UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
PROGRAMA INTERUNIDADES DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENERGIA

FABIO ROMERO

**AVALIAÇÃO DO COMPORTAMENTO DOS CAMPOS
ELETROMAGNÉTICOS GERADOS POR DESCARGAS ATMOSFÉRICAS
NUVEM - TERRA**

São Paulo
2007

FABIO ROMERO

**Avaliação do Comportamento dos Campos Eletromagnéticos Gerados por
Descargas Atmosféricas Nuvem - Terra**

Dissertação apresentada ao Programa Interunidades de Pós-Graduação em Energia da Universidade de São Paulo (Escola Politécnica / Faculdade de Economia e Administração / Instituto de Eletrotécnica e Energia / Instituto de Física) para obtenção do título de Mestre em Energia.

Orientação: Prof. Dr. Alexandre Piantini

São Paulo

2007

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

FICHA CATALOGRÁFICA

Romero, Fabio .

Avaliação do comportamento dos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas nuvem-terra / Fabio Romero; orientador Alexandre Piantini. – São Paulo, 2007.

155 p. : il.; 30cm.

Dissertação (Mestrado – Programa Interunidades de Pós-Graduação em Energia) – EP / FEA / IEE / IF da Universidade de São Paulo.

1. Campos Eletromagnéticos 2. Descargas Atmosféricas 3. Transitórios Eletromagnéticos 4. Modelos para Representação da Descarga Atmosférica 5. Condutividade Finita do Solo. I. Título.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
PROGRAMA INTERUNIDADES DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENERGIA
EP – FEA – IEE - IF

FABIO ROMERO

*“Avaliação do comportamento dos campos eletromagnéticos gerados por descargas
atmosféricas nuvem-terra”*

Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em 28/02/2007 pela Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Alexandre Piantini – PIPGE
Orientador e Presidente da Comissão Julgadora

Prof. Dr. Jorge Mieczyslaw Janiszewski – EP/USP

Profª Drª Rosângela Barreto Biasi Gin – Centro Universitário/FEI

Dedicado...

*A Deus e aos meus amigos da
Espiritualidade*

*Aos meus amores, minha família: Ricardo,
Olga, Paulo e Mel*

*Ao meu grande amigo Prof. Dr. Dib
Karam Jr. e à memória do amigo sempre
presente José Fernando Romero.*

*“To do or not do something only depends
on our will and perseverance.”*

(Albert Einstein)

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pelas oportunidades que tenho, as quais me ajudam a crescer como pessoa e alcançar meus objetivos de vida e aos amigos da Espiritualidade por sempre me auxiliarem, em especial pela ajuda na conclusão deste trabalho.

Aos grandes amigos Prof. Dr. Dib Karam Jr. e Prof. Hamilton Luiz de Souza pelo incentivo, pelos conselhos desde a graduação, pela confiança e acima de tudo, pela amizade.

Ao Prof. Dr. Geraldo Burani pelo apoio e credibilidade.

Aos ingressantes no PIPGE em 2004 e a todos meus colegas do IEE.

A todos os membros do CENDAT/USP que participaram de uma forma ou de outra no desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus grandes amigos Wilson Negrão, Marcos Galhardo, Victorio Oxilia, José Fernando Romero, Joaquim Simões e Ezequiel Ramos, pela sincera amizade, experiência e convivência alegre.

Às bibliotecárias Maria de Fátima Mochizuki e Lourdes Montrezol, pela ajuda na obtenção das referências bibliográficas.

Aos amigos Alberto Akio Shiga e Mario C. S. Ramos pelas sábias conversas, contribuições e orientações.

Às secretárias Rosa, Adriana e Vilma pelo valioso apoio.

Aos amigos Wilson Negrão e Marcos Galhardo (UFPA), Prof^{ta}. Dr^a. Silmara A. S. Vicente (Mackenzie) e Cap.-ten. Bruno Melo (CTM-SP) pelas valiosas dicas e orientações no desenvolvimento da ferramenta computacional.

De uma maneira muito especial, agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Alexandre Piantini pelas oportunidades, pela paciência nos momentos de difícil compreensão dos assuntos aqui abordados e pela sincera amizade; aos meus pais Ricardo e Olga pela base de apoio durante minha vida, pela educação, e por sempre acreditarem em mim; ao meu amigo-irmão Paulo, sujeito muito especial na minha vida que sempre me apoiou, incentivou e me ensinou que com dedicação e disciplina sempre obteremos sucesso naquilo que almejamos; à Mel pelo carinho, amor, sorriso e pela companhia em todos os momentos.

À CNPq, pela concessão da bolsa de Mestrado e ao IEE/PIPGE pela oportunidade.

RESUMO

ROMERO. F. **Avaliação do comportamento dos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas nuvem-terra**. 2007. 155 p. Dissertação de Mestrado – Programa Interunidades de Pós-Graduação em Energia. Universidade de São Paulo.

As descargas atmosféricas são reconhecidamente responsáveis por uma parcela expressiva das interrupções não programadas de fornecimento de energia em sistemas elétricos, contribuindo de forma significativa para a composição dos índices de qualidade de energia mesmo no caso de regiões com níveis cerânicos moderados. No caso de sistemas de distribuição, grande parte dos problemas está relacionada às sobretensões induzidas por descargas próximas às linhas, as quais decorrem dos campos elétrico e magnético, associados à corrente que se propaga ao longo do canal da descarga. O conhecimento das características de tais campos é, portanto, fundamental para a determinação das sobretensões induzidas nas linhas aéreas de energia. Embora a importância do tema tenha propiciado nos últimos anos o desenvolvimento de um grande número de pesquisas a respeito dos campos eletromagnéticos e das tensões induzidas por descargas atmosféricas, na grande maioria dos trabalhos o solo é representado através de um plano condutor perfeito, portanto com condutividade infinita. Embora tal simplificação possa, em geral, ser considerada válida para a indução magnética e para o campo elétrico vertical, ela não é aplicável ao campo elétrico horizontal, em especial no caso de solos com alta resistividade. Este estudo visa avaliar o comportamento dos campos elétrico (vertical e horizontal) e indução magnética gerados por descargas atmosféricas nuvem-terra, levando em consideração os parâmetros da descarga (amplitude, forma de onda e velocidade de propagação da corrente) e os diferentes modelos para representação do canal da descarga. Além do caso de solo perfeitamente condutor, são consideradas situações mais realistas, isto é, verificando-se a influência, nos campos, de parâmetros como a resistividade e permissividade do solo.

Palavras-chave: descargas atmosféricas, campos eletromagnéticos, transitórios eletromagnéticos, modelos para representação da descarga de retorno, condutividade finita do solo.

ABSTRACT

ROMERO. F. Evaluation of the Characteristics of Lightning Return Stroke Electromagnetic Fields Generated by Cloud-to-Ground Lightning. 2007. 155 f. Master Dissertation – Postgraduate Program in Energy. University of São Paulo, São Paulo, Brazil, 2007.

The occurrence of lightning discharges causes a significant amount of unscheduled supply interruptions in overhead lines of electricity systems, contributing to decrease quality indicators of these systems, even in the case of regions with moderated ground flash density. Focusing on the distribution systems, great part of the problems are related to the induced voltages due to lightning discharges in the vicinity of overhead lines, which results from the electric and magnetic fields associated with the current propagation along the return stroke channel. The knowledge of the characteristics of lightning electromagnetic fields is, therefore, crucial for determining induced voltages on overhead lines. Although the importance of the assumption has propitiated in the last years the development of a great number of research concerning the lightning electromagnetic fields and induced voltages on overhead lines, in most of the studies the hypothesis of a perfect conducting ground is assumed. While such assumption can be considered valid for magnetic induction field and for the vertical component of the electric field, it doesn't apply to the horizontal electric field, especially in the case of ground with high resistivity. The aim of this work is to present and to discuss the characteristics of the electric field (vertical and horizontal components) and magnetic induction generated by the cloud-to-ground lightning discharge, taking into account the lightning parameters (amplitude, waveform and propagation speed of the return stroke current) and the different return stroke models. Besides the case of perfect conducting ground, the influences of the ground permittivity and finite conductivity in the calculation of the electromagnetic fields are so considered.

Keywords: lightning, lightning electromagnetic fields, electromagnetic transients, return stroke models, ground conductivity.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 Classificação ilustrativa dos diversos tipos de descargas existentes na natureza [23].	29
Figura 2.2 Ilustração de uma frente de onda típica de corrente da primeira descarga de retorno negativa (adaptada de [25]).	33
Figura 2.3 Representação do atraso z'/v_f nos modelos de engenharia para cálculo da distribuição espaço-temporal da corrente (adaptada de [32]).	41
Figura 2.4 Parâmetros geométricos para determinação dos campos eletromagnéticos considerando o solo condutor perfeito (adaptado de [51]).	51
Figura 2.5 Forma de onda da corrente na base do canal da descarga utilizada nos modelos BG, TL, TCS e MTLE para o cálculo da distribuição espaço-temporal da corrente [43].	56
Figura 2.6 Ilustração da distribuição espaço-temporal da corrente no canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [43]).	57
Figura 2.7 Campo elétrico vertical (linha contínua) e indução magnética (linha tracejada) a 100 km do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [43]).	58
Figura 2.8 Campo elétrico vertical (linha contínua) e indução magnética (linha tracejada) a 5 km do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [43]).	58
Figura 2.9 Campo elétrico vertical a 50 m do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [43]).	59
Figura 2.10 Campo de indução magnética a 50 m do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [43]).	59
Figura 2.11 Forma de onda triangular usada por Sorwar e Gosling para representar $i(0,t)$ no cálculo dos campos elétricos (adaptada de [54]).	61
Figura 2.12 Campo elétrico vertical a 500 m do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptado de [54]).	62
Figura 2.13 Campo elétrico vertical a 50 km do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptado de [54]).	62

Figura 2.14 Campo elétrico horizontal a 500 m do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptada de [54]).	63
Figura 2.15 Campo elétrico horizontal a 50 km do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptada de [54]).	63
Figura 2.16 Campo elétrico horizontal para diferentes alturas do ponto de observação (adaptado de [54]).	64
Figura 2.17 Campo elétrico vertical para diferentes alturas do ponto de observação (adaptado de [54]).	65
Figura 2.18 Campo elétrico vertical para diferentes valores do comprimento total do canal da descarga [54].	65
Figura 2.19 Campo elétrico horizontal para diferentes valores do comprimento total do canal da descarga [54].	66
Figura 3.1 Parâmetros geométricos para determinação das resultantes dos campos (adaptado de [51]).	87
Figura 3.2 Parâmetros geométricos usados nas técnicas de simulação dos campos eletromagnéticos (adaptado de [68]).	89
Figura 3.3 Corrente na base do canal utilizada na validação dos cálculos de E_z e B_ϕ [74].	94
Figura 3.4 Forma de onda da corrente em três posições ao longo do canal (0 m, 2 km e 4 km) de acordo com o modelo TL, adotada para validação de E_z e B_ϕ , com $v = 1,3 \times 10^8$ m/s [74].	94
Figura 3.5 Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles obtidos em [43] (coluna da direita) para o campo elétrico vertical E_z e para a indução magnética B_ϕ ao nível do solo, admitindo o solo condutor perfeito. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s [74].	95
Figura 3.6 Distribuição da corrente em três posições ao longo do canal (0 m, 2 km e 4 km) de acordo com a equação da dupla exponencial e modelo TL, adotada para validação de E_r , com $v = 1,1 \times 10^8$ m/s.	97
Figura 3.7 Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles obtidos em [59] (coluna da direita) para E_r a 6 m e a 10 m acima do solo, considerando o solo condutor perfeito. Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL, $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s.	98

Figura 3.8 Comparação entre os resultados deste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles apresentados em [49] (coluna da direita) para E_r a 6 m acima do solo, considerando o solo condutor perfeito. Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL, $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s.	99
Figura 3.9 Comportamento do campo elétrico vertical E_z e indução magnética B_ϕ ao nível do solo ($h = 0$ m) em diferentes distâncias r . Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s, solo condutor perfeito.	102
Figura 3.10 Comportamento do campo elétrico vertical E_z ao nível do solo ($h = 0$ m) em diferentes distâncias r , considerando os 5 μ s iniciais [74]. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s, solo condutor perfeito.	103
Figura 3.11 Campo elétrico vertical ao nível do solo ($h = 0$ m) em função da velocidade de propagação v . Corrente na base do canal indicada na Figura 3.3, modelo TL, solo condutor perfeito [74].	105
Figura 3.12 Indução magnética ao nível do solo ($h = 0$ m) em função da velocidade de propagação v . Corrente na base do canal indicada na Figura 3.3, modelo TL, solo condutor perfeito [74].	106
Figura 3.13 Campo elétrico vertical em função da altura do ponto de observação. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s, solo condutor perfeito [74].	107
Figura 3.14 Indução magnética em função da altura do ponto de observação. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s, solo condutor perfeito [74].	108
Figura 3.15 Parâmetros gráficos para determinação do tempo de frente de onda da corrente t_f .	109
Figura 3.16 Correntes na base do canal utilizadas nos cálculos de E_z e B_ϕ para $t_f = 1 \mu$ s, $t_f = 3 \mu$ s e $t_f = 6 \mu$ s.	110
Figura 3.17 Campo elétrico vertical em função da variação do tempo de frente da corrente t_f . Correntes das descargas indicadas na Figura 3.16, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s, $h = 0$ m, solo condutor perfeito.	111
Figura 3.18 Indução magnética em função da variação do tempo de frente da corrente. Correntes das descargas indicadas na Figura 3.16, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s, $h = 0$ m, solo condutor perfeito.	113
Figura 3.19 Distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga para os diferentes modelos de engenharia com $H = 4$ km e $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s.	116

Figura 3.20 Campo elétrico vertical (coluna da esquerda) e indução magnética (coluna da direita) para os modelos TL, MTLE, MTLL, TCS e BG. Correntes da descarga indicadas na Figura 3.3, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, $h = 0$ m, solo condutor perfeito. 118

Figura 4.1 Comparação entre E_r calculado neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles apresentados em [49] – Figuras 4.1a, 4.1b e 4.1c – e em [77] – Figura 4.1d - admitindo o solo com $\sigma_g = \infty$ e com $\sigma_g = 0,01$ S/m e $\epsilon_{rg} = 10$. Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL e $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s. 129

Figura 4.2 Comparação entre E_r calculado neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles apresentados em [49] – Figuras 4.2a e 4.2c – e em [62] e [77] - Figuras 4.2b e 4.2d. Para $h = 6$ m, admitindo o solo com $\sigma_g = \infty$ e com $\sigma_g = 0,01$ S/m e $\epsilon_{rg} = 10$ (Figuras 4.2a, 4.2c e 4.2d) e com $\sigma_g = 0,0001$ S/m e $\epsilon_{rg} = 10$ (Figura 4.2b). Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL e $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s. 130

Figura 4.3 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes distâncias r . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $h = 10$ m, $v = 0,9 \times 10^8$ m/s, $\epsilon_{rg} = 10$ 133

Figura 4.4 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes velocidades v . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $h = 10$ m, $r = 200$ m, $\epsilon_{rg} = 10$ 136

Figura 4.5 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes tempos de frente da corrente t_f . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.16, modelo TL, $h = 10$ m, $v = 0,9 \times 10^8$ m/s, $\epsilon_{rg} = 10$, $r = 200$ m. 139

Figura 4.6 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes permissividades do solo ϵ_{rg} . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $h = 10$ m, $v = 0,9 \times 10^8$ m/s, $r = 200$ m. 141

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Parâmetros das correntes de descarga CIGRÉ (adaptada de IEEE Std 1410 (2004)).	34
Tabela 2.2 – Fator de atenuação $P(z')$ e velocidade v para alguns modelos de engenharia	46
Tabela 2.3 – Distribuição da corrente ao longo do canal vista do ponto de observação, para alguns dos principais modelos de engenharia.....	54
Tabela 3. 1 – Tempos de frente de onda da corrente t_f e suas respectivas constantes de tempo de frente τ_1 adotadas nos cálculos de E_z e B_ϕ .	110

LISTA DE ABREVIATURAS E SÍMBOLOS

SPDA	sistema de proteção contra descargas atmosféricas
IEC	International Electrotechnical Commission
ANEEL	Agência Nacional de Energia Elétrica
DEC	duração equivalente de interrupção por unidade consumidora
FEC	freqüência equivalente de interrupção por unidade consumidora
DIC	duração de interrupção individual por unidade consumidora
FIC	freqüência de interrupção individual por unidade consumidora
DMIC	duração máxima de interrupção contínua por unidade consumidora
LEMP	Lightning electromagnetic pulse
N_g	densidade anual de descargas ao solo por quilômetro quadrado
CIGRÉ	International Council on Large Electric Systems
I_1	primeiro valor de pico da corrente da descarga de retorno
I_p	segundo valor de pico da corrente da descarga de retorno
$T_{10/90}$	duração da frente de onda da corrente expressa como o intervalo de tempo entre os pontos correspondentes a 10% e 90% de I_1
$T_{30/90}$	duração da frente de onda da corrente expressa como o intervalo de tempo entre os pontos correspondentes a 30% e 90% de I_1
T_{50}	intervalo entre o valor de 2 kA definido e o valor correspondente a 50% do segundo valor de pico da corrente I_p
$S_{10/90}$	taxa de crescimento médio da corrente entre 10% e 90% em relação a I_1
$S_{30/90}$	taxa de crescimento médio da corrente entre 30% e 90% em relação a I_1
TAN 10	taxa de crescimento correspondente à tangente para 10% de I_1
TANG	máxima taxa de crescimento para a frente de onda da corrente da descarga de retorno
t_f	tempo de frente da onda de corrente da descarga de retorno
$i(0,t)$	corrente na base do canal da descarga de retorno
I_0	valor máximo da amplitude da corrente na base do canal da descarga de retorno
α	constante de tempo de subida da onda de corrente
β	constante de decaimento da onda de corrente

t	tempo
η	fator de correção da amplitude da corrente na base do canal da descarga
τ_1	constante de tempo para a frente da onda de corrente
τ_2	constante de decaimento da onda de corrente
z'	posição vertical da frente de onda da corrente ao longo do canal da descarga de retorno
$i(z',t)$	distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga de retorno
$ii(z',t)$	distribuição espaço-temporal da corrente ao longo da imagem do canal da descarga de retorno
TL	modelo da linha de transmissão
MTLL	modelo da linha de transmissão modificado com decaimento linear da corrente
MTLE	modelo da linha de transmissão modificado com decaimento exponencial da corrente
BG	modelo Bruce e Golde
TCS	modelo da fonte de corrente viajante
DU	modelo Diendorfer e Uman
u	função de Heaviside
$P(z')$	fator de atenuação da corrente se propagando pelo canal da descarga
v	velocidade de propagação da descarga de retorno
v_f	velocidade de propagação da frente de onda da corrente da descarga de retorno
c	velocidade da luz no vácuo
$\rho_L(z',t)$	distribuição de cargas removidas ao longo do canal da descarga de retorno
H	comprimento total do canal da descarga de retorno
λ	constante de decaimento da amplitude da corrente
$dE_r(r,h,j\omega)$	transformada de Fourier do diferencial de campo elétrico horizontal
$dE_z(r,h,j\omega)$	transformada de Fourier do diferencial de campo elétrico vertical
$dH_\phi(r,h,j\omega)$	transformada de Fourier do diferencial de campo magnético
r	distância horizontal entre o ponto de incidência da descarga e ponto de cálculo dos campos

h	altura do ponto de cálculo dos campos em relação ao solo
j	$\sqrt{-1}$
ω	frequência angular
$\varepsilon_{r\ g}$	permissividade elétrica relativa do solo
ε_0	permissividade elétrica do vácuo
μ_0	permeabilidade magnética do vácuo
μ_g	permeabilidade magnética do solo
ρ_g	resistividade elétrica do solo
σ_g	condutividade elétrica do solo
$I(z', j\omega)$	transformada de Fourier da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga de retorno
$h_c(t)$	posição real da frente de onda da corrente ao longo do canal da descarga de retorno
dz'	dipolo infinitesimal
$P(r, \phi, h)$	localização espacial do ponto de cálculo dos campos eletromagnéticos
$R(z')$	distância do ponto de cálculo dos campos até a localização do dipolo infinitesimal dz' ao longo do canal da descarga de retorno
$dE_z(r, \phi, h, t)$	diferencial de campo elétrico vertical devido à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz'
$dE_{z\ imag}(r, \phi, h, t)$	diferencial de campo elétrico vertical devido à corrente $ii(z', t)$ percorrendo a imagem do canal da descarga de retorno
$dE_r(r, \phi, h, t)$	diferencial de campo elétrico horizontal devido à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz'
$dE_{r\ imag}(r, \phi, h, t)$	diferencial de campo elétrico horizontal devido à corrente $ii(z', t)$ percorrendo a imagem do canal da descarga de retorno
$dB_\phi(r, \phi, h, t)$	diferencial campo de indução magnética devido à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz'
$dB_{\phi\ imag}(r, \phi, h, t)$	diferencial de indução magnética devido à corrente $ii(z', t)$ percorrendo a imagem do canal da descarga de retorno

$E_r(r, h, j\omega)$	transformada de Fourier do campo elétrico horizontal total produzido pela descarga de retorno sobre solos com condutividade finita
$E_{r_p}(r, h, j\omega)$	transformada de Fourier do campo elétrico horizontal total produzido pela descarga de retorno sobre um solo condutor perfeito
$E_{z_p}(r, h, j\omega)$	transformada de Fourier do campo elétrico vertical total produzido pela descarga de retorno sobre um solo condutor perfeito
$B_{\phi_p}(r, 0, j\omega)$	transformada de Fourier do campo de indução magnética total produzido pela descarga de retorno ao nível do solo e incidente sobre um solo condutor perfeito
$H_{\phi_p}(r, h = 0, j\omega)$	transformada de Fourier do campo magnético total produzido pela descarga de retorno ao nível do solo e incidente sobre um solo condutor perfeito
$E_{\infty,s}(r, h, j\omega)$	transformada discreta de Fourier do componente eletrostático do campo elétrico horizontal total produzido pela descarga de retorno sobre um solo condutor perfeito
$E_{\infty,i}(r, h, j\omega)$	transformada discreta de Fourier do componente de indução do campo elétrico horizontal total produzido pela descarga de retorno sobre um solo condutor perfeito
$E_{\infty,r}(r, h, j\omega)$	transformada discreta de Fourier do componente de radiação do campo elétrico horizontal total produzido pela descarga de retorno sobre um solo condutor perfeito
$A(R(z'), t)$	potencial vetorial
$B(r, \phi, h, t)$	campo de indução magnética total
$E(r, \phi, h, t)$	campo elétrico total
$E_z(r, \phi, h, t)$	campo elétrico vertical total
$E_r(r, \phi, h, t)$	campo elétrico horizontal total
$dB_{\phi_{ind}}$	componente de indução do campo de indução magnética
$dB_{\phi_{rad}}$	componente de radiação do campo de indução magnética
∇	operador gradiente
$dE_{r_{eletrost}}$	componente eletrostático do campo elétrico horizontal

$dE_{r\,ind}$	componente de indução do campo elétrico horizontal
$dE_{r\,rad}$	componente de radiação do campo elétrico horizontal
$dE_{z\,eletrost}$	componente eletrostático do campo elétrico vertical
$dE_{z\,ind}$	componente de indução do campo elétrico vertical
$dE_{z\,rad}$	componente de radiação do campo elétrico vertical
$DEV(j,k)$	vetor contendo os valores correspondentes à derivada parcial da corrente em relação ao tempo
<i>trapz</i>	função pré-definida no Matlab utilizada para calcular a integral pela regra do trapézio
$ITR(j,k)$	vetor contendo os valores correspondentes à integral da corrente
N	taxa de amostragem
t_f	tempo de frente da onda de corrente
DFT	transformada discreta de Fourier
IDFT	antitransformada discreta de Fourier
FFT	transformada rápida de Fourier
IFFT	antitransformada rápida de Fourier
f_s	frequência de amostragem
f_{nyq}	frequência de Nyquist
ω_{nyq}	frequência angular de Nyquist
ω_s	frequência angular de amostragem

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	22
1.1 Objetivo	25
1.2 Estrutura do trabalho	25
 ESTADO DA ARTE	 27
2.1 O fenômeno das descargas atmosféricas	27
2.2 Parâmetros das descargas para aplicações em engenharia	31
2.3 Representação da corrente no canal da descarga.....	34
2.3.1 Corrente na base do canal.....	34
2.3.2 Modelos para representação da descarga de retorno	38
2.4 Principais estudos envolvendo campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas.....	49
 AVALIAÇÃO DOS CAMPOS ELÉTRICO E DE INDUÇÃO MAGNÉTICA NO CASO DE INCIDÊNCIA DE DESCARGAS EM SOLO CONDUTOR PERFEITO	 76
3.1 Campos eletromagnéticos associados à descarga atmosférica: teoria e observações...	76
3.1.1 Indução magnética.....	77
3.1.2 Campo elétrico.....	80
3.2 Determinação dos campos eletromagnéticos.....	88
3.2.1 Métodos de simulação	88
3.2.2 Implementação computacional.....	89
3.3 Validação do procedimento de cálculo dos campos.....	92
3.3.1 Campo elétrico vertical e indução magnética.....	93
3.3.2 Campo elétrico horizontal	96
3.4 Análise de sensibilidade	100
3.4.1 Distância do ponto de incidência da descarga (r)	101
3.4.2 Velocidade de propagação da corrente (v)	104
3.4.3 Altura do ponto de observação (h)	106
3.4.4 Tempo de frente da corrente (t _f)	108
3.4.5 Distribuição da corrente ao longo do canal	115

AVALIAÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL NO CASO DE INCIDÊNCIA DE DESCARGAS EM SOLOS DE CONDUTIVIDADE FINITA.....	119
4.1 Determinação do campo elétrico horizontal.....	119
4.1.1 Métodos de simulação	122
4.1.2 Implementação computacional.....	123
4.1.3 Validação do procedimento de cálculo.....	126
4.2 Análise de sensibilidade	131
4.2.1 Distância do ponto de incidência da descarga (r).....	132
4.2.2 Velocidade de propagação da corrente (v)	135
4.2.3 Tempo de frente da corrente (t _f)	138
4.2.4 Permissividade elétrica relativa do solo (ϵ_{r_g})	140
 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	 142
 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	 146

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

As descargas atmosféricas são consideradas, geralmente, as responsáveis por uma parcela expressiva das falhas de equipamentos e interrupções não programadas do fornecimento de energia em sistemas elétricos, podendo provocar danos permanentes a equipamentos eletrônicos sensíveis e de alto valor agregado [1-3].

Esses danos resultam, freqüentemente, na interrupção do funcionamento de máquinas, perda de produtividade e de dados, contribuindo de forma negativa para a composição dos índices de qualidade de energia, mesmo no caso de regiões com níveis cerânicos moderados [4].

Atualmente, devido ao avanço da eletrônica moderna e dos sistemas de comunicação sensíveis às variações de tensão, o termo “qualidade de energia elétrica” tem sido muito citado. Apesar do crescente desenvolvimento de novas técnicas de proteção contra descargas atmosféricas (como, por exemplo, as recomendações de projeto de SPDA (sistemas de proteção contra descargas atmosféricas) atuais e as novas tecnologias de dispositivos de proteção), os problemas decorrentes deste fenômeno têm assumido proporções bastante elevadas [5]. Como exemplo, menciona-se os prejuízos causados aos diversos setores da sociedade devido às interrupções dos sistemas de distribuição de energia elétrica e dos sistemas de comunicação de dados e telecomunicações.

A explicação destes fatos relaciona-se à utilização, em larga escala, de equipamentos de elevada susceptibilidade em que a ação direta dos campos eletromagnéticos, as interferências eletromagnéticas resultantes do acoplamento destes campos com os meios condutores e as sobretensões resultantes de descargas atmosféricas diretas e indiretas podem provocar desde operações indevidas até a destruição dos equipamentos e sistemas elétricos e eletrônicos [6].

Durante a década de 90, a preocupação da sociedade com a necessidade de elaboração de metodologias e recomendações técnicas que tenham como objetivo avaliar e minimizar os problemas decorrentes das descargas atmosféricas resultou em uma série de publicações

nacionais e internacionais [7-13]. Dentre estas publicações, destacam-se as normas internacionais propostas pela *Internacional Electrotechnical Commission* (IEC) [7-12].

No Brasil, assim como em outros países, os prejuízos em consequência desse fenômeno natural giram em torno de milhões de dólares [14]. Estima-se que aproximadamente 70% dos desligamentos em linhas de transmissão são ocasionados por descargas atmosféricas, que também são as responsáveis por, aproximadamente, 30% das faltas não-programadas nas linhas de distribuição [15].

Com a privatização das concessionárias, o padrão de qualidade exigido pela Agência Nacional de Energia Elétrica (ANEEL) tem se tornado um fator preponderante. Os consumidores, por sua vez, estão cada vez mais exigentes, de modo que, para atender os anseios desse ascendente mercado, as concessionárias têm aumentado seus investimentos em pesquisas e desenvolvimento de novas tecnologias, visando sempre a melhoria do fornecimento de energia.

Deve-se considerar que, no Brasil, existe uma resolução (Resolução N° 24 da ANEEL de 27 de Janeiro de 2000) que multa as concessionárias que violam os padrões dos indicadores de qualidade de energia elétrica estipulados pela mesma. Abaixo, estão descritos alguns dos diversos conceitos indicadores de qualidade presentes na Resolução N° 24 da ANEEL¹:

- *Duração equivalente de interrupção por unidade consumidora* (DEC): intervalo de tempo que, em média, no período de observação, em cada unidade consumidora do conjunto considerado ocorreu descontinuidade da distribuição de energia elétrica;
- *Frequência equivalente de interrupção por unidade consumidora* (FEC): número de interrupções ocorridas, em média, no período de observação, em cada unidade consumidora do conjunto considerado;
- *Duração de interrupção individual por unidade consumidora* (DIC): intervalo de tempo, que no período de observação, em cada unidade consumidora ocorreu descontinuidade da distribuição de energia elétrica;
- *Frequência de interrupção individual por unidade consumidora* (FIC): número de interrupções ocorridas, no período de observação, em cada unidade consumidora;

¹ Trecho retirado da Resolução ANEEL N° 24, de 27 de Janeiro de 2000.

