

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO Nº 813

**MODELAGEM DO CANAL DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS
UTILIZANDO A TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO**

Thiago Cândido Moratti Cardoso

DATA DA DEFESA: 27/02/2014

Universidade Federal de Minas Gerais
Escola de Engenharia
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

**MODELAGEM DO CANAL DE DESCARGAS ATMOSFÉRICAS
UTILIZANDO A TEORIA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO**

Thiago Cândido Moratti Cardoso

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

Orientador: Prof. Alberto Resende De Conti

Belo Horizonte – MG

Fevereiro de 2014

"Modelagem do Canal de Descargas Atmosféricas Utilizando a Teoria de Linhas de Transmissão"

Thiago Cândido Moratti Cardoso

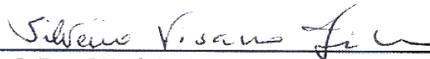
Dissertação de Mestrado submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Aprovada em 27 de fevereiro de 2014.

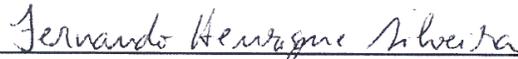
Por:



Prof. Dr. Alberto Resende de Conti
DEE (UFMG) - Orientador



Prof. Dr. Silvério Visacro Filho
DEE (UFMG)



Prof. Dr. Fernando Henrique Silveira
DEE (UFMG)



Prof. Dr. Rafael Silva Alípio
DEE (CEFET-MG)

Agradecimentos

A Deus, por ter me amparado em todos os momentos, me ajudado, orientado e incentivado a seguir. A ele meus eternos agradecimentos.

Aos meus pais Marcelo e Fernanda e ao meu irmão Leonardo, que tantas vezes me apoiaram e me encorajaram a seguir em frente. A Lara pelo zelo, compreensão e por toda a ajuda prestada nas etapas de finalização desta dissertação. Muito obrigado, porque vocês são meus incentivadores e meus maiores exemplos.

Agradeço aos meus familiares, especialmente aos meus avós Walter e Denise, que me receberam e me acolheram em Belo Horizonte durante o período de construção deste trabalho.

Ao meu orientador, professor Alberto Resende De Conti, primeiramente pela amizade e oportunidade dadas, mas também pela paciência, atenção e dedicação oferecidas durante a construção deste trabalho. Agradeço por sempre ter se mostrado confiante e motivado.

Aos professores Silvério Visacro e Fernando Silveira, pela amizade, disponibilidade e auxílios prestados no decorrer do mestrado.

À equipe do LRC, pela ajuda e experiência compartilhada, em especial aos amigos Miguel Guimarães, Listz Araújo, Afrânio Ornelas, Ronaldo Eugênio, Marina Andrade, Alyson Cardoso e Wagner Ursine.

Por fim, agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro.

Resumo

Neste trabalho estuda-se a representação do canal de descargas atmosféricas utilizando-se a teoria de linhas de transmissão, tendo como foco modelos que tratam a corrente de retorno como o resultado da descarga para a terra de uma linha de transmissão previamente carregada.

Modelos disponíveis na literatura que utilizam esta representação foram apresentados, implementados e analisados, sendo verificada a consistência das considerações e simplificações feitas pelos autores em seus trabalhos originais. Estudos adicionais foram realizados para investigar as principais potencialidades e limitações deste tipo de representação para o canal de descarga.

A fim de buscar uma alternativa para algumas das limitações encontradas nos modelos investigados, um modelo de corrente de retorno baseado na teoria de linhas de transmissão foi elaborado. Este modelo utilizou o Método de Simulação de Cargas para o cálculo das capacitâncias por unidade de comprimento da linha, sendo a indutância calculada a partir da velocidade de propagação da onda de corrente e das capacitâncias previamente calculadas. A resistência por unidade de comprimento da linha foi considerada não-linear e variável no tempo, sendo utilizado para isto um equacionamento baseado na expansão radial do canal de descargas elétricas de pequena extensão. O efeito corona foi levado em consideração por meio de uma abordagem simplificada baseada em uma geometria coaxial e na hipótese de que o acúmulo de cargas na vizinhança do canal de descarga possa ser representado como um aumento em sua capacitância. O modelo proposto se mostrou capaz de reproduzir satisfatoriamente as principais características associadas a descargas atmosféricas subsequentes, tanto no que diz respeito à corrente de retorno quanto no que se refere aos campos eletromagnéticos associados ao fenômeno.

Abstract

In this work an investigation is presented on the representation of the lightning return-stroke channel using transmission line theory, with focus on models that treat the return-stroke current as the result of the discharge to ground of an initially charged line.

Models available in the literature that use this representation were presented, implemented and analyzed. The consistency of the evaluated models was tested by checking the assumptions made by the authors in their original works. Additional studies were made to identify the main potentialities and limitations of this type of representation for the lightning channel.

To overcome some of the limitations identified in the investigated models, a return-stroke model based on transmission line theory was formulated. This model used the Charge Simulation Method for calculating the per-unit-length capacitance of the line, with the inductance being calculated from the assumed propagation speed and the previously calculated capacitance values. The per-unit-length resistance of the line was assumed to be nonlinear and time variant. For such, an equation based on the radial expansion of spark channels was used. Corona was taken into account by means of a simplified approach based on a coaxial geometry, assuming that the accumulation of charges in the vicinity of the lightning channel can be represented as an increase in the line capacitance. The proposed model was shown to be able to reproduce with reasonable accuracy currents and electromagnetic fields associated with subsequent strokes of lightning.

Sumário

1. Introdução.....	1
1.1 Relevância e Motivação.....	1
1.2 Objetivo	3
1.3 Metodologia	3
1.4 Organização do texto.....	4
2. Representação do Canal de Descarga por Meio da Teoria de Linhas de Transmissão. 6	
2.1 Modelagem do Canal de Descarga.....	6
2.2 Equações de Linhas de Transmissão	11
2.3 Métodos de Solução.....	12
2.3.1 Solução Analítica	13
2.3.2 Solução por Teoria de Circuitos.....	15
2.3.3 Solução por FDTD	18
2.4 Campos Eletromagnéticos	20
3. Modelos de Corrente de Retorno Baseados na Descarga de Linhas de Transmissão. 23	
3.1 Considerações Iniciais	23
3.2 Modelos Baseados na Descarga do Canal	23
3.3 Modelos de Corrente de Retorno Baseados na Teoria de Linhas de Transmissão Disponíveis na Literatura.....	25
3.4 Implementação de Modelos Disponíveis na Literatura	29
3.4.1 Implementação de Modelo de Little (1978).....	30
3.4.2 Implementação do Modelo de Hoole (1993).....	32
3.5 Discussão sobre as Potencialidades e Deficiências dos Modelos Avaliados.....	34
3.5.1 Discussão do Modelo de Little (1978)	34
3.5.2 Discussão do Modelo de Hoole (1993).....	39
4. Elaboração de um Modelo por Parâmetros Distribuídos	45
4.1 Introdução	45
4.2 Parâmetros da Linha	47
4.2.1 Capacitância.....	48
4.2.2 Indutância	52
4.2.3 Resistência.....	53
4.3 Efeito Corona	55
4.4 Terminações da Linha.....	60

4.4.1 Extremidade Inferior (Solo)	60
4.4.2 Extremidade Superior (Nuvem)	60
4.5 Energização do Canal	61
4.5.1 Função Degrau	61
4.5.2 Excitação Exponencial	62
4.5.3 Excitação Gaussiana.....	62
5. Avaliação do Modelo Proposto	64
5.1 Introdução	64
5.2 Forma de Excitação	64
5.3 Resistência Variável	66
5.4 Efeito Corona	69
5.5 Controle de Velocidade Pela Indutância.....	73
5.6 Método de Solução e Segmentação Utilizada.....	77
5.7 Modelo Completo.....	81
6. Conclusões e Propostas de Continuidade.....	86
6.1 Conclusões	86
6.2 Propostas de Continuidade.....	89
7. Referências Bibliográficas.....	91

1. Introdução

1.1 Relevância e Motivação

As descargas atmosféricas são responsáveis pela maioria dos desligamentos não-programados de redes elétricas, causando às empresas concessionárias de energia elétrica enormes prejuízos que vão desde a substituição e manutenção de equipamentos ao pagamento de multas contratuais aplicadas pelo não fornecimento de energia.

As descargas atmosféricas podem afetar sistemas de energia elétrica de forma direta ou indireta. Efeitos diretos são mais destrutivos porque nesse caso a corrente de descarga percorre o objeto atingido, transferindo grande energia. Os efeitos indiretos estão relacionados aos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas que incidem na vizinhança de linhas de distribuição ou sistemas elétricos em geral. Esses campos apresentam variação rápida e grande intensidade, podendo induzir sobretensões em circuitos elétricos e linhas de distribuição e danificar equipamentos conectados (VISACRO, 2005).

A fim de se estudar a descarga atmosférica e seus efeitos, vários modelos têm sido elaborados. Estes modelos, denominados modelos de corrente de retorno, buscam descrever a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga (RAKOV e UMAN, 1998). O conhecimento da distribuição da corrente ao longo do canal de descarga é de grande utilidade, pois de posse desse parâmetro torna-se possível calcular os campos eletromagnéticos gerados e, com isso, estimar os efeitos destrutivos das descargas atmosféricas em sistemas elétricos vizinhos.

Uma das primeiras abordagens utilizadas para representar a propagação da corrente de retorno ao longo do canal de descarga consistiu na modelagem do canal utilizando a teoria de circuitos elétricos. Nesse tipo de abordagem, o canal é representado como uma rede elétrica com parâmetros concentrados resistivos, indutivos e capacitivos, sendo a corrente de retorno tratada como o resultado da descarga para a terra de capacitores previamente carregados. Modelos de corrente de retorno seguindo

essa filosofia foram propostos principalmente ao longo dos anos sessenta e setenta, possuindo como principal característica uma formulação relativamente simplificada que era condizente com as limitações computacionais da época (OETZEL, 1968; LITTLE, 1978). No entanto, modelos por parâmetros concentrados não são capazes de caracterizar de forma rigorosa a propagação da corrente de retorno ao longo do canal. Além disso, não há registro de modelos dessa natureza que sejam capazes de reproduzir os campos eletromagnéticos relacionados às correntes calculadas de maneira consistente. Devido às limitações e inconsistências associadas a esse tipo de modelo e também à evolução dos recursos computacionais nas últimas décadas, modelos de corrente de retorno por parâmetros concentrados caíram em desuso.

Uma evolução da abordagem por parâmetros concentrados consiste em representar o canal de descarga como uma linha de transmissão com parâmetros distribuídos. Nesse caso, os parâmetros indutivos, resistivos e capacitivos da linha são tratados como grandezas por unidade de comprimento, e o modelo passa a representar de forma mais realística a propagação da corrente de retorno. Diferentes modelos desse tipo têm sido propostos nas últimas décadas. Em especial, nos últimos anos tem-se percebido certa ressurgência de tais modelos pela maneira relativamente simples, porém consistente, com a qual permitem a consideração da variação não-linear e não-uniforme dos parâmetros do canal (DE CONTI et al, 2008; THEETHAYI e COORAY, 2005). Como resultado, modelos de corrente de retorno utilizando a teoria de linhas de transmissão têm se mostrado capazes de reproduzir de maneira mais consistente os campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas reais, o que os potencializa para uma análise mais rigorosa dos efeitos de descargas atmosféricas em sistemas elétricos vizinhos.

A despeito da recente evolução observada em modelos dedicados a representar o canal de descarga utilizando a teoria de linhas de transmissão, tanto em termos de sua complexidade quanto de sua capacidade em reproduzir características observáveis das descargas atmosféricas, há ainda aspectos nestes modelos que merecem estudos adicionais. Em especial, são verificadas lacunas na modelagem da variação dinâmica dos parâmetros do canal de descarga de maneira rigorosa. Também se verifica a necessidade de se desenvolver e validar experimentalmente modelos de corrente de

retorno que sejam baseados na teoria de descargas de linhas de transmissão. Neste contexto se insere a presente dissertação de mestrado.

1.2 Objetivo

O objetivo fundamental deste trabalho consiste no estudo de modelos de corrente de retorno baseados na teoria de linhas de transmissão, com foco em modelos em que a corrente de descarga seja modelada como resultado da descarga para a terra de uma linha de transmissão previamente carregada ou, analogamente, através da excitação de uma linha de transmissão descarregada por uma fonte de tensão em uma de suas extremidades. Neste contexto, pretende-se avaliar a habilidade de modelos deste tipo em reproduzir as características observáveis de descargas atmosféricas, tendo como base a comparação de correntes e campos eletromagnéticos calculados com resultados experimentais de descargas reais. Além disso, com base nas discussões apresentadas é proposto um modelo de corrente de retorno que representa o canal de descarga como uma linha de transmissão não linear e não uniforme excitada em uma de suas extremidades por uma fonte de tensão.

1.3 Metodologia

Primeiramente, é feita uma contextualização a respeito da representação do canal de descarga por meio da teoria de linhas de transmissão. Nesta contextualização analisa-se a modelagem deste canal, as equações que governam a propagação de ondas em linhas de transmissão (equações do telegrafista) e alguns dos métodos de solução mais comuns encontrados na literatura, além de se apresentar uma abordagem para o cálculo de campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas. Esta etapa inicial é, em suma, um apanhado das principais técnicas, metodologias e abordagens encontradas na literatura para a modelagem do canal de descarga como uma linha de transmissão, o que se faz extremamente necessário para uma melhor compreensão do presente trabalho.

Em um segundo momento, apresenta-se um estudo do estado da arte sobre a modelagem do canal de descarga por meio de linhas de transmissão. Neste estudo, alguns dos principais modelos que utilizam esta abordagem são analisados com o intuito de se verificar as suas limitações e potencialidades. Além disso, procura-se identificar os fatores responsáveis por problemas tipicamente encontrados em modelos deste tipo, de forma que seja possível evitar tais problemas em modelagens futuras.

Por fim, desenvolve-se um modelo computacional em que o canal de descarga é representado como uma linha de transmissão. Este modelo inclui a variação dos parâmetros da linha de transmissão que representa o canal com a posição e com o tempo de forma a caracterizar a natureza dinâmica do fenômeno. Para testar o modelo proposto, são feitas análises de sensibilidade nas quais se avalia o efeito dos parâmetros do canal na distribuição temporal e espacial da corrente de retorno. Uma rotina computacional que permite o cálculo dos campos eletromagnéticos gerados pelo modelo em diferentes distâncias do canal para diferentes combinações de parâmetros também é desenvolvida. Com isso, realiza-se a validação do modelo desenvolvido por meio de comparações com campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas reais. Também são avaliadas as capacidades dos modelos de corrente de retorno propostos na literatura de reproduzir características observáveis de descargas atmosféricas reais.

1.4 Organização do texto

O texto foi organizado da seguinte forma: o presente capítulo, além de apresentar a motivação para o estudo de modelos de corrente de retorno de descargas atmosféricas, também apresenta os objetivos do presente trabalho e a metodologia utilizada. No Capítulo 2, a modelagem do canal de descarga por meio de uma linha de transmissão é formalizada e diferentes técnicas para a solução da propagação de ondas na linha são apresentadas. Ao final, são apresentadas expressões para o cálculo de campos elétricos e magnéticos gerados por descargas atmosféricas. No Capítulo 3, alguns modelos disponíveis na literatura são apresentados. Dentre estes, alguns são implementados e discutidos de forma mais aprofundada, para que sua consistência possa ser avaliada. No Capítulo 4, elabora-se um modelo de corrente de retorno que visa à representação do canal de descarga como uma linha de transmissão levando em conta

tanto o efeito corona como o comportamento dinâmico da resistência do canal. Várias simulações e análises de sensibilidade são apresentadas no Capítulo 5, de forma a verificar a consistência do modelo proposto. Além de estudar a influência dos parâmetros deste modelo nos resultados obtidos para campos e correntes, também são comparadas duas diferentes técnicas de solução, a saber, a técnica de FDTD e a teoria de circuitos. Por fim, as principais conclusões são apresentadas no Capítulo 6. As referências bibliográficas se encontram listadas no Capítulo 7.

2. Representação do Canal de Descarga por Meio da Teoria de Linhas de Transmissão

2.1 Modelagem do Canal de Descarga

Para que ocorra uma descarga atmosférica é necessário que a nuvem esteja carregada eletricamente. O processo de carga da nuvem está associado ao movimento de massas de ar, que se chocam durante uma tempestade e deixam o topo da nuvem carregado positivamente e sua base carregada negativamente, havendo ainda um pequeno bolsão de cargas positivas nesta região (RAKOV e UMAN, 2003). As cargas negativas na base da nuvem se acomodam em grandes bolsões que possuem em seu entorno um intenso campo elétrico devido à carga líquida acumulada nesta região. No presente trabalho, seguindo a abordagem clássica proposta por Schonland (1938) e Malan (1963) e difundida por Rakov e Uman (2003) entre outros autores, dá-se o nome de descarga atmosférica à transferência destas cargas ao solo através do ar. Outras interpretações para os mecanismos de formação e desenvolvimento das descargas podem ser encontradas nos trabalhos de Mazur e Runke (2012) e Kasemir (1960).

Quando o campo elétrico associado aos bolsões de cargas negativas na base da nuvem [Figura 2.1(a)] excede a rigidez dielétrica do ar, são formados íons e elétrons livres que se deslocam sob a ação deste campo. O ar, nesta região, se torna então um meio condutor e parte dos elétrons presentes no bolsão se desloca pelo caminho de

maior gradiente de potencial a fim de carregá-lo eletricamente [Figura 2.1(b)]. Se as cargas acumuladas na extremidade inferior deste caminho eletricamente carregado forem suficientes para manter um campo elétrico maior do que a rigidez dielétrica do ar, ocorre então outra ruptura a partir desta primeira [Figura 2.1(c)]. Caso as cargas presentes neste bolsão sejam suficientes para alimentar rupturas subsequentes, este processo pode se repetir de forma que este canal descendente se aproxime do solo [Figura 2.1(d)-(f)]. O campo muito intenso na base do canal descendente pode fazer com que cargas de polaridade oposta se acumulem no solo e, caso o campo associado a este acúmulo de cargas no solo seja maior do que a rigidez dielétrica do ar, inicia-se um processo que resulta na deposição de cargas positivas em um canal ascendente que se desloca em direção ao canal proveniente da nuvem [Figura 2.1(e)]. Do encontro desses dois canais [Figura 2.1(g)] resulta um processo de redistribuição de cargas denominado corrente de retorno, que transfere o potencial de terra para o interior da nuvem de forma a neutralizar o canal de descarga e o bolsão de cargas original [Figura 2.1(h)]. Este evento é chamado de primeira descarga de retorno (VISACRO, 2005).

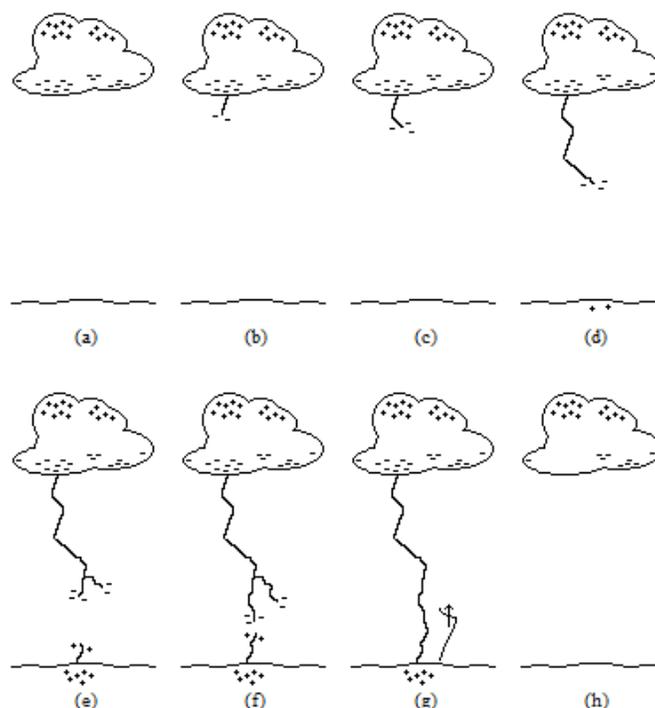


Figura 2.1 – Ilustração do processo clássico de formação do canal de descarga e descarregamento da nuvem. (Adaptado de VISACRO, 2005).

Após esta primeira descarga podem ocorrer outras, que normalmente utilizam o mesmo caminho pela atmosfera, chamadas descargas subsequentes. Descargas subsequentes podem ser causadas pela não neutralização completa do bolsão de cargas na nuvem. Estas cargas não neutralizadas se reorganizam de forma que o campo possa novamente exceder a rigidez dielétrica do ar e dar origem a um novo processo de descarregamento. Outra possibilidade é a de que um bolsão de cargas vizinho, também com um campo intenso, aproveite o “caminho” deixado pela primeira descarga e dê origem a uma descarga subsequente. Este é um processo complexo e ainda não completamente compreendido pela comunidade científica (RAKOV e UMAN, 2003).

A redistribuição de cargas no canal durante a descarga de retorno ocorre de forma abrupta e a corrente associada a esta redistribuição é extremamente intensa. Primeiras descargas de retorno transferem ao solo uma carga típica de ordem de alguns coulombs (RAKOV e UMAN, 2003) e, caso atinjam algum equipamento ou estrutura, podem causar danos. Descargas subsequentes transferem uma menor quantidade de cargas para a terra em comparação com primeiras descargas de retorno. No entanto, a taxa de crescimento das correntes de retorno de descargas subsequentes é mais elevada (cerca de 4 vezes), e, conseqüentemente, a taxa de variação dos campos eletromagnéticos associados a estas correntes também o é (RAKOV e UMAN, 2003). Variações abruptas nos campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas podem também representar riscos a equipamentos devidos a tensões e correntes induzidas (SILVEIRA e VISACRO, 2006; DE CONTI et al., 2012a; PIANTINI, 2010). Faz-se então necessário uma melhor compreensão tanto das causas como dos efeitos das descargas atmosféricas.

Motivados em estudar este fenômeno não apenas de forma qualitativa, mas também quantitativa, muitos modelos têm sido elaborados para representar a propagação de correntes pelo canal de descarga. Estes modelos, que são chamados de modelos de corrente de retorno, estão divididos em quatro categorias (RAKOV e UMAN, 1998): (1) Modelos Físicos: buscam estudar o comportamento da expansão radial de um pequeno segmento do canal através de equações de conservação de massa, momento e energia em conjunto com equações de estado; (2) Modelos Eletromagnéticos: Representam o canal de descarga como uma antena com perdas e utilizam uma solução numérica das equações de Maxwell para calcular a distribuição de

correntes ao longo do canal; (3) Modelos de Linhas de Transmissão: utilizam parâmetros distribuídos (resistência, capacitância e indutância) para caracterizar o canal de descarga como uma linha de transmissão. Neste tipo de modelagem também é possível utilizar modelos físicos para o cálculo da resistência por unidade de comprimento; (4) Modelos de Engenharia: negligenciam a física envolvida no fenômeno e especificam a distribuição espacial e temporal da corrente ao longo do canal com equações baseadas em características observáveis das cargas atmosféricas, como velocidade de propagação, luminosidade e corrente na base do canal.

Dentre estas quatro classificações, a representação para o canal de descarga estudada no presente trabalho é aquela que supõe a utilização da teoria de linhas de transmissão. Neste tipo de representação, considera-se uma linha de transmissão vertical inicialmente carregada, isolada do solo por uma chave ideal. O descarregamento desta linha, que se inicia com o fechamento da chave em questão, resulta na circulação de uma corrente que se supõe análoga à de uma descarga atmosférica. A Figura 2.2 (a)-(d) ilustra esta representação. Assim como ocorre no instante de conexão do canal de descarga com o solo, a linha de transmissão carregada apresenta uma diferença de potencial de sua extremidade inferior para a terra. Devido ao fechamento da chave, as cargas negativas mais próximas ao solo se deslocam para baixo dando origem a uma corrente positiva ascendente. Esta corrente está associada a uma onda de tensão que se desloca de forma ascendente, neutralizando o canal e levando para a nuvem o potencial da terra (DE CONTI et al., 2012b).

A partir da hipótese de se representar o canal de descargas atmosféricas como uma linha de transmissão, para se obter a corrente de retorno que viaja pela linha é preciso ter em mãos os parâmetros por unidade de comprimento da linha, que são: resistência, capacitância, indutância e condutância. Estes parâmetros são fundamentais para a construção do modelo, e muitas são as formas encontradas na literatura para estimá-los.

Além da representação do canal de descarga por meio de uma linha de transmissão carregada que se conecta ao solo por uma chave ideal, também é possível representar o canal por meio de uma linha descarregada [Figura 2.2 (e)-(f)] alimentada por uma fonte de corrente ou tensão em sua extremidade inferior. Esta forma alternativa

de se representar o canal de descarga se deve à analogia existente entre cargas negativas que se deslocam em um sentido e cargas positivas que se deslocam no sentido contrário. Independente da polaridade das cargas, nesta situação, a corrente em ambos os casos é a mesma. Vale notar, entretanto, que o potencial ao longo do canal é diferente para estas duas representações: quando a linha é considerada carregada, seu potencial é igual ao da nuvem, enquanto que para o caso de uma linha descarregada seu potencial é nulo. Este fato é desprezado nos modelos que utilizam uma linha descarregada, pois o principal interesse está geralmente no comportamento da corrente de retorno e não no comportamento do potencial ao longo do canal de descarga (DE CONTI et al., 2012b).

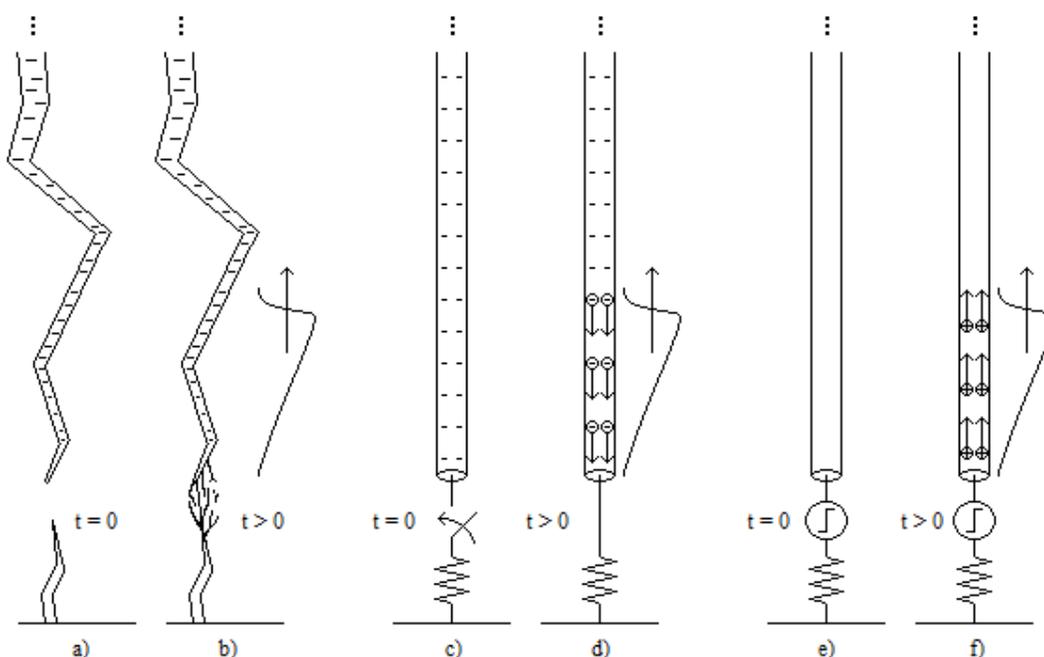


Figura 2.2 – Analogia entre canal de descarga e linhas de transmissão.

Independentemente de se representar o canal de descarga por meio de uma linha de transmissão carregada que se conecta ao solo pelo fechamento de uma chave ideal ou de uma linha de transmissão descarregada que possui em sua extremidade inferior uma fonte de tensão ou corrente, é preciso conhecer as equações que governam o comportamento das ondas de tensão e corrente que se propagam por esta linha. Além disto, também é fundamental desenvolver e compreender técnicas analíticas ou computacionais para solucionar estas equações. Nas próximas seções, estas equações

são apresentadas, assim como alguns métodos para sua solução. Ao fim do presente capítulo, são apresentadas equações para o cálculo dos campos eletromagnéticos gerados pela passagem da corrente de retorno pelo canal de descarga.

2.2 Equações de Linhas de Transmissão

Supondo-se que o canal de descarga possa ser representado como uma linha de transmissão, faz-se necessário conhecer as equações que descrevem a propagação das ondas de corrente e tensão nesta linha. A Figura 2.3 ilustra uma linha de transmissão constituída por dois condutores, em que o condutor 1 é o condutor principal e o condutor 2 é o condutor de retorno. Considerando que os dois condutores da linha são paralelos entre si e que suas seções transversais são uniformes ao longo de seus eixos, pode-se obter, a partir das Equações de Maxwell, as Equações do Telegrafista (PAUL, 2007):

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -C' \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} - G' V(z,t) \quad (2.1a)$$

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -L' \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} - R' I(z,t) \quad (2.1b)$$

onde $I(z,t)$, $V(z,t)$, L' , R' , C' e G' são, respectivamente, a corrente e o potencial na posição z e instante t , a indutância, a resistência, a capacitância e a condutância por unidade de comprimento da linha. A coordenada z representa o eixo ao qual a linha é paralela.

