

Campos Eletromagnéticos Gerados por Descargas Atmosféricas

Fabio Romero e Alexandre Piantini

Resumo - Os campos eletromagnéticos irradiados durante a etapa da descarga atmosférica conhecida como descarga de retorno (*return stroke*) são responsáveis pela indução de sobretensões em linhas de transmissão, distribuição e cabos de telecomunicações, as quais podem ocasionar problemas nas redes elétricas, particularmente nas de distribuição de energia e de telecomunicações, prejudicando desde pequenos consumidores até grandes indústrias. Este trabalho analisa o comportamento do campo elétrico vertical (E_z) e da indução magnética (B_ϕ) gerados por descargas atmosféricas nuvem-solo frente à variação de parâmetros tais como a velocidade de propagação da corrente, a distância entre o ponto de incidência da descarga atmosférica e o ponto de cálculo dos campos e a altura do ponto de observação em relação ao solo. Para a determinação da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal da descarga adotou-se o modelo da Linha de Transmissão (TL), tendo o solo sido admitido como um plano perfeitamente condutor.

Palavras-Chave – campos eletromagnéticos, descargas atmosféricas, transitórios eletromagnéticos.

I. INTRODUÇÃO

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

A explicação destes fatos relaciona-se à utilização, em larga escala, de equipamentos de elevada susceptibilidade, nos quais a ação direta dos campos eletromagnéticos e as interferências resultantes dos acoplamentos destes campos com os meios condutores podem provocar desde operações indevidas até a destruição dos equipamentos e danos a sistemas elétricos e eletrônicos [4].

Uma descarga nuvem-solo típica gera um campo eletromagnético, o qual pode induzir tensões de amplitudes consideráveis em linhas de energia situadas nas proximidades do ponto de incidência da descarga. O conhecimento das características de tais campos é fundamental para o cômputo dessas tensões induzidas.

Este trabalho recebeu o apoio do Programa Interunidades de Pós-Graduação em Energia (PIPGE/USP) e do CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico.

F. Romero é mestrando em energia do PIPGE/USP e pesquisador do Grupo de Alta Tensão e Descargas Atmosféricas GATDA/USP (e-mail: fromero@iee.usp.br).

A. Piantini é coordenador do GATDA/USP e professor do Instituto de Eletrotécnica e Energia (IEE/USP), atuando no PIPGE/USP e na Escola Politécnica, PEA/EPUSP (e-mail: piantini@iee.usp.br).

Neste trabalho, após a apresentação da metodologia de cálculo, são feitas comparações com os resultados dos cálculos obtidos por Nucci *et. al.* [5], as quais confirmam a validade do procedimento adotado. Posteriormente são discutidos os comportamentos do campo elétrico vertical (E_z) e da indução magnética horizontal (B_ϕ) gerados por descargas atmosféricas nuvem-solo na fase correspondente à descarga de retorno em relação a variações da velocidade de propagação da corrente ao longo do canal, da altura do ponto de cálculo dos campos em relação ao solo e da distância entre tal ponto e o local de incidência da descarga.

II. METODOLOGIA DE CÁLCULO

A. Corrente na Base do Canal da Descarga

A corrente na base do canal da descarga, $i(0,t)$, é representada através da soma de duas funções [5]:

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

onde $I_{01} = 9,9 \text{ kA}$, $\eta = 0,845$, $\tau_1 = 0,072 \text{ } \mu\text{s}$, $\tau_2 = 5,0 \text{ } \mu\text{s}$, $I_{02} = 7,5 \text{ kA}$, $\tau_3 = 100 \text{ } \mu\text{s}$ e $\tau_4 = 6,0 \text{ } \mu\text{s}$. Na expressão acima, 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 1 temos a forma de onda da corrente na base do canal e sua respectiva derivada em relação ao tempo. A corrente tem amplitude de 11 kA e derivada máxima de aproximadamente 105 kA/ μs , valores considerados representativos de correntes subsequentes típicas, conforme experimentos realizados com descargas provocadas por foguetes [6].

