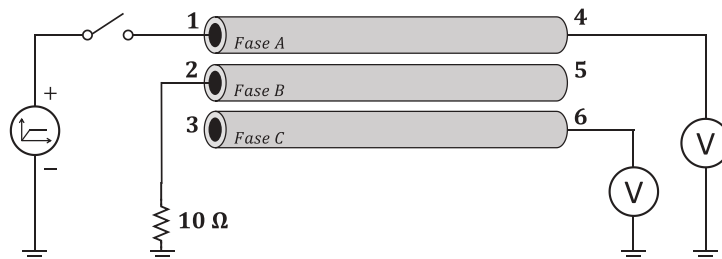


Figura 2.7. Energização do sistema de cabos subterrâneos simulado.

Para obtenção dos resultados no domínio do tempo, foi utilizada a formulação de admitância nodal descrita por [44]. Nessa técnica, um circuito de Thévenin constituído por uma fonte de tensão em série com uma resistência é representado por seu equivalente de Norton. Todos os cálculos foram realizados no domínio de Laplace e os resultados no domínio do tempo foram obtidos via transformada numérica de Laplace para um número de amostras igual a 2048 [45]. Uma descrição mais detalhada dessa metodologia pode ser encontrada no Apêndice deste trabalho.

A Figura 2.8 mostra os resultados obtidos para o sistema trifásico em estudo com comprimentos de cabo de 100 m.

De acordo com os resultados, as frequências de oscilação da tensão no terminal receptor são da ordem de 100 kHz, embora na subida do degrau de tensão aplicados componentes de frequências mais elevadas estejam presentes. Nota-se que as formulações de Papadopoulos *et al.* e Xue *et al.* levam a resultados similares. A formulação de Magalhães *et al.* leva a um comportamento das ondas de tensão semelhante às citadas anteriormente, mas com maior amplitude.

Observa-se ainda uma diferença significativa entre os resultados obtidos, por um lado, com as formulações de Papadopoulos *et al.*, Magalhães *et al.*, Xue *et al.* e, por outro lado, com as formulações clássicas de Pollaczek e Sunde. As diferenças são especialmente notáveis para solos de maior resistividade, $500 \Omega\text{m}$ e $1000 \Omega\text{m}$. Nota-se uma maior atenuação das ondas de tensão para as formulações que consideram a admitância do solo. Isso pode ser compreendido pelo gráfico da Figura 2.5, que mostra que a constante de atenuação é maior para as formulações que contemplam a admitância do solo em comparação com aquela obtida empregando-se as formulações de Pollaczek e Sunde. Além disso, quando se considera a admitância do solo, observa-se uma maior atenuação das ondas à medida que se aumenta a resistividade. Para as formulações de Pollaczek e Sunde, basicamente não há modificação na atenuação das ondas à medida que se varia a resistividade do solo. Finalmente, é importante ressaltar que mesmo para solo de baixa resistividade, como $100 \Omega\text{m}$, pequenas diferenças nas formas de onda de tensão obtidas a partir das diferentes formulações sob estudo são ainda observadas.

A Figura 2.9 mostra os resultados obtidos para o mesmo sistema trifásico em análise, correspondentes à tensão induzida no terminal receptor 6 do condutor da fase C mostrado na Figura 2.7.

Após avaliação das curvas obtidas, pode-se afirmar que todos os comentários e análises para as tensões calculadas no terminal receptor 4 permanecem válidos para a tensão induzida, demonstrando a generalidade das avaliações desenvolvidas.

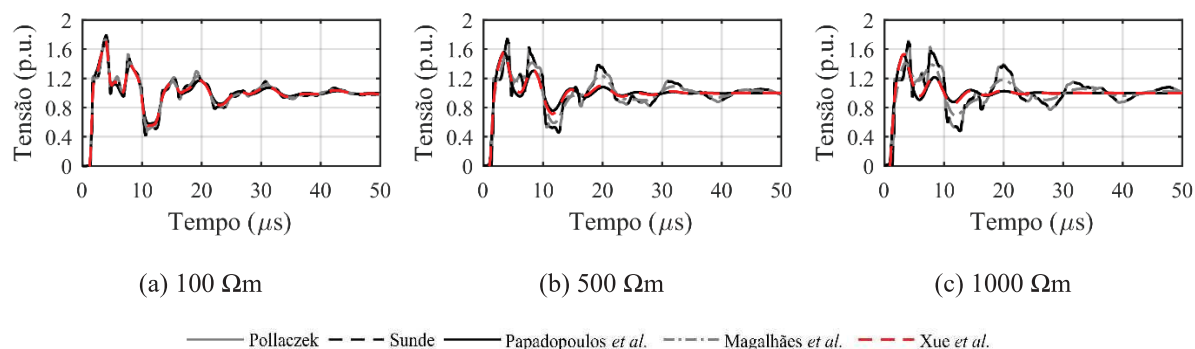


Figura 2.8. Tensão no terminal receptor 04 do sistema de cabos subterrâneos isolados com 100 m de comprimento, utilizando diversas formulações a partir da TLT e resistividades do solo de (a) 100 Ωm ; (b) 500 Ωm ; (c) 1000 Ωm .

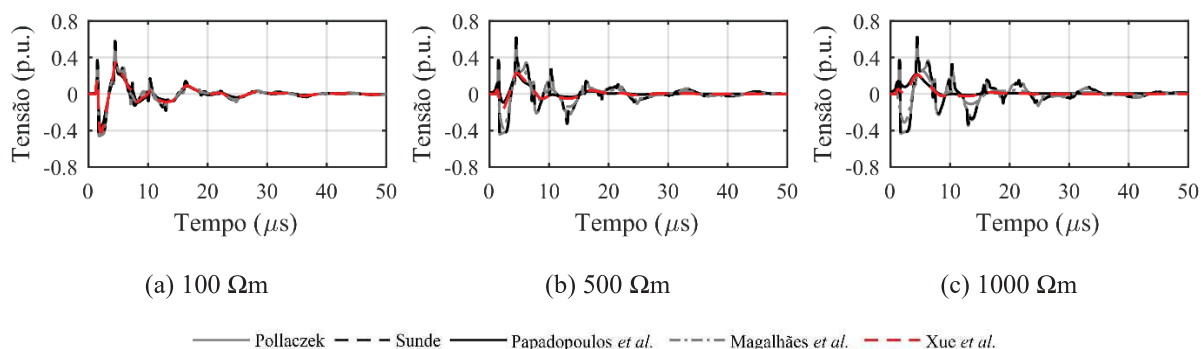


Figura 2.9. Tensão no terminal receptor 06 do sistema de cabos subterrâneos isolados com 100 m de comprimento, utilizando diversas formulações a partir da TLT e resistividades do solo de (a) 100 Ωm ; (b) 500 Ωm ; e (c) 1000 Ωm .

2.5 – Considerações finais

Apresentou-se neste capítulo uma revisão bibliográfica seguida de uma avaliação de formulações para o cálculo da impedância de retorno pelo solo e da admitância do solo de cabos subterrâneos no contexto da teoria de linhas de transmissão. Foram realizadas análises no domínio da frequência de importantes parâmetros para modelagem do comportamento transitório de cabos subterrâneos. Também foi avaliada a resposta transitória desses cabos considerando as diferentes formulações para cálculos de Z_g e Y_g .

A despeito de todo o desenvolvimento alcançado ao longo dos últimos anos para se obter as expressões presentes na literatura, importantes perguntas ainda se encontram sem respostas. Qual ou quais dessas expressões apresentam um comportamento mais próximo daquele observado em transitórios eletromagnéticos de cabos isolados subterrâneos? Ainda, essas expressões poderiam ser adotadas sem perdas significativas de exatidão nos cálculos das tensões e correntes de sistemas de cabos isolados? Esses questionamentos têm impacto direto nos programas de transitórios eletromagnéticos mais amplamente utilizados para cálculo de transitórios em cabos subterrâneos, uma vez que eles adotam a teoria de linhas de transmissão como metodologia. Estariam esses programas contemplando os fenômenos físicos envolvidos mais relevantes nas análises de transitórios desses cabos?

Em extensão aos questionamentos levantados acerca da aplicabilidade da teoria de linhas de transmissão, é de se esperar que a pergunta seguinte seja então qual seria o limite de aplicação da teoria de linhas de transmissão por meio das expressões estendidas detalhadas neste capítulo? A teoria de linhas é aplicável aos casos em que o efeito da admitância do solo é mais acentuado, isto é, cabos curtos e solos de alta resistividade? Ressalta-se que as premissas estabelecidas na teoria de linhas, condutores infinitamente longos, por exemplo, são violadas justamente nos casos em que o efeito da admitância do solo é mais importante, ou seja, para seções curtas de cabos subterrâneos.

Vale notar que Papadopoulos *et al.* e Magalhães *et al.* não realizaram qualquer tipo de validação das suas formulações desenvolvidas. Xue *et al.* esboçaram uma primeira tentativa de validação das suas expressões em [34], ao compararem campos eletromagnéticos gerados nas proximidades de cabos isolados com resultados obtidos a partir do método dos momentos (MoM). No entanto, essas comparações se limitaram ao domínio da frequência e à utilização de cabos longos com comprimentos de 1 km. No âmbito do conhecimento do limite de aplicação da teoria de linhas de transmissão, Theethayi *et al.* avaliaram expressões aproximadas para cálculo dos parâmetros relacionados ao solo com o método de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) em 2008 [15]. Contudo, as expressões estendidas detalhadas neste capítulo são mais recentes que seu trabalho, sendo a primeira delas apresentada à comunidade de transitórios eletromagnéticos em 2010. Ainda, possivelmente em decorrência das limitações computacionais impostas à época, a modelagem dos cabos subterrâneos limitou-se a configurações não realísticas, considerando, por exemplo, raios externos de 1 m. Dessa forma, entende-se que validações independentes e consistentes das formulações apresentadas por meio de comparação com uma metodologia mais rigorosa, baseada diretamente na aplicação da teoria de campo ao problema são necessárias. Um passo nessa direção é dado no próximo capítulo.

3 AVALIAÇÃO DO EMPREGO DA TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO PARA A SIMULAÇÃO DE CABOS SUBTERRÂNEOS UTILIZANDO O FDTD

3.1 – Introdução

O método FDTD, introduzido por Yee em 1966 [46], foi uma das primeiras técnicas utilizadas para solucionar as equações de Maxwell na forma diferencial, diretamente no domínio do tempo e, desde então, se tornou objeto de desenvolvimento contínuo. Desde 1990, com o aumento da capacidade de processamento de computadores pessoais, a aplicação dessa técnica na solução de problemas eletromagnéticos os mais diversos tem se expandido de maneira crescente [20]. Algumas das principais razões para o interesse no FDTD estão ligadas a fatores como precisão, robustez e capacidade de determinação da resposta transitória da configuração analisada diretamente no domínio do tempo, sem a necessidade de realização de cálculos no domínio da frequência seguidos do emprego de transformadas inversas, como as de Fourier e de Laplace. Essa característica permite a aplicação direta do FDTD na modelagem de cabos subterrâneos para estudos de fenômenos transitórios, tema desta tese.

De forma geral, o FDTD utiliza a aproximação de derivadas por diferença central para a solução das equações rotacionais de Maxwell, conhecidas como leis de Faraday e de Ampère, no domínio do tempo. O método soluciona as equações diferenciais resultantes dos campos elétricos e magnéticos a cada passo de tempo e em cada ponto do espaço discretizado em um determinado volume de trabalho. Para análise da resposta eletromagnética de uma estrutura em um espaço ilimitado, uma condição de contorno absorvente, como a condição de Liao *et al.* [47] ou camadas perfeitamente casadas [48] que elimine reflexões indesejadas, torna-se necessária [49].

Este capítulo está organizado da seguinte forma. Na seção 3.2, são apresentadas as equações para atualização dos campos elétricos e magnéticos quando da aplicação do FDTD em problemas tridimensionais. Também são apresentadas, nesta seção, as modelagens dos principais aspectos relativos ao método, necessárias para o desenvolvimento da ferramenta computacional. A condição de contorno absorvente utilizada para a análise de campos eletromagnéticos em um espaço ilimitado, as representações das fontes de tensão e corrente e a representação de um condutor de fio fino compõem essa modelagem. Na seção 3.3, é apresentada a validação do código FDTD implementado. Essa validação subsidia a realização das análises apresentadas na seção 3.4, em que se avaliam, tendo como referência resultados obtidos com a aplicação da técnica FDTD, a validade da teoria de linhas de transmissão no cálculo de transitórios em cabos subterrâneos de curta extensão. Por fim, são apresentadas as considerações finais do capítulo na seção 3.5.

3.2 – Método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD)

3.2.1 – Algoritmo de Yee

O método FDTD, quando formulado em um sistema de coordenadas cartesianas 3D, requer que todo o espaço de trabalho que acomoda a configuração em análise seja dividido em células cúbicas ou em paralelepípedos com comprimentos laterais Δx , Δy e Δz como mostra a Figura 3.1, denominada célula ortogonal de Yee.

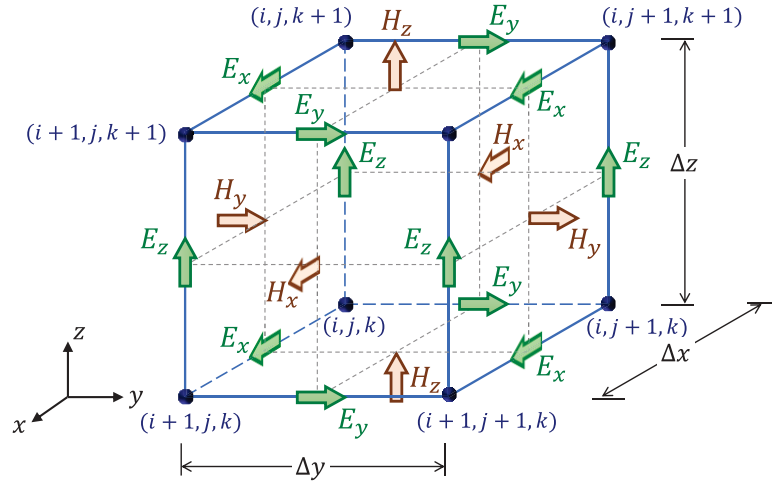


Figura 3.1. Distribuição espacial das componentes dos campos \mathbf{E} e \mathbf{H} para as células de Yee.

As componentes de campo elétrico estão localizadas nos pontos centrais das arestas da célula. As componentes E_x estão localizadas nos pontos centrais das arestas da célula orientadas na direção x , as componentes E_y estão localizadas nos pontos centrais das arestas da célula orientadas na direção y e, de forma similar, as componentes E_z estão localizadas nos pontos centrais das arestas da célula orientadas na direção z . As componentes de campo magnético estão localizadas nos centros das faces do cubo ou do paralelepípedo e orientadas segundo a componente normal à face. As componentes H_x estão localizadas nos pontos centrais das faces yz , as componentes H_y estão localizadas nos pontos centrais das faces zx e, de forma similar, as componentes H_z estão localizadas nos pontos centrais das faces xy . As componentes de campo elétrico são calculadas em intervalos de tempo $n\Delta t$, em que n é um número inteiro e Δt é o passo temporal, enquanto as componentes de campo magnético são calculadas em intervalos de tempo $(n + 1/2)\Delta t$.

As equações para atualização dos campos elétricos nas direções x , y e z , respectivamente, E_x , E_y e E_z , são derivadas da lei de Ampère, expressa por [50], [51]:

$$\nabla \times \mathbf{H}^{n-1/2} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}^{n-1/2}}{\partial t} + \mathbf{J}^{n-1/2} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}^{n-1/2}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}^{n-1/2} \quad (3.1).$$

Na equação (3.1), \mathbf{H} é o vetor campo magnético, \mathbf{E} é o vetor campo elétrico, $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ é o vetor densidade de corrente de condução, ε é a permissividade elétrica, σ é a condutividade elétrica, t é o tempo, $n - 1/2$ é o passo de tempo para cálculo do campo magnético. $\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ é o vetor densidade de corrente de deslocamento, devido à variação do vetor campo elétrico no tempo.

A lei de Ampère mostra que quando há variação do vetor densidade de fluxo elétrico, $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}$, no tempo, em certa direção, aparece uma circulação de campo magnético em torno dessa mesma direção. Se a derivada parcial no tempo em (3.1) for aproximada por diferença finita central, a equação (3.1) pode ser expressa da seguinte forma:

$$\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}^{n-1/2}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}^{n-1/2} \approx \varepsilon \frac{\mathbf{E}^n - \mathbf{E}^{n-1}}{\Delta t} + \sigma \frac{\mathbf{E}^n + \mathbf{E}^{n-1}}{2} \approx \nabla \times \mathbf{H}^{n-1/2} \quad (3.2).$$

Na equação (3.2), o termo $\mathbf{E}^{n-1/2}$ é aproximado por seu valor médio, $\frac{\mathbf{E}^n + \mathbf{E}^{n-1}}{2}$.

Ao reorganizar (3.2), a equação de atualização do vetor campo elétrico em um passo de tempo n , \mathbf{E}^n , a partir do vetor campo elétrico calculado no passo de tempo anterior, \mathbf{E}^{n-1} , e do vetor campo magnético calculado no passo de tempo $n - 1/2$, $\mathbf{H}^{n-1/2}$, é dada por:

$$\mathbf{E}^n = \left(\frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) \mathbf{E}^{n-1} + \left(\frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \right) \nabla \times \mathbf{H}^{n-1/2} \quad (3.3).$$

A partir de (3.3), a equação para atualização de E_x^n na posição $(i + 1/2, j, k)$, por exemplo, é dada por:

$$\begin{aligned} E_x^n(i + 1/2, j, k) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i + 1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i + 1/2, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i + 1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i + 1/2, j, k)}} E_x^{n-1}(i + 1/2, j, k) \\ &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i + 1/2, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i + 1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i + 1/2, j, k)}} \left[\frac{\partial H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j, k)}{\partial y} - \frac{\partial H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k)}{\partial z} \right] \\ &= \frac{1 - \frac{\sigma(i + 1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i + 1/2, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i + 1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i + 1/2, j, k)}} E_x^{n-1}(i + 1/2, j, k) \\ &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i + 1/2, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i + 1/2, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i + 1/2, j, k)}} \frac{1}{\Delta z \Delta y} [H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j + 1/2, k)\Delta z \\ &- H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j - 1/2, k)\Delta z - H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2)\Delta y \\ &+ H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k - 1/2)\Delta y] \end{aligned} \quad (3.4).$$

Em (3.4), as derivadas parciais no espaço são aproximadas por diferenças finitas centrais.

A Figura 3.2(a) mostra a componente do campo elétrico na direção x , E_x^n , na posição $(i + 1/2, j, k)$ e as componentes de campo magnético que circulam ao seu redor. As equações para atualização de E_y^n e E_z^n são obtidas de forma semelhante a E_x^n e apresentadas em (3.5) e (3.6), respectivamente.

$$\begin{aligned} E_y^n(i, j + 1/2, k) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i, j + 1/2, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j + 1/2, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j + 1/2, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j + 1/2, k)}} E_y^{n-1}(i, j + 1/2, k) \\ &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon(i, j + 1/2, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j + 1/2, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j + 1/2, k)}} \frac{1}{\Delta z \Delta x} [H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2)\Delta x \\ &- H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k - 1/2)\Delta x - H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j + 1/2, k)\Delta z \\ &+ H_z^{n-1/2}(i - 1/2, j + 1/2, k)\Delta z] \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}
E_z^n(i, j, k + 1/2) &= \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}} E_z^{n-1}(i, j, k + 1/2) \\
&+ \frac{\frac{\varepsilon(i, j, k + 1/2)}{\Delta t}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}} \frac{1}{\Delta x \Delta y} [H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2)\Delta y \\
&- H_y^{n-1/2}(i - 1/2, j, k + 1/2)\Delta y - H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2)\Delta x \\
&+ H_x^{n-1/2}(i, j - 1/2, k + 1/2)\Delta x]
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Para atualização das componentes dos campos magnéticos H_x , H_y e H_z , as equações são derivadas da lei de Faraday [50], [51]:

$$\nabla \times \mathbf{E}^n = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}^n}{\partial t} \tag{3.7}.$$

Na equação (3.7), μ é a permeabilidade magnética.

A lei de Faraday mostra que quando há variação do vetor densidade de fluxo magnético, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, no tempo, surgem componentes de campo elétrico circulando em torno da direção dessa variação. Se a derivada parcial no tempo em (3.7) for aproximada por diferença finita central, a equação (3.7) pode ser expressa da seguinte forma:

$$\mu \frac{\partial \mathbf{H}^n}{\partial t} \approx \mu \frac{\mathbf{H}^{n+1/2} - \mathbf{H}^{n-1/2}}{\Delta t} \approx -\nabla \times \mathbf{E}^n \tag{3.8}.$$

Ao reorganizar (3.8), a equação de atualização do vetor campo magnético em um passo de tempo $n + 1/2$, $\mathbf{H}^{n+1/2}$, a partir do vetor campo magnético calculado no passo de tempo anterior, $\mathbf{H}^{n-1/2}$, e do rotacional do campo elétrico calculado no passo de tempo n , $\nabla \times \mathbf{E}^n$, é dada por:

$$\mathbf{H}^{n+1/2} = \mathbf{H}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^n \tag{3.9}.$$

A partir de (3.9), a equação para atualização de $H_x^{n+1/2}$ na posição $(i, j + 1/2, k + 1/2)$, por exemplo, é dada por:

$$\begin{aligned}
H_x^{n+1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) &= H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu(i, j + 1/2, k + 1/2)} \left[\frac{\partial E_z^n(i, j + 1/2, k + 1/2)}{\partial y} - \frac{\partial E_y^n(i, j + 1/2, k + 1/2)}{\partial z} \right] \\
&= H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) \\
&- \frac{\Delta t}{\mu(i, j + 1/2, k + 1/2)} \frac{1}{\Delta y \Delta z} [E_z^n(i, j + 1, k + 1/2)\Delta z - E_z^n(i, j, k + 1/2)\Delta z \\
&- E_y^n(i, j + 1/2, k + 1)\Delta y + E_y^n(i, j + 1/2, k)\Delta y]
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Em (3.10), as derivadas parciais no espaço são aproximadas por diferenças finitas centrais.

A Figura 3.2(b) mostra a componente do campo magnético na direção x , $H_x^{n+1/2}$, na posição $(i, j + 1/2, k + 1/2)$ e as componentes próximas de campo elétrico que circulam ao seu redor. As equações para atualização de $H_y^{n+1/2}$ e $H_z^{n+1/2}$ são obtidas de forma semelhante a $H_x^{n+1/2}$ e apresentadas em (3.11) e (3.12), respectivamente.

$$\begin{aligned} H_y^{n+1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2) &= H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2) \\ &- \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{\mu(i + 1/2, j, k + 1/2) \Delta z \Delta x} [E_x^n(i + 1/2, j, k + 1) \Delta x - E_x^n(i + 1/2, j, k) \Delta x \\ &- E_z^n(i + 1, j, k + 1/2) \Delta z + E_z^n(i, j, k + 1/2) \Delta z] \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+1/2}(i + 1/2, j + 1/2, k) &= H_z^{n-1/2}(i + 1/2, j + 1/2, k) \\ &- \frac{1}{\Delta t} \frac{1}{\mu(i + 1/2, j + 1/2, k) \Delta x \Delta y} [E_y^n(i + 1, j + 1/2, k) \Delta y - E_y^n(i, j + 1/2, k) \Delta y \\ &- E_x^n(i + 1/2, j + 1, k) \Delta x + E_x^n(i + 1/2, j, k) \Delta x] \end{aligned} \quad (3.12).$$

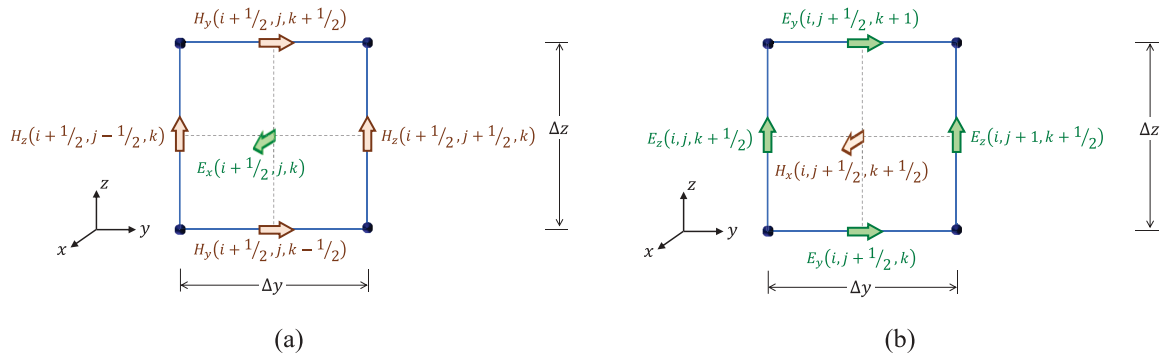


Figura 3.2. (a) Componente de campo elétrico na direção x , E_x^n , na posição $(i + 1/2, j, k)$ e componentes de campos magnéticos circulantes ao seu redor e (b) componente de campo magnético na direção x , $H_x^{n+1/2}$, na posição $(i, j + 1/2, k + 1/2)$ e componentes de campos elétricos próximos circulantes.

Ao adotar E_x^n , E_y^n , E_z^n , $H_x^{n+1/2}$, $H_y^{n+1/2}$ e $H_z^{n+1/2}$ em cada ponto de um determinado volume de trabalho, os campos elétricos e magnéticos transitórios em todo esse volume são obtidos.

Para a solução do FDTD ser estável, a condição de Courant é utilizada para determinar o passo temporal Δt . Tal condição é expressa por:

$$\Delta t \leq \frac{1}{v \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (3.13).$$

Em (3.13), v é a velocidade da luz no meio no qual o volume de trabalho está imerso.

3.2.2 – Modelagem

O desenvolvimento da ferramenta computacional utilizada neste estudo envolveu uma série de escolhas relacionadas à modelagem dos principais aspectos relativos ao método FDTD. As abordagens adotadas são apresentadas nesta seção.

3.2.2.1 – Fronteiras absorventes

Para a análise da resposta eletromagnética de uma estrutura em um domínio ilimitado, uma condição de fronteira absorvente, que elimine reflexões indesejadas para o interior do domínio, é utilizada como forma de truncar o espaço aberto e acomodar o volume de trabalho. As camadas perfeitamente casadas, *perfectly matched layers* (PMLs), representam um tipo de fronteira absorvente [48]. A região PML é composta por finas camadas cuja condutividade se inicia com um pequeno valor na interface espaço livre-PML e aumenta gradualmente até atingir seu valor máximo na última camada da região. PMLs são conhecidas por absorver efetivamente todas as ondas que se propagam em direção às fronteiras absorventes, independentemente do ângulo de incidência e da frequência considerada.

A partir da bem-sucedida formulação PML de Bérenger, outras PMLs foram desenvolvidas, sendo as mais relevantes a *Uniaxial* PML (UPML) [52] e a *Convolutional* PML (CPML) [53]. Nesta tese, adotou-se a formulação CPML que é obtida a partir das coordenadas estendidas [54] derivadas da formulação de Bérenger e utiliza o método de convolução recursiva. Nesse método, os valores dos parâmetros da CPML necessitam ser calculados somente no passo de tempo anterior. Tal característica demonstra uma facilidade adaptativa em relação ao método FDTD, o qual também utiliza os valores de campos eletromagnéticos unicamente no passo de tempo anterior. Além disso, a CPML é bastante eficaz em estudos envolvendo meios não-homogêneos, com perdas, anisotrópicos, não-lineares e dispersivos [20].

3.2.2.2 – Fontes de tensão e corrente

Uma fonte de tensão na direção z , V_s^n , e posição $(i, j, k + 1/2)$, é representada pela especificação do campo elétrico E_z^n , na posição da fonte, da seguinte forma:

$$E_z^n(i, j, k + 1/2) = -\frac{V_s^n(i, j, k + 1/2)}{\Delta z} \quad (3.14).$$

De forma análoga, uma fonte de corrente na direção z , $I_s^{n-1/2}$, e posição $(i, j, k + 1/2)$, é representada pela especificação da densidade de corrente de condução $J_z^{n-1/2}$ na posição da fonte da seguinte forma:

$$J_z^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) = \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_s^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) \quad (3.15).$$

A equação para atualização de E_z na posição $(i, j, k + 1/2)$ é dada por:

$$\begin{aligned}
E_z^n(i, j, k + 1/2) = & \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}} E_z^{n-1}(i, j, k + 1/2) \\
& + \frac{\frac{\varepsilon(i, j, k + 1/2)}{\Delta t}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}} \frac{1}{\Delta x \Delta y} [H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2)\Delta y \\
& - H_y^{n-1/2}(i - 1/2, j, k + 1/2)\Delta y - H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2)\Delta x \\
& + H_x^{n-1/2}(i, j - 1/2, k + 1/2)\Delta x] \\
& + \frac{\frac{\varepsilon(i, j, k + 1/2)}{\Delta t}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k + 1/2)\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k + 1/2)}} \frac{1}{\Delta x \Delta y} I_s^{n-1/2}(i, j, k + 1/2)
\end{aligned} \tag{3.16}.$$

A fonte concentrada de corrente na direção z , $I_s^{n-1/2}$, e posição $(i, j, k + 1/2)$ pode ser representada de forma simples, por meio da especificação dos quatro campos magnéticos circulantes próximos à fonte [55]. Se $\Delta x = \Delta y$, então:

$$H_x^{n-1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) = -\frac{1}{4\Delta x} I_s^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) \tag{3.17a}$$

$$H_x^{n-1/2}(i, j - 1/2, k + 1/2) = \frac{1}{4\Delta x} I_s^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) \tag{3.17b}$$

$$H_y^{n-1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2) = \frac{1}{4\Delta y} I_s^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) \tag{3.17c}$$

$$H_y^{n-1/2}(i - 1/2, j, k + 1/2) = -\frac{1}{4\Delta y} I_s^{n-1/2}(i, j, k + 1/2) \tag{3.17d}.$$

Uma fonte de corrente na direção x ou y é representada de maneira similar a (3.16) ou (3.17).

3.2.2.3 – Fio fino

Várias representações de fio fino para uma simulação 3D no FDTD têm sido propostas [14], [56]–[61]. Em [58], Noda e Yokoyama mostraram que um fio reto, perfeitamente condutor, em um meio sem perdas, com as componentes tangenciais de campo elétrico nulas ao longo do seu eixo, apresenta um raio equivalente $a_0 = 0,23\Delta s$, em que Δs é o comprimento lateral das células utilizadas. Posteriormente, os autores representaram um fio com raio a diferente de a_0 , incorporando a esse fio de raio equivalente um meio artificial em formato de um paralelepípedo. Para a representação de um fio fino com raio menor que o raio equivalente correspondente, a permeabilidade relativa para cálculo das componentes de campo magnético circulante próximas ao fio fino precisa ser aumentada e, em contrapartida, a permissividade relativa para cálculo das componentes de campo elétrico radial próximas ao fio fino diminuída. Em um meio com perdas, a condutividade elétrica também precisa ser modificada, de modo similar à permissividade relativa [59]. A condutividade modificada σ' , permissividade relativa modificada ε'_r e a permeabilidade relativa modificada μ'_r são dadas por:

$$\sigma' = m\sigma \quad (3.18a)$$

$$\varepsilon_r' = m\varepsilon_r \quad (3.18b)$$

$$\mu_r' = \frac{\mu_r}{m} \quad (3.18c)$$

$$m = \frac{\ln\left(\frac{\Delta s}{a_0}\right)}{\ln\left(\frac{\Delta s}{a}\right)} \quad (3.18d)$$

$$a_0 = 0,23\Delta s \quad (3.18e)$$

Em (3.18), σ , ε_r e μ_r são, respectivamente, a condutividade, permissividade relativa e permeabilidade relativa do meio original e m é o coeficiente de modificação.