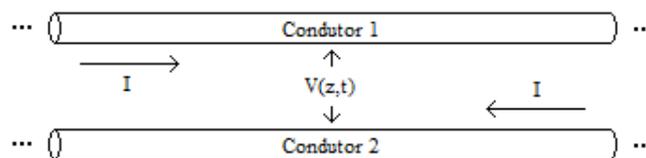


Figura 2.3 – Linha de transmissão formada por condutores paralelos.

Apesar de serem formuladas para uma linha uniforme e linear, as equações (2.1a e 2.1b) podem ser modificadas para representar uma linha não uniforme e não linear como é o caso do canal de descarga. Nesse caso, os parâmetros por unidade de comprimento passam a apresentar variação espacial e temporal e as equações (2.1) podem ser reescritas como:

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -C'(z,t)\frac{\partial V(z,t)}{\partial t} - G'(z,t)V(z,t) \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -L'(z,t)\frac{\partial I(z,t)}{\partial t} - R'(z,t)I(z,t) \quad (2.2b)$$

Modelos que incluem tanto a dependência espacial quanto temporal dos parâmetros do canal de descarga foram propostos por Mattos e Christopoulos (1988), Theethayi e Cooray (2005), De Conti et. al. (2012b) e Visacro e De Conti (2005), entre outros.

2.3 Métodos de Solução

Existe na literatura um grande número de modelos que representam o canal de descarga como uma linha de transmissão, e vários destes modelos utilizam as equações do telegrafista para calcular as ondas de tensão e corrente que se propagam nesta linha. Muitos também são os métodos para se resolver este par de equações diferenciais. Dentre estes, podem-se citar o método das características, a solução via teoria de circuitos, a técnica de FDTD, o diagrama de Lattice, a passagem para o domínio da frequência ou até mesmo, em certos casos, a solução analítica (PAUL, 2007). A seguir, três abordagens para a solução destas equações são brevemente comentadas. Estas são a solução analítica, a solução via teoria de circuitos e, por fim, a solução via técnica de FDTD.

2.3.1 Solução Analítica

Como mostrado, as equações do telegrafista formam um par de equações diferenciais parciais que descrevem a propagação das ondas de tensão e corrente ao longo de uma linha de transmissão. Ao levar-se em conta a não uniformidade do canal, assim como a dependência temporal dos parâmetros da linha, estas equações se tornam extremamente complexas e, como consequência, se tornam também extremamente difíceis de se solucionar analiticamente. Entretanto, ao considerar-se uma linha uniforme e infinita é possível obter uma solução analítica para as ondas de corrente e tensão que nela viajam.

Supondo-se uma linha infinita cujos parâmetros por unidade de comprimento sejam constantes, é possível, através das expressões (2.1a) e (2.1b), escrever

$$\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2} = R'C' \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} + L'C' \frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2} \quad (2.3)$$

Motivados pela semelhança de (2.3) com a equação de difusão para a transmissão de calor em um meio gasoso, que leva em consideração também a velocidade de propagação, bem como a solução apresentada em Morse e Feshbach (1953) para esta equação, Price e Pierce (1977) elaboraram um modelo para a propagação de ondas de corrente e tensão em uma linha de transmissão através da solução analítica de (2.3), dada por

$$\begin{aligned} V(z,t) &= \frac{1}{2} e^{-\gamma t} [V(z+vt,0) + V(z-vt,0)] \\ &+ e^{-\gamma t} \int_{z-vt}^{z+vt} V(z',0) \left\{ \frac{\gamma}{2v} I_0 \left[\gamma \sqrt{t^2 - \left(\frac{z'-z}{v} \right)^2} \right] + \frac{1}{2v} \frac{\partial}{\partial t} I_0 \left[\gamma \sqrt{t^2 - \left(\frac{z'-z}{v} \right)^2} \right] \right\} dz' \\ &+ \frac{1}{2v} e^{-\gamma t} \int_{z-vt}^{z+vt} \frac{\partial}{\partial t} [V(z',t)] \Big|_{t=0} I_0 \left[\gamma \sqrt{t^2 - \left(\frac{z'-z}{v} \right)^2} \right] dz' \end{aligned} \quad (2.4)$$

onde $v=(L'C')^{-1/2}$ é a velocidade de propagação da onda em uma linha sem perdas ($R'=0$), $\gamma=R'/2L'$ e I_0 é a função de Bessel de ordem zero para argumento imaginário.

Dadas as condições de contorno da linha, pode-se obter uma expressão fechada para a onda de tensão. A onda de corrente pode então ser calculada a partir das equações (2.1a) ou (2.1b). Considerando, por exemplo,

$$\begin{cases} V(z, 0) = 2V_0u(z) \\ \left. \frac{dV(z, t)}{dt} \right|_{t=0} = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

onde $u(z)$ é a função degrau e V_0 uma constante, pode-se, a partir de (2.4) e das equações (2.1a) ou (2.1b), chegar à seguinte expressão para a onda de corrente em $z \geq 0$, referente à excitação de uma linha semi-infinita com perdas excitada por um degrau de tensão:

$$I(z, t) = -\left(\frac{V_0}{Z_0}\right) \left[1 - u(z - vt)\right] e^{-\gamma t} I_0 \left[\gamma \sqrt{t^2 - \left(\frac{z}{v}\right)^2} \right] \quad (2.6)$$

onde $Z_0=(L'/C')^{1/2}$ é a impedância característica da linha para o caso sem perdas.

Para fins ilustrativos, a Figura 2.4 mostra correntes obtidas a partir da equação (2.6) em cinco pontos da linha de transmissão para $V_0=10$ MV, $L'=2$ μ H/m, $C'=5,5$ pF/m e $R'=0,5$ Ω /m (valores típicos para modelos de corrente de retorno; RAKOV, 1988). Estas correntes, que se atenuam à medida que se afastam do ponto de excitação na extremidade da linha, podem ser comparadas com as correntes ilustradas nos capítulos 3 e 5. Vale frisar que a solução analítica proposta por Price e Pierce (1977) é muito limitada e válida para condições muito específicas na equação (2.4), apresentadas na equação (2.5). Sendo assim, torna-se interessante investigar o emprego de métodos numéricos para a solução das equações de linha de transmissão, o que permitiria analisar uma maior quantidade de situações. Dois destes métodos são discutidos nas seções a seguir.

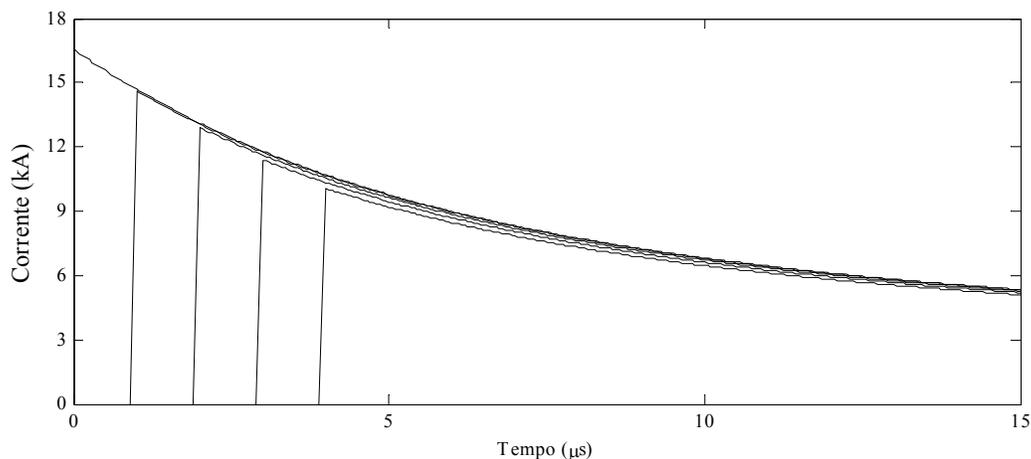


Figura 2.4 – Correntes obtidas a partir da equação (2.6) para $V_0 = -10$ MV, $L' = 2$ μ H/m, $C' = 5,5$ pF/m e $R' = 0,5$ Ω /m nos pontos: $z = 0$ m; $z = 300$ m; $z = 600$ m; $z = 900$ m; $z = 1200$ m.

2.3.2 Solução por Teoria de Circuitos

Muitos modelos, principalmente por limitações computacionais, não consideram uma representação da linha utilizando parâmetros efetivamente distribuídos. Estes modelos simplificados fazem uso de resistores, indutores e capacitores discretos, que são distribuídos em um número finito de células encadeadas em cascata. Um exemplo de esquema similar ao descrito está ilustrado na Figura 2.5, onde o canal é dividido em N segmentos pi e a nuvem é representada por uma capacitância também concentrada. O motivo para esta representação para a nuvem é descrito em maior detalhe no capítulo 3.

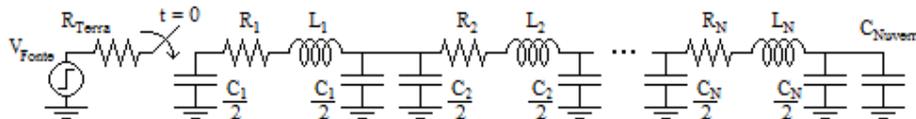


Figura 2.5 – Representação da linha por meio de parâmetros concentrados.

Ao se considerar esta representação para o canal de descarga, pode-se obter a corrente em cada um dos segmentos em que foi dividido o canal por meio da teoria de circuitos, utilizando-se para isto modelos discretos para os componentes da linha.

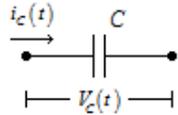
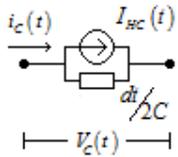
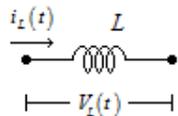
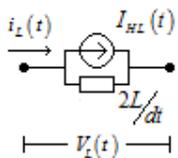
Aplicando-se o método de integração trapezoidal, obtêm-se equações discretas no domínio do tempo que permitem representar o comportamento de capacitores e indutores. Estas expressões são mostradas na Tabela 2.1 (DOMMEL, 1969).

Tabela 2.1 – Modelos discretos de elementos de circuitos utilizando o método de integração trapezoidal.

Elemento	Tempo Contínuo	Tempo Discreto
Capacitor	$i_c(t) = C \frac{dV_c(t)}{dt}$	$i_c(t) = \frac{2C}{dt} V_c(t) + I_{HC}(t)$ onde $I_{HC}(t) = -\frac{2C}{dt} V_c(t-dt) - i_c(t-dt)$
Indutor	$V_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt}$	$i_L(t) = \frac{dt}{2L} V_L(t) + I_{HL}(t)$ onde $I_{HL}(t) = \frac{dt}{2L} V_L(t-dt) + i_L(t-dt)$

As expressões obtidas para o tempo discreto, listadas na Tabela 2.1, resultam nos modelos ilustrados na Tabela 2.2 para o capacitor e o indutor.

Tabela 2.2 – Representação de elementos de circuitos no domínio do tempo discreto.

Elemento	Tempo Contínuo	Tempo Discreto
Capacitor		
Indutor		

Com a discretização propiciada pelo método de integração trapezoidal, tanto o indutor como o capacitor podem ser vistos no domínio do tempo discreto como um

resistor em paralelo com uma fonte de corrente. Esta fonte contém informações referentes ao passo de tempo anterior e por isso é denominada fonte de corrente histórica.

Cada segmento do circuito ilustrado na Figura 2.5, que representa o canal de descarga, fica então discretizado conforme indicado na Figura 2.6.

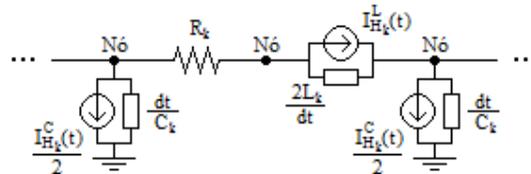


Figura 2.6 - Representação no tempo discreto para cada um dos segmentos da linha.

onde R_k , C_k , L_k , $I_{Hk}^C(t)$ e $I_{Hk}^L(t)$ são resistência, capacitância, indutância e correntes históricas para o capacitor e indutor do segmento k , respectivamente. A partir desta topologia pode-se obter a matriz de admitâncias Y do circuito. Para calcular o valor das tensões nos nós deste circuito basta então utilizar, em cada instante de tempo,

$$V(t) = [Y]^{-1} I_F(t) \quad (2.7)$$

onde $V(t)$ é o vetor que contém as tensões desconhecidas nos nós do circuito e $I_F(t)$ é o vetor com fontes de correntes, históricas ou não, associadas a cada um destes nós, ambos para o instante de tempo t . A corrente ao longo do canal pode ser obtida a partir das tensões calculadas nos nós das extremidades da resistência de cada segmento ou a partir das correntes nos indutores, como mostrado na Tabela 2.1, por exemplo.

Muitos modelos (Little, 1978; Strawe, 1979) se baseiam em uma abordagem similar a esta para calcular a corrente ao longo do canal de descarga. Entretanto, esta técnica apresenta dois grandes problemas, ambos associados ao esforço computacional envolvido. O primeiro consiste no tamanho da matriz de admitâncias, que pode se tornar extremamente grande para um canal com muitos segmentos. O segundo problema é a dificuldade em se implementar variações temporais nos parâmetros da linha, já que a inversa da matriz de admitâncias terá que ser calculada em cada instante de tempo. Possivelmente devido a estes problemas, os modelos que utilizam a teoria de circuitos

elétricos para calcular as correntes ao longo do canal, além de muitas vezes não considerarem a variação temporal dos parâmetros da linha, também apresentam poucos segmentos para descrever este canal, o que, conforme discutido no capítulo 3 da presente dissertação, pode ser fonte de inconsistências.

2.3.3 Solução por FDTD

A técnica de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo [Finite-Differences Time-Domain (FDTD)] (YEE, 1966) aplicada a uma linha de transmissão consiste em discretizar as equações do telegrafista tanto no tempo quanto no espaço para solucioná-las de forma numérica. Para isto, divide-se o canal em segmentos de comprimento dz e os instantes de tempo em intervalos dt . Em uma das possíveis implementações deste método, os pontos onde são calculadas as correntes, assim como os pontos onde são calculados os potenciais, ficam separados por uma distância dz . No entanto, os nós de corrente não coincidem com os nós de potencial, ficando eles separados por uma distância $dz/2$. A Figura 2.7 ilustra esta discretização.

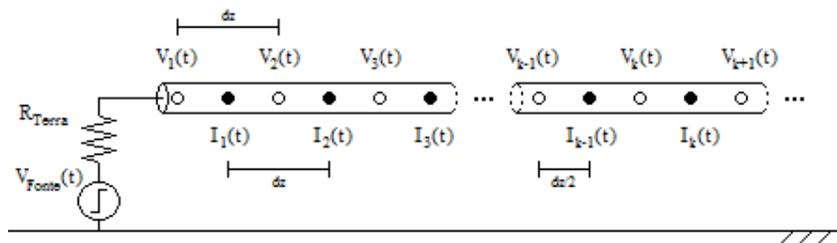


Figura 2.7 – Discretização da linha utilizando a técnica de FDTD (PAUL, 2007).

O método atualiza os valores de tensão e corrente em cada passo de tempo, utilizando para isto o valor passado de tensão e corrente em cada nó, assim como os valores dos nós adjacentes. Primeiramente são calculados os potenciais ao longo da linha e só então são calculadas as correntes em cada ponto a partir dos valores já calculados para os nós de potencial. É preciso notar que o número de nós para o cálculo da corrente é igual ao número de segmentos no qual o canal foi dividido. Por este motivo, ao considerar a linha por completo, existirá um nó de potencial a mais. Os nós

de potencial ficam nas extremidades de cada um destes segmentos. Ao discretizar a equação (2.2a) de acordo com o método de FDTD, obtém-se a seguinte expressão para o cálculo dos potenciais ao longo da linha (PAUL, 2007)

$$V_k(t) = \frac{\left[\frac{C'_k(t)}{dt} - \frac{G'_k(t)}{2} \right] V_k(t-dt) - \frac{I_k(t-dt) - I_{k-1}(t-dt)}{dz}}{\left[\frac{C'_k(t)}{dt} + \frac{G'_k(t)}{2} \right]} \quad (2.8)$$

onde $V_k(t)$, $V_k(t-dt)$, $I_k(t-dt)$, $I_{k-1}(t-dt)$, $C'_k(t)$ e $G'_k(t)$ são, respectivamente, o potencial k em t , o potencial k no instante anterior $t-dt$, a corrente nos segmentos k e $k-1$ no passo de tempo anterior $t-dt$, a capacitância por unidade de comprimento e a condutância por unidade de comprimento da linha. Já ao discretizar a equação (2.2b) obtém-se a seguinte expressão para o cálculo das correntes (PAUL, 2007)

$$I_k(t) = \frac{\left[\frac{L'_k(t)}{dt} - \frac{R'_k(t)}{2} \right] I_k(t-dt) - \frac{V_{k+1}(t) - V_k(t)}{dz}}{\left[\frac{L'_k(t)}{dt} + \frac{R'_k(t)}{2} \right]} \quad (2.9)$$

onde $I_k(t)$, $I_k(t-dt)$, $V_{k+1}(t)$, $V_k(t)$, $R'_k(t)$ e $L'_k(t)$ são, respectivamente, a corrente no segmento k em t , a corrente no segmento k no instante anterior $t-dt$, o potencial nos nós $k+1$ e k no instante t , a resistência por unidade de comprimento e a indutância por unidade de comprimento da linha. A partir de (2.8) e (2.9), fica claro que em cada instante de tempo primeiro o potencial da linha é atualizado e só depois a corrente em cada um dos pontos é calculada.

Além das equações que descrevem a propagação de ondas dadas por (2.8) e (2.9), também é necessário que se tenha uma equação para o potencial em cada um dos extremos da linha. Para o caso de uma linha de transmissão dividida em N segmentos com uma fonte de tensão em série com uma resistência em uma de suas extremidades, como mostrado na Figura 2.7, tem-se, para o primeiro nó de tensão (PAUL, 2007)

$$V_1(t) = \frac{\left\{ \left(R_T \frac{C'_1}{2} \frac{dz}{dt} - \frac{1}{2} \right) V_1(t-dt) - R_T I_1(t-dt) + \frac{[V_F(t) + V_F(t-dt)]}{2} \right\}}{\left(R_T \frac{C'_1}{2} \frac{dz}{dt} + \frac{1}{2} \right)} \quad (2.10)$$

onde R_T e V_F são, respectivamente, a resistência de aterramento, que pretende representar o efeito das perdas no solo, e a tensão aplicada na linha de transmissão.

Para a outra extremidade da linha, não visível na Figura 2.7, considera-se aqui, por motivos que ficam mais claros no próximo capítulo, uma terminação puramente capacitiva: um capacitor concentrado entre o fim da linha e o solo. A equação para esta terminação é dada por

$$V_{N+1}(t) = V_{N+1}(t-dt) + \frac{dt}{\left(\frac{dz C'_N}{2} + C_{Nivem} \right)} I_N(t-dt) \quad (2.11)$$

onde C_{Nivem} é a capacitância ao fim da linha que visa representar a nuvem.

O conjunto formado pelas equações (2.8), (2.9), (2.10) e (2.11) consiste na discretização no tempo e no espaço das equações do telegrafista e de suas condições terminais e caracterizam a aplicação da técnica de FDTD à linha que representa o canal de descarga. Este método de solução das equações do telegrafista possui a vantagem de acomodar facilmente as variações tanto espaciais como temporais dos parâmetros da linha, além de exigir pouco esforço computacional. A principal desvantagem deste método é a dificuldade encontrada para se obter as equações de potencial nos extremos da linha caso suas terminações sejam um pouco mais complexas, como é o caso, por exemplo, de uma terminação com dois ou mais elementos concentrados.

2.4 Campos Eletromagnéticos

Os campos eletromagnéticos associados a uma descarga atmosférica possuem características bem particulares que podem ser utilizadas para a validação de um modelo que visa representar o processo de descarregamento do canal. Faz-se então necessário o

conhecimento de equações que possibilitem o cálculo destes campos a partir das correntes obtidas pelo modelo em questão.

Supondo a passagem de uma corrente por um condutor vertical de comprimento H posicionado sobre um solo condutor perfeito (Figura 2.8), Uman (1975) obteve, a partir das equações de Maxwell, as seguintes expressões para o cálculo da densidade de fluxo magnético horizontal e do campo elétrico vertical no plano do solo associados à passagem desta corrente:

$$B_{\phi}(D, t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^H \frac{\text{sen}\theta}{R^2} i(z, t - R/c) dz + \frac{\mu_0}{2\pi} \int_0^H \frac{\text{sen}\theta}{cR} \frac{\partial i(z, t - R/c)}{\partial t} dz \quad (2.12)$$

$$E_z(D, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \int_0^H \frac{(2 - 3\text{sen}^2\theta)}{R^3} \int_0^t i(z, \tau - R/c) d\tau dz \right. \\ \left. + \int_0^H \frac{(2 - 3\text{sen}^2\theta)}{cR^2} i(z, t - R/c) dz \right. \\ \left. - \int_0^H \frac{\text{sen}^2\theta}{c^2R} \frac{\partial i(z, t - R/c)}{\partial t} dz \right\} \quad (2.13)$$

onde B_{ϕ} e E_z são, respectivamente, a densidade de fluxo magnético horizontal e o campo elétrico vertical no nível do solo, i é a corrente que se propaga no canal, c é a velocidade da luz, H é o comprimento do canal, D é a distância horizontal da base do canal ao ponto no qual se deseja calcular o campo, R é a distância de um ponto no canal até o ponto onde se calcula o campo, t é o tempo, θ é o ângulo entre o canal e o vetor que liga o canal ao ponto onde se calcula o campo, e μ_0 e ϵ_0 são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do vácuo.

As equações (2.12) e (2.13) são utilizadas como base para o cálculo de campos eletromagnéticos associados aos modelos de corrente de retorno avaliados neste trabalho.

3. Modelos de Corrente de Retorno Baseados na Descarga de Linhas de Transmissão

3.1 Considerações Iniciais

O presente capítulo tem como objetivo apresentar e analisar alguns dos principais modelos de corrente de retorno que utilizam a teoria de linhas de transmissão. Como é mostrado, nenhum dos modelos aqui discutidos pode ser considerado completamente validado, pois, em sua formulação original, não foram apresentados campos eletromagnéticos preditos por estes modelos ou, se apresentados, estes se mostraram divergentes dos campos associados a descargas atmosféricas reais. O presente capítulo visa buscar uma resposta para esta questão, apontando os principais fatores responsáveis pelas divergências encontradas entre campos eletromagnéticos calculados por alguns destes modelos e os campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas reais, bem como avaliando limitações de certos modelos caso eles fossem empregados no cálculo de campos eletromagnéticos.

3.2 Modelos Baseados na Descarga do Canal

Existe na literatura uma série de modelos que visam representar o canal de descarga por meio de uma linha de transmissão. Dentre eles, parte utiliza uma

abordagem por parâmetros concentrados, onde elementos RLC são organizados em cascata (LITTLE 1978; STRAWE 1979). A solução deste tipo de modelo para a determinação da corrente de retorno geralmente é dada por meio da aplicação da teoria de circuitos. Outra parte utiliza uma abordagem por parâmetros distribuídos (TAKAGI e TAKEUTI 1983; PRICE e PIERCE 1977). Neste tipo de modelo a corrente de retorno é obtida pela solução das equações do telegrafista, seja pela discretização destas equações, pela utilização do diagrama de Lattice, ou até mesmo por sua solução analítica.

Historicamente, os primeiros modelos de corrente de retorno baseados na teoria de linhas de transmissão encontrados na literatura, desenvolvidos a partir das décadas de sessenta e setenta, utilizavam parâmetros concentrados organizados em cascata para efetuar o cálculo da corrente de retorno em uma descarga atmosférica (LITTLE, 1978) ou mesmo um único bloco RLC (OETZEL, 1968). Devido à limitada capacidade computacional da época, muitos autores optaram por esta abordagem em conjunto com uma pequena segmentação para o canal. Como é mostrado mais à frente neste Capítulo (Seção 3.5), assim como no Capítulo 5, a utilização de poucos segmentos para o canal, juntamente com a utilização de parâmetros concentrados para representar a linha de transmissão, pode levar a imprecisões na determinação da corrente de retorno e dos campos eletromagnéticos associados a esse tipo de modelo.

Também é possível notar problemas semelhantes em alguns modelos (HOOLE, 1993) que utilizam parâmetros distribuídos e obtêm seus resultados por meio de uma solução numérica das equações do telegrafista. Estes problemas, ignorados por seus autores originais, são geralmente consequência de uma insuficiente discretização espacial do canal de descarga modelado.

O presente capítulo tem como objetivo apresentar alguns dos modelos baseados na teoria de linhas de transmissão disponíveis na literatura, assim como implementá-los e discuti-los sob uma ótica mais crítica, para que possam desta forma ser mais bem compreendidos. Inicialmente, faz-se uma descrição e a apresentação de modelos já conhecidos na comunidade científica (Seção 3.3), para que em seguida seja possível a implementação de dois destes modelos (Seção 3.4). Por fim, na seção 3.5, utilizam-se os modelos implementados computacionalmente, assim como algumas das ferramentas

apresentadas no Capítulo 2, para melhor explorar as potencialidades e deficiências de alguns modelos disponíveis na literatura.

3.3 Modelos de Corrente de Retorno Baseados na Teoria de Linhas de Transmissão Disponíveis na Literatura

Nesta seção, apresentam-se os principais modelos de corrente de retorno baseados na teoria de linhas de transmissão disponíveis na literatura, tendo como foco os modelos que se baseiam na hipótese de representar o fluxo da corrente de retorno como resultante da descarga para o solo de uma linha de transmissão previamente carregada. Uma revisão mais detalhada pode ser encontrada em De Conti et al. (2012b).

Price e Pierce (1977) elaboraram um modelo baseado na teoria de linhas de transmissão ao considerar uma linha infinita e uniforme e obtiveram a corrente de retorno por meio de uma solução analítica das equações do telegrafista. Os parâmetros por unidade de comprimento da linha não foram calculados explicitamente, generalizando assim a solução obtida. Desprezando a condutância por unidade de comprimento do canal de descarga e combinando as equações do telegrafista, os autores obtiveram uma equação diferencial parcial de segunda ordem para o potencial na linha. Ao considerar a excitação em um ponto da linha como sendo uma função degrau, eles solucionaram esta equação diferencial para obter uma expressão para o potencial em cada ponto da linha em cada instante de tempo. A partir da equação para o potencial, obtiveram uma equação para a onda de corrente. Este processo é equivalente ao apresentado na seção 2.3.1. Os autores também apresentaram os campos elétricos e magnéticos associados às correntes obtidas.

Em seu modelo, Little (1978) modelou o canal de descarga como uma linha de transmissão vertical localizada sobre um plano condutor perfeito. Sua representação se deu por meio de uma série de parâmetros concentrados em cascata como mostra a Figura 3.1. Para o cálculo das correntes ao longo do canal utilizou-se a teoria de circuitos. Little, em seu artigo, comentou sobre as limitações de seu modelo como, por exemplo, a incapacidade de prover informações sobre a propagação da onda de corrente

ao longo do canal. Outra limitação é a de que o modelo não seria capaz de calcular os campos gerados pelas correntes encontradas. Todos os parâmetros por unidade de comprimento da linha foram considerados independentes do tempo. A capacitância ao longo do canal foi calculada a partir do campo elétrico proveniente da distribuição de carga no instante anterior ao fechamento do canal percussor com o solo. Ao considerar uma corrente uniforme na linha, Little calculou a indutância do canal a partir do campo magnético estacionário nas proximidades de cada segmento. O valor utilizado foi de $2 \mu\text{H/m}$ para cada segmento ao longo de toda a linha. A resistência foi considerada constante e seu valor ($1 \Omega/\text{m}$) foi escolhido como grande o suficiente para forçar a corrente a ser unidirecional, mas não tão grande ao ponto de suavizar completamente as oscilações resultantes. Por fim, a nuvem foi representada como uma capacitância e o solo como uma resistência pura. Utilizando segmentos da ordem de centenas de metros, Little simulou diferentes configurações, variando em cada configuração a altura e o comprimento do salto final entre o canal percussor descendente e o canal ascendente, além do comprimento do canal de descarga. Entretanto, não fez nenhum estudo a respeito da influência da segmentação do canal nos resultados obtidos. As correntes obtidas por Little na base do canal se mostraram, pelo menos em sua forma, bem próximas às correntes associadas a descargas naturais. No entanto, ao comparar seus resultados com alguns parâmetros obtidos a partir de descargas naturais, Little chegou à conclusão de que seu modelo não seria capaz de reproduzir de forma consistente uma primeira descarga negativa, tampouco de reproduzir satisfatoriamente os resultados característicos de uma descarga subsequente.

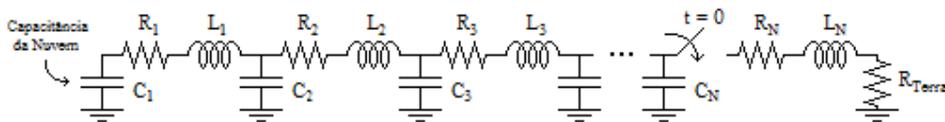


Figura 3.1 – Representação de Little para o canal de descarga por meio de uma série de parâmetros concentrados.