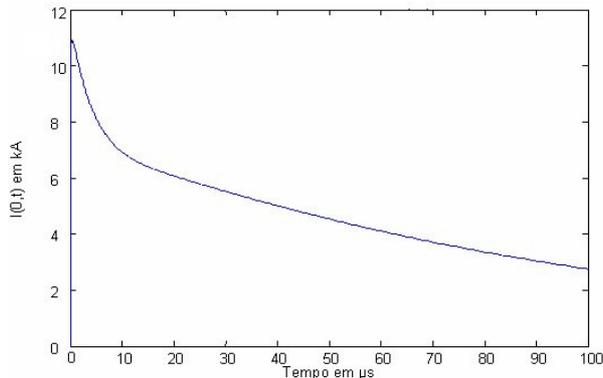
B. Distribuição Espaço-Temporal da Corrente ao Longo do Canal da Descarga

Adotou-se, neste trabalho, o modelo da linha de transmissão (TL) [7] para determinação da distribuição espaço-temporal da corrente ao longo do canal. Neste modelo, o canal é considerado como uma linha de transmissão ideal, na qual a corrente e propaga com velocidade v sem sofrer atenuação ou distorção. Desse modo a corrente em um ponto do canal de altura z' , em um instante t , pode ser determinada através da expressão:

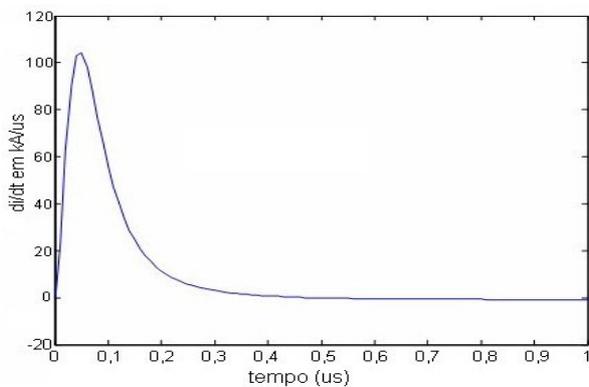
$$i(z',t) = i(0,t - z'/v), \quad \text{para } z' \leq vt \quad (2)$$

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

A distribuição espaço-temporal da corrente é apresentada na Figura 2.



(a)



(b)

Fig. 1. Corrente na base do canal utilizada no cálculo dos campos. a) forma de onda; b) derivada da corrente.

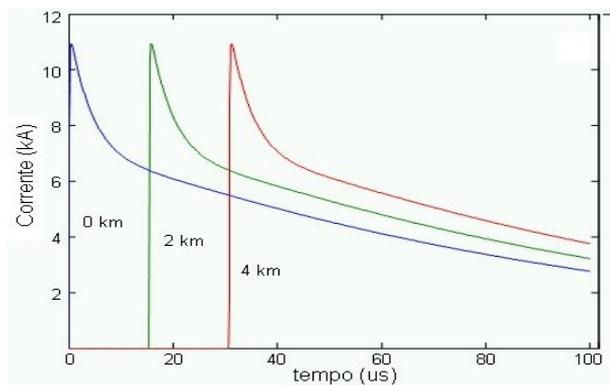


Fig. 2. Forma de onda da corrente em três posições ao longo do canal (0 m, 2 km e 4 km) de acordo com o modelo TL [7], para $v = 1.3 \times 10^8$ m/s.

C. Campo Elétrico Vertical e Indução Magnética

Para a determinação de E_z e B_ϕ , o canal da descarga foi considerado perpendicular ao plano de terra, com comprimento total de 4 km e sem ramificações. A Figura 3 ilustra, em coordenadas cilíndricas, os parâmetros geométricos empregados para o cálculo dos campos, onde $h_c(t)$ corresponde à posição real da frente de onda da corrente no instante t e z' é

a posição em que o observador, localizado no ponto P, “enxerga” a frente de onda em um determinado instante t .

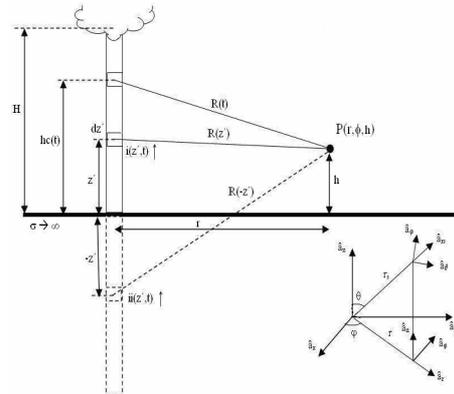


Fig. 3. Parâmetros geométricos utilizados para cálculo dos campos admitindo o solo como um plano perfeitamente condutor (adaptada de [8]).