Na representação de um fio fino cujo raio a é menor que o raio equivalente a_0 , a permeabilidade relativa modificada, μ_r' , é também aplicada no cálculo das componentes de campo magnético axial próximas ao fio, além das componentes de campo magnético circulante próximas, como forma de evitar instabilidade numérica [61], conforme mostrado na Figura 3.3(a). Ainda, na representação de um fio fino cujo raio a é maior que o raio equivalente a_0 , a permissividade relativa modificada, ε_r' , é também aplicada no cálculo das componentes de campo elétrico axial próximas ao fio, além das componentes de campo elétrico radial próximas, conforme mostrado na Figura 3.3(b).

Neste trabalho, foi utilizado o modelo proposto por Baba *et al* [59], por se ter como objeto de estudo sistemas de cabos isolados, onde cada cabo é modelado individualmente por um condutor envolto por uma cobertura isolante. Além disso, não foram necessárias alterações na condutividade, permissividade relativa e permeabilidade relativa do meio original, uma vez que o raio do condutor considerado corresponde ao raio equivalente do modelo de fio fino. Para a configuração adotada, o coeficiente de modificação, m , é unitário.

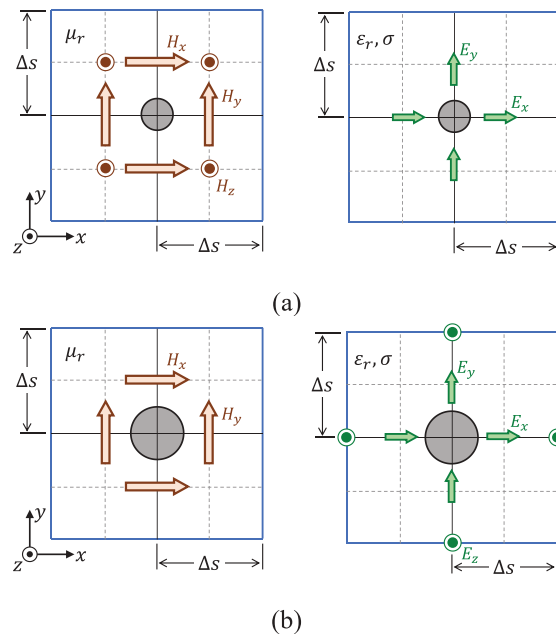


Figura 3.3. Vistas em corte transversal de um fio fino na direção z , com raio a e configuração das componentes de campos elétrico e magnético próximos ao fio: (a) $a < a_0 - m < 1$; (b) $a > a_0 - m > 1$. Adaptado de [61].

3.2.2.4 – Células não uniformes

O uso de células com o mesmo tamanho em todo o domínio simulado implica maior custo computacional quando se trata de configurações que envolvam grandes dimensões, como é o caso de sistemas de cabos subterrâneos com comprimentos da ordem de centenas de metros. Com o objetivo de reduzir o tempo de simulação e, em alguns casos, até mesmo viabilizar a simulação, sem que haja perda de exatidão na solução alcançada, é utilizada, neste trabalho, a técnica de discretização do domínio por meio de células não uniformes.

Diferentemente do uso de células de mesmo tamanho em todo o domínio computacional simulado, essa técnica utiliza diferentes tamanhos de células em diferentes regiões do espaço de trabalho, a depender da configuração em estudo. Transições entre as regiões discretizadas com células de maiores e menores tamanhos são realizadas de forma suave, por meio de uma mudança gradual do tamanho das células entre essas regiões. Essa propriedade da técnica possibilita minimizar as reflexões numéricas indesejadas que possam ocorrer em virtude dessas transições. Comparada às regiões de trabalho com células uniformes, o número total de células, ao se utilizar essa técnica, é significativamente menor e, conseqüentemente, menor será o tempo de simulação, mantendo uma exatidão comparável àquela obtida com células uniformes. Maiores detalhes dessa técnica podem ser encontrados em [62].

3.3 – Validação do código FDTD

Nesta seção, apresentam-se comparações entre formas de onda de tensão medidas e/ou calculadas em diferentes cenários, disponíveis na literatura, com aquelas simuladas com o código FDTD implementado pela autora. Embora o uso do termo ‘validação’ seja usualmente reservado para a avaliação do desempenho de um modelo com base em resultados de medições, optou-se nesta tese, por simplicidade, pelo uso do termo ‘validação’ de forma indistinta para designar a verificação do desempenho do modelo tanto frente a dados de medição quanto de simulação. Assim, para a validação do código FDTD implementado nesta tese, foram considerados três sistemas distintos que envolvem condutores aéreos, cabos subterrâneos isolados e condutores nus enterrados no solo. Essas diferentes aplicações do código demonstram sua generalidade para a análise de transitórios em linhas imersas em diferentes meios e com diferentes configurações.

3.3.1 – Condutores aéreos

A Figura 3.4 mostra o sistema considerado na validação do código FDTD para o caso de simulação de transitórios em um sistema de condutores aéreos, retirado do experimento descrito em [58]. Uma torre metálica foi modelada utilizando quatro condutores verticais com raio de 16,5 mm cada, sendo excitada por uma fonte de corrente. A espessura e resistividade da placa de cobre consideradas são 3,03 m e $1,69 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$, respectivamente. Para a modelagem via FDTD, foram consideradas células cúbicas com $\Delta s = 10,1$ cm e um espaço computacional de 9,09 m, nas direções x e z , e de 12,09 m, na direção y .

A Figura 3.5(a) apresenta a forma de onda da corrente injetada, que possui amplitude de 0,17 A e tempo de frente de 6 ns. No código desenvolvido, foi considerada uma resistência interna de 50 Ω para a fonte, mesmo valor utilizado pelos autores. A Figura 3.5(b) e a Figura 3.5(c) correspondem, respectivamente, às formas de onda de tensão e corrente medidas no topo da torre, indicadas em [58] e calculadas com o código FDTD implementado nesta tese.

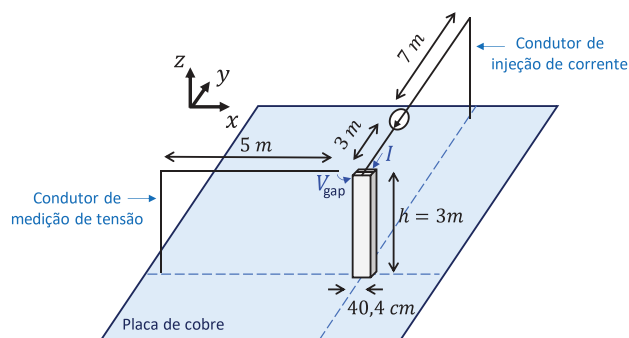


Figura 3.4. Configuração do sistema simulado para condutores aéreos.

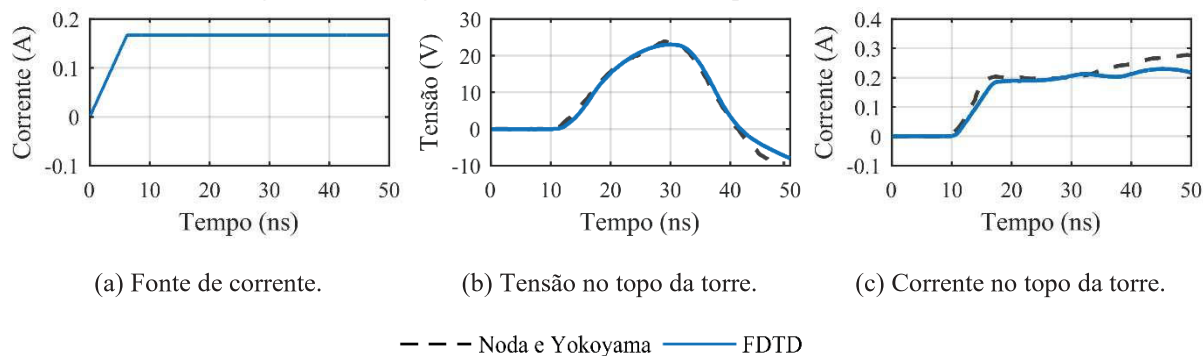


Figura 3.5. Validação do código para condutores aéreos. (a) Forma de onda da fonte de corrente injetada; (b) tensão medida no topo da torre; e (c) corrente medida no topo da torre.

Nota-se que tanto a tensão quanto a corrente no topo da torre obtidas via FDTD apresentam excelente concordância com as medições de Noda e Yokoyama. É importante ressaltar que, de forma similar ao experimento documentado em [58], nas simulações realizadas com o código FDTD a tensão no topo da torre foi calculada por meio da queda de tensão em um gap, conforme mostrado na Figura 3.4. Embora não mostrado neste trabalho, os autores de [58] também realizaram uma modelagem com o FDTD e os resultados obtidos são semelhantes àqueles ilustrados na Figura 3.5.

3.3.2 – Condutores enterrados no solo

Para o caso particular de transitórios em cabos subterrâneos, a validação do código implementado se deu em duas etapas. Na primeira etapa, foram considerados condutores subterrâneos horizontais nus de 40 m e 200 m de comprimento. Na segunda, foram considerados condutores subterrâneos horizontais isolados também de 40 m e 200 m. Os casos simulados têm como referência as simulações realizadas com o método FDTD apresentadas em [15]. A Figura 3.6 apresenta a configuração adotada, em que se considera uma excitação longitudinal representada por uma fonte de corrente do tipo dupla exponencial com tempo de subida de 0,1 μs , cuja expressão é dada por:

$$I = I_0(e^{-at} - e^{-bt}) \quad (3.19).$$

Em (3.19), I_0 é o valor de pico, igual a 1 A, e os parâmetros a e b assumiram os valores de $1 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ e $5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, respectivamente.

As tensões e correntes foram calculadas em 0 m, ponto de inserção da fonte de corrente, $l/4$ m, $l/2$ m e $3l/4$ m. Em todas as simulações, foi adotado um raio de 0,23 m para o condutor e, para o cabo isolado, uma cobertura isolante de 100 cm de espessura e permissividade relativa

de 2,5. Vale ressaltar que, embora não realísticos, os valores do raio e cobertura isolante adotados por Theethayi *et al.* em [15] se devem, possivelmente, a limitações computacionais decorrentes da época em que o trabalho foi desenvolvido. Além disso, para o condutor nu considerou-se uma profundidade de 2 m. Para os cabos isolados, a profundidade considerada foi de 4 m. O solo foi modelado com uma resistividade de $2500 \Omega\text{m}$ e permissividade relativa igual a 10.

Para os condutores subterrâneos de 40 m, os domínios simulados via FDTD apresentam dimensões de 320 m x 300 m x 160 m e foram discretizados em células cúbicas com $\Delta s = 1$ m. Para os condutores subterrâneos de 200 m, os domínios simulados via FDTD apresentam dimensões de 1600 m x 800 m x 160 m e foram discretizados em paralelepípedos de 5 m x 1 m x 1 m. Quanto aos meios, ressalta-se que em todas as modelagens metade do volume de trabalho foi preenchida com ar e a outra com o solo. Vale mencionar que os domínios simulados se baseiam nas dimensões usadas por Theethayi *et al.* em [15]. No entanto, são observadas diferenças na dimensão y , que se justificam pelas escolhas de modelagens distintas aplicadas ao problema, como por exemplo, fronteiras absorventes do tipo CPML, diferentemente da técnica de Liao de segunda ordem adotada por Theethayi *et al.* [15].

As Figuras 3.7 e 3.8 apresentam, respectivamente, as curvas de corrente e tensão calculadas para o caso de um condutor subterrâneo nu de 40 m de comprimento. De maneira similar, as Figuras 3.9 e 3.10 apresentam, respectivamente, as curvas de corrente e tensão calculadas para o caso de um condutor subterrâneo nu de 200 m de comprimento.

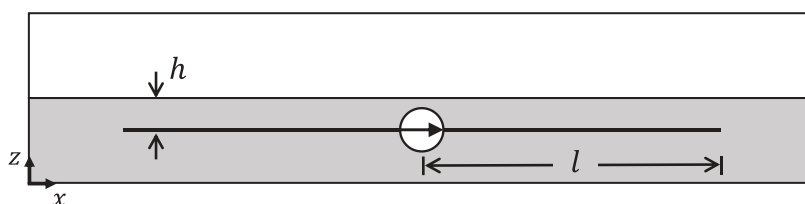


Figura 3.6. Configuração do sistema simulado para um condutor subterrâneo nu ou isolado.

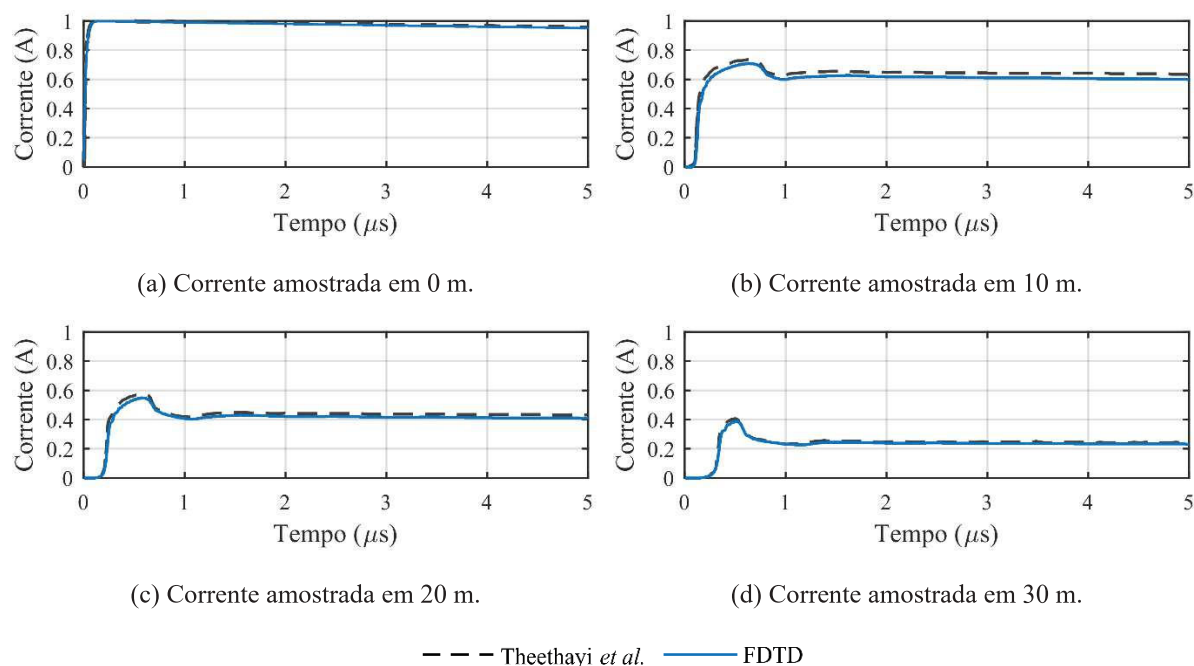


Figura 3.7. Validação do código para cabos nus subterrâneos. Correntes calculadas para cabo nu de 40 m de comprimento, profundidade de 2 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

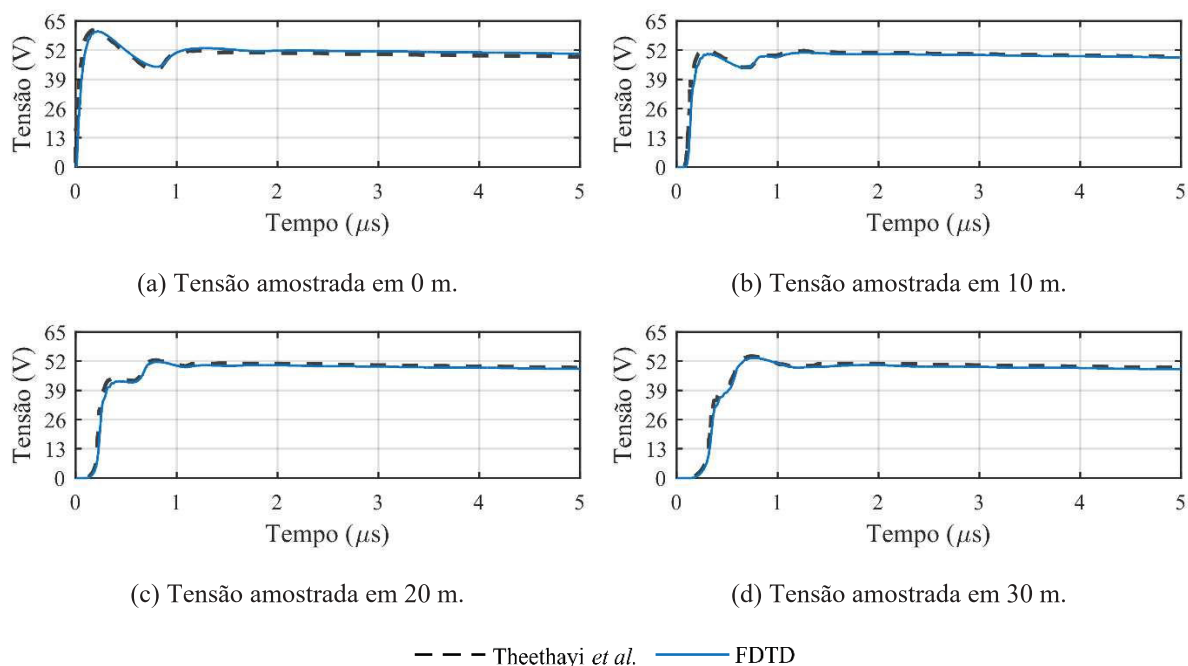


Figura 3.8. Validação do código para cabos nus subterrâneos. Tensões calculadas para cabo nu de 40 m de comprimento, profundidade de 2 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

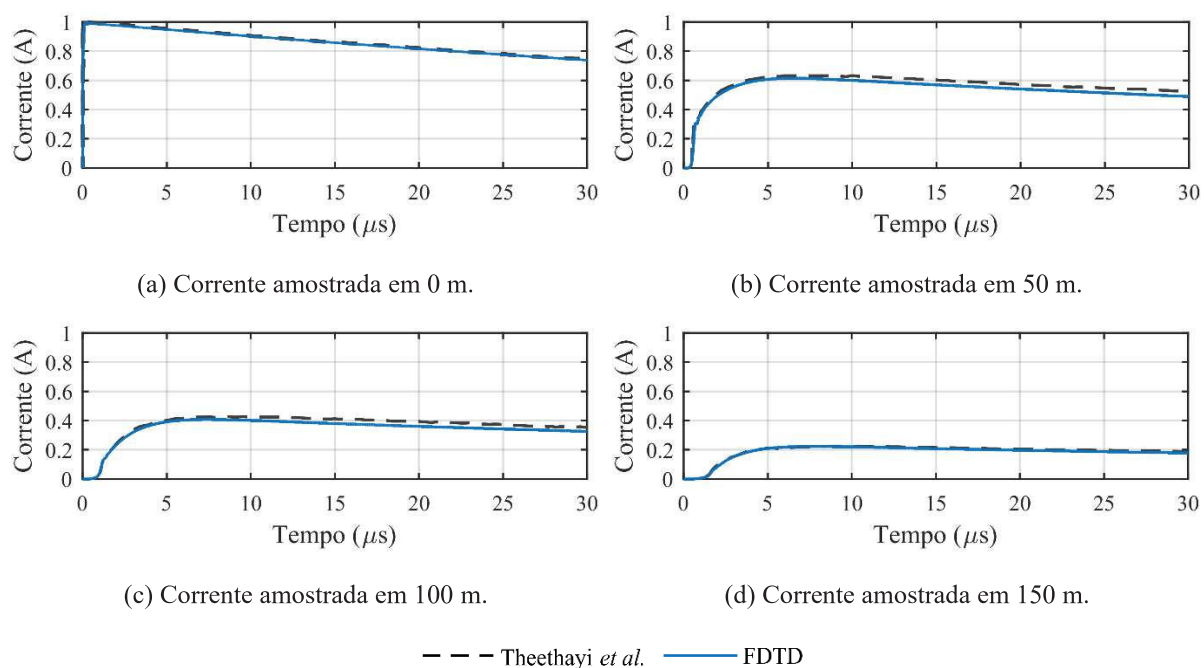


Figura 3.9. Validação do código para cabos nus subterrâneos. Correntes calculadas para cabo nu de 200 m de comprimento, profundidade de 2 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

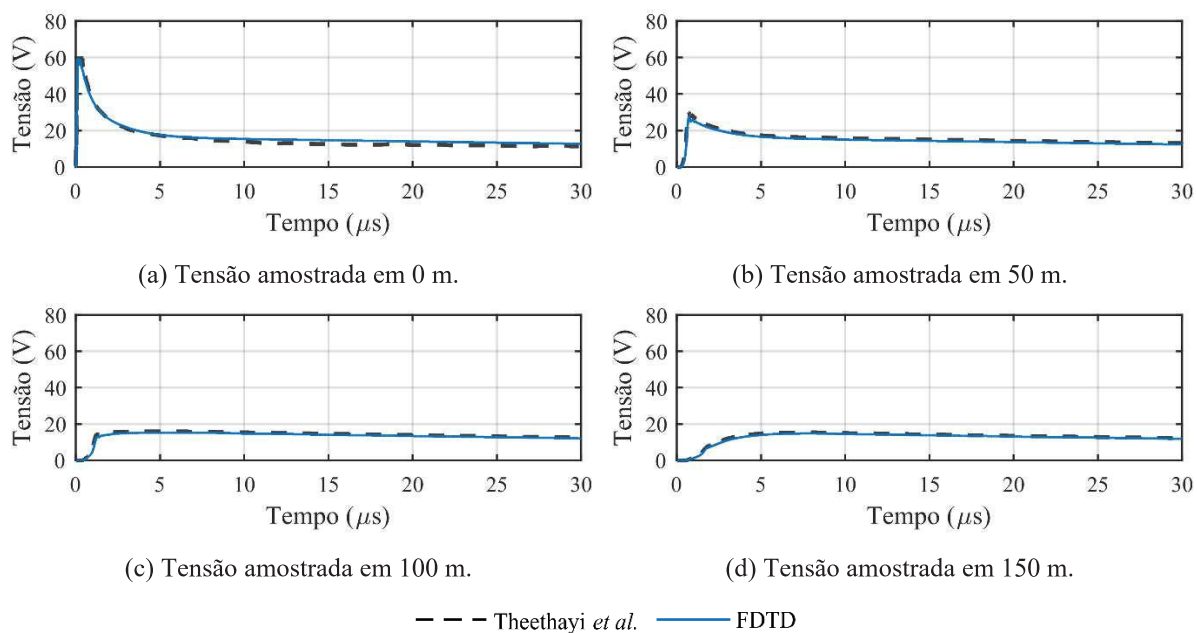


Figura 3.10. Validação do código para cabos nus subterrâneos. Tensões calculadas para cabo nu de 200 m de comprimento, profundidade de 2 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

Ao observar as curvas das Figuras 3.7 a 3.10, destacam-se os comportamentos coincidentes entre as curvas de tensão e corrente apresentadas em [15] e aquelas obtidas via código FDTD implementado neste trabalho.

As Figuras 3.11 e 3.12 apresentam, respectivamente, as curvas de corrente e tensão calculadas considerando um condutor subterrâneo isolado de 40 m de comprimento. De maneira similar, as Figuras 3.13 e 3.14 apresentam, respectivamente, as curvas de corrente e tensão calculadas para um condutor subterrâneo isolado de 200 m de comprimento. As curvas de tensão apresentadas por Theethayi *et al.* para as configurações de cabos subterrâneos isolados foram reproduzidas diretamente do artigo [15], devido à dificuldade de se capturar cada curva separadamente.

Ao observar a Figura 3.11, nota-se que as curvas de corrente apresentadas em [15] e aquelas obtidas via código FDTD desenvolvido mostram comportamentos semelhantes. No entanto, embora esses comportamentos sejam coincidentes no período inicial do transitório, é possível notar uma diferença entre essas curvas com o aumento do tempo. Mediante uma análise física, espera-se que, após a resposta natural do sistema, o seu comportamento seja dominado pela resposta forçada associada à fonte aplicada. Sabe-se que, na configuração considerada, a fonte é representada por uma corrente do tipo dupla exponencial que, depois de atingido o valor de pico, varia pouco com o aumento do tempo dentro da janela de simulação considerada, conforme mostrado na Figura 3.11(a). Portanto, a elevação dos valores das curvas de corrente observadas nos resultados de Theethayi *et al.* e apresentadas nas Figuras 3.11(b) a 3.11(d) é inconsistente com o que se espera da resposta forçada do sistema, que é determinada pela fonte. Isso indica uma possível inconsistência nas simulações realizadas por Theethayi *et al.*, possivelmente relacionada a algum problema na definição das dimensões do domínio computacional ou nas fronteiras absorventes, para o caso particular de condutores isolados subterrâneos. Os resultados obtidos nesta tese, ao contrário, apresentam o comportamento físico esperado.

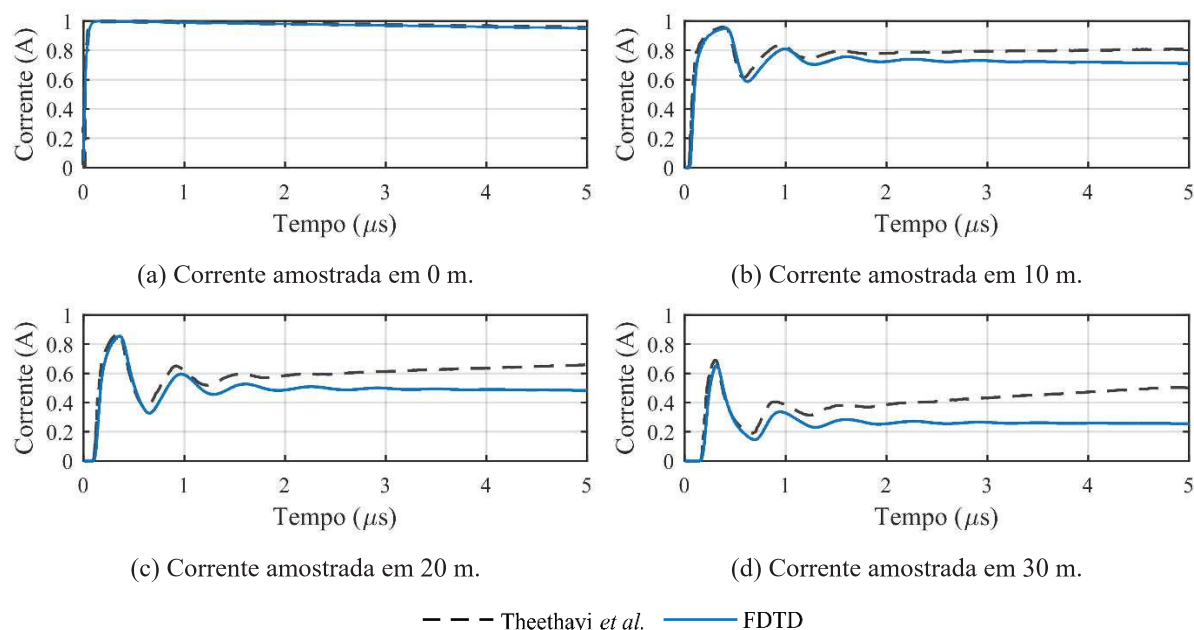


Figura 3.11. Validação do código para cabos isolados subterrâneos. Correntes calculadas para cabo isolado de 40 m de comprimento, profundidade de 4 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

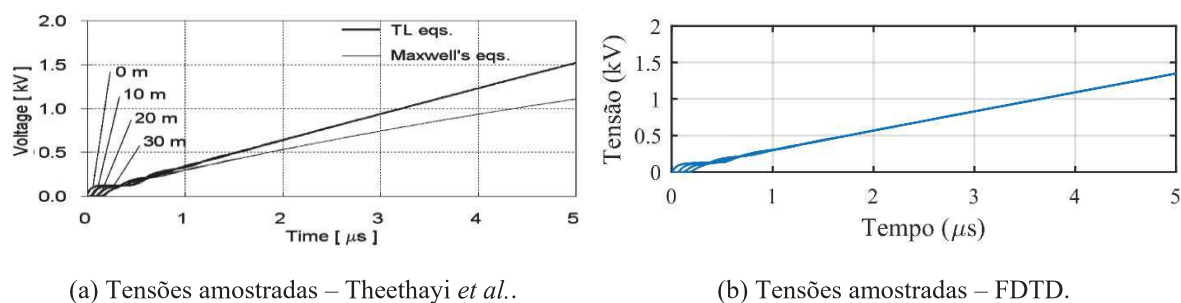


Figura 3.12. Validação do código para cabos isolados subterrâneos. Tensões calculadas em 0 m, 10 m, 20 m e 30 m para cabo isolado de 40 m de comprimento, profundidade de 4 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

Nas Figuras 3.13 e 3.14, destacam-se, também para o cabo de 200 m, os comportamentos coincidentes entre as curvas de tensão e corrente apresentadas em [15] e aquelas obtidas via código FDTD desenvolvido neste trabalho.

As simulações realizadas e os resultados obtidos em poucos minutos mostram que o código FDTD utilizado reproduz satisfatoriamente medições em laboratório e resultados de simulação disponíveis na literatura para sistemas de condutores aéreos e cabos subterrâneos nus e isolados. Considera-se, assim, que o código implementado foi devidamente validado. Na próxima seção, esse código é utilizado na simulação de configurações de cabos subterrâneos, sendo utilizado como referência para a avaliação de diferentes formulações baseadas no emprego da teoria de linhas de transmissão.