Strawe (1979) também modelou o canal de descarga como uma linha de transmissão vertical sobre um plano condutor perfeito, utilizando para isso uma série de parâmetros concentrados em cascata. Apesar de comentar que utilizou capacitâncias e indutâncias constantes ao longo de todo o canal, o autor não apresentou em detalhe a metodologia utilizada no cálculo destes parâmetros. Strawe comenta que a tortuosidade

do canal e o efeito corona foram incluídos em seu modelo por meio de modificações nos valores de capacitância e indutância do canal. No entanto, não mostrou de forma explícita como estes efeitos foram levados em consideração. Dois modelos para resistência do canal foram utilizados. O primeiro é o modelo de Braginskii (1958) e o segundo uma modificação do primeiro que leva em conta a variação temporal da temperatura e da condutividade, bem como a transferência de momento para regiões de baixa pressão. Além disso, duas configurações foram estudadas pelo autor. Na primeira, Strawe considerou um canal de 2 km de comprimento e uma segmentação uniforme, enquanto que na segunda configuração o canal possuía 9,6 km e uma segmentação que aumentava de forma progressiva com a altura. Strawe utilizou um código computacional chamado CIRCUS II para solucionar o problema no domínio do tempo. Por meio das correntes calculadas por seu modelo, chegou à conclusão de que seria muito conservador considerar medições ao nível do solo para avaliar os efeitos de descargas atmosféricas sobre aeronaves. Isto por que, de acordo com seu modelo, as correntes de descarga calculadas em altitudes mais elevadas possuiriam tempo de frente mais elevado, menores taxa de crescimento e menores picos quando comparadas as correntes ao nível do solo.

Takagi e Takeuti (1983) elaboraram um modelo para o canal de descarga supondo uma linha de transmissão vertical sobre um solo condutor perfeito cujas capacitâncias e indutâncias foram consideradas constantes ao longo de todo o canal. Tanto correntes de retorno quanto campos elétricos foram calculados. Entretanto, o campo magnético foi ignorado pelos autores. As correntes foram obtidas através do diagrama de Lattice para uma linha sem perdas e o efeito da resistência do canal sobre estas correntes foi representado por meio de um fator de atenuação exponencial. A nuvem foi inicialmente considerada como puramente capacitiva. Entretanto, devido ao fato de o diagrama de Lattice tornar impraticável a utilização de uma capacitância concentrada ao fim da linha, os autores optaram por representar a nuvem como uma segunda linha de transmissão sem perdas, sendo esta conectada ao fim do canal, em uma de suas extremidades, e aberta na outra. A linha que visava representar a nuvem possuía então a capacitância calculada para o que seria uma capacitância concentrada. A validade dessa aproximação seria garantida, segundo os autores, ao atender condições de tempos de trânsito muito pequenos e, conseqüentemente, de indutância também

muito pequena para a nuvem. Takagi e Takeuti procuraram explicar as diferentes características observadas em descargas naturais de verão e de inverno. Os resultados obtidos pelos autores mostraram que em nuvens de inverno, devido ao seu tamanho reduzido, as correntes possuiriam um comportamento bipolar. Isto se deveria a reflexões da onda de corrente ao atingir os limites da nuvem. Como consequência de correntes bipolares, os campos calculados também apresentaram esta característica para pontos de observação entre 10 e 30 km de distância da base do canal. Para as nuvens de verão, sendo estas já bem maiores do que as nuvens de inverno, as oscilações de corrente ou nos campos não seriam vistas tão facilmente, pois ocorreriam em tempos bem elevados, tempos em que a resistência, devido ao resfriamento do canal, se elevaria e atenuaria demasiadamente a corrente. Os autores argumentaram então que, devido a isto, os campos elétricos associados a descargas de verão não possuiriam bipolaridade para pontos de observação entre 10 e 30 km da base do canal.

Em seu modelo, Mattos e Christopoulos (1988) representaram o canal como uma linha de transmissão vertical sobre um plano condutor perfeito e utilizaram os artigos de Little (1978) e Braginskii (1958) como referências para o cálculo dos parâmetros da linha. A nuvem foi modelada por meio de uma resistência em série com um capacitor. As correntes ao longo do canal de descarga foram obtidas utilizando a técnica Transmission-Line-Modeling (TLM). Os resultados obtidos mostram a influência da resistência escolhida para a nuvem assim como a influência da resistência variável no tempo. Outra observação feita pelos autores se refere à dependência dos resultados obtidos por este modelo com relação à escolha da segmentação: o tempo da frente de onda da corrente seria dependente do comprimento escolhido para o segmento. Além disso, como mostrado no artigo, o tempo de frente tende a crescer para correntes mais distantes da base. Em seu artigo de 1988, os autores não apresentam os campos gerados pelas correntes encontradas. Em Mattos e Christopoulos (1990) os campos eletromagnéticos calculados para seu modelo se mostraram inconsistentes com os campos associados a descargas reais, conforme discutido em Rakov e Uman (1998).

Em seu artigo, Hoole (1993) comparou os modelos de Little (1978) e Gardner (1992) com o modelo de difusão para a linha de transmissão. Esta comparação foi motivada pelo elevado valor de resistência do canal ($R \gg \omega L$) escolhido por esses dois autores. Hoole obteve em seguida uma solução analítica para o modelo de difusão e

mostrou que a corrente na base do canal de descarga seria infinita, e que, conseqüentemente, este tipo de modelo não seria representativo de uma corrente de retorno. As correntes obtidas tanto por Little (1978) quanto por Gardner (1992) não teriam apresentado essa característica devido às limitações naturais de uma implementação numérica. Motivado por esses argumentos, Hoole propôs um modelo para o canal de descarga utilizando uma linha de transmissão vertical sobre um plano condutor perfeito. O efeito pelicular foi desprezado pelo autor e as capacitâncias do canal e da nuvem foram calculadas separadamente. Hoole dividiu o canal em 10 segmentos de 300 m e calculou as capacitâncias de cada segmento utilizando o método de simulação de cargas, enquanto que a indutância e a resistência foram consideradas constantes ao longo de todo o canal. A condutância foi desprezada pelo autor. Apesar de utilizar o método de simulação de cargas para obter as capacitâncias por unidade de comprimento, Hoole acabou por considerar uma distribuição uniforme deste parâmetro ao longo do canal, com exceção do primeiro segmento, onde utilizou uma capacitância de valor mais elevado devido à proximidade do solo. Para o último segmento, considerou a capacitância calculada para a nuvem. A partir das equações do telegrafista (2.1a) e (2.1b), o autor obteve uma única equação diferencial parcial (2.3) para o potencial ao longo da linha e a discretizou segundo o método de diferenças finitas. As correntes foram calculadas a partir dos potenciais encontrados. Hoole também propôs equações para o cálculo dos campos eletromagnéticos gerados por correntes de retorno obtidas a partir de seu modelo. Em um trabalho subsequente (HOOLE e HOOLE, 1993) vários casos foram simulados a partir do modelo elaborado em Hoole (1993). Dentre estes casos estão descargas negativas descendentes subsequentes, descargas ascendentes e descargas conectadas a aeronaves. Hoole e Hoole também exploraram a influência do raio do canal, assim como o tamanho da nuvem.

3.4 Implementação de Modelos Disponíveis na Literatura

Nesta seção apresentam-se resultados da implementação computacional de dois dos modelos discutidos na seção 3.3, a saber, os modelos de Little e de Hoole. A análise aqui apresentada tem como objetivo apenas reproduzir alguns dos principais resultados

obtidos pelos autores. Análises mais profundas e ignoradas pelos autores em seus trabalhos originais são apresentadas na seção 3.5.

3.4.1 Implementação de Modelo de Little (1978)

Conforme apresentado na seção 3.3, Little (1978) utilizou uma série de parâmetros concentrados organizados em cascata para representar o canal de descarga (Figura 3.1). A partir desta representação o autor fez diferentes estudos, como, por exemplo, a influência da altura do ponto de conexão entre os canais precursores ascendente e descendente, representado pela chave ideal ilustrada na Figura 3.1, ou a influência do comprimento do canal. Dentre estes estudos, a Figura 3.2 mostra as correntes calculadas para o primeiro caso considerado por Little, em que o autor dividiu um canal de descarga de 3 km em 8 segmentos de comprimentos diferentes entre si.

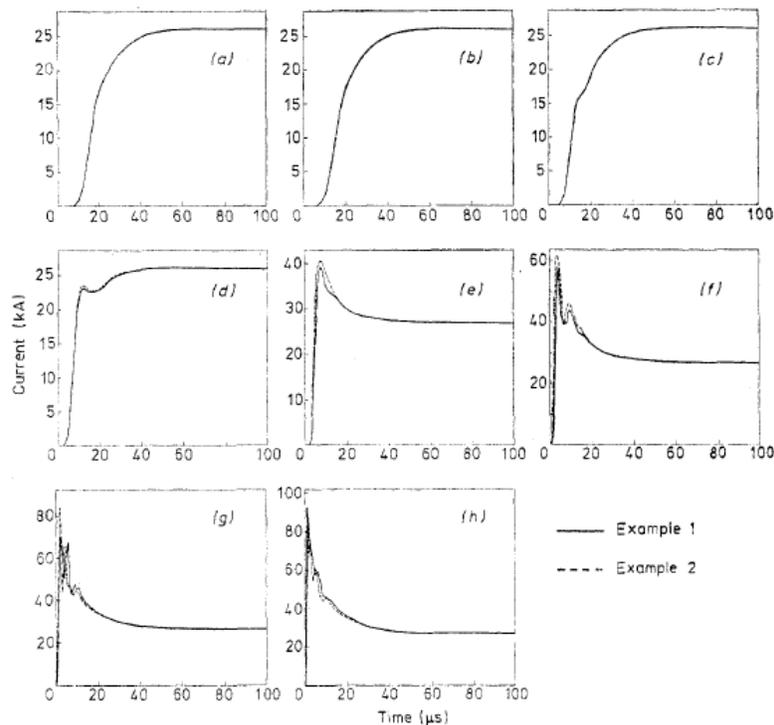


Figura 3.2 – Correntes obtidas por Little (1978) ao longo do canal para as duas primeiras configurações consideradas em seu trabalho. Altura acima do solo (m): (a) 2950, (b) 2550, (c) 1950, (d) 1450, (e) 900, (f) 450, (g) 225, (h) 75. (Ilustração retirada do Original).

A partir das informações fornecidas pelo autor, pode-se implementar o seu modelo de forma a reproduzir os resultados obtidos originalmente. Na Tabela 3.1 encontram-se os valores para os parâmetros da linha, enquanto que a Figura 3.3 mostra os resultados obtidos com a implementação do modelo de Little. Esses resultados foram obtidos por meio da implementação do circuito referente aos parâmetros da Tabela 3.1 na plataforma ATPDraw.

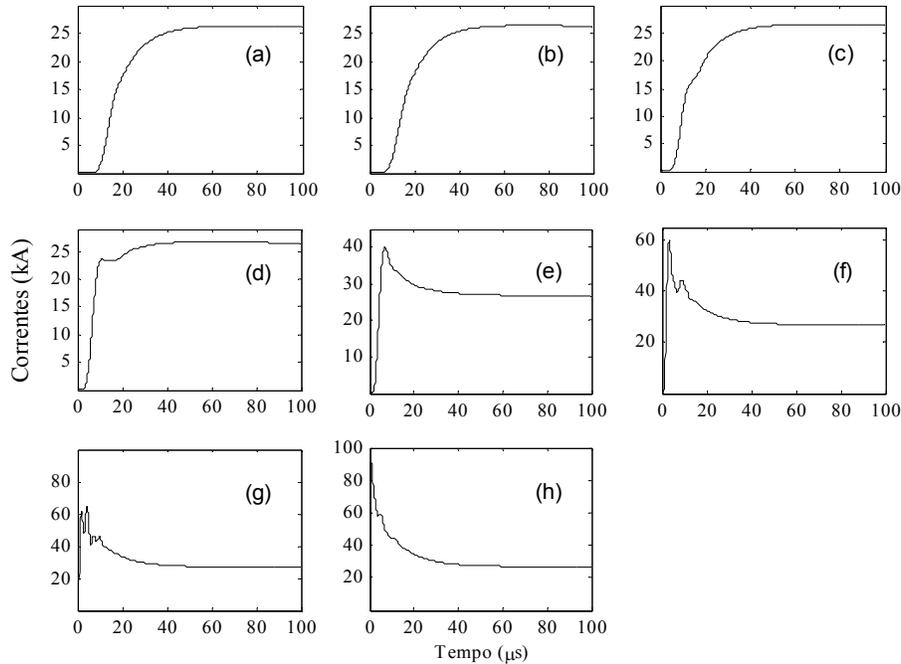


Figura 3.3 - Correntes ao longo do canal obtidas através da implementação do Modelo de Little (1978). Altura acima do solo (m): (a) 2950, (b) 2550, (c) 1950, (d) 1450, (e) 900, (f) 450, (g) 225, (h) 75. (A serem comparadas com a Figura 3.2)

Tabela 3.1 - Parâmetros concentrados utilizados na Figura 3.1 para a implementação do exemplo 1 de Little (1978). O potencial da nuvem é de 100 MV e R_{terra} foi tomada como 100 Ω , acrescentada de 600 Ω por conta da resistência adotada para representar o salto final entre os canais precursoros descendente e ascendente. As velocidades em cada segmento foram calculadas a partir das capacitâncias e indutâncias por unidade de comprimento segundo a expressão $v = 1/\sqrt{C'L'}$.

Segmento n°	Comprimento (m)	Capacitância (nF)	Indutância (μ H)	Resistência (Ω)	Velocidade (m/s)
1	150	2,1	300	150	$1,9 \times 10^8$
2	150	1,4	300	150	$2,3 \times 10^8$
3	300	3,4	600	300	$2,1 \times 10^8$
4	600	6,1	1200	600	$2,2 \times 10^8$
5	500	4,8	1000	500	$2,3 \times 10^8$
6	500	4,6	1000	500	$2,3 \times 10^8$
7	700	5,8	1400	700	$2,5 \times 10^8$
8	100	1000	200	100	$7,1 \times 10^6$

Nota-se que os resultados obtidos por meio da implementação do modelo estão de acordo com os resultados obtidos originalmente pelo autor. Com isso, é possível fazer análises desprezadas pelo autor além de aprofundar algumas das análises já feitas. Estes estudos são apresentados na seção 3.5.1.

3.4.2 Implementação do Modelo de Hoole (1993)

Hoole e Hoole (1993) analisaram diferentes situações para o modelo originalmente proposto em Hoole (1993). Dentre estas, a Figura 3.4 mostra o primeiro caso estudado, chamado por eles de estudo padrão. Neste exemplo, os autores consideraram um canal com dez segmentos de 300 m, onde a capacitância por unidade de comprimento do primeiro segmento (mais próximo ao solo) é de 25 pF/m, as capacitâncias dos segmentos 2 ao 9 são de 4,9 pF/m e a do último (que representa a nuvem) é de 56 nF/m; a indutância e a resistência por unidade de comprimento são, respectivamente, de 3 μ H/m e 0,8 Ω /m; a resistência de aterramento utilizada foi de 1500 Ω e o potencial escolhido para a nuvem foi de 50 MV. Uma corrente contínua com valor de 300 A que percorre o canal antes do início da descarga também foi considerada neste exemplo. Em suas análises, Hoole e Hoole apresentaram as correntes em cada segmento no qual o canal foi dividido, além dos campos elétricos e magnéticos gerados por estas correntes em diferentes pontos ao redor do canal.

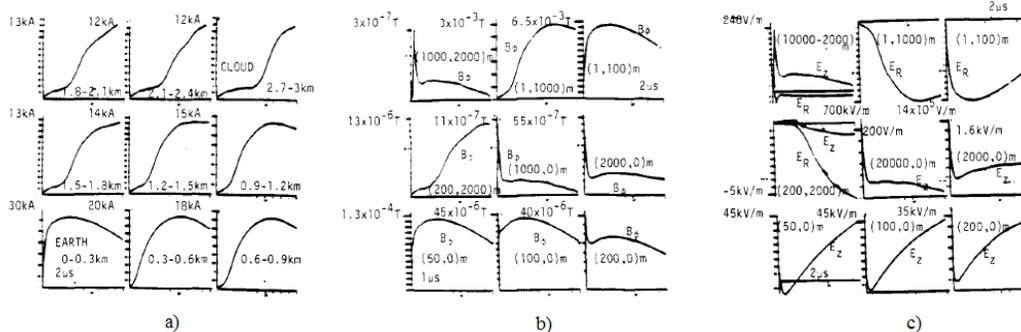


Figura 3.4 - Resultados obtidos por Hoole e Hoole (1993) em seu estudo padrão que procura representar uma descarga subsequente: a) Correntes em diferentes alturas a partir do solo; b) Campo magnético nos pontos (r,z), onde r é a distância do ponto ao eixo do canal e z é a altura acima do solo; c) Campo elétrico nos pontos (r,z), seguindo a mesma notação do item b). E_z e E_r são os campos vertical e horizontal, respectivamente. (Imagem retirada do original)

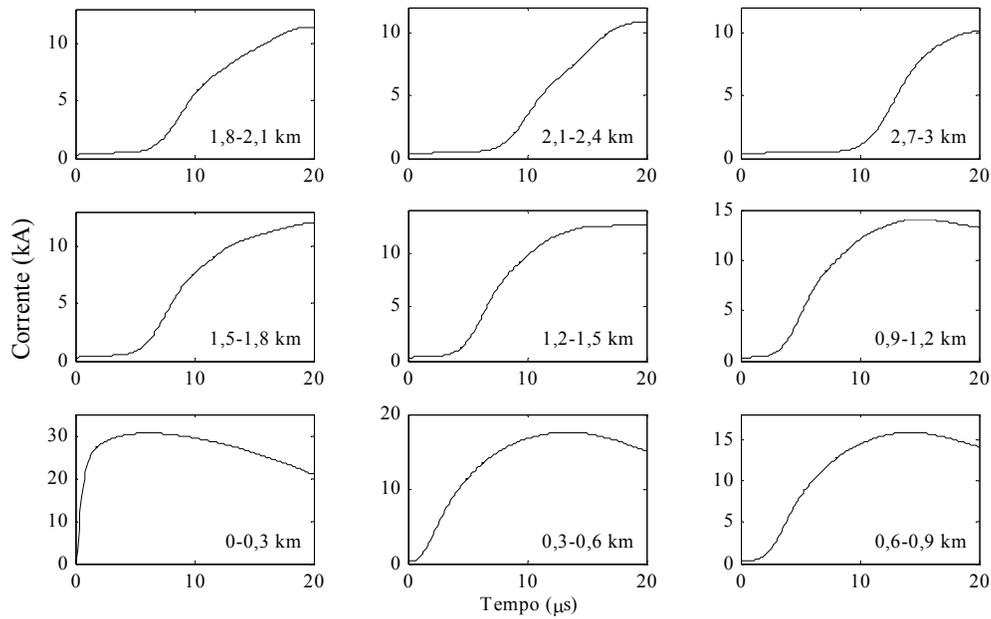


Figura 3.5 - Correntes calculadas com a implementação do modelo de Hoole (1993), a serem comparadas com a Figura 3.4(a).

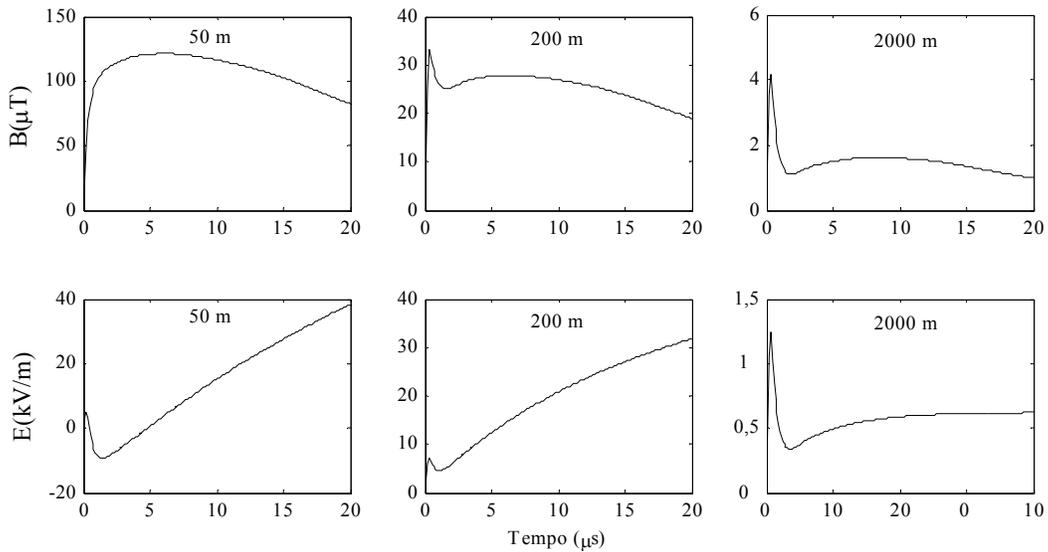


Figura 3.6 - Campos eletromagnéticos calculados com a implementação do modelo de Hoole (1993), a serem comparadas com a Figura 3.4(b) e (c).

A partir da implementação do modelo em questão no MATLAB, foram obtidas as correntes apresentadas na Figura 3.5, que estão de acordo com os resultados apresentados na Figura 3.4(a). A Figura 3.6, por sua vez, apresenta os campos

eletromagnéticos calculados a partir das equações propostas originalmente por Hoole, utilizando como fonte as correntes ilustradas na Figura 3.5. Nota-se que os resultados obtidos também estão de acordo com os resultados originais de Hoole e Hoole (1993), ilustrados na Figura 3.4(b) e (c).

3.5 Discussão sobre as Potencialidades e Deficiências dos Modelos

Avaliados

Nesta seção é feita uma discussão a respeito de alguns dos modelos encontrados na literatura levando em conta suas potencialidades e deficiências. Muitos dos problemas apresentados em um modelo se repetem em outros. Sendo assim, optou-se por selecionar dois modelos e discuti-los de forma mais rigorosa. Os modelos de Hoole (1993) e Little (1978) possuem características particularmente interessantes e que merecem ser estudadas mais a fundo. Por essa razão, a análise desses modelos foi separadas em duas subseções (3.5.1 e 3.5.2).

3.5.1 Discussão do Modelo de Little (1978)

Little faz muitas considerações discutíveis em seu modelo para o canal de descarga. Uma delas é a escolha arbitrária de um pequeno número de segmentos para a representação deste canal, sem apresentar nenhuma motivação para os diferentes comprimentos de cada segmento. Em seu artigo, Little não explora nem comenta em nenhum momento a influência da segmentação escolhida, o que pode levar a conclusões precipitadas com base nos resultados obtidos. Além disso, apesar de cada segmento possuir um comprimento finito, o autor calcula as capacitâncias de cada segmento a partir de expressões de campo elétrico para um segmento infinito e carregado uniformemente. Todas estas aproximações podem levar a inconsistências na formulação do modelo.

As correntes obtidas para cada segmento ao longo do canal podem, à primeira vista, parecer apropriadas para representar a corrente de retorno, principalmente devido

à semelhança que as correntes mais próximas ao solo [Figuras 3.3 (f) –(h)] apresentam em relação às correntes naturais. De fato, esta é uma característica que chama bastante atenção no modelo proposto por Little. No entanto, o modelo proposto por Little (e descrito na seção 3.3) pode, mesmo que de forma não intencional, esconder uma série de artefatos capazes de mascarar os verdadeiros motivos deste comportamento tão semelhante às descargas naturais. Um estudo mais detalhado da influência da segmentação do canal sobre as correntes calculadas (CARDOSO et al., 2012; CARDOSO e DE CONTI, 2013) é capaz de mostrar que estas oscilações não passam de uma característica da solução por meio da teoria de circuitos quando se consideram poucos segmentos para representar o canal. Enquanto em uma descarga real estas oscilações são fruto dos processos físicos envolvidos no fenômeno, no modelo de Little não passam de uma interação direta ente elementos de circuito concentrados, ou seja, interação entre os capacitores, indutores e resistores que representam o canal. Assim, pode-se presumir que, no modelo de Little, não só as oscilações, mas também o comportamento das correntes de forma geral sejam totalmente dependentes das capacitâncias obtidas e, conseqüentemente, dependentes também da segmentação escolhida. Infelizmente o autor não comenta sobre este problema, tampouco faz qualquer estudo sobre a influência da segmentação. Esta relação entre segmentação do canal e sua influência sobre as oscilações nas correntes também pode ser notada no modelo proposto por Mattos e Christopoulos (1988).

Outro ponto a ser observado se refere à propagação da onda de corrente ao longo do canal. Devido à escolha de segmentos relativamente grandes, existem poucos segmentos e conseqüentemente poucas correntes ao longo do canal de descarga. A transição da forma de onda de determinado segmento para a forma de onda calculada para o segmento seguinte não pode ser percebida, ou seja, não é possível verificar como ocorrem as modificações sofridas pela onda à medida que se propaga pelo canal, já que as correntes em segmentos consecutivos possuem características bem distintas, como é possível ver nas Figuras 3.3 (h) e (g), por exemplo. Considerar cada segmento como um dipolo e afirmar que a corrente calculada se dá ao longo de todos os pontos deste segmento é, também, considerar uma velocidade de propagação infinita para este segmento, já que uma mesma corrente apareceria instantaneamente em todos os seus pontos. Tal consideração pode ser desprezada sem maiores problemas quando se

procura avaliar um impacto direto sobre uma vítima, já que o evento se dá em um ponto fixo ao longo do canal de descarga. Entretanto, desprezar a propagação da onda ao longo dos segmentos do canal pode influenciar significativamente nos cálculos de campos elétricos e magnéticos, principalmente nos pontos mais próximos ao canal, como é mostrado mais adiante quando se avalia o modelo de Hoole (1993). Sendo assim, é importante que se leve em conta a propagação da onda de corrente ao longo de cada segmento do canal.

A partir da reprodução do modelo proposto por Little feita aqui, pode-se explorar alguns pontos deixados de lado pelo autor, mas que como já comentado podem ser de grande importância para uma melhor avaliação da consistência ou não deste modelo. Cabe então utilizar neste caso o modelo implementado para estudar um pouco mais a fundo a influência da segmentação escolhida, assim como também calcular os campos gerados, já que estes foram ignorados pelo autor.

Para modelos como o proposto por Little, onde o comprimento de cada segmento é significativo (da ordem de centenas de metros), é interessante avaliar uma situação hipotética em que cada segmento possa ser representado por uma linha de transmissão na qual a onda se propague sem sofrer alterações até que chegue ao seu fim e então se modifique instantaneamente para a corrente calculada no próximo segmento, respeitando sempre as velocidades de propagação referentes a cada segmento (Tabela 3.1), de forma que os efeitos da segmentação e suas consequências sobre os campos eletromagnéticos possam ser mais bem analisados. Mas presumir que a corrente se propague por um segmento sem sofrer nenhuma alteração até que chegue ao seguinte e se modifique instantaneamente pode levar a outro problema: a corrente no segmento seguinte pode ser iniciada antes da chegada da corrente que viaja pelo segmento anterior. Para o modelo de Little isto é bem evidente no início do canal. Para ilustrar este fato, a Figura 3.7 apresenta três correntes: a corrente na base do primeiro segmento (base do canal), a corrente no fim do primeiro segmento (corrente da base deslocada no tempo respeitando a velocidade de propagação deste segmento) e a corrente no início do segundo segmento. Fica claro que a corrente calculada pelo modelo de Little no segundo segmento se inicia antes da chegada da onda de corrente que viaja pelo primeiro. Se isto gera certo tipo de problema, maior seria o problema se a propagação não fosse levada em conta para o cálculo de campos, como fica claro mais adiante

quando o modelo proposto por Hoole (1993) é explorado em maior detalhe. Por enquanto, pode-se tomar como verdade a afirmativa de que considerar a propagação da onda pelo canal e os problemas associados a esta consideração descritos neste parágrafo sejam desprezíveis para o cálculo de campos.

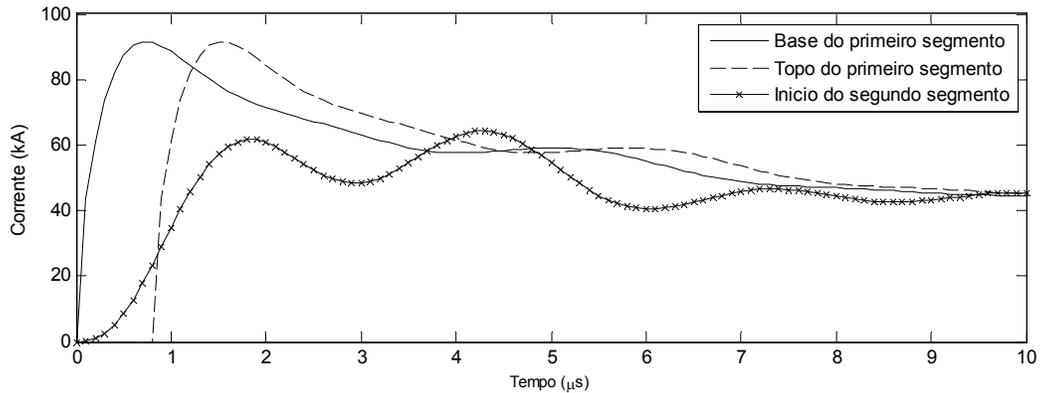


Figura 3.7 - Correntes ao longo do canal de descarga no modelo de Little considerando-se artificialmente efeitos de propagação no primeiro segmento. As correntes no primeiro segmento possuem o mesmo formato da Figura 3.3 (h), sendo que curva considerada no topo do primeiro segmento foi deslocada no tempo de acordo com a velocidade de propagação da onda no segmento. A corrente no início do segundo segmento é idêntica à curva mostrada na Figura 3.3 (g).