As expressões apresentadas em [9, 10] e utilizadas neste trabalho para os cálculos do componente vertical do campo elétrico, dE_z , e da indução magnética dB_ϕ para o caso de solo perfeitamente condutor são:

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

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

onde dE_z e dB_ϕ correspondem, respectivamente, ao campo elétrico vertical e indução magnética associados à corrente contida no elemento infinitesimal dz' , μ_0 e ϵ_0 são, respectivamente, a permeabilidade e a permissividade do espaço-livre, c é a velocidade da luz e H é o comprimento total do canal. Na expressão (3) o primeiro termo é denominado campo eletrostático, predominante próximo da fonte, o termo intermediário é o campo de indução e o último, campo de radiação, que é predominante para pontos distantes da fonte. Na expressão (4) o primeiro e o segundo termos são denominados campos de indução e de radiação, respectivamente. Para o solo condutor perfeito, leva-se em conta a imagem do canal substituindo $R(z')$ por $R(-z')$ (distância entre o ponto de observação e a imagem do elemento infinitesimal dz' , vide Figura 3 e z' por $-z'$ nas equações (3) e (4). O campo total no ponto P é obtido considerando-se as contribuições da corrente $i(z', t)$ presente em todos os elementos infinitesimais dz' ao longo do canal.

Inicialmente os campos E_z e B_ϕ foram calculados para as mesmas condições consideradas em [5]. A Figura 4 apresenta os resultados obtidos 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. Verifica-se uma boa concordância entre os resultados, confirmando a validade do procedimento adotado.