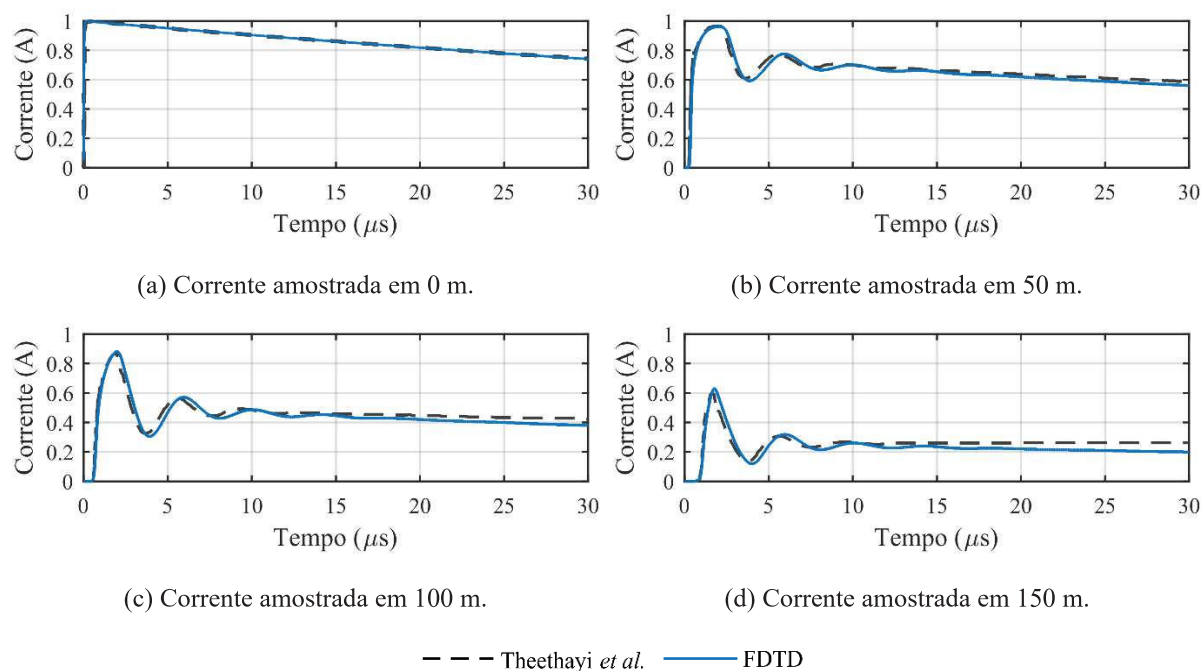


Figura 3.13. Validação do código para cabos isolados subterrâneos. Correntes calculadas para cabo isolado de 200 m de comprimento, profundidade de 4 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

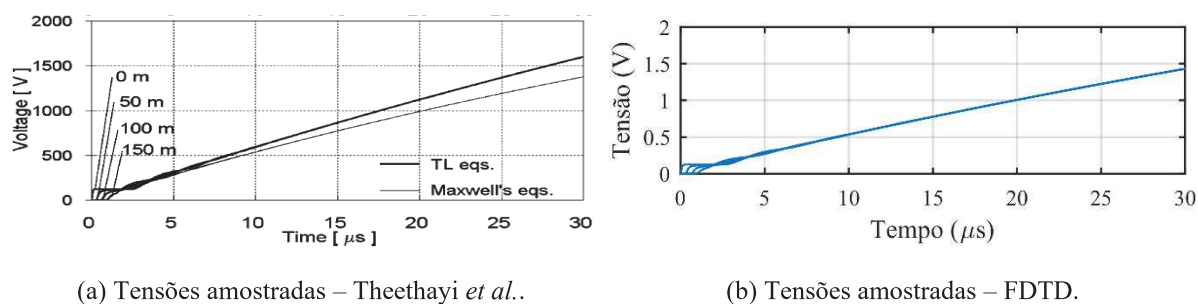


Figura 3.14. Validação do código para cabos isolados subterrâneos. Tensões calculadas em 0 m, 50 m, 100 m e 150 m para cabo isolado de 200 m de comprimento, profundidade de 4 m, resistividade do solo de $2500 \Omega\text{m}$ e fonte de corrente do tipo dupla exponencial com $t_f = 0,1 \mu\text{s}$.

3.4 – Resultados

Os resultados apresentados neste capítulo carregam a grande responsabilidade de responder aos questionamentos ainda em aberto na literatura, no que se refere ao uso das formulações de teoria de linhas de transmissão em análise de transitórios em cabos subterrâneos isolados. Em [63], Ametani *et al.* apontaram para essa direção ao mencionarem a necessidade de uma metodologia baseada diretamente na aplicação das equações de Maxwell para estudos de fenômenos transitórios quando a estrutura de propagação das ondas deixa de ser estritamente TEM, como ocorre, por exemplo, em seções não uniformes e/ou curtas de linhas subterrâneas. Motivada por esse contexto, em [42] uma primeira validação rigorosa e independente das expressões propostas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] utilizando o FDTD como referência para cabos subterrâneos monofásicos é realizada pela autora desta tese. Ao demonstrarem uma boa concordância entre a teoria de linhas de transmissão e o FDTD, incluindo aplicações em seções curtas de cabos inferiores a 100 m e solos com resistividade até $5000 \Omega\text{m}$, os resultados obtidos para cabos únicos foram encorajadores e, nesta seção, é

apresentada uma extensão dessas análises para sistemas de cabos subterrâneos, onde o acoplamento entre os cabos é considerado e os efeitos do solo são mais evidenciados.

Na avaliação de transitórios rápidos em cabos subterrâneos, as formulações de Pollaczek e Sunde apresentam aplicação restrita a uma faixa limitada de frequências e de valores de resistividade do solo, uma vez que desprezam a admitância do solo no cálculo dos parâmetros transversais. No entanto, para efeito de comparação e por se tratar de uma formulação clássica tradicionalmente adotada na literatura e implementada, de forma simplificada, em programas de transitórios eletromagnéticos, a expressão de Pollaczek é considerada nas análises que se seguem. As formulações de Magalhães et al. [30] não foram consideradas por adotarem a superfície do solo como referência de potencial, diferentemente das formulações propostas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31], que adotam como referência um potencial absoluto nulo no infinito, conforme discutido no capítulo anterior. Diante do exposto, as formulações de Pollaczek [6], Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] foram escolhidas, assim como em [42], para avaliar a validade da aplicação da teoria de linhas de transmissão na simulação de transitórios eletromagnéticos em sistemas de cabos subterrâneos.

3.4.1 – Sistema estudado

De forma similar ao capítulo anterior, adota-se um arranjo horizontal contendo três cabos monofásicos, sem blindagem, para investigar a validade das formulações em estudo, conforme mostrado na Figura 2.4. Cada condutor possui resistividade, ρ_c , de $1,7 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ e raio $r = 2,3 \text{ cm}$. A cobertura isolante tem um raio externo $r_0 = 10 \text{ cm}$ e permissividade relativa $\epsilon_{\text{riso}} = 3,5$. Os cabos estão enterrados a uma profundidade de 1 m, respeitando-se uma distância horizontal entre cabos adjacentes, x_{ij} , de 30 cm. Para o comprimento total dos cabos, ℓ , foram adotados os valores de 50 m e 100 m, com o intuito de se investigar seções curtas de cabos frequentemente encontradas em parques de energias renováveis, por exemplo [4]. O solo tem condutividade elétrica σ_1 , permissividade elétrica $\epsilon_1 = \epsilon_{r1}\epsilon_0$, sendo $\epsilon_{r1} = 10$, e permeabilidade magnética $\mu_1 = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$. A condutividade do ar é $\sigma_0 = 0$. Os resultados desta seção foram obtidos considerando a hipótese de parâmetros do solo constantes e independentes da frequência.

Dois diferentes tipos de excitação foram considerados, excitação longitudinal com uma fonte ideal de tensão localizada no ponto central de um dos cabos do sistema trifásico ($x = \ell/2$), conforme mostrado na Figura 3.15(a), e excitação lateral com uma fonte ideal de tensão localizada no terminal emissor de um dos cabos ($x = 0$), conforme mostrado na Figura 3.15(b). A excitação longitudinal foi adotada pela autora desta tese e demais pesquisadores, anteriormente em [42], seguindo o cenário simulado por Theethayi *et al.* em [15]. Essa excitação pode representar, por exemplo, o acoplamento de um campo elétrico externo ao cabo, enquanto a excitação lateral pode representar o efeito de uma sobretensão transitória decorrente de chaveamento de manobra ou de descargas atmosféricas.

Para a excitação longitudinal, a fonte de tensão é inserida no ponto médio do cabo da fase A como mostrado na Figura 3.15(a). Os terminais emissores e receptores das fases A, B e C são deixados abertos. As tensões são calculadas nos terminais receptores das fases A, B e C (nós 4, 5 e 6, respectivamente). Para a excitação lateral, a fonte de tensão é inserida entre a haste de aterramento e o terminal emissor da fase A (nó 1), enquanto os terminais emissores dos demais cabos e todos os terminais receptores são deixados abertos, conforme ilustrado na Figura 3.15(b). A haste de aterramento possui um raio de 23 mm e 5 m de comprimento, sendo modelada no código FDTD por meio da técnica de fio fino. Novamente, as tensões são calculadas nos terminais receptores das fases A, B e C (nós 4, 5 e 6, respectivamente). Nas excitações consideradas, as terminações foram mantidas abertas com o intuito de enfatizar as reflexões nas extremidades e, dessa forma, permitir uma melhor avaliação dos efeitos de propagação ao longo dos cabos.

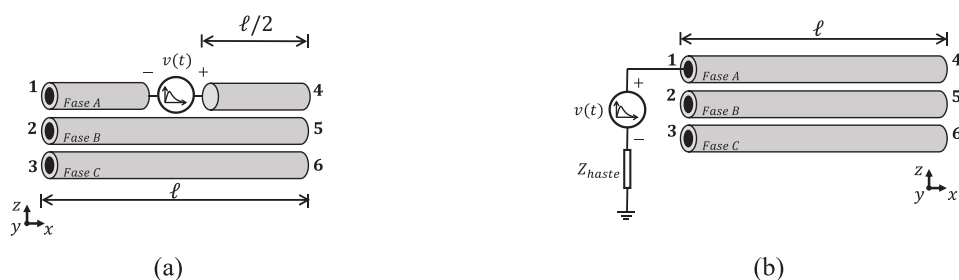


Figura 3.15. Excitações consideradas: (a) excitação longitudinal e (b) excitação lateral.

De forma semelhante à escolha do tipo de fonte adotada no capítulo 2, optou-se pela excitação dos cabos enterrados por meio de uma fonte de tensão. Para as análises a seguir, a fonte de tensão adotada é do tipo Heidler, com amplitude de 1 V e tempo de frente virtual $td_{30} = 0,2 \mu\text{s}$. Esse tempo de frente corresponde ao tempo entre 30% e 90% do valor de pico da curva, ou seja, 60% do valor de pico desse intervalo. Nesse contexto, admite-se uma taxa de subida da curva mais rápida, levando a resultados mais conservadores quanto à suportabilidade do isolamento. A fonte de tensão utilizada é ilustrada na Figura 3.16(a), cuja expressão é dada por:

$$v(t) = (V_0/\eta)e^{-t/\tau_2}\{(t/\tau_1)^n/[1 + (t/\tau_1)^n]\} \quad (3.20)$$

Em (3.20), considerou-se $(V_0/\eta) = 1,39 \text{ V}$, $\tau_1 = 0,138 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 1,8 \mu\text{s}$ e $n = 2$. A escolha da fonte se baseia na necessidade de se utilizar uma forma de onda capaz de excitar uma ampla faixa de frequências e permitir uma validação consistente das formulações desenvolvidas a partir da teoria de linhas de transmissão. A Figura 3.16(b) apresenta o módulo da transformada de Fourier da onda de tensão em função da frequência. Nota-se que o conteúdo representativo de frequências do sinal de tensão aplicado abrange até alguns MHz. A partir de 10 MHz, o módulo das componentes de frequência é reduzido de forma significativa, se comparado ao módulo das componentes na faixa de kHz.

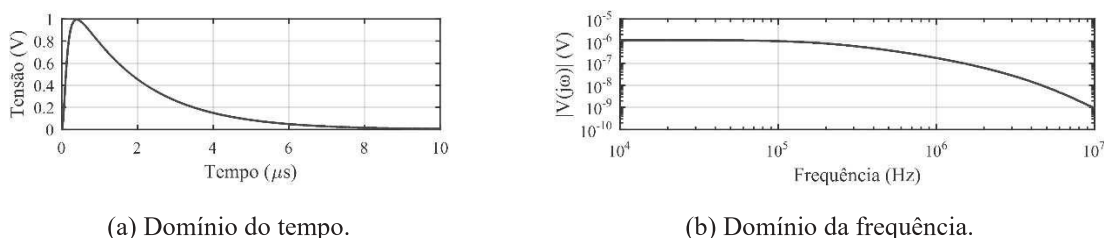


Figura 3.16. Fonte de tensão adotada do tipo Heidler com $td_{30} = 0,2 \mu\text{s}$ nos domínios (a) do tempo e (b) da frequência.

No capítulo 2, a escolha dos valores de resistividade do solo limitou-se àqueles recomendados e/ou utilizados na literatura. No entanto, visando estender as comparações a serem realizadas entre os métodos de onda completa e a teoria de linhas de transmissão e, conseqüentemente, proporcionar resultados mais abrangentes, a faixa de avaliação dos valores de resistividade do solo foi ampliada. Foram considerados quatro valores de resistividade do solo: $200 \Omega\text{m}$, $1000 \Omega\text{m}$, $2000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$.

3.4.2 – Aspectos da modelagem computacional utilizada nas simulações

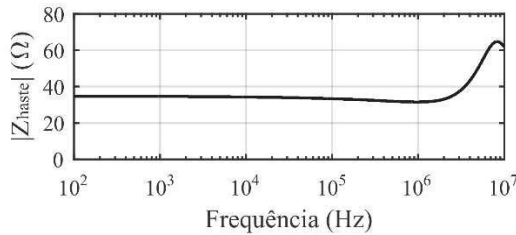
Para obtenção dos resultados no domínio do tempo segundo a metodologia baseada na teoria de linhas de transmissão, foi utilizada novamente a formulação de admitância nodal, encontrada no Apêndice deste trabalho. Novamente, um circuito de Thévenin constituído por uma fonte de tensão em série com uma resistência é representado por seu equivalente de Norton.

Todos os cálculos foram realizados no domínio da frequência e os resultados no domínio do tempo foram obtidos via transformada numérica de Laplace para um número de amostras igual a 2048 [45]. As integrais presentes nas formulações para cálculo dos parâmetros associados ao solo são solucionadas utilizando o método da quadratura adaptativa disponível no Matlab. Nas simulações envolvendo excitação na lateral do cabo, a impedância de entrada dependente da frequência da haste de aterramento conectada ao terminal de referência da fonte de excitação foi previamente calculada utilizando o Modelo Eletromagnético Híbrido (HEM) [64] na faixa de frequências de dc a 10 MHz. Em seguida, foi obtido o modelo de polos e resíduos da impedância da haste de aterramento, descrito pela aproximação racional apresentada em (3.21), determinada utilizando a técnica de ajuste vetorial [65], [66]. Por fim, a impedância de entrada da haste de aterramento foi incluída na matriz de admitância nodal por meio do seu modelo ajustado de polos e resíduos. Em (3.21), K_i são os resíduos, p_i são os polos, N é a ordem da aproximação e D é um escalar real. Os polos e resíduos considerados nas simulações envolvendo resistividades do solo de 200 Ωm , 1000 Ωm , 2000 Ωm e 5000 Ωm são apresentados na Tabela 3.1. As respostas em frequência da haste de aterramento para os valores de resistividade do solo considerados são apresentadas na Figura 3.17.

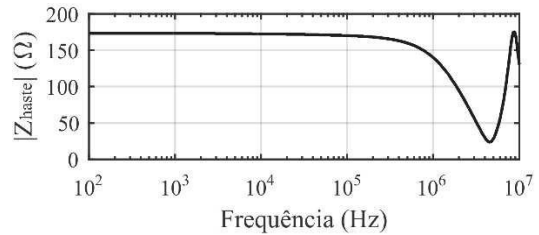
$$Z_{haste}(s = j\omega) = \sum_{m=1}^N \frac{K_i}{s - p_i} + D \quad (3.21)$$

Tabela 3.1 - Aproximação racional da impedância da haste de aterramento utilizada nas simulações envolvendo excitação lateral.

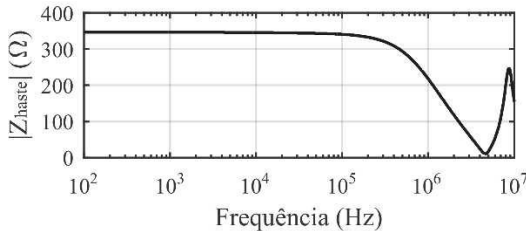
N	200 Ωm		1000 Ωm		2000 Ωm		5000 Ωm	
	p_i	K_i	p_i	K_i	p_i	K_i	p_i	K_i
1	$-7,3003 \times 10^4 + j0$	$5,5391 \times 10^4 + j0$	$-7,0563 \times 10^5 + j0$	$3,9665 \times 10^6 + j0$	$-6,1631 \times 10^5 + j0$	$4,4169 \times 10^6 + j0$	$-2,2363 \times 10^6 + j0$	$1,9705 \times 10^9 + j0$
2	$-1,0001 \times 10^6 + j0$	$1,6182 \times 10^6 + j0$	$-1,1014 \times 10^7 + j0$	$2,0393 \times 10^9 + j0$	$-5,6272 \times 10^6 + j0$	$2,0141 \times 10^9 + j0$	$-5,2431 \times 10^6 + j5,4388 \times 10^7$	$1,7850 \times 10^9 - j2,1300 \times 10^8$
3	$-6,2766 \times 10^6 + j0$	$1,7528 \times 10^7 + j0$	$-1,7410 \times 10^8 + j0$	$-2,2391 \times 10^{10} + j0$	$-1,9269 \times 10^8 + j0$	$-2,8309 \times 10^{10} + j0$	$-5,2431 \times 10^6 - j5,4388 \times 10^7$	$1,7850 \times 10^9 + j2,1300 \times 10^8$
4	$-2,6299 \times 10^7 + j4,0852 \times 10^7$	$5,9170 \times 10^8 + j7,1241 \times 10^8$	$-9,6987 \times 10^6 + j5,3780 \times 10^7$	$1,7663 \times 10^9 + j3,6174 \times 10^7$	$-6,9234 \times 10^6 + j5,4148 \times 10^7$	$1,7874 \times 10^9 - j8,8014 \times 10^7$	$-6,2272 \times 10^7 + j1,0712 \times 10^8$	$1,8134 \times 10^9 + j5,3858 \times 10^9$
5	$-2,6299 \times 10^7 - j4,0852 \times 10^7$	$5,9170 \times 10^8 - j7,1241 \times 10^8$	$-9,6987 \times 10^6 - j5,3780 \times 10^7$	$1,7663 \times 10^9 - j3,6174 \times 10^7$	$-6,9234 \times 10^6 - j5,4148 \times 10^7$	$1,7874 \times 10^9 + j8,8014 \times 10^7$	$-6,2272 \times 10^7 - j1,0712 \times 10^8$	$1,8138 \times 10^9 - j5,3858 \times 10^9$



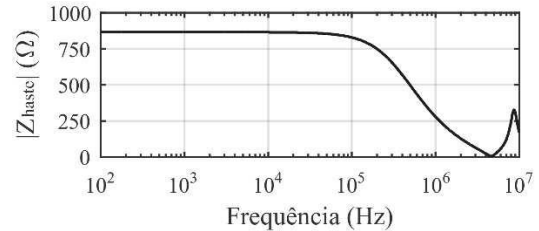
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.17. Resposta em frequência da impedância de entrada da haste de aterramento em simulações envolvendo excitação lateral para solos com resistividades de (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm , (c) 2000 Ωm e (d) 5000 Ωm .

Quanto ao método FDTD, cada condutor foi modelado como um fio fino [59] com raio $r = 23$ mm, envolto em um prisma cujas células apresentam propriedades eletromagnéticas correspondem àquelas da cobertura isolante do cabo, com uma seção transversal $0,1 \text{ m} \times 0,1 \text{ m}$, permissividade relativa $\epsilon_{\text{riso}} = 3,5$ e permeabilidade magnética μ_0 . Essa representação é extensivamente utilizada no FDTD em simulações envolvendo cabos isolados [15], [49], [59], [67], [68]. Para a excitação lateral mostrada na Figura 3.15(b), o terminal de referência da fonte é conectado à haste de aterramento, modelada por meio de um fio fino vertical com raio de 23 mm e comprimento de 5 m. O volume de trabalho, truncado por uma fronteira absorvente do tipo CPML, é dividido em células de Yee cujas propriedades eletromagnéticas correspondem ao ar na metade superior, com $\sigma_0 = 0$, $\epsilon = \epsilon_0$ e $\mu = \mu_0$ e ao solo na metade inferior. A tensão na superfície do condutor foi calculada por meio da integração do campo elétrico ao longo de um caminho linear abaixo do solo na direção y , a partir de um ponto a 188 m do cabo, onde os campos eletromagnéticos são desprezíveis nas condições investigadas, à superfície do condutor. Para os casos simulados, uma sub-região limitada a 7 m do sistema de cabos isolados na direção x e a 1 m nas direções y e z é composta por células pequenas de $0,5 \text{ m} \times 0,1 \text{ m} \times 0,1 \text{ m}$ e a sub-região do volume de trabalho composta por células maiores foi dividida em células de $2 \text{ m} \times 2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$. Ao se utilizar a técnica de células não uniformes, o esforço computacional foi reduzido e, com o objetivo de evitar erros numéricos, foi considerada uma transição suave entre as sub-regiões. Para os condutores isolados com comprimento total de 50 m e de 100 m, os domínios simulados foram de $200 \text{ m} \times 380 \text{ m} \times 160 \text{ m}$ e $400 \text{ m} \times 380 \text{ m} \times 160 \text{ m}$, respectivamente.

3.4.3 – Teoria de linhas de transmissão x teoria de campo

As Figuras 3.18 a 3.33 a seguir apresentam as curvas de tensão obtidas a partir da teoria de campo e de expressões desenvolvidas via teoria de linhas de transmissão para sistemas de cabos subterrâneos envolvendo seções curtas e diferentes valores de resistividade do solo. Estes resultados subsidiam as análises que se seguem.

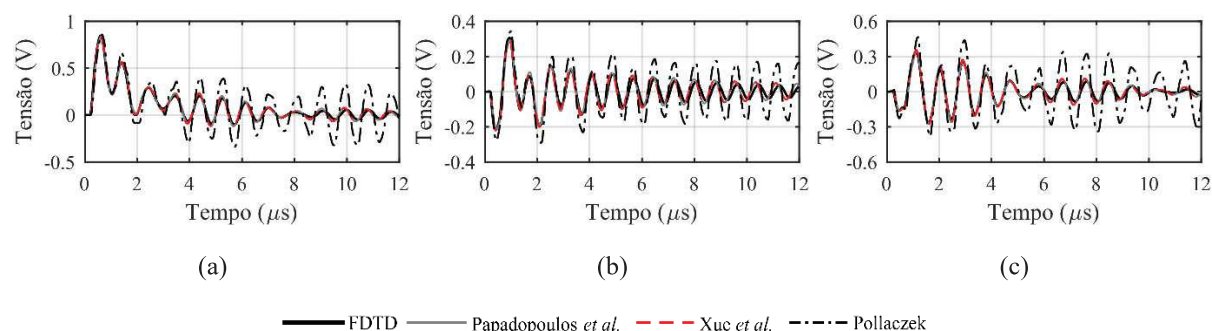


Figura 3.18. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de $200 \Omega\text{m}$ e excitação longitudinal.

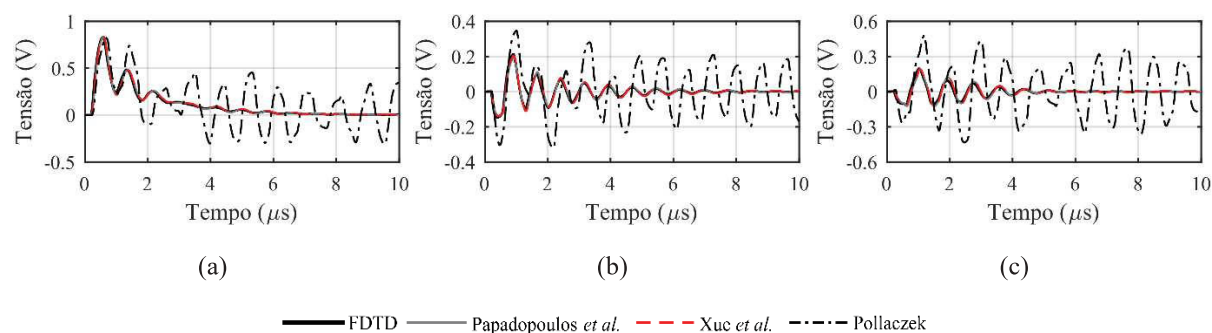


Figura 3.19. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de $1000 \Omega\text{m}$ e excitação longitudinal.

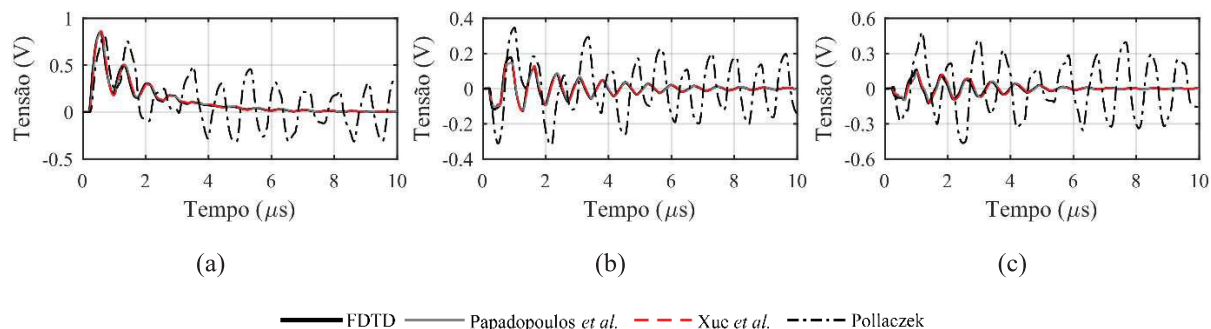


Figura 3.20. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação longitudinal.

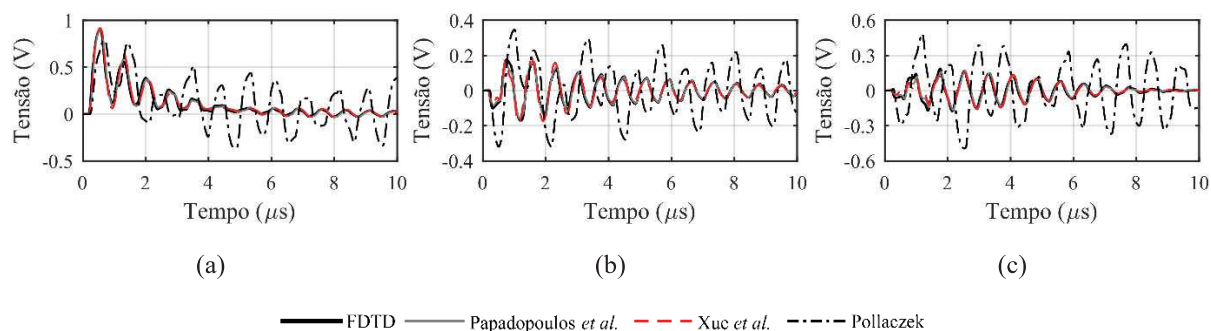


Figura 3.21. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação longitudinal.

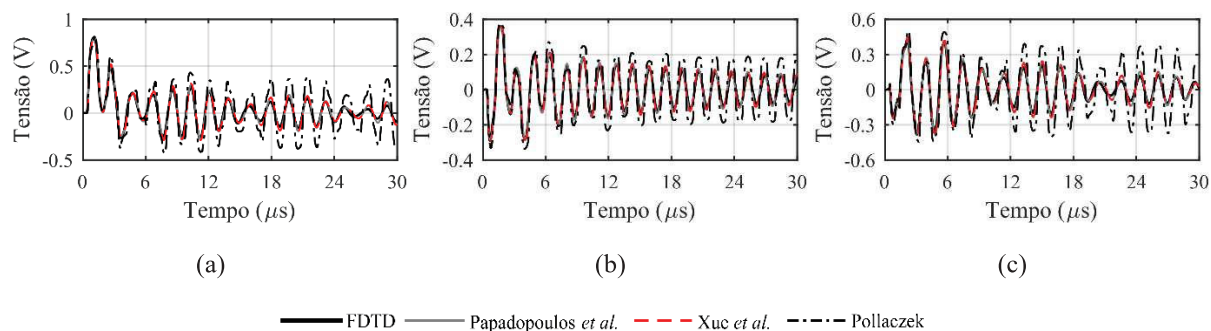


Figura 3.22. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 200 Ωm e excitação longitudinal.

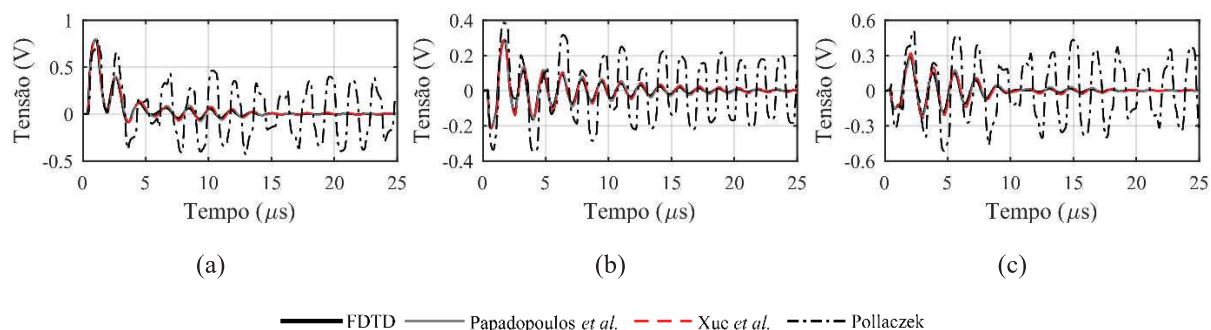


Figura 3.23. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 1000 Ωm e excitação longitudinal.

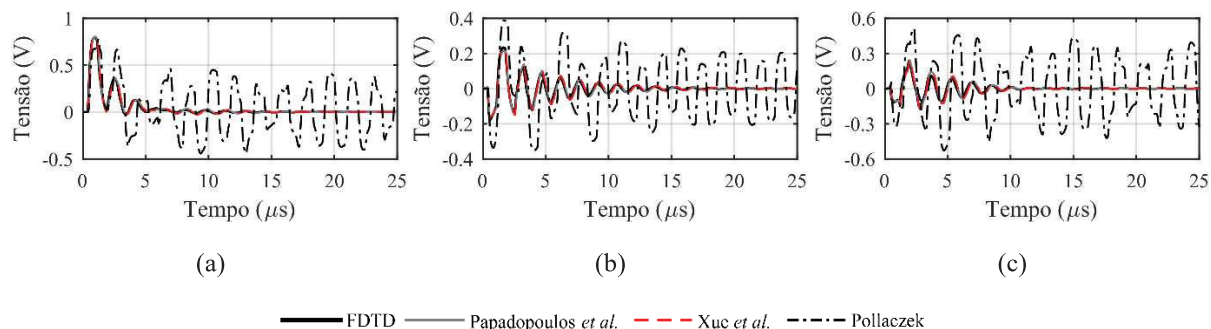


Figura 3.24. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação longitudinal.

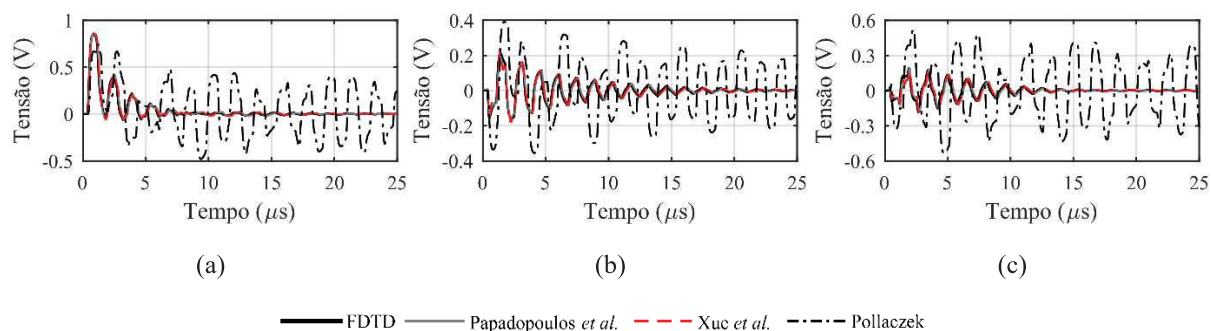


Figura 3.25. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação longitudinal.