Pode-se agora focar a atenção no cálculo dos campos elétricos e magnéticos associados às correntes obtidas por Little, o que não é feito pelo autor originalmente em seu trabalho. Para o cálculo dos campos são utilizadas as equações apresentadas em Uman (1975). Levando em conta que a onda de corrente calculada para cada segmento se propaga ao longo deste respeitando a velocidade de propagação determinada pelos seus parâmetros, pode-se chegar aos campos mostrados na Figura 3.8 para o primeiro exemplo explorado no modelo de Little.

Ao considerar a propagação da onda em cada segmento, nota-se que os campos obtidos com as correntes calculadas pelo modelo de Little apresentam um número considerável de características esperadas para os campos de descargas atmosféricas, como pode ser visto na Tabela 3.2. Isto não seria verdade se as expressões de Uman (1975) para o cálculo de campos fossem utilizadas sem se levar em consideração a propagação da onda de cada segmento. Neste caso, os campos obtidos seriam incoerentes com relação às características de campos gerados por descargas reais. As

várias oscilações que podem ser vistas na Figura 3.8 não são comuns em modelos que visam representar o canal de descarga e são consequência direta das oscilações observadas nas correntes. As oscilações nas correntes obtidas por Little são devidas a uma má escolha da segmentação do canal, não podendo ser atribuídas aos processos físicos associados a uma descarga atmosférica. Isto mostra que o modelo possui inconsistências importantes e que, por essa razão, deve ser utilizado com cautela para representar o canal de descarga.

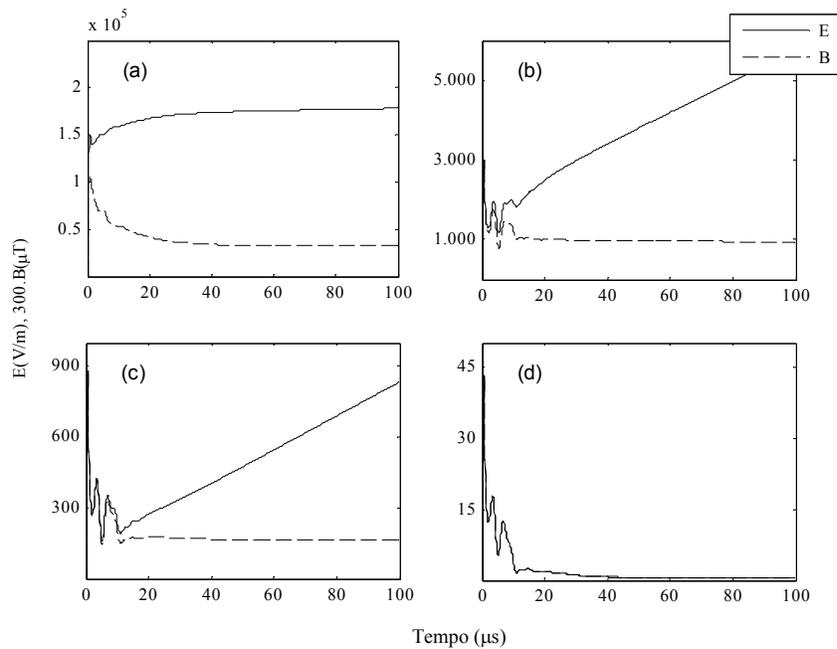


Figura 3.8 - Campos eletromagnéticos calculados no nível do solo com o modelo de Little em diferentes distâncias a partir da base do canal: (a) 50 m; (b) 1,5 km; (c) 5 km; (d) 100 km.

Tabela 3.2 Principais características de campos eletromagnéticos medidos a partir de descargas atmosféricas e comparação com resultados obtidos para os campos calculados com auxílio da reprodução do modelo de Little [adaptado de De Conti et al., 2008].

Assinatura do Campo	Resultado do Modelo de Little
(i) Pico inicial intenso em 5 km e 100 km	Sim
(ii) Rampa lenta após o pico inicial no campo elétrico a 5 km	Sim
(iii) Protuberância após o pico inicial no campo magnético a 5 km	Parcialmente
(iv) Cruzamento por zero na cauda da onda de campos a 100 km	Não
(v) Achatamento do campo elétrico medido a 50 m	Sim

3.5.2 Discussão do Modelo de Hoole (1993)

O modelo proposto por Hoole possui várias características que merecem ser analisadas com um pouco mais de rigor. Algo a ser observado é que, no início de seu artigo, Hoole critica os modelos de Little (1978) e Gardner (1992) devido à elevada resistência escolhida por eles ($R \gg \omega L$), desqualificando ambos ao compará-los com modelos de difusão. No entanto, os valores obtidos por Hoole e Hoole (1993) em um trabalho subsequente não são muito melhores do que os que Hoole (1993) critica inicialmente. Enquanto Little considera ao longo de todo o canal as resistências e indutâncias constantes de $1 \Omega/\text{m}$ e $2 \mu\text{H}/\text{m}$, respectivamente, Hoole e Hoole consideram em suas simulações resistências e indutâncias constantes com os valores de $0,8 \Omega/\text{m}$ e $3 \mu\text{H}/\text{m}$, respectivamente. Para esses valores também é possível afirmar que $R \gg \omega L$. Desta forma, se os modelos de Little e Gardner são inadequados para representar o canal de descarga, o modelo de Hoole também o será.

Assim como em Little (1978), o valor escolhido por Hoole para a segmentação do canal é muito elevado, mais especificamente de 300 m. Como discutido anteriormente, isto faz com que o modelo não seja capaz de reproduzir a propagação da onda de corrente no canal de descarga de maneira adequada.

Os campos eletromagnéticos calculados por Hoole e Hoole (1993) possuem características que merecem ser observadas com mais cautela. Dentre elas, a que mais chama a atenção é a bipolaridade do campo elétrico ao nível do solo a 50 m de distância da base do canal. Como comentado anteriormente, os resultados aqui apresentados procuram simular uma descarga subsequente, mas tal característica não é esperada para os campos gerados a partir deste tipo de descarga. Pode-se inferir então que existe algo suspeito a respeito da validade dos campos calculados por este modelo.

É interessante, então, verificar a validade destes campos. Isto pode ser feito utilizando-se as expressões obtidas por Uman (1975) para o cálculo de campos elétricos e magnéticos em conjunto com as correntes obtidas por Hoole e Hoole (1993). Com o intuito de evitar a influência da segmentação no cálculo de campos optou-se aqui por considerar a propagação da onda de corrente pelo canal. Isto foi feito para cada um dos segmentos de 300 m, de forma que a corrente se desloque de acordo com a velocidade

de propagação estabelecida pelos parâmetros deste segmento. Os resultados obtidos para os campos no nível do solo são mostrados na Figura 3.9.

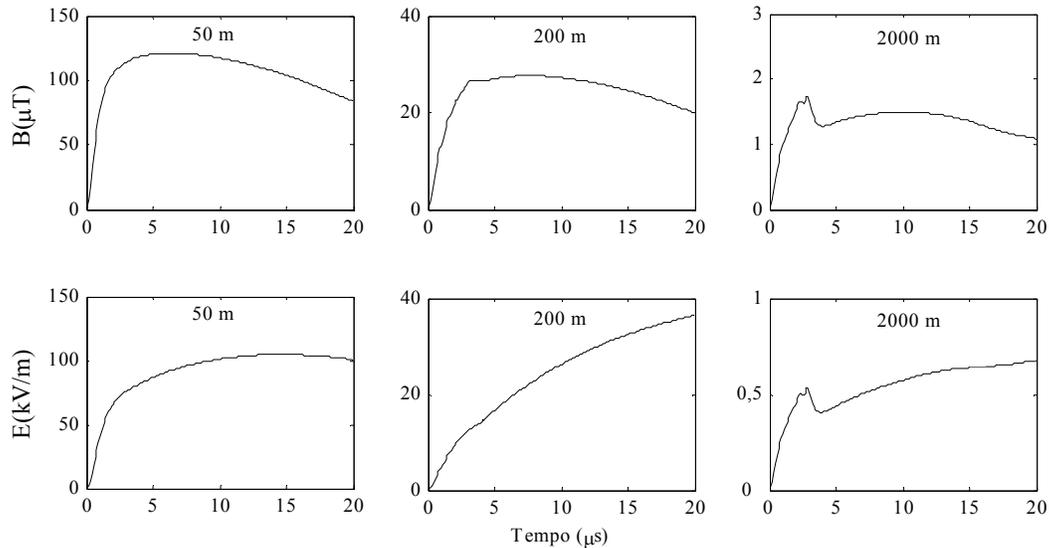


Figura 3.9 - Campos calculados com as expressões de Uman (1975) para as correntes obtidas por Hoole e Hoole (1993).

Percebe-se que os resultados obtidos por meio das expressões de Uman (1975) para o cálculo de campos eletromagnéticos utilizando as correntes do modelo de Hoole (1993) e considerando a propagação dessa onda de corrente ao longo de cada segmento são bem diferentes daqueles obtidos através do modelo de Hoole (Figura 3.6). A bipolaridade do campo elétrico ao nível do solo à distância de 50 m da base do canal apresentada anteriormente já não é mais vista, algo esperado para um modelo que visa representar descargas subsequentes. Dois podem ser então os fatores responsáveis pela divergência encontrada nos resultados, a saber: (1) diferenças nas equações para o cálculo de campos, ou (2) a consideração da propagação da onda de corrente em cada segmento ao invés de representá-lo como um dipolo, onde a corrente aparece instantaneamente em todos os pontos deste segmento. Após considerar a propagação da onda ao longo do segmento e calcular os campos com as expressões de Hoole é possível mostrar que o fator determinante para a divergência observada nos campos ilustrados nas Figuras 3.9 e 3.6 é de fato a não consideração da propagação da onda no modelo de

Hoole, já que os resultados obtidos foram idênticos aos apresentados pelas expressões de Uman (1975).

Além dos equívocos intrínsecos ao modelo discutidos até aqui, outros pontos devem ainda ser observados com cautela. É estranho, por exemplo, que a corrente obtida por Hoole e Hoole (1993) tenha um comportamento suave na base do canal quando este é modelado como uma linha de transmissão cujo descarregamento é iniciado pelo fechamento de uma chave ideal (situação análoga à energização de uma linha eletricamente neutra por uma função degrau). Espera-se que, pelo menos na base do canal, a corrente também seja um degrau em seus instantes iniciais.

Como dito anteriormente, Hoole modela o canal de descarga como uma linha de transmissão não uniforme e utiliza as equações do telegrafista para calcular as tensões e correntes ao longo deste canal dividindo-o em 10 segmentos de 300 m. As capacitâncias por unidade de comprimento do segundo ao nono segmentos são iguais entre si, enquanto a capacitância do primeiro segmento é mais elevada devido à proximidade do solo. Para o décimo segmento utiliza-se a capacitância calculada para a nuvem. A resistência e a indutância são constantes ao longo de todo o canal. Isto significa que a linha de transmissão não uniforme considerada por Hoole é análoga a três linhas de transmissão uniformes em série, onde a primeira linha possui 300 m, com as características do primeiro segmento do modelo de Hoole, a segunda linha possui 2400 m, com as características do segundo ao nono segmento, e a terceira possui 300 m, com as características da nuvem. Tal equivalência é representada pela configuração proposta na Figura 3.10.

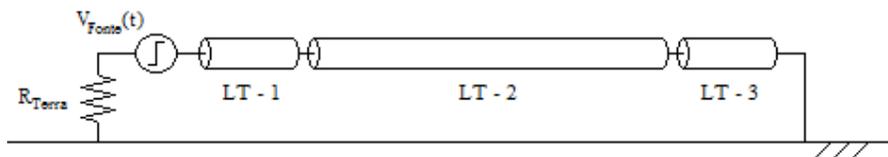


Figura 3.10 - Configuração com três linhas uniformes para representar a linha não uniforme considerada por Hoole.

A fim de se verificar a consistência do modelo proposto por Hoole, o canal de descarga foi modelado como mostrado na Figura 3.10, utilizando-se os parâmetros obtidos pelo autor em seu trabalho original, listados na Tabela 3.3. A técnica de FDTD

foi utilizada para discretizar as equações do telegrafista a fim de se obter simultaneamente as tensões e correntes ao longo da linha de transmissão, ao tempo que Hoole utiliza uma combinação destas equações para encontrar as tensões enquanto as correntes são calculadas posteriormente a partir das tensões obtidas. Os resultados obtidos para as correntes são mostrados na Figura 3.11. De forma a buscar uma convergência no resultado obtido para as correntes optou-se por uma segmentação de 0,5 m para todas as três linhas de transmissão da configuração considerada aqui. Assim como feito por Hoole, uma corrente inicial de 300 A foi considerada ao longo do canal. Para fins de comparação, as correntes originalmente obtidas por Hoole e Hoole (1993) encontram-se ilustradas na Figura 3.4.a e 3.5.

Tabela 3.3 – Dados obtidos pelo modelo de Hoole (1993) para os parâmetros da linha de transmissão, adaptados aqui como apresentado na Figura 3.10.

	Capacitância (pF/m)	Indutância (μH/m)	Resistência (Ω/m)
LT – 1	25	3	0,8
LT – 2	4,6	3	0,8
LT – 3	56×10^3	3	0,8

A diferença entre as correntes obtidas via FDTD ilustradas na Figura 3.11 e as calculadas originalmente por Hoole e Hoole (1993) (Figura 3.5) é evidente. Como já era esperado, percebe-se que a corrente na base do canal varia instantaneamente de forma que sua derivada temporal no instante inicial tende ao infinito. Também é possível visualizar a influência das descontinuidades do canal a partir das reflexões que aparecem nas correntes calculadas, algo que não é visível nas correntes apresentadas por Hoole e Hoole (1993).

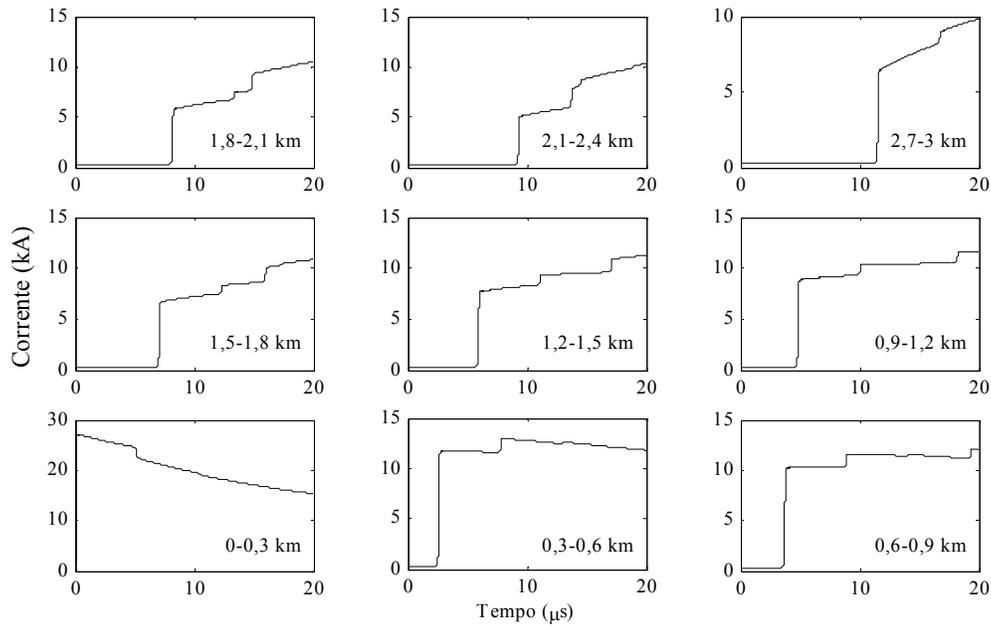


Figura 3.11 - Correntes calculadas via FDTD para segmentos de 0,5 m utilizando a configuração mostrada na Figura 3.10. As correntes mostradas correspondem ao início de cada segmento considerado originalmente por Hoole.

Os campos elétricos e magnéticos ao nível do solo apresentados na Figura 3.12 foram calculados a partir das correntes ilustradas na Figura 3.11. Nota-se que as formas de onda ilustradas são muito diferentes daquelas obtidas por Hoole e Hoole (1993), mostradas na Figura 3.4.

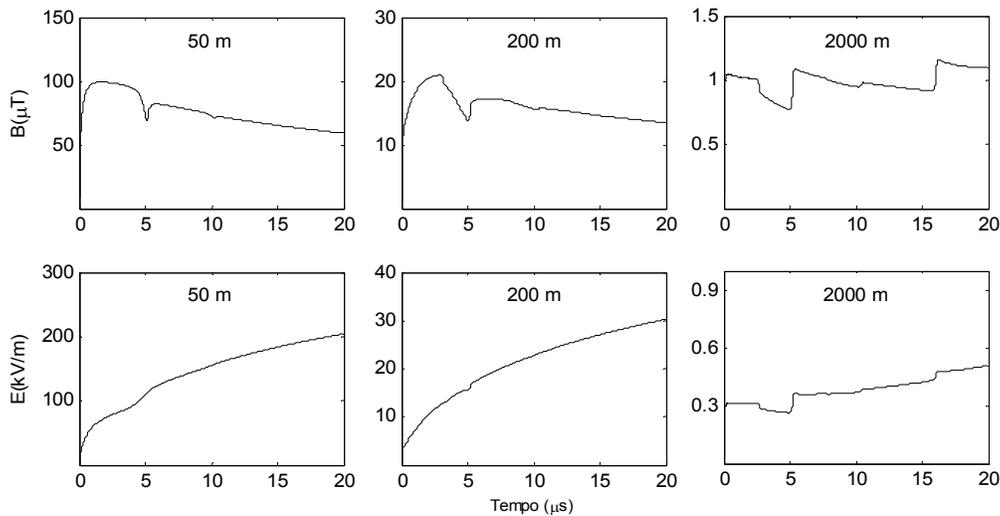


Figura 3.12 - Campos elétricos e magnéticos ao nível do solo para as correntes calculadas via FDTD segundo a configuração de linha mostrada na Figura 3.10.

Tendo em vista que os resultados obtidos via FDTD se mostraram divergentes quando comparados aos obtidos originalmente por Hoole e Hoole (1993), percebe-se que os resultados obtidos pelo modelo em questão estão sujeitos a questionamentos. Como mostrado, são vários os fatores que contribuem para que este modelo seja considerado não confiável. Dentre esses fatores, o de maior relevância para o cálculo de correntes é a escolha inadequada da segmentação considerada pelo autor para representar o canal de descarga. Vale lembrar que uma escolha inadequada para a segmentação do canal pode levar a resultados aparentemente similares aos apresentados por descargas reais, mas que estas similaridades são na verdade artificiais e não representam de forma alguma processos relacionados às descargas atmosféricas. Com relação ao cálculo de campos elétricos e magnéticos relacionados às correntes obtidas pelo modelo de Hoole, fica claro que não considerar a propagação da onda de corrente na linha pode levar também a graves problemas. Essas conclusões são semelhantes àquelas referentes ao modelo de Little e se estendem, por similaridade, a alguns dos modelos apresentados na seção 3.3.

4. Elaboração de um Modelo por Parâmetros Distribuídos

4.1 Introdução

Para que se tenha uma descarga atmosférica é necessária a presença de uma nuvem carregada eletricamente, para que assim parte da carga acumulada nesta nuvem seja transferida à terra através de um canal que as conecte. Como já mencionado no Capítulo 2, a abordagem dada no presente trabalho à descarga atmosférica é a abordagem clássica. Nesta abordagem, o canal precursor descendente é aquele que se desenvolve a partir da nuvem e viaja em direção ao solo, sendo este alimentado pelas cargas presentes na nuvem (VISACRO, 2005). Estas cargas são responsáveis por dar continuidade às rupturas no ar, fazendo assim com que o canal descendente possa progredir, carregando-se eletricamente à medida que avança em direção ao solo [Figura 4.1(a)]. A corrente de retorno tem início quando o canal precursor entra em contato com o solo ou algum objeto aterrado (incluindo o canal precursor ascendente) [Figura 4.1(b)], transferindo assim as cargas que estavam acumuladas ao longo deste canal à terra.

Tendo em vista este fato, alguns modelos (HOOLE, 1993; STRAWE, 1979) representam o canal como sendo uma linha de transmissão carregada com uma chave ideal em uma de suas extremidades [Figura 4.1(c)]. A corrente de retorno tem início com o fechamento da chave e o descarregamento subsequente do canal [Figura 4.1(d)]. Uma segunda abordagem dada a esta situação e análoga à primeira consiste em representar o canal como uma linha de transmissão descarregada conectada ao solo por

uma fonte de tensão ou corrente (DE CONTI et. al., 2012b) [Figura 4.1(e)], de forma que a corrente de retorno se dê com a excitação desta linha pela fonte em sua extremidade [Figura 4.1(f)]. Nestas duas abordagens, a corrente de retorno é a mesma, já que em ambas há uma corrente positiva ascendente: na primeira abordagem, cargas negativas se deslocam para baixo; na segunda, cargas positivas se deslocam para cima. Esta analogia entre o canal de descarga e uma linha de transmissão já foi discutida no Capítulo 2 e, com base nesta abordagem, elabora-se no presente capítulo um modelo para o canal de descarga. Com interesse principalmente na corrente de retorno e nos campos eletromagnéticos associados, por motivos de simplicidade, utiliza-se aqui a segunda abordagem [Figuras 4.1(e) e 4.1(f)], onde a linha de transmissão se encontra inicialmente descarregada e é excitada por uma fonte de tensão.

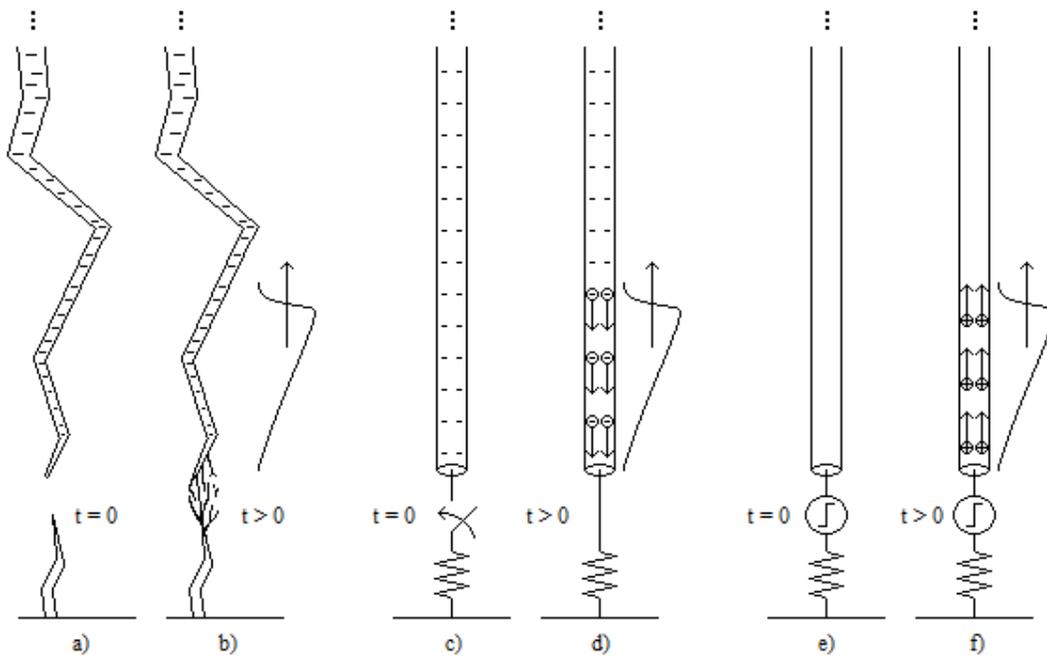


Figura 4.1 – Analogia entre canal de descarga e linhas de transmissão. (Reprodução da Figura 2.2 deste texto por conveniência de análise).

Sendo o canal de retorno modelado como uma linha de transmissão, tanto a onda de corrente quanto a onda de tensão que viajam nesta linha são descritas pelas equações do telegrafista (4.1) (PAUL, 2007). A técnica de FDTD, bem como a teoria de circuitos ou soluções analíticas, todas descritas no capítulo 2, podem então ser utilizadas para, com o auxílio de (4.1), determinar a corrente que viaja pelo canal.

$$\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} = -L'(z,t)\frac{\partial I(z,t)}{\partial t} - R'(z,t)I(z,t)$$
$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -C'(z,t)\frac{\partial V(z,t)}{\partial t} - G'(z,t)V(z,t)$$
(4.1)

A dependência espacial dos parâmetros da linha está diretamente relacionada à topologia do problema, sendo estes parâmetros influenciados pela presença da nuvem e do solo, pela inclinação e forma do canal, e pela presença de ramificações e tortuosidades. Estes fatores influenciam diretamente nos campos elétricos e magnéticos associados à corrente de retorno e, conseqüentemente, nos parâmetros da linha. Nas equações (4.1), além da corrente e da tensão, os parâmetros da linha também apresentam uma dependência temporal. Esta dependência está relacionada a fatores como o efeito corona, a variação na temperatura e a expansão do raio do canal, que fazem com que os parâmetros da linha tenham comportamento não linear e variável com o tempo (DE CONTI et al., 2012b). Devido à existência de tantos fatores que podem influenciar no cálculo dos parâmetros da linha de transmissão que visa representar o canal de descarga, o cálculo destes parâmetros pode ser uma tarefa extremamente árdua. Muitos modelos apresentam dificuldades em contemplar, no cálculo de seus parâmetros, os processos dinâmicos envolvidos na descarga.

Neste capítulo, o cálculo dos parâmetros da linha que se pretende utilizar para representar o canal de descarga é feito na seção 4.2. Como alguns desses parâmetros são mais sensíveis aos processos dinâmicos do que outros, nem todos os parâmetros considerados levam em conta a possibilidade de variação temporal. Na seção 4.3 o efeito corona é modelado de forma simplificada, sendo tratado como um aumento na capacitância da linha. As terminações da linha são discutidas na seção 4.4. Por fim, na seção 4.5, diferentes funções para a excitação da linha são apresentadas.

4.2 Parâmetros da Linha

Para que se possa utilizar a técnica de FDTD para solucionar as equações de linha de transmissão referentes à representação do canal de descarga, é necessário antes obter seus parâmetros por unidade de comprimento. Por se tratar de uma linha não

uniforme, esta é dividida em n segmentos; para cada um destes segmentos são calculadas capacitância, indutância e resistência por unidade de comprimento. A condutância da linha foi desprezada.

A nuvem também é levada em consideração para o cálculo dos parâmetros da linha e exercerá grande influência sobre a capacitância e a indutância. Apesar disto, a presença da nuvem será desprezada para o cálculo da corrente de retorno. Isto significa que, ao utilizar a técnica de FDTD, a extremidade da linha correspondente ao topo do canal não possuirá nenhuma representação para a nuvem. Como se vê no Capítulo 5, isto não tem influência nos resultados apresentados, já que os tempos de simulação considerados são inferiores ao tempo gasto pela onda de corrente para chegar à nuvem.

4.2.1 Capacitância

Boa parte dos autores que utilizam linhas de transmissão para representar o canal de descarga considera em seus modelos uma capacitância uniforme ao longo de toda a extensão da linha (PRICE e PIERCE, 1977; TAKAGI e TAKEUTI, 1983). Outros (LITTLE, 1978; MATTOS e CHRISTOPOULOS, 1988; HOOLE, 1993; THEETHAYI e COORAY, 2005; VISACRO e DE CONTI, 2005; DE CONTI et. al., 2008) consideram uma capacitância mais elevada na extremidade inferior do canal, de forma a levar em conta o efeito do solo. Naturalmente, a capacitância associada à geometria do problema possui também uma dependência temporal graças aos vários processos físicos envolvidos na descarga atmosférica. Entretanto, esta dependência temporal pode ser desprezada como mostrado em (DE CONTI et al., 2012b). Pode-se também modificar a capacitância para, de forma muito simplificada, levar-se em conta o efeito corona, mas isto é algo que se discute mais adiante na seção destinada à representação deste efeito. Aqui se trata apenas do cálculo da capacitância por unidade de comprimento da linha.

O modelo aqui proposto utiliza o Método de Simulação de Cargas (MSC) (SINGER et al, 1974; MALIK, 1989; YIALIZIS et al, 1978) para auxiliar no cálculo da capacitância do canal. Este método consiste em, dada uma determinada estrutura metálica com um potencial previamente estabelecido sobre sua superfície, calcular a distribuição de cargas necessária na estrutura para satisfazer as condições de contorno,

utilizando para isto segmentos de reta, cargas pontuais ou anéis carregados de forma a melhor representar a topologia da estrutura em questão.

Aqui se utiliza esta técnica para calcular a carga depositada no canal precursor descendente no instante anterior à conexão deste com o solo. Esta carga é utilizada para determinar a capacitância do canal. O condutor cilíndrico que representa o canal [Figura 4.2(a)] foi dividido em n segmentos de mesmo comprimento, cada qual carregado uniformemente. Uma carga pontual foi adicionada imediatamente abaixo do segmento mais próximo ao solo, que foi representado como um plano condutor perfeito. O efeito da presença do solo foi obtido pela utilização do método das imagens. A nuvem foi representada como um conjunto de anéis concêntricos, cada qual carregado uniformemente [Figura 4.2(b)]. Supondo que a superfície do canal possui o mesmo potencial da nuvem, o método de simulação de cargas foi utilizado para determinar a carga de cada segmento. O valor encontrado para a carga pontual na extremidade inferior do canal foi adicionado à carga do primeiro segmento. No MSC, os pontos de potencial foram tomados sobre a superfície do canal como indicado na Figura 4.2(a).