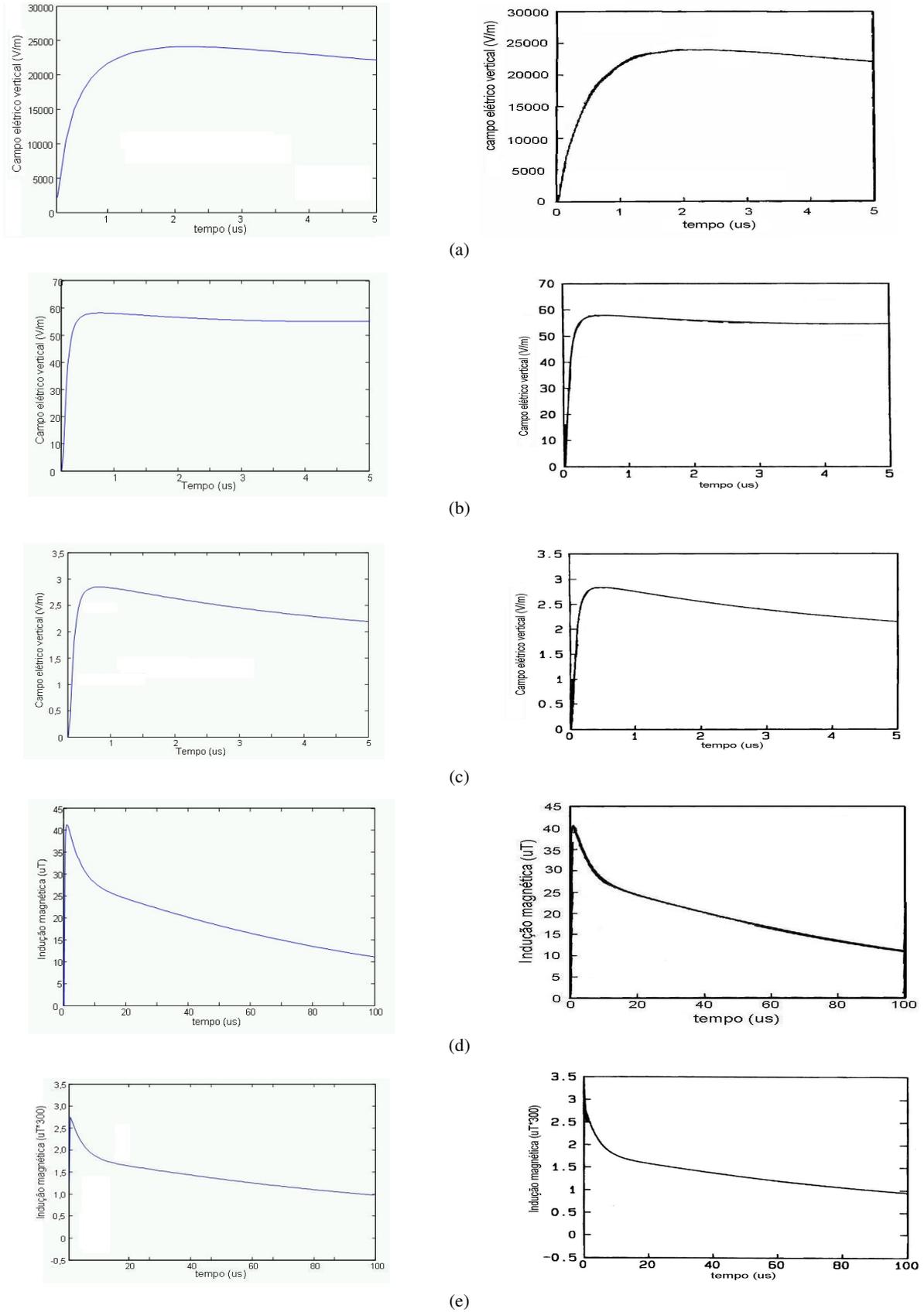


Fig. 4. Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho (coluna da esquerda) e aqueles obtidos em [5] (coluna da direita) para o campo elétrico vertical E_z e para a indução magnética B_ϕ ao nível do solo em diferentes distâncias r . Corrente da descarga indicada na Fig. 1, modelo TL, velocidade de propagação $v = 1,3 \cdot 10^8$ m/s. a) E_z , $r = 50$ m b) E_z , $r = 5$ km c) E_z , $r = 100$ km d) B_ϕ , $r = 50$ m e) B_ϕ , $r = 100$ km

III. CAMPO ELÉTRICO VERTICAL E INDUÇÃO MAGNÉTICA – SIMULAÇÕES E ANÁLISE

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 e da altura do ponto de cálculo dos campos em relação ao solo. A menos que indicado em contrário, nas simulações foram adotados os mesmos valores dos parâmetros citados anteriormente e indicados na Figura 4.

A. Distância do ponto de incidência da descarga (r)

Nota-se na Figura 4, que tanto a amplitude do campo elétrico vertical como a amplitude da indução magnética, diminuem à medida que o ponto de observação se afasta do canal da descarga. A partir de alguns quilômetros de distância da fonte 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 (Figs. 4b e 4c, respectivamente).

Nota-se também que 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, Fig. 4a), o componente predominante do campo elétrico é o eletrostático, que varia com a integral da corrente, enquanto que para pontos mais afastados ($r = 100$ km, Fig. 4c) a maior influência é exercida pelo campo de radiação, que é função da derivada da corrente.

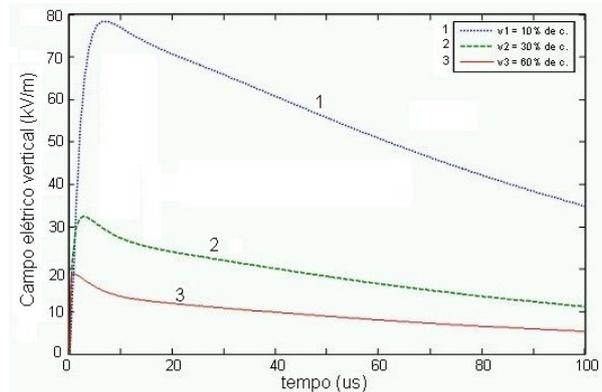
Com relação à indução magnética, para pontos próximos à fonte o campo de indução associado às correntes nos elementos do canal mais próximos do ponto de observação é o mais importante, de modo que a forma de onda de B_ϕ é similar à da corrente na base do canal. Para pontos afastados da fonte o campo de radiação é predominante, 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: $|E_z| = c \cdot |B_\phi|$.