- *Duração máxima de interrupção contínua por unidade consumidora (DMIC):* tempo máximo de interrupção contínua, da distribuição de energia elétrica, para uma unidade consumidora qualquer.

Quanto aos sistemas de distribuição, grande parte dos problemas está relacionado às sobretensões induzidas por descargas próximas às linhas de distribuição (descargas indiretas), as quais decorrem dos campos elétrico e magnético associados à corrente que se propaga ao longo do canal da descarga.

Uma típica descarga nuvem-solo gera um intenso campo eletromagnético, o qual pode induzir tensões de amplitudes consideráveis em linhas de energia situadas nas proximidades do ponto de incidência da descarga. Pode-se dizer, portanto, que o conhecimento das características de tais campos é fundamental para a determinação das tensões induzidas nas linhas.

Para o estudo de tensões induzidas devem ser considerados três passos principais: em primeiro lugar, tem-se a descarga atmosférica com uma distribuição espacial e temporal da corrente ao longo do canal; em segundo lugar, calculam-se os campos eletromagnéticos irradiados pela descarga (LEMP²); em terceiro lugar, avaliam-se as sobretensões induzidas em um ponto mediante um modelo de acoplamento entre os campos eletromagnéticos gerados e a linha de energia elétrica [16].

Embora a importância do tema tenha propiciado, nos últimos anos, o desenvolvimento de um grande número de pesquisas a respeito das tensões induzidas, na grande maioria dos trabalhos o solo é representado através de um plano condutor perfeito, portanto, com condutividade infinita. Ainda que tal simplificação possa, em geral, ser considerada válida para o campo de indução magnética horizontal (azimutal) e para o componente vertical do campo elétrico, ela não é aplicável ao campo elétrico horizontal, especialmente no caso de solos com alta resistividade.

O componente horizontal do campo elétrico gerado pelas descargas atmosféricas na fase correspondente à descarga de retorno apresenta grande importância, pois este pode, em certos casos, influenciar significativamente as amplitudes das tensões induzidas em linhas de energia, sejam elas aéreas ou subterrâneas [17].

² LEMP: Lightning Electromagnetic Pulse

1.1 Objetivo

Este estudo tem por objetivo avaliar o comportamento do campo elétrico (vertical e horizontal) e da indução magnética gerados por descargas atmosféricas nuvem-solo negativas, levando em consideração os parâmetros da descarga (amplitude, forma de onda e velocidade de propagação da corrente) e os diferentes modelos para representação da distribuição espaço-temporal da corrente no canal da descarga. Além do caso de solo perfeitamente condutor, são consideradas situações mais realistas, verificando-se a influência, nos campos, de parâmetros como a resistividade e a permissividade do solo.

1.2 Estrutura do trabalho

O presente trabalho está organizado em cinco capítulos:

O Capítulo 1 apresenta uma introdução sobre o impacto na qualidade da energia elétrica devido à incidência de descargas atmosféricas, causando danos a equipamentos sensíveis à variação de tensão e prejuízos a pequenos e grandes consumidores. São apresentados também o objetivo e a motivação do trabalho, mostrando a importância do tema para a sociedade e, por fim, sua estrutura organizacional.

O Capítulo 2 contém uma breve apresentação do fenômeno das descargas atmosféricas nuvem-solo e dos principais parâmetros das descargas para aplicações em engenharia. Na sequência são apresentados os principais modelos para representação espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga de retorno, finalizando com os principais estudos envolvendo campos eletromagnéticos gerados por descargas nuvem-solo.

O Capítulo 3 apresenta um estudo sobre os campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas em solos com condutividade perfeita. São apresentadas, inicialmente, as equações que descrevem os campos elétrico e magnético irradiados em função da propagação da corrente ao longo do canal da descarga. Em seguida, são realizadas diversas simulações com o objetivo de avaliar a influência dos principais parâmetros nas amplitudes e formas de onda dos campos.

No Capítulo 4 discute-se o comportamento do campo elétrico horizontal no caso de incidência de descargas em solos com condutividade finita, verificando-se a influência de parâmetros como a resistividade e a permissividade do solo.

No Capítulo 5, por fim, são apresentados os principais resultados e conclusões obtidos no estudo, além de algumas propostas para trabalhos que poderão ser desenvolvidos futuramente.

CAPÍTULO 2

ESTADO DA ARTE

Este capítulo contém uma breve descrição do fenômeno das descargas atmosféricas nuvem-solo e dos principais parâmetros das descargas para aplicações em engenharia. Na sequência são apresentados os principais modelos para representar a distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga de retorno, finalizando com os principais estudos a respeito dos campos eletromagnéticos gerados por descargas nuvem-solo.

2.1 O fenômeno das descargas atmosféricas

Descargas atmosféricas são descargas elétricas de grande extensão (alguns quilômetros) e de grande intensidade (centenas de quilovolts) que ocorrem devido ao acúmulo de cargas elétricas na atmosfera, freqüentemente dentro de nuvens de tempestades denominadas “cumulonimbus”. Entretanto, descargas atmosféricas também podem ocorrer em tempestades de neve, tempestades de areia e em nuvens sobre vulcões em erupção. As “cumulonimbus” são grandes nuvens de tempestades caracterizadas por grande extensão vertical, que pode eventualmente exceder 20 km [18, 49].

A descarga se inicia quando o campo elétrico produzido pelas cargas contidas nas nuvens excede a capacidade isolante do ar, por volta de 3 MV/m em um dado local na atmosfera, que pode ser dentro da nuvem ou próximo ao solo. Uma vez quebrada a rigidez dielétrica do ar, inicia-se um rápido movimento de elétrons de uma região de cargas negativas para uma região de cargas positivas. Existem diversos tipos de descargas, as quais podem ser classificadas como:

- (a) descargas nuvem-solo negativas (“negative cloud-to-ground lightning”): ocorrem da nuvem para o solo, ou seja, transferem cargas negativas (elétrons) de uma região carregada negativamente dentro da nuvem para o solo;

- (b) descargas nuvem-solo positivas (“positive cloud-to-ground lightning”): ocorrem da nuvem para o solo, transferindo elétrons do solo para a nuvem, o que, na realidade, equivale ao transporte de cargas positivas de uma região carregada positivamente de dentro da nuvem para o solo (freqüentemente ocorrem no topo de montanhas);
- (c) descargas solo-nuvem negativas (“negative ground-to-cloud lightning”): se iniciam no solo e partem para a nuvem, transferindo cargas negativas da nuvem para o solo, o que equivale ao transporte de cargas positivas do solo para a nuvem;
- (d) descargas solo-nuvem positivas (“positive ground-to-cloud lightning”): se originam no solo e partem para a nuvem, transferindo elétrons do solo para a nuvem, o que equivale ao transporte de cargas positivas da nuvem para o solo
- (e) descargas intranuvem (“intra-cloud lightning”): ocorrem dentro da nuvem;
- (f) descargas no ar (“cloud-to-air lightning”): ocorrem da nuvem para um ponto qualquer na atmosfera;
- (g) descargas entre nuvens (“cloud-to-cloud lightning”): ocorrem entre nuvens.

As descargas intranuvens são as mais freqüentes, em parte devido ao fato de a capacidade isolante do ar diminuir com a altura em função da diminuição da densidade do ar, em parte devido às regiões de cargas opostas dentro da nuvem estarem mais próximas que no caso dos outros relâmpagos. Tais descargas ficam restritas à atmosfera, não entrando em contato com o solo e, em consequência, produzem efeitos somente sobre o meio ambiente. Por outro lado, as descargas que se conectam com o solo (denominadas raios), apesar de representarem uma menor quantidade (cerca de 30% do total) são caracterizadas pelo alto caráter destrutivo que possuem [19, 20]. A Figura 2.1 ilustra os diversos tipos de descargas existentes na natureza.

Figura 2.1 Classificação ilustrativa dos diversos tipos de descargas existentes na natureza.

(a) nuvem-solo negativa, (b) nuvem-solo positiva, (c) solo-nuvem negativa, (d) solo-nuvem positiva, (e) intranuvem, (f) descarga para o ar, (g) entre nuvens.

Nos estudos de sobretensões induzidas por descargas atmosféricas e cálculo de campo eletromagnético irradiado pelas descargas em linhas de distribuição, são estudadas apenas as descargas nuvem-solo, pois para o caso de tensões induzidas em linhas de distribuição, as descargas originadas em distâncias curtas (por volta dos 200 m) da linha são as que podem induzir tensões de amplitudes significativamente grandes para ocasionar descargas disruptivas.

Os raios negativos (descarga nuvem-solo negativa) globalmente são os mais frequentes, ocorrendo em cerca de 90% dos casos, os outros 10% são raios positivos [19].

Uma descarga negativa é formada por diversas etapas. Inicia-se com fracas descargas dentro da nuvem, em alturas em torno de 3 km a 5 km, durante um período de 10 ms a 100 ms, denominado período de quebra de rigidez preliminar.

Após o processo de quebra da rigidez dielétrica, uma fraca descarga luminosa (geralmente não visível), denominada líder escalonado (“stepped leader”), propaga-se da região de cargas negativas em direção ao solo com velocidade aproximada de 400.000 km/h ao longo de um canal luminoso com diâmetro de aproximadamente 1 m [19].

As cargas negativas são depositadas nesse canal, denominado como canal da descarga. O líder escalonado segue um caminho tortuoso e dividido em etapas, cada uma delas percorrendo de 30 m a 100 m e com duração aproximada de 1 μ s. Ao final de cada etapa há uma pausa de cerca de 50 μ s [19, 22].

Devido à influência de cargas na atmosfera ao redor do canal, bem como à quantidade de cargas contidas no canal, algumas cargas seguem novos caminhos, formando, assim, as ramificações. Ao todo o líder escalonado transporta cerca de 10 C de carga e sua corrente média é de algumas centenas de ampères, com pulsos de ao menos 1 kA correspondentes a cada etapa [19].

À medida que o líder escalonado se aproxima do solo a distâncias de algumas dezenas ou centenas de metros, as cargas elétricas no canal produzem um campo elétrico intenso entre a extremidade do líder e o solo. Este campo causa a quebra da rigidez do ar em um ou mais pontos no solo fazendo com que uma ou mais descargas ascendentes, denominadas descargas conectantes (ou líder ascendente), saiam do solo. A distância entre o líder escalonado e as descargas conectantes pode variar de 10 m a 200 m.

O instante em que o líder escalonado encontra uma descarga conectante é denominado “attachment” e neste momento as cargas armazenadas no canal começam a mover-se em direção ao solo e uma intensa corrente, denominada de descarga de retorno (“return stroke”) propaga-se para cima, ao longo do canal, com velocidade média variando entre um terço da velocidade da luz (1×10^8 m/s) e metade da velocidade da luz ($1,5 \times 10^8$ m/s) [16], iluminando o canal e todas as ramificações. Esta etapa da descarga (“return stroke”) é a de maior interesse para o estudo de proteção de sistemas elétricos, devido à elevada amplitude e velocidade da corrente.

Rakov apresenta em [16] uma tabela-resumo contendo medições de velocidades de descargas de retorno naturais e descargas provocadas artificialmente por foguetes. Segundo Rakov [16] as descargas naturais apresentam valores de velocidades variando de 6,67% da velocidade da luz ($0,2 \times 10^8$ m/s) a 87% da velocidade da luz ($2,6 \times 10^8$ m/s), enquanto que para as descargas artificiais os valores medidos estão na faixa de 15% da velocidade da luz ($0,45 \times 10^8$ m/s) a 66,7% da velocidade da luz ($2,0 \times 10^8$ m/s).

A velocidade da descarga de retorno (“return stroke”) é máxima próxima ao solo, diminuindo em até 50% próximo à base da nuvem. Ela tem tempo de subida variando de 2 μ s a 10 μ s, dura cerca de 100 μ s e é considerada como a descarga principal do raio [22].

A intensidade e a frequência da luz emitida pela descarga de retorno dependem da temperatura, pressão e densidade de elétrons no canal. O canal da descarga de retorno possui diâmetro médio de, aproximadamente, 1 cm e temperatura no interior do canal por volta de 50.000 °F (28.000° C), o que é aproximadamente cinco vezes mais quente do que a superfície solar..

A abrupta expansão local do ar, devido à intensa temperatura do canal da descarga provoca o fenômeno denominado trovão, cuja máxima intensidade de frequência é de 50 Hz a 100 Hz. Entretanto, apenas 1% da energia se converte em ondas sonoras audíveis aos seres humanos, a maior parte é convertida em ondas supersônicas.

As correntes das descargas de retorno possuem valores de pico elevados, produzindo no solo (base do canal) um pico de corrente médio de cerca de 30 kA a 40 kA, com grandes variações de quiloamperes. Valores superiores a 200 kA correspondem a menos de 0,1% dos casos [19].

Se após o “return stroke” a descarga atmosférica terminar, ela é denominada como descarga simples. Cerca de 20% das descargas nuvem-solo negativas são simples, embora este valor possa variar de uma tempestade para outra. Na maioria dos casos, após uma pausa de 40 ms a 90 ms, uma nova descarga de retorno ocorre. Outras pausas sucessivas de mesma duração e outras descargas de retorno podem também ocorrer. Estas outras descargas são denominadas descargas de retorno subseqüentes (ou “subsequent strokes”). O pico de corrente das descargas de retorno subseqüentes tende a ser menor do que a intensidade da primeira descarga de retorno, com valores típicos por volta de 10 kA, atingindo seu valor de pico mais rapidamente, em torno de 1 μ s [19]. Descargas atmosféricas com “subsequent strokes” são denominadas descargas múltiplas.

2.2 Parâmetros das descargas para aplicações em engenharia

Segundo Anderson e Eriksson [23], as descargas atmosféricas podem ser caracterizadas pelos seguintes aspectos:

- parâmetros de incidência, levando em consideração as descargas múltiplas;
- amplitude da corrente, que corresponde ao parâmetro mais importante para aplicações em engenharia;
- forma do impulso da corrente de descarga, com ênfase na taxa de subida (kA/ μ s).

Parâmetros de incidência: um dos principais parâmetros para se estimar o desempenho dos sistemas elétricos face às descargas atmosféricas é a densidade anual de descargas ao solo (N_g), que pode ser medida através de contadores, como os contadores CIGRÉ (500 Hz e 10 kHz). Tais contadores foram desenvolvidos pelo Grupo de Trabalho 33.01 do CIGRÉ. O parâmetro N_g representa o número de descargas ao solo por km^2 ao ano [23].

Distribuição da amplitude da corrente: Popolansky determinou, em 1972, o valor médio de 25 kA para o pico da corrente, considerando a medição de 624 amostras e levando em conta descargas descendentes e ascendentes [23]. Posteriormente, Anderson e Eriksson [23] estimaram que 90% das descargas do tipo nuvem-solo eram negativas quando medidas em torres com alturas inferiores a 60 m (situação mais representativa para fins práticos, como projetos de engenharia).

Parâmetros das ondas de corrente: as primeiras caracterizações dos parâmetros foram feitas por Berger et al. em 1975 [24], com os dados obtidos no Monte San Salvatore, sendo posteriormente completados por Anderson e Eriksson [23], que introduziram alguns parâmetros adicionais. A análise é feita com base na Figura 2.2, que corresponde a uma frente de onda típica de uma descarga negativa.

Da Figura 2.2 são definidos os seguintes parâmetros [23]:

- I_1 e I_p : primeiro e segundo valores de pico da corrente, respectivamente. Os parâmetros $T_{10/90}$, $T_{30/90}$, $S_{10/90}$, $S_{30/90}$ e TANG são definidos em função de I_1 e T_{50} em função de I_p . Geralmente as primeiras descargas de retorno são as que apresentam duas cristas, com I_p normalmente maior que I_1 . As descargas subseqüentes apresentam apenas um pico;
- $T_{10/90}$: duração da frente de onda expressa como o intervalo de tempo entre os pontos correspondentes a 10% e 90% de I_1 ;
- $T_{30/90}$: duração da frente de onda expressa como o intervalo de tempo entre os pontos correspondentes a 30% e 90% de I_1 ;
- T_{50} : intervalo entre o valor de 2 kA definido e o valor correspondente a 50% do segundo valor de pico da corrente I_p ;
- $S_{10/90}$: taxa de crescimento médio da corrente entre 10% e 90 % em relação a I_1 ;
- $S_{30/90}$: taxa de crescimento médio da corrente entre 30% e 90% em relação a I_1 ;

- *TAN 10*: taxa de crescimento correspondente à tangente para 10% de I_1 ;
- *TAN G*: máxima taxa de crescimento para frente de onda da corrente;
- t_f : tempo de frente da onda, $t_f = \frac{T_{10/90}}{0,8}$ ou $t_f = \frac{T_{30/90}}{0,6}$
- Carga: corresponde à integração da corrente no tempo, di/dt ;

De acordo com [23], 90% dos valores de $T_{10/90}$ estão compreendidos entre 1,8 μs e 11,3 μs . Para a mesma faixa, os valores de $T_{30/90}$ encontram-se entre 0,3 μs e 5,8 μs .

Figura 2.2 Ilustração de uma frente de onda típica de corrente da primeira descarga de retorno negativa (adaptada de [23]).

A Tabela 2.1 descreve os parâmetros das correntes da descarga padronizados pelo CIGRÉ [23]. Além dos parâmetros descritos na Tabela 2.1, outros ainda não padronizados, podem ser obtidos através dos sistemas de detecção e localização de descargas atmosféricas. São eles:

- local e instante de incidência de descargas atmosféricas nuvem-solo;
- localização de tempestades;
- valor estimado do pico da corrente de retorno, polaridade e número de descargas subsequentes (multiplicidade).

Tabela 2.1 - Parâmetros das correntes de descarga CIGRÉ (adaptada de IEEE Std 1410 (2004)³).

Parâmetros de distribuição log-normal para descargas descendentes negativas				
Parâmetros	Primeira descarga		Descargas subsequentes	
	Média	Desvio Padrão Logarítmico (σ)	Média	Desvio Padrão Logarítmico (σ)
Frente da onda (μs)	...	...	...	...
T _{10/90}	5,63	0,576	0,75	0,921
T _{30/90}	3,83	0,553	0,67	1,013
Taxa de crescimento (kA/μs)	...	...	...	...
TAN G	24,3	0,599	39,9	0,852
S ₁₀ ou TAN 10	2,6	0,921	18,9	1,404
S _{10/90}	5	0,645	15,4	0,944
S _{30/90}	7,2	0,622	20,1	0,967
Corrente de crista (kA)	...	...	...	...
I _l	27,7	0,461	11,8	0,53
I _p	31,1	0,484	12,3	0,53
Tempo de cauda (μs)	77,5	0,577	30,2	0,933
Intervalo entre descargas (ms)	...	...	35	1,066

2.3 Representação da corrente no canal da descarga

A distribuição da corrente ao longo do canal da descarga de retorno é um parâmetro fundamental para se determinar o comportamento dos campos eletromagnéticos irradiados e das tensões induzidas em linhas aéreas. A corrente na base do canal da descarga é fundamental para a determinação da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga para os diversos modelos de engenharia e, posteriormente, para o cômputo dos campos eletromagnéticos irradiados pelo raio [25].

2.3.1 Corrente na base do canal

As descargas atmosféricas são fenômenos naturais e aleatórios, portanto, seus parâmetros são de difícil medição. Ao longo dos anos, diversos pesquisadores vêm desenvolvendo modelos teóricos que possibilitam reproduzir, o mais próximo do fenômeno real, o comportamento da corrente na base do canal.

³ INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS. **IEEE Std. 1410**: informação e documentação: IEEE guide for improving the lightning performance of electric power overhead distribution lines, 2004.

Em 1941, Bruce e Golde [26] apresentaram um modelo para calcular a corrente na base do canal, denominado como equação da dupla exponencial, e indicado na equação (2.1):

$$i(0,t) = I_0 \cdot [\exp(-\alpha \cdot t) - \exp(-\beta \cdot t)] \quad (2.1)$$

onde:

- I_0 : amplitude máxima da corrente na base do canal;
- α, β : são, respectivamente, a constante de tempo de subida e a constante de decaimento da onda de corrente;

Com base em dados experimentais, Dennis e Pierce sugeriram valores de $\alpha = 2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 2 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ e $I_0 = 30 \text{ kA}$ para os primeiros *strokes*. Para os *strokes* subseqüentes, usualmente adotam-se valores de $\alpha = 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ e $\beta = 1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$.

Em 1945, foi proposto por Norinder e Dahle [27] um modelo para calcular a corrente na base do canal, considerando como dado de entrada valores medidos para o campo de indução magnética. Após alguns anos, exatamente em 1969, Uman e McLain [28] mostraram que as equações apresentadas por Norinder e Dahle [27], em 1945, apresentavam erros matemáticos. A partir de então, Uman e McLain [28] se aprofundaram nos estudos e mudaram a forma original da equação da dupla exponencial (equação 2.1), melhorando, assim, seus resultados. Uman e McLain [28] consideraram um fator de correção para o pico da corrente a fim de obter resultados mais confiáveis. A equação é denominada como “aproximação da dupla exponencial” e é apresentada na equação (2.2).

$$i(0,t) = (I_0 / \eta) \cdot [\exp(-\alpha \cdot t) - \exp(-\beta \cdot t)] \quad (2.2)$$

onde:

- I_0 : amplitude máxima da corrente na base do canal;
- η : fator de correção da amplitude da corrente.

Em 1985, a partir da equação da “aproximação da dupla exponencial”, Heidler [29] apresentou um novo modelo para calcular a corrente na base do canal da descarga. A equação

foi denominada como “equação de Heidler” e sua principal vantagem sobre as demais equações apresentadas é que este modelo permite o ajuste, independentemente da amplitude da corrente, da derivada máxima da corrente (taxa de variação da corrente no tempo) e da carga transferida, variando I_0 , τ_1 e τ_2 , respectivamente. Com tais ajustes, pode-se aproximar o comportamento de $i(0,t)$ calculado, daqueles medidos.

$$i(0,t) = \frac{I_0}{\eta} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{\left[1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n\right]} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \quad (2.3)$$

sendo que:

$$\eta = \exp\left[-(\tau_1/\tau_2) \cdot (n \cdot \tau_2/\tau_1)^{1/n}\right]$$

onde:

- I_0 : amplitude da corrente na base do canal (kA);
- τ_1 : constante de tempo para frente da onda (μ s);
- τ_2 : constante de tempo de decaimento da onda (μ s);
- η : fator de correção da amplitude da corrente;
- n : expoente com valor que varia de 2 a 10.

A equação (2.3) geralmente é utilizada para representar a corrente na base do canal devido à primeira descarga. Para reproduzir o comportamento da corrente na base do canal, considerando as descargas de retorno subseqüentes, comumente somam-se duas funções de Heidler, como pode-se observar na equação (2.4),

$$i(0,t) = \frac{I_{0_1}}{\eta_1} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n}{\left[1 + \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^n\right]} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) + \frac{I_{0_2}}{\eta_2} \cdot \frac{\left(\frac{t}{\tau_3}\right)^n}{\left[1 + \left(\frac{t}{\tau_3}\right)^n\right]} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_4}\right) \quad (2.4)$$

sendo que:

$$\eta_1 = \exp\left[-\left(\tau_1/\tau_2\right) \cdot \left(n \cdot \tau_2/\tau_1\right)^{1/n}\right]$$

$$\eta_2 = \exp\left[-\left(\tau_3/\tau_4\right) \cdot \left(n \cdot \tau_4/\tau_3\right)^{1/n}\right]$$

Chen et al. [25] apresentaram em 2002 um novo modelo para representar a corrente na base do canal. Tal modelo foi baseado na equação de Heidler [29] e foi denominado como *Pulse Function Model*. Os resultados obtidos por Chen et al. [25] não mostraram diferenças consideráveis comparados com os resultados obtidos com o modelo de Heidler. Portanto, o modelo de Chen et al. [25] pode ser considerado um modelo válido para o cômputo da corrente na base do canal.

A equação (2.5) apresenta o modelo de Chen et al. [25].

$$i(0,t) = \frac{I_0}{\eta} \cdot \left(1 + e^{-t/\tau_1}\right)^2 \cdot e^{-t/\tau_2} \quad (2.5)$$

onde:

- I_0 : amplitude da corrente na base do canal (kA);
- τ_1 : constante de tempo para frente da onda (μ s);
- τ_2 : constante de tempo de decaimento da onda (μ s);
- η : fator de correção da amplitude da corrente.

2.3.2 Modelos para representação da descarga de retorno

Ao longo dos anos, vários pesquisadores desenvolveram modelos, denominados modelos da descarga de retorno, para representar o comportamento da corrente ao longo do canal do *return stroke*. Cada modelo é uma aproximação matemática desenvolvida para reproduzir certos aspectos dos processos físicos que envolvem as descargas atmosféricas [30]. Em 2002, Rachidi et al. [31] apresentaram modelos para o caso de incidência de descarga em objetos elevados. Os modelos de descarga de retorno podem ser classificados em: modelo dinâmico dos gases (ou modelos físicos), modelos eletromagnéticos, modelos de circuito distribuído e modelos de engenharia.

Para os cálculos de tensões induzidas em linhas de energia e de campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas, os modelos de engenharia são os mais indicados por serem, matematicamente, mais simples, apresentarem bons resultados e por solicitarem como dado de entrada parâmetros que são possíveis de medição, como a distribuição temporal da corrente na base do canal e a velocidade de propagação da corrente ao longo do canal.

Modelos físicos: são freqüentemente usados para representar o equilíbrio de energia de um relâmpago e os mecanismos de geração de um trovão. Tipicamente, a solução é encontrada por meio das equações de dinâmica dos gases (também denominadas equações hidrodinâmicas), que levam em consideração a conservação da massa, do momento e da energia, acoplados a duas equações de estado. As soluções das equações dos modelos físicos podem ser encontradas, considerando como entrada o comportamento da corrente do canal em relação ao tempo. Para dado modelo, a saída (temperatura, pressão, densidade de massa) é dada em função do tempo e do estado [30].

Modelo eletromagnético: neste tipo de modelo, proposto por Podgorski e Landt em 1987, o canal da descarga é delineado como uma antena com perdas, e os resultados são encontrados com base nas soluções numéricas das equações de Maxwell, através do método dos momentos (MOM), apresentado por Sadiku [32]. Os cálculos permitem determinar a distribuição da corrente ao longo do canal. Esta metodologia permite a avaliação dos campos elétricos e magnéticos em pontos distantes em relação ao canal da descarga [30].

Modelos de circuito distribuído (RLC): a descarga é considerada como um transitório em uma linha de transmissão vertical, sendo a linha constituída pelos componentes R , L e C (resistência, indutância e capacitância da linha, respectivamente, por unidade de

comprimento), onde a tensão V e a corrente I são obtidas através das equações (2.6) e (2.7), derivadas das equações de Maxwell:

$$-\frac{\partial v(z',t)}{\partial z'} = L \cdot \frac{\partial i(z',t)}{\partial t} + R \cdot i(z',t) \quad (2.6)$$

$$-\frac{\partial i(z',t)}{\partial z'} = C \cdot \frac{\partial v(z',t)}{\partial t} \quad (2.7)$$

onde R , L e C são consideradas constantes ao longo da linha e representam, respectivamente, resistência, indutância e capacitância *shunt*, por unidade de comprimento da linha; z' é a posição vertical da corrente no canal da descarga e t é o tempo [30]. O modelo eletromagnético é freqüentemente utilizado para se calcular os campos eletromagnéticos irradiados em pontos muito afastados do canal da descarga. Geralmente é utilizado em sistemas de detecção de descargas atmosféricas. Neste modelo, não são levadas em conta as ramificações formadas durante a descarga.

Modelos de engenharia: a distribuição espaço-temporal da corrente no canal (ou da densidade de cargas no canal) é especificada a partir da corrente observada na base do canal e da velocidade de propagação da frente de onda da corrente. Nota-se nestes modelos, geralmente, a necessidade do ajuste de poucos parâmetros.

Nos modelos de engenharia, a corrente na base do canal $i(0,t)$ é um parâmetro fundamental para se determinar a distribuição da corrente ao longo do canal da descarga de retorno, $i(z',t)$. Portanto, introduzindo a expressão de $i(z',t)$ nas equações de campo, calculam-se os campos eletromagnéticos em um ponto qualquer do espaço [30].

Os modelos de engenharia são freqüentemente utilizados para representar o comportamento da corrente ao longo do canal, quando se pretende calcular os campos eletromagnéticos irradiados pela descarga e, posteriormente, as sobretensões induzidas em linhas de energia.

Em novembro de 2003, Rakov [33] apresentou no VII SIPDA (Simpósio Internacional de

Proteção contra Descargas Atmosféricas) um trabalho onde revisou alguns aspectos dos principais modelos de engenharia. Segundo Rakov [33] e Cooray [34], os modelos de engenharia podem ser classificados em duas categorias: modelos tipo linha de transmissão (TL) ou corrente de propagação (CP) e modelos tipo fonte de corrente viajante ou corrente gerada (CG).

Os modelos de linha de transmissão são subdivididos nos seguintes modelos: TL (modelo da linha de transmissão), MTLL (modelo da linha de transmissão modificado com decaimento linear da corrente) e MTLE (modelo da linha de transmissão modificado com decaimento exponencial da corrente). Os modelos tipo corrente gerada são: BG (Bruce and Golde), TCS (fonte de corrente viajante) e DU (Diendorfer e Uman).