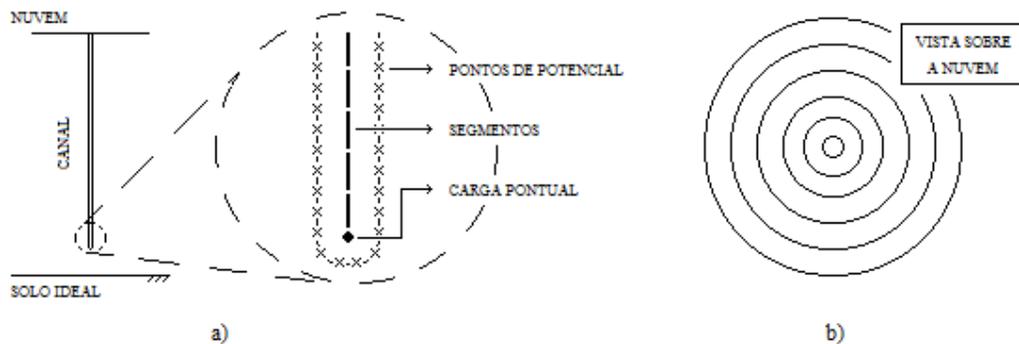


Figura 4.2 – Cálculo de cargas ao longo do canal utilizando o Método de Simulação de Cargas: a) divisão do canal em segmentos de reta carregados uniformemente e carga pontual localizada na extremidade inferior do canal; b) representação da nuvem com anéis concêntricos carregados uniformemente.

A partir da distribuição de cargas encontrada ao longo do canal é possível obter a capacitância de cada um dos segmentos fazendo

$$C_k = \frac{Q_k}{V_{nuvem}} [F/m] \quad (4.2)$$

onde C_k e Q_k são a capacitância e a carga calculada para o segmento k , respectivamente, e V_{nuvem} é o potencial da nuvem.

A influência da segmentação escolhida para o cálculo das cargas (e consequentemente capacitâncias) por meio do MSC pode ser notada na Figura 4.3, que ilustra valores de capacitância calculados para a divisão de um canal com 4 km de comprimento e 1 mm de raio em segmentos de 1 m ou 100 m. A diferença que se percebe como consequência das diferentes segmentações adotadas se manifesta basicamente nos valores de capacitância calculados na região inferior do canal. Nota-se que, com segmentos de menor tamanho, a intensificação do campo elétrico e a variação da capacitância são representadas de forma mais convincente nesta região. O raio escolhido também pode influenciar nos valores de capacitância calculados, como é mostrado na Figura 4.4. Nos resultados apresentados na Figura 4.4, considera-se um raio de 1 cm ou 1 mm, supondo-se a divisão do canal em segmentos de 1 m. As Figuras 4.3 e 4.4 foram obtidas ao se considerar um canal cuja extremidade inferior se situa 25 m acima do solo. O potencial estabelecido para nuvem e canal foi de 10 MV.

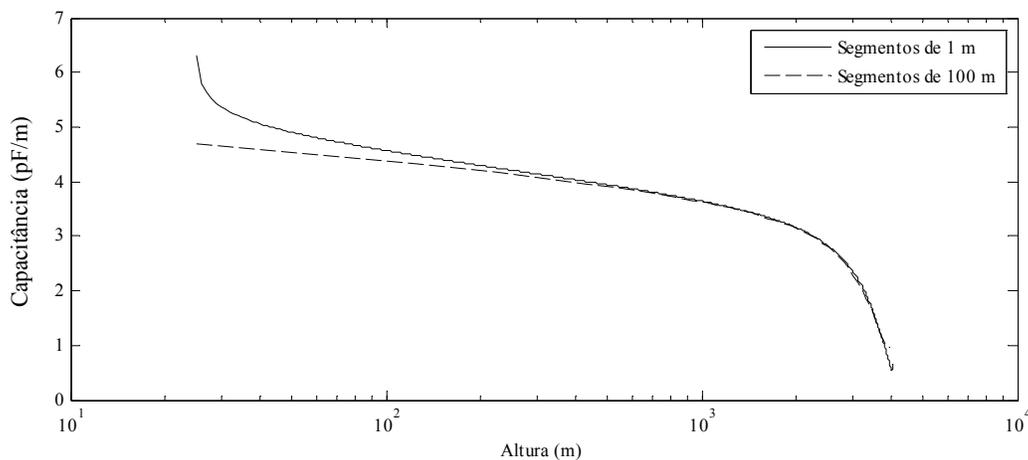


Figura 4.3 – Capacitância ao longo do canal: Influência da segmentação escolhida no MSC (o raio do canal utilizado para a obtenção destas curvas foi de 1 mm).

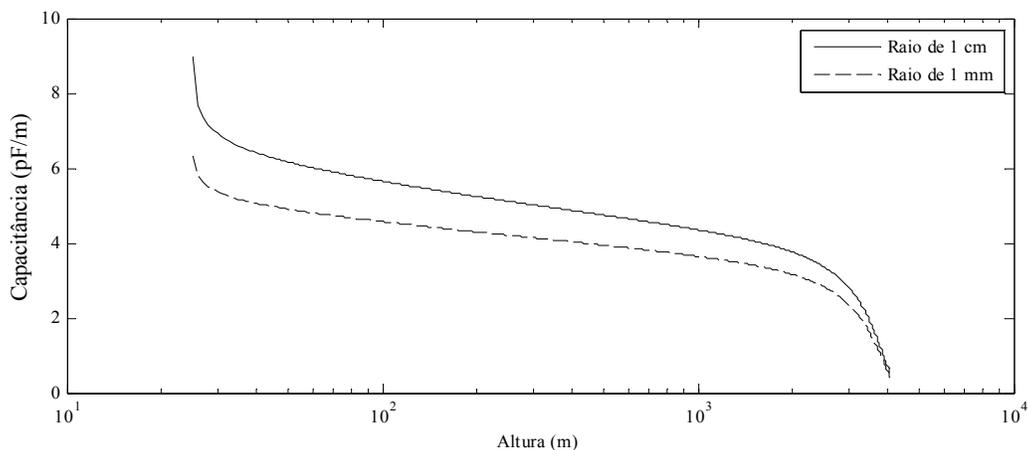


Figura 4.4 – Capacitância ao longo do canal: Influência do raio escolhido para o canal no MSC (a segmentação utilizada para a obtenção destas curvas foi de 1 m).

A influência da nuvem pode ser notada principalmente nos valores obtidos na extremidade superior da linha, onde se percebe uma considerável diminuição da capacitância. O raio do plano circular que representa a nuvem também pode exercer influência sobre o valor da capacitância na região mais próxima da extremidade superior do canal, mas praticamente não exerce influência sobre os valores da extremidade inferior. Como a modelagem da nuvem não faz parte do escopo deste trabalho, o raio da nuvem foi tomado como sendo de 1 km para todos os casos estudados aqui. Em termos de ordem de grandeza, os valores de capacitância calculados utilizando o MSC estão de acordo com os apresentados por Rakov (1998), Visacro e De Conti (2005) e Theethayi e Cooray (2005), exceto para os pontos mais próximos à extremidade superior da linha, devido à presença da nuvem.

É importante chamar atenção para o instante em que a capacitância do canal é calculada: trata-se do instante imediatamente anterior ao salto final (conexão entre o canal precursor descendente e o solo). Dessa forma, deve-se perceber que o salto final não é levado em consideração de forma física, ou seja, não há um segmento ou um conjunto de segmentos para representar este salto. Isto pode, por fim, exercer certa influência sobre o cálculo de campos eletromagnéticos associados à corrente de descarga, principalmente nas regiões mais próximas ao canal. A fim de minimizar este efeito indesejado, optou-se por, apenas para o cálculo de campos, deslocar o canal para que este se encontre na altura do solo de forma que não exista um vão entre ambos.

Apesar de o salto final não ter sido levado em consideração de forma física, uma tentativa de reproduzir seu efeito qualitativo sobre as correntes é feita na seção 4.5 por meio de diferentes formas de excitação da linha.

4.2.2 Indutância

Para o cálculo da indutância por unidade de comprimento do canal são utilizados os valores de capacitância calculados conforme a seção anterior. Se as perdas ao longo da linha forem desprezadas pode-se obter a indutância através da seguinte relação:

$$L_k C_k = \frac{1}{v^2} \quad (4.3)$$

onde L_k é a indutância por unidade de comprimento e v é a velocidade de propagação na linha sem perdas. Sabe-se que o efeito corona e uma resistência variável com o tempo são os principais responsáveis pela modificação da velocidade de propagação ao longo do canal de descarga (DE CONTI et al., 2012b). Sendo assim, ao considerar todos estes fatores atuando juntos no modelo, a velocidade de propagação será alterada e não será mais dada pela constante v . A utilização da expressão (4.3) para o cálculo da indutância por unidade de comprimento do canal se deve ao fato de que sinais de tensão e corrente viajam com a velocidade da luz em linhas de transmissão sem perdas localizadas no espaço livre.

No Capítulo 5 todos estes fatores são acoplados ao modelo, de forma que seja possível observar não só a influência do efeito corona e de uma resistência variável no tempo sobre a velocidade de propagação, mas também o efeito da constante v sobre esta velocidade ao considerar diferentes valores para este parâmetro.

A Figura 4.5 mostra a curva obtida para indutância por unidade de comprimento de um canal de 4 km de comprimento e 1 mm de raio dividido em segmentos de 1 m e posicionado a 25 m do solo, com $v = c$, onde c é a velocidade da luz no vácuo. Os valores obtidos estão de acordo com aqueles apresentados em Rakov (1998) e Visacro e De Conti (2005), divergindo apenas nos pontos mais próximos à extremidade superior do canal devido à presença da nuvem, que exerce grande influência sobre a capacitância e, conseqüentemente, devido à expressão (4.3), também sobre a indutância. A curva de

indutância mostrada na Figura 4.5 foi obtida a partir da curva de capacitância com linha contínua mostrada na Figura 4.3.

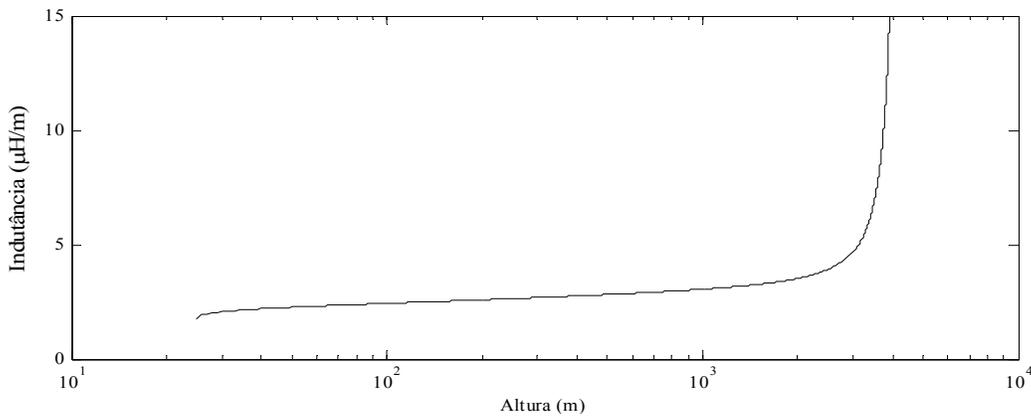


Figura 4.5 – Curva para indutância por unidade de comprimento ao longo do canal obtida com $v = c$.

4.2.3 Resistência

Conforme discutido anteriormente, quando o canal descendente se conecta ao solo ou a algum objeto aterrado, inicia-se o seu processo de descarregamento através da corrente de retorno. Por se tratar de uma corrente muito intensa, a sua passagem causa aquecimento e aumento da pressão interna do canal, de forma que tanto o raio da região condutora quanto a sua condutividade se modificam. Estes fatores influenciam consideravelmente nos valores da resistência do canal, fazendo este parâmetro variar até duas ordens de grandeza durante o processo (OETZEL, 1968; RAKOV, 1998).

Em De Conti et al. (2008), apresenta-se um estudo sobre a variação dinâmica da resistência do canal. As considerações feitas a seguir tomam como base as discussões detalhadas apresentadas no artigo em questão. Inicialmente, com o aquecimento do canal e o aumento de sua pressão interna, o raio se expande rapidamente, o que causa uma brusca queda no valor da resistência. Com a atenuação da corrente após cerca de 10 μ s, o canal começa a se resfriar e, como consequência, o valor da resistência gradualmente se eleva. Para reproduzir este processo dinâmico é preciso solucionar equações de conservação de energia, massa e momento. A partir destas equações, ao considerar temperatura, pressão, condutividade e densidade de massa uniformes no canal condutor, Braginskii (1958) obteve uma solução aproximada para descrever a

expansão radial de descargas elétricas de pequena extensão em função da corrente. A solução integral desta equação pode ser escrita como (DE CONTI et al., 2008)

$$r(t) \approx \sqrt{\left(\frac{4}{\sigma \xi \rho_0 \pi^2}\right)^{1/3} \int_0^t i(t)^{2/3} dt + r_i^2} \quad (4.4)$$

onde $r(t)$ é o raio, $i(t)$ é a corrente, r_i é o raio inicial, σ é a condutividade do canal condutor, $\rho_0=1,29 \text{ kg/m}^3$ é a densidade atmosférica ambiente e ξ é um fator responsável por descrever a taxa de expansão do raio do canal.

Considerando que a equação (4.4) é válida para cada um dos segmentos do canal e desprezando o efeito pelicular, a resistência por unidade de comprimento destes segmentos pode ser calculada com a seguinte expressão:

$$R'_k(t) = \frac{1}{\sigma \pi [r_k(t)]^2} \quad (4.5)$$

onde $R'_k(t)$ e $r_k(t)$ são, respectivamente, a resistência por unidade de comprimento e o raio do segmento k no instante de tempo t .

Como exemplo, utilizando as equações (4.4) e (4.5) e considerando $r_i=2 \text{ mm}$, $\sigma=2,2 \times 10^4 \text{ S/m}$, $\xi=4,5$ e uma corrente dupla exponencial (conforme utilizado em De Conti et al., 2012b) com tempo de frente de $0,5 \mu\text{s}$ e tempo de meia onda de $16 \mu\text{s}$, todos estes valores representativos de descargas atmosféricas (DE CONTI et al., 2008), obtém-se a curva ilustrada na Figura 4.6, que descreve o comportamento da resistência de um dos segmentos do canal.

Nota-se que, como esperado, a resistência cai abruptamente nos instantes iniciais como consequência da rápida expansão do raio do canal de descarga. Após alguns microssegundos, seu comportamento ainda é decrescente, mas a uma taxa muito pequena se comparada à taxa dos instantes iniciais. Entretanto, o lento crescimento da resistência esperado após uma estabilização de seu valor não é percebido. Isto ocorre porque o modelo considerado não é capaz de contemplar o efeito do resfriamento do canal e, conseqüentemente, da diminuição do raio e aumento da resistência, já que a equação (4.4) só é válida para os instantes iniciais do processo.

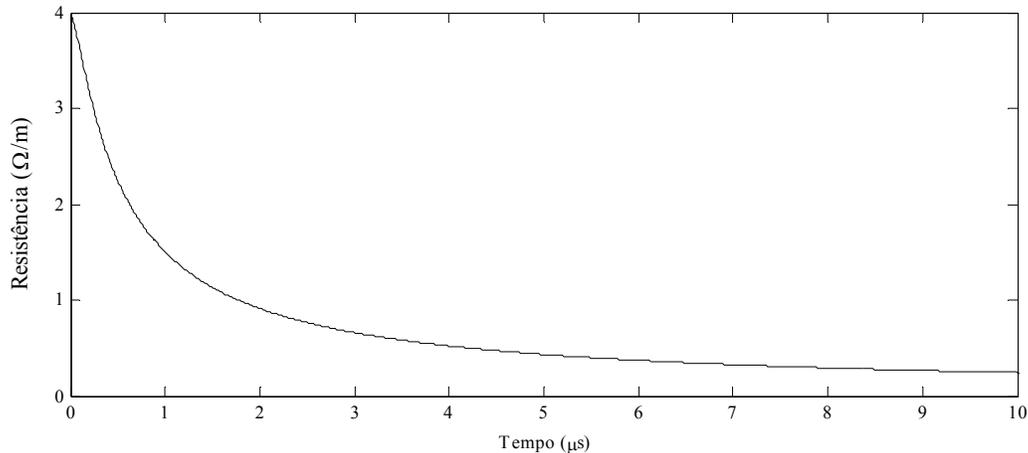


Figura 4.6 – Resistência do canal obtida através das equações (4.4) e (4.5) para $r_i = 2 \text{ mm}$, $\sigma = 2 \times 10^4 \text{ S/m}$, $\xi = 4,5$ e uma corrente dupla exponencial com tempo de frente de $0,5 \text{ μs}$ e tempo de meia onda de 16 μs .

A variação temporal do raio relacionada ao processo de aquecimento e expansão do canal pode também influenciar na capacitância e indutância calculadas. Entretanto, como comentado anteriormente, esta variação é pouco significativa (DE CONTI et al., 2012b) e pode ser desprezada sem se comprometer o modelo. No entanto, a dependência da resistência com o raio é muito mais significativa e por isso merece maior atenção.

Apesar da evidente e significativa variação temporal da resistência do canal, muitos modelos de corrente de retorno apresentam valores constantes e uniformes para este parâmetro (LITTLE, 1978; HOOLE, 1993). Por essa razão, considera-se aqui a possibilidade de utilização tanto de uma resistência dinâmica quanto de uma resistência constante. Nos casos em que uma resistência constante for utilizada ao longo do canal, o raio utilizado será considerado constante em todo o tempo e o cálculo da resistência será feito com o auxílio da equação (4.5).

4.3 Efeito Corona

À medida que o canal precursor descendente avança em direção ao solo e se carrega com cargas negativas, ele promove também o carregamento do espaço em seu entorno. Isto se deve ao intenso campo elétrico associado às cargas acumuladas neste

canal descendente, que ioniza o ar em seu entorno deixando esta região carregada com o mesmo sinal do canal [Figura 4.7(a)]. A este fenômeno dá-se o nome de efeito corona. Após o início da corrente de retorno, com a transmissão do potencial do solo em direção à nuvem, não só as cargas acumuladas no canal se deslocam, mas também as cargas acumuladas na região em seu entorno, para que tanto o canal como esta região sejam neutralizados. O deslocamento das cargas acumuladas no envelope de corona em direção ao canal [Figura 4.7(b), à esquerda] influencia de forma significativa a corrente de retorno e por isto este fenômeno merece atenção especial.

Como o presente modelo utiliza uma linha de transmissão descarregada para representar o canal de descarga, novamente se faz necessária a utilização de uma analogia para ajustar a abordagem feita aqui à situação real. Desta vez, pode-se simplesmente considerar o deslocamento das cargas negativas em direção ao canal de descarga [Figura 4.7(b), à esquerda] análogo ao deslocamento de cargas positivas do canal para a região em seu redor [Figura 4.7(b), à direita] (DE CONTI et al., 2012b).

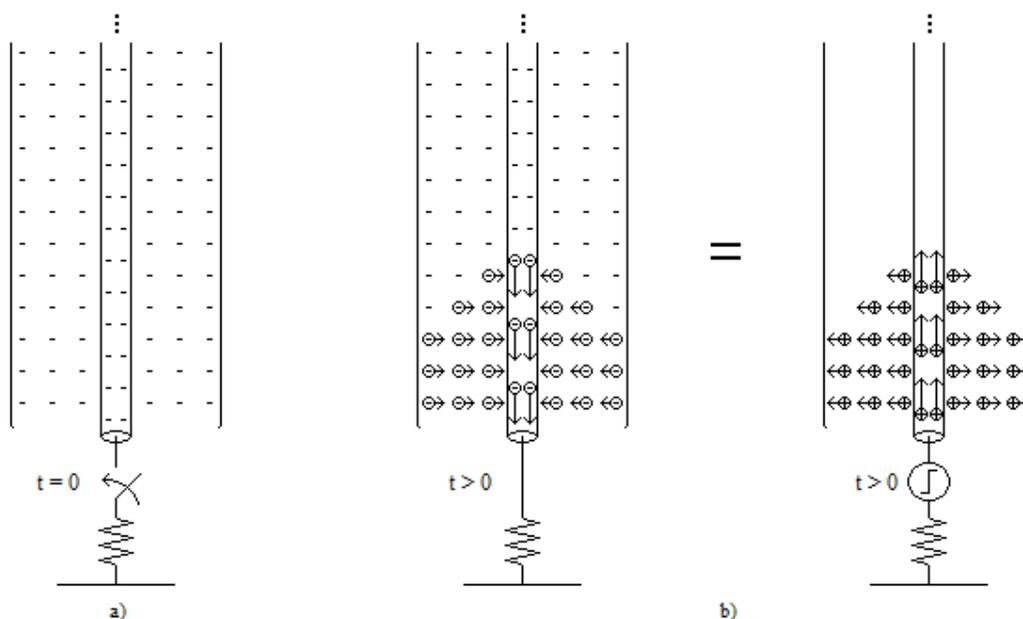


Figura 4.7 – Efeito Corona (baseado em De Conti et al., 2012b).

Para que este efeito tenha início, é necessário que o campo sobre a superfície do condutor atinja um valor crítico, que faz com que as cargas acumuladas nesta região comecem a se deslocar, descarregando assim a região no entorno do canal, ou,

analogamente, carregando esta região, quando se considera o caso de uma linha descarregada. Pode-se supor como condição para o início do efeito corona em cada segmento do canal a equação de Hartmann (1984) para linhas de transmissão:

$$E_{k_{critico}} = m \cdot 2,594 \times 10^6 \left(1 + \frac{0,1269}{r_k^{0,4346}} \right) \quad (4.6)$$

onde $E_{k_{critico}}$ é o campo elétrico crítico para o segmento k do canal, r_k é o raio deste segmento e m é uma constante dependente das condições da superfície do canal condutor. Assim, o efeito corona só terá início quando o potencial do segmento k atingir:

$$V_{k_{critico}} = r_k \ln \left(\frac{r_\infty}{r_k} \right) E_{k_{critico}} \quad (4.7)$$

onde r_∞ é o raio para o qual o potencial pode ser considerado nulo e $E_{k_{critico}}$ é dado por (4.6). Vale notar que, ao se adotar a equação 4.7, pressupõe-se uma configuração coaxial para os condutores que caracterizam o núcleo do canal e o condutor de retorno. Esta configuração não está de acordo com a configuração utilizada para o cálculo de C' e L' e deve ser vista tão somente como uma aproximação.

O efeito corona pode ser interpretado como um aumento das correntes transversais da linha de transmissão. Isto motiva então uma modificação dos parâmetros transversais de forma a contemplar este efeito. Continua-se aqui desprezando a condutância por unidade de comprimento da linha e modifica-se apenas a capacitância, para que, de forma bem simplificada, seja possível levar em conta este efeito. Tendo em vista que existe uma região carregada muito maior do que aquela limitada pelo raio do canal de descarga, muitos autores utilizam em seus modelos raios muito maiores (da ordem de metros) do que o raio do canal para o cálculo da capacitância da linha (TAKAGI e TAKEUTI, 1983). Apesar disto, o raio utilizado para o cálculo da indutância não se altera já que a corrente de retorno se limita apenas à região interna ao canal de descarga. Aqui se utiliza uma abordagem semelhante, mas que leva em conta a variação dinâmica da região carregada no entorno do canal. Como ilustrado na Figura

4.7(b), o raio desta região se modifica com a passagem da corrente de retorno. Para descrever esse raio é utilizada a seguinte expressão (DE CONTI et al., 2012b):

$$r_{k_{co}}(t) \left[1 + \ln \frac{r_{\infty}}{r_{k_{co}}(t)} \right] E_0 \approx V_k(t) \quad (4.8)$$

onde $r_{k_{co}}(t)$ é o raio da região carregada, r_{∞} é o raio para o qual o potencial pode ser considerado nulo, E_0 é o campo elétrico mínimo para sustentar a propagação de *streamers* positivos e $V_k(t)$ é o potencial do segmento k no instante de tempo t devido à passagem da corrente de retorno. O valor adotado aqui para E_0 é de 0,5 MV/m (DE CONTI et al., 2012b).

De posse do raio do corona é possível modificar a capacitância por unidade de comprimento da linha com a seguinte fórmula:

$$C_k'(t) = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \left[\frac{r_{\infty}}{r_{k_{co}}(t)} \right]} \quad (4.9)$$

onde $C_k'(t)$ é a capacitância por unidade de comprimento do segmento k do canal no instante de tempo t associada à presença do corona. É importante lembrar que esta modificação na capacitância de cada segmento da linha, dada por (4.8) e (4.9), só é feita após a tensão atingir a condição dada por (4.6) e (4.7) nestes segmentos. Antes disso a capacitância utilizada é a calculada na seção 4.2.1.

Para ilustrar este fenômeno, a Figura 4.8 mostra o comportamento da capacitância por unidade de comprimento dada por (4.9), enquanto a Figura 4.9 apresenta a corrente transversal associada ao efeito corona. Os raios $r_k(t)=1$ cm e $r_{\infty}=50$ m foram considerados constantes e a tensão $V_k(t) = A. \left[1 - e^{-1 \times 10^{-6} t} \right]$ foi utilizada na equação (4.8) em conjunto com as condições (4.6) e (4.7) para determinar o início do efeito corona. Em (4.6) utilizou-se $m = 0,5$. Estudo semelhante é realizado em De Conti et al. (2012b), porém considerando de forma diferente a incorporação do efeito corona no que se refere à consideração da condutância do canal, que aqui é desprezada, e também da capacitância.

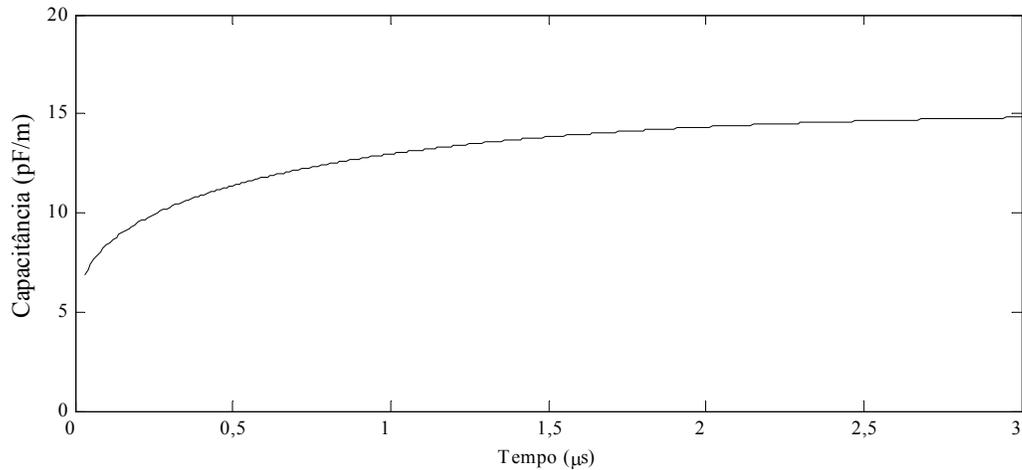


Figura 4.8 - Capacitância modificada pelo efeito corona. A capacitância só é modificada após as condições (4.6) e (4.7) serem satisfeitas.

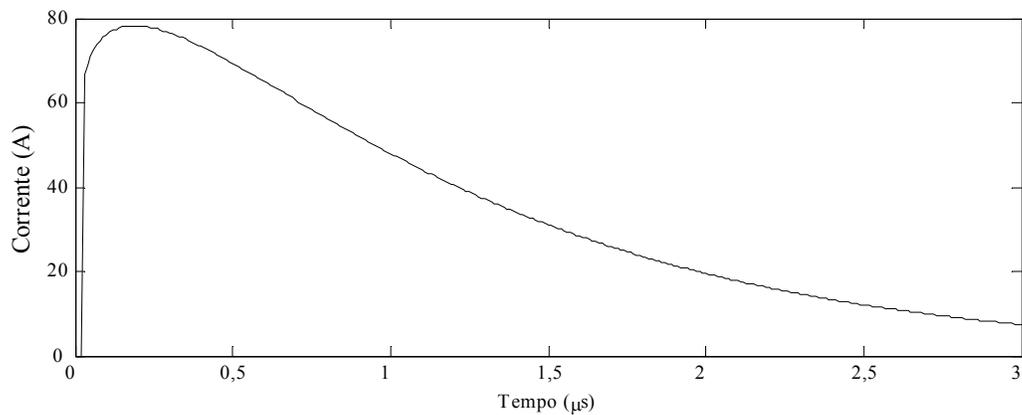


Figura 4.9 – Corrente capacitiva associada ao efeito corona.

A modelagem do efeito corona realizada aqui é bastante simplificada. Ainda assim sua implementação no modelo leva a resultados interessantes, como, por exemplo, a deformação da onda de corrente e a modificação de sua velocidade de propagação aparente. Estes resultados são apresentados mais à frente, no capítulo 5.