B. Velocidade de propagação da corrente (v)

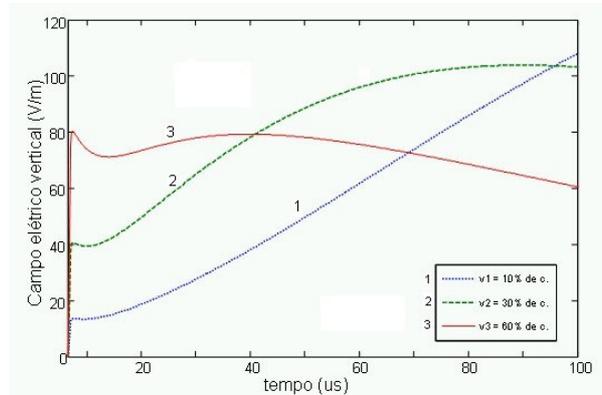
Para avaliação da influência da velocidade de propagação da corrente, os campos E_z e B_ϕ foram calculados às distâncias de 50 m, 5 km e 100 km do canal, considerando-se três diferentes valores de v : 10 %, 30 % e 60 % da velocidade da luz no vácuo. As Figuras 5 e 6 apresentam, respectivamente, os resultados 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 afastados da fonte. No caso de pontos próximos à fonte ($r = 50$ m, Fig. 5a), onde predomina o campo eletrostático, um aumento da velocidade implica em uma redução da amplitude e do tempo de frente de E_z . Para o caso de grandes distâncias ($r = 100$ km, Fig. 5c), em função da predominância do campo irradiado, a situação é oposta, isto é, a intensidade do campo aumenta com o aumento da

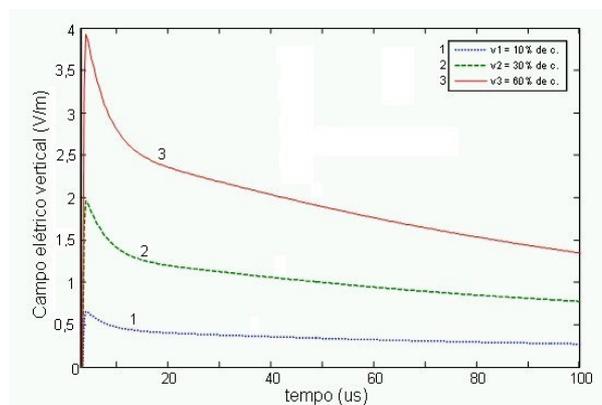
velocidade v . As formas de onda são, no entanto, bastante semelhantes. Em pontos intermediários, contudo, a influência da velocidade é significativa tanto na amplitude como na forma de onda de E_z . Na situação considerada na Fig. 5b ($r = 5$ km) observa-se que, para o caso de $v = 0,1 \cdot c$, o campo apresenta uma rampa lenta após o pico inicial, com duração superior a 100 μ s. Essa é uma das características observadas de E_z quando de medições em pontos situados a até alguns quilômetros do canal [11, 12]. Entretanto, para velocidades mais elevadas tal característica não é reproduzida quando da representação da descarga de retorno através do modelo TL.



(a)

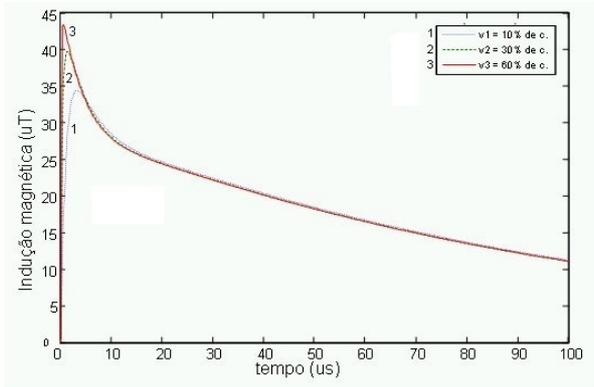


(b)