Segundo Rakov [30, 35], nos modelos de engenharia, a representação da distribuição espaço-temporal da corrente pode ser feita através da equação geral da propagação da corrente no canal da descarga:

$$i(z', t) = u(t - z'/v_f) \cdot P(z') \cdot i(0, t - z'/v) \quad (2.8)$$

onde u é chamada de função de Heaviside ou função degrau e vale 1 para $z' \leq v_f \cdot t$ e 0 para $z' > v_f \cdot t$.

O parâmetro $P(z')$ foi introduzido por Rakov e Dulzon em 1991 [36] e é o fator de atenuação da corrente que se propaga pelo canal em função da altura z' e do tempo t ; v é a velocidade de propagação do *return stroke* e v_f é a velocidade de propagação da frente de onda da corrente que viaja pelo canal da descarga de retorno. O termo z'/v_f é um atraso e está representado graficamente na Figura 2.3 para 3 dos principais modelos de engenharia: TCS, BG e TL

Figura 2.3 Representação do atraso z'/v_f nos modelos de engenharia para cálculo da distribuição espaço-temporal da corrente (adaptada de [30])

a) modelo TCS

b) modelo BG

c) modelo TL

I. Modelos tipo “Linha de Transmissão”:

Modelo TL (Modelo da linha de transmissão): desenvolvido em 1969 por Uman e McLain [28]; neste modelo, o canal é considerado uma linha de transmissão ideal, isto é, ocorre apenas a transferência de cargas da base para o topo do canal.

A corrente viaja a uma velocidade constante v_f igual à velocidade de propagação da descarga de retorno ($v = v_f$) sem atenuação ou distorção (a corrente ao longo do canal tem o mesmo valor da corrente na base do canal). A distribuição de cargas removidas ao longo do canal é zero, $\rho_L(z', t) = 0$ [28, 30, 37]. No modelo TL o fator de atenuação da corrente, $P(z')$, e a função de Heaviside, u , valem 1, portanto, a distribuição da corrente que se propaga ao longo do canal é obtida através da equação (2.11).

$$i(z', t) = P(z') \cdot i(0, t - z'/v) \quad \text{para } z' \leq v \cdot t$$

$$i(z', t) = 0 \quad \text{para } z' > v \cdot t$$
(2.9)

MTLL (modelo da linha de transmissão modificado com decaimento linear da corrente): Ravok e Dulzon [38] apresentaram esse modelo em 1987. No modelo MTLL, a corrente $i(z', t)$ é a do modelo TL, admitindo que o fator de atenuação da corrente valha

$P(z') = (1 - z'/H)$, onde H é constante e representa o comprimento total do canal de descarga de retorno [30, 38]. Neste modelo, a corrente se propaga para cima, a uma velocidade v constante (velocidade de propagação da descarga de retorno, $v = v_f$) e sua amplitude decresce linearmente de acordo com $P(z')$. A atenuação da corrente não é devida às perdas do canal, mas leva em conta o efeito da remoção das cargas depositadas pelo *leader*, que ocorre durante a fase correspondente ao *return stroke*.

$$i(z', t) = P(z') \cdot i(0, t - z'/v) \quad \text{para } z' \leq v \cdot t \quad (2.10)$$

$$i(z', t) = 0 \quad \text{para } z' \geq v \cdot t$$

No modelo MTLL, a distribuição de cargas removidas ao longo do canal não é igual a zero e, segundo Rakov [30], vale:

$$\rho_L(z', t) = \left(1 - \frac{z'}{H}\right) \cdot \frac{i(0, t - z'/v)}{v} + \frac{Q(z', t)}{H} \quad (2.11)$$

onde $Q(z', t) = \int_{z'/v}^t i(0, \tau - z'/v) d\tau$.

MTLE (modelo da linha de transmissão modificado com decaimento exponencial da corrente): proposto em 1988 por Nucci et al. [39] a partir da verificação de que o modelo TL não reproduz com boa exatidão o comportamento dos campos após o pico da onda, pois não considera a remoção de cargas no canal. No modelo MTLE a corrente se propaga para cima, a uma velocidade constante v (velocidade de propagação do *return stroke*, $v_f = v$), e decresce exponencialmente. Assim como no MTLL, a atenuação da corrente não é devida às perdas do canal, mas leva em conta o efeito da remoção das cargas depositadas pelo *leader*, que ocorre na fase correspondente ao *return stroke* [30, 39].

No modelo MTLE, o fator de atenuação da corrente é dado por $P(z') = e^{\left(\frac{-z'}{\lambda}\right)}$, onde λ é a constante de decaimento da amplitude da corrente, que leva em conta o efeito da distribuição vertical de cargas armazenadas no *leader* durante o *return stroke*. Em 1988, Nucci et al. [39] definiram, através dos dados experimentais de Lin et al. [40], que λ assume valores típicos da ordem de 2 km [39].

$$\begin{aligned} i(z', t) &= P(z') \cdot i(0, t - z'/v) \quad \text{para } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) &= 0 \quad \text{para } z' > v \cdot t \end{aligned} \quad (2.12)$$

A distribuição de cargas removidas do canal, no modelo MTLE, é representada através da equação (2.13) [30]

$$\rho_L(z', t) = e^{-z'/\lambda} \cdot \frac{i(0, t - z'/v)}{v} + \frac{e^{-z'/\lambda}}{\lambda} \cdot Q(z', t) \quad (2.13)$$

onde $Q(z', t) = \int_{z'/v_f}^t i(0, \tau - z'/v_f) d\tau$.

II. Modelos Tipo “Fonte de Corrente Viajante”

Modelo BG (Bruce e Golde): proposto em 1941 por Bruce e Golde [26], foi o modelo que deu origem à classe dos modelos denominados “modelos de engenharia”. Neste modelo, a corrente que se propaga pelo canal da descarga é igual à corrente injetada na base do canal até o ponto onde se localiza a frente de onda da corrente; acima desse ponto, a corrente é nula.

A distribuição de correntes pelo canal da descarga de retorno exibe uma descontinuidade com a frente de onda da descarga, pois o modelo admite que a carga em cada altura seja removida do canal instantaneamente pela frente de onda do *return stroke*.

O valor da corrente permanece constante em função da altura. Cada ponto do canal assume, instantaneamente, o valor da corrente da frente de onda do *return stroke*. Neste

modelo, a corrente viaja para cima com velocidade infinita, ou seja, $v_f = v = \infty$; portanto $i(z', t) = i(0, t - z'/\infty) = i(0, t)$. Na prática, isso não é plausível [26, 30]. A equação (2.14) apresenta o cálculo de $i(z', t)$ usando o modelo BG:

$$\begin{aligned} i(z', t) &= P(z') \cdot i(0, t) && \text{para } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) &= 0 && \text{para } z' > v \cdot t \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde $P(z') = 1$. No modelo BG a remoção de cargas no canal pode ser determinada através da equação (2.15)

$$\rho_L(z', t) = \frac{i(0, z'/v)}{v} \quad (2.15)$$

Modelo TCS (Fonte de corrente viajante): proposto em 1985 por Heidler [29], neste modelo assume-se a carga como sendo removida instantaneamente do canal do líder pela frente de onda do *return stroke*, o qual é associado com a fonte de corrente viajante.

A fonte de corrente é considerada viajante da terra à nuvem com velocidade v_f , ao passo que a corrente injetada no ponto de altura z' se propaga descendo pelo canal à velocidade da luz no vácuo ($v = -c$), ou seja, $i(z', t) = i(0, t - z'/(-c)) = i(0, t + z'/c)$. Se a velocidade da luz (c) for substituída por ∞ , este modelo se iguala ao modelo “BG” [26, 30]. A distribuição da corrente ao longo do canal vale:

$$\begin{aligned} i(z', t) &= P(z') \cdot i(0, t + z'/c) && \text{para } z' \leq v \cdot t \\ i(z', t) &= 0 && \text{para } z' > v \cdot t \end{aligned} \quad (2.16)$$

Sendo que no modelo TCS, $P(z') = 1$. Segundo Nucci et al. [41], a remoção de cargas no canal pelo modelo TCS é obtida através da equação (2.17)

$$\rho_L(z', t) = \frac{1}{v^*} \cdot i\left(0, \frac{z'}{v^*}\right) \quad (2.17)$$

onde $v^* = 1/(1/v + 1/c)$.

Modelo DU (Diendorfer e Uman): proposto em 1990 por Diendorfer e Uman [42], este modelo envolve dois termos: o primeiro termo é semelhante à corrente do modelo TCS, que se propaga para baixo com velocidade c (velocidade da luz no vácuo) e há descontinuidade na frente ascendente. No segundo termo, o componente da corrente tem polaridade oposta, cresce instantaneamente até se igualar ao valor da corrente na frente e depois decresce exponencialmente com constante de tempo σ_D [30, 42].

$$i(z', t) = i\left(0, t + \frac{z'}{c}\right) - i\left(0, \frac{z'}{v^*}\right) \cdot P(z') \quad \text{para } z' \leq v \cdot t \quad (2.18)$$

$$i(z', t) = 0 \quad \text{para } z' > v \cdot t$$

sendo que:

- $v^* = v/(1 + v/c)$, sendo que v e τ_D são constantes.
- $P(z') = e^{-(t - z'/v)/\tau_D}$;
- τ_D : tempo durante o qual a carga, por unidade de comprimento, depositada em uma dada secção do canal pelo “leader”, se reduz a $1/e$ (aproximadamente 37%) do seu valor original após a passagem da frente ascendente nesta secção do canal. Thottappillil e Uman [43] e Thottappillil et al. [44] assumiram que $\tau_D = 0.1 \mu s$. Se considerar $\tau_D = 0$, o modelo DU se iguala ao modelo TCS. Portanto, em ambos os modelos, a corrente que se propaga para baixo viaja a velocidade da luz no vácuo [30].

Para o modelo DU, a remoção de cargas no canal é representada pela equação (2.19).

$$\rho_L(z', t) = -\frac{i(0, t + z'/c)}{c} - e^{-(t-z'/v)/\tau_D} \cdot \left[\frac{i(0, z'/v^*)}{v} + \frac{\tau_D}{v^*} \cdot \frac{di(0, z'/v^*)}{dt} \right] + \frac{i(0, z'/v^*)}{v^*} + \frac{\tau_D}{v^*} \cdot \frac{di(0, z'/v^*)}{dt} \quad (2.19)$$

Com base na equação (2.8) são apresentadas na Tabela 2.2, para efeito de ilustração, os valores de $P(z')$ e v para alguns dos modelos utilizados para representação da corrente ao longo do canal da descarga.

Tabela 2.2 – Fator de atenuação $P(z')$ e velocidade v para alguns modelos de engenharia

Modelo	$P(z')$	v
TL (Uman e McLain, 1969)	1	v_f
MTLL (Rakov e Dulzon, 1987)	$1 - z'/H$	v_f
MTLE (Nucci et al., 1988)	$\exp(-z'/H)$	v_f
BG (Bruce e Golde, 1941)	1	∞
TCS (Heidler, 1985)	1	$-c$

Para analisar o impacto da escolha de cada modelo de engenharia no comportamento dos campos eletromagnéticos irradiados, considerando diferentes distâncias entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos, dois métodos são utilizados. O primeiro método consiste em adotar, como parâmetro de entrada, uma forma de onda padrão para a corrente na base do canal e um valor para a velocidade de propagação da corrente ao longo do canal e, assim, comparar o comportamento dos campos calculados com aqueles medidos. No segundo método, as comparações são divididas por eventos. Para cada evento admite-se uma forma de onda da corrente na base do canal e um valor da velocidade de propagação da corrente como parâmetros de entrada e, por fim, compara-se o campo medido

com aquele calculado para o mesmo evento. O segundo método é adequado para análise dos modelos quando da comparação com descargas provocadas artificialmente por foguetes ou descargas incidentes diretamente em torres [30].

No cálculo dos campos o canal da descarga é geralmente assumido como sendo reto e vertical, com origem no solo: condições que mais se aproximam dos *return-stroke* subseqüentes.

O primeiro método foi adotado em 1990 por Nucci et al. [41], em 1991 por Rakov e Dulzon [36], e em 1997 por Thottappillil et al. [44] para análise dos modelos TL, MTLE, BG e TCS através da comparação dos campos calculados com as medições feitas por Lin et al. [40] para o campo elétrico vertical e para a indução magnética.

Em [41], Nucci et al. identificaram quatro importantes características nas medições de [40], as quais foram utilizadas para analisar a influência de cada modelo no comportamento dos campos elétrico vertical e de indução magnética. São elas: (1) pico inicial que varia com o inverso da distância para distâncias superiores a alguns quilômetros, tanto para o campo elétrico vertical como para a indução magnética; (2) uma lenta rampa após o pico inicial com duração superior a 100 μs para o campo elétrico vertical, considerando distâncias superiores a alguns quilômetros; (3) uma “corcova” após o pico inicial na indução magnética, com valor máximo ocorrendo entre 10 μs e 40 μs , para distâncias superiores a alguns quilômetros; e (4) uma passagem pelo zero tanto no campo elétrico vertical, como na indução magnética, no caso de distâncias na faixa de 50 km a 200 km do ponto de incidência da descarga.

Em função dos resultados observados, Nucci et al. [41] concluíram que todos os modelos de engenharia avaliados para distâncias entre 1 km e 200 km do canal da descarga, reproduzem razoavelmente o comportamento dos campos entre os 5 μs e 10 μs iniciais e, exceto o modelo TL (pois não considera a remoção de cargas no canal), todos os demais modelos reproduzem, com uma boa exatidão, o comportamento dos campos para os 100 μs iniciais.

O segundo método foi adotado em 1993 por Thottappillil e Uman [43] para comparação dos modelos TL, TCS, MTLE e DU. Realizaram-se 18 eventos, sendo que, para cada um, foram feitas medições simultâneas da corrente na base do canal, da velocidade de propagação do *return stroke* e do campo elétrico provenientes de descargas provocadas por foguetes e localizadas a 5 km do ponto de observação. Adotando o segundo método de avaliação dos

modelos na reprodução do comportamento dos campos, os autores concluíram que os modelos TL, MTLE e DU podem apresentar um erro absoluto de aproximadamente 20% na reprodução do pico inicial do campo elétrico, enquanto o modelo TCS pode apresentar um erro da ordem de 40% [30].

Em 2003, Rakov cita como principais conclusões dos estudos comparativos entre os diferentes modelos de engenharia [21, 33]:

- as relações existentes entre os valores de pico do campo elétrico e os da corrente são previstas, razoavelmente bem, nos modelos TL, MTLL, MTLE, DU;
- os campos elétricos medidos a dezenas de metros do ponto de incidência da descarga, após o intervalo inicial de 10 μ s a 15 μ s, são razoavelmente bem produzidos pelos seguintes modelos: MTLL, BG, TCS e DU, mas não pelos modelos TL e MTLE;
- com referência às características das formas de onda dos campos a 5 km de distância do canal, nenhum dos modelos pode ser considerado adequado;
- o modelo TCS não prevê adequadamente as medidas do campo elétrico e magnético para distâncias de 15 m a 30 m durante os primeiros microssegundos ou mais.
- com base nos resultados observados e na simplicidade matemática, os modelos de engenharia podem ser classificados na seguinte ordem decrescente: MTLL, DU, MTLE, TSC, BG e TL [30].

O modelo TL, por ser matematicamente mais simples e apresentar resultados iguais ou melhores do que os modelos mais complexos, é recomendado para estimativa do pico inicial do campo a partir do pico inicial da corrente ou vice-versa [30, 45].

Além dos modelos de engenharia descritos por Rakov [30, 33], vale destacar o modelo desenvolvido por Visacro e Silveira em 2004 [46], denominado HEM (Modelo Eletromagnético Híbrido ou *Híbrid Electromagnetic Model.*), que visa a representação de importantes propriedades físicas das descargas, como a atenuação da corrente, o efeito corona e as tortuosidades do canal.

2.4 Principais estudos envolvendo campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas

O primeiro estudo sobre campos eletromagnéticos irradiados por descargas atmosféricas foi apresentado Sommerfeld⁴ (1909 apud [47]). Em seu trabalho, Sommerfeld apresentou expressões para o cálculo dos campos no domínio da frequência, considerando o solo com condutividade finita.

Baños⁵ (1966 apud [48]) completou o estudo de Sommerfeld, determinando o comportamento do campo eletromagnético produzido por um dipolo infinitesimal de corrente, percorrendo o canal da descarga sob um solo condutor perfeito, através da solução das equações de Maxwell. As equações resultantes dos campos eletromagnéticos são obtidas no domínio da frequência, calculadas em função da integral de Sommerfeld e apresentadas em coordenadas cilíndricas [48].

$$dE_r(r, h, j\omega) = \frac{j \cdot \omega \cdot I(z', j\omega) \cdot \mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi \cdot k_2^2} \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial r \cdot \partial z} \cdot (G_{22} - G_{21} + k_1^2 \cdot V_{22}) \right] \quad (2.20),$$

$$dE_z(r, h, j\omega) = \frac{j \cdot \omega \cdot I(z', j\omega) \cdot \mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi \cdot k_2^2} \cdot \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_2^2 \right) \cdot (G_{22} - G_{21} + k_1^2 \cdot V_{22}) \right] \quad (2.21),$$

$$dH_\phi(r, h, j\omega) = -\frac{I(z', j\omega) \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial r} \cdot (G_{22} - G_{21} + k_1^2 \cdot V_{22}) \right] \quad (2.22),$$

onde

$$G_{21} = \frac{\exp(j \cdot k_2 \cdot R')}{R'} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2 \cdot (z' + h))}{\gamma_2} \cdot J_0(\lambda r) \cdot \lambda d\lambda \quad (2.23),$$

⁴ SOMMERFELD, A. “Über die ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie.” *Ann. Phys.*, vol. 28, 665 p., 1909.

⁵ BAÑOS, A. “Dipole radiation in the presence of a conduting half-space.” In: OXFORD, 1966.

$$G_{22} = \frac{\exp(j \cdot k_2 \cdot R')}{R'} = \int_0^\infty \frac{\exp(-\gamma_2 \cdot |z' + h|)}{\gamma_2} \cdot J_0 \cdot (\lambda r) \cdot \lambda d\lambda \quad (2.24),$$

$$V_{22} = \int_0^\infty \frac{2 \cdot \exp(-\gamma_2 \cdot (z' + h))}{(k_2^2 \cdot \gamma_1) + (k_1^2 \cdot \gamma_2)} \cdot J_0 \cdot (\lambda r) \cdot \lambda d\lambda \quad (2.25),$$

$$R' = \sqrt{r^2 + (z' + h)^2}; \quad R = \sqrt{r^2 + (z' - h)^2} \quad \gamma_1 = \sqrt{\lambda^2 - k_1^2}; \quad \gamma_2 = \sqrt{\lambda^2 - k_2^2},$$

$$k_1 = \sqrt{(\omega^2 \cdot \mu_g \cdot \varepsilon_{r_g}) + (j \cdot \omega \cdot \mu_0 \cdot \sigma_g)}; \quad k_2 = \omega \cdot \sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}$$

onde $dE_r(r, h, j\omega)$, $dE_z(r, h, j\omega)$ e $dH_\phi(r, h, j\omega)$ correspondem, respectivamente, à transformada discreta de Fourier do campo elétrico horizontal, do campo elétrico vertical e do campo magnético, associados à corrente, propagando-se ao longo do canal; ε_{r_g} , μ_g e σ_g são, respectivamente, a permissividade, permeabilidade e condutividade do solo. J_0 representa a função de Bessel de ordem zero e $I(z', j\omega)$ é a transformada discreta de Fourier da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal $i(z', t)$.

A equação (2.25) é denominada integral de Sommerfeld, a qual contém integrais que convergem lentamente sendo, portanto, difícil de ser avaliada numericamente. Para determinar o campo elétrico e magnético total, as equações (2.20), (2.21) e (2.22) devem ser integradas ao longo do canal da descarga e, posteriormente, faz-se necessário aplicar a transformada inversa de Fourier para demonstrar o comportamento do campo eletromagnético em função do tempo.

Tais equações apresentam resultados exatos para o cálculo dos campos, porém demandam um grande tempo computacional para serem resolvidas, sendo, assim, consideradas ineficientes sob o ponto de vista computacional. Ao longo dos anos, diversas simplificações vêm sendo publicadas a fim de tornar mais eficiente o cálculo dos campos eletromagnéticos.

Em 1983, Master e Uman [20] e posteriormente em 1987, Uman [49] apresentaram equações no domínio do tempo e em coordenadas cilíndricas para o cálculo dos componentes vertical e horizontal do campo elétrico e da indução magnética associados à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz' percorrendo todo o canal da descarga e considerando o solo condutor perfeito. As equações apresentadas em [20] e [49] foram derivadas das equações de Maxwell e oferecem como resultado o comportamento dos campos eletromagnéticos irradiados em um determinado ponto P no espaço. Em [37], Uman et al. apresentam a solução das equações no domínio do tempo e em coordenadas esféricas.

A Figura 2.4 apresenta os parâmetros geométricos adotados para o cálculo dos campos eletromagnéticos usando as equações apresentadas por Master e Uman [20, 49]. No canto inferior direito são definidos os vetores unitários para sistemas de coordenadas cilíndricas e esféricas.

Figura 2.4 Parâmetros geométricos para determinação dos campos eletromagnéticos considerando o solo condutor perfeito (adaptado de [49]).

Com respeito à Figura 2.4, têm-se:

- H : comprimento total da descarga de retorno;
- $h_c(t)$: posição real da frente de onda da corrente no instante t ;

- dz' : elemento infinitesimal que pode ser visto como um dipolo elétrico;
- $i(z', t)$: corrente, vista pelo observador no ponto $P(r, \phi, h)$, viajando para cima, ao longo do canal da descarga de retorno, em função da altura z' e do tempo t ;
- $ii(z', t)$: corrente viajante ao longo da imagem do canal;
- z' : posição em que o observador, localizado no ponto $P(r, \phi, h)$, “enxerga” a frente de onda da corrente em um determinado instante t ;
- r : distância horizontal entre o ponto de incidência da descarga até o ponto de cálculo dos campos;
- h : altura do ponto de cálculo dos campos em relação ao solo;
- $P(r, \phi, h)$: localização do ponto de cálculo dos campos;
- $R(z')$: distância do ponto P até a localização do dipolo elétrico dz' ,
 $R(z') = \sqrt{r^2 + (h - z')^2}$;
- $R(z')/c$: atraso entre a posição real da frente de onda da corrente e a posição da frente de onda da corrente “vista” pelo observador localizado no ponto $P(r, \phi, h)$.

As equações (2.26 a 2.28) representam, respectivamente, as expressões no domínio do tempo e em coordenadas cilíndricas, para o cálculo do campo elétrico vertical, elétrico horizontal e campo de indução magnética irradiados no ponto de observação $P(r, \phi, h)$ [20]:

$$dE_z(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \left[\frac{2 \cdot (h - z')^2 - r^2}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(z', \tau - R(z')/c) d\tau + \right. \\ \left. + \frac{2 \cdot (h - z')^2 - r^2}{c \cdot R(z')^4} \cdot i(z', t - R(z')/c) - \frac{r^2}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(z', t - R(z')/c)}{\partial t} \right] \quad (2.26),$$

$$dE_r(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \left[\frac{3 \cdot r \cdot (h - z')}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - R(z')/c) d\tau + \right. \\ \left. + \frac{3 \cdot r \cdot (h - z')}{c \cdot R(z')^4} \cdot i(z', t - R(z')/c) + \frac{r \cdot (h - z')}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(z', t - R(z')/c)}{\partial t} \right] \quad (2.27),$$

$$dB_\phi(r, \phi, h, t) = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \left[\frac{r}{R(z')^3} \cdot i(z', t - R(z')/c) + \frac{r}{c \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial i(z', t - R(z')/c)}{\partial t} \right] a\phi \quad (2.28)$$

onde:

- $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ H/m e $\varepsilon_0 = (1/36 \cdot \pi) \cdot 10^{-9}$ F/m e correspondem, respectivamente, à permeabilidade e à permissividade do vácuo e c corresponde à velocidade da luz no vácuo, $c = 3 \times 10^8$ m/s;
- $dE_z(r, \phi, h, t)$: corresponde ao componente vertical do campo elétrico devido à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz' (V/m);
- $dE_r(r, \phi, h, t)$: corresponde ao componente horizontal do campo elétrico devido à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz' (V/m);
- $dB_\phi(r, \phi, h, t)$: corresponde ao componente azimutal da indução magnética devido à corrente $i(z', t)$ contida no elemento infinitesimal dz' (Tesla).
- $i(z', t - R(z')/c)$: distribuição da corrente ao longo do canal, levando em conta o tempo de atraso em que a primeira onda eletromagnética leva para chegar ao ponto P.

Tais expressões são detalhadas no Capítulo 3.

A Tabela 2.3 apresenta a distribuição da corrente ao longo do canal, “vista” pelo observador localizado no ponto de cálculo dos campos, para alguns dos principais modelos de engenharia.

Tabela 2.3 – Distribuição da corrente ao longo do canal “vista” do ponto de observação para alguns dos principais modelos de engenharia.

Modelos de engenharia		
Modelo	$i(z',t)$	$i(z',t-R(z')/c)$
TL	$i(0,t-z'/v)$	$i(0,t-z'/v-R(z')/c)$
MTLE	$i(0,t-z'/v)*exp(-z'/\lambda)$	$i(0,t-z'/v-R(z')/c)*exp(-z'/\lambda)$
MTLL	$i(0,t-z'/v)*(1-z'/H)$	$i(0,t-z'/v-R(z')/c)*(1-z'/H)$
TCS	$i(0,t+z'/c)$	$i(0,t+z'/c-R(z')/c)$
BG	$i(0,t)$	$i(0,t-R(z')/c)$

Em 1987, Zeddarn e Degauque [50] publicaram um trabalho com alguns importantes resultados para o campo elétrico vertical e elétrico horizontal obtidos através das integrais exatas de Sommerfeld [47].

O comportamento dos campos foi reproduzido para distâncias de 200 m, 500 m, 1,5 km e 12 km entre o ponto de observação e o ponto de incidência da descarga e solos com valores de condutividade de $\sigma_g = 0,01$ S/m e permissividade relativa $\varepsilon_{rg} = 10$. Para mostrar a influência da altura do ponto de observação no comportamento dos campos, os cálculos foram feitos admitindo o ponto P localizado a 6 m e 10 m acima do solo ($h = 6$ m e $h = 10$ m, respectivamente). A distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal foi reproduzida através do modelo TL [28] e através da equação da dupla exponencial (equação 2.1), sendo os parâmetros: $I_0 = 10$ kA, $\alpha = 3 \times 10^4$ s⁻¹, $\beta = 1 \times 10^7$ s⁻¹ e $v = 1,1 \times 10^8$ m/s.

Os resultados apresentados neste trabalho são de suma importância, pois são utilizados como referência para a validação das simulações dos campos elétricos utilizando as aproximações disponíveis na literatura.

Em 1989, Rubinstein e Uman [51] apresentaram uma discussão sobre duas técnicas que são utilizadas para o cálculo dos campos elétrico e magnético devidos a uma descarga

atmosférica. Ambas as técnicas consideram o solo perfeitamente condutor e os resultados foram apresentados admitindo uma função degrau para representar o comportamento da corrente ao longo do canal. As técnicas são denominadas técnica do monopolo (“monopole technique”) e técnica do dipolo (“dipole technique”), sendo ambas derivadas das equações de Maxwell.

Analisando os resultados, Rubinstein e Uman [51] concluíram, por um lado, que para aplicações em engenharia, a técnica do monopolo não é útil para o cálculo dos campos eletromagnéticos, pois essa técnica admite parâmetros de entrada que não são facilmente calculados, além de não representar separadamente os componentes vertical e horizontal do campo elétrico.

Por outro lado, a técnica do dipolo pode ser utilizada para o cálculo dos campos, pois essa técnica além de apresentar o comportamento de cada componente do campo (componente vertical e horizontal do campo elétrico e componente de indução magnética), oferece também, separadamente, os resultados obtidos para cada componente presente nas equações do campo elétrico (componente eletrostático, de indução e de radiação) e da indução magnética (componente de indução e de radiação). Isso permite analisar a influência de cada componente, considerando diferentes parâmetros de entrada.

Em um importante estudo apresentado em 1990, Nucci et al. [41] analisaram através de comparações com resultados de medições [40], a capacidade de quatro dos principais modelos de engenharia para representar o comportamento dos campos elétrico vertical e indução magnética irradiados em solo perfeitamente condutor. Os modelos escolhidos foram BG, TL, TCS e MTLE.

Nas análises, Nucci et al. [41] adotaram a mesma corrente na base do canal para todos os modelos e, a partir de então, calcularam a distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal e, posteriormente, os campos elétrico vertical e indução magnética através das equações de Master e Uman [20], considerando o ponto de observação ao nível do solo ($h = 0$ m) e as distâncias de $r = 50$ m, $r = 5$ km e $r = 100$ km.

O modelo adotado para simular a corrente na base do canal baseia-se na equação de Heidler e considera a soma de duas funções do tipo:

$$i(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta} \cdot \frac{(t/\tau_1)^n}{(t/\tau_1)^n + 1} \cdot e^{-t/\tau_2} + I_{02}(e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (2.29)$$

onde:

- $I_{01} = 9,9 \text{ kA};$ $I_{02} = 7,5 \text{ kA};$ $v = 1,3 \times 10^8 \text{ m/s};$
- $\tau_1 = 0,072 \text{ } \mu\text{s};$ $\tau_3 = 100,0 \text{ } \mu\text{s};$ $n = 2;$
- $\tau_2 = 5,0 \text{ } \mu\text{s};$ $\tau_4 = 6,0 \text{ } \mu\text{s};$ $\eta = 0,845.$

A Figura 2.5 mostra a forma de onda da corrente na base do canal usada nos cálculos e a Figura 2.6, o comportamento de $i(z', t)$ para os modelos BG, TL, TCS e MTLE.