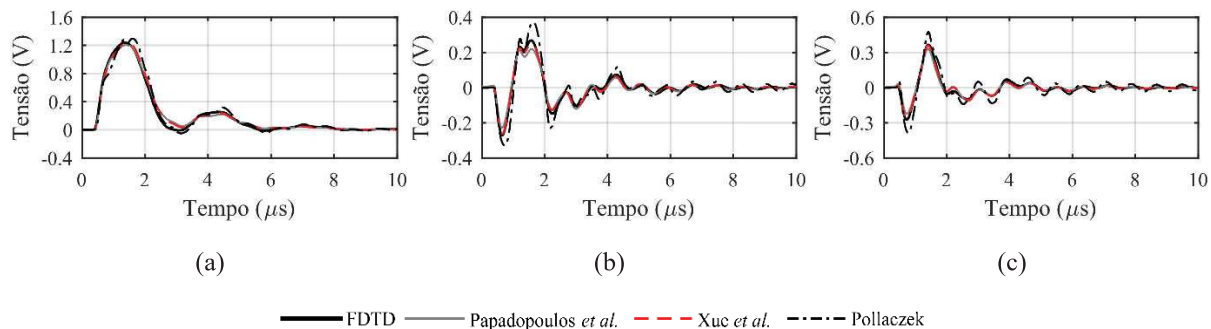


Figura 3.26. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 200 Ωm e excitação lateral.

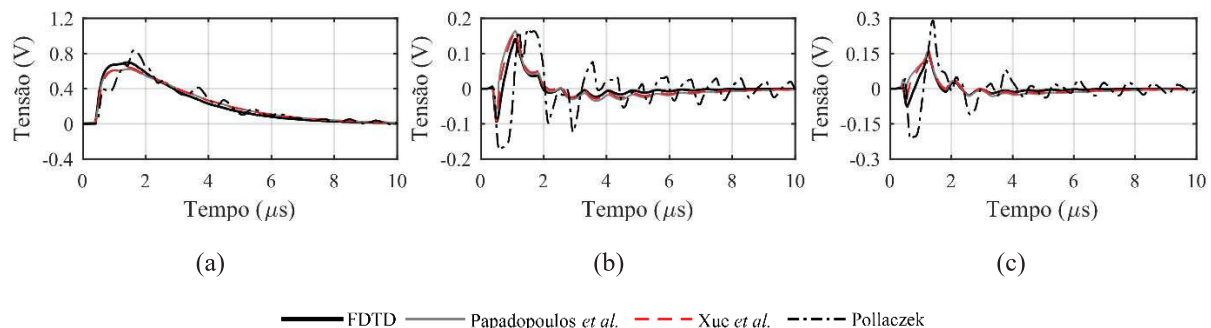


Figura 3.27. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 1000 Ωm e excitação lateral.

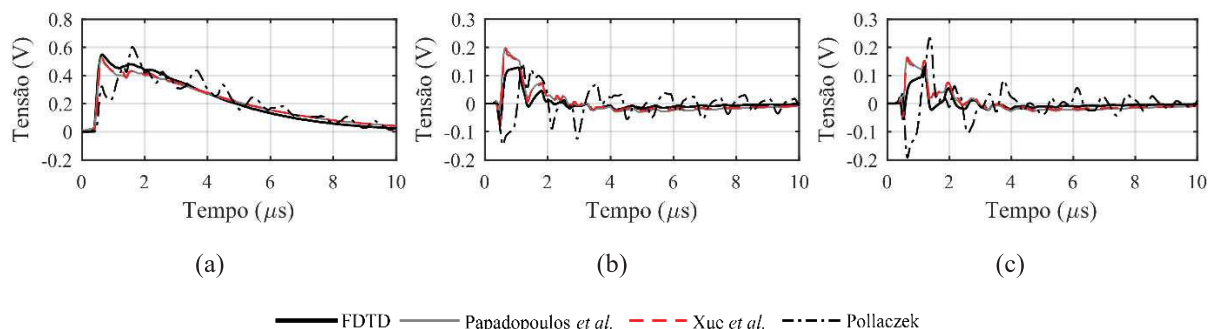


Figura 3.28. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação lateral.

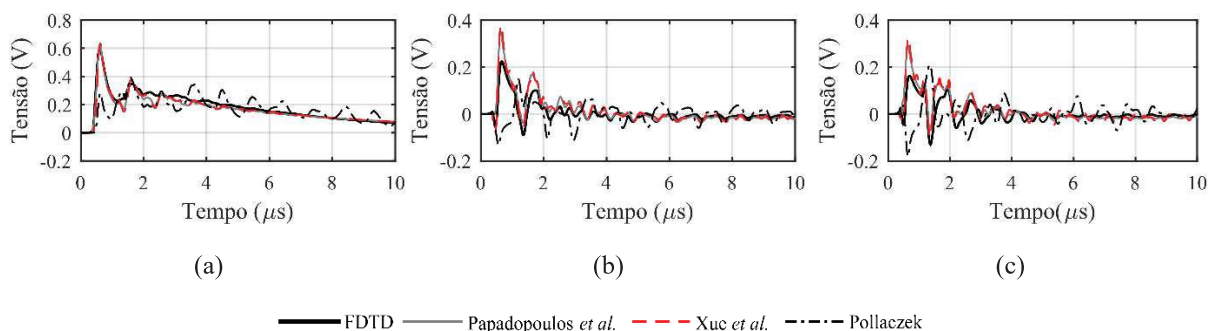


Figura 3.29. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação lateral.

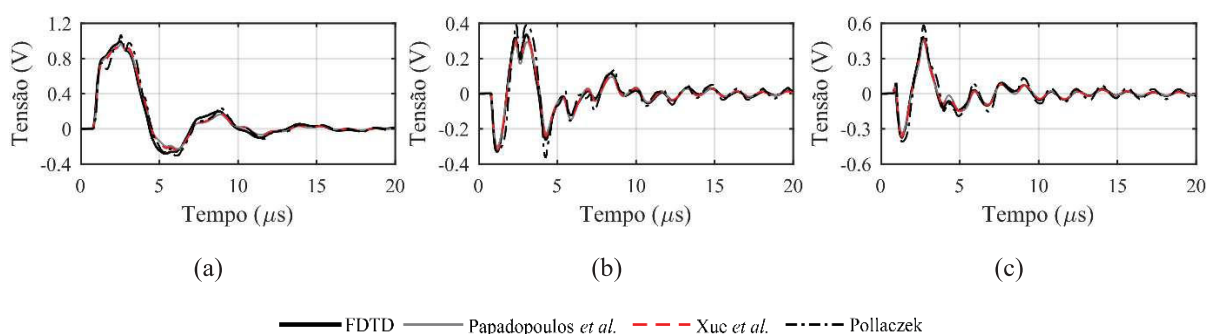


Figura 3.30. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 200 Ωm e excitação lateral.

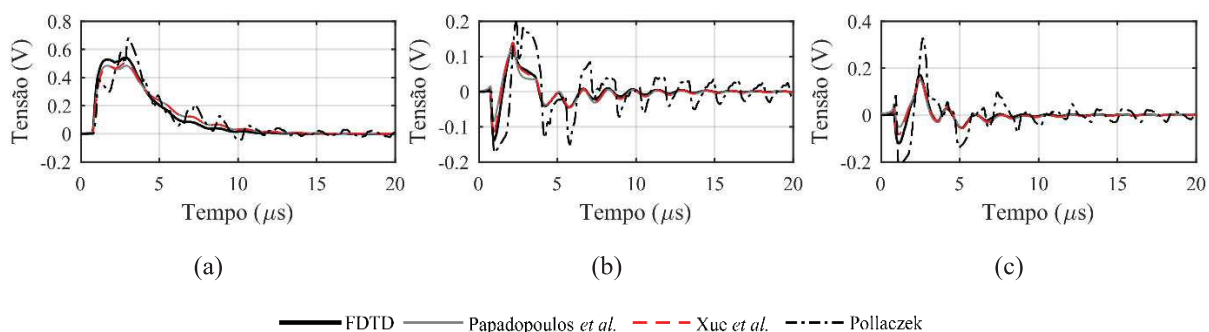


Figura 3.31. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 1000 Ωm e excitação lateral.

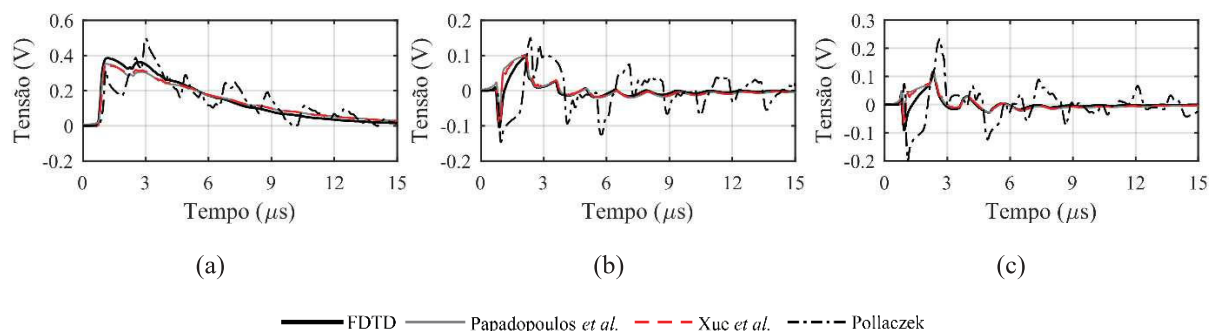


Figura 3.32. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação lateral.

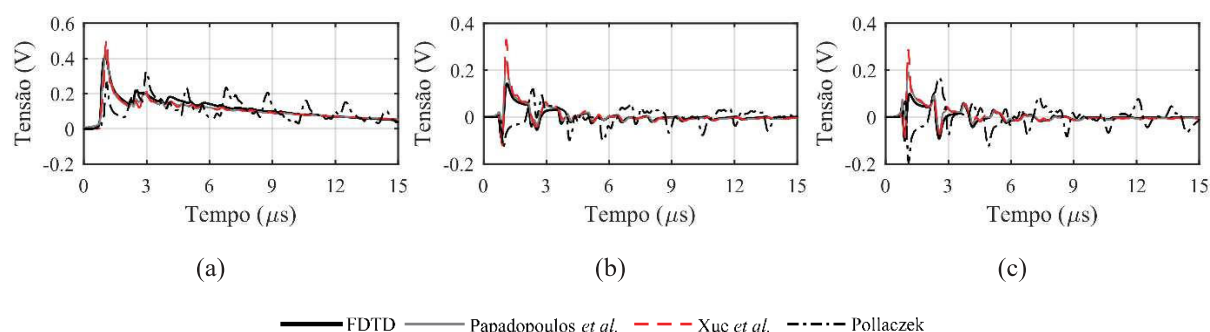


Figura 3.33. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação lateral.

Com base nas Figuras 3.18 a 3.33, observa-se uma boa concordância entre as formas de onda obtidas a partir das formulações desenvolvidas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31]. Esses resultados são particularmente interessantes, tendo em vista que essas formulações foram obtidas a partir de diferentes aproximações da equação modal.

As Figuras 3.18 a 3.25 referentes à excitação longitudinal mostram que as curvas de tensão transitória obtidas a partir das expressões baseadas na teoria de linhas de transmissão apresentam excelente concordância com as curvas calculadas via FDTD. Note que essa concordância é observada não somente na tensão resultante no terminal receptor do cabo alimentado diretamente pela fonte, mas também nas tensões induzidas nos cabos adjacentes. Além disso, é importante destacar que esse comportamento se mantém até mesmo para solos com elevados valores de resistividade como 2000 Ωm e 5000 Ωm .

Quanto aos resultados obtidos utilizando a excitação lateral, para configurações envolvendo cabos com comprimentos de 50 m ou 100 m e resistividade do solo até 1000 Ωm , como mostrado nas Figuras 3.26 e 3.27 e Figuras 3.30 e 3.31, as curvas de tensão calculadas a partir das expressões propostas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] apresentam comportamentos praticamente coincidentes com aquelas calculadas via FDTD. Esse comportamento não se restringe ao cabo alimentado diretamente pela fonte e pode ser observado também nas tensões induzidas nos cabos adjacentes, de forma semelhante aos resultados mostrados para a excitação longitudinal. Esses resultados são especialmente interessantes, uma vez que a excitação lateral de seções curtas de cabos resulta em uma estrutura de propagação de ondas não TEM em que a exatidão da teoria de linhas de transmissão é reduzida e a sua aplicação se torna, em tese, questionável, especialmente com o aumento da resistividade do solo [42]. Apenas pequenas diferenças são observadas nos primeiros microssegundos da resposta transitória para a excitação lateral, como mostrado nas Figuras 3.26 e 3.27 e Figuras 3.30 e 3.31. Essas diferenças são maiores para solos de 1000 Ωm e cabos com comprimento total de 50 m, o que pode ser constatado na Figura 3.27. Além da estrutura não

TEM associada à configuração testada, outra possível explicação para as diferenças observadas decorre do fato de que, com o emprego da teoria de linhas de transmissão, não se considera o acoplamento elétrico entre a haste de aterramento e o cabo isolado. Esse comportamento é naturalmente contemplado pelo FDTD, pois esta é uma técnica que soluciona diretamente as equações de Maxwell. No entanto, os pequenos desvios observados para a excitação lateral de sistemas de cabos enterrados em solos até $1000 \Omega\text{m}$ são considerados aceitáveis, dada a diferença do esforço computacional para realizar as simulações com a teoria de linhas de transmissão e com o modelo de onda completa representado nesta tese pelo FDTD. Como exemplo, pode-se citar que para a configuração simulada na Figura 3.19, os resultados foram obtidos após cerca de 60 h de simulação com o código FDTD em um computador com 128 GB de memória e um processador 2,9 GHz Intel Core i9-7920X. Para essa mesma configuração e utilizando o mesmo computador, os resultados foram obtidos em poucos segundos quando utilizada a teoria de linhas de transmissão, incluindo neste cálculo o tempo dispendido com a determinação dos parâmetros por unidade de comprimento dos cabos, que requer a solução de equações integrais impróprias em cada uma das frequências de interesse.

As Figuras 3.28 e 3.29 e as Figuras 3.32 e 3.33 apresentam os resultados obtidos para as simulações envolvendo excitação lateral, comprimentos de cabo de 50 m ou 100 m e resistividades do solo de $2000 \Omega\text{m}$ ou $5000 \Omega\text{m}$. Com relação à resistividade do solo, as diferenças entre as curvas obtidas via teoria de linhas de transmissão e o FDTD se tornam mais relevantes com o aumento da resistividade, sendo mais pronunciadas para seções curtas de cabos enterrados em solos de $5000 \Omega\text{m}$, como mostrado na Figura 3.29. Para os cenários obtidos envolvendo comprimentos de cabo de 50 m, nota-se que, para os cabos alimentados diretamente pela fonte, as curvas de tensão calculadas a partir da teoria de linhas apresentam boa concordância com aquelas calculadas por meio do FDTD. No entanto, diferenças não desprezíveis são observadas nas tensões induzidas nos demais cabos, quando comparadas as curvas obtidas a partir das duas metodologias em análise, para resistividades do solo de $2000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$. Essas diferenças são mais pronunciadas no primeiro pico das curvas de tensão, sendo maiores para os cenários simulados com resistividade do solo de $5000 \Omega\text{m}$. Ao aumentar o comprimento total dos cabos para 100 m, interessantes resultados são ainda observados. Um primeiro ponto a ser destacado se refere à manutenção da boa concordância entre as curvas de tensão no terminal receptor do cabo diretamente alimentado pela fonte, calculadas a partir das diferentes metodologias. É importante destacar que esse comportamento está em linha com os resultados apresentados em [42], onde é também mostrada uma boa concordância entre as tensões calculadas com as expressões desenvolvidas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] e o FDTD para cabos monofásicos e configurações envolvendo excitação longitudinal, comprimentos de cabo de 25 m, 50 m e 100 m e resistividades do solo até $5000 \Omega\text{m}$. Nota-se ainda que, ao aumentar o comprimento dos cabos para 100 m, as diferenças não desprezíveis então observadas nas curvas de tensão induzida nos cabos correspondentes às fases B e C para solos de resistividade de $2000 \Omega\text{m}$ são reduzidas de forma significativa, alcançando boa concordância com as curvas calculadas via FDTD. Tal fato reforça a premissa da teoria de linhas que estabelece que os seus condutores necessitam ser suficientemente longos para se manter uma estrutura de propagação de campo do tipo TEM. No entanto, para sistemas de cabos com comprimento total de 100 m e resistividade de solo de $5000 \Omega\text{m}$, ainda são observadas diferenças significativas entre as curvas em análise, especialmente no primeiro pico das tensões induzidas. Esses resultados exemplificam a necessidade de uma avaliação apurada, a partir de uma modelagem rigorosa obtida diretamente das equações de Maxwell, para cenários que envolvam uma combinação de seções curtas de cabos enterrados em solos de elevados valores de resistividade.

Se a equação de Pollaczek for utilizada, ao invés das expressões desenvolvidas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31], diferenças significativas são observadas em relação

às curvas obtidas pelo FDTD para todas as resistividades consideradas, especialmente para solos de resistividade de $5000 \Omega\text{m}$. Tal observação decorre do fato de a formulação de Pollaczek não considerar a admitância do solo [6]. Para solos com valores de resistividade mais elevados, como $1000 \Omega\text{m}$, por exemplo, o efeito da admitância do solo é mais pronunciado, o que justifica as maiores diferenças observadas. Essas diferenças são mais significativas para cabos com comprimento total de 50 m. Em seções curtas de cabo, a frequência de oscilação das curvas de tensão associada às sucessivas reflexões nos terminais dos cabos apresenta maiores valores se comparada à frequência presente nos cabos de 100 m. Esse comportamento é observado nas Figuras 3.21 e 3.29. Ademais, a frequência de oscilação das curvas de tensão justifica a maior concordância da expressão de Pollaczek com o FDTD para a excitação lateral em relação à excitação longitudinal, como mostrado nas Figuras 3.26 a 3.33. Nesse cenário, o atraso entre as reflexões sucessivas é maior se comparado às simulações envolvendo excitação longitudinal. Esse comportamento reduz o conteúdo de frequências envolvido nas curvas de tensão resultantes. Outra razão para a melhor concordância entre a expressão de Pollaczek e o FDTD nas simulações envolvendo excitação lateral decorre do efeito da haste de aterramento conectada ao terminal de referência da fonte, que reduz os coeficientes de reflexão de tensão nesse ponto e suaviza as tensões decorrentes do transitório. Embora a expressão de Pollaczek apresente um comportamento mais coincidente com aquele obtido com o FDTD para a excitação lateral, diferenças não desprezíveis são observadas, notadamente para as tensões induzidas nos cabos adjacentes. Essas diferenças se tornam mais relevantes em configurações envolvendo solos com maiores resistividades e menores comprimentos de cabos.

Vale mencionar que, embora não mostradas nesta tese, essas análises foram também realizadas para arranjos de cabos subterrâneos em trifólio, que é bastante usual em instalações de média tensão [39]. Os resultados obtidos são análogos aos apresentados e confirmam a generalidade das análises realizadas envolvendo as formulações de Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] para simulações de sistemas de cabos subterrâneos. Ressalta-se aqui que a avaliação das expressões de linhas de transmissão não se restringe a cabos com comprimento total de 50 m e 100 m. Para cabos mais longos, o conteúdo de frequências é menor e espera-se uma concordância ainda melhor entre a teoria de linhas de transmissão e o FDTD. Nesse caso, espera-se também que a expressão de Pollaczek apresente um melhor desempenho, principalmente para configurações envolvendo solos de baixa resistividade.

3.5 – Considerações finais

Apresentou-se neste capítulo uma metodologia baseada diretamente na aplicação da teoria de campo para análise de transitórios em cabos subterrâneos isolados via FDTD. Essa metodologia foi implementada pela autora em um código dedicado no *software* Matlab que, em seguida, foi validado para diferentes situações de interesse.

Uma gama de resultados foi apresentada neste capítulo, em que se buscou avaliar o desempenho de diferentes formulações baseadas na teoria de linhas de transmissão tendo como referência o código FDTD implementado. Foi adotada uma faixa de valores de resistividade do solo entre $200 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$ e foram considerados comprimentos de cabos de 50 m e 100 m, além de simulações envolvendo excitações longitudinal e lateral, de maneira a possibilitar análises que fossem as mais abrangentes. Também foi dada atenção à representação dos sistemas de cabos subterrâneos simulados de forma mais realística, ainda que não tenha sido considerada sua estrutura interna - presença de múltiplos condutores, concêntricos ou não, e múltiplas coberturas isolantes e semicondutoras - por ser essa estrutura irrelevante para a avaliação das expressões de impedância e de admitância do solo propostas por diferentes autores. Cabe ainda ressaltar que, ao contrário do trabalho de Theethayi *et al.* [15], foram consideradas dimensões realísticas para a seção transversal dos cabos simulados. Esses

resultados apresentam caráter original, uma vez que na literatura não há uma validação rigorosa das expressões de linhas de transmissão propostas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] para análises de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos. Ressalta-se aqui que nem mesmo Papadopoulos *et al.* e Xue *et al.* realizaram a validação completa das suas expressões e, portanto, os resultados obtidos neste capítulo apresentam contribuições que têm impacto em toda a comunidade dedicada à simulação de transitórios eletromagnéticos, tais como:

- Demonstrou-se que as metodologias adotadas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31] levam a formas de onda de tensão em boa concordância com aquelas obtidas por um modelo de onda completa rigoroso, representado neste trabalho pelo FDTD, para excitações longitudinal e lateral de sistemas de cabos com comprimento total de 50 m e 100 m, enterrados em um solo com resistividade até 1000 Ωm . Interessantemente, esse valor de resistividade do solo é o mesmo mencionado por Xue *et al.* em [31] como valor limite de resistividade a ser considerado ao se utilizar suas expressões e, ainda, também o mesmo adotado por Papadopoulos *et al.* em [12] como limite superior de resistividade do solo.
- Demonstrou-se também que sistemas compostos por uma combinação de cabos com comprimentos inferiores a 100 m e resistividades de solo superiores a 1000 Ωm necessitam de uma avaliação da estrutura de propagação dos campos eletromagnéticos baseada em uma modelagem eletromagnética rigorosa, obtida diretamente das equações de Maxwell, para se verificar a adequação da teoria de linhas de transmissão para a configuração utilizada.
- Confirmou-se que a expressão de Pollaczek não é suficientemente rigorosa para caracterizar parâmetros de retorno pelo solo para sistemas de cabos subterrâneos. As avaliações dessa expressão, realizadas até o presente momento, não envolviam uma metodologia rigorosa baseada diretamente nas equações de Maxwell, além de não adotarem sistemas multicondutores subterrâneos.
- Encerrou-se uma sequência de resultados importantes quanto ao uso da teoria de linhas de transmissão. Primeiramente, os resultados apresentados confirmam a importância da admitância do solo na simulação de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos de maneira rigorosa usando o FDTD como abordagem de onda completa. Posteriormente, esses resultados validam duas das principais formulações disponíveis na literatura para o cálculo dos parâmetros de retorno pelo solo de sistemas de cabos subterrâneos multifásicos enterrados em solos de resistividade até 1000 Ωm , caso em que tanto os efeitos próprios quanto os de acoplamento devem ser determinados com exatidão. Finalmente, generalizando as conclusões apresentadas em [42] para um único cabo isolado, os resultados obtidos mostram que a teoria da linha de transmissão pode ser também usada para simular transitórios em sistemas de cabos subterrâneos imersos em solos de resistividade até 1000 Ωm com erros compatíveis com aplicações de engenharia, tendo como referência um modelo baseado nas equações de Maxwell, com a vantagem de apresentar uma eficiência computacional maior e de ser mais facilmente implementado em programas de simulação do tipo EMT para a simulação de sistemas elétricos complexos.

Conforme mencionado no capítulo 2, essas expressões avaliadas não são facilmente implementáveis devido à necessidade de se solucionar, em alguns casos, grande número de integrais impróprias. Além disso, demonstrou-se que, para valores mais elevados de resistividade do solo, como 2000 Ωm e 5000 Ωm , tendo o FDTD como referência, as tensões induzidas calculadas em cabos vizinhos apresentam maiores desvios, se comparadas às tensões calculadas no cabo excitado pela fonte de tensão.

No capítulo a seguir, propõe-se uma contribuição para o cálculo da admitância do solo de sistemas de cabos subterrâneos utilizando a teoria de linhas de transmissão em que se busca, simultaneamente, atender a dois critérios: (a) simplicidade de implementação computacional e (b) exatidão ao menos comparável com aquela associada às expressões mais completas avaliadas neste capítulo.

4 EXTENSÃO DA APROXIMAÇÃO DE VANCE PARA O CÁLCULO DA ADMITÂNCIA DO SOLO DE CABOS SUBTERRÂNEOS

4.1 – Introdução

Em [25], Vance propôs uma aproximação para cálculo da admitância do solo de cabos únicos como alternativa à solução das integrais complexas presentes nas expressões desenvolvidas por meio da teoria de linhas de transmissão. Essa aproximação, que foi recomendada em [26] para cálculo da admitância do solo em linhas monofásicas aéreas, tem sido frequentemente utilizada para análises de transitórios em cabos subterrâneos monofásicos. Theethayi *et al.* utilizaram a aproximação de Vance para avaliar o efeito da admitância do solo em [69]. Sua aplicação em um condutor subterrâneo considerando ou não a presença de uma camada isolante levou a uma boa concordância com o rigoroso modelo de onda completa baseado no método FDTD em [15]. Essa aproximação foi também usada em [70] para investigar a influência dos parâmetros do solo dependentes da frequência em tensões provenientes de transitórios em cabos subterrâneos. No entanto, não havia na literatura relatos do uso dessa aproximação de simples implementação computacional para simulação de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos multifásicos. Uma extensão da aproximação de Vance para sistemas subterrâneos multifásicos foi realizada em [71] pela autora desta tese e resultados bastante promissores foram alcançados. Este capítulo é dedicado à apresentação e investigação da extensão da aproximação de Vance para cálculo da admitância do solo em sistemas de cabos subterrâneos multifásicos.

No item 4.2 a seguir é apresentada a aproximação proposta para cálculo da admitância do solo em sistemas de cabos subterrâneos. Em seguida, é realizada uma gama de análises da aproximação proposta, a começar pela análise da metodologia utilizada, além de análises nos domínios da frequência e do tempo. Ainda, é apresentada a validação da aproximação por meio de comparação com o FDTD e, por fim, é utilizada a extensão da aproximação de Vance para análise de transitórios em um cenário envolvendo linhas aéreas e trecho de cabos subterrâneos, considerando os cruzamentos entre blindagens. No item 4.9, as principais contribuições alcançadas são descritas nas considerações finais do capítulo.

4.2 – Apresentação da extensão da aproximação de Vance

O cálculo da admitância do solo por meio da extensão da aproximação de Vance proposta é dado por:

$$Y_g = \gamma_g^2 Z_g^{-1} \quad (4.1).$$

Em (4.1), Y_g e Z_g são as matrizes de admitância do solo e impedância de retorno pelo solo, respectivamente, e γ_g é a constante de propagação do solo. Z_g é calculada por meio da expressão proposta por Sunde para um sistema de cabos subterrâneos, apresentada anteriormente em (2.8), e γ_g^2 pode ser calculada da seguinte forma:

$$\gamma_g^2 = Z_g Y_g \approx \begin{bmatrix} \gamma_g^2 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_g^2 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_g^2 \end{bmatrix} \quad (4.2).$$

Nota-se que ao adotar a aproximação apresentada em (4.2), considera-se a hipótese de propagação de ondas no solo de forma independente. No entanto, é importante destacar que

essa aproximação proposta envolve somente a constante de propagação intrínseca do solo e, portanto, os elementos mútuos das matrizes impedância longitudinal e admitância transversal do sistema de cabos não são nulos. Uma investigação apurada dessa aproximação é demonstrada a seguir.

4.3 – Sistema estudado

A Figura 4.1 apresenta os arranjos horizontal, vertical e em trifólio dos sistemas de cabos considerados na avaliação da aproximação proposta [39]. Com o intuito de dar ênfase ao efeito da admitância do solo no cálculo de transitórios resultantes, cada cabo é modelado como um condutor isolado único, conforme características apresentadas na Figura 4.1(a). Essa modelagem segue a mesma estratégia adotada nos capítulos 2 e 3 desta tese. A isolação do cabo tem permissividade $\varepsilon_{iso} = \varepsilon_{riso} \varepsilon_0$, em que $\varepsilon_{riso} = 3,5$ é a constante dielétrica da cobertura isolante. Os cabos estão enterrados a uma profundidade $h = 1$ m e apresentam comprimento total ℓ . Para as análises realizadas nas seções 4.4 a 4.6 deste capítulo, o raio do condutor interno é $a = 2,34$ cm e sua resistividade é $\rho_c = 1,7 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$. A espessura da isolação é contemplada por meio do raio externo $b = 3,85$ cm. A distância horizontal entre cabos $x_{ij} = 0,3$ m e a distância vertical $h_{ij} = 0,3$ m. Os parâmetros elétricos do solo são considerados constantes.

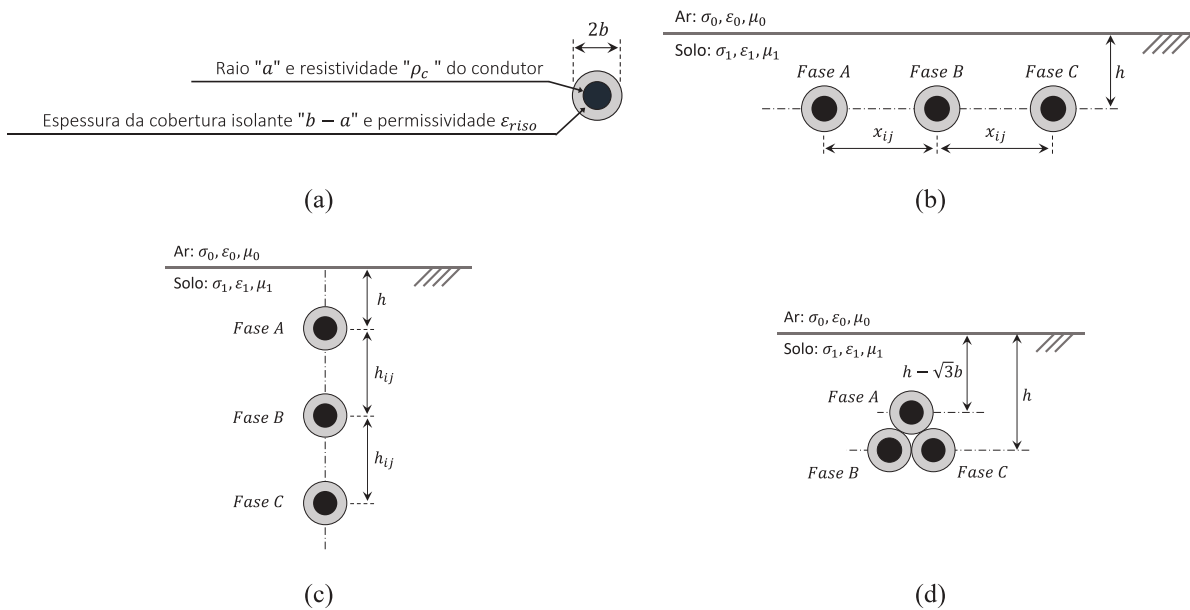


Figura 4.1. Sistemas de cabos isolados: (a) seção transversal do cabo subterrâneo e configurações (b) horizontal, (c) vertical e (d) em trifólio.