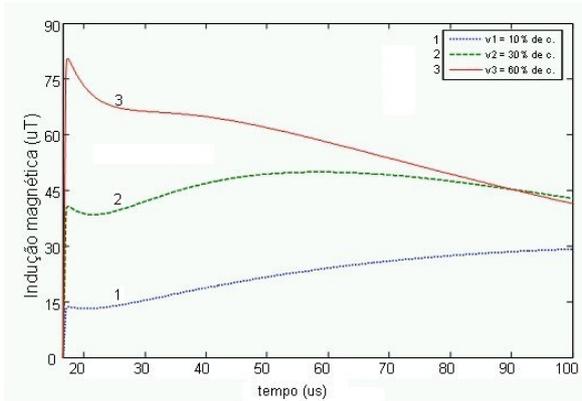


(c)

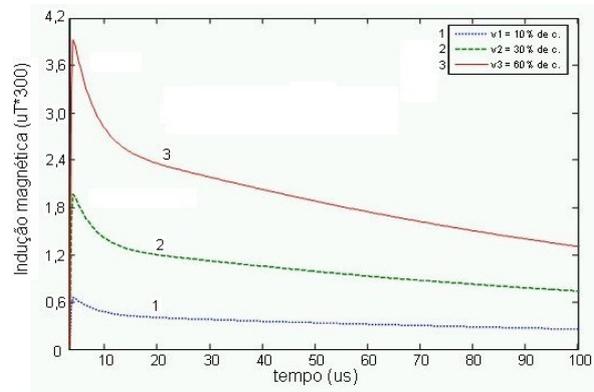
Fig. 5. Campo elétrico vertical ao nível do solo ($h = 0$ m) em função da velocidade de propagação v . a) $r = 50$ m b) $r = 5$ km c) $r = 100$ km.



(a)



(b)



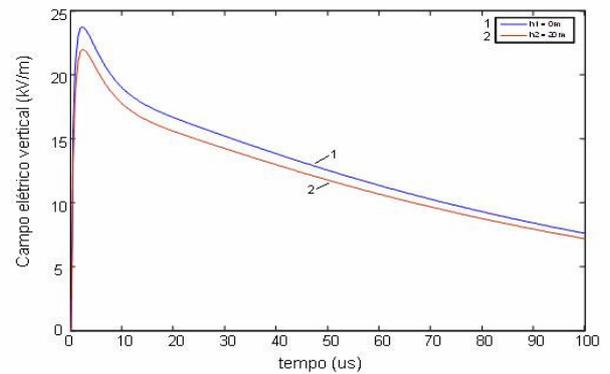
(c)

Fig. 6. Indução magnética ao nível do solo ($h = 0$ m) em função da velocidade de propagação v . a) $r = 50$ m b) $r = 5$ km c) $r = 100$ km

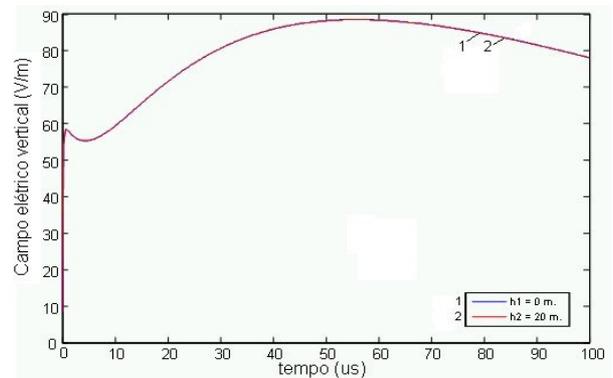
Nota-se na Figura 6 que, ao contrário de E_z , a amplitude da indução magnética tende a ser mais elevada à medida que aumenta a velocidade de propagação da corrente ao longo do canal, independentemente da posição do ponto de observação em relação à fonte. Nota-se que, para as situações consideradas, 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 6a. 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 .