4.4 Terminações da Linha

4.4.1 Extremidade Inferior (Solo)

Vários modelos que utilizam a representação do canal de descarga por meio de linhas de transmissão fazem uso de uma resistência concentrada entre o canal e o solo para representar a resistência de aterramento (STRAWÉ, 1977; LITTLE, 1978; HOOLE, 1993). O modelo desenvolvido em Cooray e Rakov (2011), apesar de não utilizar a teoria de linhas de transmissão, apresenta uma resistência de aterramento que leva em conta a condutividade do solo, fazendo assim com que este parâmetro influencie nos tempos de frente da corrente na base do canal. O presente trabalho não tem a intenção de se aprofundar neste tópico e por isto utiliza uma resistência concentrada e constante $R_{Terra}=100 \Omega$ para representar a resistência de aterramento. No presente modelo, os tempos de frente das correntes na base do canal serão controlados por outro fator: a forma da excitação da fonte de tensão na base deste canal. Vale comentar que valores entre 50 e 700 Ω foram testados para a resistência de aterramento e que, com base nos resultados obtidos, concluiu-se que o valor escolhido para este parâmetro não exerce influência sobre os aspectos qualitativos dos resultados apresentados pelo modelo. Sua única função é proporcionar uma atenuação na corrente na base do canal.

4.4.2 Extremidade Superior (Nuvem)

O processo de dissipação da corrente de retorno ao atingir a nuvem ainda é um fenômeno relativamente desconhecido. Alguns modelos utilizam ao fim da linha uma capacitância (TAKAGI e TAKEUTI, 1983) ou uma resistência em série com uma capacitância (MATTOS e CHRISTOPOULOS, 1988) para representar a nuvem. No entanto, esta consideração adiciona ao modelo uma descontinuidade, que por sua vez causa modificações na forma das ondas de corrente não vistas em descargas naturais.

Este cenário de incertezas relacionado à modelagem da nuvem faz com que se opte por desprezá-la para o cálculo das correntes ao longo do canal, apesar de ter sido levada em consideração para o cálculo dos parâmetros da linha. Baseado nisto, são aqui

consideradas linhas de transmissão suficientemente longas para que a onda de corrente não atinja a extremidade superior do canal dentro dos tempos considerados nas simulações. Desta forma, a onda de corrente obtida não será modificada pelas reflexões ao fim da linha.

4.5 Energização do Canal

Como já dito, o modelo aqui utilizado considera uma linha de transmissão excitada em uma de suas extremidades por uma fonte de tensão, situação na qual a corrente na base do canal se torna uma das saídas do modelo e não uma de suas entradas. Esta fonte de tensão visa representar o salto final do canal precursor descendente em direção ao solo, onde ocorre a conexão entre ambos e o potencial nulo do solo é transmitido à nuvem através do canal de descarga. Praticamente, todos os modelos que excitam a linha de transmissão através de uma fonte de tensão utilizam uma função degrau para isso, fazendo com que a tensão na base do canal passe instantaneamente de zero a um valor pré-determinado não nulo (isto é análogo ao fechamento de uma chave ideal entre o canal e o solo em modelos que consideram o descarregamento de uma linha previamente carregada). Entretanto, a transição de potencial que ocorre quando o canal descendente atinge o solo certamente não é instantânea. Este processo é extremamente complexo e dinâmico. Sabe-se que a transição ocorre muito rapidamente, mas ainda assim é contínua. Motivado por isto, além de considerar uma fonte de tensão com função degrau, são consideradas também outras duas funções para a excitação do canal de descarga, sendo uma exponencial e outra com comportamento gaussiano. Os detalhes dessas representações são apresentados a seguir.

4.5.1 Função Degrau

A função degrau é a mais simples e comum das funções utilizadas na literatura para se excitar a linha de transmissão que visa representar o canal de descarga. Esta função é nula para argumentos negativos e unitária para argumentos positivos. Sendo assim, a excitação da linha pode ser dada por:

$$V(t) = \begin{cases} 0, & \text{para } t \leq 0 \\ |V_{nuvem}|, & \text{para } t > 0 \end{cases} \quad (4.10)$$

onde $V(t)$ é a função de excitação associada à fonte de tensão na extremidade da linha de transmissão e V_{nuvem} é o potencial da nuvem.

4.5.2 Excitação Exponencial

Um dos principais problemas com a função degrau é que esta não é capaz de representar a variação contínua do potencial na base do canal de descarga, já que sua transição é instantânea. Ao se considerar uma excitação exponencial, a transição obtida se aproxima um pouco mais da forma esperada para a variação de tensão na base do canal. Esta excitação pode ser descrita pela seguinte função exponencial:

$$V(t) = |V_{nuvem}| \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \quad (4.11)$$

onde $V(t)$ é a função de excitação associada à fonte de tensão na extremidade da linha de transmissão, V_{nuvem} é o potencial da nuvem e τ_1 é uma constante. A Figura 4.10 ilustra o comportamento desta função para $|V_{nuvem}|=1$ e $\tau_1=5 \times 10^{-7}$ s.

4.5.3 Excitação Gaussiana

Apesar de representar de forma mais razoável a transição de potencial na base do canal do que a função degrau, a função exponencial não possui derivada nula no instante de tempo zero. Uma alternativa apresentada aqui para fazer com que a derivada da função de excitação seja muito próxima do valor nulo no instante inicial é considerar um comportamento gaussiano para seu crescimento até que atinja seu máximo. A partir deste instante, a função adquire um valor constante. Este comportamento pode ser formalizado como

$$V(t) = \begin{cases} |V_{nuvem}| e^{-\frac{(t-\tau_1)^2}{\tau_2}}, & \text{para } t \leq \tau_1 \\ |V_{nuvem}|, & \text{para } t > \tau_1 \end{cases} \quad (4.12)$$

onde $V(t)$ é a função de excitação associada à fonte de tensão na extremidade da linha de transmissão, V_{nuvem} é o potencial da nuvem e τ_1 e τ_2 são constantes. A fim de ilustrar este comportamento, a Figura 4.10 mostra a equação (4.12) para $|V_{nuvem}|=1$, $\tau_1=1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2 \times 10^{-12}$ s².

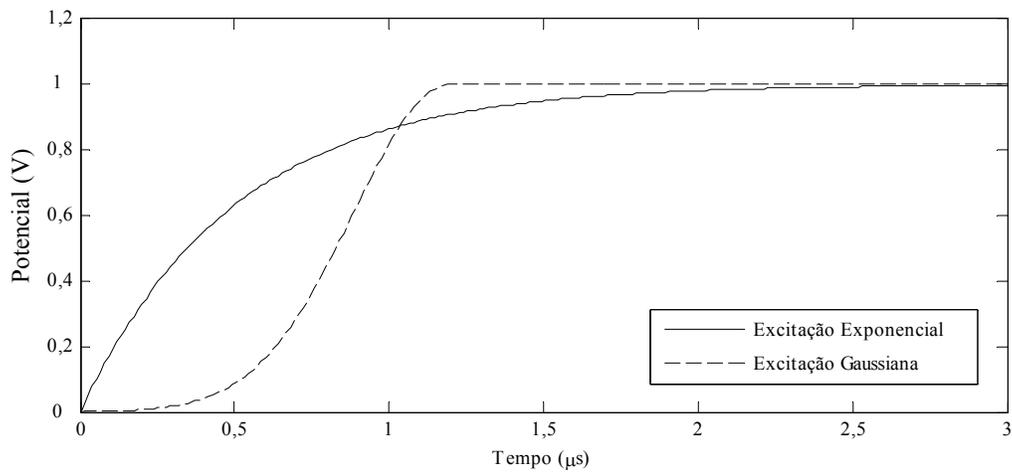


Figura 4.10 – Funções de excitação associadas à fonte de tensão na extremidade inferior do canal de descarga.

5. Avaliação do Modelo Proposto

5.1 Introdução

No capítulo anterior, propõe-se um modelo para o canal de descarga em que a corrente de retorno é calculada a partir da excitação de uma linha de transmissão não uniforme em uma de suas extremidades por uma fonte de tensão, levando-se em consideração o efeito corona e a variação não linear da resistência do canal.

No presente capítulo, o modelo proposto é implementado computacionalmente de forma que se possa estudar a influência dos parâmetros da linha (capacitância, indutância e resistência por unidade de comprimento), do efeito corona, da forma de excitação e do método de solução das equações do telegrafista sobre a onda de corrente que viaja na linha. A influência desses parâmetros sobre os campos elétricos e magnéticos decorrentes da propagação da onda de corrente no canal também é estudada. Em cada uma das simulações apresentadas o canal foi tomado como suficientemente longo para que a onda de corrente não chegasse à sua extremidade superior. Desta forma, as reflexões nesta extremidade não tem qualquer influência nos resultados obtidos.

5.2 Forma de Excitação

Como visto no Capítulo 4, são considerados, para o modelo aqui proposto, três tipos de excitação para a fonte de tensão localizada na extremidade inferior do canal: a primeira é uma função degrau (seção 4.5.1), a segunda é uma função exponencial decrescente (seção 4.5.2) e a terceira consiste em uma função com crescimento gaussiano até seu valor máximo e a partir daí um valor constante (seção 4.5.3).

Para o estudo da influência da função de excitação sobre o comportamento da corrente de retorno, consideram-se aqui todos os parâmetros da linha constantes no tempo (de forma que suas influências individuais não alterem os resultados) e utiliza-se a técnica de FDTD com uma segmentação que garanta a convergência dos resultados obtidos. O efeito corona foi desprezado.

A Figura 5.1 mostra três formas de onda de corrente na base do canal de descarga, uma para cada função de excitação, considerando um canal de 1 cm de raio e uma condutividade de $2,2 \times 10^4$ S/m (DE CONTI et al., 2012b). Este valor de condutividade está de acordo com as estimativas de Plooster (1971) para o canal de descarga, conforme reportado em Rakov (1998). Para o cálculo das capacitâncias utilizou-se, tanto aqui quanto nas demais seções do presente capítulo, o Método de Simulação de Cargas (MSC) (seção 4.2.1) com uma segmentação de 3 m e um salto final de 25 m. Para o cálculo das correntes considerou-se $v=3 \times 10^8$ m/s. O efeito corona foi desprezado e a resistência por unidade de comprimento do canal foi tomada como constante e igual a $0,14 \Omega/m$. Utilizou-se $V_{nuvem}=20$ MV para o valor do potencial da nuvem, supondo-se uma resistência de aterramento de 100Ω . Para as funções de excitação, considerou-se $\tau_1=5 \times 10^{-7}$ s para a excitação exponencial e $\tau_1=1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2 \times 10^{-12}$ s² para a excitação gaussiana.

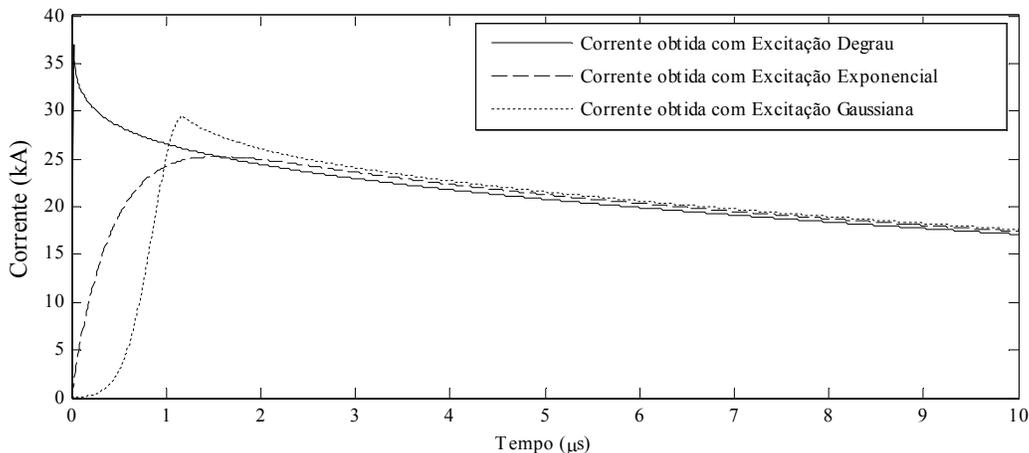


Figura 5.1 – Formas de onda de corrente calculadas na base do canal de descarga para três diferentes funções de excitação.

Observa-se na Figura 5.1 que as correntes na base do canal possuem em seus instantes iniciais um comportamento muito semelhante ao de sua respectiva excitação, modificando-se de forma mais evidente apenas após atingir seu pico, quando a corrente começa a decrescer enquanto a tensão na extremidade inferior da linha se torna constante. Desta forma, percebe-se que, como previsto no capítulo anterior, a forma de onda de corrente na base do canal que mais se aproxima das correntes de descargas atmosféricas reais é aquela associada à excitação gaussiana. Isto ocorre porque esta onda de corrente possui em seu instante inicial uma derivada muito próxima à zero, além de uma concavidade antes de atingir seu pico. A corrente obtida com a excitação exponencial, além de ter sua derivada máxima no instante inicial, não apresenta uma concavidade antes do pico. Já a onda de corrente obtida ao se utilizar a excitação degrau se mostra extremamente problemática; sua derivada máxima tende ao infinito e se dá no instante inicial. Como consequência, o tempo de frente da onda da corrente resultante é nulo, o que é inconsistente com correntes de descargas reais. O comportamento da onda de corrente ao longo do canal para $R'=0$ é brevemente comentado na seção a seguir, juntamente com condições que supõem $R' \neq 0$.

5.3 Resistência Variável

Como comentado no Capítulo 3, a maioria dos modelos de canal de descarga baseados na teoria de linhas de transmissão utiliza uma resistência constante para representar as perdas no canal. Entretanto, sabe-se que tal consideração não é fiel à realidade. De forma a contornar esta limitação, alguns modelos fazem uso de uma resistência não-linear para representar o canal de descarga (MATTOS e CHRISTOPOULOS, 1988; THEETHAYI e COORAY, 2005; VISACRO e DE CONTI, 2005; DE CONTI et. al., 2008).

Nesta seção, a influência de uma resistência por unidade de comprimento variável com o tempo é investigada comparando-se os resultados obtidos ao se considerar uma resistência constante em todo o canal e uma resistência variável conforme apresentado na seção 4.2.3. A Figura 5.2 mostra esta comparação ao apresentar correntes obtidas em três pontos ao longo do canal juntamente com as correntes obtidas para um canal sem perdas. Para esta simulação, utilizou-se um canal

não uniforme onde o efeito corona foi desprezado e as capacitâncias e indutâncias por unidade de comprimento foram consideradas constantes, sendo calculadas conforme apresentado nas seções 4.2.1 e 4.2.2. As capacitâncias e indutâncias foram obtidas ao se considerar um raio de 3,2 mm (JAYAKUMAR, 2006), um potencial de 20 MV para a nuvem e $v=3\times 10^8$ m/s. Supôs-se uma condutividade do canal de $2,2\times 10^4$ S/m. Para as simulações onde a resistência foi considerada variável no tempo segundo as equações (4.4) e (4.5), utilizou-se $\xi=4,5$, $\rho_0=1,29$ kg/m³ e um raio inicial de 3,2 mm em (4.4) (DE CONTI et al., 2008). A resistência de aterramento considerada é de 100 Ω e a excitação utilizada foi a gaussiana com $\tau_1=1,2\times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2\times 10^{-12}$ s². Novamente, a técnica de FDTD foi utilizada para a solução das equações do telegrafista e a obtenção da corrente ao longo do canal.

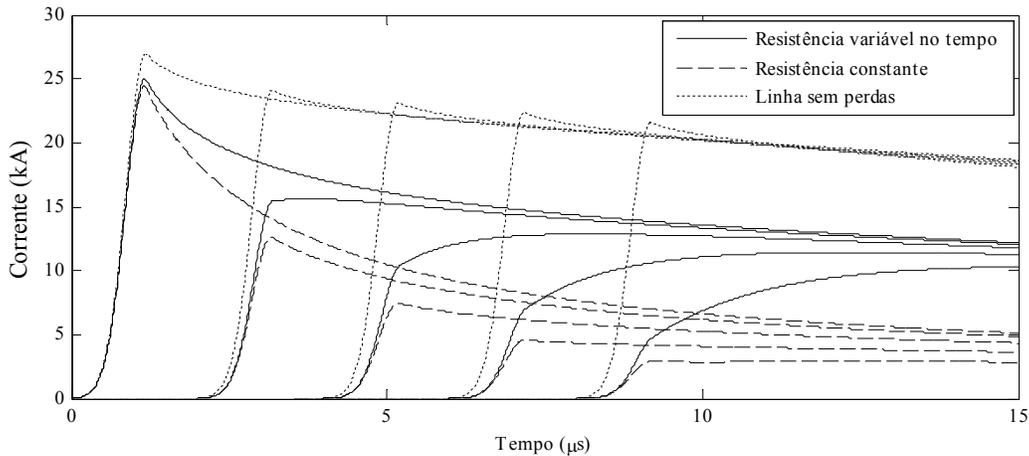


Figura 5.2 – Correntes calculadas nas alturas de $z=0$ m, $z=600$ m, $z=1200$ m, $z=1800$ m e $z=2400$ m (da esquerda para a direita na figura) para um canal de descarga modelado segundo três diferentes hipóteses, supondo uma excitação gaussiana com $\tau_1=1,2\times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2\times 10^{-12}$ s², $|V_{Nuvem}|=20$ MV, raio de 3,2 mm, $v=3\times 10^8$ m/s e resistência de aterramento de 100 Ω . Para o cálculo da resistência por unidade de comprimento variável utilizou-se $\xi=4,5$ e $\rho_0=1,29$ kg/m³ em conjunto com um raio inicial de 3,2 mm. Este raio também foi utilizado para as simulações com resistência constante.

A Figura 5.2 mostra os resultados obtidos ao se considerar para o mesmo canal uma resistência nula, constante ou variável com o tempo. Percebe-se que a simples consideração da resistência, seja constante, seja variável, já tem grande influência sobre as correntes obtidas, se estas forem comparadas com os resultados referentes a uma linha sem perdas. Ao se considerar as perdas ao longo do canal, fica claro que a

implementação de uma resistência constante ou de uma resistência variável pode levar a diferentes resultados. Vale também notar que mesmo para uma linha sem perdas a corrente de descarga se atenua à medida que se propaga. Este fenômeno é característico da propagação de sinais elétricos em condutores verticais, sendo discutido em detalhe em Baba e Rakov (2005).

Decidiu-se aqui, para fins de comparação, que o raio utilizado na simulação com uma resistência constante fosse igual ao raio inicial utilizado na simulação com uma resistência variável, ou seja, no primeiro caso tomou-se o valor máximo para a resistência do segundo. Este valor é de aproximadamente $1,4 \Omega/\text{m}$, um valor relativamente elevado se comparado aos observados na literatura para modelos que utilizam uma resistência constante, e relativamente baixo para a resistência inicial de modelos que utilizam uma resistência variável no tempo, estando esta entre 1 e $50 \Omega/\text{m}$. Em De Conti et al. (2012b), por exemplo, o valor inicial da resistência é de $5 \Omega/\text{m}$ enquanto o valor atingido após $40 \mu\text{s}$ é de $0,07 \Omega/\text{m}$. É comum observar, em modelos que utilizam uma resistência por unidade de comprimento constante ao longo do canal, que muitos autores optam por utilizar valores que estejam entre o máximo e o mínimo. Isto seria uma forma simplificada de compensar a ausência da variação temporal da resistência. No que diz respeito às simulações feitas na presente seção é importante deixar claro que este valor de resistência não influencia em nada na análise puramente qualitativa a que se deseja chamar atenção. Certamente, se a intenção, especificamente nesta seção, fosse apenas obter correntes mais representativas a partir de um valor constante para a resistência do canal, ao invés de observar os efeitos qualitativos de tal consideração, ter-se-ia optado por utilizar um raio diferente do raio inicial de forma que o valor da resistência ficasse entre seu máximo e seu mínimo. Uma discussão mais detalhada sobre o efeito da resistência do canal nas correntes de descarga pode ser encontrada em De Conti et al. (2008).

Dito isto, chama-se atenção para dois fatores que podem ser observados na Figura 5.2, a saber: (1) a atenuação da forma da onda de corrente causada pela consideração de uma resistência variável no tempo, com a aparição de um abaulamento após a corrente atingir sua derivada máxima, característica esta que se intensifica à medida que a onda avança pelo canal; (2) o instante em que a corrente atinge seu valor máximo sofre um atraso cada vez maior à medida que esta se propaga pelo canal.

Percebe-se claramente que a utilização de uma resistência dinâmica tende a suavizar o pico inicial da onda de corrente à medida que esta avança pelo canal de descarga. Isto pode ser traduzido como uma modificação na velocidade aparente de propagação desta onda.

Embora não ilustrados no presente texto, os campos eletromagnéticos calculados a partir das correntes apresentadas na Figura 5.2 ao se considerar uma linha com perdas não apresentaram diferenças qualitativas entre o caso em que se utiliza uma resistência constante e o caso onde se utiliza uma resistência variável no tempo. Isto se deve ao fato de se ter utilizado um valor baixo para a resistência inicial do canal. Um estudo que leva em consideração um valor mais elevado para a resistência inicial e para a resistência constante é feito em Theethayi e Cooray (2005). Uma discussão mais detalhada sobre o efeito da resistência do canal nos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas está fora do escopo deste texto e pode ser encontrada em De Conti et al. (2008).

5.4 Efeito Corona

O efeito corona também exerce grande influência sobre o comportamento da corrente de retorno. Muitos modelos buscam levar em conta este efeito modificando a capacitância dos segmentos em que o canal de descarga é dividido, utilizando para isto diferentes abordagens, conforme comentado na seção 4.3.

Aqui, quatro simulações são apresentadas, uma desprezando o efeito corona e as demais o levando em consideração de acordo com a abordagem apresentada na seção 4.3. Nestas três simulações em que o efeito corona foi considerado, explora-se a influência do raio do condutor externo para a representação coaxial deste efeito. Nas simulações, todos os parâmetros da linha de transmissão foram considerados constantes, de forma que seus efeitos não se sobrepusessem aos do efeito corona. Considerou-se aqui um canal com raio de 5 mm, uma condutividade de 4×10^4 S/m e um potencial da nuvem de 10 MV. Com estes valores de raio e condutividade, obteve-se um valor de $0,3 \Omega/m$ para a resistência por unidade de comprimento do canal. Para o cálculo das correntes supôs-se $v=3 \times 10^8$ m/s. Considerou-se uma resistência de aterramento de

100 Ω e uma excitação Gaussiana com $\tau_1=1,2\times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2\times 10^{-12}$ s². Para simular o efeito corona, utilizou-se $m=0,5$ em (4.6) e, como já dito na seção 4.3, $E_0=0,5$ MV/m. Os valores utilizados para o raio do condutor de retorno do modelo de corona foram de $r_\infty = 50$ m, $r_\infty = 100$ m, e $r_\infty = 500$ m. A Figura 5.3 mostra as correntes obtidas para cada um dos casos analisados.

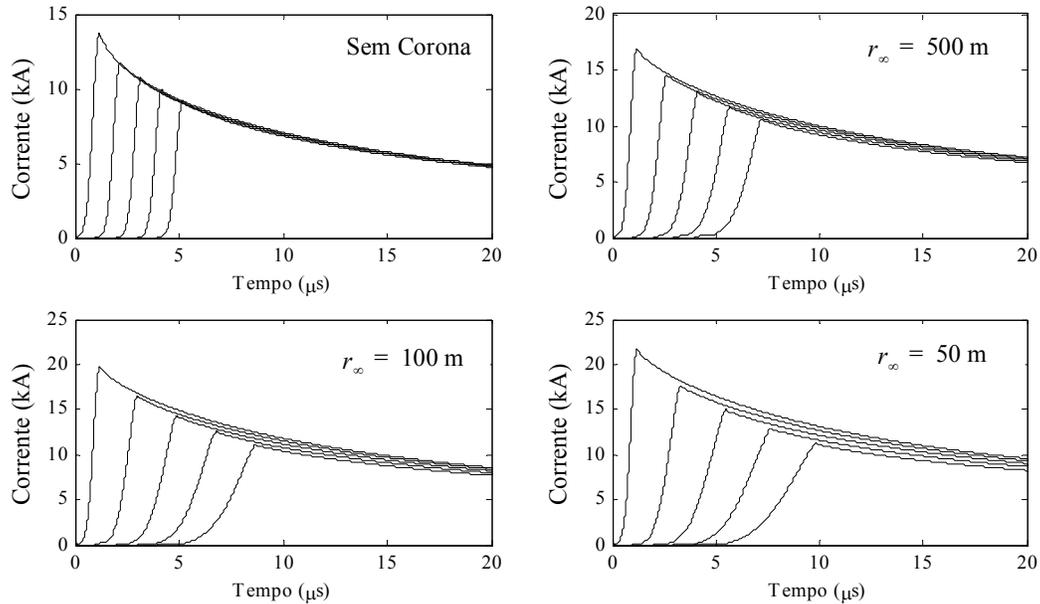


Figura 5.3 – Influência do efeito corona e do raio do condutor de retorno. Correntes obtidas para 0 m, 300 m, 600 m, 900 m e 1200 m de altura, supondo uma resistência de 0,3 Ω /m, um raio de 5 mm e uma excitação gaussiana com $|V_{Nivem}|=10$ MV, $\tau_1=1,2\times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2\times 10^{-12}$ s².

A partir das simulações apresentadas, vê-se claramente o quão significativa é a influência do efeito corona sobre a corrente de retorno. Percebe-se também que o valor escolhido para o raio do condutor de retorno do modelo de corona exerce influência tanto quantitativa quanto qualitativa sobre os resultados: não só a amplitude da onda é modificada, mas também seu tempo de frente. Nota-se, ao comparar os instantes em que tem início as correntes apresentadas na Figura 5.3, que a velocidade real é a mesma em todos os casos, igual à velocidade da luz, mas que a velocidade aparente se modifica, pois, para os casos onde se considera o efeito corona, à medida que se propaga pelo canal de descarga, a corrente de retorno sofre modificações em seu tempo de frente. Ao

aumentar o valor do raio do condutor de retorno do modelo de corona, as modificações se tornam cada vez menos significativas. Estes valores de r_{∞} , no entanto, não podem ser demasiadamente elevados, pois de acordo com a equação (4.9) as capacitâncias associadas ao efeito corona seriam reduzidas a valores não representativos para o canal de descarga. Esta fragilidade é intrínseca à abordagem dada aqui para o efeito corona, ao se utilizar uma geometria coaxial para sua representação, e acaba por mostrar que sua incorporação ao modelo de canal de descarga não passa de uma aproximação. Ainda assim, esta aproximação pode levar a bons resultados, como se vê mais a frente.

Valores (médios) de velocidade aparente, definida como a razão entre a altura de um determinado segmento do canal e o tempo gasto para que a corrente neste segmento atinja 5% do valor de pico da corrente na base do canal (THEETHAYI e COORAY, 2005), foram calculados. Os valores obtidos para $r_{\infty} = 50$ m, $r_{\infty} = 100$ m, e $r_{\infty} = 500$ m, correspondem a $1,9 \times 10^8$, $2,1 \times 10^8$ e $2,4 \times 10^8$ m/s, respectivamente. Percebe-se, portanto, que a consideração do efeito corona, ainda que de forma aproximada como comentado na seção 4.3, leva a uma redução da velocidade aparente da onda de corrente. No entanto, os valores obtidos ainda são elevados, encontrando-se no limite superior de velocidades observadas em descargas reais (MACH e RUST, 1989). Assim, seria necessário que outro fator, como, por exemplo, uma resistência variável com o tempo, atuasse em conjunto com o efeito corona, a fim de diminuir a velocidade aparente de propagação de forma mais eficiente. É possível então dizer que, ainda que de forma aproximada, o efeito corona pode servir como uma ferramenta para modificar a velocidade de propagação aparente da onda de corrente no canal, sendo esta velocidade modificada pela escolha do valor de r_{∞} .

Além disto, o efeito corona também causa uma modificação na amplitude da onda de corrente. Isto é consequência do aumento da capacitância e da corrente capacitiva associada a este efeito. Para manter o potencial do canal, faz-se necessário o aumento da corrente ao longo deste, já que parte desta corrente tem de ser destinada ao envelope de corona e à sua corrente capacitiva. De acordo com a equação (4.9), à medida que se aumenta o valor de r_{∞} diminui-se o valor da capacitância. Como consequência, a corrente capacitiva também irá diminuir. Isto pode ser visto na Figura

5.3 com a diminuição dos valores de pico da corrente de retorno para valores de r_{∞} mais elevados.

A fim de verificar a influência do efeito corona sobre os campos eletromagnéticos associados à corrente de retorno, as Figuras 5.4 e 5.5 apresentam campos no nível do solo para duas situações: a primeira, sem o efeito corona, e a segunda, com o efeito corona. Optou-se por utilizar, dentre as três simulações onde o efeito corona foi levado em consideração, aquela com $r_{\infty} = 50$ m, pois foi aquela em que a modificação na velocidade de propagação aparente foi mais intensa. A Figura 5.4 se refere ao caso onde o efeito corona é desprezado, enquanto a Figura 5.5 se refere ao caso onde o efeito corona é implementado no modelo com $r_{\infty} = 50$ m.

Qualitativamente, quando comparados, os campos magnéticos possuem as mesmas características em ambos os casos. Quantitativamente, apenas os campos magnéticos a 50 m da base do canal apresentam diferenças significativas, com um aumento relativo de amplitude em relação ao caso sem corona. Este aumento está diretamente associado ao crescimento da corrente no canal na presença de corona. Já para os campos elétricos nota-se, a 50 m da base do canal, a ausência de um pico inicial quando o efeito corona é levado em consideração e um aumento relativo da amplitude em relação ao caso sem corona. Além disso, também é perceptível o acentuado crescimento apresentado pelo campo elétrico calculado a 5 km da base do canal ao se considerar o efeito corona, crescimento este praticamente nulo quando tal efeito é desprezado. As diferenças quantitativas podem ser explicadas pelo aumento na parcela eletrostática do campo elétrico devido à deposição das cargas associadas ao efeito corona. Conclui-se assim que, além de modificar significativamente a corrente de retorno, o efeito corona também exerce certa influência sobre os campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas.