4.4 – Análise da metodologia proposta

Nesta seção, a metodologia proposta é investigada no domínio da frequência. Para tanto, são utilizadas como referência as expressões propostas por Xue *et al.* [31], indicadas em (2.13), para cálculo dos parâmetros relacionados ao solo. Essa escolha se baseia na generalidade das formulações desenvolvidas por Xue *et al.* [31], as quais são obtidas a partir da rigorosa solução quase-TEM das equações de Maxwell aplicadas à geometria do problema considerando sistemas de cabos subterrâneos.

Dois conjuntos de análises são realizados. O primeiro considera a comparação entre os elementos próprios da matriz $\mathbf{Z}_g \mathbf{Y}_g$ obtida por meio das expressões integrais de Xue *et al.* [31]

com aqueles da representação aproximada proposta em (4.2). O segundo considera o cálculo da razão entre os elementos próprios e mútuos de $\mathbf{Z}_g\mathbf{Y}_g$, com o objetivo de investigar se os elementos fora da diagonal principal da matriz podem ser eventualmente desprezados, conforme indicado em (4.2). Assim como antes, as integrais presentes nas formulações de Xue *et al.* [31] para cálculo dos parâmetros associados ao solo são solucionadas utilizando o método da quadratura adaptativa. Diferentes resistividades do solo são consideradas, 200 Ωm , 1000 Ωm e 5000 Ωm . Vale ressaltar que a ampla faixa de valores de resistividade do solo escolhida objetiva avaliar solos de elevadas resistividades, superiores até mesmo àquela recomendada por Xue *et al.* em [31]. Para a configuração horizontal mostrada na Figura 4.1(b), além da distância entre cabos de 30 cm, foi também avaliada a configuração envolvendo distância entre cabos de 12 cm, de forma a verificar a generalidade da aproximação simplificada (4.2) em estudo. Visto que os resultados obtidos foram similares para ambas as configurações e, com o intuito de tornar a leitura do texto mais fluida, optou-se em apresentar os resultados para a configuração horizontal considerando apenas a distância de 30 cm entre cabos.

Os resultados obtidos para a configuração horizontal são mostrados nas Figuras 4.2 e 4.3. As Figuras 4.4 e 4.5 ilustram os resultados referentes à configuração vertical e, finalmente, as Figuras 4.6 e 4.7 mostram os resultados obtidos para a configuração em trifólio. Observa-se nas Figuras 4.2, 4.4 e 4.6 que os elementos próprios da matriz $\mathbf{Z}_g\mathbf{Y}_g$, obtida por meio das expressões integrais de Xue *et al.* [31], se aproximam de γ_g^2 à medida que a frequência aumenta, independentemente da resistividade do solo e da configuração de cabos adotada. Para resistividades do solo de 1000 Ωm e 5000 Ωm e diferentes sistemas avaliados, uma leve redução das curvas é observada na faixa de frequências superior a centenas de kHz. Contudo, ainda nessas condições, a razão entre os elementos próprios da matriz $\mathbf{Z}_g\mathbf{Y}_g$ e a aproximação proposta em (4.2) é superior a 0,75. Os desvios observados em baixas frequências são superiores a 0,77 para a configuração em trifólio, enquanto para as configurações horizontal e vertical os valores não são inferiores a 0,84 e 0,79, respectivamente. Ao se aproximarem da unidade, as razões calculadas neste primeiro conjunto de análises demonstram a validade da aproximação de Vance ao longo de todo o espectro de frequências considerado, inclusive para a faixa de frequências mais elevadas.

Quanto à razão entre os elementos próprios e mútuos da matriz $\mathbf{Z}_g\mathbf{Y}_g$, calculada a partir das expressões de Xue *et al.* [31], observa-se na Figura 4.7 que esse valor é superior a 6 ao longo de todo o espectro de frequências, independentemente da resistividade do solo. Além disso, nota-se que a razão entre os elementos próprios e mútuos alcança maiores valores com o aumento da frequência. Para as configurações horizontal e vertical, conforme mostrado nas Figuras 4.3 e 4.5, essa razão é superior a 4 em baixas frequências, alcançando até mesmo valores superiores a 10 na faixa de frequências mais elevadas do espectro.

De forma geral, uma melhor concordância é observada entre a aproximação proposta em (4.2) e as expressões de Xue *et al.* [31] à medida que a frequência aumenta. Esse é um resultado bastante interessante, tendo em vista que a influência da admitância do solo é mais pronunciada em altas frequências. Por outro lado, embora sejam observadas diferenças maiores em baixas frequências, a influência da admitância do solo é praticamente desprezível nessa faixa. Esse comportamento pode ser verificado na Figura 4.8, a qual ilustra a razão $|Y_{iso}|/|Y_g|$ para um cabo subterrâneo único, considerando resistividades do solo de 200 Ωm , 1000 Ωm e 5000 Ωm . Para o cálculo da admitância do solo Y_g é considerada a expressão de Xue *et al.* [31]. Nota-se que $|Y_{iso}|/|Y_g| \ll 1$ na faixa de baixas frequências. Uma vez que a admitância transversal de um cabo isolado enterrado no solo é calculada por $Y = Y_{iso}Y_g/(Y_{iso} + Y_g) = Y_{iso}/(Y_{iso}/Y_g + 1)$, pode-se concluir que $Y \approx Y_{iso}$ em baixas frequências, o que confirma que a admitância do solo pode ser considerada desprezível na faixa de baixas frequências. Por outro

lado, com o aumento da frequência, a razão $|Y_{iso}|/|Y_g|$ aumenta e a influência da admitância do solo se torna comparativamente mais significativa.

Segundo os resultados apresentados nesta seção, os desvios entre a aproximação proposta e a formulação rigorosa de Xue *et al.* [31] aumentam com o aumento da resistividade do solo. Entretanto, as diferenças observadas não são significativas na faixa de frequências considerada. Isso indica que, a despeito da simplicidade da aproximação proposta, a extensão da aproximação de Vance para o cálculo da admitância do solo em sistemas trifásicos de cabos subterrâneos parece promissora. Tal fato é confirmado em análises posteriores nos domínios da frequência e do tempo, apresentadas nas seções 4.5 e 4.6, respectivamente.

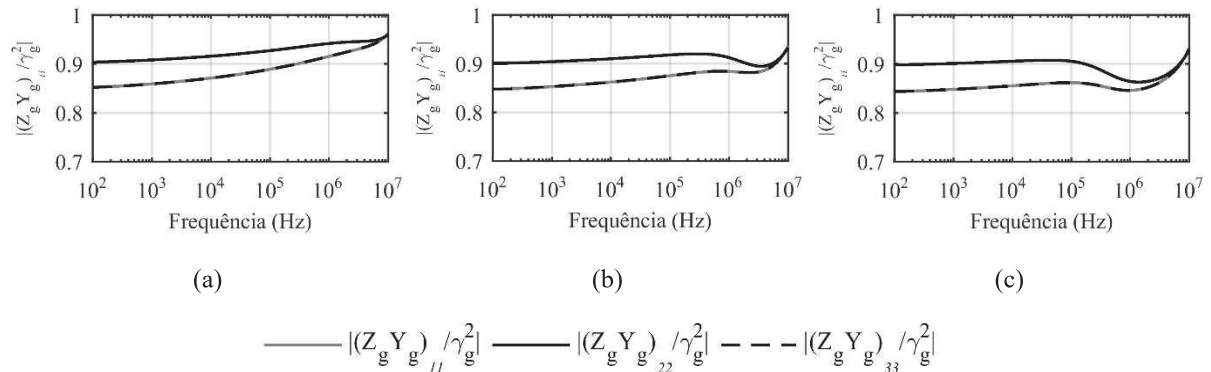


Figura 4.2. Sistema de cabos enterrados em arranjo do tipo horizontal, $h = 1,0$ m e $x_{ij} = 0,3$ m. Relação entre os elementos próprios de $Z_g Y_g$ obtidos pelas expressões de Xue *et al.* [31] e γ_g^2 para diferentes valores de resistividade do solo: (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm e (c) 5000 Ωm .

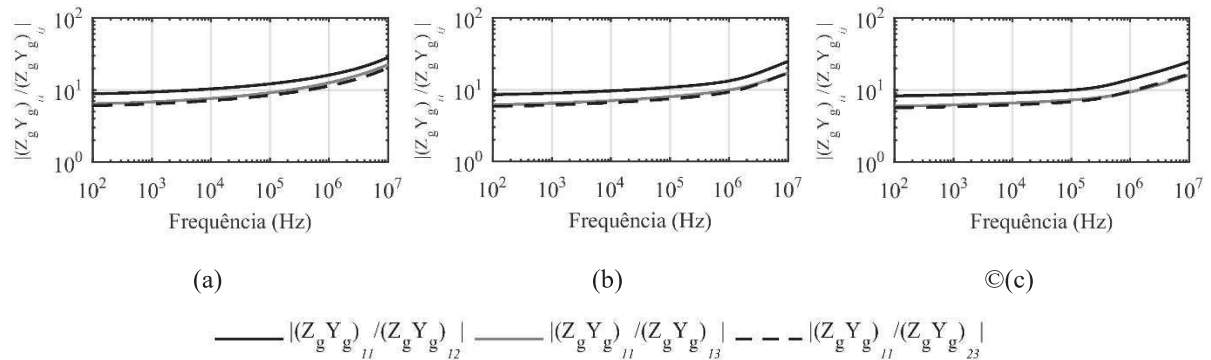


Figura 4.3. Sistema de cabos enterrados em arranjo do tipo horizontal, $h = 1,0$ m e $x_{ij} = 0,3$ m. Relação entre os elementos próprios e mútuos de $Z_g Y_g$ obtidos pelas expressões de Xue *et al.* [31] para diferentes valores de resistividade do solo: (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm e (c) 5000 Ωm .

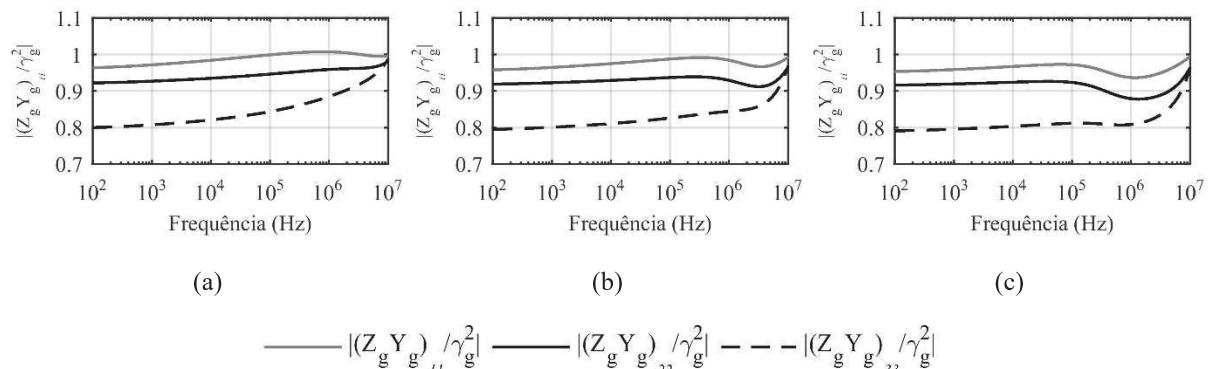


Figura 4.4. Sistema de cabos enterrados em arranjo do tipo vertical, $h = 1,0$ m e $x_{ij} = 0,3$ m. Relação entre os elementos próprios de $Z_g Y_g$ obtidos pelas expressões de Xue *et al.* [31] e γ_g^2 para diferentes valores de resistividade do solo: (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm e (c) 5000 Ωm .

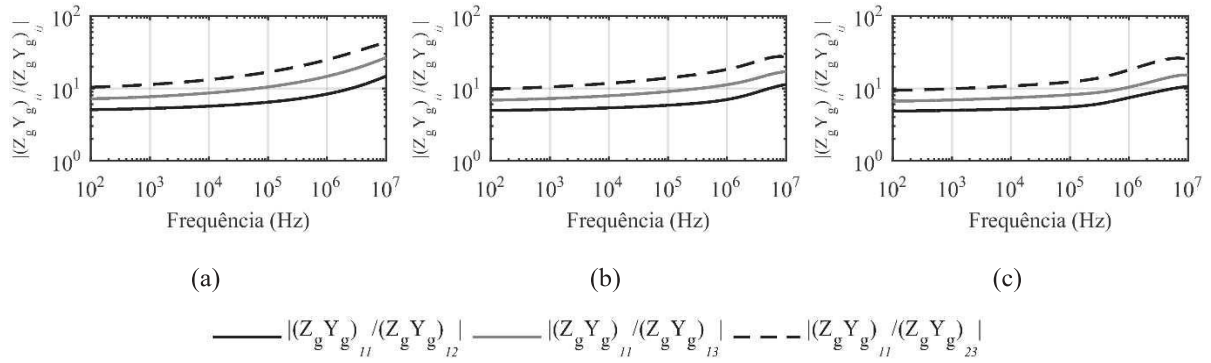


Figura 4.5. Sistema de cabos enterrados em arranjo do tipo vertical, $h = 1,0$ m e $x_{ij} = 0,3$ m. Relação entre os elementos próprios e mútuos de $\mathbf{Z}_g \mathbf{Y}_g$ obtidos pelas expressões de Xue *et al.* [31] para diferentes valores de resistividade do solo: (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm e (c) 5000 Ωm .

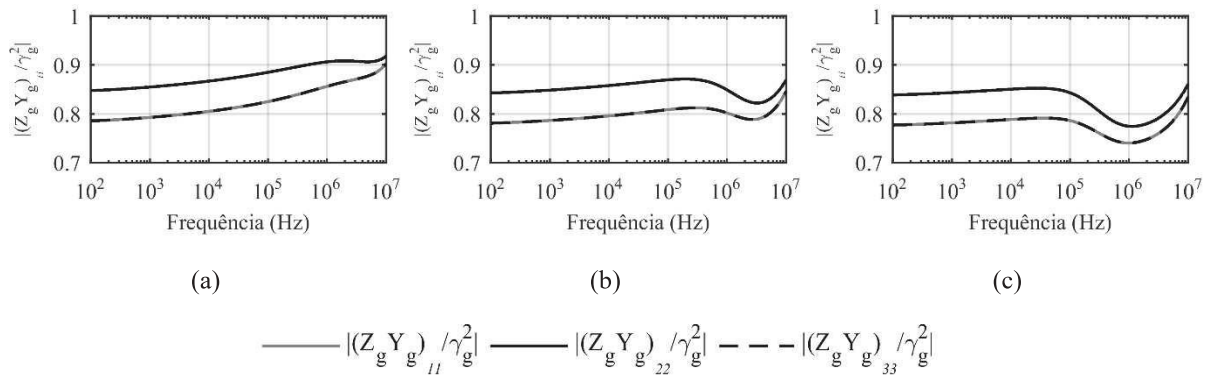


Figura 4.6. Sistema de cabos enterrados em arranjo do tipo trifólio, $h = 1,0$ m e $x_{ij} = 0,3$ m. Relação entre os elementos próprios de $\mathbf{Z}_g \mathbf{Y}_g$ obtidos pelas expressões de Xue *et al.* [31] e γ_g^2 para diferentes valores de resistividade do solo: (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm e (c) 5000 Ωm .

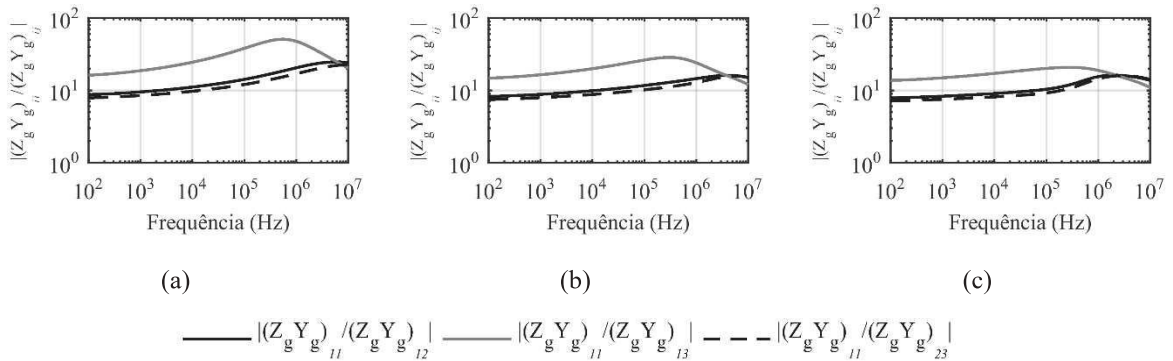


Figura 4.7. Sistema de cabos enterrados em arranjo do tipo trifólio, $h = 1,0$ m e $x_{ij} = 0,3$ m. Relação entre os elementos próprios e mútuos de $\mathbf{Z}_g \mathbf{Y}_g$ obtidos pelas expressões de Xue *et al.* [31] para diferentes valores de resistividade do solo: (a) 200 Ωm , (b) 1000 Ωm e (c) 5000 Ωm .

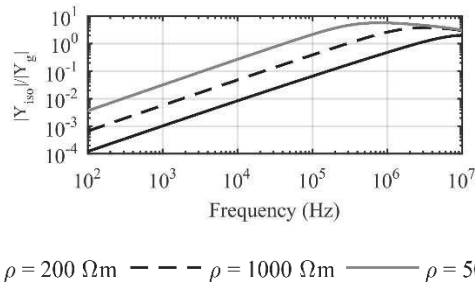


Figura 4.8. Relação entre a admitância da isolamento (Y_{iso}) e a admitância do solo (Y_g) de um cabo com $h = 1,0$ m, para solos com resistividades de 200 Ωm , 1000 Ωm e 5000 Ωm e Y_g obtido pelas expressões de Xue *et al.* [31].

4.5 – Análise no domínio da frequência

As equações de linhas de transmissão aplicadas a sistemas de cabos subterrâneos podem ser reescritas no domínio modal na forma de n equações independentes, descrevendo um sistema com n linhas monofásicas desacopladas [40]. Nesta seção, para as análises no domínio da frequência, é considerado um arranjo de sistema trifásico e, portanto, são obtidos 3 cabos monofásicos desacoplados por meio da técnica de transformação modal. Nesse contexto, a propagação das ondas eletromagnéticas em cada cabo é ditada pelas constantes de propagação modais obtidas a partir da matriz diagonal formada pela raiz quadrada dos autovalores de \mathbf{ZY} :

$$\boldsymbol{\gamma}_m = \boldsymbol{\alpha}_m + j\omega\boldsymbol{v}_m^{-1} = \sqrt{\text{autovalores}(\mathbf{ZY})} \quad (4.3).$$

Nessa equação, $\boldsymbol{\alpha}_m$ é uma matriz diagonal contendo as constantes de atenuação modais e \boldsymbol{v}_m é uma matriz diagonal contendo as velocidades de fase modais. Para obter os modos de propagação, utilizou-se o método de Newton Raphson [41] de forma a evitar o cruzamento dos autovetores.

Nesta seção, os comportamentos da constante de atenuação modal e da velocidade de fase modal calculados com a extensão da aproximação de Vance proposta nesta tese são investigados em função da frequência, considerando a configuração horizontal para sistema trifásico de cabos apresentada na Figura 4.1(b) e resistividade do solo de $1000 \Omega\text{m}$. Além disso, para efeito de comparação, foram adotadas as expressões propostas por Xue *et al.* [31] e considerados os parâmetros elétricos do solo constantes. A escolha do valor da resistividade do solo adotada nesta seção se baseia nos resultados apresentados a partir das formulações de Xue *et al.* [31] no capítulo 3, no qual é demonstrada a validade dessas formulações para seções curtas de cabos enterrados em solos com resistividade até $1000 \Omega\text{m}$. Os resultados obtidos estão ilustrados na Figura 4.9.

A Figura 4.9(a) apresenta a constante de atenuação modal para os três modos do sistema de cabos subterrâneos em estudo. Nota-se uma excelente concordância entre as curvas obtidas a partir das diferentes formulações ao longo de todo o espectro de frequências avaliado, destacando aqui a faixa superior do espectro de frequências, onde a admitância do solo apresenta um efeito mais significativo.

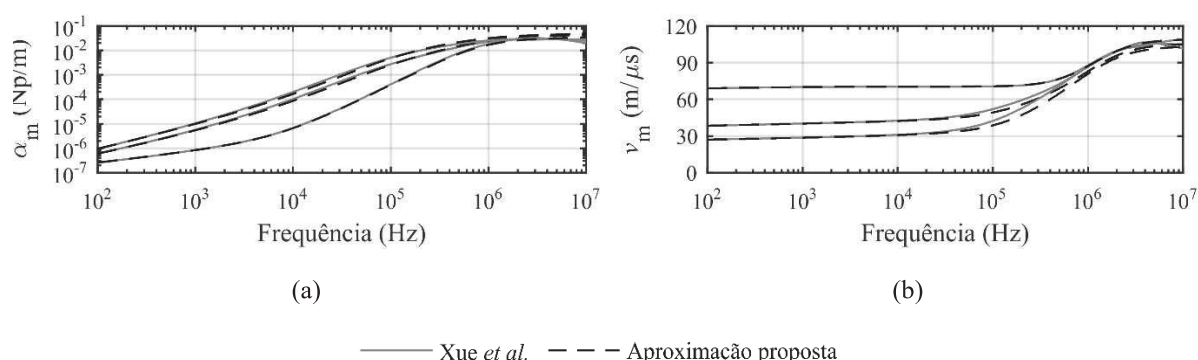


Figura 4.9. Constantes de propagação modais: (a) constante de atenuação modal e (b) velocidade de fase modal para resistividade do solo de $1000 \Omega\text{m}$.

Similarmente, a Figura 4.9(b) apresenta a velocidade de fase modal para os três modos do sistema de cabos subterrâneos considerado. Assim como no caso das constantes de atenuação modais, também para v_m é observada uma boa concordância entre as curvas ao longo de todo o espectro de frequências considerado. Pequenos desvios entre as curvas podem ser notados

para frequências superiores a dezenas de kHz. No entanto, o maior desvio calculado é inferior a 12%, o que denota que essas diferenças observadas são pouco relevantes.

As análises da aproximação proposta para cálculo da admitância do solo de sistemas de cabos subterrâneos realizada no domínio da frequência confirmam os resultados promissores obtidos na avaliação inicial apresentada referente à metodologia desenvolvida. Uma avaliação também apurada das respostas transitórias obtidas a partir da extensão da aproximação de Vance é apresentada na seção 4.6 a seguir.

4.6 – Respostas transitórias

A resposta transitória de sistemas de cabos subterrâneos mostrados na Figura 4.1 é calculada por meio da técnica baseada na matriz de admitância nodal, encontrada no Apêndice desta tese. Também nesta seção, assim como as demais seções relacionadas às respostas transitórias de cabos subterrâneos por meio da teoria de linhas de transmissão apresentadas neste texto, todos os cálculos são realizados no domínio da frequência e a resposta no domínio do tempo é obtida utilizando a transformada numérica de Laplace para um número de amostras igual a 2048 [45]. As integrais presentes nas formulações para cálculo dos parâmetros associados ao solo são solucionadas utilizando a quadratura adaptativa como método de integração.

4.6.1 – Resposta a um degrau de tensão

A Figura 4.10 ilustra a configuração considerada para a simulação da resposta a um degrau de tensão unitário. Vale ressaltar que também foram realizadas análises para simulação de resposta a ondas representativas de descargas atmosféricas, obtidas por meio da soma de duas funções de Heidler, cuja escolha se baseia no fato de as descargas subsequentes apresentarem um maior conteúdo de frequências, se comparadas às primeiras descargas. Essa faixa excitada do espectro de frequências corresponde àquela na qual o efeito da admitância do solo é mais pronunciado. Como os resultados obtidos são similares, optou-se por apresentar somente aqueles obtidos a partir de uma excitação de degrau unitário de tensão. Dessa forma, a fonte é aplicada ao terminal emissor da fase A (nó 1) de um sistema de cabos subterrâneos com comprimento de 100 m, considerando as geometrias mostradas na Figura 4.1. O terminal emissor da fase B (nó 2) é aterrado por meio de um resistor de 10Ω e o terminal emissor da fase C (nó 3) é deixado aberto. As tensões são calculadas nos terminais receptores das fases A e C (nós 4 e 6, respectivamente), assumindo uma condição sem carga. Os cálculos são realizados considerando a extensão da aproximação de Vance para sistemas multifásicos de cabos, conforme indicado em (4.1) e (4.2). Assim como nas seções anteriores, as formulações desenvolvidas por Xue *et al.* [31] são utilizadas como referência e os parâmetros elétricos do solo são considerados constantes. Três valores de resistividade do solo são considerados: $200 \Omega\text{m}$, $1000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$. Os resultados são mostrados nas Figuras 4.11 a 4.13 considerando as configurações da Figura 4.1.

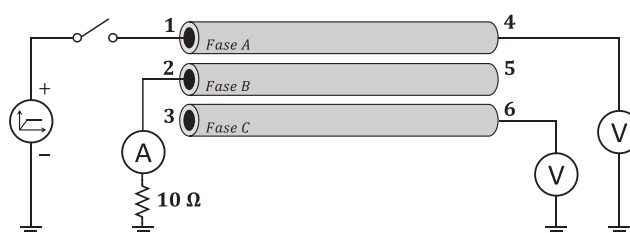


Figura 4.10. Simulação da resposta a um degrau de tensão.

A partir das Figuras 4.11 a 4.13, à exceção das curvas de tensão induzida calculadas em solos de resistividade de $5000 \Omega\text{m}$, depende-se uma excelente concordância entre as curvas de tensão e corrente obtidas via extensão da aproximação de Vance e as expressões propostas por Xue *et al.* [31]. Vale ressaltar que as maiores diferenças observadas entre as curvas de tensão calculadas por meio das diferentes formulações para solos de resistividade de $5000 \Omega\text{m}$, como mostrado na Figura 4.12, ocorrem justamente para a combinação de seção curta de cabos e resistividade de solo elevada. Conforme apresentado no capítulo 3 desta tese, essa configuração leva a uma estrutura de propagação de campos eletromagnéticos não TEM, na qual a teoria de linhas de transmissão passa a ser questionável. Para a resistividade do solo de $200 \Omega\text{m}$, a concordância entre as formulações é excelente em todos os cenários simulados. Esse é um resultado esperado, visto que para solos de baixa resistividade o efeito da admitância do solo é pouco significativo [42], [69]. Para solos com resistividade de $1000 \Omega\text{m}$, pequenos desvios são observados nos primeiros microssegundos das tensões induzidas, como mostrado na Figura 4.12. Nos instantes de tempo posteriores, quando as baixas frequências são dominantes, a concordância é excelente.

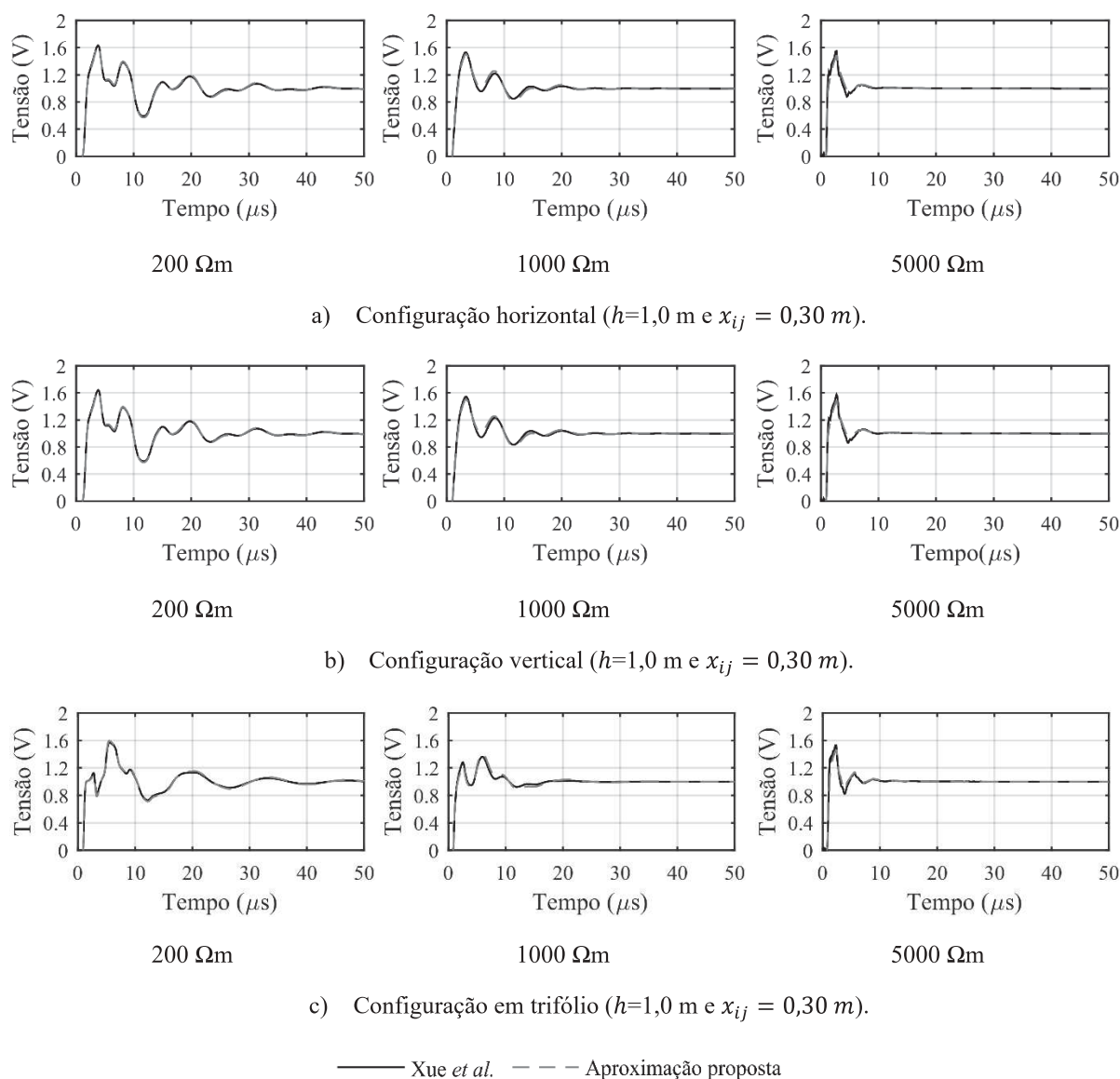


Figura 4.11. Tensões no terminal receptor da fase A (nó 4) para a aplicação de um degrau de tensão na fase A considerando resistividades de solo de $200 \Omega\text{m}$, $1000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$ para configurações (a) horizontal, (b) vertical e (c) em trifólio.