C. Altura do ponto de observação (h)

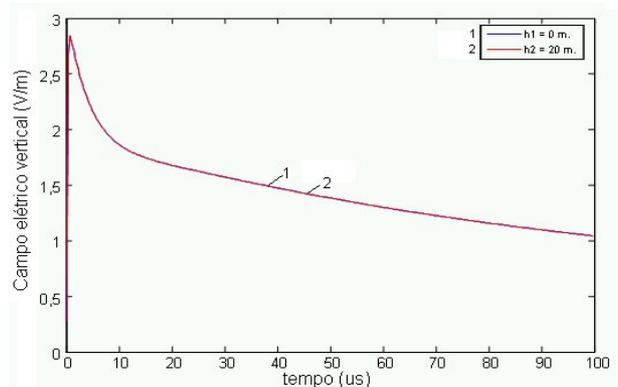
A influência da altura do ponto de observação no campo E_z é pequena, particularmente nos casos em que essa altura é muito inferior ao comprimento do canal. Essa influência tende a diminuir à medida que aumenta a distância entre o ponto de observação e o local de incidência da descarga. Já no caso da indução magnética B_ϕ a influência da altura é ainda menor. A título de ilustração as Figuras 7 e 8 apresentam, respectivamente, os campos E_z e B_ϕ calculados às alturas de 0 m e 20 m para diferentes distâncias em relação ao canal. Nota-se que no caso de B_ϕ as diferenças entre as ondas são praticamente imperceptíveis mesmo para pontos próximos ao canal da descarga.



(a)



(b)



(c)

Fig. 7. Campo elétrico vertical em função da altura do ponto P considerado ($v = 1.3 \times 10^8$ m/s). a) $r = 50$ m b) $r = 5$ km c) $r = 100$ km

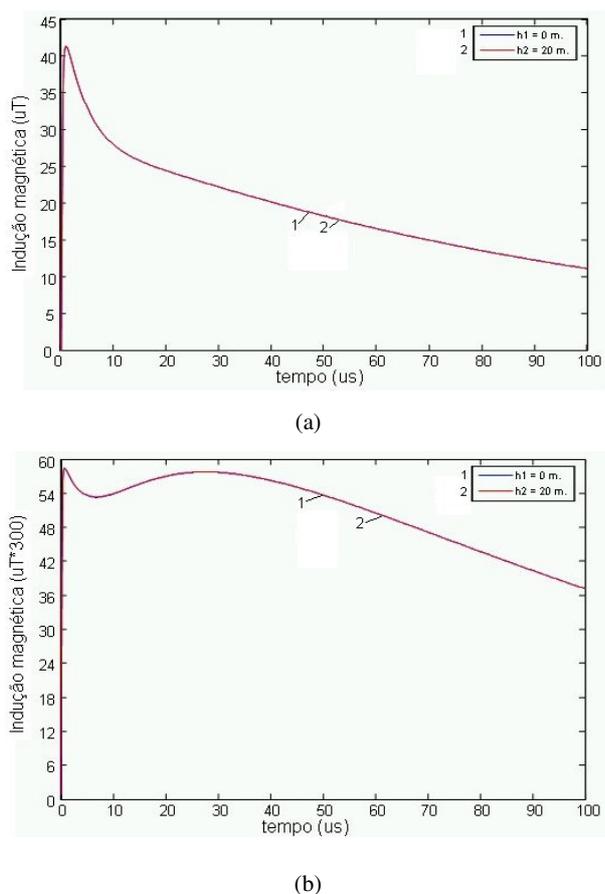


Fig. 8. Indução magnética em função da altura do ponto P considerado ($v = 1.3 \times 10^8$ m/s). a) $r = 50$ m b) $r = 5$ km.

IV. CONCLUSÕES

Neste trabalho foram apresentadas algumas características do campo elétrico vertical e da indução magnética horizontal gerados por descargas atmosféricas. A terra foi representada como um plano perfeitamente condutor, aproximação esta que pode ser considerada razoável para o cálculo de E_z e B_ϕ no caso de solos com baixa resistividade ou quando a distância entre o local de incidência da descarga e o ponto de observação é de no máximo alguns poucos quilômetros.

As simulações mostraram que a velocidade de propagação da corrente ao longo do canal da descarga tem efeito significativo tanto em E_z como em B_ϕ , embora sejam diferentes os comportamentos dos campos em relação à variação desse parâmetro.

A distância entre o ponto de incidência da descarga e o ponto de observação também tem grande influência nos campos, sobretudo em suas amplitudes. A partir de alguns quilômetros de distância da fonte os campos tendem a variar de forma inversamente proporcional com a distância, apresentando nessa situação basicamente a mesma forma de onda, sendo a relação entre os módulos das suas amplitudes igual à velocidade da luz no vácuo, i. e., $|E_z| / |B_\phi| = c$.