Os gráficos da Figura 2.6 mostram que há um decaimento do pico da corrente para o modelo MTLE, o qual ocorre em função da contínua remoção de cargas no canal e também, em função da constante de decaimento λ (valor adotado de 2 km). Para o modelo TL, como já previsto, não há atenuação da corrente ao longo do canal.

Nota-se que no modelo BG, a distribuição da corrente pelo canal da descarga de retorno exhibe uma descontinuidade com a frente de onda da descarga, pois, como citado anteriormente, esse modelo admite que a carga em cada altura seja removida do canal instantaneamente, pela frente de onda da descarga.

Figura 2.5 Forma de onda da corrente na base do canal da descarga utilizada nos modelos BG, TL, TCS e MTLE para o cálculo da distribuição espaço-temporal da corrente [41].

As Figuras 2.7 a 2.10 mostram o comportamento dos campos calculados às distâncias de 100 km, 5 km e 50 m, respectivamente, do ponto de incidência da descarga.

Na Figura 2.7 pode-se observar, por um lado, o comportamento dos campos calculados no ponto P ao nível do solo ($h = 0$ m) e a 100 km do canal da descarga. No modelo MTLE, nota-se a passagem pelo zero por volta dos 40 μ s. Tal passagem ocorre, pois, nos primeiros microssegundos do fenômeno, a derivada da corrente presente nas equações dos campos é positiva, $\partial i(0, t - z'/v - R(z')/c)/\partial t$. Por outro lado, nos últimos instantes, a contribuição é negativa devido ao decaimento da corrente em função da propagação desta pelo canal.

Devido à remoção instantânea de cargas pelo canal, os modelos BG e TCS apresentam um maior valor do pico da corrente em relação aos demais modelos.

A Figura 2.8 exibe o comportamento dos campos considerando uma distância intermediária entre a descarga e o ponto de cálculo dos campos ($r = 5$ km). Exceto para o modelo TL, nota-se uma “rampa” na forma de onda do campo elétrico vertical, atingindo um valor final de aproximadamente 90 V/m. Esta “rampa” é decorrente das cargas removidas do canal. Após os primeiros microssegundos, a forma de onda do campo de indução magnética se torna totalmente diferente da forma de onda do campo elétrico. Tal fato ocorre em função da presença do componente eletrostático na equação do campo elétrico vertical (primeiro termo da equação 2.26), o qual não é presente na expressão do campo de indução magnética. Verifica-se também que os modelos BG, TL e TCS produzem uma “corcova” no campo de indução magnética.

Figura 2. 6 Ilustração da distribuição espaço-temporal da corrente no canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [41]).

(a)

(b)

Figura 2.7 Campo elétrico vertical (linha contínua) e indução magnética (linha tracejada) a 100 km do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [41]).

a) $t = 5 \mu s$ b) $t = 100 \mu s$.

(a)

(b)

Figura 2.8 Campo elétrico vertical (linha contínua) e indução magnética (linha tracejada) a 5 km do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [41]).

a) $t = 5 \mu s$ b) $t = 100 \mu s$.

Figura 2.9 Campo elétrico vertical a 50 m do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [41]).

a) $t = 5 \mu s$ b) $t = 100 \mu s$.

Figura 2.10 Campo de indução magnética a 50 m do canal da descarga para os modelos BG, TL, TCS e MTLE (adaptado de [41]).

a) $t = 5 \mu s$ b) $t = 100 \mu s$.

As Figuras 2.9 e 2.10 apresentam, respectivamente, o campo elétrico vertical e a indução magnética calculados para distância muito pequena em relação ao canal ($r = 50$ m). Para tal distância, o componente eletrostático presente nas equações dos campos é predominante.

Na Figura 2.9, observa-se que para o modelo TL o campo decresce após o pico inicial em consequência das cargas associadas à forma de onda da corrente. Para os modelos BG e TCS,

a maioria das cargas é removida durante os primeiros microssegundos do fenômeno. Ainda na Figura 2.9, para os primeiros microssegundos ($2 \mu\text{s}$), há uma semelhança entre as formas previstas pelos modelos. Para distâncias muito curtas em relação à fonte, os modelos exibem comportamentos muito diferentes para o campo elétrico vertical durante os $100 \mu\text{s}$. Isto se dá por conta das diferentes distribuições de cargas removidas do canal próximo ao solo.

A Figura 2.10 mostra que o campo de indução magnética próximo ao canal da descarga é dominado pelo componente de indução e , para todos os modelos citados, a forma do campo é similar desde a base do canal até o final da escala apresentada, variando apenas a amplitude.

Com os resultados de [41], os autores concluíram que exceto o modelo TL (pois não representa um modelo realístico devido a não remoção de cargas do canal), todos os demais modelos representam com uma boa exatidão o comportamento dos campos elétrico vertical e magnético gerados por descargas atmosféricas em solos com condutividade perfeita. O modelo TCS apresenta resultados mais razoáveis do que o modelo BG e, como já visto anteriormente, reduz-se a ele quando se assume que a onda de corrente viaja para baixo com velocidade infinita.

Em 1999, Sorwar e Gosling [52] apresentaram análises das características dos componentes vertical e horizontal do campo elétrico em função de diferentes parâmetros e condições do *return stroke*, bem como de cada componente do campo elétrico (eletrostático, de indução e de radiação) que influencia no comportamento total do campo para diferentes distâncias entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos e, posteriormente, a influência de cada componente na tensão induzida em uma linha de energia, para solos com condutividade perfeita.

Para calcular a corrente na base do canal, utilizou-se uma forma de onda triangular com $I_0 = 10 \text{ kA}$, $t_f = 1,5 \mu\text{s}$, $t_c = 40 \mu\text{s}$ como apresentado na Figura 2.11. O modelo TL [28] foi adotado para o cálculo de $i(z', t)$ com $v = 1 \times 10^8 \text{ m/s}$.

Figura 2.11 Forma de onda triangular usada por Sorwar e Gosling para representar $i(0,t)$ no cálculo dos campos elétricos (adaptada de [52]).

a) Distância do ponto de incidência da descarga:

Os campos elétricos variam muito em função da distância do ponto de observação ao ponto de incidência da descarga, tanto na forma de onda como na amplitude. Isto porque os componentes dos campos (eletrostático, indução e radiação) têm grande influência na amplitude dos campos e uma forte dependência em função da distância. As Figuras 2.12 a 2.15 mostram como os componentes dos campos variam em função de diversas distâncias, considerando o ponto P ao nível do solo ($h = 0$ m).

Analisando as Figuras 2.12 e 2.14 percebe-se que, para distâncias curtas em relação ao canal, o componente eletrostático predomina, influenciando quase que totalmente no comportamento do campo.

Figura 2.12 Campo elétrico vertical a 500 m do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptado de [52]).

Figura 2.13 Campo elétrico vertical a 50 km do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptado de [52]).

Figura 2.14 Campo elétrico horizontal a 500 m do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptada de [52]).

Figura 2.15 Campo elétrico horizontal a 50 km do canal da descarga, $h = 0$ m (adaptada de [52]).

Para pontos muito afastados da descarga, o componente de radiação contribui quase que totalmente na forma de onda do campo, como pode ser visto nas Figuras 2.13 e 2.15. Nota-se também que o valor da amplitude do componente de radiação é praticamente o mesmo do campo elétrico horizontal total, o que prova a predominância desse componente.

b) Altura do ponto de observação:

O comportamento dos campos elétrico horizontal e elétrico vertical a 1500 m do canal da descarga e em função da altura do ponto de observação é apresentado nas Figuras 2.16 e 2.17, respectivamente.

Na Figura 2.17 pode-se observar o comportamento do campo elétrico vertical calculado para alturas de $h = 2$ m, $h = 4$ m, $h = 6$ m e $h = 1$ km em relação ao nível do solo. Nota-se que, exceto para a altura de 1 km do ponto de observação em relação ao solo, o comportamento do campo elétrico vertical é praticamente o mesmo para as diferentes alturas. Isso acontece, pois quando o comprimento total do canal é muito maior do que a altura do ponto de observação, os campos irradiados no ponto são praticamente os mesmos.

Por outro lado, a amplitude do campo elétrico horizontal varia substancialmente em função das diferentes alturas do ponto de observação, vide Figura 2.16 onde o componente horizontal do campo elétrico foi calculado para o ponto P variando de 2 m a 10 m de altura em relação ao solo.

Figura 2.16 Campo elétrico horizontal para diferentes alturas do ponto de observação (adaptado de [52]).

Figura 2.17 Campo elétrico vertical para diferentes alturas do ponto de observação (adaptado de [52]).

c) Comprimento total do canal de descarga:

Analisando as Figuras 2.18 e 2.19 observa-se que a 1500 m do canal da descarga não há variações significativas no comportamento dos campos elétrico vertical e elétrico horizontal em função da variação do comprimento total do canal da descarga de retorno. Para esses casos, o ponto P localiza-se ao nível do solo ($h = 0$ m).

Figura 2.18 Campo elétrico vertical para diferentes valores do comprimento total do canal da descarga [52].

Figura 2.19 Campo elétrico horizontal para diferentes valores do comprimento total do canal da descarga [52].

Em 1988, Thomsom et al. [17] publicaram um trabalho com comparações entre o campo elétrico horizontal E_r , calculado através da função de “wavetilt” (equação 2.30), com medições do campo ao nível do solo e em pontos localizados abaixo da superfície do solo, considerando o ponto de observação localizado às distâncias que variam de 7 km a 43 km do canal da descarga e coletadas através de uma antena metálica e esférica, operando na faixa de 3.0 Hz a 4.0 MHz, situada no NASA Kennedy Space Center, Flórida.

Para os cálculos, assumiu-se o solo com condutividade entre a superfície e uma profundidade de 2,2 m como sendo $\sigma_g = 8,2 \times 10^{-3}$ S/m. Para profundidades abaixo de 2,2 m, o valor da condutividade foi de $\sigma_g = 3,1 \times 10^{-2}$ S/m. No experimento, os autores discutem as limitações que a equação de “wavetilt” apresenta no cálculo do campo elétrico horizontal e também os erros técnicos que foram observados durante as medições.

A equação ou aproximação “wavetilt” foi apresentada por Zenneck⁶ (1915 apud [47]) e define que o campo elétrico horizontal E_r produzido em um ponto localizado a uma altura h em relação ao solo, incidente sob um solo com condutividade finita pode ser calculado em função da transformada discreta de Fourier do campo elétrico vertical a uma altura h incidente sob um solo com condutividade perfeita e um fator que considera os parâmetros elétricos do solo.

⁶ ZENNECK, J. “Wireless Telegraphy.” NEW YORK: MCGRAW HILL, English translation by A. E. Seeling, 1915.

$$E_r(r, h, j\omega) = E_{z_p}(r, h, j\omega) \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \sigma_g / j \cdot \omega \cdot \varepsilon_0}} \quad (2.30)$$

onde:

- $E_r(r, h, j\omega)$: transformada discreta de Fourier do campo elétrico horizontal a uma dada altura h da linha;
- $E_{z_p}(r, h, j\omega)$: transformada discreta de Fourier do campo elétrico vertical a uma altura h da linha sobre um solo condutor perfeito;
- σ_g : condutividade do solo variando entre 10^{-2} S/m e 10^{-5} S/m [53];
- ε_0 : permissividade elétrica do vácuo;
- ε_{rg} : permissividade relativa do solo variando entre $\varepsilon_{rg} = 3$ e $\varepsilon_{rg} = 15$ [53];
- ω : frequência angular, $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$;
- $j = \sqrt{-1}$;

Analisando os resultados apresentados em [17], Thomsom et al. concluíram que a função de “wavetilt” pode ser empregada para calcular o campo elétrico horizontal com uma boa exatidão, porém algumas restrições devem ser levadas em conta. São elas:

- a expressão se aplica ao caso de ondas planas com pequeno ângulo de incidência em relação ao plano-terra;
- ponto de observação localizado a distâncias superiores a 5 km da fonte ($r \geq 5$ km) [54];
- para pequenas distâncias em relação ao canal, a equação de “wavetilt” reproduz, com boa exatidão, somente os primeiros microssegundos do campo elétrico horizontal.

Além das conclusões para a função de “wavetilt”, Thomsom et al. [17] observaram que para medições dos campos gerados por descargas atmosféricas é de suma importância o correto alinhamento da antena, pois para uma inclinação incorreta, pequenas variações do campo elétrico vertical podem influenciar no comportamento do campo elétrico horizontal.

Em 1992, em um importante trabalho, Cooray [55] apresentou a equação da impedância da superfície do solo. Tal equação foi desenvolvida a partir da equação “wavetilt” e define que o campo elétrico horizontal ao nível do solo ($h = 0$ m) e incidente sobre um solo com condutividade finita, pode ser calculado em função da transformada discreta de Fourier da indução magnética ao nível do solo considerando o solo condutor perfeito e um fator que leva em conta a influência dos parâmetros elétricos do solo. Os resultados mostraram-se adequados para distâncias a partir de 200 m da fonte de descarga.

$$E_r(r, 0, j\omega) = B_{\phi_p}(r, 0, j\omega) \cdot \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{rg} + \sigma_g / j\omega \varepsilon_0}} \quad (2.31),$$

onde $B_{\phi_p}(r, 0, j\omega)$ é a transformada discreta de Fourier do campo de indução magnética incidente sobre um solo condutor perfeito, c é a velocidade da luz no vácuo, ε_{rg} a permissividade elétrica relativa do solo, σ_g a condutividade do solo, ε_0 a permissividade do vácuo e ω a frequência angular.

Para validação da equação (2.31), Cooray [55] usou como referência os resultados obtidos por Bannister [56] para o cálculo do campo elétrico horizontal gerado sobre um solo com condutividade finita. As equações de Bannister [55, 56] são precisas e empregadas na determinação dos campos eletromagnéticos com um alto grau de exatidão. Bannister [56] validou seus resultados comparando-os com aqueles apresentados em [50].

Assim como as integrais exatas de Sommerfeld, as equações de Bannister [55, 56] são computacionalmente ineficientes.

Cooray também validou seus resultados através de comparações com a função de “wavetilt” e concluiu que a equação (2.31) apresenta bons resultados para o cálculo do campo elétrico horizontal ao nível do solo e para distâncias superiores a 200 m do canal da descarga considerando o solo com condutividade finita. Para pontos localizados a partir de alguns km do canal da descarga, Cooray notou que os resultados obtidos com a equação (2.31) são idênticos àqueles alcançados usando “wavetilt”. Para pontos próximos à fonte, os resultados obtidos com a função de “wavetilt” diferem muito daqueles alcançados com a equação (2.31), uma vez que a função de “wavetilt” deve ser empregada somente para o cálculo do campo elétrico horizontal considerando distâncias superiores a 5 km entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos. Portanto, Cooray concluiu que [55]:

- a) para distâncias a partir de 200 m até alguns quilômetros do canal da descarga, aconselha-se usar a equação da impedância da superfície do solo;
- b) para distâncias superiores a 5 km entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos, os resultados com a equação de Cooray se aproximam daqueles obtidos com a função de “wavetilt” [47, 54, 55];
- c) a equação de Cooray (equação 2.31) se limita ao cálculo do campo elétrico ao nível do solo ($h = 0$ m).

Nucci et al. [57] publicaram em 1993 um trabalho com simulações do campo elétrico vertical ao nível do solo ($h = 0$ m) produzido a 50 m e 2 km da fonte de descarga, respectivamente, e compararam os resultados com os dados experimentais coletados por Lin et al. em [40]. O modelo MTLE foi adotado para representar $i(z', t)$ ao longo do canal com $\lambda = 1,7$ km e o comportamento de $i(0, t)$ foi simulado considerando as descargas subseqüentes através da equação de Heidler (equação 2.4), com os seguintes parâmetros:

- $I_{01} = 10,7$ kA; $I_{02} = 6,5$ kA; $n = 2$;
- $\tau_1 = 0,5$ μ s; $\tau_2 = 2,5$ μ s; $\tau_3 = 2,1$ μ s;
- $\tau_4 = 230$ μ s.

Existem duas maneiras de se coletar dados experimentais dos campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas: através de medições dos campos provenientes de descargas naturais e através da coleta de dados dos campos medidos a partir de descargas provocadas artificialmente por foguetes. Com relação aos dados de descargas naturais têm-se, na literatura, medições do comportamento do campo elétrico vertical e indução magnética para distâncias variando entre 1 km e 200 km da fonte de descarga, apresentadas por Lin et al. em 1979 [40] e medições dos campos elétrico vertical e indução magnética em um ponto distante 630 m do local de incidência da descarga, considerando descargas diretas em uma torre de medição com 200 m de altura [58].

Com relação aos dados coletados a partir de descargas artificiais, têm-se medições do comportamento dos campos para distâncias curtas em relação ao canal da descarga.

Leteinturier⁷ et al. (1990 apud [57]) apresentaram medições simultâneas da corrente na base do canal e do campo elétrico vertical, produzidos a 50 m da fonte de descarga.

Em [45], Willett et al. comparam o campo elétrico vertical calculado, admitindo o modelo TL como parâmetro para representar $i(z', t)$, com medições provocadas por foguetes e, por fim, discutem as limitações do modelo TL na representação do comportamento dos campos. Para distâncias de 500 m e 30 m da fonte da descarga, têm-se ainda, dados sobre as características do campo elétrico vertical observadas por Rubinstein et al. [59].

Com relação ao o componente horizontal do campo elétrico E_r , é apresentado em [50] o cálculo do campo para distâncias variando de 100 m a 12 km do canal da descarga através das integrais exatas de Sommerfeld, e os resultados de medições apresentados por Thomsom et al. [17] para distâncias que variam de 7 km a 43 km do canal da descarga. Mais detalhes sobre medições de campos eletromagnéticos são encontrados em [30].

Ainda em [57], Nucci et al. apresentaram uma comparação entre os resultados do campo elétrico horizontal E_r calculados através das equações de Master e Uman [20] para um solo condutor perfeito e os resultados obtidos com a aproximação de “wavetilt” (equação 2.30) com aqueles apresentados em [50].

Comparando os resultados de [57] com os apresentados em [50], confirma-se o fato de que a aproximação de “wavetilt” é válida para o cálculo do campo elétrico horizontal E_r somente para os casos onde o valor da distância entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos seja superior a alguns quilômetros.

Os resultados de [57] são apresentados no Capítulo 3 e utilizados como uma das referências para a validação do procedimento de cálculo dos campos adotado neste trabalho.

Importante salientar que, em 1996, Rubinstein [60] fez um estudo ímpar, ao qual agregou as pesquisas aventadas por Cooray [55], resultando em um trabalho onde apresentou uma expressão para avaliação do campo elétrico horizontal E_r , tanto em pontos próximos, intermediários ou afastados do canal, e considerando o solo com condutividade finita. Tal expressão foi denominada como equação ou aproximação Cooray-Rubinstein (equação 2.32).

A expressão determina que o campo elétrico horizontal E_r produzido sobre o solo condutor finito e a uma altura $h \neq 0$ m é determinado em função da soma do campo elétrico horizontal calculado no ponto P a essa mesma altura h sobre um solo condutor perfeito $E_{r_p}(r, h, j\omega)$ e o campo elétrico horizontal ao nível do solo admitindo o solo condutor finito

⁷ LETEINTURIER, C.; WEIDMAN, C.; HAMELIN, J. “Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes.” *Journal of Geophysical Research*, vol. 95, p. 811-828, January, 1990.

$E_r(r, h=0, j\omega)$ (calculado em função da transformada de Fourier do campo magnético ao nível do solo admitindo um solo condutor perfeito $H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega)$ e um fator que leva em conta os parâmetros do solo). Igualmente, tal formulação embasa, de maneira útil, os cálculos de tensão induzida em linhas aéreas, tanto de transmissão, como de distribuição e de cabos telefônicos.

$$E_r(r, h, j\omega) = -H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega) \cdot \frac{c \cdot \mu_0}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \sigma_g / j\omega\varepsilon_0}} + E_{r_p}(r, h, j\omega) \quad (2.32)$$

onde:

- $H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega)$: é a transformada discreta de Fourier do campo magnético horizontal obtido ao nível do solo, considerando o solo condutor perfeito;
- $E_{r_p}(r, h, j\omega)$: corresponde à transformada discreta de Fourier do campo elétrico horizontal a uma altura h admitindo o solo condutor perfeito;
- μ_0 : permeabilidade do vácuo;
- ε_{rg} : permissividade relativa do solo;
- σ_g : condutividade do solo;
- h : altura do ponto de cálculo dos campos em relação ao solo.

Se considerarmos que a indução magnética é o produto do campo magnético pela permeabilidade do vácuo ($B = \mu_0 \cdot H$), o primeiro termo do lado direito da equação (2.32) se reduz à aproximação de Cooray (equação 2.31).

Para verificar a exatidão dos resultados obtidos com a equação supracitada, Rubinstein utilizou como referência os resultados de [50], admitindo solos com $\sigma_g = 0,01$ S/m e $\varepsilon_{rg} = 10$ e a função “wavetilt”.

Em decorrência dos resultados, Rubinstein [60] verificou que a expressão Cooray-Rubinstein é adequada para calcular o componente horizontal do campo elétrico E_r , tanto para distâncias curtas (a partir de 100 m), intermediárias ou grandes em relação ao canal da descarga. Para distâncias inferiores a 100 m ($r < 100$ m) e solos com boa condutividade

$\sigma_g = 0,01$ S/m o campo elétrico E_r pode ser calculado através das equações propostas por Master e Uman [20], admitindo o solo condutor perfeito.

Rubinstein [60] observou também que, assim como a aproximação de Cooray (equação 2.31), os resultados obtidos com a equação (2.32) se reduzem àqueles alcançados com “wavetilt” para distâncias a partir de alguns quilômetros entre a linha de distribuição e o ponto de incidência da descarga.

Ainda em 1996, Rachidi et al. [47] publicaram um trabalho sobre a influência da condutividade finita do solo no cálculo das tensões induzidas em linhas aéreas geradas por descargas atmosféricas. Neste trabalho, os autores discutiram e analisaram as várias aproximações e técnicas disponíveis na literatura para calcular o campo elétrico horizontal E_r gerado por descargas atmosféricas quando da incidência em solos com condutividade finita. Nas conclusões, os autores confirmam que o campo elétrico horizontal pode ser calculado admitindo o solo condutor perfeito para pequenas distâncias em relação ao canal e para distâncias superiores os efeitos da condutividade do solo afetam significativamente o comportamento do campo.

Ao questionar a exatidão da equação Cooray-Rubinstein (equação 2.32), em 1997, Wait [61] publicou um trabalho onde através de cálculos matemáticos demonstrou que o campo elétrico horizontal calculado com a equação Cooray-Rubinstein pode apresentar erros para os primeiros microssegundos do fenômeno. Em [62], Wait cita como e sob quais condições a expressão de Cooray-Rubinstein pode ser utilizada.

Kannu e Thomas [63] apresentaram, em 2000, um trabalho com o intuito de mostrar como o efeito da condutividade do solo influencia na amplitude das tensões induzidas em linhas de energia. Os cálculos foram feitos, primeiramente, considerando o solo condutor perfeito e, posteriormente, considerando os parâmetros do solo. Para o caso do solo condutor perfeito, os campos eletromagnéticos foram obtidos através das equações de Master e Uman [20] e para o caso do solo com condutividade finita, o componente horizontal do campo elétrico E_r foi calculado através da equação de Cooray-Rubinstein (equação 2.32). As tensões induzidas foram calculadas no centro e no final da linha. Com base nos resultados, concluiu-se que quando se considera a condutividade do solo nos cálculos das tensões induzidas, a amplitude da tensão diminui para pontos situados no final da linha, enquanto há um aumento da tensão induzida no centro da linha. Tal conclusão prova que o comportamento das tensões induzidas depende diretamente do comportamento do campo eletromagnético, o qual, em alguns casos, pode variar quando considerados os parâmetros elétricos do solo.

Ao ampliar as pesquisas sobre campos eletromagnéticos, em 2001, Cooray [64] desenvolveu um trabalho em que demonstrou como a amplitude dos campos elétrico horizontal E_r e elétrico vertical E_z varia em função de diferentes profundidades do solo e valores de condutividade. Cooray [64] concluiu que o comportamento dos campos eletromagnéticos no solo pode variar substancialmente em função da profundidade. Este trabalho foi de suma importância para as análises dos campos eletromagnéticos gerados em instalações de linhas subterrâneas.

Em virtude das análises feitas por Wait em [61 e 62], Cooray [65] desenvolveu, em 2002, uma nova expressão para o cálculo do campo elétrico horizontal considerando o solo com condutividade finita e que foi denominada como “Nova Aproximação de Cooray-Rubinstein”.

Para o cálculo do campo elétrico horizontal E_r ao nível do solo ($h = 0$ m), a equação Cooray-Rubinstein (equação 2.32) se reduz a:

$$E_r(h = 0, r) = -H_{\phi_p}(h = 0, r) \cdot \frac{c \cdot \mu_0}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \sigma_g / j \cdot \omega \cdot \varepsilon_0}} \quad (2.33)$$

Segundo Cooray [65], a equação (2.33) representa com uma boa exatidão o cálculo do campo elétrico horizontal ao nível do solo, enquanto que, para altura $h \neq 0$ m em relação ao solo, a equação de Cooray-Rubinstein pode produzir erros nos resultados. Diante de tal afirmação, Cooray [65] apresentou uma nova expressão para o cálculo do campo elétrico horizontal para alturas $h \neq 0$ m.

$$E_r(r, h, j\omega) = E_r(r, 0, j\omega) + 0.4 \cdot E_{\infty, r}(r, h, j\omega) + E_{\infty, i}(r, h, j\omega) + E_{\infty, s}(r, h, j\omega) \quad (2.34)$$

onde $E_r(r, 0, j\omega)$ é a transformada discreta de Fourier do campo elétrico horizontal ao nível do solo, r é a distância horizontal entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos e $E_{\infty, s}(r, h, j\omega)$, $E_{\infty, i}(r, h, j\omega)$ e $E_{\infty, r}(r, h, j\omega)$ são, respectivamente, as transformadas discretas de Fourier dos componentes eletrostático, de indução e de radiação do campo elétrico horizontal sobre um solo condutor perfeito.

Segundo Cooray, as análises de [65] confirmam que a equação Cooray - Rubinstein pode ser utilizada para calcular o campo elétrico horizontal ao nível do solo com uma boa exatidão. Porém, para o cálculo do campo considerando o ponto de observação a uma determinada altura $h \neq 0$ m em relação ao solo, a equação Cooray-Rubinstein pode gerar erros nos seus resultados. Deste modo, a Nova aproximação de Cooray-Rubinstein deve ser utilizada para gerar resultados mais precisos.

Em 2005, Song e Wang [66] publicaram um artigo contendo métodos computacionais para cálculo dos campos eletromagnéticos produzidos pela descarga de retorno considerando o solo condutor perfeito.

Neste trabalho, os autores detalham todo o procedimento de cálculo dos campos eletromagnéticos através de técnicas computacionais, reproduzindo e analisando o comportamento dos campos elétricos e indução magnética no domínio do tempo e da frequência. No final, é apresentada uma tabela-resumo com os resultados obtidos para os campos calculados no domínio do tempo e no domínio da frequência.

Este capítulo apresentou os aspectos básicos sobre o fenômeno das descargas atmosféricas, os parâmetros aplicados em engenharia para o cômputo dos campos eletromagnéticos devido às descargas nuvem-solo e os principais modelos para representação da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal. Por fim, os principais estudos envolvendo campos eletromagnéticos decorrentes de descargas atmosféricas foram apresentados.

Na maioria dos estudos, os campos eletromagnéticos são calculados através das equações de Master e Uman. Tais equações representam, com uma boa exatidão, o comportamento dos campos, porém o solo é representado através de um plano condutor perfeito, portanto com resistividade nula. Simulações e análises apresentadas no Capítulo 3 provam que tal simplificação não afeta o comportamento do campo elétrico vertical e indução magnética para distâncias não excedendo alguns quilômetros ou no caso de solos com baixa resistividade, podendo ser consideradas válidas para a representação de tais componentes do campo eletromagnético. Porém, tal simplificação não pode ser considerada válida para a reprodução do comportamento do campo elétrico horizontal, como pode ser visto nas simulações e análises do Capítulo 4.

A relevância do trabalho está ligada ao fato do componente horizontal do campo elétrico ser consideravelmente afetado pela condutividade finita do solo. Dependendo da posição relativa entre o canal da descarga e o ponto de cálculo dos campos (a partir de algumas

dezenas de metros), a alta resistividade do solo pode produzir uma inversão de polaridade no campo elétrico horizontal.

Embora a intensidade do componente horizontal do campo elétrico seja, geralmente, muito menor do que a do componente vertical, no contexto final, é o componente que mais influencia no comportamento das tensões induzidas em linhas de energia.

CAPÍTULO 3

AVALIAÇÃO DOS CAMPOS ELÉTRICO E DE INDUÇÃO MAGNÉTICA NO CASO DE INCIDÊNCIA DE DESCARGAS EM SOLO CONDUTOR PERFEITO

Neste capítulo são apresentadas, inicialmente, as equações que descrevem os campos elétrico e magnético associados à corrente que flui ao longo do canal da descarga, considerando o solo com condutividade perfeita. Posteriormente, são laboradas diversas simulações com o intuito de avaliar a influência de diversos parâmetros no comportamento dos campos.

3.1 Campos eletromagnéticos associados à descarga atmosférica: teoria e observações

A primeira fase da descarga, ou seja, a propagação do líder escalonado se dá com uma velocidade insuficiente para provocar uma taxa de variação do campo, no tempo, capaz de induzir tensões de amplitudes significativas [67]. Entretanto, à fase correspondente a descarga de retorno está associado um campo eletromagnético com taxa de variação, no tempo, suficientemente elevada para induzir tensões de amplitudes significativas em linhas de energia próximas ao local da queda do raio.