Um interessante ponto a ser mencionado é que, embora a aproximação proposta apresente um comportamento mais coincidente com as formulações desenvolvidas por Xue *et al.* [31] com o aumento da frequência, os desvios observados são maiores exatamente nos primeiros microssegundos. Ainda que pareça contraditório, isso ocorre porque os primeiros instantes da resposta transitória apresentam as variações mais rápidas e, portanto, é excitada a faixa de frequências onde a admitância do solo apresenta seu efeito mais pronunciado. Nesse caso, qualquer variação entre as formulações se torna mais visível nas formas de onda de tensão. Por outro lado, desvios maiores entre as formulações, observados na faixa de baixas frequências, não são notados nos instantes de tempo posteriores nas respostas transitórias, porque nessa faixa de frequências o efeito da admitância do solo pode ser desprezado.

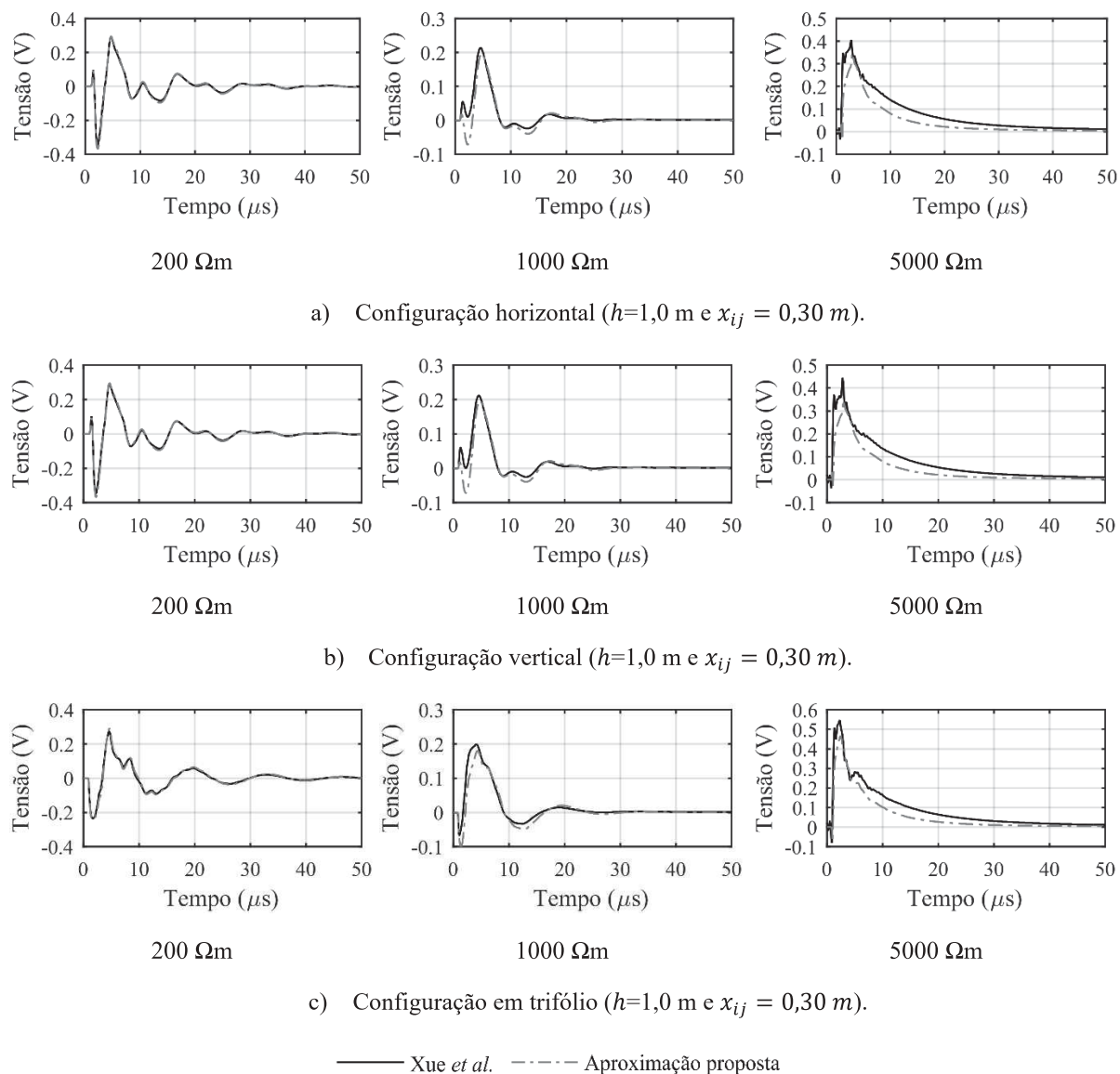


Figura 4.12. Tensões no terminal receptor da fase C (nó 6) para a aplicação de um degrau de tensão na fase A considerando resistividades de solo de 200 Ωm , 1000 Ωm e 5000 Ωm para configurações (a) horizontal, (b) vertical e (c) em trifólio.

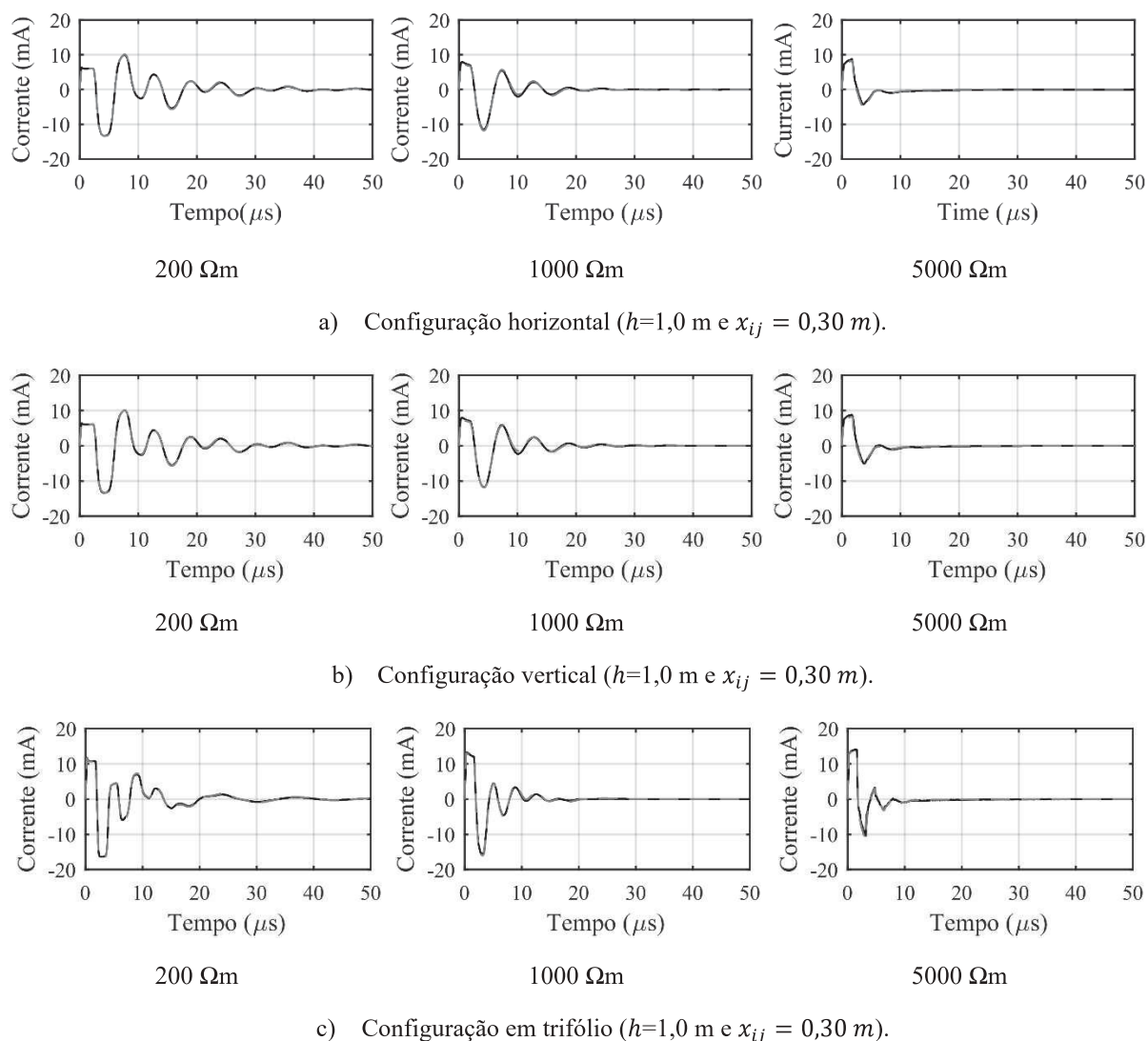


Figura 4.13. Correntes no terminal emissor da fase B (nó 2) para a aplicação de um degrau de tensão na fase A considerando resistividades de solo de $200 \Omega\text{m}$, $1000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$ para configurações (a) horizontal, (b) vertical e (c) em trifólio.

Em todo caso, os desvios observados podem ser considerados desprezíveis para configurações envolvendo resistividade do solo até $1000 \Omega\text{m}$ e comprimento de cabos de 100 m, combinação na qual as expressões de Xue *et al.* [31] foram validadas a partir do FDTD no capítulo 3. Esse é um resultado bastante promissor, uma vez que a aproximação proposta evita a solução de integrais complexas para cálculo da admitância do solo, como ocorre nas expressões de Xue *et al.* [31]. Esse cálculo pode ser ainda mais simples se, ao invés das integrais da equação de Sunde [11], forem utilizadas aproximações fechadas [7], [8], [72].

4.6.2 – Transitórios de chaveamento de sequência zero

A Figura 4.14 ilustra a configuração usada na investigação da resposta dos sistemas de cabos subterrâneos a transitórios de chaveamento de sequência zero. Foram considerados cabos com comprimentos de 10 km e uma fonte de tensão cossenoidal com 1 p.u. de amplitude e frequência de 60 Hz. A fonte é aplicada simultaneamente nos terminais emissores das fases A, B e C e os terminais receptores são deixados abertos. As tensões são calculadas no terminal

receptor da fase A (nó 4). A Figura 4.15 apresenta os resultados obtidos. Mais uma vez, uma boa concordância é observada entre as formas de onda calculadas com a extensão da aproximação de Vance e aquelas obtidas com as expressões de Xue *et al.* [31].

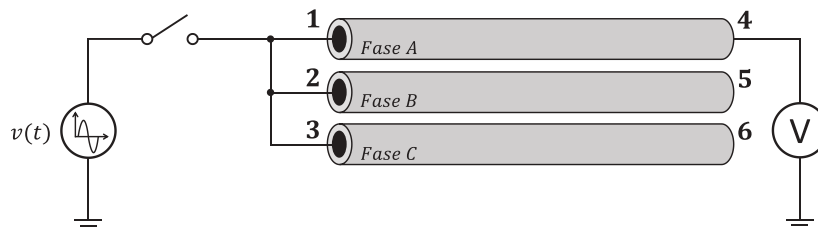


Figura 4.14. Simulação de transientes de chaveamento de sequência zero.

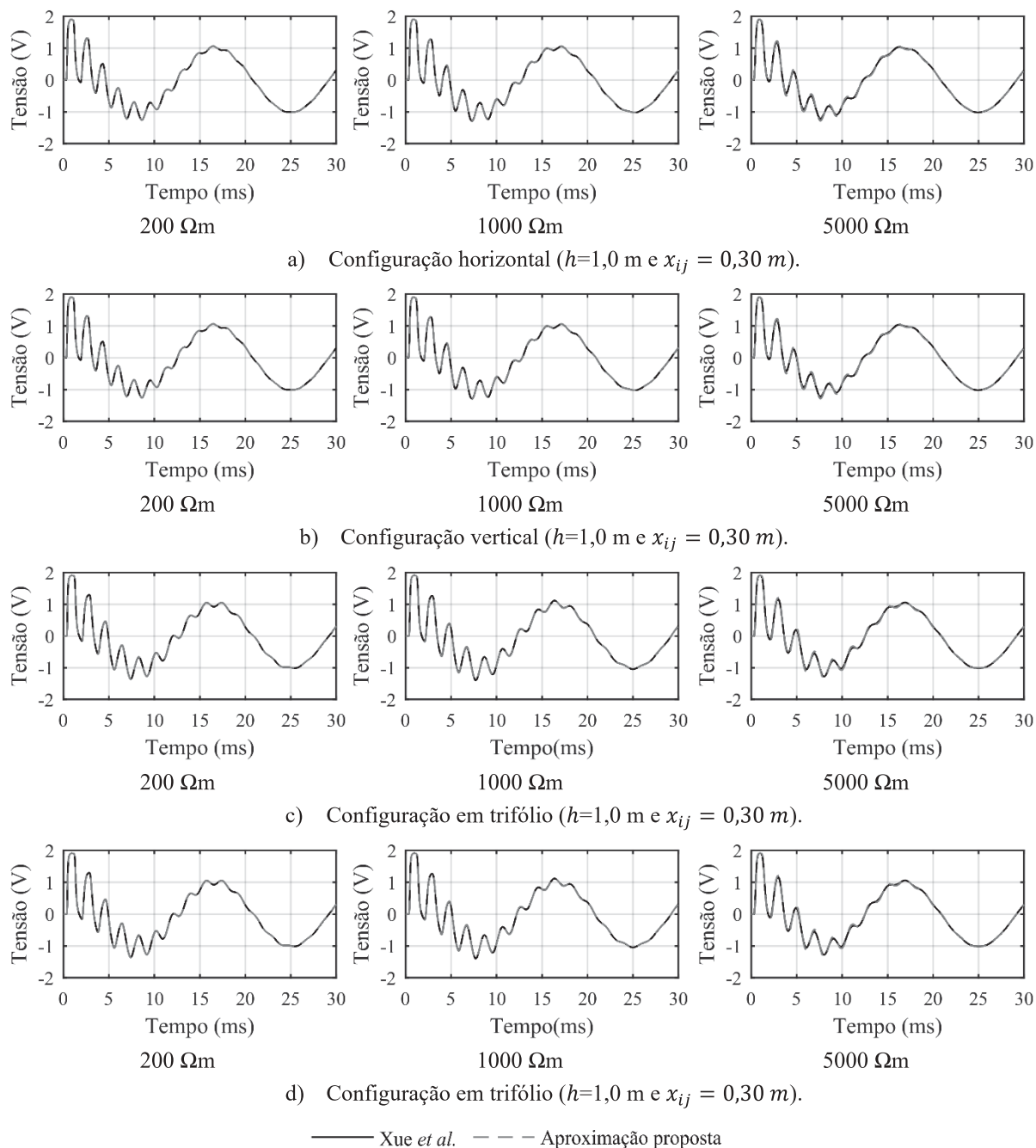


Figura 4.15. Tensões no terminal receptor da fase A (nó 4) para a aplicação simultânea de uma fonte de tensão cossenooidal nos terminais emissores das fases A, B e C considerando resistividades do solo de $200 \Omega\text{m}$, $1000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$ para configurações (a) horizontal, (b) vertical e (c) em trifólio.

4.6.3 – Transitórios de chaveamento de sequência positiva

Com o objetivo de complementar as análises no domínio do tempo, a Figura 4.16 ilustra a configuração usada na investigação da resposta dos sistemas de cabos subterrâneos aos transitórios de chaveamento de sequência positiva. Novamente, são assumidos comprimentos de cabos de 10 km, fonte de tensão cossenoidal de sequência positiva com 1 p.u. de amplitude e frequência de 60 Hz, aplicada aos terminais emissores das três fases. O terminal receptor da fase B (nó 5) é aterrado, enquanto os demais terminais receptores são deixados abertos. As tensões e correntes são calculadas nos terminais receptores das fases A e B (nós 4 e 5, respectivamente). Os resultados obtidos são mostrados nas Figuras 4.17 e 4.18. Mais uma vez, a aproximação proposta leva a resultados em boa concordância com aqueles obtidos via formulações de Xue *et al.* [31].

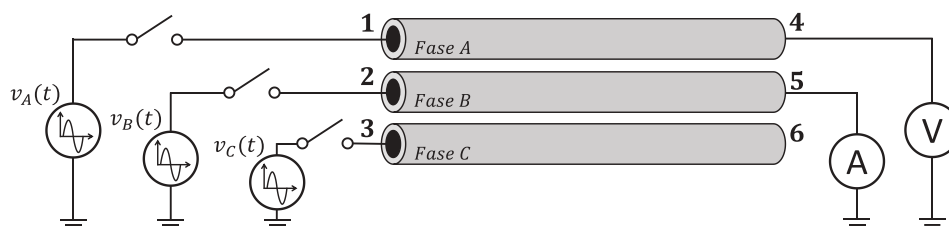


Figura 4.16. Simulação de transitórios de chaveamento de sequência positiva.

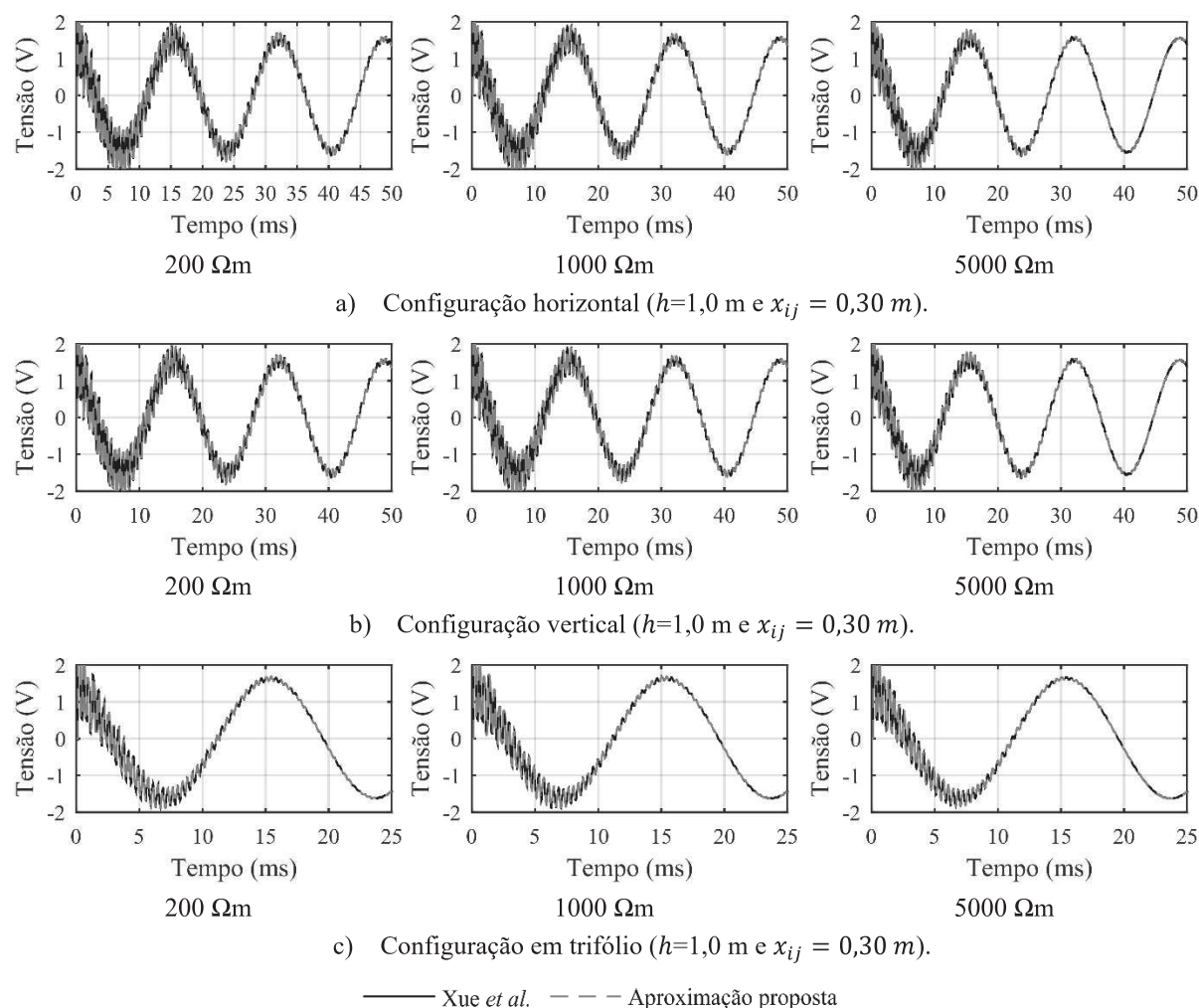
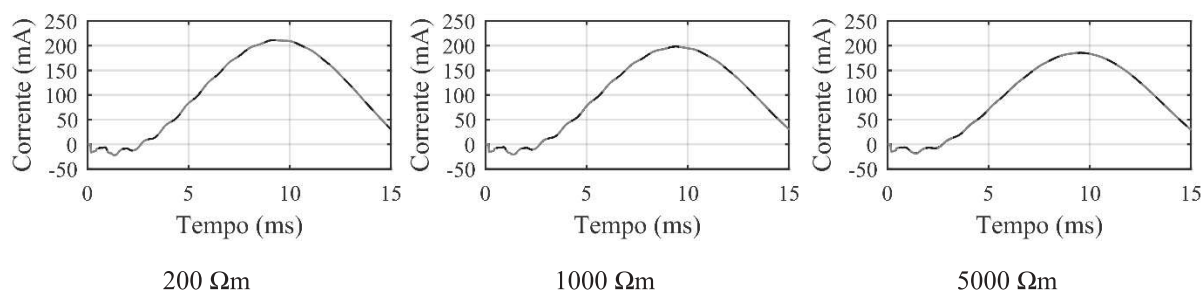
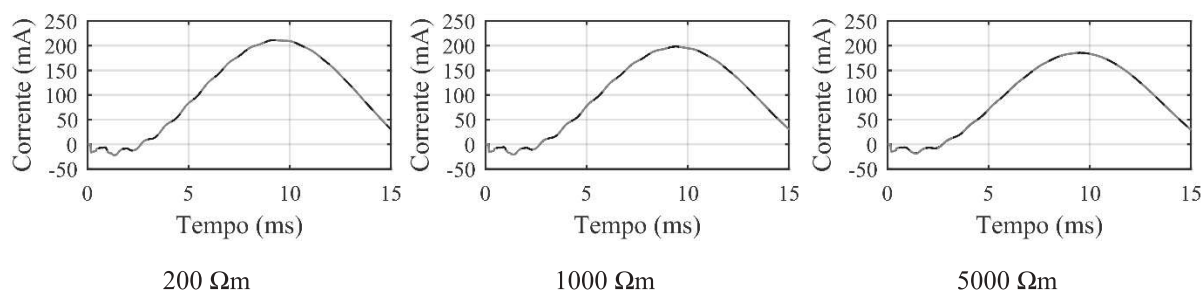
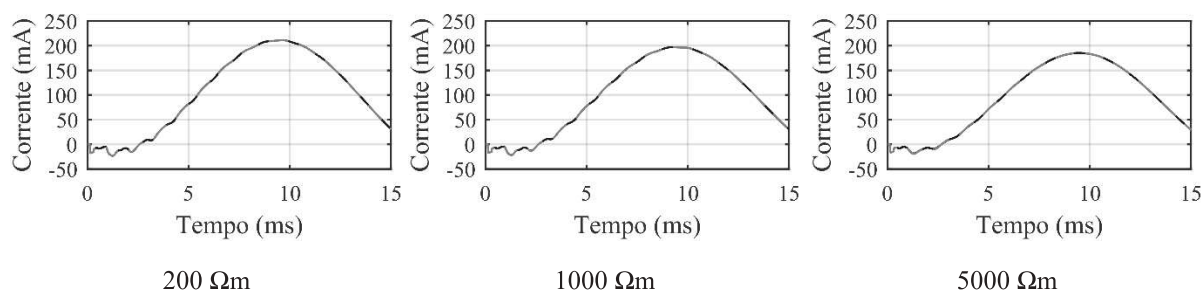


Figura 4.17. Tensões no terminal receptor da fase A (nó 4) para a aplicação de uma fonte de tensão cossenoidal nos terminais emissores das fases A, B e C considerando resistividades do solo de 200 Ωm , 1000 Ωm e 5000 Ωm para configurações (a) horizontal, (b) vertical e (c) em trifólio.

a) Configuração horizontal ($h=1,0$ m e $x_{ij} = 0,30$ m).b) Configuração vertical ($h=1,0$ m e $x_{ij} = 0,30$ m).c) Configuração em trifólio ($h=1,0$ m e $x_{ij} = 0,30$ m).

— Xue *et al.* - - - Aproximação proposta

Figura 4.18. Correntes no terminal receptor da fase B (nó 2) para a aplicação de um degrau de tensão na fase A considerando resistividades de solo de 200 Ωm , 1000 Ωm e 5000 Ωm para configurações (a) horizontal, (b) vertical e (c) em trifólio.

De forma adicional aos resultados promissores obtidos a partir de todas as análises então realizadas neste capítulo, utilizando as formulações de Xue *et al.* [31] como referência, para se apurar rigorosamente a validade dessa aproximação proposta via teoria de linhas de transmissão, é realizada uma comparação da extensão da aproximação de Vance a sistemas de cabos subterrâneos com formas de onda obtidas via FDTD na seção 4.7 a seguir.

4.7– Validação da aproximação proposta para cálculo da admitância do solo em sistemas multifásicos de cabos subterrâneos

Todas as análises até então realizadas e apresentadas neste capítulo apontam para uma aproximação proposta para cálculo da admitância do solo de sistemas multifásicos de cabos subterrâneos que seja capaz de descrever um comportamento muito próximo daquele observado em transitórios eletromagnéticos calculado a partir das expressões de Xue *et al.* [31]. Vale destacar que esse comportamento é observado especialmente para seções curtas de cabos e resistividades de solo até 1000 Ωm , combinações essas validadas no capítulo 3 desta tese. No

entanto, a despeito desses resultados encorajadores obtidos, a validação da aproximação proposta a partir da teoria de linhas de transmissão não foi ainda demonstrada por meio de um modelo rigoroso obtido diretamente das equações de Maxwell. Nesta seção, é apresentada a validade da aproximação proposta por meio de comparação com uma metodologia de onda completa, representada nesta tese pelo FDTD.

O sistema estudado e os aspectos da modelagem computacional utilizada nas simulações seguem os detalhes apresentados no capítulo 3 e podem ser verificados nas seções 3.4.1 e 3.4.2, respectivamente. Adotou-se um arranjo horizontal contendo três cabos monofásicos, sem blindagem, como mostrado na Figura 2.4. Cada condutor possui resistividade, ρ_c , de $1,7 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ e raio $r = 2,3 \text{ cm}$. A cobertura isolante tem um raio externo $r_0 = 10 \text{ cm}$ e permissividade relativa $\epsilon_{r\text{iso}} = 3,5$. Os cabos estão enterrados a uma profundidade $h = 1 \text{ m}$, com uma distância horizontal, x_{ij} , de 30 cm . Para o comprimento total dos cabos foram adotados os valores de 50 m e 100 m . O solo tem condutividade elétrica σ_1 , permissividade elétrica $\epsilon_1 = \epsilon_{r1}\epsilon_0$, sendo $\epsilon_{r1} = 10$, e permeabilidade magnética $\mu_1 = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$. A condutividade do ar é $\sigma_0 = 0$. Os resultados desta seção foram obtidos para valores de resistividade do solo de $200 \Omega\text{m}$, $1000 \Omega\text{m}$, $2000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$, considerando a hipótese de parâmetros do solo constantes e independentes da frequência. Novamente, optou-se pela excitação dos cabos enterrados por meio de uma fonte de tensão do tipo Heidler, com amplitude de 1 V e tempo de frente virtual de $0,2 \mu\text{s}$, conforme mostrado na Figura 3.16(a), cuja expressão é apresentada em (3.20). Foram adotadas excitações do tipo longitudinal e lateral, ilustradas nas Figuras 3.15(a) e 3.15(b).

As Figuras 4.19 a 4.34 apresentam as curvas de tensão calculadas a partir da teoria de campo e da aproximação proposta desenvolvida via teoria de linhas de transmissão para cálculo da admitância do solo para sistemas de cabos subterrâneos envolvendo seções curtas de cabos e uma ampla faixa de resistividades do solo.

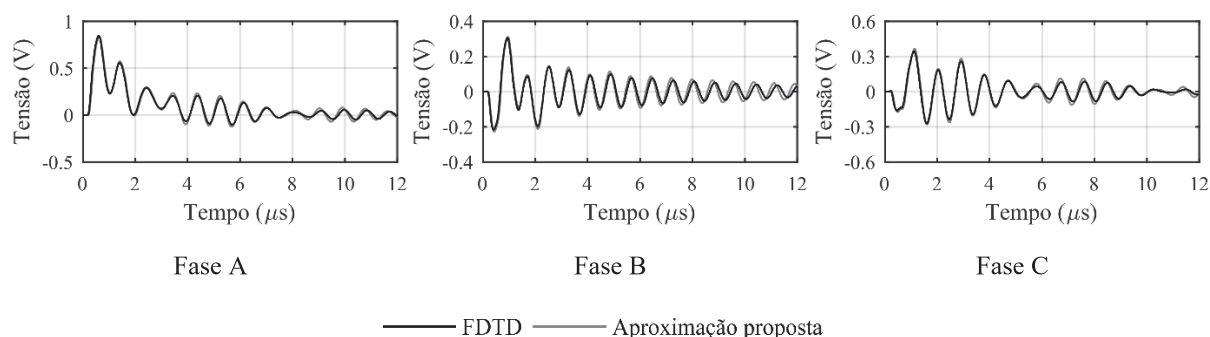


Figura 4.19. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m , solo de resistividade de $200 \Omega\text{m}$ e excitação longitudinal.

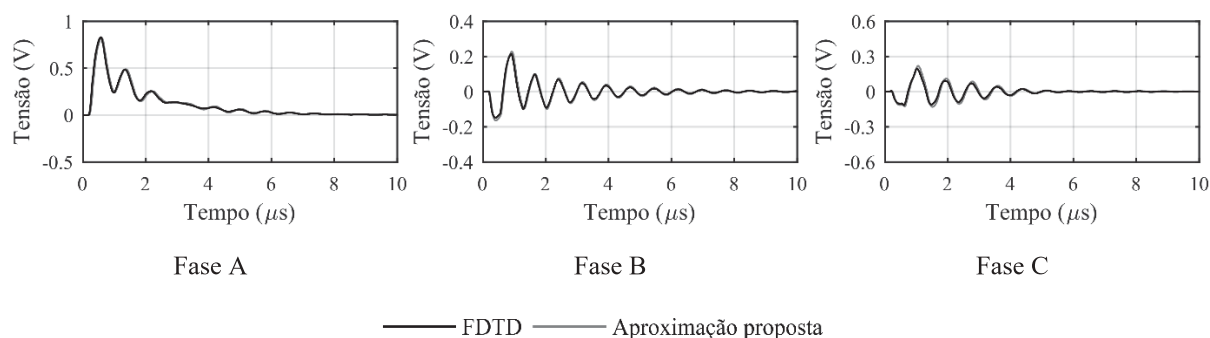


Figura 4.20. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m , solo de resistividade de $1000 \Omega\text{m}$ e excitação longitudinal.