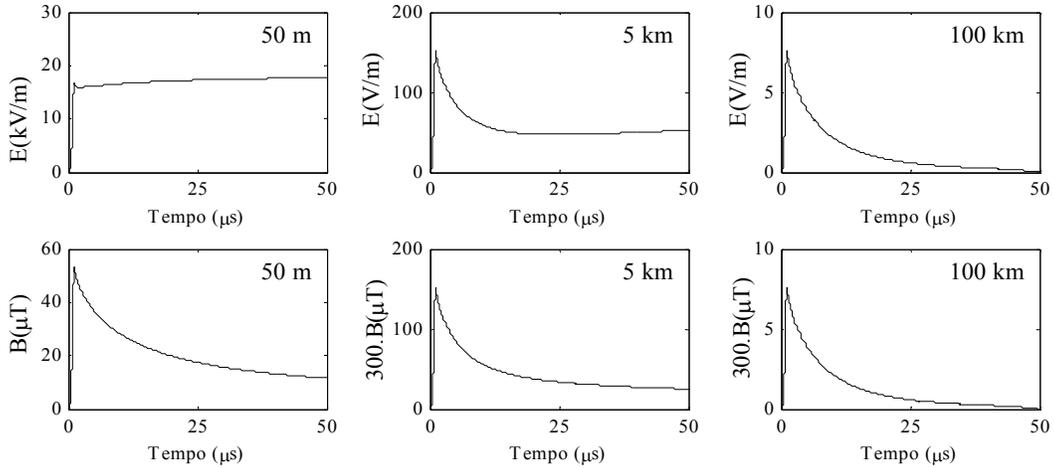


Figura 5.4 – Campos eletromagnéticos calculados sem o efeito corona, supondo uma resistência de $0,3 \Omega/m$, um raio de 5 mm e uma excitação gaussiana com $|V_{Maxem}|=10MV$, $\tau_1=1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2 \times 10^{-12}$ s².

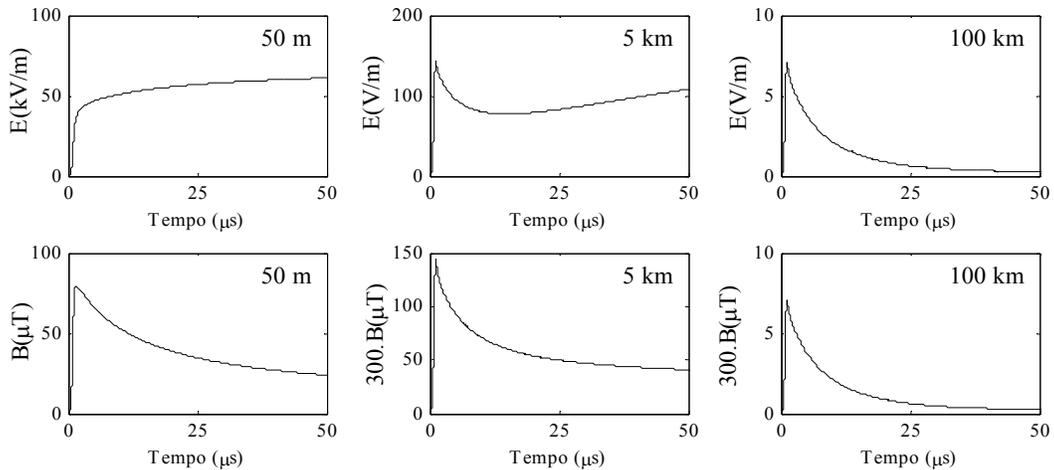


Figura 5.5 – Idem Figura 5.4, porém considerando o efeito corona com $r_c = 50$ m e $E_0 = 0,5$ MV/m.

5.5 Controle de Velocidade Pela Indutância

No modelo proposto, o cálculo da indutância dado pela equação (4.3) depende da capacitância e da velocidade de propagação da onda de corrente em uma linha sem perdas, sendo esta velocidade, por sua vez, dependente da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética do meio ao redor do canal de descarga. Com a capacitância previamente calculada pelo método de simulação de cargas, o parâmetro ν na equação (4.3) é o responsável por definir a indutância ao longo de todo o canal. Em situações

onde o efeito corona é desprezado, este parâmetro pode ser de grande utilidade para controlar a velocidade da onda de corrente. É importante então saber que fatores relacionados à presença do corona não podem ser reproduzidos por esta simplificação do modelo. Vale notar que, a rigor, para um condutor vertical sem perdas posicionado no ar, a velocidade de propagação é a velocidade da luz. Portanto qualquer outra hipótese com relação ao parâmetro v que não seja aquela que lhe atribua a velocidade da luz deve ser vista estritamente como uma simplificação. É interessante lembrar que em modelos de corrente de retorno baseado na aplicação da teoria eletromagnética é comum o artifício de se aumentar a indutância do canal de forma a controlar a velocidade de propagação da onda resultante (BABA e RAKOV, 2007, 2008). Este caso pode ser considerado análogo a se supor o cálculo da indutância adotando um valor de v menor que a velocidade da luz.

Nesta perspectiva, duas situações são analisadas nesta seção. Na primeira, a velocidade utilizada para o cálculo da indutância é de $v=3\times 10^8$ m/s, enquanto na segunda este valor é de $v=1\times 10^8$ m/s. Observando a influência que este parâmetro tem sobre a corrente de retorno, assim como sobre as características dos campos elétrico e magnético associados a esta corrente, analisam-se os resultados obtidos em ambas as simulações de forma a se verificar até que ponto a modificação deste parâmetro pode alterar as previsões do modelo. Para isto, utiliza-se um canal com raio constante de 5 mm e condutividade de 4×10^4 S/m, conectado a uma nuvem com um potencial de 10 MV. Para estes valores de condutividade e raio, tem-se para o canal uma resistência por unidade de comprimento de 0,3 Ω /m. A tensão aplicada tem um comportamento Gaussiano, sendo $\tau_1=1,2\times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2\times 10^{-12}$ s². A resistência de aterramento tem novamente o valor de 100 Ω . O efeito corona foi desprezado.

A Figura 5.6 apresenta as correntes obtidas ao se utilizar $v=3\times 10^8$ m/s, enquanto a Figura 5.7 apresenta as correntes obtidas com $v=1\times 10^8$ m/s. Percebe-se, conforme esperado, que a velocidade da onda foi modificada pelo uso das diferentes hipóteses. Outro fato que merece destaque é que os valores de indutância do canal obtidos ao se considerar $v=1\times 10^8$ m/s são relativamente maiores do que o esperado para uma linha de transmissão que visa representar o canal de descarga. Isto causa um aumento considerável na impedância da linha e, como consequência, uma diminuição na amplitude das correntes obtidas, como pode ser visto ao se comparar as correntes

apresentadas nas Figuras 5.6 e 5.7. A Figura 5.8 mostra a indutância referente aos primeiros 1000 m do canal para as velocidades de 1×10^8 m/s e 3×10^8 m/s.

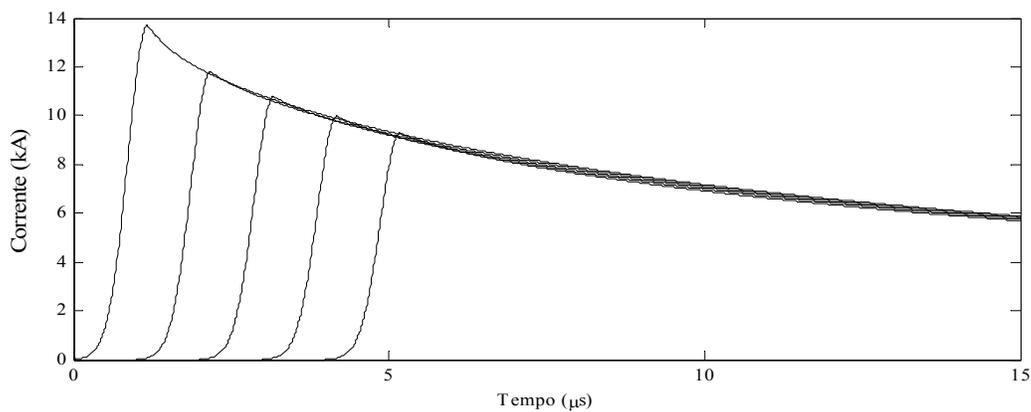


Figura 5.6 – Correntes obtidas com $v = 3 \times 10^8$ m/s a 0 m, 300 m, 600 m, 900 m e 1200 m de altura, supondo uma resistência de $0,3 \Omega/\text{m}$, um raio de 5 mm e uma excitação gaussiana com $|V_{Nivem}| = 10 \text{ MV}$, $\tau_1 = 1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2 = 0,2 \times 10^{-12}$ s².

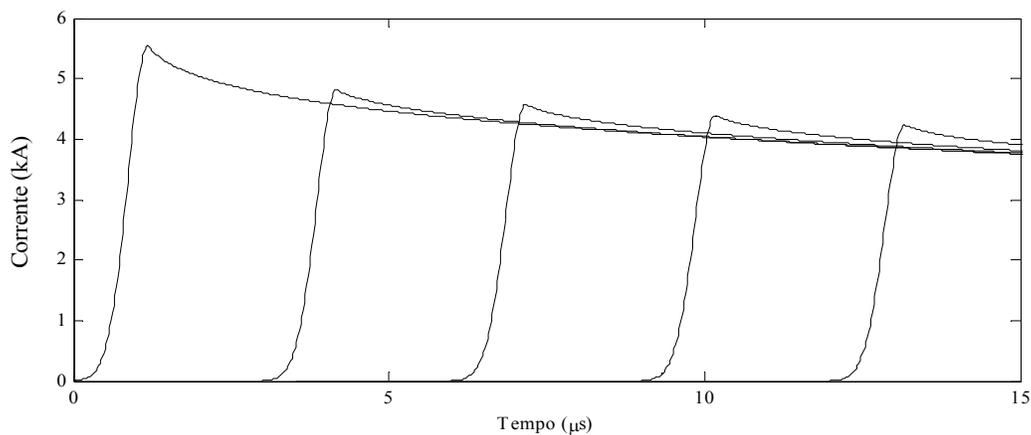


Figura 5.7 – Idem Figura 5.6, porém com $v = 1 \times 10^8$ m/s.

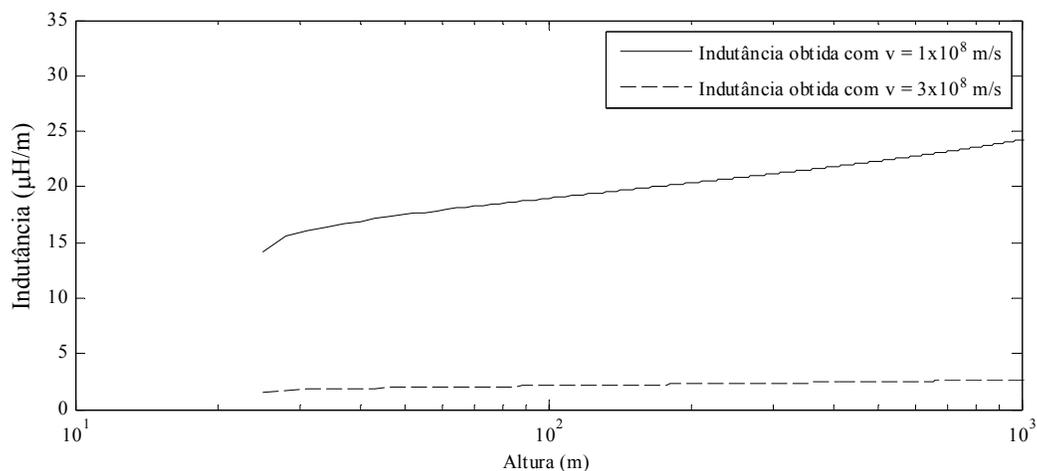


Figura 5.8 – Indutância por unidade de comprimento para os primeiros 1000 m do canal.

Também é interessante calcular os campos eletromagnéticos referentes a ambas as situações. A Figura 5.9 apresenta os campos obtidos ao se utilizar $v=1 \times 10^8$ m/s e a Figura 5.10 apresenta os campos obtidos com $v=3 \times 10^8$ m/s. Percebe-se que ao utilizar $v=1 \times 10^8$ m/s não só as correntes são influenciadas, mas também os campos, tanto qualitativamente quanto quantitativamente. A 50 m do canal, o campo elétrico perde o pequeno pico inicial observado no caso $v=3 \times 10^8$ m/s e o campo magnético tem o seu pico e o seu decaimento menos intensos se $v=1 \times 10^8$ m/s. A 5 km, o campo elétrico apresenta um crescimento intenso após o pico inicial e o campo magnético apresenta uma ondulação na cauda no caso em que $v=1 \times 10^8$ m/s, enquanto estas características não são observadas para o caso em que $v=3 \times 10^8$ m/s. Já a 100 km da base do canal, as diferenças, além de aparecerem no valor de pico, também são vistas no decaimento dos campos calculados. Tais diferenças se devem ao fato já comentado de que a diminuição da velocidade causa um aumento significativo na indutância da linha e, conseqüentemente, um aumento em sua impedância. Com isto, a amplitude da corrente sofre uma diminuição que influencia diretamente nas amplitudes dos campos.

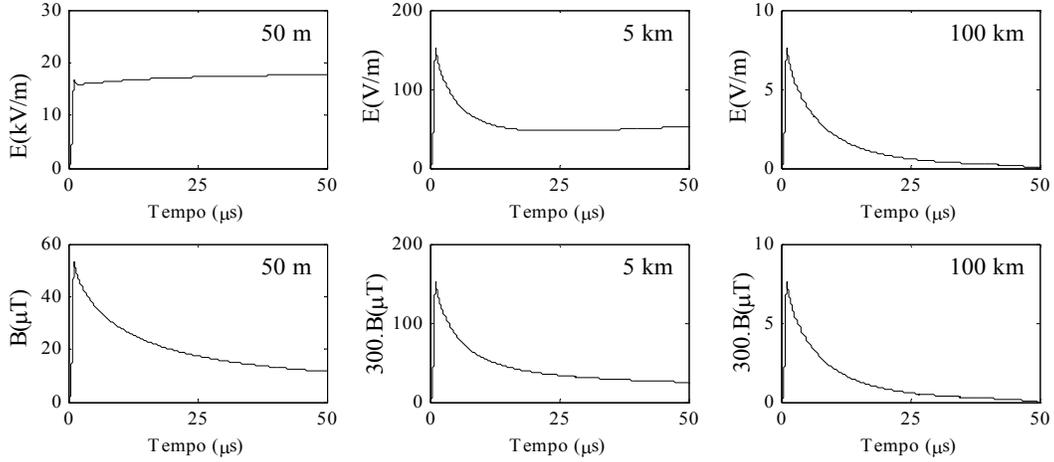


Figura 5.9 – Campos eletromagnéticos obtidos com $v=3 \times 10^8$ m/s, referentes às correntes da Figura 5.6.

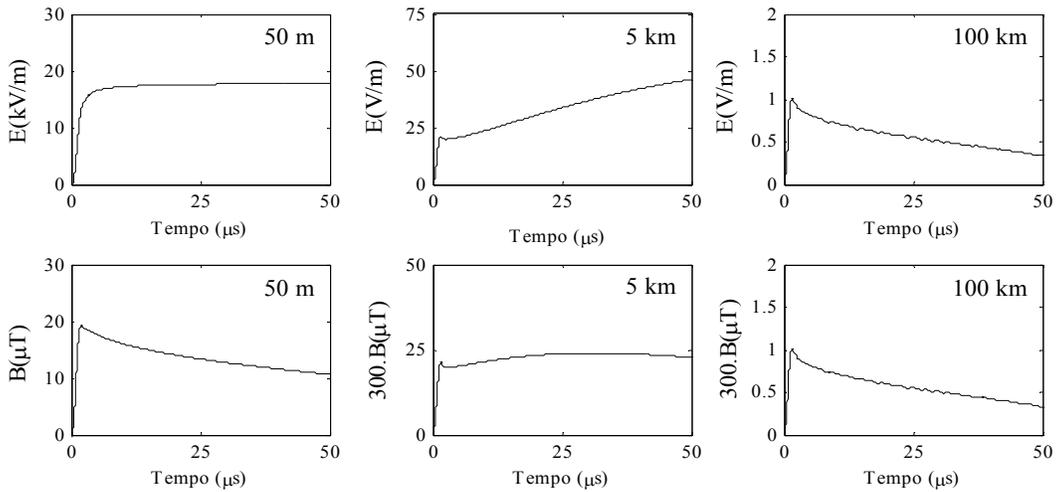


Figura 5.10 – Campos eletromagnéticos obtidos com $v=1 \times 10^8$ m/s, referentes às correntes da Figura 5.7.

5.6 Método de Solução e Segmentação Utilizada

A influência da segmentação e do método de solução nos resultados obtidos para a corrente de retorno já foi discutida no capítulo 3 com base em modelos de corrente de retorno disponíveis na literatura. Nesta seção se apresenta uma breve análise sobre a influência destes fatores no modelo aqui proposto. Para isto, considera-se um canal não uniforme com seus parâmetros por unidade de comprimento constantes, sendo desprezado o efeito corona. Os resultados aqui apresentados são baseados em estudos mais detalhados apresentados em Cardoso e De Conti (2013).

A Figura 5.11 mostra as correntes obtidas ao se utilizar a técnica de FDTD em um canal de 5 mm de raio e condutividade de 4×10^4 S/m (resultando em uma resistência de $0,3 \Omega/m$ para o canal) conectado a uma nuvem com 10 MV de potencial. Para o cálculo da indutância utiliza-se $v=3 \times 10^8$ m/s em (4.3). A tensão utilizada tem comportamento Gaussiano, sendo $\tau_1=1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2 \times 10^{-12}$ s². A resistência de aterramento é de 100Ω . A Figura 5.12 apresenta os campos calculados a partir das correntes obtidas via FDTD. Os resultados apresentados nas Figuras 5.11 e 5.12 servem, nesta seção, como base de comparação para avaliar a solução do mesmo problema utilizando a teoria de circuitos.

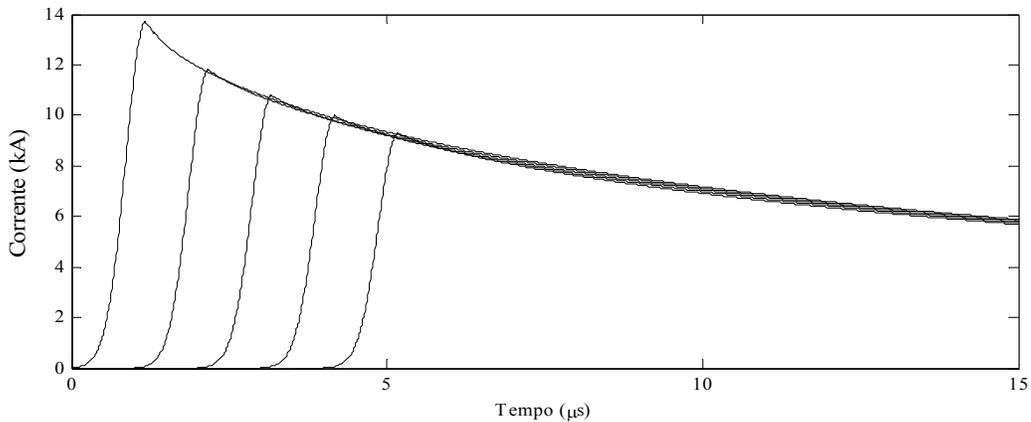


Figura 5.11 – Correntes obtidas via FDTD a 0 m, 300 m, 600 m, 900 m e 1200 m de altura, supondo uma resistência de $0,3 \Omega/m$, um raio de 5 mm e uma excitação gaussiana com $|V_{Nuvem}|=10$ MV, $\tau_1=1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2 \times 10^{-12}$ s².

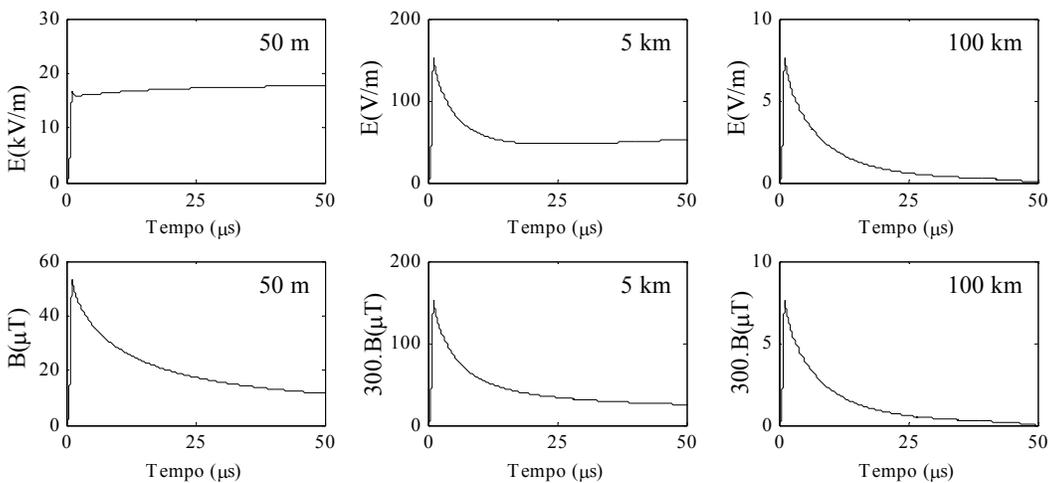


Figura 5.12 – Campos calculados a partir das correntes obtidas via FDTD e apresentadas na Figura 5.11.

Considerando o mesmo canal de descarga, mas utilizando desta vez a teoria de circuitos como método de solução para a determinação de corrente de retorno, obtêm-se as Figuras 5.13 e 5.14, supondo-se, respectivamente, segmentos de 300 m e 30 m na representação do canal. Percebem-se aqui características não apresentadas pelos resultados obtidos via FDTD como, por exemplo, oscilações e tempos de frente modificados. Muitas destas características também podem ser notadas em alguns modelos presentes na literatura e, como já mencionado anteriormente, representam somente a interação entre os elementos concentrados que buscam representar cada um dos segmentos do canal. Os campos elétricos e magnéticos associados às correntes obtidas via teoria de circuitos também são influenciados pela escolha da segmentação. Estes campos são apresentados na Figura 5.15, para a segmentação de 300 m, e na Figura 5.16, para a segmentação de 30 m.

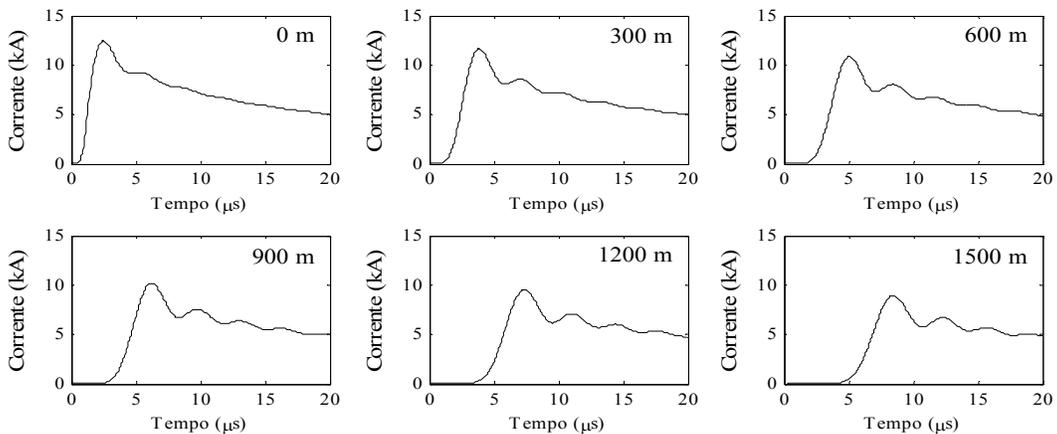


Figura 5.13 – Correntes obtidas via teoria de circuitos (para segmentos de 300m) a 0 m, 300 m, 600 m, 900 m e 1200 m de altura.

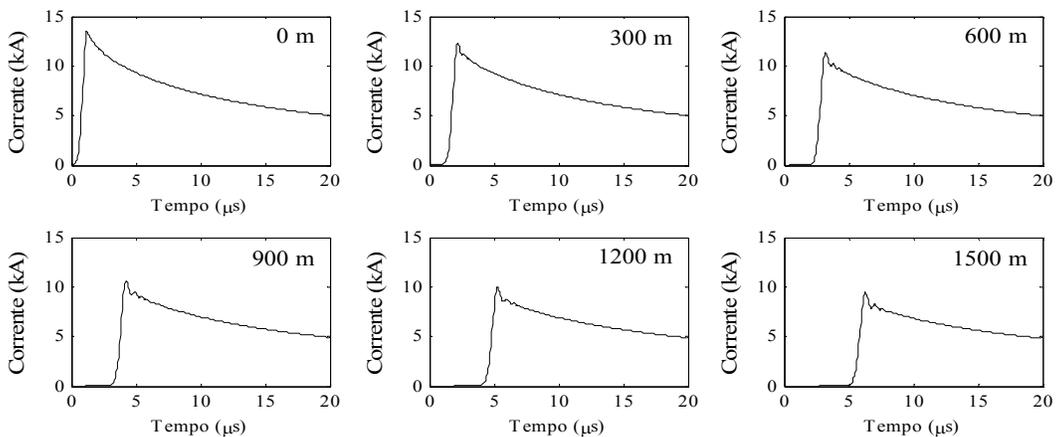


Figura 5.14 – Idem Figura 5.13, porém para segmentos de 30 m.

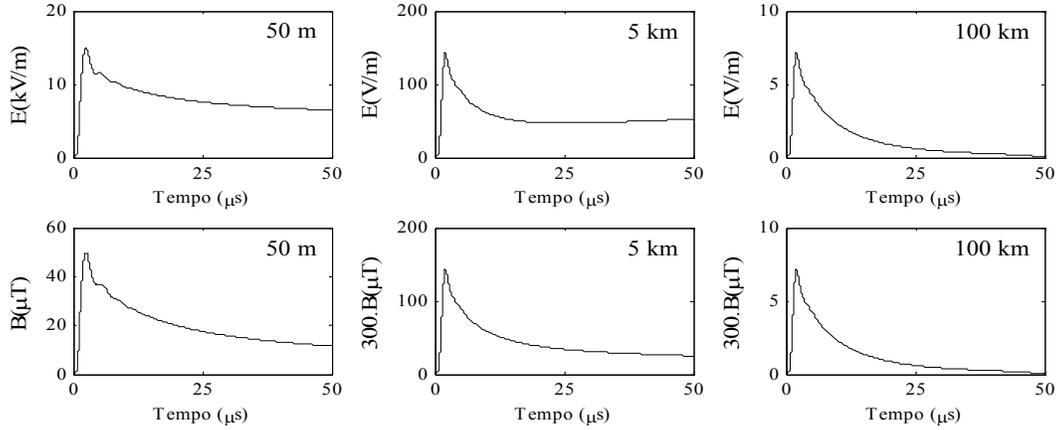


Figura 5.15 – Campos calculados a partir das correntes obtidas via teoria de circuitos com segmentação de 300 m e apresentadas na Figura 5.13.

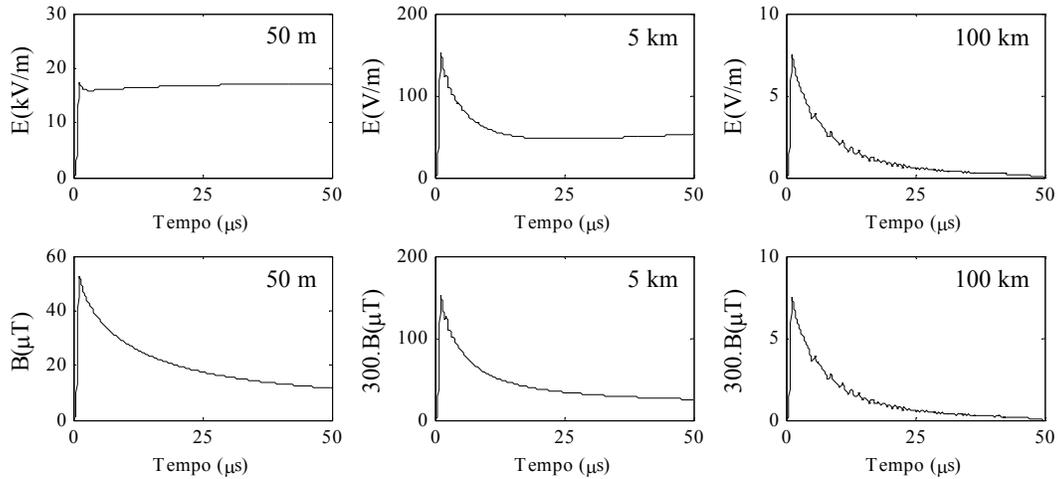


Figura 5.16 – Campos calculados a partir das correntes obtidas via teoria de circuitos com segmentação de 30 m e apresentadas na Figura 5.14.