Para aplicações em engenharia, cálculo de campos eletromagnéticos e cálculo de tensões induzidas, o canal do *return stroke* é considerado perpendicular ao plano de terra e sem ramificações, com o intuito de facilitar os cálculos. Considerando tal configuração para o canal, o campo eletromagnético pode ser subdividido em três componentes: campo elétrico vertical, campo elétrico horizontal e indução magnética.

Os parâmetros necessários para a avaliação desses campos são:

- amplitude, forma de onda e velocidade de propagação da corrente na base do canal e em cada ponto ao longo do canal;
- parâmetros do solo em estudo (solos com condutividade perfeita ou solos com condutividade finita);
- comprimento total do canal da descarga de retorno;
- posição relativa entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos.

3.1.1 Indução magnética

Segundo Master e Uman [20] e com relação à Figura 2.4, o campo de indução magnética ou densidade de fluxo magnético B irradiado em um ponto $P(r, \phi, h)$ localizado no espaço e considerando o solo condutor perfeito, pode ser derivado no domínio do tempo através das equações de Maxwell e em função do potencial vetorial $A(R(z'), t)$.

$$B(R(z'), t) = \nabla \times A(R(z'), t) \quad (3.1)$$

onde

$$A(R(z'), t) = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \cdot \left[i \left(z', t - \frac{|R(z') - z'|}{c} \right) \right] / |R(z') - z'| \quad (3.2)$$

Os parâmetros $R(z')$ e z' são definidos na Figura 2.4. As equações (3.1) e (3.2) estão preparadas para serem aplicadas em qualquer sistema de coordenadas. Em [37] e [49], Uman et al. e Uman, respectivamente, derivam as equações dos campos considerando a geometria do problema em coordenadas esféricas.

Para o sistema de coordenadas cilíndricas, levando em conta apenas a parte real do canal e considerando que o dipolo infinitesimal dz' se encontre na origem (vide Figura 2.4), temos que $z' = 0$. Portanto, a equação (3.2) é reescrita como [20]:

$$A(R(z'), t) = \left(\frac{\mu_0}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{i(0, t - R(z')/c)}{R(z')} dz' \right) a_z \Rightarrow A_z(R(z'), t) a_z \quad (3.3)$$

A equação (3.1) fica [20]:

$$B_\phi(r, \phi, h, t) = \nabla \times A = \left(-\frac{\partial A_z(R(z'), t)}{\partial r} \right) a_\phi = -\frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{i(0, t - R(z')/c)}{R(z')} \right) a_\phi \quad (3.4)$$

sendo que

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[i \left(0, t - \frac{R(z')}{c} \right) \right] = -\frac{r}{c \cdot R(z')} \cdot i' \left(0, t - \frac{R(z')}{c} \right) \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[i \left(0, t - \frac{R(z')}{c} \right) \right] = i' \left(0, t - \frac{R(z')}{c} \right) \quad (3.6)$$

Igualando os termos das equações (3.5) e (3.6), a relação entre a derivada parcial da corrente no tempo $\frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t}$ e a derivada radial da corrente $\frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial r}$ é dada por [20]:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[i \left(0, t - \frac{R(z')}{c} \right) \right] = -\frac{r}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial}{\partial t} [i(0, t - R(z')/c)] \quad (3.7)$$

portanto

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R(z')} \right) = -\frac{r}{R(z')^3} \quad (3.8)$$

A equação (3.4) pode ser reescrita como [20]:

$$B_\phi(r, \phi, h, t) = -\frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial r} + i(0, t - R(z')/c) \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R(z')} \right) \right] a_\phi \quad (3.9)$$

Substituindo as equações (3.7) e (3.8) em (3.9) obtém-se a relação para o campo de indução magnética total [20]:

$$B_\phi(r, \phi, h, t) = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{r}{c \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \frac{r}{R(z')^3} \cdot i(0, t - R(z')/c) \right] a_\phi \quad (3.10)$$

A equação (3.10) representa o cálculo do campo de indução magnética devido ao dipolo infinitesimal dz' localizado na origem do canal, $z'=0$. O parâmetro $i(0, t - R(z')/c)$ corresponde à frente de onda da corrente na base do canal e “vista” pelo observador localizado no ponto $P(r, \phi, h)$ em função do tempo de atraso $t_{atraso} = R(z')/c$, vide Figura 2.4. O atraso $R(z')/c$ corresponde ao tempo em que a primeira onda de corrente leva para chegar ao ponto $P(r, \phi, h)$.

Admitindo o modelo TL, onde $i(z', t) = i(0, t - z'/v)$, como exemplo, pode-se representar a distribuição da corrente ao longo do canal da descarga “vista” pelo observador pela equação (3.11).

$$i(z', t - R(z')/c) = i(0, t - z'/v - R(z')/c) \quad (3.11)$$

onde $i(z', t - R(z')/c)$ representa a distribuição da corrente ao longo do canal em função de z' e do atraso $t_{atraso} = R(z')/c$. O mesmo procedimento é adotado para os demais modelos de engenharia. Devido à corrente $i(z', t - R(z')/c)$ associada a cada dipolo infinitesimal dz' ao longo do canal da descarga (vide Figura 2.4), o diferencial de indução magnética dB_ϕ é determinado pela equação (3.12) [20, 49]:

$$dB_\phi(r, \phi, h, t) = dB_{\phi_{ind}} + dB_{\phi_{rad}}$$

$$dB_\phi(r, \phi, h, t) = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \left[\frac{r}{R(z')^3} i(0, t - z'/v - R(z')/c) + \frac{r}{c \cdot R(z')^2} \frac{\partial i(0, t - z'/v - R(z')/c)}{\partial t} \right] a\phi \quad (3.12)$$

onde $dB_{\phi_{ind}}$ corresponde ao campo de indução (proporcional à corrente e dominante para pontos próximos do canal), $dB_{\phi_{rad}}$ corresponde ao campo de radiação (proporcional à derivada parcial da corrente e dominante para pontos a grandes distâncias do canal da descarga), μ_0 corresponde à permeabilidade do vácuo, c é a velocidade da luz no vácuo (m/s), $dB_\phi(r, \phi, h, t)$ é o componente de indução magnética associado à distribuição espaço-temporal da corrente contida no dipolo infinitesimal dz' ao longo do canal da descarga de retorno.

O campo de densidade de fluxo magnético total $B_\phi(r, \phi, h, t)$ irradiado no ponto $P(r, \phi, h)$ será o somatório de todas as contribuições do campo $dB_\phi(r, \phi, h, t)$ associados à corrente $i(z', t)$ presente em cada elemento infinitesimal dz' ao longo do canal da descarga.

3.1.2 Campo elétrico

Para o solo condutor perfeito, no domínio do tempo, em coordenadas cilíndricas e com relação à a Figura 2.4, o campo elétrico devido ao dipolo infinitesimal dz' localizado na

origem do canal, $z' = 0$, pode ser determinado através das equações de Maxwell e em função do potencial vetorial $A(R(z'), t)$ [20]:

$$E(R(z'), t) = -\frac{\partial A(R(z'), t)}{\partial t} + c^2 \cdot \int_{-\infty}^t \nabla[\nabla \cdot A(R(z'), t)] dt \quad (3.13)$$

onde

$$\nabla \cdot A(R(z'), t) = \frac{\partial A_z(R(z'), t)}{\partial z} = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{i(0, t - R(z')/c)}{R(z')} \right] = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4\pi} \left[\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} - \frac{h}{R(z')^3} \cdot i(0, t - R(z')/c) \right] \quad (3.14)$$

Admitindo que não haja variação em ϕ , o operador gradiente se torna [20]:

$$\nabla = a_r \frac{\partial}{\partial r} + a_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.15)$$

resolvendo, portanto, o termo da integral presente na equação (3.13), obtém-se [20]:

$$\begin{aligned} \nabla(\nabla \cdot A(R(z'), t)) &= \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4\pi} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{h}{R(z')^3} \cdot i(0, t - R(z')/c) \right) \right] a_r \\ &+ \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h}{R(z')^3} \cdot i(0, t - R(z')/c) \right) \right] a_z \end{aligned} \quad (3.16)$$

Reescrevendo a equação (3.16), vem [20]:

$$\begin{aligned}
\frac{\nabla(\nabla \bullet A(R(z'), t))}{(\mu_0 \cdot dz')/4\pi} = & \left[\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial r \partial z} + \left(-\frac{r}{R(z')^3} \right) \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} - h \cdot \left(-\frac{3 \cdot r}{R(z')^5} \right) \cdot i(0, t - R(z')/c) + \right. \\
& \left. - \frac{h}{R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial r} \right] a_r + \left[\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial z^2} + \left(-\frac{h}{R(z')^3} \right) \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} - \frac{1}{R(z')^3} \cdot i(0, t - R(z')/c) + \right. \\
& \left. - h \cdot \left(-\frac{3 \cdot h}{R(z')^5} \right) \cdot i(0, t - R(z')/c) - \frac{h}{R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} \right] a_z \quad (3.17)
\end{aligned}$$

Admitindo que:

$$\frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial z} = -\frac{h}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \quad (3.18),$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial z^2} = & \frac{\partial}{\partial z} \left(-\frac{h}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right) = \left[\frac{1}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \frac{h}{c} \cdot \left(\frac{-h}{R(z')^3} \right) \times \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \right. \\
& \left. + \frac{h}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial z \partial t} \right] = -\frac{1}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \frac{h^2}{c \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \\
& + \frac{h^2}{c^2 \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial t^2} \quad (3.19),
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial r \partial z} = \frac{h \cdot r}{c \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \frac{h \cdot r}{c^2 \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial t^2} \quad (3.20)$$

Substituindo as equações (3.7), (3.18), (3.19) e (3.20) em (3.17), tem-se [20]:

$$\begin{aligned}
\frac{\nabla(\nabla \bullet A(R(z'), t))}{(\mu_0 \cdot dz')/4\pi} = & \left[\frac{1}{R(z')} \cdot \left(\frac{h \cdot r}{c \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \frac{h \cdot r}{c^2 \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial t^2} \right) + \frac{r}{R(z')^3} \cdot \left(-\frac{h}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right) + \right. \\
& + \frac{3 \cdot h \cdot r}{R(z')^5} \cdot i(0, t - R(z')/c) - \frac{h}{R(z')^3} \cdot \left(-\frac{r}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right) \Big] a_r + \left\{ \frac{1}{R(z')} \left[\left(-\frac{1}{c \cdot R(z')} + \frac{h^2}{c \cdot R(z')^2} \right) \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \right. \right. \\
& + \frac{h^2}{c^2 \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial t^2} \Big] - \frac{h}{R(z')^3} \cdot \left(-\frac{h}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right) - \frac{1}{R(z')^3} \cdot i(0, t - R(z')/c) + \frac{3 \cdot h^2}{R(z')^5} \cdot i(0, t - R(z')/c) + \\
& - \frac{h}{R(z')^3} \cdot \left(-\frac{h}{c \cdot R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right) \Big\} a_z = \left[\frac{3 \cdot r \cdot h}{R(z')^5} \cdot i(0, t - R(z')/c) + \frac{3 \cdot r \cdot h}{c \cdot R(z')^4} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \right. \\
& + \frac{r \cdot h}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial t^2} \Big] a_r + \left[\left(\frac{3 \cdot h^2}{R(z')^5} - \frac{1}{R(z')^3} \right) \cdot i(0, t - R(z')/c) + \left(\frac{3 \cdot h^2}{c \cdot R(z')^4} - \frac{1}{c \cdot R(z')^2} \right) \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} + \right. \\
& \left. \left. + \frac{h^2}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial^2 i(0, t - R(z')/c)}{\partial t^2} \right] a_z \quad (3.21)
\end{aligned}$$

O segundo termo da equação (3.13) pode ser reescrito como [20]:

$$\begin{aligned}
c^2 \cdot \int_{-\infty}^t \nabla(\nabla \bullet A(R(z'), t)) dt = & \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \left\{ \left[\frac{3 \cdot r \cdot h}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - R(z')/c) d\tau + \frac{3 \cdot r \cdot h}{c \cdot R(z')^4} \cdot i(0, t - R(z')/c) + \right. \right. \\
& + \frac{r \cdot h}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \Big] a_r + \left[\left(\frac{3 \cdot h^2}{R(z')^5} - \frac{1}{R(z')^3} \right) \cdot \int_0^t i(0, \tau - R(z')/c) d\tau + \left(\frac{3 \cdot h^2}{c \cdot R(z')^4} - \frac{1}{c \cdot R(z')^2} \right) \cdot i(0, t - R(z')/c) + \right. \\
& \left. \left. + \frac{h^2}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right] \right\} a_z \quad (3.22)
\end{aligned}$$

Derivando a equação (3.3) em relação ao tempo, tem-se [20]:

$$-\frac{\partial A(R(z'), t)}{\partial t} = -\frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2} \cdot \left(\frac{1}{R(z')} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right) a_z \quad (3.23)$$

Substituindo as equações (3.22) e (3.23) em (3.13) e separando os termos nas direções a_r e a_z o campo elétrico total irradiado no ponto $P(r, \phi, h)$ fica [20]:

$$E(r, \phi, h, t) = E_r a_r + E_z a_z \quad (3.24)$$

Os componentes E_r e E_z presentes na equação (3.24) correspondem, respectivamente, ao componente horizontal do campo elétrico na direção a_r e ao componente vertical do campo elétrico na direção a_z e são obtidos pela substituição das equações (3.22) e (3.23) na equação (3.13). Sendo assim, vem:

$$E_r(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{3 \cdot r \cdot h}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - R(z')/c) d\tau + \frac{3 \cdot r \cdot h}{c \cdot R(z')^4} i(0, t - R(z')/c) + \right. \\ \left. + \frac{r \cdot h}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right] \quad (3.25),$$

$$E_z(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{2 \cdot h^2 - r^2}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - R(z')/c) d\tau + \frac{2 \cdot h^2 - r^2}{c \cdot R(z')^4} i(0, t - R(z')/c) + \right. \\ \left. - \frac{r^2}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - R(z')/c)}{\partial t} \right] \quad (3.26)$$

As equações (3.25) e (3.26) representam, respectivamente, o cálculo dos componentes horizontal $E_r(r, \phi, h, t)$ e vertical $E_z(r, \phi, h, t)$ do campo elétrico devido ao dipolo infinitesimal dz' situado na origem do canal, $z'=0$. Devido à corrente $i(z', t - R(z')/c)$ - equação (3.11) - associada a cada dipolo infinitesimal dz' ao longo do canal da descarga (vide Figura 2.4), o diferencial de campo elétrico dE é determinado pela equação (3.27) [20]:

$$dE(r, \phi, h, t) = dE_r a_r + dE_z a_z \quad (3.27)$$

Considerando, novamente, o modelo TL como exemplo para representar a distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal e substituindo h por $(h - z')$, a partir da equação (3.11) obtém-se, respectivamente, as equações que descrevem o comportamento dos componentes horizontal dE_r e vertical dE_z do campo elétrico associados à corrente $i(z', t - R(z')/c)$ presente em cada dipolo infinitesimal dz' ao longo do canal da descarga [20].

$$dE_r(r, \phi, h, t) = dE_{r_{eletrost}} + dE_{r_{ind}} + dE_{r_{rad}} \Rightarrow \quad (3.28),$$

$$dE_r(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{3 \cdot r \cdot (h - z')}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - z'/v - R(z')/c) d\tau + \right. \\ \left. + \frac{3 \cdot r \cdot (h - z')}{c \cdot R(z')^4} \cdot i(0, t - z'/v - R(z')/c) + \frac{r \cdot (h - z')}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - z'/v - R(z')/c)}{\partial t} \right] \quad (3.29),$$

$$dE_z(r, \phi, h, t) = dE_{z_{eletrost}} + dE_{z_{ind}} + dE_{z_{rad}} \Rightarrow \quad (3.30),$$

$$dE_z(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{2 \cdot (h - z')^2 - r^2}{R(z')^5} \cdot \int_0^t i(z', \tau - R(z')/c) d\tau + \frac{2 \cdot (h - z')^2 - r^2}{c \cdot R(z')^4} \cdot i(0, t - z'/v - R(z')/c) + \right. \\ \left. - \frac{r^2}{c^2 \cdot R(z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - z'/v - R(z')/c)}{\partial t} \right] \quad (3.31)$$

onde os parâmetros $dE_{r_{eletrost}}$, $dE_{r_{ind}}$ e $dE_{r_{rad}}$ representam, respectivamente, o campo eletrostático (proporcional à integral da corrente e dominante para pontos próximos do canal da descarga), campo de indução (proporcional à corrente e dominante para pontos a distâncias intermediárias do canal) e campo de radiação (proporcional à derivada parcial da corrente e dominante para pontos localizados a grandes distâncias em relação ao canal da descarga), presentes no componente horizontal do campo elétrico. Similarmente, os parâmetros $dE_{z_{eletrost}}$, $dE_{z_{ind}}$ e $dE_{z_{rad}}$ representam, respectivamente, os campos eletrostático, de indução e de radiação presentes no componente vertical do campo elétrico.

As equações (3.12), (3.29) e (3.31) não levam em conta os parâmetros do solo. Para solos com condutividade perfeita, o efeito do solo no cálculo dos campos é levado em conta considerando a imagem do canal. Para levar em conta a imagem do canal nos cálculos dos campos, substitui-se $R(z')$ por $R(-z')$ e z' por $-z'$ nas equações (3.12), (3.29) e (3.31). Portanto, os campos irradiados no ponto $P(r, \phi, h)$ devidos à corrente $ii(z', t)$ percorrendo a imagem do canal são:

$$dB_{\phi_{imag}}(r, \phi, h, t) = \frac{\mu_0 \cdot dz'}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{r}{R(-z')^3} \cdot i(0, t - z'/v - R(-z')/c) + \frac{r}{c \cdot R(-z')^2} \cdot \frac{\partial i(0, t - z'/v - R(-z')/c)}{\partial t} \right] a\phi \quad (3.32),$$

$$dE_{r_{imag}}(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{3 \cdot r \cdot (h + z')}{R(-z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - z'/v - R(-z')/c) d\tau + \right. \\ \left. + \frac{3 \cdot r \cdot (h + z')}{c \cdot R(-z')^4} \cdot i(0, t - z'/v - R(-z')/c) + \frac{r \cdot (h + z')}{c^2 \cdot R(-z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - z'/v - R(-z')/c)}{\partial t} \right] \quad (3.33),$$

$$dE_{z_{imag}}(r, \phi, h, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left[\frac{2 \cdot (h + z')^2 - r^2}{R(-z')^5} \cdot \int_0^t i(0, \tau - z'/v - R(-z')/c) d\tau + \frac{2 \cdot (h + z')^2 - r^2}{c \cdot R(-z')^4} \cdot i(0, t - z'/v - R(-z')/c) - \right. \\ \left. - \frac{r^2}{c^2 \cdot R(-z')^3} \cdot \frac{\partial i(0, t - z'/v - R(-z')/c)}{\partial t} \right] \quad (3.34)$$

Sendo assim, os campos elétrico vertical total E_z , elétrico horizontal total E_r e indução magnética total B_ϕ produzidos sobre o solo condutor perfeito são obtidos pelo somatório das contribuições de cada elemento de campo dE_z , dE_r e dB_ϕ associados à corrente $i(z', t)$ propagando-se ao longo do canal e pelo somatório das contribuições de cada elemento de campo $dE_{z_{imag}}$, $dE_{r_{imag}}$ e $dB_{\phi_{imag}}$ devidos à corrente $ii(z', t)$ propagando-se pela imagem do canal (vide Figura 2.4). Portanto:

$$B_{\phi}(r, \phi, h, t) = \sum_{z'=0}^{hc(t)} dB_{\phi}(r, \phi, h, t) + \sum_{z'=0}^{hc(t)} dB_{\phi_{imag}}(r, \phi, h, t) \quad (3.35),$$

$$E_r(r, \phi, h, t) = \sum_{z'=0}^{hc(t)} dE_r(r, \phi, h, t) + \sum_{z'=0}^{hc(t)} dE_{r_{imag}}(r, \phi, h, t) \quad (3.36),$$

$$E_z(r, \phi, h, t) = \sum_{z'=0}^{hc(t)} dE_z(r, \phi, h, t) + \sum_{z'=0}^{hc(t)} dE_{z_{imag}}(r, \phi, h, t) \quad (3.37)$$

Os parâmetros geométricos r , h , $h_c(t)$, e $R(z')$ são definidos na Figura 2.4, enquanto que ε_0 corresponde à permissividade elétrica do vácuo, c é a velocidade da luz no vácuo e vale $c = 3 \times 10^8$ (m/s).

Para o solo condutor perfeito, a resultante do campo elétrico horizontal irradiado no ponto P ao nível do solo ($h = 0$ m) é zero, como mostra a Figura 3.1.

$$E_r(r, \phi, 0, t) = 0 \quad (3.38)$$

Figura 3.1 Parâmetros geométricos para determinação das resultantes dos campos (adaptado de [49]).

Ressalta-se que a equação 3.31 foi desenvolvida considerando o sinal positivo do campo elétrico vertical quando este se orienta (aponta) para cima. Entretanto, de acordo com a convenção normalmente adotada, o sinal positivo indica o campo orientado para baixo (vide Figura 3.1), ou seja, para o solo, sendo este o critério utilizado no presente trabalho para definição da polaridade do campo elétrico vertical.

3.2 Determinação dos campos eletromagnéticos

Nesse item, apresenta-se um método para o cálculo dos campos elétrico vertical, elétrico horizontal e indução magnética no domínio do tempo, considerando o solo condutor perfeito. Para tanto, desenvolve-se uma ferramenta computacional com aplicação em Windows[®] que permite, através de linguagem Matlab [68], realizar cálculos numéricos para o cômputo dos campos eletromagnéticos.

3.2.1 Métodos de simulação

Com base na Figura 2.4, a corrente $i(z', t)$ associada a cada elemento infinitesimal dz' no canal da descarga de retorno viaja para cima a uma velocidade v desde a base do canal até a altura z' admitindo valores nulos de corrente ($i(z', t) = 0$) para alturas acima da posição de z' .

Em coordenadas cilíndricas, as expressões para o cálculo da indução magnética, campo elétrico horizontal e elétrico vertical são dadas, respectivamente, pelas equações (3.12), (3.29) e (3.31). Para que as equações dos campos sejam usadas computacionalmente se faz necessário discretizar os termos presentes nas equações em função do tempo e do espaço.

Na Figura 3.2, o canal da descarga de retorno foi dividido em vários elementos infinitesimais de comprimento dz (m), nos quais a corrente $i(z', t)$ associada a cada elemento infinitesimal é considerada uniformemente distribuída.

Figura 3.2 Parâmetros geométricos usados nas técnicas de simulação dos campos eletromagnéticos (adaptado de [66]).

Com relação à Figura 3.2, o índice j indexa os valores de $z(j)$ e $R(j)$ ao longo do canal. Portanto, a distribuição da corrente ao longo do canal pode ser determinada pelo somatório dos valores das correntes associadas a cada elemento dz ao longo do canal, para $z(j)$ variando da base ao topo do canal. Os campos totais irradiados no ponto $P(r, \phi, h)$ são obtidos pela distribuição da corrente ao longo do canal, levando em conta o atraso $R(j)/c$.

3.2.2 Implementação computacional

Para a determinação da derivada da corrente em relação ao tempo presente no componente de radiação das equações dos campos (equações 3.12, 3.29 e 3.31) utilizaram-se as técnicas de diferenciação numérica, as quais estimam a derivada de uma função $f(x_k)$ em um ponto x_k através da aproximação da inclinação da reta tangente à curva nesse ponto, usando valores que a função assume em pontos pertos de x_k . Essa aproximação pode ser feita através de três técnicas, são elas [66, 69, 70]:

- técnica da derivada à esquerda ou *backward difference*;
- técnica da derivada à direita ou *forward difference*;
- técnica da derivada simetrizada ou *central difference*.

Na elaboração da ferramenta computacional para cálculo dos campos, adotou-se a técnica *backward difference*. Os resultados obtidos com tal técnica foram comparados com aqueles utilizando a *forward difference* e a *central difference*, apresentando equidade nos resultados.

A técnica *backward difference* estima que a derivada da função $f(x_k)$ em um ponto x_k é a inclinação da reta tangente entre os pontos $f(x_{k-1})$ e $f(x_k)$ [66, 69, 70].

$$f'(x_k) = \frac{f(x_k) - f(x_{k-1})}{x_k - x_{k-1}} = \frac{f(x_k) - f(x_{k-1})}{\Delta x} \quad (3.39)$$

A equação (3.39) apresenta a forma geral da derivada da função $f(x_k)$ usando a técnica *backward difference*.

Utilizando tal técnica para calcular a derivada da corrente em relação ao tempo presente nas equações dos campos, encontramos:

$$DEV(j, k) = \frac{i(j, k) - i(j, k-1)}{dt} \quad (3.40),$$

onde k indexa os índices do vetor do tempo, j indexa os índices de segmentos $z(j)$ do canal e $i(j, k) = i(0, t - z(j)/v - R(j)/c)$.

A integral da corrente presente no componente eletrostático das equações do campo elétrico foi determinada usando a regra dos trapézios [66, 69, 70]. A expressão geral da regra do trapézio é dada por:

$$\int_a^b f(x) dx = \frac{\Delta x}{2} \cdot \sum_{i=0}^n [f(x_i) + f(x_{i+1})] \quad (3.41),$$

onde a e b são, respectivamente, os intervalos inferior e superior de integração da função $f(x)$, $\Delta x = (b - a)/n$ e n corresponde ao número de subintervalos em que a curva da função é dividida entre os intervalos a e b .

Usando a ferramenta computacional, a regra dos trapézios foi implementada para calcular a integral da corrente presente nas equações dos campos. No Matlab [68], tal regra pode ser implementada através da função pré-definida *trapz*. Tal função é definida como $Z = \text{trapz}(n, Y)$, onde Z apresenta uma aproximação da integral de Y usando a regra do trapézio. Portanto, a integral da corrente é definida, computacionalmente, como:

$$ITR(j, k) = \text{trapz}(n, i(j, 1 : k)) \quad (3.42),$$

onde $n = 0 : dt : t(k)$. Os resultados da equação (3.42) foram comparados com aqueles obtidos através das regras de Simpson e de Lobatto, apresentando equidade nos resultados. A regra do trapézio, no entanto, apresenta uma maior rapidez nos cálculos.

Substituindo (3.40) e (3.42) em (3.12), (3.29) e (3.31), obtém-se:

$$dB(j, k) = \frac{\mu_0 \cdot dz}{4 \cdot \pi} \cdot \left[\frac{r}{R(j)^3} \cdot i(j, k) + \frac{r}{c \cdot R(j)^2} \cdot DEV(j, k) \right] \quad (3.43),$$

$$dEr(j, k) = \frac{dz}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \left[\frac{3 \cdot r \cdot (h - z(j))}{R(j)^5} \cdot INT(j, k) + \frac{3 \cdot r \cdot (h - z(j))}{c \cdot R(j)^4} \cdot i(j, k) + \frac{r \cdot (h - z(j))}{c^2 \cdot R(j)^3} \cdot DEV(j, k) \right] \quad (3.44),$$

$$dEz(j, k) = \frac{dz}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \left[\frac{2 \cdot (h - z(j))^2 - r^2}{R(j)^5} \cdot INT(j, k) + \frac{2 \cdot (h - z(j))^2 - r^2}{c \cdot R(j)^4} \cdot i(j, k) - \frac{r^2}{c^2 \cdot R(j)^3} \cdot DEV(j, k) \right] \quad (3.45)$$

onde $z(j)$ corresponde à posição em que a frente de onda da corrente $i(j, k)$ em um determinado instante t se encontra ao longo do canal “visto” pelo observador localizado no ponto P. Computacionalmente $z(j)$ é um vetor e percorre o canal da descarga desde $dz/2$ até $(hc + dz)$ com passo dz , ou seja, $z(j) = dz/2 : dz : (hc + dz)$, hc é a posição real da frente de onda da corrente no instante t . A seguinte relação é válida $z(j) \leq hc \leq H$, vide Figura 2.4.

$$hc = \xi \cdot \frac{c \cdot t - \xi \cdot h - \sqrt{((\xi \cdot c \cdot t) - h)^2 + r^2 \cdot (1 - \xi^2)}}{1 - \xi^2} \quad (3.46)$$

onde $\xi = v/c$.

Somando todas as contribuições dos campos $dEr(j, k)$, $dEz(j, k)$ e $dB(j, k)$ irradiados no ponto $P(r, \phi, h)$, devidos à corrente contida em cada elemento infinitesimal dz ao longo do canal, obtém-se os campos totais irradiados no ponto de observação. Para levar em conta o efeito do solo, faz-se o mesmo procedimento para a imagem do canal substituindo $R(j)$ por $R1(j)$ (onde $R1(j) = \sqrt{r^2 + (z(j) + h)^2}$) e $z(j)$ por $-z(j)$ nas equações (3.43), (3.44) e (3.45). Portanto:

$$Er = \sum_{j=1}^n dEr(j, k) + \sum_{j=1}^n dEr_{imagem}(j, k) \quad (3.47),$$

$$Ez = \sum_{j=1}^n dEz(j, k) + \sum_{j=1}^n dEz_{imagem}(j, k) \quad (3.48),$$

$$B = \sum_{j=1}^n dB(j, k) + \sum_{j=1}^n dB_{imagem}(j, k) \quad (3.49)$$

3.3 Validação do procedimento de cálculo dos campos

Neste item, são apresentadas as referências utilizadas para a validação do procedimento adotado neste trabalho para cálculo dos campos eletromagnéticos. Finalizando, são realizadas comparações entre os resultados obtidos com o procedimento de cálculo adotado e os resultados das referências adotadas para validação.