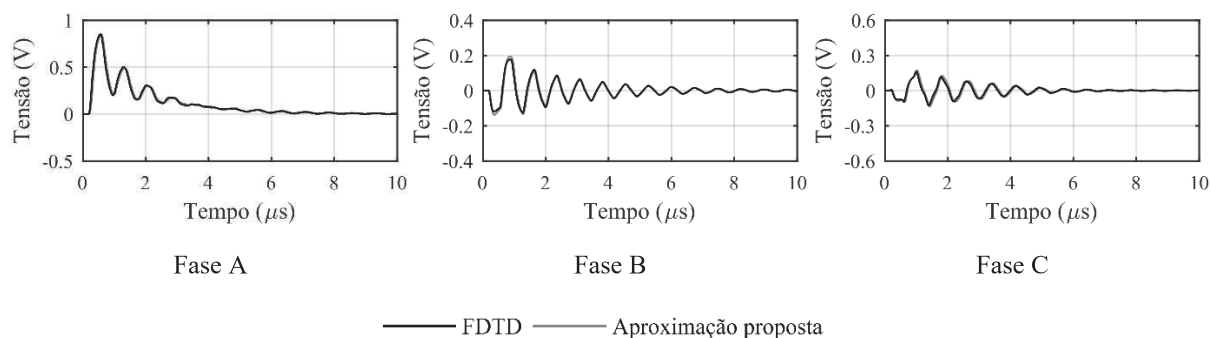


Figura 4.21. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação longitudinal.

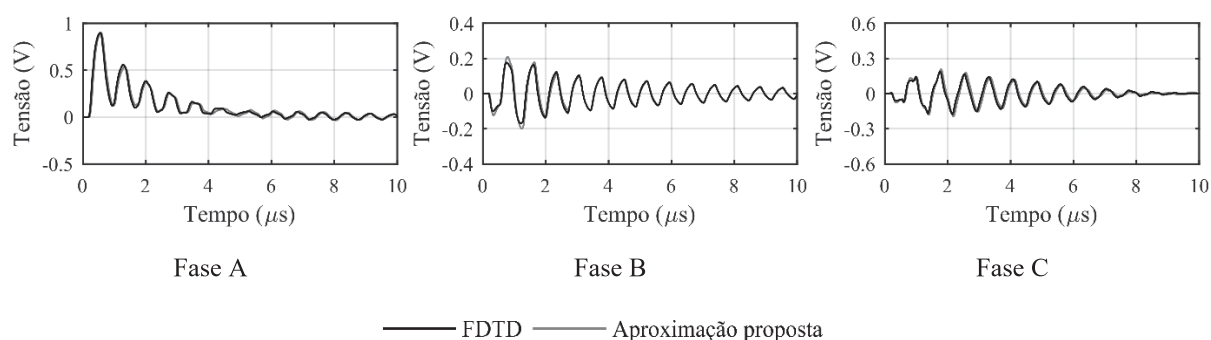


Figura 4.22. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação longitudinal.

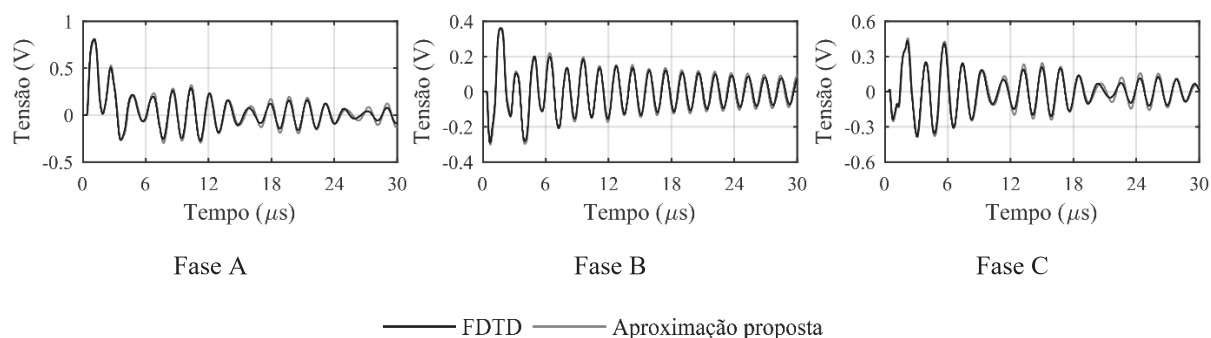


Figura 4.23. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 200 Ωm e excitação longitudinal.

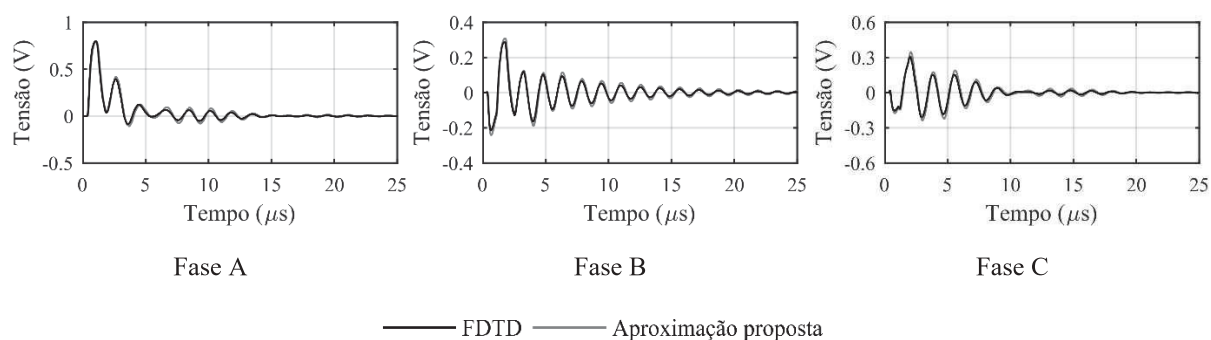


Figura 4.24. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 1000 Ωm e excitação longitudinal.

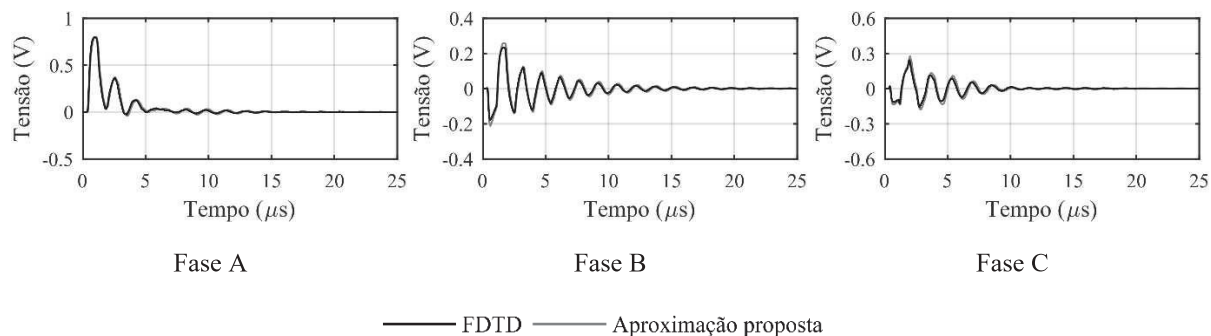


Figura 4.25. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de $2000 \Omega\text{m}$ e excitação longitudinal.

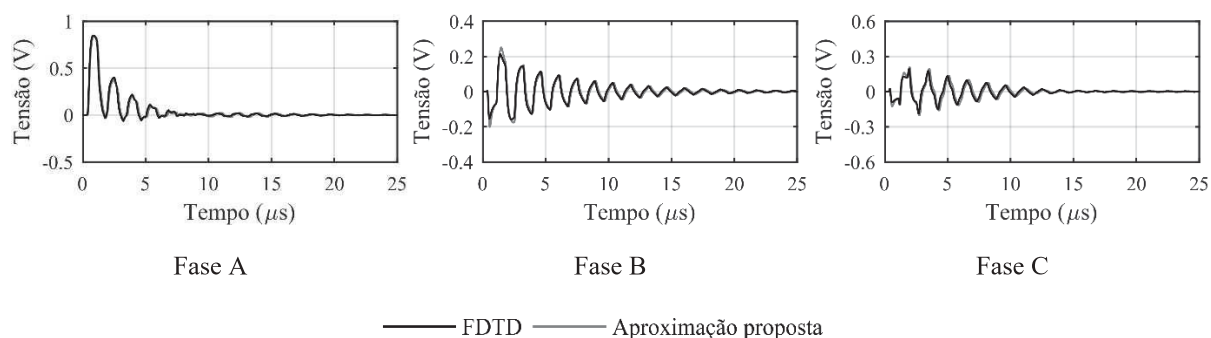


Figura 4.26. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de $5000 \Omega\text{m}$ e excitação longitudinal.

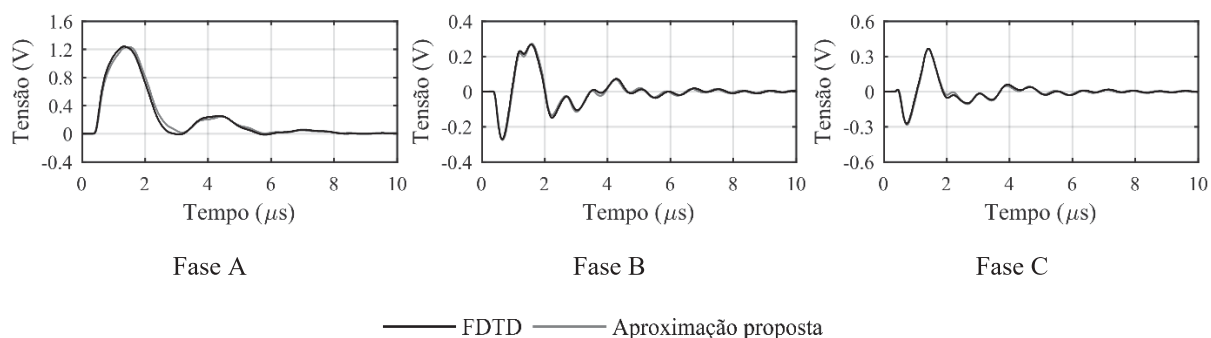


Figura 4.27. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de $200 \Omega\text{m}$ e excitação lateral.

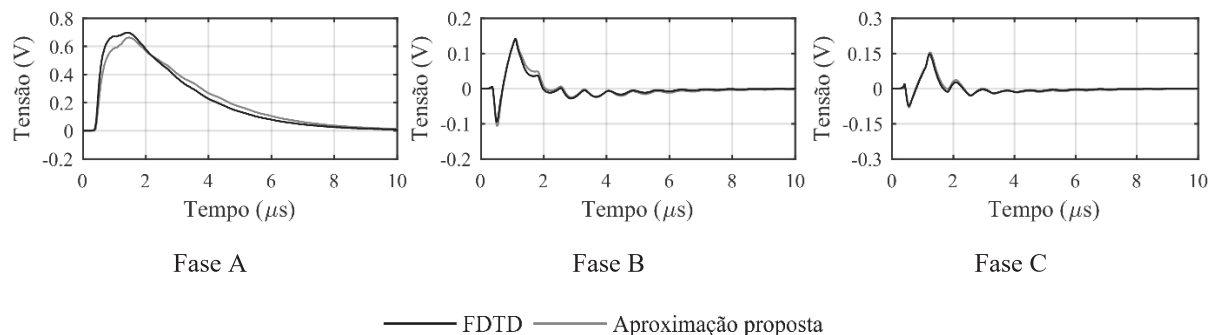


Figura 4.28. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de $1000 \Omega\text{m}$ e excitação lateral.

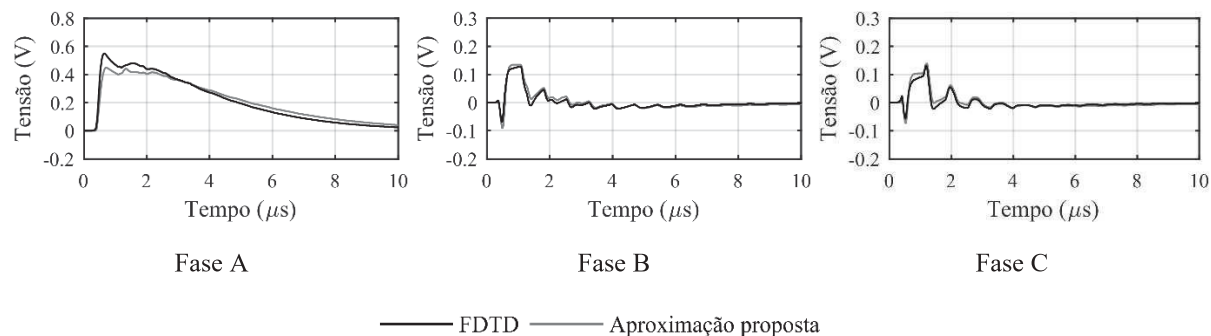


Figura 4.29. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação lateral.

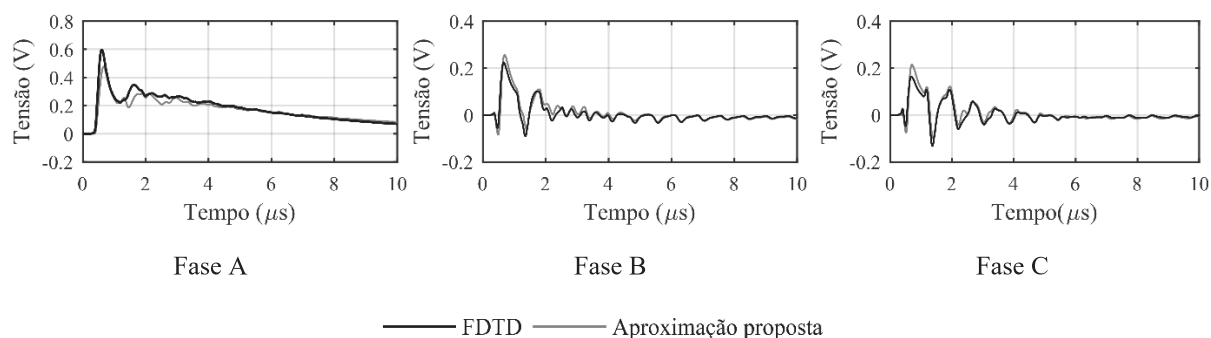


Figura 4.30. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 50 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação lateral.

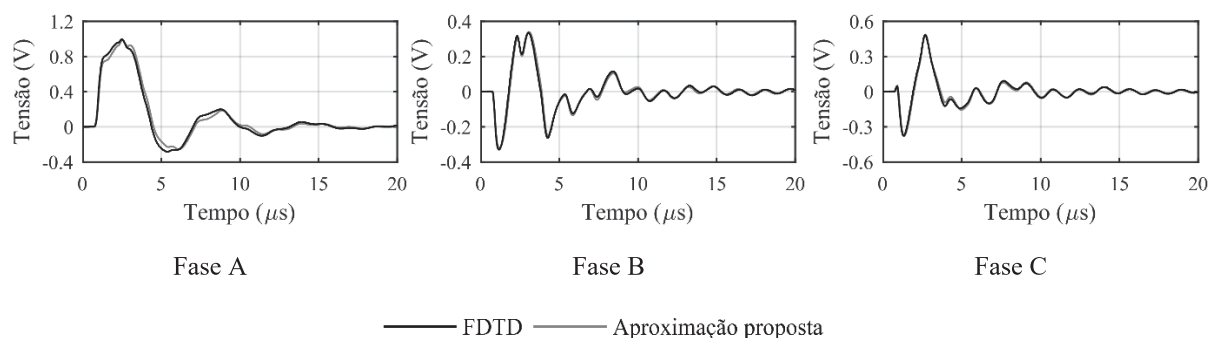


Figura 4.31. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 200 Ωm e excitação lateral.

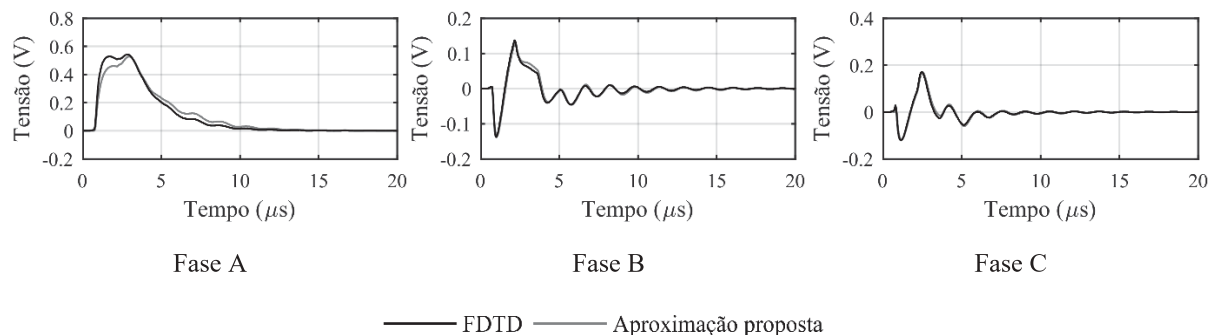


Figura 4.32. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 1000 Ωm e excitação lateral.

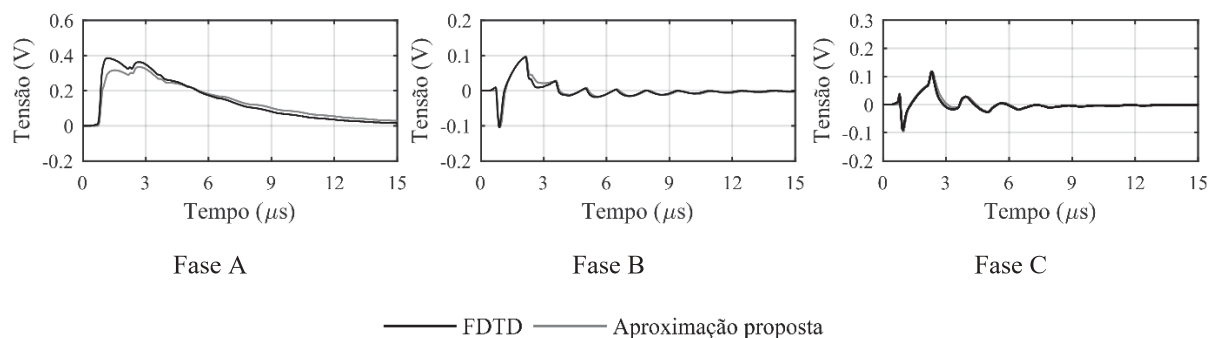


Figura 4.33. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 2000 Ωm e excitação lateral.

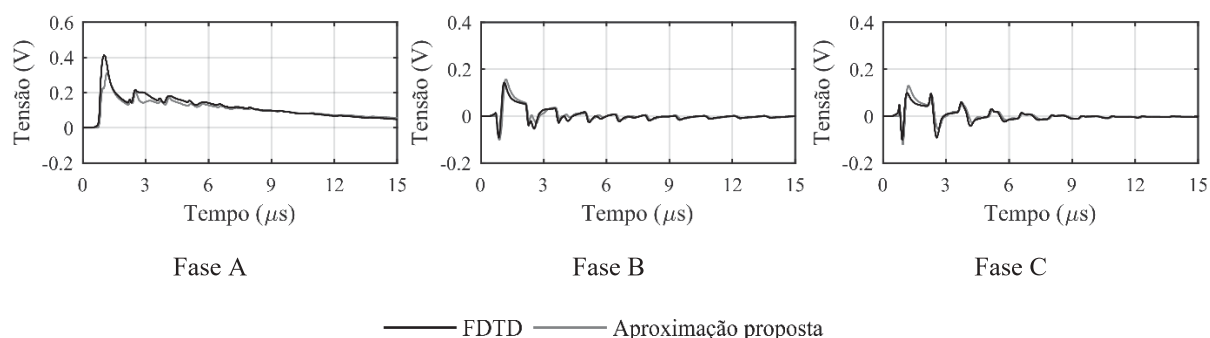


Figura 4.34. Tensões calculadas nos terminais receptores (a) A, (b) B e (c) C, considerando um comprimento total de cabo de 100 m, solo de resistividade de 5000 Ωm e excitação lateral.

A partir das Figuras 4.19 a 4.34 observa-se uma boa concordância entre as curvas obtidas via diferentes metodologias. Esses resultados são bastante interessantes, dada a simplicidade da aproximação proposta descrita pela sua facilidade de implementação, se comparada às demais formulações desenvolvidas a partir da teoria de linhas de transmissão que envolvem a solução de integrais numéricas complexas.

As Figuras 4.19 a 4.26 se referem aos resultados obtidos a partir da excitação longitudinal de tensão. Note que para esse tipo de excitação, os comportamentos apresentados pelas curvas de tensão calculadas via aproximação proposta apresentam excelente concordância com aqueles obtidos a partir da teoria de campo. Essa concordância pode ser verificada a despeito do comprimento total da seção de cabos e do valor da resistividade do solo.

As Figuras 4.27 e 4.28 e Figuras 4.31 e 4.32 se referem às configurações envolvendo excitação lateral, cabos com comprimento total de 50 m e 100 m e valores de resistividade do solo até 1000 Ωm . A partir dessas figuras, verifica-se uma boa concordância entre as formas de onda obtidas via diferentes metodologias consideradas. Interessantemente, essa boa concordância é observada especialmente nas tensões induzidas calculadas nos cabos das fases B e C. Nota-se que esse comportamento das tensões induzidas calculadas por meio da aproximação proposta é melhor representado, em termos de amplitude e de forma de onda, do que aquele descrito pelas formulações desenvolvidas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31], conforme indicado no capítulo 3 desta tese, notadamente para solos de resistividade de 1000 Ωm . Alguma diferença é observada nos primeiros microssegundos da resposta ao transitório de tensão calculada no cabo em que a fonte de tensão está conectada. No entanto, os desvios máximos entre os valores de pico das curvas não superam 5%, o que possibilita a utilização da aproximação proposta para essas configurações em análise. Novamente, são observados maiores desvios entre as curvas de tensão para a resistividade do solo de 1000 Ωm e cabos com comprimento total de 50 m, conforme mostrado na Figura 4.28. Essa combinação, conforme avaliação realizada no capítulo 3, leva a um modo de propagação de campos

eletromagnéticos não TEM que pode comprometer a validade da teoria de linhas de transmissão.

De forma complementar à avaliação realizada anteriormente, as Figuras 4.29 e 4.30 e Figuras 4.33 e 4.34 se referem às configurações envolvendo excitação lateral, cabos com comprimento total de 50 m e 100 m e valores de resistividade do solo de $2000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$. De forma similar ao capítulo 3, uma melhor concordância entre a teoria de linhas e o FDTD é também observada considerando a resistividade do solo de $2000 \Omega\text{m}$. Ainda, o aumento do comprimento total da seção de cabos para 100 m leva a uma melhor concordância entre as metodologias. Para essas configurações em análise, de forma bastante interessante, é também verificada uma boa concordância entre as curvas calculadas via aproximação proposta e o FDTD para as tensões induzidas nas fases B e C para solos de $2000 \Omega\text{m}$ e $5000 \Omega\text{m}$. Nesse contexto, torna-se indispensável uma comparação entre esses resultados e aqueles obtidos no capítulo 3 para o mesmo cenário em estudo, considerando as expressões propostas por Xue *et al.* [31]. Adotando o FDTD como referência, as maiores diferenças entre valores de pico das curvas de tensão induzidas calculadas por meio da teoria de linhas correspondem a cerca de 20% utilizando a aproximação proposta e 50% se utilizadas as expressões desenvolvidas por Xue *et al.* [31], considerando o cabo referente à fase C, comprimento total de cabos de 50 m e resistividade do solo de $5000 \Omega\text{m}$, conforme mostrado nas Figuras 4.30 e 3.29. Para a fase B e mesmo cenário simulado, essas diferenças são cerca de 10% ao se utilizar a aproximação proposta e 40% com o uso das expressões desenvolvidas por Xue *et al.* [31]. Quanto às tensões calculadas nos terminais receptores da fase A, são observados desvios entre os valores de pico das curvas obtidas via aproximação proposta e o FDTD não superiores a 20% para um cenário em que se considera uma combinação de seções curtas de cabos de 50 m e resistividade do solo de $5000 \Omega\text{m}$. Esses resultados são de grande importância, considerando que esse é um cenário que encerra uma estrutura de propagação de ondas não TEM em que a exatidão da teoria de linhas de transmissão é reduzida e a sua aplicação questionável. Em relação aos resultados apresentados no capítulo 3 quanto às diferenças observadas em relação aos valores de tensão calculados via expressões propostas por Xue *et al.* [31] e o FDTD no terminal receptor do cabo da fase A, comprimento total de 50 m e resistividade do solo de $5000 \Omega\text{m}$, nota-se que essas diferenças são menores que aquelas calculadas por meio da aproximação proposta nesta tese. Uma possível explicação para esse fato se deve à menor impedância de entrada do cabo da fase A, calculada a partir da aproximação proposta, em relação àquela obtida via formulações de Xue *et al.* [31]. Tal fato pode ser verificado na Figura 4.35, onde é ilustrada a impedância de entrada Z_{in} do cabo da fase A, considerando excitação lateral, comprimento total de cabos de 50 m e resistividade do solo de $5000 \Omega\text{m}$. Nesse contexto, pode-se considerar que a frequência de oscilação no cabo em análise, decorrente das reflexões nos seus terminais, é cerca de 1 MHz. Segundo Figura 4.35, nessa frequência a impedância de entrada do cabo calculada via aproximação proposta é menor que aquela calculada por meio das formulações de Xue *et al.* [31].

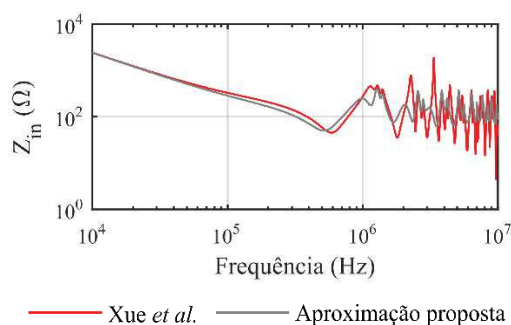


Figura 4.35. Impedância de entrada do cabo da fase A, considerando excitação lateral, comprimento total de cabos de 50 m e resistividade do solo de $5000 \Omega\text{m}$.

Nesta seção, é demonstrada a validade da aproximação proposta nesta tese para seções curtas de cabos de 50 m e 100 m e valores de resistividades de solo até 1000 Ωm . Esse resultado é coincidente com o apresentado no capítulo 3 para as expressões propostas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31], com a vantagem de uma implementação simples que não requer a solução das integrais de Sommerfeld presentes nas expressões mencionadas. Ademais, a aproximação proposta apresentou, de forma geral, menores desvios em relação ao FDTD para os cenários simulados envolvendo valores de resistividade do solo elevados como 2000 Ωm e 5000 Ωm , se comparada às formulações desenvolvidas por Papadopoulos *et al.* [12] e Xue *et al.* [31]. Esse resultado, particularmente, concede à aproximação proposta um caráter de expansão do uso da teoria de linhas de transmissão, tendo em vista os possíveis desvios associados aos cenários analisados neste capítulo. Diante dos interessantes resultados alcançados, é utilizada a aproximação proposta para avaliar a resposta do sistema de cabos subterrâneos, considerando o cruzamento entre suas blindagens. Esse cenário objetiva reproduzir uma configuração realística de condição de operação de sistemas de cabos multifásicos e é apresentado na seção 4.8 a seguir.

4.8– Aplicação da aproximação proposta para cálculo de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos envolvendo cruzamento entre blindagens

A Figura 4.36 ilustra o circuito simulado para verificação do desempenho da aproximação proposta em relação à resposta do sistema de cabos subterrâneos, considerando os cruzamentos entre blindagens. Essa configuração escolhida foi inicialmente utilizada por Nagaoka e Ametani em [73] e, posteriormente, por Xue *et al.* em [31]. Um arranjo horizontal de cabos, conforme mostrado na Figura 4.37(a), é utilizado para essa investigação. Os cabos estão enterrados a uma profundidade $h = 1$ m, com um espaçamento horizontal $x_{ij} = 0,3$ m. Os cabos são unipolares e apresentam blindagens individuais. Cada cabo é modelado segundo dados apresentados na Tabela 4.1, considerando a seção transversal mostrada na Figura 4.37(b). O solo é caracterizado por sua condutividade elétrica σ_1 , permissividade elétrica relativa $\epsilon_{r1} = 10$ e permeabilidade magnética $\mu_1 = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m. Esses parâmetros são considerados independentes da frequência. A condutividade do ar é nula, isto é, $\sigma_0 = 0$. Considerou-se uma resistividade do solo de 1000 Ωm , uma vez que esse valor foi validado no capítulo 3, além de ser um valor limite de resistividade do solo recomendado por Xue *et al.* em [31].

As matrizes correspondentes à impedância longitudinal \mathbf{Z} e à admitância transversal \mathbf{Y} , ambas por unidade de comprimento, para um sistema de cabos subterrâneos são dadas por:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_{int} + \mathbf{Z}_{ext} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{Y} = (\mathbf{Y}_{int}^{-1} + \mathbf{Y}_{ext}^{-1})^{-1} \quad (4.5).$$

Em (4.4) e (4.5), \mathbf{Z}_{int} e \mathbf{Y}_{int} são a impedância e admitância internas ao cabo, respectivamente, e podem ser calculadas conforme indicado em [10]. A impedância externa \mathbf{Z}_{ext} e a admitância externa \mathbf{Y}_{ext} estão relacionadas aos parâmetros do solo. Nesta seção, \mathbf{Z}_{ext} é calculada utilizando as expressões de Sunde [11] e \mathbf{Y}_{ext} a aproximação proposta em (4.1) e (4.2). Para efeito de comparação, são também consideradas as expressões de Xue *et al.* e, portanto, nesse caso, os parâmetros do solo \mathbf{Z}_{ext} e \mathbf{Y}_{ext} consideram as formulações propostas em [31].

A resposta transitória do sistema de cabos mostrado na Figura 4.37(a) é investigada considerando uma energização mista, envolvendo os modos coaxial e terra. Essa energização é realizada por meio de uma fonte de tensão do tipo dupla exponencial com amplitude de 1 kV, conectada ao resistor de 500 Ω do terminal emissor do condutor da fase B, dada por:

$$v(t) = V_0(e^{-at} - e^{-bt}) \quad (4.6).$$

Em (4.6), V_0 é a amplitude da onda e os parâmetros $a = 14,29 \times 10^3 \text{ S}^{-1}$ e $b = 4874,20 \times 10^3 \text{ S}^{-1}$. Essa onda impulsiva apresenta um tempo de frente de $1,2 \mu\text{s}$ e tempo de cauda de $50 \mu\text{s}$.

Mais uma vez, a resposta transitória dos cabos é calculada utilizando a técnica baseada na matriz de admitância nodal, encontrada no Apêndice desta tese. Todos os cálculos são realizados no domínio da frequência e a resposta no domínio do tempo é obtida utilizando a transformada numérica de Laplace para um número de amostras igual a 2048 [45]. As integrais presentes nas formulações de Xue *et al.* [31] para cálculo dos parâmetros associados ao solo são solucionadas utilizando a quadratura adaptativa como método de integração.

A Figura 4.36 ilustra a energização mista dos modos coaxial e terra para investigar a resposta transitória do arranjo horizontal do sistema de cabos mostrado na Figura 4.37(a). Nessa excitação, são conectados resistores de 500Ω nos terminais emissores e receptores dos condutores dos cabos, com o intuito de representar a impedância de surto de uma linha aérea. Portanto, esse cenário simula uma configuração que envolve linha aérea com trecho de seções curtas de cabos subterrâneos. Além disso, os terminais emissores das blindagens são conectados entre si e à terra por meio de uma resistência de 10Ω , a qual representa a resistência de aterramento. Essas conexões são também realizadas nos terminais receptores das blindagens. O comprimento total dos cabos é de 788 m e a blindagem é dividida em 3 seções menores, sendo $L_1 = 263 \text{ m}$, $L_2 = 323 \text{ m}$ e $L_3 = 202 \text{ m}$. Os cruzamentos entre blindagens ocorrem ao final da primeira e segunda seções.