Nota-se uma diferença considerável entre os campos elétricos a 50 m obtidos via FDTD e teoria de circuitos quando se utilizam segmentos de 300 m, que possuem a mesma ordem de grandeza que os segmentos utilizados por Little (1978) e Hoole e Hoole (1993). O campo magnético a esta distância calculado a partir das correntes obtidas via teoria de circuitos também apresenta divergências se comparado ao campo calculado a partir das correntes obtidas via FDTD. Neste caso, o campo magnético apresenta oscilações nos instantes iniciais que não são vistas no campo magnético da Figura 5.12. Apesar disto, os campos calculados a 5 e 100 km do canal não parecem ser tão sensíveis à utilização de segmentos de 300 m, em comparação com o caso que

considera a técnica FDTD. Quando utilizada a solução via teoria de circuitos em conjunto com uma segmentação de 30 m, os campos a 5 e 10 km continuam, como esperado, semelhantes aos calculados a partir das correntes obtidas via FDTD, apesar de apresentarem pequenas oscilações, sendo estas provenientes das também pequenas oscilações presentes nas correntes obtidas ao se utilizar segmentos de 30 m. Os campos a 50 m, por sua vez, são semelhantes aos apresentados na Figura 5.12 apesar de as correntes ainda possuírem oscilações. Considerando que os campos nas regiões mais próximas ao canal são de extrema importância para a validação do modelo, visto que representam os campos com maior poder destrutivo frente a equipamentos eletrônicos, pode-se concluir que uma solução via teoria de circuitos com uma segmentação de 300 m ou desta mesma ordem de grandeza pode levar a resultados não confiáveis no que se refere à modelagem do canal de descarga.

Vale comentar que quando se considera uma segmentação de 3 m, análise não apresentada aqui, os resultados obtidos são idênticos aos apresentados na Figura 5.11. Entretanto, verificou-se que o esforço computacional para se chegar a estes resultados é muito maior do que ao se utilizar a técnica de FDTD.

5.7 Modelo Completo

Após analisar a influência de vários elementos do modelo sobre a corrente de retorno e, em certos casos, também sobre os campos elétricos e magnéticos, pretende-se nesta seção analisar o modelo como um todo, com todos estes elementos atuando em conjunto. Assim, os resultados apresentados pelo modelo proposto neste trabalho podem ser comparados aos resultados obtidos por descargas atmosféricas reais de forma a verificar sua consistência.

Nesta seção, tanto o efeito corona quanto a variação temporal da resistência por unidade de comprimento do canal são considerados. Utiliza-se um canal com raio inicial de 1,7 mm e condutividade $2,2 \times 10^4$ S/m, conectado a uma nuvem com potencial de 10 MV. No cálculo da indutância do canal considera-se $v=3 \times 10^8$ m/s em (4.3). Para a implementação da resistência variável com o tempo utiliza-se $\rho_0 = 1,29$ kg/m³ e $\xi = 4,5$ em (4.4). Para o efeito corona, tem-se $m=0,5$ em (4.6), $r_\infty = 50$ m em (4.7) e (4.8) e,

como já dito na seção 4.3, $E_0=0,5$ MV/m. A tensão aplicada seguiu novamente a representação Gaussiana, sendo $\tau_1=1,2 \times 10^{-6}$ s e $\tau_2=0,2 \times 10^{-12}$ s² adotados em (4.12). Finalmente, a resistência de aterramento foi tomada como 100 Ω . Os resultados mostrados na Figura 5.17 foram obtidos ao se utilizar a técnica de FDTD para solucionar as equações do telegrafista, novamente considerando um canal com comprimento suficientemente longo para evitar que a onda de corrente atingisse a sua extremidade superior. A velocidade aparente da onda de corrente para os 2 km do canal mais próximos ao solo está ilustrada na Figura 5.18. Para o cálculo da velocidade, considerou-se o tempo gasto para que cada segmento atingisse 5% do valor do pico da corrente na base do canal. Ao dividir a altura do segmento por este tempo obteve-se a Figura 5.18. Como comentado na seção 4.3, a modelagem do efeito corona feita no presente trabalho é estritamente uma aproximação, pois a configuração utilizada para a consideração deste efeito é diferente da configuração utilizada para o cálculo da capacitância e da indutância por unidade de comprimento do canal. Ainda assim, percebe-se que a consideração deste efeito pode levar a uma redução considerável da velocidade aparente de propagação da onda de corrente. Esta redução é intensificada ao se levar também em consideração uma resistência variável com o tempo. Como pode ser visto na Figura 5.18, esta velocidade possui valores inferiores a 2×10^8 m/s, e para altitudes mais elevadas chega a $1,3 \times 10^8$ m/s. Valores semelhantes são observados em descargas naturais (MACH e RUST, 1989). Os campos elétricos e magnéticos ao nível do solo para diferentes distâncias do canal de descarga são apresentados na Figura 5.19.

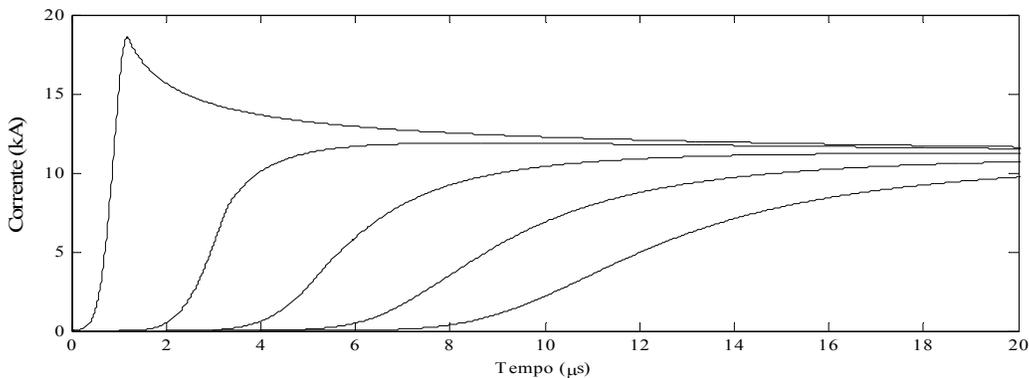


Figura 5.17 – Correntes obtidas com modelo completo a 0 m, 300 m, 600 m, 900 m e 1200 m de altura, supondo um raio inicial de 1,7 mm para o cálculo da resistência variável no tempo e considerando o efeito corona com $r_c = 50$ m e $E_0 = 0,5$ MV/m.

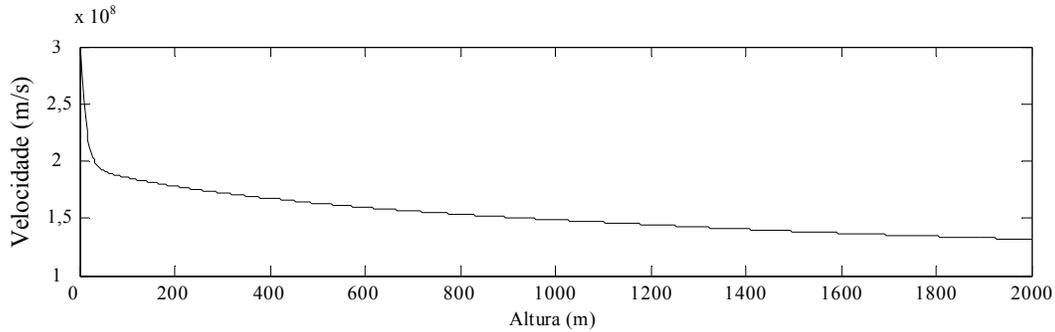


Figura 5.18 – Velocidade aparente de propagação da onda de corrente de retorno para os 2 km mais próximos do solo.

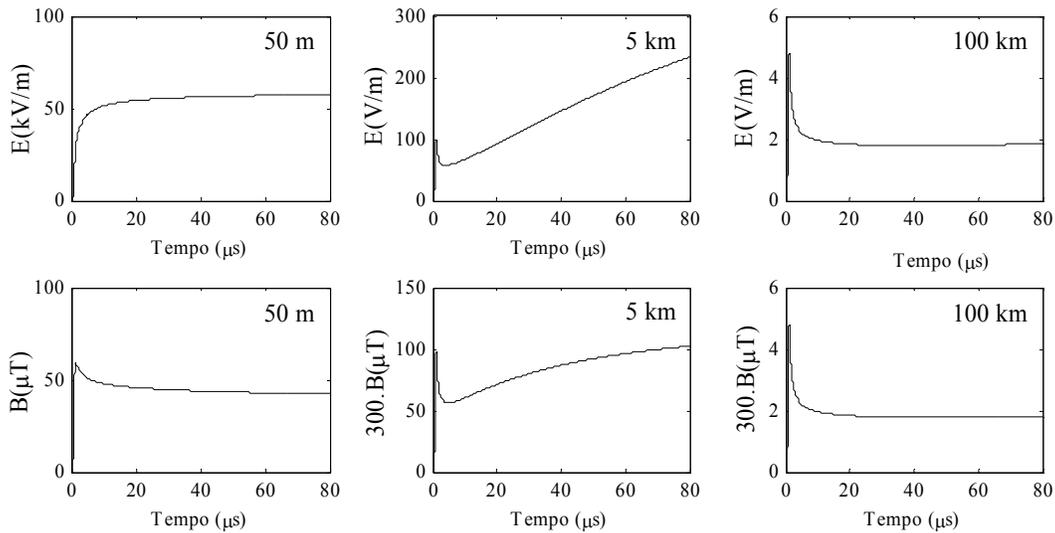


Figura 5.19 – Campos eletromagnéticos obtidos com modelo completo, referentes às correntes mostradas na Figura 5.17.

Percebe-se, como é mostrado na Tabela 5.1, que os campos calculados com o modelo proposto apresentam várias das características esperadas para campos elétricos e magnéticos resultantes de descargas atmosféricas. Dentre elas estão os picos apresentados pelos campos elétricos e magnéticos às distâncias de 5 e 100 km, uma rampa lenta após o pico inicial para o campo elétrico a 5 km, uma ondulação após o pico inicial do campo magnético a 5 km (sendo esta, no presente modelo, mais intensa a 3 km) e o achatamento do campo elétrico a 50 metros do canal. A única característica que não foi percebida foi o cruzamento por zero dos campos elétrico e magnético a 100 km. Pode-se chamar atenção aqui para um importante fator negligenciado na formulação do modelo: o resfriamento e a contração do canal após alguns microssegundos da passagem da corrente. Este fator causa um aumento da resistência e

pode influenciar na corrente do canal em tempos maiores que 10 μ s. Isto pode aumentar o decaimento da corrente de retorno em pontos mais elevados do canal e contribuir para o cruzamento por zero dos campos elétrico e magnético a uma distância de 100 km (De Conti et al., 2008). Entretanto esta característica não atendida pode ser deixada de lado caso se esteja interessado nos campos em regiões mais próximas ao canal, já que estas regiões são as que apresentam os campos mais intensos e capazes de causar danos em equipamentos elétricos. Neste cenário, pode-se supor então que o modelo proposto atende bem às exigências relacionadas às características de campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas.

Tabela 5.1 Principais características de campos eletromagnéticos medidos a partir de descargas atmosféricas.

Assinatura do Campo	Modelo da Seção 5.4 com Corona	Modelo da Seção 5.5 com $v = 1 \times 10^8$ m/s	Modelo Completo (Seção 5.7)
(i) Pico inicial intenso em 5 km e 100 km	Sim	Sim	Sim
(ii) Rampa lenta após o pico inicial no campo elétrico a 5 km	Sim	Sim	Sim
(iii) Protuberância após o pico inicial no campo magnético a 5 km	Não	Sim	Sim
(iv) Cruzamento por zero da cauda da onda de campos a 100 km	Não	Não	Não
(v) Achatamento do campo elétrico medido a 50 m	Sim	Sim	Sim

É interessante notar que outros dois casos estudados no presente capítulo também são capazes de reproduzir algumas das características apresentadas pelos campos eletromagnéticos de descargas naturais. O modelo implementado na seção 5.4, onde se considera o efeito corona em conjunto com uma linha não uniforme, mas com todos os parâmetros, exceto a capacitância, constantes no tempo, dentre as características apresentadas pelo modelo completo só não foi capaz de reproduzir a protuberância esperada para o campo magnético a 5 km do canal. Já o modelo implementado na seção 5.5, com uma linha não uniforme e também com seus parâmetros constantes no tempo, sendo a velocidade de propagação modificada pela indutância, foi capaz de reproduzir

todas as características apresentadas pelo modelo completo, também falhando ao não reproduzir o cruzamento por zero na região de campo distante. Apesar de ser uma aproximação discutível, o modelo implementado com o controle de velocidade pelo cálculo da indutância mostra-se tão bom quanto o modelo completo no que diz respeito a campos eletromagnéticos gerados e, além disto, exige menos parâmetros de entrada e resulta em menor esforço computacional. Pode-se assim supor que tanto o modelo completo quanto o modelo implementado na seção 5.5 podem ser utilizados sem maiores problemas caso o objetivo seja o cálculo de campos eletromagnéticos próximos ao canal. O modelo implementado com a solução da corrente de retorno por meio da teoria de circuitos também foi capaz de apresentar várias das características esperadas para descargas reais caso seja utilizada uma segmentação adequada. No entanto, o elevado esforço computacional exigido por este tipo de solução não justificaria o seu emprego, pelo menos nas condições avaliadas neste trabalho.

6. Conclusões e Propostas de Continuidade

6.1 Conclusões

As descargas atmosféricas são eventos naturais cuja importância se estende a vários ramos da ciência. Em particular, é um fenômeno de grande interesse para a engenharia de proteção, principalmente pelos frequentes danos causados em equipamentos elétricos e estruturas. Neste contexto, faz-se necessário o estudo deste fenômeno para que se desenvolvam métodos de proteção suficientemente adequados e eficientes.

Com o intuito de estudar este fenômeno e seus efeitos sobre equipamentos elétricos e estruturas, diferentes modelos de corrente de retorno têm sido desenvolvidos pela comunidade científica. É possível dividir estes modelos em quatro tipos distintos de categorias, sendo estes os modelos eletromagnéticos, os modelos físicos, os modelos de linha de transmissão e os modelos de engenharia. O presente trabalho se propôs a estudar exclusivamente os modelos de linha de transmissão. Para isto, inicialmente foram apresentadas as equações de linhas de transmissão e alguns métodos de solução comumente utilizados em modelos disponíveis na literatura. Também foram apresentadas equações para o cálculo de campos associados a esta representação para o canal de descarga.

Neste cenário, alguns dos principais modelos presentes na literatura foram apresentados e estudados. Dois destes modelos, o de Little (1978) e o de Hoole (1993), foram implementados para que fosse possível verificar suas potencialidades e

deficiências. Neste estudo, verificou-se que os modelos em questão possuem fragilidades que os tornam pouco confiáveis. Seus principais problemas estão relacionados à escolha de longos segmentos para a representação do canal e ao método de solução utilizado para o cálculo da corrente de retorno.

Além do estudo de modelos disponíveis na literatura, foi proposto um modelo de corrente de retorno baseado na teoria de linhas de transmissão. Este modelo utiliza o Método de Simulação de Cargas para o cálculo da capacitância por unidade de comprimento do canal. A indutância deste canal foi então obtida a partir das capacitâncias previamente calculadas. Ao modelo também foram incorporadas a variação temporal da resistência do canal de descarga e uma simplificação para o efeito corona. De posse deste modelo, foram realizados estudos paramétricos que buscaram identificar a sensibilidade das correntes e dos campos eletromagnéticos calculados à variação de parâmetros como a forma de excitação da linha de transmissão, a resistência variável, o efeito corona, o controle da velocidade a partir da indutância e a técnica utilizada para o cálculo da corrente de retorno. A partir destas análises, pôde-se chegar a uma série de conclusões, que são brevemente apresentadas a seguir.

A transmissão do potencial do solo para o canal é comumente feita por meio do fechamento de uma chave ideal entre a linha e o solo ou por meio da excitação da linha por uma função degrau. Embora seja questionável, esta representação tem sido amplamente utilizada em modelos de linha de transmissão. Dependendo da técnica utilizada para a solução das equações do telegrafista, esta hipótese pode levar a resultados pouco representativos para a corrente de retorno calculada. Uma abordagem mais confiável para este processo deve levar em conta a variação contínua da tensão do canal no momento em que ocorre o contato entre o canal precursor descendente e canal precursor ascendente. No que diz respeito à forma de excitação do canal, mostrou-se que uma excitação com um comportamento gaussiano até atingir seu pico, e a partir deste instante, constante, apresenta resultados para a corrente de retorno na base do canal consistentes com os observados em descargas reais. Estas correntes possuem derivadas praticamente nulas em seus instantes iniciais e derivadas máximas próximas ao pico da onda. Estas características são consequência direta da adoção de uma excitação com comportamento gaussiano na fonte conectada à extremidade inferior da linha de transmissão.

Mostrou-se também que os resultados obtidos por uma solução via teoria de circuitos elétricos em conjunto com segmentos muito longos (da ordem de centenas de metros) para a representação do canal de descarga pode levar a erros consideráveis nas correntes e campos calculados. Dentre estes erros, pode-se citar o aparecimento de oscilações nas correntes calculadas, que podem ser interpretadas erroneamente como características de descargas atmosféricas reais. Na realidade, tais oscilações não passam da interação entre os elementos concentrados que compõem o modelo em questão, não representando, em absoluto, os processos associados ao descarregamento do canal de descarga. Este problema relacionado a uma solução via teoria de circuitos elétricos pode ser contornado caso seja escolhida uma pequena segmentação para o canal. Entretanto, o elevado esforço computacional exigido para este tipo de abordagem acaba por torná-la inviável, ao menos no contexto do presente trabalho.

No que diz respeito à resistência do canal, foi possível perceber que a corrente sofre atenuação mesmo para linhas verticais sem perdas e que a resistência variável com o tempo exerce significativa influência tanto sobre a forma da onda de corrente quanto em seus tempos de frente, sendo que a modificação no tempo de frente causa uma alteração na velocidade aparente de corrente de retorno. A representação não linear da resistência não levou em consideração a possibilidade de resfriamento do canal tampouco os efeitos desta consideração.

Constatou-se que o efeito corona, apesar de ter sido implementado de forma muito simplificada e apresentar certas fragilidades, foi capaz de alterar a onda de corrente e sua velocidade aparente de maneira qualitativamente consistente. Observou-se, contudo, que a redução da velocidade aparente causada pelo efeito corona não foi suficiente para levar este parâmetro a uma faixa mais representativa de descargas reais. Isto também se refletiu sobre os campos calculados. Foi necessário que uma resistência variável com o tempo fosse considerada em conjunto com o efeito corona para que se obtivessem valores mais representativos de velocidade aparente. Neste caso, os campos eletromagnéticos também se mostraram mais representativos de descargas atmosféricas reais.

É interessante notar que uma abordagem mais simples, onde a velocidade de propagação da corrente de retorno é controlada artificialmente por uma modificação na indutância da linha, levou a resultados qualitativamente semelhantes àqueles obtidos ao

se considerar o efeito corona e a resistência variável no tempo em conjunto, embora modificações na forma de onda de corrente, principalmente em seus tempos de frente, não tenham sido observadas como no caso do modelo completo. Esta modelagem mais simples possui ainda a vantagem de exigir menos parâmetros de entrada, bem como um menor esforço computacional. Desta comparação pôde-se chegar à conclusão de que o efeito corona poderia, em princípio, ser desprezado, se o principal objetivo for o cálculo dos campos eletromagnéticos próximos à base do canal de descarga. Bastaria para isso utilizar no lugar do efeito corona a modificação artificial da velocidade de propagação da corrente de retorno pelo aumento da indutância do canal. É importante resaltar que isto não se aplica caso o objetivo seja o cálculo da corrente de retorno em altitudes elevadas ou a determinação de campos eletromagnéticos distantes. Neste caso, seria importante levar em consideração uma abordagem mais rigorosa para o efeito corona e para a resistência variável no tempo.

Por fim, pode-se concluir que o presente trabalho foi capaz de avaliar diversos aspectos relacionados a modelos de corrente de retorno que fazem uso da teoria de linhas de transmissão disponíveis na literatura, destacando suas potencialidades e deficiências. Também se pode concluir que o modelo desenvolvido, apesar de apresentar limitações, mostrou-se capaz de reproduzir de forma relativamente satisfatória características observáveis de descargas atmosféricas subsequentes.

6.2 Propostas de Continuidade

Um modelo de corrente de retorno baseado na teoria de linhas de transmissão foi elaborado no presente trabalho. O modelo considerou em sua formulação uma resistência variável com o tempo e uma representação aproximada para o efeito corona. No que diz respeito a estas duas características do canal de descarga, sugere-se que a resistência variável com o tempo seja mais bem explorada a fim de se incluir efeitos provenientes do resfriamento do canal. Quanto ao efeito corona, sugere-se que este seja desenvolvido de acordo com a geometria em que são calculadas as capacitâncias e indutâncias por unidade de comprimento do canal, de forma a tornar o modelo mais consistente. Além disso, o modelo desenvolvido restringiu-se a uma situação hipotética em que o canal de descarga foi representado como um condutor vertical. Entende-se que

seria interessante avaliar, no contexto de uma representação via teoria de linha de transmissão, situações envolvendo a tortuosidade e a presença de ramificações no canal de descarga.

7. Referências

Bibliográficas

BABA, Y.; RAKOV, V. A., **“On the mechanism of attenuation of current waves propagating along a vertical perfectly conducting wire above ground: application to lightning,”** IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 47, no. 5, p. 521-532, 2005.

BABA, Y.; RAKOV, V. A., **“Electromagnetic models of the lightning return stroke,”** J. Geophys. Res., vol. 112, D04102, doi: 10.1029/2006JD007222, 2007.

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

BRAGINSKII, S. I., **“Theory of the Development of a Spark Channel,”** Sov. Phys. JETP, vol. 34, pp. 1068-1074, 1958.

CARDOSO, T. C. M.; COSTA, H. P.; DE CONTI, A., **“A Preliminary study on the validity of circuit theory for calculating lightning return-stroke currents,”** International Conference on Grounding and Earthing (GROUND) & 5th International Conference on Lightning Physics and Effects (LPE), Bonito, Brasil, Novembro, pp. 59-62, 2012.

CARDOSO, T. C. M.; DE CONTI, A., **“Calculation of Return-Stroke Currents and Remote Electromagnetic Fields using Circuit and Transmission Line Theories: Influence of Segmentation and Excitation Function,”** International Symposium on Lightning Protection (XII SIPDA), Belo Horizonte, Brasil, Outubro 7-11, pp. 213-218, 2013.

COORAY, V.; RAKOV, V., **“Engineering Lightning Return Stroke Models Incorporating Current Reflection from Ground and Finitely Conducting Ground Effects,”** IEEE Trans. on EMC, vol. 53, no. 3, pp. 773-781, 2011.

DE CONTI, A.; VISACRO, S.; THEETHAYI, N.; COORAY, V., **“A comparison of different approaches to simulate a nonlinear channel resistance in lightning return stroke models,”** Journal of Geophysical Research, vol. 113, D14129, doi: 10.1029/2007JD009395, 2008.

DE CONTI, A.; SILVEIRA, F. H.; VISACRO, S., **“Lightning overvoltages on complex low-voltage distribution networks,”** Electric Power Systems Research, vol. 85, pp. 7-17, 2012a.

DE CONTI, A.; SILVEIRA, F. H.; VISACRO, S., **“Transmission line models of the return stroke,”** em: **“Lightning Electromagnetics,”** Editado por Vernon Cooray, The Institution of Engineering and Technology, London, United Kingdom, 2012b.

DOMMEL, H. W., **“Digital computer solution of electromagnetic transients in single- and multiphase networks,”** IEEE Trans. Power App. Systems, vol. PAS-88, no. 4, pp. 388-399, 1969.

GARDNER, R., L., **Lightning Electromagnetics,** CRC, 1992.

HARTMANN, G., **“Theoretical evaluation of Peek’s law,”** IEEE Transaction Industry Applications, vol. 20, no. 6, pp. 1647-1651, 1984.

HOOLE, P. R. P., **“Modeling the lightning earth flash return stroke for studying its effects on engineering systems,”** IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 29, no. 2, 732-740, March 1993.

HOOLE, P. R. P.; HOOLE, S. R. H., **“Simulation of lightning attachment to open ground, tall towers and aircraft,”** IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 8, no. 2, April 1993.

JAYAKUMAR, V.; RAKOV, V. A.; MIKI, M.; UMAN, M. A.; SCHNETZER, G. H.; RAMBO, K. J., **“Estimation of input energy in rocket-triggered lightning,”** Geophysical Research Letters, Vol. 33, L05702, doi:10.1029/2005GL025141, 2006.

KASEMIR, H. W., “**A contribution to the electrostatic theory of a lightning discharge,**” Journal of Geophysical Research, vol. 65, p.1873-1878, 1960.

LITTLE, P. F., “**Transmission line representation of a lightning return stroke,**” J. Appl. Phys., vol. 11, no. 3, 1978.

MACH, D. M.; RUST, W. D., “**Photoelectric return stroke velocity and peak current estimates in natural and triggered lightning,**” Journal of Geophysical Research, vol. 94, p.13237-13247, 1989.

MALAN, D. J., “**Physics of Lightning,**” English University Press, London, 1963.

MALIK, N. H., “**A review of the charge simulation method and its applications,**” IEEE Trans. Electrical Insulation, vol. 24, no. 1, 1989.

MATTOS, M. A. F.; CHRISTOPOULOS, C., “**A nonlinear transmission line model of the lightning return stroke,**” IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 30, no. 3, August 1988.

MATTOS, M. A. F.; CHRISTOPOULOS, C., “**A model of the lightning channel, including corona, and prediction of the generated electromagnetic fields,**” J. Appl. Phys., vol. 23, p. 40-46, 1990.

MAZUR, V.; RUHNKE, L. H., “**The physics of lightning flash development,**” in: Lightning Electromagnetics (edited by Vernon Cooray), The Institution of Engineering and Technology, London, UK, p. 193-229, 2012.

MORSE, P. M.; FESHBACH, H., “**Methods of Theoretical Physics,**” pp. 865-869, MacMillan, New York, 1953.

OETZEL, G. N., “**Computation of the Diameter of a Lightning Return Strike,**” Journal of Geophysical Research, vol. 73, no.6, pp. 1889-1896, 1968.

PAUL, C., “**Analysis of Multiconductor Transmission Lines,**” Wiley & Sons, 2007.

PIANTINI, A., “**Lightning protection of low-voltage networks,**” em: **Lightning Protection** (editado por Vernon Cooray), 1ª ed., The Institution of Engineering and Technology, London, UK, United Kingdom, p. 553-634, 2010.

PLOOSTER, M. N., “**Numerical model of the return stroke of the lightning discharge,**” *Physics of Fluids*, vol. 14, no. 10, pp. 2124-2133, 1971.

PRICE, G. H.; PIERCE, E. T., “**The modeling of channel current in the lightning return stroke,**” *Radio Sci.*, vol. 12, no. 3, pp. 381–388, 1977.

RAKOV, V. A.; UMAN, M. A., “**Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application,**” *Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 4, pp. 403-426, November 1998.

RAKOV, V. A., “**Some Interferences on the Propagation Mechanisms of Dart Leaders and Return Strokes,**” *Journal of Geophysical Research*, vol. 103(D2), pp. 1879-1887, 1998.

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

SCHONLAND, B. F. J., “**Progressive Lightning,**” IV Proceedings Royal Society London, Series A, 164, p. 132-150, 1938.

SILVEIRA, F. H.; VISACRO, S., “**Lightning effects in the vicinity of elevated structures,**” *Journal of Electrostatics*, vol. 65, pp. 342-349, 2006.

SINGER, H.; STEINBIGLER, H.; WEISS, P., “**A Charge simulation method for the calculation of high voltage fields,**” *IEEE Trans. Power App. Systems*, vol. PAS-93, no. 5, pp. 1660-1668, 1974.

STRAWWE, D. F., “**Non-Linear Modeling of Lightning Return Strokes,**” Proc. Fed. Aviation Admin., Florida Inst. Tech., Workshop Grounding Lightning Techn., Rep. FAA-RD-79-6, pp. 9-15, Mar., 1979.

TAKAGI, N.; TAKEUTI, T., “**Oscillating bipolar electric field changes due to close lightning return strokes,**” *Radio Science*, vol. 18, no. 3, pp. 391–398, 1983.

THEETHAYI, N.; COORAY, V., “**On the Representation of the Lightning Return Stroke Process as a Current Pulse Propagating Along a Transmission Line,**” *IEEE Transaction on Power Delivery*, vol.20, no.2, pp.823-837, 2005.

UMAN, M. A.; MCLAIN, D. K.; KRIDER, E. P., **“The electromagnetic radiation from a finite antenna,”** American Journal of Physics, vol. 43, pp.33, 1975.

VISACRO, S.; DE CONTI, A, **“A Distributed-Circuit Return-Stroke Model Allowing Time and Height Parameter Variation to Match Lightning Electromagnetic Field Waveform Signatures,”** Geophysical Research Letters, vol. 32, L23805, doi: 10.1029/2005GL024336, 2005.

VISACRO, S., **“Descargas Atmosféricas: Uma Abordagem em Engenharia,”** Artliber Editora Ltda, São Paulo, SP, 2005.

YIALIZIS, A.; KUFFEL, E.; ALEXANDER, P. H., **“An optimized charge simulation method for the calculation of high voltage fields,”** IEE Transactions on Power Apparatus and Systems, vol. 97, pp. 2434-2440, 1978.

YEE, K., **“Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media,”** IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 14, pp. 302-307, 1966.