3.3.1 Campo elétrico vertical e indução magnética

Para a validação do procedimento de cálculo dos campos E_z e B_ϕ adotou-se como referência o trabalho publicado em 1990 por Nucci et al. [41], considerando, nas simulações, os mesmos parâmetros e situações da referência.

Em [41] a corrente na base do canal $i(0,t)$ foi calculada através da expressão apresentada por Heidler⁸ (1987, apud [41]), a qual considera a soma de duas funções e representa, com boa exatidão, a forma de onda das correntes das descargas de retorno subseqüentes, medidas em 1975 por Berger et al. [24].

$$i(0,t) = \frac{I_{01}}{\eta} \cdot \frac{(t/\tau_1)^n}{(t/\tau_1)^n + 1} \cdot e^{-t/\tau_2} + I_{02} \cdot (e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}) \quad (3.50)$$

onde $I_{01} = 9,9$ kA, $\eta = 0,845$, $\tau_1 = 0,072$ μ s, $\tau_2 = 5,0$ μ s, $I_{02} = 7,5$ kA, $\tau_3 = 100$ μ s e $\tau_4 = 6,0$ μ s. Em (3.50), τ_1 e τ_2 correspondem, respectivamente, às constantes de tempo de frente e de decaimento da onda, enquanto que η é um fator de correção da amplitude da corrente.

Na Figura 3.3, têm-se o comportamento de $i(0,t)$ e sua respectiva derivada em relação ao tempo. A corrente na base do canal tem amplitude de 11 kA e derivada máxima igual a 105 kA/ μ s, valores de amplitudes considerados representativos de correntes de descargas de retorno subseqüentes típicas, conforme experimentos realizados com descargas provocadas por foguetes [71].

Para representar a distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal, adotou-se o modelo TL [28]. Os gráficos da Figura 3.4 apresentam o comportamento de $i(z',t)$ em 3 posições ao longo do canal ($H = 0$ m, $H = 2$ km e $H = 4$ km) com $v = 1,3 \times 10^8$ m/s.

⁸ HEIDLER, F. “**Lightning electromagnetic impulse. Theorie und messungen.**” München, 1987 – Ph.D. Thesis. Fakultät der Elektrotechnik, Universität der Bundeswehr, München, 1987.

Figura 3.3 Corrente na base do canal utilizada na validação dos cálculos de E_z e B_ϕ [72].

a) forma de onda

b) derivada da corrente

Figura 3.4 Forma de onda da corrente em três posições ao longo do canal (0 m, 2 km e 4 km) de acordo com o modelo TL, adotada para validação de E_z e B_ϕ , com $v = 1,3 \times 10^8$ m/s [72].

Em [41], E_z e B_ϕ foram calculados considerando o solo condutor perfeito e a geometria do canal da descarga apresentada na Figura 2.4. O canal da descarga tem comprimento máximo de $H = 4$ km, sem ramificações, e os campos foram calculados para distâncias de 100 km, 5 km e 50 m, respectivamente, entre o ponto de incidência da descarga e o ponto cálculo dos campos através das equações de Master e Uman [20] – equações (3.12) e (3.31), respectivamente. A Figura 3.5 apresenta a comparação entre os resultados obtidos com o procedimento de cálculo adotado e aqueles apresentados em [41] para diferentes distâncias r entre o ponto P (ao nível do solo, $h = 0$ m) e o canal da descarga, sendo as ondas apresentadas sem considerar os tempos de atraso.

(a)

(b)

(c)

(d)

(e)

Figura 3.5 Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles obtidos em [41] (coluna da direita) para o campo elétrico vertical E_z e para a indução magnética B_ϕ ao nível do solo, admitindo o solo condutor perfeito. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s [72].

a) E_z , $r = 50$ mb) E_z , $r = 5$ kmc) E_z , $r = 100$ md) B_ϕ , $r = 50$ me) B_ϕ , $r = 100$ km

Analisando os resultados da Figura 3.5, nota-se que o procedimento adotado neste trabalho para o cálculo dos campos elétrico vertical e indução magnética, considerando o solo condutor perfeito, pode ser considerado válido.

Nas simulações dos campos E_z e B_ϕ através do procedimento adotado, admitindo a equação (3.50) para representar $i(0,t)$ e as equações de Master e Uman (equações 3.12 e 3.31) para representar o comportamento dos campos, alcançou-se um ponto ótimo entre exatidão nos resultados e tempo de processamento computacional, adotando uma taxa de amostragem de $N = 512$ amostras para o vetor correspondente ao tempo t e uma taxa de amostragem de 4000 pontos para o canal da descarga com $H = 4000$ m, ou seja, $dz = 1$ m para distâncias curtas e intermediárias do canal. Para distâncias muito grandes ($r = 100$ km) adotou-se $dz = 2$ m e $N = 1024$ amostras.

3.3.2 Campo elétrico horizontal

Como referência para validação do procedimento de cálculo do componente horizontal do campo elétrico E_r , adotou-se os trabalhos de Nucci et al. [57] e Rachidi et al. [47], admitindo em ambos os casos o canal com comprimento máximo de 4 km.

Em [47] e [57], os autores apresentam, além de outros resultados, simulações dos comportamentos do campo elétrico horizontal E_r produzidos sobre o solo condutor perfeito, considerando diferentes distâncias r do canal da descarga e diferentes alturas do ponto de observação, em relação ao solo.

Em [57], Nucci et al. consideram distâncias de 200 m, 1,5 km e 12 km, respectivamente, entre o canal da descarga e o ponto P localizado a 6 m e 10 m de altura em relação ao solo. No trabalho de Rachidi et al. [47], os autores simulam o comportamento de E_r a 6 m de altura em relação ao solo e a distâncias de 100 m, 200 m, 500 m e 1,5 km, respectivamente, entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos.

Os parâmetros adotados nas referências [47] e [57] para representação do comportamento dos campos foram os mesmos adotados por Zeddam e Degauque em [50].

A corrente na base do canal $i(0,t)$ foi calculada através da equação da dupla exponencial

(equação 2.1) com $I_0 = 10 \text{ kA}$, $\alpha = 3 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ e $\beta = 1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. O modelo TL [28] foi adotado para representar o comportamento de $i(z', t)$ se propagando com uma velocidade $v = 1,1 \times 10^8 \text{ m/s}$ e o campo elétrico horizontal foi calculado com a equação de Master e Uman (equação 3.29).

Na Figura 3.6 tem-se, respectivamente, o comportamento da corrente na base e ao longo do canal admitindo $v = 1,1 \times 10^8 \text{ m/s}$.

Figura 3.6 Distribuição da corrente em três posições ao longo do canal (0 m, 2 km e 4 km) de acordo com a equação da dupla exponencial e modelo TL, adotada para validação de E_r , com $v = 1,1 \times 10^8 \text{ m/s}$.

a) corrente na base do canal b) distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal.

Na Figura 3.7, tem-se a comparação entre os resultados obtidos com o procedimento de cálculo adotado neste trabalho e aqueles apresentados em [57]. Os tempos de atraso não são considerados nas simulações.

Os gráficos da Figura 3.7a apresentam a comparação dos resultados para E_r irradiado a 200 m do canal da descarga, considerando P a uma altura de $h = 10 \text{ m}$ do solo. Nesta situação E_r apresenta amplitude máxima de $E_r = 355,3 \text{ V/m}$. Para efeito de comparação de E_r a 12 km (Figura 3.7b), adotou-se a mesma escala da referência, onde o ponto P situa-se a 6 m acima do solo.

A Figura 3.8 apresenta a comparação entre E_r , calculado através do procedimento adotado e os resultados de [47] para o ponto de P a 6 m acima do solo ($h = 6 \text{ m}$), e r variando de

100 m a 1,5 km da fonte de descarga.

Analisando os resultados das Figuras 3.5, 3.7 e 3.8, conclui-se que independente do modelo adotado para o cálculo de $i(z', t)$, o procedimento adotado neste trabalho para cálculo dos campos eletromagnéticos considerando o solo condutor perfeito, é válido tanto para pontos próximos, intermediários ou a grandes distâncias em relação ao ponto de incidência descarga.

Figura 3.7 Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles obtidos em [57] (coluna da direita) para E_r a 6 m e a 10 m acima do solo, considerando o solo condutor perfeito. Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL, $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s.

a) $r = 200$ m, $h = 10$ m b) $r = 12$ km, $h = 6$ m

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 3.8 Comparação entre os resultados deste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles apresentados em [47] (coluna da direita) para E_r a 6 m acima do solo, considerando o solo condutor perfeito. Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL, $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s.

a) $r = 100$ mb) $r = 200$ mc) $r = 500$ md) $r = 1,5$ km

3.4 Análise de sensibilidade

Neste item, são analisados os comportamentos do campo elétrico vertical E_z e da indução magnética B_ϕ em função de variações da distância entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos, da velocidade de propagação da corrente ao longo do canal, da altura do ponto de cálculo dos campos em relação ao solo, do tempo de frente da onda de corrente e dos modelos para representação da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga de retorno. A menos que indicado em contrário, nas simulações foram adotados os seguintes procedimentos/hipóteses:

- a) corrente na base do canal da descarga: nas simulações $i(0, t)$ é representada através da equação (3.50), admitindo os mesmos parâmetros de entrada. A Figura 3.3 apresenta a forma de onda da corrente na base do canal e sua respectiva derivada em relação ao tempo. Adotou-se a equação (3.50), pois esta expressão apresenta bons resultados para o cálculo da corrente na base do canal $i(0, t)$, além de permitir a variação do valor do pico de corrente e da derivada máxima da corrente em relação ao tempo, variando, respectivamente I_{01} e τ_1 .
- b) distribuição espaço-temporal da corrente: adotou-se, nas simulações, o modelo da linha de transmissão (TL) – equação (2.9) – para determinação de $i(z', t)$. Tal modelo foi escolhido por ser mais simples e, na maioria dos casos, apresentar resultados iguais ou melhores que os modelos mais complexos. O comportamento da corrente ao longo do canal está indicado na Figura 3.4 com velocidade de propagação $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, valor típico de velocidade para descargas de retorno subseqüentes, tanto em descargas naturais como em descargas provocadas artificialmente por foguetes [41, 71].
- c) campo elétrico vertical e indução magnética: para determinação de E_z e B_ϕ , o canal da descarga foi considerado perpendicular ao plano de terra, com $H = 4$ km e sem ramificações. A Figura 2.4 ilustra, em coordenadas cilíndricas, os parâmetros geométricos empregados para o cálculo de E_z e B_ϕ . Em todas as simulações, os campos foram calculados pelas equações (3.12) e (3.31) e para $r = 50$ m, $r = 5$ km e $r = 100$ km, respectivamente. O ponto P localiza-se ao nível do solo ($h = 0$ m), sendo as ondas apresentadas sem considerar os tempos de atraso.

3.4.1 Distância do ponto de incidência da descarga (r)

O comportamento dos campos eletromagnéticos em diferentes distâncias entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos é um assunto muito importante. De acordo com as simulações realizadas, a amplitude do campo diminui em função do aumento da distância r , isto é, quanto mais próximo o ponto de observação estiver do local de incidência da descarga, maior será o valor da amplitude do campo irradiado no ponto de observação. Para cada simulação os componentes dos campos são apresentados separadamente, de modo que possa ser avaliada a influência que cada componente gera no comportamento total do campo irradiado no ponto P.

Analizando a Figura 3.9, nota-se que a partir de várias dezenas de quilômetros de distância da fonte de descarga, os campos tendem a variar de forma inversamente proporcional com a distância, como se pode observar comparando-se as ondas do campo E_z relativas às distâncias de 5 km e de 100 km (Figuras 3.9b e 3.9c, respectivamente).

Na Figura 3.10, nota-se que em função do aumento de r as ondas tendem a se tornar mais íngremes (menores tempos de frente) para pontos mais afastados do canal. No caso do campo elétrico, tal comportamento se deve ao fato de que, para pontos próximos à fonte ($r = 50$ m, Figura 3.10a), o componente predominante do campo elétrico é o eletrostático (vide Figura 3.9a), que varia com a integral da corrente, enquanto que para pontos mais afastados ($r = 100$ km, Figura 3.10c), a maior influência é exercida pelo campo de radiação (vide Figura 3.9c), que é função da derivada da corrente.

(a)

(b)

(c)

Figura 3.9 Comportamento do campo elétrico vertical E_z e indução magnética B_ϕ ao nível do solo ($h = 0$ m) em diferentes distâncias r . Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, solo condutor perfeito.

a) $r = 50$ mb) $r = 5$ km;c) $r = 100$ km

Figura 3.10 Comportamento do campo elétrico vertical E_z ao nível do solo ($h = 0$ m) em diferentes distâncias r , considerando os 5 μs iniciais [72]. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, solo condutor perfeito.

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km;

c) $r = 100$ km

Com relação a B_ϕ , para pontos próximos à fonte, o campo de indução associado às correntes nos elementos do canal mais próximos do ponto de observação é o mais importante (vide Figura 3.9a), de modo que a forma de onda de B_ϕ é similar à da corrente na base do canal.

Para pontos localizados a grandes distâncias em relação ao canal da descarga, o campo de radiação é predominante (vide Figura 3.9c), assim como no caso do campo elétrico. Nessa situação, os campos E_z e B_ϕ apresentam essencialmente a mesma forma de onda, sendo válida a seguinte relação entre os módulos das suas amplitudes: $|E_z| = c \cdot |B_\phi|$.

3.4.2 Velocidade de propagação da corrente (v)

Para avaliação da influência da velocidade de propagação da corrente v , os campos E_z e B_ϕ foram calculados às distâncias de 50 m, 5 km e 100 km do canal, considerando-se três diferentes valores de v : 10%, 30% e 60% da velocidade da luz no vácuo. As Figuras 3.11 e 3.12 apresentam, respectivamente, os resultados referentes a E_z e B_ϕ .

Com relação ao campo elétrico vertical, a velocidade de propagação da corrente tem efeito significativo tanto em pontos próximos como muito afastados da fonte de descarga. No caso de pontos próximos à fonte ($r = 50$ m, Figura 3.11a), onde predomina o campo eletrostático, um aumento da velocidade implica em uma redução da amplitude e do tempo de frente de E_z , pois o campo eletrostático é função da integral da corrente no tempo, portanto, quanto menor for o valor de v , maior é a amplitude da corrente e, conseqüentemente, maior será a amplitude de E_z . Para o caso de grandes distâncias ($r = 100$ km, Figura 3.11c), em função da predominância do campo irradiado variar com a taxa de variação da corrente no tempo ($\partial i / \partial t$), a situação é oposta, isto é, a intensidade do campo aumenta com o aumento da velocidade v . As formas de onda são, no entanto, bastante semelhantes.

Em pontos intermediários, contudo, a influência da velocidade é significativa tanto na amplitude como na forma de onda de E_z . Na situação considerada na Figura 3.11b ($r = 5$ km) observa-se que, para o caso de $v = 0,1 \cdot c$, o campo apresenta uma lenta rampa após o pico inicial, com duração superior a 100 μ s. Essa é uma das características observadas em E_z quando de medições em pontos situados a até alguns quilômetros do canal, adotando o modelo TL para representar $i(z', t)$ [72]. Tal comportamento se dá em função da não remoção de cargas do canal pelo modelo TL. Entretanto, para velocidades mais elevadas, tal característica não é reproduzida quando da representação da descarga de retorno através do modelo TL.

Figura 3.11 Campo elétrico vertical ao nível do solo ($h = 0$ m) em função da velocidade de propagação v . Corrente na base do canal indicada na Figura 3.3, modelo TL, solo condutor perfeito [72].

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km

c) $r = 100$ km.

Na Figura 3.12 observa-se que, ao contrário de E_z , a amplitude da indução magnética tende a ser mais elevada à medida que aumenta a velocidade de propagação da corrente ao longo do canal, independentemente da posição do ponto de observação em relação à fonte, pois, para pontos próximos e intermediários, B_ϕ varia diretamente com a corrente no canal e, para grandes distâncias, o campo varia com a taxa de variação da corrente no tempo ($\partial i / \partial t$). Para as situações consideradas, a influência da velocidade é pequena no caso de pontos muito próximos à fonte, tanto em termos de amplitude como de forma de onda, como indicado na Figura 3.12a. Para distâncias intermediárias, a amplitude e o tempo de decaimento da onda variam bastante em função de v . Para grandes distâncias as formas de onda de B_ϕ são muito semelhantes, embora seja grande a dependência de suas amplitudes em relação à velocidade v .

Figura 3. 12 Indução magnética ao nível do solo ($h = 0$ m) em função da velocidade de propagação v . Corrente na base do canal indicada na Figura 3.3, modelo TL, solo condutor perfeito [72].

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km

c) $r = 100$ km

3.4.3 Altura do ponto de observação (h)

A influência da altura do ponto de observação no comportamento dos campos E_z e B_ϕ foi investigada através de simulações para $h = 0$ m e $h = 20$ m. Os demais parâmetros adotados são aqueles definidos no item 3.4.

O comportamento do campo E_z varia muito pouco em função da altura do ponto de observação, particularmente nos casos em que essa altura é muito inferior ao comprimento

total do canal ($h \ll H$). Isto ocorre, pois os elementos do campo que influenciam o campo no ponto de observação ao nível do solo são praticamente os mesmos quando se considera uma altura h pequena. Essa influência tende a diminuir à medida que aumenta a distância entre o ponto de observação e o local de incidência da descarga. Já no caso da indução magnética B_ϕ , a altura h não influencia na amplitude nem na forma de onda do campo, influenciando apenas no tempo de atraso da onda. A título de ilustração, as Figuras 3.13 e 3.14 apresentam, respectivamente, os campos E_z e B_ϕ para diferentes distâncias em relação ao canal. Nota-se, no caso de B_ϕ , que as diferenças entre as ondas são praticamente imperceptíveis, mesmo para pontos próximos ao canal da descarga.

(a)

(b)

(c)

Figura 3.13 Campo elétrico vertical em função da altura do ponto de observação. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, solo condutor perfeito [72].

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km

c) $r = 100$ km

Figura 3.14 Indução magnética em função da altura do ponto de observação. Corrente da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, solo condutor perfeito [72].

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km

c) $r = 100$ km

3.4.4 Tempo de frente da corrente (t_f)

Neste subitem são analisados os comportamentos dos campos E_z e B_ϕ para diferentes distâncias nos casos de tempo de frente da corrente do *return stroke* (t_f) de 1 μ s, 3 μ s e 6 μ s. O parâmetro t_f pode ser definido em função da duração da frente de onda expressa como o intervalo de tempo entre os pontos correspondentes a 10% e 90% do valor máximo da corrente ou entre os pontos correspondentes a 30% e 90% do valor máximo da corrente [23].

$$t_{f10} = T_{10/90}/0,8 \quad (3.51)$$

$$t_{f30} = T_{30/90}/0,6$$

onde $T_{10/90}$ e $T_{30/90}$ correspondem, respectivamente, aos intervalos de tempo entre 10% e 90% e entre 30% e 90% do valor máximo I_1 indicado na Figura 3.15.

Figura 3.15 Parâmetros gráficos para determinação do tempo de frente de onda da corrente t_f .

A Figura 3.15 apresenta os parâmetros gráficos para determinação do tempo de frente da onda da corrente t_f . Nos cálculos apresentados neste trabalho, a menos que indicado em contrário, utiliza-se a equação (3.50) e a Figura 3.3 para representar a corrente $i(0,t)$.

Na Figura 3.3 a corrente exibe valor de pico de 11 kA, tempo de frente $t_f = 0,2 \mu s$ e derivada máxima igual a 105 kA/ μs . Neste item, três outras formas de onda, apresentadas na Figura 3.16, são consideradas. Em todos os casos as correntes têm o mesmo valor de pico ($I_1 = 11$ kA), porém os valores de τ_1 e I_{01} foram ajustados, como indicado na Tabela 3.1, para se obter os valores dos tempos de frente de 1 μs , 3 μs e 6 μs . Para a determinação de t_f utilizaram-se os pontos correspondentes a 30% e 90% do valor máximo da corrente I_1 .

Tabela 3.1 – Tempos de frente de onda da corrente t_f e suas respectivas constantes de tempo de frente τ_1 adotadas nos cálculos de E_z e B_ϕ .

Tempo de frente t_f (μs)	Constante de tempo de frente τ_1 (μs)	Corrente I_{0I} (kA)
1	0,56	9,0
3	2,65	8,7
6	9,70	10,4

Na Figura 3.16 têm-se as formas de onda de $i(0,t)$ e suas respectivas derivadas em relação ao tempo, utilizadas nas simulações para $t_{f1} = 1 \mu\text{s}$, $t_{f2} = 3 \mu\text{s}$ e $t_{f3} = 6 \mu\text{s}$.

Figura 3.16 Correntes na base do canal utilizadas nos cálculos de E_z e B_ϕ para $t_f = 1 \mu\text{s}$, $t_f = 3 \mu\text{s}$ e $t_f = 6 \mu\text{s}$.

a) formas de onda b) derivadas da corrente

Para $t_f = 1 \mu\text{s}$ a corrente apresenta derivada máxima igual a aproximadamente 16,22 kA/ μs . Para os casos onde $t_f = 3 \mu\text{s}$ e $t_f = 6 \mu\text{s}$, as correntes apresentam derivadas máximas iguais a 4,85 kA/ μs e 2,37 kA/ μs , respectivamente.

O efeito da variação do tempo de frente da onda no comportamento dos campos E_z e B_ϕ pode ser observado por meio dos gráficos apresentados nas Figuras 3.17 e 3.18, respectivamente, considerando-se distâncias de 50 m, 5 km e 100 km entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos. Para cada simulação, os componentes dos campos (eletrostático, de indução e de radiação) são apresentados separadamente, de modo a se avaliar a influência de cada componente no comportamento total do campo.

Figura 3.17 Campo elétrico vertical em função da variação do tempo de frente da corrente t_f . Correntes das descargas indicadas na Figura 3.16, modelo TL, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, $h = 0$ m, solo condutor perfeito.

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km

c) $r = 100$ km

Para pontos próximos e intermediários em relação ao canal (Figuras 3.17a e 3.17b), quanto maior o tempo de frente da corrente, maior o valor de pico do campo E_z . Para grandes distâncias em relação ao canal ($r = 100$ km, Figura 3.17c), os valores dos picos dos campos E_z são praticamente os mesmos nas três situações, havendo um ligeiro aumento no valor de pico de E_z em função do aumento do tempo de frente t_f .

Analisando a Figura 3.17a, verifica-se que para pontos muito próximos do canal o componente de radiação é praticamente desprezível. Para tais situações predomina o campo eletrostático, o qual aumenta ligeiramente com o aumento do tempo de frente t_f , resultando,

assim, em um aumento do campo E_z total à medida que aumenta o tempo t_f .

Para o caso em que o ponto de observação se situa a grandes distâncias em relação ao local de incidência da descarga, é visível a predominância do componente de radiação do campo em relação aos demais componentes (eletrostático e de indução), como mostrado nos gráficos da Figura 3.17c. Porém, à medida que o tempo passa, a importância do componente de indução aumenta, influenciando a cauda da onda do campo resultante. Nota-se que, para as situações analisadas, a amplitude máxima do campo varia muito pouco com o tempo de frente da corrente.

Como se pode observar pela Figura 3.17b, referente a pontos intermediários ($r = 5$ km), inicialmente predomina o campo de radiação. À medida que o tempo passa, a importância dos componentes eletrostático e de indução aumenta. Em particular, para os casos considerados o componente eletrostático do campo aumenta continuamente com o tempo, sendo predominante a partir de aproximadamente $24 \mu\text{s}$ (para o caso em que $t_f = 1 \mu\text{s}$) e $28 \mu\text{s}$ (para o caso em que $t_f = 6 \mu\text{s}$). Dessa forma, o campo total aumenta continuamente até aproximadamente $52 \mu\text{s}$. A partir de então a taxa de decréscimo dos componentes de indução e de radiação prevalecem em relação ao aumento do componente eletrostático, fazendo com que o campo resultante passe a diminuir até o instante de tempo considerado nas simulações ($80 \mu\text{s}$).

Figura 3.18 Indução magnética em função da variação do tempo de frente da corrente. Correntes das descargas indicadas na Figura 3.16, modelo TL, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, $h = 0$ m, solo condutor perfeito.

a) $r = 50$ m

b) $r = 5$ km

c) $r = 100$ km

No caso da indução magnética considerando pontos muito próximos ($r = 50$ m, Figura 3.18a) ou muito afastados do canal da descarga ($r = 100$ km, Figura 3.18c), há um ligeiro aumento no valor do pico do campo B_ϕ com o aumento do tempo de frente da corrente. Para pontos intermediários ($r = 5$ km, Figura 3.18b) observa-se a grande diferença no valor da amplitude do campo com a variação do tempo de frente. Nesta situação a amplitude de B_ϕ cresce com o aumento do tempo de frente da corrente.

Para pontos muito próximos do canal da descarga, o componente de indução do campo é muito maior que o componente de radiação e praticamente determina o comportamento e a

amplitude do campo B_ϕ total, como pode ser constatado através dos gráficos da Figura 3.18a. Para tal situação, o tempo de frente do campo resultante aumenta à medida que aumenta o tempo de frente da corrente t_f , resultando em um leve crescimento nas amplitudes de B_ϕ com o aumento do tempo de frente t_f .

Com relação à Figura 3.18c, que ilustra o caso de pontos muito afastados em relação ao canal da descarga ($r = 100$ km), observa-se que o campo de radiação é muito maior que o campo de indução, sendo que a amplitude e a forma de onda do campo total B_ϕ são determinados, nos primeiros instantes, quase que totalmente pelo componente de radiação do campo. À medida que o tempo aumenta, a importância do componente de indução aumenta, influenciando a cauda da onda do campo resultante. Para a situação considerada, verifica-se que há um aumento no tempo de frente do campo resultante e um leve crescimento nas amplitudes de B_ϕ em função do aumento do tempo de frente da corrente t_f .

Analisando os resultados apresentados na Figura 3.18b nota-se que as amplitudes dos dois componentes do campo (de indução e radiação) têm a mesma ordem de grandeza. Inicialmente predomina o campo de radiação, enquanto que para tempos maiores que aproximadamente $12 \mu\text{s}$ (para o caso em que $t_f = 1 \mu\text{s}$) e $15 \mu\text{s}$ (para o caso em que $t_f = 6 \mu\text{s}$) prevalecem os campos de indução até o instante de tempo considerado nas simulações ($80 \mu\text{s}$). Para tempos de frente muito curtos ($t_f = 1 \mu\text{s}$), verifica-se que a influência do componente de indução no valor de pico do campo B_ϕ resultante é pequena. Neste caso, o valor de pico do componente de radiação corresponde a aproximadamente 93% do valor de pico de B_ϕ total. À medida que o tempo de frente da corrente aumenta, a influência do campo de radiação no valor de pico do campo B_ϕ total começa a diminuir, ao passo que o componente de indução passa a exercer maior influência. Para o caso em que $t_f = 6 \mu\text{s}$, o componente de indução do campo representa aproximadamente 33% do valor de pico do campo B_ϕ resultante. Como consequência, nota-se que para distâncias de alguns quilômetros em relação ao canal da descarga a amplitude do campo B_ϕ total tende a aumentar com o aumento do tempo de frente da corrente da descarga.

3.4.5 Distribuição da corrente ao longo do canal

O impacto da escolha dos modelos de engenharia no comportamento dos campos elétrico vertical e de indução magnética é analisado neste item para diferentes valores de distâncias r . Nas simulações, a corrente na base do canal $i(0, t)$ é determinada pela equação (3.50), sendo apresentada na Figura 3.3.

Os modelos de engenharia escolhidos para representar a distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal foram os modelos TL, MTLE, MTLL, TCS e BG, com $i(z', t)$ propagando-se à velocidade $v = 1,3 \times 10^8$ m/s. No caso do modelo MTLE o valor adotado para a constante λ (equação 2.12) foi de 2 km. As distâncias adotadas para análise dos campos foram $r = 50$ m e $r = 500$ m, respectivamente, entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos.

Na Figura 3.19 tem-se o comportamento de $i(z', t)$ para os modelos de engenharia adotados, considerando o canal da descarga com comprimento máximo de $H = 4000$ m.

(a)

(b)

(c)

(d)

(e)

Figura 3.19 Distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga para os diferentes modelos de engenharia com $H = 4 \text{ km}$ e $v = 1,3 \times 10^8 \text{ m/s}$.

a) TL

b) MTLE

c) MTLL

d) TCS

e) BG

Como mostrado na Figura 3.20a, para pontos muito próximos do canal da descarga ($r = 50$ m) e com relação ao campo E_z , o impacto da escolha dos modelos na representação do comportamento do campo é muito grande. Nos primeiros instantes (para a situação analisada até $2 \mu\text{s}$) o campo elétrico vertical tende a ter praticamente o mesmo comportamento considerando os diferentes modelos para representação da corrente $i(z', t)$. Após os $2 \mu\text{s}$ iniciais a influência do modelo adotado na representação do comportamento dos campos é muito grande. Enquanto a amplitude de E_z , calculada através do modelo TL, tende a diminuir após atingir o primeiro pico, as amplitudes dos campos calculados com os demais modelos tendem a aumentar. No caso dos modelos TCS e BG, o valor de E_z fica praticamente constante após o valor máximo ter sido atingido. Por outro lado, no caso do MTLL e do MTLE o campo continua a aumentar ao longo da janela de tempo considerada nas simulações ($100 \mu\text{s}$).