A Figura 4.38(a) e Figura 4.38(b) apresentam as tensões calculadas nas blindagens, ao final da segunda seção L_2 das blindagens das fases A e B, nós 1 e 2, respectivamente. A Figura 4.38(c) apresenta a tensão calculada no terminal receptor da blindagem da Fase C, nó 3.

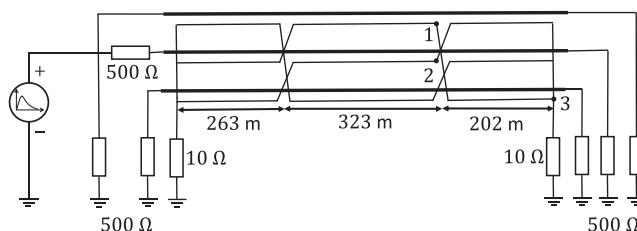


Figura 4.36. Circuito utilizado para simulação do cruzamento entre blindagens de cabos subterrâneos, considerando a resistividade do solo de $1000 \Omega\text{m}$.

Tabela 4.1. Dados do cabo unipolar.

Raio do condutor r_1	0,0234 m
Raio interno da isolação r_2	0,0385 m
Raio da blindagem r_3	0,0413 m
Raio externo da isolação r_4	0,0484 m
Resistividade do núcleo	$1,7 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$
Resistividade da blindagem	$2,1 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$
Permissividade relativa da isolação interna	3,5
Permissividade relativa da isolação externa	2,3
Permeabilidades relativas	1,0

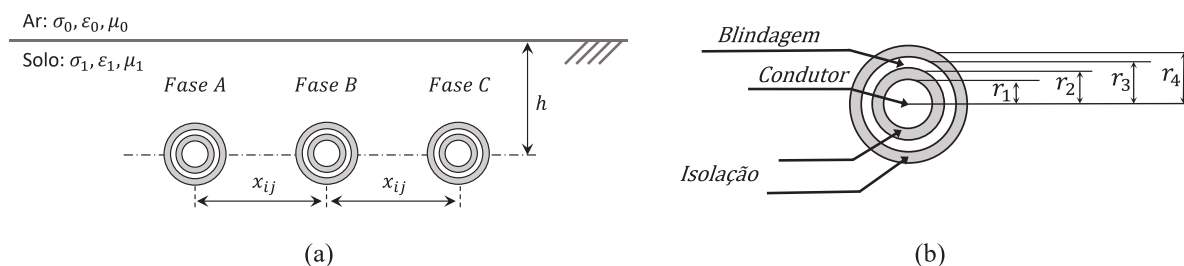


Figura 4.37. Sistema simulado: arranjo horizontal (a) e seção transversal do cabo subterrâneo (b).

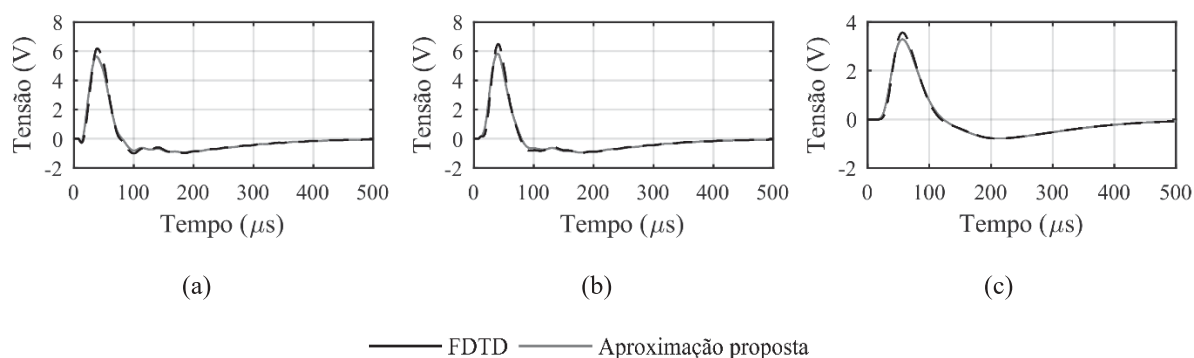


Figura 4.38. Tensões calculadas: (a) terminal receptor da blindagem da fase A da segunda seção de cabos (nó 1), (b) terminal receptor da blindagem da fase B da segunda seção de cabos (nó 2) e (c) terminal receptor da blindagem da fase C da terceira seção de cabos, solo de resistividade de $1000 \Omega\text{m}$ (nó 3).

Nota-se uma boa concordância entre as curvas calculadas a partir das formulações propostas por Xue *et al.* [31] e aquelas obtidas por meio da extensão da aproximação de Vance proposta neste trabalho em todos os três pontos avaliados. Uma pequena diferença na amplitude das curvas é observada entre os valores do primeiro pico de tensão calculados. No entanto, para as três respostas em análise, essa diferença é inferior a 10%.

4.9 – Considerações finais

Uma aproximação para cálculo da admitância do solo de sistemas de cabos subterrâneos foi proposta neste capítulo. Foi apresentada a metodologia proposta para a expansão da aproximação de Vance, até então aplicada exclusivamente a cabos subterrâneos monofásicos [25], [26], para sistemas multifásicos subterrâneos. Em seguida, foi realizada uma gama de análises com o intuito de avaliar criteriosamente a aproximação proposta. Para essas análises, foram consideradas as formulações de Xue *et al.* [31] para efeito de comparação. A primeira delas investigou a metodologia desenvolvida para obtenção da aproximação proposta [71]. Em seguida, foram realizadas análises nos domínios da frequência e do tempo. Para assegurar um caráter de generalidade dessas avaliações, diferentes configurações foram adotadas, tais como transitórios de chaveamento e de descargas atmosféricas considerando arranjos típicos como horizontal, vertical e em trifólio, resistividades do solo na faixa de $200 \Omega\text{m} - 5000 \Omega\text{m}$, além de diferentes tipos de excitação.

Após concluídas as análises e resultados promissores alcançados, realizou-se a validação da aproximação proposta por meio da teoria de campo utilizando o FDTD. Em linha com o capítulo 3 desta tese, foram considerados diferentes cenários com ênfase em seções curtas de cabos e valores elevados de resistividade do solo, de forma a avaliar combinações capazes de simular estruturas de propagação não TEM de ondas eletromagnéticas e, conseqüentemente, verificar a validade da teoria de linhas de transmissão. Por fim, foi utilizada a aproximação proposta para análise de transitórios em um cenário contendo linhas aéreas e

trecho de cabos subterrâneos, configuração essa usualmente encontrada nas aplicações de cabos subterrâneos [3]. Todos esses desenvolvimentos fundamentaram as contribuições alcançadas neste capítulo:

- Comprovou-se que a aproximação proposta, a despeito da sua simplicidade de implementação computacional, leva a resultados em concordância com aqueles obtidos por meio de formulações mais completas como as propostas por Xue et al. [31] para cálculo de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos.
- Demonstrou-se por meio de uma boa concordância com as formas de onda obtidas via FDTD que a aproximação proposta é capaz de descrever os comportamentos transitórios de sistemas de cabos subterrâneos envolvendo excitações longitudinal e lateral de sistemas de cabos com comprimento total de 50 m e 100 m, enterrados em um solo com resistividade até 1000 Ωm , de forma eficaz e sem perdas significativas de exatidão.
- Demonstrou-se também que para combinações envolvendo seções curtas de cabos inferiores a 100 m e resistividades de solo superiores a 1000 Ωm é necessária uma avaliação rigorosa a partir de uma metodologia obtida diretamente das equações de Maxwell. No entanto, interessantemente, para essas combinações envolvendo solos de resistividade de 2000 Ωm e 5000 Ωm , mostrou-se que os erros associados à utilização da aproximação proposta são menores que aqueles obtidos a partir das formulações desenvolvidas por Papadopoulos et al. [12] e Xue et al. [31]. Tal fato possibilita uma possível expansão da aplicação da teoria de linhas, desde que se considere os erros associados.
- Mostrou-se que as tensões induzidas calculadas por meio da aproximação proposta apresentam, de forma geral, menores desvios em relação às curvas obtidas pela teoria de campo, se comparadas às formulações desenvolvidas por Xue et al. [31]. Para uma configuração envolvendo seções curtas de cabo de 50 m e resistividade do solo de 5000 Ωm , por exemplo, os desvios entre valores de pico calculados nos terminais receptores do cabo da fase B são de 12%, se utilizada a aproximação proposta, e de 41% ao considerar as formulações de Xue et al. [31]. Esses resultados são bastante interessantes, tendo em conta que essa é uma configuração que leva a propagação de ondas em uma estrutura de campos eletromagnéticos não TEM, na qual a validade da teoria de linhas passa a ser questionada.
- Verificou-se que os desvios calculados, ao se utilizar a aproximação proposta e o FDTD como referência, entre valores de pico de tensão no terminal do cabo onde é conectada a fonte, embora apresentem valores superiores àqueles calculados por meio das expressões de Xue et al. [31], não são superiores a 5% para combinações envolvendo seções curtas de cabos inferiores a 100 m e resistividades de solo até 1000 Ωm .

Finalmente, pode-se concluir que a aproximação proposta para o cálculo da admitância do solo para sistemas de cabos subterrâneos foi devidamente validada por meio de uma modelagem obtida diretamente das equações de Maxwell e pode ser utilizada para avaliação de transitórios de sistemas multifásicos de cabos subterrâneos para seções curtas de cabos inferiores a 100 m e resistividade do solo até 1000 Ωm , sem perdas significativas de exatidão e com a vantagem da facilidade de implementação computacional.

5 CONCLUSÕES E PROPOSTA DE CONTINUIDADE

Esta tese concentrou-se na análise de transitórios eletromagnéticos em sistemas de cabos subterrâneos. O estudo teve como motivação principal a necessidade de se preencher lacunas ainda em aberto na literatura em relação ao tema, notadamente quanto à validação das principais formulações desenvolvidas a partir da teoria de linhas de transmissão para cálculo dos parâmetros do solo na avaliação de respostas transitórias em sistemas de cabos subterrâneos multifásicos, ao limite de validade da teoria de linhas de transmissão para descrição de sistemas de cabos subterrâneos com estruturas de propagação de ondas não TEM e à necessidade de se obter uma aproximação de fácil implementação computacional e sem perdas de precisão para cômputo da admitância do solo em sistemas de cabos subterrâneos.

As principais contribuições deste trabalho são:

- Desenvolvimento de uma modelagem eletromagnética rigorosa obtida a partir das equações de Maxwell para caracterização de sistemas de cabos subterrâneos, representada neste trabalho pelo FDTD e utilizada como referência para avaliação de modelagens mais simplificadas utilizando a teoria de linhas de transmissão.
- Confirmação da importância da admitância do solo no cálculo de transitórios eletromagnéticos de sistemas de cabos subterrâneos de maneira rigorosa usando o FDTD como abordagem de onda completa.
- Validação das formulações desenvolvidas a partir da teoria de linhas de transmissão e mais amplamente utilizadas na literatura para cálculo dos parâmetros do solo em análise de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos multifásicos envolvendo seções curtas de cabo inferiores a 100 m e resistividade do solo até 1000 Ωm .
- Confirmação de que a expressão de Pollaczek, tradicionalmente utilizada na ampla maioria de programas de simulação do tipo EMT, não é suficientemente precisa para caracterizar parâmetros do solo para sistemas de cabos subterrâneos de forma genérica.
- Validação da teoria de linhas de transmissão para simular transitórios em sistemas de cabos subterrâneos imersos em solos de resistividade até 1000 Ωm com uma precisão comparável à de um modelo de onda completa representado pelo FDTD, com a vantagem de apresentar uma eficiência computacional maior e de ser mais facilmente implementado em programas de simulação de transitórios envolvendo sistemas elétricos complexos.
- Proposição de uma aproximação de fácil implementação computacional e com uma precisão comparável à de um modelo de onda completa para cálculo da admitância do solo de sistemas de cabos subterrâneos multifásicos, validada para seções curtas de cabos inferiores a 100 m e solos de resistividade até 1000 Ωm .

As propostas de continuidade deste trabalho apontam, em primeiro lugar, para a necessidade de resultados experimentais em complemento às análises realizadas ao longo deste trabalho que envolveram a teoria de linhas de transmissão e a teoria de onda completa representada pelo FDTD. Nesse contexto, ressaltam-se:

- Medição e obtenção de dados experimentais de ondas resultantes de transitórios eletromagnéticos em sistemas de cabos subterrâneos. Esse item, especialmente, está em desenvolvimento pela autora da tese por meio de um projeto financiado pelo CNPq², juntamente com demais pesquisadores atuantes na área de proposição desta tese.

² Projeto intitulado “Modelagem teórico-experimental de cabos subterrâneos para simulação de transitórios eletromagnéticos”. Chamada CNPq/MCTI/FNDCT N° 18/2021, Processo: 406177/2021-0.

- Avaliação dos dados medidos e comparação com aqueles obtidos por meio da rigorosa modelagem a partir das equações de Maxwell utilizando o FDTD para a análise de transitórios em sistemas de cabos subterrâneos.
- Comparação dos dados medidos com as respostas transitórias calculadas utilizando a aproximação proposta nesta tese para cálculo da admitância do solo em sistemas de cabos subterrâneos multifásicos.

Além dos pontos mencionados, podem ainda ser citados:

- Cálculo de campos eletromagnéticos gerados na vizinhança de cabos subterrâneos com o método apresentado.
- Aprimoramento do desempenho computacional do código FDTD desenvolvido pela autora.
- Avaliação de problemas envolvendo sistemas de cabos subterrâneos com configurações distintas daquelas consideradas neste trabalho, como, por exemplo, cabos instalados em dutos e túneis, ou linhas subterrâneas de circuito duplo.
- Avaliação da resposta transitória de cabos enterrados em solos não homogêneos e com valas preenchidas com backfill.
- Extensão da metodologia para a consideração de solos com características dispersivas contendo parâmetros variáveis com a frequência.
- Desenvolvimento de métodos de solução híbridos que envolvam o FDTD e abordagens clássicas no domínio da frequência.

APÊNDICE

Para simulações envolvendo teoria de linhas de transmissão, é usada a técnica baseada na matriz de admitância nodal \bar{Y} . A matriz de admitância nodal é dada por:

$$\bar{Y} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{A1}).$$

Em que

$$Y_{11} = Y_{22} = Y_c(1 + A^2)(1 - A^2)^{-1} \quad (\text{A2})$$

$$Y_{12} = Y_{21} = -2Y_c A(1 - A^2)^{-1} \quad (\text{A3})$$

$$Y_c = Z^{-1}\sqrt{ZY} \quad (\text{A4})$$

$$A = \exp(-\ell\sqrt{ZY}) \quad (\text{A5}).$$

Em (A2) e (A3), $\mathbf{1}$ é a matriz identidade. A matriz de admitância nodal é obtida a partir da solução das equações do telegrafista no domínio da frequência e relaciona tensões \mathbf{V} e correntes \mathbf{I} nos terminais dos cabos como:

$$\mathbf{I} = \bar{Y}\mathbf{V} \quad (\text{A6}).$$

Para uma seção de cabo monofásico, \mathbf{V} e \mathbf{I} são vetores $2n \times 1$, \bar{Y} é uma matriz $2n \times 2n$ e n é o número de condutores.

REFERÊNCIAS

- [1] H. W. Dommel, *Electromagnetic transients program reference manual: EMTP theory book*. Portland, OR, USA: BPA, 1986.
- [2] EMTP user group, “Alternative Transients Program (ATP): Rule Book. Leuven, Belgium: Leuven EMTP Center,” 1987.
- [3] R. Alipio, H. Xue, and A. Ametani, “An accurate analysis of lightning overvoltages in mixed overhead-cable lines,” *Electr. Power Syst. Res.*, vol. 194, p. 107052, May 2021, doi: 10.1016/j.epsr.2021.107052.
- [4] *IEC 61400-24, IEC 61400: Wind energy generation systems – Part 24: Lightning protection*. 2019.
- [5] R. Alipio, A. De Conti, N. Duarte, and M. T. Correia de Barros, “Bare versus insulated conductors for improving the lightning response of interconnected wind turbine grounding systems,” *Electr. Power Syst. Res.*, vol. 197, p. 107320, Aug. 2021, doi: 10.1016/j.epsr.2021.107320.
- [6] F. Pollaczek, “Sur le champ produit par un conducteur simple infiniment long parcouru par un courant alternatif,” *Rev. Gen. Elec.*, vol. 29, pp. 851–867, 1931.
- [7] M. Saad, O., Gaba, G., Giroux, “A closed-form approximation for ground return impedance of underground cables,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 11, pp. 1536–1545, 1996.
- [8] N. Theethayi, “Electromagnetic Interference in Distributed Outdoor Electrical Systems, with an Emphasis on Lightning Interaction with Electrified Railway Network,” Ph.D. Thesis, ISBN 91–554–6301–0, Uppsala University, 2005.
- [9] D. J. Wedepohl, L. M., Wilcox, “Transient analysis of underground power-transmission systems,” *Proc. IEE*, vol. 120, pp. 253–260, 1973.
- [10] A. Ametani, “A General Formulation of Impedance and Admittance of Cables,” *IEEE Trans. Power Appar. Syst.*, vol. PAS-99, no. 3, pp. 902–910, May 1980, doi: 10.1109/TPAS.1980.319718.
- [11] E. F. Sunde, *Earth Conduction Effects in the Transmission Systems*. New York: Van Nostrand, 1949.
- [12] T. A. Papadopoulos, D. A. Tsiamitros, and G. K. Papagiannis, “Impedances and Admittances of Underground Cables for the Homogeneous Earth Case,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 25, no. 2, pp. 961–969, Apr. 2010, doi: 10.1109/TPWRD.2009.2034797.
- [13] A. P. C. Magalhaes, J. C. L. V. Silva, A. C. S. Lima, and M. T. Correia de Barros, “Validation Limits of Quasi-TEM Approximation for Buried Bare and Insulated Cables,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 57, no. 6, pp. 1690–1697, Dec. 2015, doi: 10.1109/TEMC.2015.2489461.
- [14] T. Asada, Y. Baba, N. Nagaoka, and A. Ametani, “An Improved Thin Wire Representation for FDTD Transient Simulations,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 57, no. 3, pp. 484–487, Jun. 2015, doi: 10.1109/TEMC.2014.2380815.
- [15] N. Theethayi, Y. Baba, F. Rachidi, and R. Thottappillil, “On the Choice Between Transmission Line Equations and Full-Wave Maxwell’s Equations for Transient Analysis of Buried Wires,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 50, no. 2, pp. 347–357, May 2008, doi: 10.1109/TEMC.2008.919040.
- [16] L. Grcev and S. Grceva, “On HF Circuit Models of Horizontal Grounding Electrodes,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 51, no. 3, pp. 873–875, Aug. 2009, doi: 10.1109/TEMC.2009.2023330.
- [17] M. A. Rakov, V. A. Uman, *Lightning: Physics and Effects*, 1 st. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2003.
- [18] J. A. Martinez-Velasco, *Power System Transients: Parameter Determination*. CRC

- Press, 2010.
- [19] CIGRE WG C4.407, “Lightning parameters for engineering applications, Tech. Brochure 269,” August 2013.
 - [20] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 3rd. Artech House Publishers, 2005.
 - [21] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, 1st. Wiley-IEEE Press, 1993.
 - [22] Manitoba Hydro International Ltd., “PSCAD/EMTDC User’s Manual, ver. 4.6.” Winnipeg, MB, Canada, 2018.
 - [23] J. R. Marti, “Accurate modelling of frequency-dependent transmission lines in electromagnetic transient simulations,” *IEEE Trans. Power Appar. Syst.*, vol. PAS-101, no. No. 1, pp. 147–157, 1982.
 - [24] A. Morched, B. Gustavsen, and M. Tartibi, “A universal model for accurate calculation of electromagnetic transients on overhead lines and underground cables,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 14, no. 3, pp. 1032–1038, Jul. 1999, doi: 10.1109/61.772350.
 - [25] E. F. Vance, *Coupling to shielded cables*. Wiley, 1978.
 - [26] K. T. Tesche, F. M. Ianoz M. V., *EMC Analysis Methods and Computational Models*. New York: Wiley-Interscience, 1997.
 - [27] J. R. Wait, “Electromagnetic Wave Propagation Along a Buried Insulated Wire,” *Can. J. Phys.*, vol. 50, no. 20, pp. 2402–2409, Oct. 1972, doi: 10.1139/p72-318.
 - [28] G. E. J. Bridges, “Fields generated by bare and insulated cables buried in a lossy half-space,” *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 30, no. 1, pp. 140–146, 1992, doi: 10.1109/36.124224.
 - [29] K. C. Chen, “Transient response of an infinite wire in a dissipative medium.” Interaction Notes on EMP and Related Subjects, C.E. Baum, IN453, 2001.
 - [30] A. P. C. Magalhaes, M. T. C. de Barros, and A. C. S. Lima, “Earth Return Admittance Effect on Underground Cable System Modeling,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 33, no. 2, pp. 662–670, Apr. 2018, doi: 10.1109/TPWRD.2017.2741600.
 - [31] H. Xue, A. Ametani, J. Mahseredjian, and I. Kocar, “Generalized Formulation of Earth-Return Impedance/Admittance and Surge Analysis on Underground Cables,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 33, no. 6, pp. 2654–2663, Dec. 2018, doi: 10.1109/TPWRD.2018.2796089.
 - [32] A. Ametani, “A general formulation of impedance and admittance of cables,” *IEEE Trans. Power App. Syst.*, vol. 99, pp. 902–910, 1980.
 - [33] J. R. Carson, “Wave Propagation in Overhead Wires with Ground Return,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 5, no. 4, pp. 539–554, Oct. 1926, doi: 10.1002/j.1538-7305.1926.tb00122.x.
 - [34] H. Xue, A. Ametani, and K. Yamamoto, “Theoretical and NEC Calculations of Electromagnetic Fields Generated From a Multi-Phase Underground Cable,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 36, no. 3, pp. 1270–1280, Jun. 2021, doi: 10.1109/TPWRD.2020.3005521.
 - [35] E. Petrache, F. Rachidi, M. Paolone, C. A. Nucci, V. Rakov, and M. Uman, “Lightning Induced Disturbances in Buried Cables—Part I: Theory,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 3, pp. 498–508, Aug. 2005, doi: 10.1109/TEMC.2005.853161.
 - [36] H. Kikuchi, “Wave propagation along an infinite wire above ground at high frequencies,” *Electrotech. J.*, vol. Jpn., 2, pp. 73–78, 1956.
 - [37] E. A. E. Wedepoh, L. M., “Wave propagation in transmission lines over lossy ground: a new, complete field solution,” *Proc. Inst. Electr. Eng.*, vol. 125, no. 6, pp. 505–510, 1978.
 - [38] A. Ametani, “A General Formulation of Impedance and Admittance of Cables,” *IEEE Trans. Power App. Syst.*, vol. PAS-99, no. 3, pp. 902–910, 1980.

- [39] CIGRE WG B1.07, *Statistics of AC underground cables in power networks*, Tech. Brochure 338. December 2007.
- [40] L. M. Wedepohl, “Application of matrix methods to the solution of travelling-wave phenomena in polyphase systems,” *Proc. IEE*, vol. 110, pp. 2200–2212, December, 1963.
- [41] L. M. Wedepohl, H. V. Nguyen, and G. D. Irwin, “Frequency-dependent transformation matrices for untransposed transmission lines using Newton-Raphson method,” *IEEE Trans. Power Syst.*, vol. 11, no. 3, pp. 1538–1546, 1996, doi: 10.1109/59.535695.
- [42] N. F. Duarte, A. De Conti, and R. Alipio, “Assessment of Ground-Return Impedance and Admittance Equations for the Transient Analysis of Underground Cables Using a Full-Wave FDTD Method,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, pp. 1–1, 2021, doi: 10.1109/TPWRD.2021.3131415.
- [43] T. A. Papadopoulos, A. I. Chrysochos, and G. K. Papagiannis, “Analytical study of the frequency-dependent earth conduction effects on underground power cables,” *IET Gener. Transm. Distrib.*, vol. 7, no. 3, pp. 276–287, Mar. 2013, doi: 10.1049/iet-gtd.2012.0425.
- [44] C. R. Paul, *Analysis of Multiconductor Transmission Lines*, 2nd ed. John Wiley & Sons, 2007.
- [45] P. Moreno and A. Ramirez, “Implementation of the Numerical Laplace Transform: A Review Task Force on Frequency Domain Methods for EMT Studies, Working Group on Modeling and Analysis of System Transients Using Digital Simulation, General Systems Subcommittee, IEEE Power Engineering,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 23, no. 4, pp. 2599–2609, Oct. 2008, doi: 10.1109/TPWRD.2008.923404.
- [46] K. S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, pp. 302–307, 1966.
- [47] Y. F. Liao, Z. P. Wong, H. L. Yang, B. P. Yuan, “A transmitting boundary for transient wave analysis,” *Sci. Sin. Ser. A*, vol. 27, no. 10, pp. 1063–1076, 1984.
- [48] J. P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *J. Comput. Phys.*, vol. 114, pp. 185–200, 1994.
- [49] CIGRE WG C4.37, *Electromagnetic computation methods for lightning surge studies with emphasis on the FDTD method*, Tech. Brochure 785. December 2019.
- [50] J. A. Stratton, *Electromagnetic Theory*. McGRAW-HILL BOOK COMPANY, 1941.
- [51] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, 1989.
- [52] S. D. Gedney, “An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 44, no. 12, pp. 1630–1639, 1996, doi: 10.1109/8.546249.
- [53] S. D. Roden, J. A. Gedney, “An efficient FDTD implementation of the CFS–PML for arbitrary media,” *Microw. OPT. TECH. LETT.*, vol. 27, no. 5, pp. 334–339, 2000.
- [54] W. H. Chew, W. C. Weedon, “A 3D perfectly matched medium from modified maxwell’s equations with stretched coordinates,” *Microw. OPT. TECH. LETT.*, vol. 7, no. 13, pp. 599–604, 1994, doi: 4650071304.
- [55] Y. Baba and V. A. Rakov, “On the transmission line model for lightning return stroke representation,” *Geophys. Res. Lett.*, vol. 30, no. 24, Dec. 2003, doi: 10.1029/2003GL018407.
- [56] R. Holland and L. Simpson, “Finite-Difference Analysis of EMP Coupling to Thin Struts and Wires,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-23, no. 2, pp. 88–97, May 1981, doi: 10.1109/TEMC.1981.303899.
- [57] K. Umashankar, A. Taflove, and B. Beker, “Calculation and experimental validation of induced currents on coupled wires in an arbitrary shaped cavity,” *IEEE Trans. Antennas*

- Propag.*, vol. 35, no. 11, pp. 1248–1257, Nov. 1987, doi: 10.1109/TAP.1987.1144000.
- [58] T. Noda and S. Yokoyama, “Thin wire representation in finite difference time domain surge simulation,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 17, no. 3, pp. 840–847, Jul. 2002, doi: 10.1109/TPWRD.2002.1022813.
- [59] Y. Baba, N. Nagaoka, and A. Ametani, “Modeling of Thin Wires in a Lossy Medium for FDTD Simulations,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 1, pp. 54–60, Feb. 2005, doi: 10.1109/TEMC.2004.842115.
- [60] C. J. Railton, D. L. Paul, and S. Dumanli, “The Treatment of Thin Wire and Coaxial Structures in Lossless and Lossy Media in FDTD by the Modification of Assigned Material Parameters,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 48, no. 4, pp. 654–660, Nov. 2006, doi: 10.1109/TEMC.2006.884452.
- [61] Y. Taniguchi, Y. Baba, N. Nagaoka, and A. Ametani, “An Improved Thin Wire Representation for FDTD Computations,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 56, no. 10, pp. 3248–3252, Oct. 2008, doi: 10.1109/TAP.2008.929447.
- [62] P. Monk and E. Süli, “A Convergence Analysis of Yee’s Scheme on Nonuniform Grids,” *SIAM J. Numer. Anal.*, vol. 31, no. 2, pp. 393–412, Apr. 1994, doi: 10.1137/0731021.
- [63] A. Ametani, K. Yamamoto, and N. Triruttanapiruk, “Non-uniform lines – review of the theory and measured / simulation examples,” *Electr. Power Syst. Res.*, vol. 188, p. 106514, Nov. 2020, doi: 10.1016/j.epsr.2020.106514.
- [64] S. Visacro and A. Soares, “HEM: A Model for Simulation of Lightning-Related Engineering Problems,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 20, no. 2, pp. 1206–1208, Apr. 2005, doi: 10.1109/TPWRD.2004.839743.
- [65] B. Gustavsen and A. Semlyen, “Rational approximation of frequency domain responses by vector fitting,” *IEEE Trans. Power Deliv.*, vol. 14, no. 3, pp. 1052–1061, Jul. 1999, doi: 10.1109/61.772353.
- [66] A. De Conti and R. Alipio, “Single-Port Equivalent Circuit Representation of Grounding Systems Based on Impedance Fitting,” *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 61, no. 5, pp. 1683–1685, Oct. 2019, doi: 10.1109/TEMC.2018.2870730.
- [67] H. Okajima, A. Ametani, and K. Yamamoto, “Effects of deeply buried grounding electrodes applied to a mobile phone base station,” in *2011 International Symposium on Lightning Protection*, Oct. 2011, pp. 261–266, doi: 10.1109/SIPDA.2011.6088416.
- [68] T. Kai, K. Yamamoto, and S. Sumi, “Lightning protection for power cables connected to aviation lights on an airport runway,” in *2017 International Symposium on Lightning Protection (XIV SIPDA)*, Oct. 2017, pp. 157–161, doi: 10.1109/SIPDA.2017.8116917.
- [69] N. Theethayi, R. Thottappillil, M. Paolone, C. Nucci, and F. Rachidi, “External impedance and admittance of buried horizontal wires for transient studies using transmission line analysis,” *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 14, no. 3, pp. 751–761, Jun. 2007, doi: 10.1109/TDEI.2007.369540.
- [70] N. Duarte, A. D. Conti, and R. Alipio, “Transient Analysis of Buried Cables Considering a Nodal Admittance Matrix Approach,” in *2019 15th International Symposium on Lightning Protection, SIPDA 2019*, 2019, doi: 10.1109/SIPDA47030.2019.8951532.
- [71] N. Duarte, A. De Conti, and R. Alipio, “Extension of Vance’s closed-form approximation to calculate the ground admittance of multiconductor underground cable systems,” *Electr. Power Syst. Res.*, vol. 196, p. 107252, Jul. 2021, doi: 10.1016/j.epsr.2021.107252.
- [72] A. C. S. Lima and C. Portela, “Closed-form expressions for ground return impedances of overhead lines and underground cables,” *Int. J. Electr. Power Energy Syst.*, vol. 38, no. 1, pp. 20–26, Jun. 2012, doi: 10.1016/j.ijepes.2011.12.016.
- [73] N. Nagaoka, N. Ametani, “Transient Calculations on crossbonded cables,” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-102, no. 4, pp. 779–787, 1983.