A variação dos campos em função da altura do ponto de observação é pequena, sendo em geral desprezível para os casos em que esta altura é muito inferior ao comprimento do canal, em especial para pontos situados a distâncias superiores a 50 m do local de incidência da descarga.

V. REFERÊNCIAS

- [1] A. Piantini, J. M. Janiszewski, "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, Out. 2005.
- [2] A. Piantini, A. Silva Neto, "Tensões Induzidas em Linhas de Baixa Tensão por Descargas Atmosféricas", In: IEEE/PES Transmission & Distribution Conference and Exposition: Latin America. São Paulo, Nov. 2004.
- [3] S. Lundquist, "Fires caused by lightning and electric wires", Proceedings of the 21st Int. Conf. on Lightning Protection, pp. 475-478, Berlin, 1992.
- [4] C. A. F. Sartori, "Aspectos de compatibilidade eletromagnética em estruturas atingidas por descargas atmosféricas," Tese de Doutorado, Depto. de Energia e Automação Elétricas, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999.
- [5] C. A. Nucci, M. A. Uman, G. Diendorfer, F. Rachidi, M. Ianoz, C. Mazzetti, "Lightning return stroke current models with specified channel-base current: a review and comparison," *J. of Geophys. Res.*, vol. 95, no. D12, pp. 20.395-20.408, Nov. 1990.
- [6] C. Leteinturier, C. Weidman, J. Hamelin, "Current and electric field derivatives in triggered lightning return strokes", *J. Geophys. Res.*, 95, pp. 811-828, 1990.
- [7] M. A. Uman, D. K. McLain, E. P. Krider, "The electromagnetic radiation from a finite antenna", *J. Geophys. Res.*, vol. 74, no. 28, pp. 6899-6910, 1969.
- [8] T. X. Song, C. Wang, "Two numerical methods for calculating electromagnetic fields radiated from nature lightning", *J. of Electromag. Waves and Appl.*, vol. 19, no. 4, pp. 513-528, 2005.
- [9] M. J. Master, M. A. Uman, "Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipole", *Am. Journal of Physics*, vol. 51, no. 2, pp. 118-126, Feb. 1983.
- [10] M. Rubinstein, M. A. Uman, "Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipole, revisited", *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 33, no. 4, pp. 312-320, Nov. 1991.
- [11] V. A. Rakov, M. A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application", *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 4, pp. 403-426, Nov. 1998.
- [12] C. A. Nucci, "Lightning-induced voltages on overhead power lines – Part 1: return stroke current models with specified channel-base current for the evaluation of the return-stroke electromagnetic fields", *Electra*, no. 1, pp. 75-102, Aug. 1995.

VI. BIOGRAFIAS



Fabio Romero nasceu em Uberlândia – MG, em 11 de abril de 1980. Gradou-se em Engenharia Elétrica – modalidade Eletrotécnica – pela Escola de Engenharia de Lins em 2004. Atualmente é pesquisador do Grupo de Alta Tensão e Descargas Atmosféricas (GATDA/USP) e está em fase de conclusão para obtenção do título de Mestre em Energia no Programa Interunidades de Pós-Graduação em Energia da Universidade de São Paulo (PIPGE/USP). Suas principais áreas de interesse estão relacionadas a descargas atmosféricas e transitórios eletromagnéticos em sistemas elétricos.



Alexandre Piantini nasceu em Londrina - PR, em 10 de agosto de 1963. Gradou-se em Engenharia Elétrica pela Universidade Federal do Paraná em 1985 e obteve os títulos de Mestre e Doutor em Engenharia pela Escola Politécnica da Universidade de São Paulo em 1991 e em 1997, respectivamente. Ingressou na Universidade de São Paulo (USP) em 1986, como pesquisador do Instituto de Eletrotécnica e Energia. Atualmente é professor do Programa de Pós-Graduação em Energia da USP (PIPGE/USP) e do Programa de Pós-Graduação da Escola Politécnica da USP (PEA/EPUSP) e coordenador do Grupo de Alta Tensão e Descargas Atmosféricas (GATDA/USP). Suas principais áreas de interesse estão relacionadas a descargas atmosféricas e a transitórios eletromagnéticos em sistemas elétricos. É autor ou co-autor de mais de 90 trabalhos científicos apresentados em congressos nacionais e internacionais ou publicados em revistas indexadas.