As formas de onda do componente vertical do campo elétrico para os modelos MTLL e MTLE apresentam uma lenta rampa após o pico inicial com duração superior a $100 \mu\text{s}$, característica observada por Nucci et al. [41] nos resultados de medições apresentados por Lin et al. [40]. Como previsto, os resultados obtidos pelos modelos TCS e BG tendem a ser similares entre si (com um ligeiro aumento na amplitude de E_z calculado através do modelo TCS, à medida que o tempo aumenta), pois ambos pertencem à mesma classe (modelos tipo fonte de corrente viajante), como visto no Capítulo 2, subitem 2.3.2.

Por outro lado, a escolha do modelo, para o caso de pontos muito próximos do canal da descarga, tem influência desprezível no comportamento da indução magnética, como mostrado na Figura 3.20a.

Para distâncias de algumas centenas de metros ($r = 500$ m, Figura 3.20b), todos os modelos analisados prevêm praticamente o mesmo comportamento do campo elétrico vertical para os primeiros $10 \mu\text{s}$. Após este período, nota-se que a escolha de cada modelo de engenharia exerce influência significativa no comportamento do campo E_z . Para o caso da indução magnética, os modelos de engenharia adotados nas simulações prevêm comportamentos praticamente semelhantes para o campo a $r = 500$ m do canal da descarga, embora o valor da amplitude de B_ϕ varie conforme o modelo adotado. A amplitude do campo de indução magnética prevista pelo modelo TL chega a aproximadamente $B_\phi = 3,1 \mu\text{T}$, enquanto que para o modelo TCS o valor máximo obtido é de aproximadamente $B_\phi = 2,6 \mu\text{T}$.

Analisando o comportamento dos campos na Figura 3.20, conclui-se que o impacto da escolha de cada modelo para representar E_z é significativo tanto para distâncias de poucas dezenas de metros ($r = 50$ m) como para distâncias de algumas centenas de metros ($r = 500$ m). Para a indução magnética, os comportamentos do campo previstos pelos modelos adotados são praticamente iguais para $r = 50$ m, enquanto que o valor da amplitude de B_ϕ pode variar em função da escolha do modelo para distâncias da ordem de algumas centenas de metros.

As simulações e análises referentes ao campo elétrico horizontal E_r são apresentadas no Capítulo 4, tanto para o caso de solo perfeitamente condutor como para solos com condutividade finita.

Figura 3.20 Campo elétrico vertical (coluna da esquerda) e indução magnética (coluna da direita) para os modelos TL, MTLE, MTLL, TCS e BG. Correntes da descarga indicadas na Figura 3.3, $v = 1,3 \times 10^8$ m/s, $h = 0$ m, solo condutor perfeito.

a) $r = 50$ m

b) $r = 500$ m

CAPÍTULO 4

AVALIAÇÃO DO CAMPO ELÉTRICO HORIZONTAL NO CASO DE INCIDÊNCIA DE DESCARGAS EM SOLOS DE CONDUTIVIDADE FINITA

Os resultados apresentados no capítulo anterior mostram como o campo elétrico vertical e a indução magnética se comportam frente à variação de diversos parâmetros e situações, considerando a propagação dos campos sobre o solo condutor perfeito.

Neste capítulo são apresentadas, inicialmente, as principais características dos modelos desenvolvidos para determinação do campo elétrico horizontal E_r incidente em solos com condutividade finita. Em seguida, são apresentadas algumas comparações a fim de validar a ferramenta computacional adotada neste trabalho, para determinação do componente horizontal do campo elétrico E_r produzido sobre o solo com condutividade finita e, por fim, laboradas diversas simulações com o intuito de avaliar a influência dos parâmetros do solo no comportamento do campo elétrico horizontal E_r em diversas situações.

4.1 Determinação do campo elétrico horizontal

Enquanto o campo elétrico vertical E_z e a indução magnética B_ϕ podem em geral ser calculados admitindo-se o solo como condutor perfeito, o componente horizontal do campo elétrico E_r é consideravelmente afetado pela condutividade elétrica do solo σ_g .

As variações de E_z e B_ϕ são em geral desprezíveis no caso de solos com baixa resistividade ou quando o valor de r for de alguns quilômetros ($r \leq 50$ km), enquanto que E_r é consideravelmente afetado pela resistividade do solo. Dependendo da posição relativa entre o canal da descarga e o ponto de cálculo dos campos (a partir de algumas dezenas de metros),

a alta resistividade do solo pode produzir uma inversão de polaridade no campo elétrico horizontal.

O cálculo do campo elétrico horizontal E_r no caso de solos com condutividade finita pode ser feito através de vários modelos. A solução exata é encontrada através das integrais de Sommerfeld [50], porém tal método é computacionalmente ineficiente, como visto no Capítulo 2, item 2.4. Dentre os modelos existentes para o cômputo do campo elétrico horizontal E_r levando em conta os parâmetros do solo, destacam-se a aproximação de “wavetilt” (equação 2.30), a aproximação de Cooray (equação 2.31) e a aproximação de Cooray-Rubinstein (equação 2.32). Tais modelos foram desenvolvidos com o intuito de facilitar os cálculos sem comprometer a exatidão dos resultados. Dentre os modelos citados, o que melhor representa o comportamento do campo elétrico horizontal é a aproximação de Cooray-Rubinstein (equação 2.32), pois pode ser utilizada para determinar o comportamento do campo elétrico E_r ao nível do solo ($h = 0$ m) e a diferentes alturas h em relação ao plano condutor. Além disso, ao contrário da aproximação “wavetilt”, pode ser utilizada para o cálculo de E_r tanto para pequenas como para grandes distâncias em relação ao canal da descarga.

Mediante o fato de que os resultados apresentados com a aproximação de Cooray-Rubinstein são os que mais se aproximam daqueles obtidos através das integrais exatas de Sommerfeld [50], tal aproximação é adotada neste capítulo para as avaliações do componente horizontal do campo elétrico E_r produzido sobre solos com condutividade finita.

Através do modelo de Cooray-Rubinstein, o campo elétrico horizontal a uma altura h em relação ao solo, admitido como tendo condutividade finita, é obtido por:

$$E_r(r, h, j\omega) = E_r(r, h = 0, j\omega) + E_{r_p}(r, h, j\omega) \quad (4.1),$$

onde

$$E_r(r, h = 0, j\omega) = -H_{\phi_p}(r, h = 0, j\omega) \cdot \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\epsilon + \sigma_g / j \cdot \omega}} \quad (4.2)$$

O termo $E_r(r, h = 0, j\omega)$ corresponde à transformada discreta de Fourier do campo

elétrico horizontal calculado ao nível do solo ($h=0$ m) considerando o solo com condutividade finita e $E_{r_p}(r, h, j\omega)$ é a transformada discreta de Fourier do campo elétrico horizontal à altura h no caso de solo perfeitamente condutor.

Na equação (4.2), o termo $H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega)$ representa a transformada discreta de Fourier do campo magnético ao nível do solo (admitido como condutor perfeito) e o termo $-\frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon + \sigma_g/j \cdot \omega}}$ leva em conta os efeitos de propagação do campo sobre o solo com condutividade finita.

Substituindo (4.2) em (4.1), vem:

$$E_r(r, h, j\omega) = -H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega) \cdot \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{\varepsilon + \sigma_g/j \cdot \omega}} + E_{r_p}(r, h, j\omega) \quad (4.3)$$

Considerando que $c = 1/\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}$ e $\varepsilon_{rg} = \varepsilon/\varepsilon_0$, a equação (4.3) pode ser reescrita através da equação (2.32), reproduzida abaixo:

$$E_r(r, h, j\omega) = -H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega) \cdot \frac{c \cdot \mu_0}{\sqrt{\varepsilon_{rg} + \sigma_g/j\omega\varepsilon_0}} + E_{r_p}(r, h, j\omega) \quad (2.32)$$

O campo magnético $H_{\phi_p}(r, h=0, j\omega)$ pode ser calculado através da transformada discreta de Fourier da integral da equação (4.4)

$$dH_{\phi}(r, \phi, h=0, t) = \frac{dz'}{4 \cdot \pi} \left[\frac{r}{R(z')^3} \cdot i(z', t - R(z')/c) + \frac{r}{c \cdot R(z')^2} \cdot \frac{\partial i(z', t - R(z')/c)}{\partial t} \right] a\phi \quad (4.4)$$

4.1.1 Métodos de simulação

Para o desenvolvimento do procedimento de cálculo do campo elétrico horizontal E_r , considerando o solo com condutividade finita, utiliza-se o Matlab [68] como linguagem de programação, que permite através da manipulação de matrizes e da transformada rápida de Fourier (FFT), determinar o comportamento dos campos eletromagnéticos no domínio da frequência.

A transformada discreta de Fourier (DFT) é um método numérico para determinação do espectro de sinais quando estes provêm de medições ou quando se pretende obter o espectro de sinais de sequência finita [73]. Considerando um sinal $x(t)$ amostrado com n sinais a uma frequência de amostragem $f_s = 1/dt$, o espectro do sinal no domínio da frequência pode ser determinado através da equação da DFT

$$x_d[m] = \sum_{n=0}^{N-1} x[n] \cdot e^{-j \cdot 2 \cdot \pi \cdot m \cdot n / N} \quad (4.5),$$

onde N corresponde ao número de amostras ou comprimento dos vetores, $x_d[m]$ aos coeficientes de m termos de frequências e $x[n]$ são os N valores discretos da função no domínio temporal $x(t)$. Os índices m e n indexam as frequências e os valores de x , respectivamente.

Analogamente, a antitransformada do sinal (IDFT), ou seja, a transformada discreta inversa de Fourier do sinal $x_d[m]$, é obtida dividindo a somatória dos componentes de $x_d[m]$ pelo número de amostras:

$$x[n] = \frac{1}{N} \cdot \sum_{m=0}^{N-1} x_d[m] \cdot e^{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot m \cdot n / N} \quad (4.6)$$

Os métodos da DFT e IDFT são eficazes para determinação dos espectros dos sinais, porém, em algumas situações, os cálculos utilizando este método demandam um grande tempo computacional. Cooley e Tukey [74] propuseram em 1965, um esquema computacional para a avaliação da DFT e IDFT que reduz o tempo de processamento dos cálculos sem comprometer a exatidão dos resultados. O método é denominado “transformada rápida de Fourier” (FFT) e “transformada inversa rápida de Fourier” (IFFT).

A computação da DFT para N pontos de amostragem no domínio do tempo requer N^2 multiplicações complexas e $N^2 - N$ adições complexas, para a obtenção de N amostras no domínio da frequência. Este elevado número de adições e multiplicações faz com que a prática da DFT se torne computacionalmente ineficiente. O grande mérito da FFT está em reduzir drasticamente o número de cálculos, fazendo com que as N amostras do sinal de entrada se transformem em N amostras no domínio da frequência, exigindo um esforço computacional de $1/2 \log_2 N$ multiplicações e $\log_2 N$ adições [73]. Para a utilização do algoritmo da FFT é necessário que o número de amostras N seja o resultado de uma potência de 2, ou seja, $N = 2^M$, onde M é inteiro.

No Matlab [68], a função *fft* calcula os coeficientes da DFT e a função *ifft* a antitransformada dos coeficientes da DFT.

4.1.2 Implementação computacional

No procedimento adotado para cálculo do campo elétrico horizontal E_r , considerando os parâmetros do solo através da equação de Cooray-Rubinstein (equação 4.3), definiu-se após várias simulações preliminares, que os vetores do campo elétrico horizontal $E_{rp}(r, h, j\omega)$ e do campo magnético $H_{\phi}(r, h = 0, j\omega)$ considerando o solo condutor perfeito, devem ser calculados com $N = 512$ amostras para se ter uma boa exatidão nos resultados. Para determinação dos coeficientes de $E_{rp}(r, h, j\omega)$ e $H_{\phi}(r, h = 0, j\omega)$ no domínio da frequência, utilizou-se a função *fft* predefinida no Matlab [68], rearranjando os coeficientes da frequência dentro da extensão da frequência de Nyquist (de modo que o componente de frequência zero fique localizado no centro do espectro), através da função *fftshift*.

As matrizes contendo os coeficientes do campo elétrico horizontal E_{rp} e do campo

magnético H_p , ambos considerando o solo condutor perfeito e no domínio do tempo, são vetores-coluna de 512 amostras. Aplicando a transformada discreta de Fourier nos coeficientes de Er_p e H_p através da função *fft* e reordenando os coeficientes de frequência através da função *fftshift*, tem-se:

$$Erw1 = \text{fft}(Er_p) \quad (4.7),$$

$$Erw2 = \text{fftshift}(Erw1)$$

$$Hw1 = \text{fft}(H_p) \quad (4.8)$$

$$Hw2 = \text{fftshift}(Hw1)$$

onde $Erw2$ e $Hw2$ correspondem, respectivamente, aos vetores contendo os coeficientes de frequência do campo elétrico horizontal Er_p e do campo magnético H_p , ambos calculados para o solo condutor perfeito e rearranjados dentro da frequência de Nyquist. O vetor contendo os coeficientes da frequência angular w (presente na equação 4.3) deve ter seus componentes de frequência ordenados dentro dos limites da frequência de Nyquist, assim:

$$w = \text{linspace}(-w_{nyq}, w_{nyq}, N) \quad (4.9),$$

onde w_{nyq} corresponde à frequência angular de Nyquist. Destaca-se que a frequência angular de amostragem, $w_s = 2 \cdot \pi \cdot f_s$ (rad/s), deve ser maior ou igual ao dobro da maior frequência contida no sinal a ser amostrado (frequência de Nyquist). O comando *linspace* determina os coeficientes de w na faixa de $-w_{nyq}$ até w_{nyq} , obedecendo ao número de amostras N .

Após inúmeras simulações, encontrou-se um ponto ótimo entre exatidão nos resultados e

tempo de processamento, adotando $N = 512$ amostras. Para $N > 512$ amostras, a exatidão nos resultados é a mesma, porém o tempo de processamento dos cálculos é muito maior. Para $N < 512$ amostras podem surgir, em alguns casos, variações ou ruídos na forma de onda do campo.

Admitindo que o índice n indexa as posições dos vetores de 1 até N (ou de 0 até $N-1$), define-se o vetor contendo os coeficientes de frequência do campo elétrico horizontal ao nível do solo, com condutividade finita $Er0$ através do produto dos componentes de frequência do vetor Hw pelos componentes de frequência do termo da equação (4.3), que leva em conta os parâmetros do solo. Portanto:

for $n = 1:N$

$$termo(n) = (c * \mu_0) / \text{sqrt}(\varepsilon_{rg} + \sigma_g / (j * w(n) * \varepsilon_0))$$

$$Er0(n) = -Hw(n) * termo(n);$$

end

O campo elétrico horizontal E_r calculado através da aproximação de Cooray-Rubinstein é determinado em função dos valores absolutos das antitransformadas de Fourier da parte real dos vetores $Er0$ e Erw . Assim:

$$EW = -abs(real(iff(\text{fft}(Er0)))) + abs(real(iff(\text{fft}(Erw)))) \quad (4.10),$$

onde EW corresponde a um vetor-coluna de 512 amostras contendo os valores do campo elétrico horizontal calculado pela equação de Cooray-Rubinstein (equação 4.3), e irradiado no ponto de observação à altura h em relação ao solo perfeitamente condutor.

4.1.3 Validação do procedimento de cálculo

Na validação do procedimento de cálculo adotado neste trabalho para determinação do campo elétrico horizontal E_r produzido sobre o solo com condutividade finita, utilizaram-se, como referência, os resultados obtidos por Rubinstein [60], Nucci et al. [57], Rachidi et al. [47] e Rachidi et al. [75].

Nos trabalhos mencionados os autores apresentam resultados referentes ao campo elétrico horizontal E_{rp} calculado sobre o solo condutor perfeito por meio das equações de Master e Uman [20] (equação 3.29) e ao campo elétrico E_r considerando o solo com condutividade finita, por meio das aproximações de “wavetilt” (equação 2.30), Cooray (equação 2.31) e Cooray-Rubinstein (equação 4.3). A fim de avaliar os limites de exatidão de cada modelo, os resultados são comparados com aqueles obtidos pelas integrais de Sommerfeld e apresentados em [50].

Nas referências [47], [57] e [75] o campo elétrico horizontal E_r foi calculado considerando diferentes valores da distância r e diferentes alturas h para o ponto de observação, levando em conta os casos de solo com condutividade infinita e com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m e permissividade relativa $\varepsilon_{rg} = 10$.

Em [60], além das situações supracitadas, Rubinstein calcula o campo elétrico E_r produzido para o caso de solo com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-4}$ S/m e $\varepsilon_{rg} = 10$. Em todas as situações, o canal da descarga de retorno é vertical, não apresenta ramificações e tem comprimento de $H = 4$ km.

A corrente na base do canal $i(0,t)$ foi calculada com a equação da dupla exponencial (equação 2.1), admitindo $I_0 = 10$ kA, $\alpha = 3 \times 10^4$ s⁻¹ e $\beta = 1 \times 10^7$ s⁻¹. O modelo TL [28] foi adotado para representar $i(z',t)$ com $v = 1,1 \times 10^8$ m/s. A Figura 3.6 mostra a distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal.

Evidentemente, deve-se assegurar que o procedimento de cálculo adotado neste trabalho, apresente boa concordância com os resultados das referências em todas as situações. Para tanto, foram feitas diversas simulações do comportamento do campo E_r através das aproximações de “wavetilt” (equação 2.30), Cooray (equação 2.31) e Cooray-Rubinstein

(equação 4.3). Em todos os casos houve uma boa concordância entre os resultados das simulações e aqueles apresentados nas referências.

As Figuras 4.1 e 4.2 comparam os resultados obtidos através do procedimento adotado neste trabalho e com aqueles apresentados nas referências citadas anteriormente.

A Figura 4.1 mostra o comportamento do campo elétrico horizontal E_r ao nível do solo ($h = 0$ m), a 6 m e a 10 m de altura em relação ao solo e às distâncias de 100 m e 200 m do canal da descarga. Para estas situações, utilizaram-se os resultados de [47] e [75] como referência. Os tempos de atraso da onda não foram considerados nas simulações.

Os resultados mostrados nas Figuras 4.1a, 4.1b e 4.1c foram comparados com aqueles apresentados em [47]. Nas Figuras 4.1a e 4.1c o campo elétrico horizontal E_r foi calculado a 6 m de altura em relação ao solo e a distâncias de 100 m e 200 m, respectivamente, do canal da descarga. Na Figura 4.1b tem-se o comportamento do campo elétrico horizontal ao nível do solo ($h = 0$ m) e a 100 m de distância do canal da descarga de retorno. A Figura 4.1d mostra o comportamento do campo elétrico horizontal a 200 m de distância do ponto de incidência da descarga e a 10 m de altura em relação ao solo, sendo as comparações feitas com os resultados obtidos em [75]. Nestas situações, o campo elétrico horizontal E_r foi calculado admitindo o solo perfeitamente condutor e também com valores de $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m e $\varepsilon_{rg} = 10$.

Durante a comparação entre os gráficos da Figura 4.1a observou-se um engano nos resultados apresentados em [47]. Nesta referência, a Figura 3b apresenta o comportamento do campo E_r calculado a 100 m de distância em relação ao canal da descarga e 10 m de altura em relação ao solo. Comparando-se os resultados de [47] com aqueles obtidos através do procedimento de cálculo adotado neste trabalho e também com os resultados de [49] e [60], nota-se que os gráficos da Figura 3b (referência [47]), são resultados do cálculo do campo E_r a 6 m de altura em relação ao solo e não a 10 m de altura, como indicado na referência.

Os gráficos da Figura 4.2 mostram o comportamento o campo elétrico horizontal a 6 m de altura em relação ao solo e a 500 m, 1,5 km e 12 km de distância do canal da descarga, considerando o solo tanto como condutor perfeito como com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m e permissividade relativa $\varepsilon_{rg} = 10$. Na Figura 4.2a o campo elétrico horizontal E_r é calculado a 500 m de distância do canal da descarga e sobre solos com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m e

permissividade $\varepsilon_{rg} = 10$ e comparado com os resultados apresentados em [47]. A Figura 4.2b apresenta o campo elétrico horizontal E_r a 500 m de distância do canal da descarga para solos com $\sigma_g = 1 \times 10^{-4}$ S/m e $\varepsilon_{rg} = 10$.

Para a situação onde o campo elétrico E_r é irradiado a 6 m de altura em relação ao solo, às distâncias de 1,5 km e 12 km em relação ao ponto de incidência da descarga e sobre solos com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m e permissividade $\varepsilon_{rg} = 10$, os resultados obtidos neste trabalho foram comparados com aqueles das referências [47] e [75], sendo apresentados nas Figuras 4.2c e 4.2d.

Avaliando os gráficos apresentados nas Figuras 4.1 e 4.2, verifica-se que há uma boa concordância entre os resultados obtidos com o procedimento de cálculo adotado neste trabalho e aqueles apresentados nas referências mencionadas, levando em conta diferentes situações e diferentes valores de condutividade do solo, validando assim, a ferramenta computacional desenvolvida.

Figura 4.1 Comparação entre E_r calculado neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles apresentados em [47] – Figuras 4.1a, 4.1b e 4.1c – e em [75] – Figura 4.1d – admitindo o solo com $\sigma_g = \infty$ e com $\sigma_g = 0,01 \text{ S/m}$ e $\epsilon_{rg} = 10$. Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL e $v = 1,1 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

a) $r = 100 \text{ m}$ e $h = 6 \text{ m}$ b) $r = 100 \text{ m}$ e $h = 0 \text{ m}$;

c) $r = 200 \text{ m}$ e $h = 6 \text{ m}$ d) $r = 200 \text{ m}$ e $h = 10 \text{ m}$

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 4.2 Comparação entre E_r calculado neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles apresentados em [47] – Figuras 4.2a e 4.2c – e em [60] e [75] – Figuras 4.2b e 4.2d. Para $h = 6$ m, admitindo o solo com $\sigma_g = \infty$ e com $\sigma_g = 0,01$ S/m e $\epsilon_{rg} = 10$ (Figuras 4.2a, 4.2c e 4.2d) e com $\sigma_g = 0,0001$ S/m e $\epsilon_{rg} = 10$ (Figura 4.2b). Corrente da descarga indicada na Figura 3.6, modelo TL e $v = 1,1 \cdot 10^8$ m/s.

a) $r = 500$ m, $\sigma_g = \infty$ e $\sigma_g = 0,01$ S/m

b) $r = 500$ m, $\sigma_g = 0,0001$ S/m

c) $r = 1500$ m, $\sigma_g = \infty$ e $\sigma_g = 0,01$ S/m

d) $r = 12000$ m, $\sigma_g = \infty$ e $\sigma_g = 0,01$ S/m

4.2 Análise de sensibilidade

Neste item são laboradas diversas simulações para análise do comportamento do campo elétrico horizontal E_r frente a variações da distância entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de cálculo dos campos, da velocidade de propagação da corrente ao longo do canal da descarga de retorno, do tempo de frente da onda de corrente e da permissividade elétrica relativa do solo. Em cada caso o comportamento do campo elétrico horizontal é calculado admitindo o solo como condutor perfeito ($\rho_g = 0$) e também com valores de condutividade de $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m, $\sigma_g = 1 \times 10^{-3}$ S/m e $\sigma_g = 1 \times 10^{-4}$ S/m.

Nas avaliações deste capítulo não são consideradas as variações dos parâmetros elétricos do solo com a frequência.

A menos que indicado o contrário, adotaram-se as seguintes hipóteses nas simulações:

- a) corrente na base do canal da descarga: nas simulações a corrente na base do canal $i(0,t)$ é representada pela equação (3.50), admitindo os mesmos parâmetros adotados em [72]. Na Figura 3.3 pode-se observar a forma de onda da corrente na base do canal e sua respectiva derivada máxima em relação ao tempo;
- b) distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga de retorno: adotou-se, nas simulações, o modelo da linha de transmissão (TL) – equação (2.9) – para determinação de $i(z',t)$ com velocidade de propagação $v = 0,9 \times 10^8$ m/s. O canal da descarga foi considerado perpendicular ao solo, com comprimento $H = 4$ km e sem ramificações;
- c) para determinação dos campos elétrico horizontal E_{rp} e magnético $H_{\phi p}$, ambos considerando o solo condutor perfeito, adotaram-se as equações de Master e Uman [20] – equações (3.29) e (4.4) – respectivamente. Para determinar o campo elétrico horizontal E_r produzido sobre o solo com condutividade finita, empregou-se a aproximação de Cooray - Rubinstein (equação 4.3).

Como base para as simulações, o comportamento do campo elétrico E_r foi calculado a 10 m de altura em relação ao solo e a 200 m de distância do canal da descarga, admitindo o

solo tanto como perfeitamente condutor ($\sigma_g = \infty$), como com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m e permissividade elétrica relativa $\varepsilon_{rg} = 10$.

4.2.1 Distância do ponto de incidência da descarga (r)

A Figura 4.3 ilustra o comportamento do campo elétrico horizontal para diferentes condutividades do solo e três diferentes distâncias r : 40 m, 200 m e 2 km. Em todos os casos o ponto de cálculo dos campos se situa a 10 m de altura em relação ao plano condutor.

Para distâncias muito curtas em relação ao canal ($r = 40$ m, Figura 4.3a), nota-se que as diferenças entre os campos nos casos de solo perfeitamente condutor e de solos com condutividade $\sigma_g = 1 \times 10^{-3}$ S/m não são significativas. À medida que o valor da condutividade do solo diminui, o campo E_r tende a apresentar dupla polaridade, com primeiro pico negativo e pico positivo inferior àquele correspondente ao caso de solo perfeitamente condutor. Na situação onde E_r é calculado para solo condutor perfeito, a amplitude do campo corresponde a 12300 V/m, enquanto que no caso em que a condutividade do solo vale 1×10^{-4} S/m o campo apresenta inicialmente um pico negativo de $|1225|$ V/m e posteriormente um pico positivo de aproximadamente 10620 V/m.

Ainda com relação às curvas apresentadas na Figura 4.3a, observa-se que para pontos muito próximos ao canal a condutividade do solo não tem grande influência no tempo de subida de E_r . Para solos com condutividade muito baixa ($\sigma_g \leq 1 \times 10^{-4}$ S/m), no entanto, a forma de onda do campo horizontal difere do caso correspondente a solo condutor perfeito, apresentando dupla polaridade, com um primeiro pico negativo.

Figura 4.3 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes distâncias r . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $h = 10$ m, $v = 0,9 \times 10^8$ m/s, $\epsilon_{rg} = 10$.

a) $r = 40$ m b) $r = 200$ m c) $r = 2$ km

Na Figura 4.3b o campo elétrico horizontal é calculado a $r = 200$ m do canal da descarga, considerando diferentes valores para a condutividade do solo. Neste caso observa-se que tanto a amplitude como a forma de onda de E_r são influenciados pela condutividade elétrica do solo. À medida que a condutividade do solo diminui, há uma redução na amplitude do pico positivo de E_r . Para a situação onde o solo é perfeitamente condutor, a amplitude de E_r é de aproximadamente 427 V/m, ocorrendo redução de cerca de 34% desse valor no caso em que $\sigma_g = 1 \times 10^{-4}$ S/m. Por outro lado, a diminuição no valor da condutividade do solo provoca também o surgimento de um pico inicial negativo, cuja amplitude aumenta conforme a

condutividade diminui.

Após várias simulações observou-se que, para pontos próximos do canal ($r < 100$ m), os campos E_r calculados para o solo perfeitamente condutor e com boa condutividade ($\sigma_g \geq 1 \times 10^{-2}$ S/m) apresentam o mesmo comportamento. Portanto, nessa situação o campo elétrico E_r pode em geral ser calculado, com boa exatidão, considerando o solo como condutor perfeito.

Os resultados mostrados na Figura 4.3c ($r = 2000$ m) indicam que para distâncias de poucos quilômetros em relação ao canal da descarga, a amplitude do campo elétrico E_r é fortemente influenciada pela resistividade elétrica do solo. O valor do pico negativo aumenta (em módulo) à medida que o valor da resistividade do solo aumenta. No caso de solo perfeitamente condutor, o campo tem amplitude de aproximadamente $E_r = 2,73$ V/m. Já no caso de solo com condutividade 1×10^{-4} S/m, verifica-se que o valor do primeiro pico (negativo) é aproximadamente 9 vezes maior que o valor de pico correspondente ao caso de solo perfeitamente condutor (positivo). Nota-se que para solos com alta resistividade o campo não muda de polaridade (fica sempre negativo) e a onda cresce continuamente até o instante máximo considerado nas simulações (50 μ s). Quanto maior a distância do ponto de observação em relação ao canal, maior a influência dos parâmetros do solo no campo elétrico horizontal.

Nota-se ainda que o módulo dos valores de pico do campo E_r tende a diminuir com o aumento da resistividade no caso de pontos próximos do canal, enquanto que para pontos afastados a tendência é oposta, ou seja, o módulo dos valores de crista de E_r aumenta com o aumento da resistividade do solo.

4.2.2 Velocidade de propagação da corrente (v)

Para avaliar a influência da velocidade de propagação da corrente no comportamento do campo elétrico horizontal, neste subitem E_r é calculado para diferentes valores de condutividade do solo e três diferentes valores de v : 10%, 30% e 60% da velocidade da luz no vácuo.

Essa influência pode ser observada por meio dos gráficos apresentados na Figura 4.4, relativos ao cálculo de E_r a 10 m de altura em relação ao solo e a 200 m de distância do canal da descarga, para diferentes valores de condutividade. Nota-se que, assim como nas simulações do campo elétrico vertical E_z e indução magnética B_ϕ , a velocidade de propagação da corrente tem efeito significativo no comportamento do campo elétrico horizontal.

Quando $v=10\%$ de c (Figura 4.4a) as curvas referentes aos casos em que $\sigma_g = \infty$ e $\sigma_g = 1 \times 10^{-3}$ S/m são muito semelhantes. Nota-se ainda que, à medida que a condutividade do solo diminui, há uma ligeira redução no valor de pico de E_r e o surgimento de um primeiro pico de polaridade negativa. No caso de solo condutor perfeito, o campo tem amplitude de aproximadamente $E_r = 1030$ V/m, enquanto que para o caso de solo com condutividade muito baixa ($\sigma_g = 1 \times 10^{-4}$ S/m) o campo apresenta primeiro pico negativo de $|138,3|$ V/m e pico positivo de aproximadamente 925 V/m.

Figura 4.4 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes velocidades v . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $h = 10$ m, $r = 200$ m, $\epsilon_{rg} = 10$.

a) $v = 0,3 \times 10^8$ m/s

b) $v = 0,9 \times 10^8$ m/s

c) $v = 1,8 \times 10^8$ m/s

No caso de $v = 30\%$ de c (Figura 4.4b), os campos E_r para os casos de solo perfeitamente condutor e solo com boa condutividade ($\sigma_g \geq 1 \times 10^{-2}$ S/m) são bastante semelhantes. À medida que a condutividade diminui, há um aumento da amplitude do primeiro pico negativo e diminuição no valor do pico positivo de E_r . Nota-se ainda que, em relação ao caso anterior (Figura 4.4a), os valores dos picos positivos são bem menores, o oposto ocorrendo com os picos negativos (embora com menor variação).

Os gráficos da Figura 4.4c indicam que para o caso considerado ($v = 60\%$ de c) ocorre em geral um aumento do módulo da amplitude do campo à medida que a condutividade do solo diminui. A amplitude do campo elétrico horizontal calculado com o solo condutor perfeito é de aproximadamente $E_r = 240$ V/m e para o caso de condutividade do solo igual a 1×10^{-4} S/m, o módulo do valor de pico do campo é de aproximadamente 520 V/m. Para o caso em que o solo apresenta boa condutividade ($\sigma_g \geq 1 \times 10^{-2}$ S/m) o valor de crista de E_r é próximo ao valor referente ao caso de solo perfeitamente condutor.

Para solos com alta resistividade ($\sigma_g \leq 1 \times 10^{-4}$ S/m) os gráficos da Figura 4.4 mostram que os valores de pico de E_r não diminuem continuamente com o aumento da velocidade. Na Figura 4.4a ($v = 0,3 \times 10^8$ m/s) o campo apresenta um primeiro pico negativo de $|138,3|$ V/m e pico positivo de aproximadamente 925 V/m. Na situação em que $v = 0,9 \times 10^8$ m/s (Figura 4.4b) o primeiro pico de E_r vale $|234,5|$ V/m, sendo o valor do pico positivo igual a 280 V/m. Para o caso de velocidade igual a 60% da velocidade da luz (Figura 4.4c), o primeiro pico do campo vale aproximadamente $|517|$ V/m, com o pico positivo atingindo cerca de 101 V/m. Para a situação apresentada na Figura 4.4a predomina o termo da equação de Cooray-Rubinstein relativo ao campo elétrico horizontal calculado a 10 m de altura do solo e admitindo o plano condutor perfeito ($E_{r_p}(r, h, j\omega)$, equação 4.3). No caso apresentado na Figura 4.4b as influências do primeiro termo da equação 4.3 (que leva em conta os parâmetros elétricos do solo) e do segundo termo são praticamente iguais, enquanto que para a velocidade de $v = 1,8 \times 10^8$ m/s a influência do primeiro termo da equação (4.3) é a mais importante.

Com o aumento da velocidade, o valor de pico (positivo) e o tempo de frente do campo E_r para o solo condutor perfeito diminuem consideravelmente. Para as demais situações nota-se o surgimento de um primeiro pico (negativo) que aumenta com o aumento da velocidade, ocorrendo o oposto com o pico positivo. Para solos com condutividade muito baixa ($\sigma_g \leq 1 \times 10^{-4}$ S/m), o valor do primeiro pico (negativo) é muito maior que nos outros casos.

4.2.3 Tempo de frente da corrente (t_f)

Neste subitem analisam-se os comportamentos do campo elétrico horizontal para solos com diferentes valores de condutividade e três diferentes valores do tempo de frente da corrente t_f : 1 μ s, 3 μ s e 6 μ s. As correntes na base do canal $i(0,t)$ utilizadas nas simulações são apresentadas na Figura 3.16. Em todos os casos, as correntes têm o mesmo valor de pico (11 kA), porém com valor de τ_1 e I_{01} ajustados, como indicado na Tabela 3.1, de modo a se obter os tempos de frente de 1 μ s, 3 μ s e 6 μ s. Assim como nas simulações do Capítulo 3, item 3.4.4, os tempos de frente foram determinados utilizando os pontos correspondentes a 30% e 90% do valor máximo da corrente.

O efeito da variação de t_f na conduta do campo elétrico E_r pode ser observado por meio dos gráficos apresentados na Figura 4.5, relativos ao campo a 10 m de altura em relação ao solo e a 200 m de distância do canal da descarga, para solos com diferentes valores de condutividade.

Nota-se, na Figura 4.5a, que os campos calculados no caso de solo condutor perfeito e solo com condutividade igual a 1×10^{-2} S/m apresentam praticamente o mesmo comportamento ao longo da janela de tempo considerada, sendo que o valor de pico de E_r para $\sigma_g = 1 \times 10^{-2}$ S/m é aproximadamente 5% inferior.

Para tempo de frente de 3 μ s e condutividade do solo igual a 1×10^{-4} S/m (Figura 4.5b), o campo E_r apresenta um primeiro pico de aproximadamente $|168|$ V/m (negativo). Em seguida surge um segundo pico negativo de menor valor. Após atingir esse segundo pico, o campo muda de polaridade, atingindo valor máximo de aproximadamente 336 V/m.

Para o caso em que o solo é considerado perfeitamente condutor, a amplitude do campo E_r é de aproximadamente 528 V/m, enquanto que para o solo com condutividade muito baixa (1×10^{-4} S/m) há uma atenuação no valor de pico de aproximadamente 34%, como visto na Figura 4.5c.

Figura 4.5 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes tempos de frente da corrente t_f . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.16, modelo TL, $h = 10$ m, $v = 0,9 \times 10^8$ m/s, $\epsilon_{rg} = 10$, $r = 200$ m.

a) $t_f = 1 \mu s$ b) $t_f = 3 \mu s$ c) $t_f = 6 \mu s$

As Figuras 4.5a, 4.5b e 4.5c mostram um ligeiro aumento no módulo do campo em função do aumento do tempo de frente da corrente. Para os casos de solo perfeitamente condutor e com condutividades de 1×10^{-2} S/m e de 1×10^{-3} S/m, a forma de onda do campo praticamente não se altera com o tempo de frente da corrente. Nos casos de solo perfeitamente condutor e com boa condutividade ($\sigma_g \geq 1 \times 10^{-2}$ S/m) há um ligeiro aumento no pico (positivo) com o aumento do tempo de frente da corrente. Com relação ao campo calculado para $\sigma_g = 1 \times 10^{-4}$ S/m, ocorre o surgimento de um segundo pico negativo, logo após o

primeiro. Com o aumento do tempo de frente, os módulos dos valores desses picos negativos diminuem (a redução do segundo é mais significativa), ao passo que o pico positivo aumenta.

4.2.4 Permissividade elétrica relativa do solo (ε_{rg})

A influência que a permissividade elétrica relativa do solo exerce no campo elétrico horizontal E_r sobre solos com diferentes valores de condutividade é investigada através de simulações considerando o ponto de observação a 10 m de altura e a 200 m de distância do canal da descarga. Nas simulações são considerados três valores de ε_{rg} : 5, 10 e 15, como mostrado na Figura 4.6.

Nota-se que, para a faixa de valores considerada, a permissividade do solo exerce influência muito pequena no comportamento do campo elétrico horizontal. As formas de onda não são afetadas. Para solos com boa condutividade ($\sigma_g \geq 1 \times 10^{-2}$ S/m) a amplitude do campo elétrico horizontal praticamente não se altera com a variação da permissividade do solo. Por outro lado, para solos com condutividade baixa ($\sigma_g = 1 \times 10^{-3}$ S/m) ou muito baixa ($\sigma_g \leq 1 \times 10^{-4}$ S/m), o parâmetro ε_{rg} provoca mudanças perceptíveis nos valores dos picos, em especial nos picos negativos. Para o solo com condutividade baixa o primeiro pico (negativo) diminui com o aumento da permissividade, enquanto que o valor do pico positivo não sofre alteração. Nos casos de solo com condutividade muito baixa ($\sigma_g \leq 1 \times 10^{-4}$ S/m), tanto o pico negativo como o positivo diminuem com o aumento de ε_{rg} .

(a)

(b)

(c)

Figura 4.6 Campo elétrico horizontal para diferentes valores de condutividades do solo σ_g e diferentes permissividades do solo ϵ_{rg} . Corrente na base do canal da descarga indicada na Figura 3.3, modelo TL, $h = 10$ m, $v = 0,9 \times 10^8$ m/s, $r = 200$ m.

a) $\epsilon_{rg} = 5$ b) $\epsilon_{rg} = 10$ c) $\epsilon_{rg} = 15$

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho tratou do comportamento dos campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas nuvem-solo, em diversas situações. Para essa finalidade foi desenvolvido um programa computacional, o qual possibilitou a realização de simulações considerando-se diferentes comportamentos da corrente ao longo do canal da descarga e também a avaliação da influência exercida pelos parâmetros do solo nos campos elétrico e magnético.

Após a validação do programa, por meio de comparações com resultados obtidos por outros pesquisadores, efetuou-se uma análise extensiva das características dos campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas nuvem-solo. Foram avaliadas as influências, nos campos elétrico e magnético, de parâmetros tais como amplitude, forma de onda e velocidade de propagação da corrente da descarga, altura do ponto de observação e distância entre o ponto de observação e o local de incidência da descarga. Foram também considerados alguns dos principais modelos para representação da distribuição espaço-temporal da corrente da descarga, bem como os efeitos da condutividade e da permissividade do solo.

Na grande maioria dos trabalhos sobre campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas o solo é representado através de um plano perfeitamente condutor. Considera-se normalmente que o campo elétrico vertical e a indução magnética podem ser calculados, com boa exatidão, admitindo-se o solo perfeitamente condutor, caso a condutividade do solo seja relativamente alta (superior a 0,01 S/m) ou o ponto de interesse se situe a até alguns quilômetros de distância do canal da descarga. Sabe-se, por outro lado, que o componente horizontal do campo elétrico E_r é consideravelmente afetado pela resistividade do solo. Entretanto, não se encontrou na literatura uma avaliação sistemática do comportamento de E_r , tendo sido esse um dos fatores que motivaram a realização deste estudo.

Com relação aos campos eletromagnéticos relativos ao caso de solo perfeitamente condutor, as principais conclusões obtidas foram as seguintes:

- a distância em relação ao canal da descarga tem grande influência nos campos, sobretudo na amplitude. A partir de várias dezenas de quilômetros, os campos variam de forma inversamente proporcional com a distância, apresentando a mesma forma de onda e sendo válida a relação $|E_z| = c \cdot |B_\phi|$;
- a velocidade de propagação da corrente tem efeito significativo tanto em E_z como em B_ϕ ;
- a variação de E_z e B_ϕ em relação à altura do ponto de observação pode ser considerada desprezível quando se consideram alturas típicas de condutores de redes elétricas;
- para distâncias de algumas dezenas de metros, tanto a amplitude como o tempo de frente do campo elétrico vertical são influenciados pelo tempo de frente da corrente, enquanto que a amplitude da indução magnética praticamente não se altera. Para distâncias de poucos quilômetros em relação ao canal, tanto o campo elétrico vertical como a indução magnética são fortemente influenciados pelo tempo de frente da corrente, enquanto que para distâncias muito grandes as variações de amplitudes dos campos, para a faixa do tempo de frente da corrente considerada, não são significativas;
- o modelo adotado para determinação da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga tem grande efeito no componente vertical do campo elétrico, tanto para distâncias de poucas dezenas de metros como para algumas centenas de metros em relação ao local de incidência da descarga. A indução magnética também é afetada pelo modelo adotado para o cálculo da distribuição da corrente, embora no caso de distâncias curtas alterações importantes não sejam observadas.

No caso de solo não perfeitamente condutor, destacam-se as seguintes conclusões em relação ao comportamento do componente horizontal do campo elétrico:

- independentemente do valor da condutividade do solo, a distância em relação à fonte tem grande influência no campo, notadamente na amplitude. Para distâncias de até algumas centenas de metros em relação ao canal da descarga, a

amplitude de E_r , diminui em função do aumento da resistividade elétrica do solo. Por outro lado, para distâncias de poucos quilômetros, a amplitude do campo aumenta sensivelmente com o aumento da resistividade do solo. Para distâncias inferiores a 100 m e solos com boa condutividade ($\geq 0,01$ S/m), o campo pode em geral ser calculado, com boa exatidão, admitindo-se a aproximação de solo perfeitamente condutor;

- a velocidade de propagação da corrente exerce grande influência no comportamento do campo, principalmente na amplitude. Para distâncias de poucas centenas de metros e velocidades relativamente baixas, da ordem de 10% da velocidade da luz no vácuo, o componente horizontal do campo elétrico pode ser calculado admitindo-se o solo como condutor perfeito. No caso de velocidades mais elevadas, superiores a 50% da velocidade da luz, a amplitude do campo aumenta à medida que a condutividade elétrica do solo diminui;
- o tempo de frente da corrente exerce influência na amplitude e na forma de onda do campo elétrico horizontal. Para distâncias de poucas centenas de metros, há um aumento na amplitude do campo com o aumento do tempo de frente da corrente. Por sua vez, o aumento da resistividade do solo implica em redução da amplitude do campo, independentemente do tempo de frente da corrente;
- a permissividade do solo exerce pouca influência no campo elétrico horizontal. Para solos com boa condutividade o comportamento do campo não se altera com a variação da permissividade. Para solos com alta resistividade, um aumento na permissividade provoca uma ligeira atenuação na amplitude do campo.

Neste trabalho realizou-se um estudo dos campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas nuvem-solo e de seus componentes, em diversas situações. O trabalho atingiu as metas inicialmente propostas, tendo-se obtido um maior conhecimento do comportamento desses campos.

Propõe-se, como sugestão para trabalho futuro, a aplicação do procedimento computacional desenvolvido para o cálculo dos campos eletromagnéticos resultantes de descargas diretas em estruturas elevadas. Outra possibilidade é a incorporação deste procedimento ao “Extended Rusck Model” (ERM), modelo de validade comprovada para cálculo de tensões induzidas em linhas aéreas no caso de solos com baixa resistividade. Desse modo seria ampliada a versatilidade do ERM, que poderia ser utilizado também no caso de

solos de alta resistividade. Sugere-se ainda um estudo mais aprofundado do comportamento dos campos no caso de pontos de observação afastados (distâncias de algumas centenas de quilômetros), tendo em vista possíveis melhorias nas técnicas para detecção e localização de descargas atmosféricas.

Finalmente, sugere-se a análise dos campos eletromagnéticos e tensões induzidas produzidos por descargas atmosféricas em condutores localizados abaixo da superfície do solo, levando-se em conta os parâmetros do solo e diferentes níveis de profundidade.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. PIANTINI, A.; JANISZEWSKI, J. M. “Avaliação do número de interrupções em linhas de média tensão devido a descargas atmosféricas indiretas”, In: XVIII Seminário Nacional de Produção e Transmissão de Energia Elétrica (XVIII SNPTEE), Curitiba, Outubro, 2005.
2. PIANTINI, A.; SILVA NETO, A. “Tensões Induzidas em Linhas de Baixa Tensão por Descargas Atmosféricas”, In: IEEE/PES Transmission & Distribution Conference and Exposition: Latin America. São Paulo, Novembro, 2004.
3. LUNDQUIST, S. "Fires caused by lightning and electric wires", Proceedings of the 21st International Conference on Lightning Protection, p. 475-478, Berlin, 1992.
4. PIANTINI, A.; JANISZEWSKI, J. M. “Campos eletromagnéticos associados a descargas atmosféricas: simulação e análise.” Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo Aplicado, Belo Horizonte, MG. Brasil, Junho, 1992.
5. LUNDQUIST, S. “Lightning protection and lightning research – strategy 2000.” In: 21st International Conference on Lightning Protection, Proceedings p. 1-3. Berlin, 1992.
6. SARTORI, Carlos Antônio França “**Aspectos de compatibilidade eletromagnética em estruturas atingidas por descargas atmosféricas.**” São Paulo, 1999. 161 p. Tese (Doutorado) - Departamento de Energia e Automação Elétricas da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
7. IEC 1024-1-1 Protection of structures against lightning. Section 1: Guide A – Selection of protective levels for lightning protection systems. August, 1993.

8. IEC 1024-1-2 Protection of structures against lightning. Application guide B. Project group draft report. July, 1991.
9. IEC 1000-4-5 Electromagnetic compatibility (EMC) of electrical and electronic equipment. Part 4: Testing and measurement techniques – Section 5: Surge Immunity test. February, 1995.
10. IEC 1000-4-9 Electromagnetic compatibility (EMC) of electrical and electronic equipment. Part 4: Testing and measurement techniques – Section 9: Pulse magnetic field Immunity test. Basic EMC Publication. July, 1993.
11. IEC 1312-1 Protection against lightning electromagnetic impulse (LEMP). Part 1: General Principles. February, 1995.
12. IEC 61312-3 Protection against lightning electromagnetic impulse (LEMP). Part 3: Requirements of surge protective devices. Comimittee Draft 81/94/CD. May, 1997.
13. NBR 5419 Proteção de estruturas contra descargas atmosféricas. Junho, 1993.
14. SMIDT, E. R. “Lightning analysis in a high-voltage transmission environment.” Vaissala News, United States, 2003.
15. SILVA, S. P.; PIANTINI, A.; FRANCO, J. L.; GONÇALVES, J. “Lightning performance studies for a 13.8 kV distribution network.” VII SIPDA – International Symposium on Lightning Protection, p. 137-143. Curitiba, 2003.
16. RAKOV, V. A. “Lightning parameters important for lightning protection.” VI International Symposium on Lightning Protection (VI SIPDA). Santos, Brazil. November, 2001.

17. THOMSOM E. M.; MEDELIUS P. J.; RUBINSTEIN M.; UMAN, M. A.; JOHNSON, J.; STONE, J. W. "Horizontal electric fields from lightning return strokes." *Journal of Geophysical Research*, vol. 93, nº D3, p. 2429-2441, March, 1988.
18. UMAN, Martin. A. "Lightning." In: McGraw-Hill Inc., p. 264. New York, 1969.
19. PINTO JR., Osmar; PINTO, I. R. C. A. "Tempestades e relâmpagos no Brasil." In: INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS, São José dos Campos, 2000.
20. MASTER, M. J.; UMAN, M. A. "Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipole." *Am. Journal of Physics.*, vol. 51, nº 2, February, 1983.
21. SHIGIHARA, Miltom. **"Avaliação de correntes de descargas atmosféricas através de medições diretas em estruturas altas."** São Paulo, 2005 152 p. Dissertação (Mestrado) – Programa Interunidades de Pós-Graduação em Energia da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2005.
22. UMAN, Martin. A. "Natural lightning." *IEEE Transaction on Industry Applications*, vol. 30, p. 785-790, May-June, 1994.
23. ANDERSON, R. B.; ERIKSSON, A. J. "A Summary of lightning parameters for engineering application." In: CIGRE, International Conference on Large High Voltage Electric Systems, CIGRÉ 1980 Session, Paris, August 27 – September 4, 1980.
24. BERGER, K; ANDERSON, R. B.; KRÖNINGER, H.; PALVA, V. "Parameters of lightning flashes." *Electra*, nº 41, p. 23-37, July, 1975.
25. CHEN, Y.; LIU, S.; WU, X.; ZHANG, F. "A new kind of lightning channel-base current function." *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, p. 304 - 307, May 2002.

26. BRUCE, C. E. R.; GOLDE, R. M. "The lightning discharge." J. Inst. Electr. Eng., 88, p. 487-520, 1941.
27. NORINDER, H.; DAHLE, O. "Measurements by frame aeriels ofm current variations in lightning discharges." Aktiv for maths etc., 32A, N° 5, 1945.
28. UMAN, M. A.; McLAIN, D. K. "Magnetic field of lightning return stroke." Journal of Geophysical Research, vol. 74, n° 28, p. 6899-6910, 1969.
29. HEIDLER, F.; "Traveling current source model for LEMP calculation." Proceedings of 6th Symposium on Electromagnetic Compatibility, edited by T. Dvorak, p. 157-162, ETH-Zentrum, Zurich, Switzerland, 1985.
30. RAKOV, V. A. "Characterization of lightning electromagnetic fields and their modeling." Proceedings of the 14th Int. Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, p. 3-16, Zurich, Switzerland, February, 2001.
31. RACHIDI, F.; RAKOV, V. A.; NUCCI, C. A.; BERMUDEZ, J. L. "Effect of vertically extended strike object on the distribution of current along the lightning channel." Journal Geophysical Research, vol. 107, n° D23, p. 16-1 – 16-6, 2002.
32. SADIKU, Matthew N. O. "Elements of electromagnetics." 3rd edition OXFORD UNIVERSITY PRESS, 765 p., New York, 2001.
33. RAKOV, V. A. "Engineering models of the return stroke." International Symposium on Lightning Protection, VII. pp. 511-530, Curitiba, Brazil, November, 2003.
34. COORAY, V. "On the concepts used in the return stroke models applied in the engineering practice." IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility, vol. 45, n° 1, p. 101-108, February, 2003.

35. RAKOV, V. A.; UMAN, M. "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application." IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, v. 40, n° 4, p. 403-426, November 1998.
36. RAKOV, V. A.; DULZON, A. A. "A modified transmission line model for lightning return stroke field calculations." Proceedings of 9th International Symposium on EMC, ETH Zentrum-IKT, p. 229-235, Zurich, Switzerland, 1991.
37. UMAN, M. A.; McLAIN, D. K.; KRIDER, E. P. "The electromagnetic radiation from a finite antenna." Am. Journal of Physics., 43, p. 33-38, 1975.
38. RAKOV, V. A.; DULZON, A. A. "Calculated electromagnetic fields of lightning return stroke." Tekh. Elektrodinam., vol. 1, p. 87-89, 1987.
39. NUCCI, C. A.; MAZETTI, C.; RACHIDI, F.; IANOZ, M. "On lightning return stroke models for LEMP calculations." 19th International Conference on Lightning Protection, Verband der Elektrizitätswerk Österreichs, Graz, Austria, 1988.
40. LIN, Y. T.; UMAN, M. A.; TILLER, J. A.; BRANTLEY, R. D.; BEASLEY, W. H.; KRIDER, E. P.; WEIDMAN, C. D. "Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two-station measurements." Journal of Geophysics, 84, p. 6307-6314, 1979.
41. NUCCI, C. A.; UMAN M. A.; DIENDORFER, G.; RACHIDI, F.; IANOZ, M.; MAZZETTI, C. "Lightning return stroke current models with specified channel-base current: a review and comparison." Journal of Geophysical Research, vol. 95, n° D12, p. 20,395-20,408, November 20, 1990.
42. DIENDORFER, G.; UMAN, M. A. "An improved return stroke model with specified channel-base current." Journal of Geophysical Research, vol. 95, p. 13,621-44, 1990.

43. THOTTAPPILLIL, R.; UMAN, M. A. "Comparison of lightning return stroke models." *Journal of Geophysical Research*, vol. 98, p. 903-914, 1993.
44. THOTTAPPILLIL, R.; RAKOV, R. A.; UMAN, M. A. "Distribution of charge along the lightning channel: Relation to remote electric and magnetic fields and to return stroke models." *Journal of Geophysical Research*, vol. 102, p. 6887-7006, 1997.
45. WILLETT, J. C.; BAILEY, J. C.; IDONE, V. P.; EYBERT-BERARD, A.; BARRET, L. "Submicrosecond intercomparison of radiation fields and currents in triggered lightning return strokes based on the transmission-line model." *Journal of Geophysical Research*, vol. 94, n° D11, p. 13,275 – 13,286, September, 1989.
46. VISACRO, S.; SILVEIRA, F. H. "A return stroke model based on a hybrid field-circuit approach." *International Conference on Lightning Protection, Proceedings. ICLP. Avignon, 2004.*
47. RACHIDI, F.; NUCCI, C. A.; IANOZ, M.; MAZZETTI, C. "Influence of a lossy ground on lightning-induced voltages on overhead lines." *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, n° 3, August, 1996.
48. PETRACHE, E. **"Lightning Electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables."** Lausanne, 2004. 155 p. Ph.D. thèse - Faculté Sciences et Techniques de L'Ingénieur , École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, 2004.
49. UMAN, Martin A. "The lightning discharge." In: *ACADEMIC PRESS*, Orlando, Florida, 1987.
50. ZEDDAM, A.; DEGAUQUE, P. "Current and voltage induced on a telecommunication cable by a lightning stroke." *Electromagnetics*, p. 541-564, 1987.

51. RUBINSTEIN, M.; UMAN, M. A. "Methods for calculating the electromagnetic fields from a known source distribution: application to lightning." IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 31, p. 183-189, May, 1989.

52. SORWAR, M. G.; GOSLING, I. G. "Lightning radiated electric fields and their contribution to induced voltages." IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, p. 635-639, vol. 2, August, 1999.

53. SILVA, A. A.; LAFFONT, L. **"Herramienta para el cálculo de S/T inducidas en líneas aéreas, considerando la resistividad de tierra."** Sartenejal, 2000. 93 p. Proyecto de Grado – Coordinación de Ingeniería Eléctrica da Universidad Simón Bolívar, Sartenejal, 2000.

54. MONTAÑO, Raul. **"The effects of lightning on low voltages power networks."** Uppsala, 2006. xviii + 89 p. Ph.D. thesis - Faculty of Science and Technology, Uppsala Universitet, Uppsala, 2006.

55. COORAY, V. "Horizontal fields generated by the strokes." Radio Science, vol. 27, nº 4, p. 529-537, July-August, 1992.

56. BANNISTER, P. R. "Extension of finitely conducting earth-image: theory results to any range." Tech. Rep. 6885, Nav. Under Water Syst. Cent., New London, Conn., January, 1984.

57. NUCCI, C. A.; RACHIDI, F. IANOZ, M. V.; MAZZETTI, C. "Lightning-induced voltages on overhead lines." IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 35, nº 1, February, 1993.

58. GOSHIMA, H.; MOTOYAMA, H.; ASAKAWA, A.; WADA, A.; SHINDO, T.; YOKOYAMA, S. "Characteristics of electromagnetic fields due to winter lightning stroke current to a high stack." *Trans. Inst. Electr. Eng. Japan*, vol. 120-B, n° 1, p. 44-48, 2000.
59. RUBINSTEIN, M.; RACHIDI, F.; UMAN, M. A.; THOTTAPPILLIL, R.; RAKOV, V. A.; NUCCI, C. A. "Characterization of vertical electric fields 500 m and 30 m from triggered lightning." *Journal of Geophysical Research*, vol. 10, p. 8863-8872, 1995.
60. RUBINSTEIN, M. "An approximate formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long ranges." *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, n° 3, August, 1996.
61. WAIT, J. R. "On the wave tilt at high frequencies – A personal view." *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 39, n° 1, February, 1997.
62. WAIT, J. R. "Concerning the horizontal electric field of lightning." *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 39, p. 186, May, 1997.
63. KANNU, P. D.; THOMAS, J. M. "Influence of ground conductivity on the over voltages induced on overhead power distribution lines due to an indirect lightning stroke." *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, vol. 2, p. 949-954, 21-25 August, 2000.
64. COORAY, V. "Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes." *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 43, Issue 1, p.75-84, February, 2001.

65. COORAY, V. "Some considerations on the "Cooray-Rubinstein" formulation used in deriving the horizontal electric field of lightning return strokes over finitely conducting ground." IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, vol. 44, nº 4, November, 2002.
66. WANG, C.; SONG, T. X. "Two numerical methods for calculating electromagnetic fields radiated from nature lightning." Journal of Electromagnetic Waves and Appl., vol. 19, nº 4, p. 513-528, 2005.
67. PIANTINI, Alexandre. "**Contribuição ao estudo das tensões induzidas em linhas de distribuição por descargas atmosféricas indiretas.**" São Paulo, 1991. 205 p. Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica, Departamento de Energia e Automação Elétrica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1991.
68. Matlab for Windows V. 7.0.0.19920 (R14), The Math Works Inc., 2004.
69. SALVADORI, M. G. "Numerical methods in engineering." In: NEW JERSEY, Prentice – Hall, 1952.
70. MATHEWS, J. H.; KURTIS, D. F. "Numerical methods using Matlab." In: NEW JERSEY, 3rd edition, Prentice-Hall, 1999.
71. LETEINTURIER, C.; WEIDMAN, C.; HAMELIN, J.; "Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes." Journal of Geophysical Research, 95, 811-828 p., 1990.
72. ROMERO, F.; PIANTINI, A. "Campos eletromagnéticos gerados por descargas atmosféricas." Simpósio Brasileiro de Sistemas Elétricos 2006 (SBSE 2006). Anais SBSE 2006, Campina Grande, Brasil. Julho, 2006.

73. CHEN, CHI-TSONG “Digital signal processing: spectral computation and filter design.” In: OXFORD UNIVERSITY PRESS, New York, 2001.
74. COOLEY, J. W.; TUKEY, J. W. “An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series.” *Mathematics of Computation*, vol. 19, n° 90, p. 297-301, April, 1965.
75. RACHIDI, F.; IANOZ, M.; NUCCI, C. A.; MAZETTI, C. “Calculation methods of the horizontal component of lightning return stroke electric fields.” 11th International Wroclaw Symposium on Electromagnetic Compatibility, Wroclaw, Poland, September, 1992.