

# Distribuição de Campos, Tensões e Correntes em Estruturas Metálicas Atingidas por Descargas Atmosféricas

João Yazbek Jr.

Philips S&V - Lab. Desenvolvimento, São Paulo, Brasil

Antônio R. Panicali

CPqD - Telebrás, Campinas, Brasil

**Resumo** — Este trabalho é uma contribuição para a simulação do ambiente eletromagnético em estruturas metálicas atingidas por descargas atmosféricas. A distribuição de correntes é obtida por meio da característica de propagação em fios finos singelos, apresentada por Schelkunoff e Friis. Os campos elétrico e densidade de fluxo magnético são calculados através da integração numérica das equações para os campos do dipolo elétrico elementar, e as tensões induzidas em elementos dentro da estrutura são calculadas através da integração do campo elétrico e da derivação no tempo do fluxo magnético.

**Palavras-chave** — Compatibilidade Eletromagnética, Descargas Atmosféricas, Propagação em Fios Finos.

## I. INTRODUÇÃO

A revolução tecnológica verificada nos últimos anos trouxe à sociedade inúmeros benefícios e também a tornou cada vez mais dependente de equipamentos eletrônicos. Novos componentes e sistemas estão sendo desenvolvidos com cada vez mais rapidez e sendo utilizados com maior intensidade em virtude da contínua queda de preços, aumento dos volumes de produção e de escala de integração. Isto propiciou a proliferação destes equipamentos, mas também tornou mais evidente os vários problemas de compatibilidade eletromagnética entre equipamentos e entre estes e o ambiente no qual estão instalados.

Dentre os fenômenos naturais a que estes equipamentos podem estar sujeitos, a descarga atmosférica direta às estruturas que os abrigam é um dos mais agressivos, e por este motivo tornou-se objeto de vários estudos que visam obter melhor conhecimento do ambiente eletromagnético.

A descarga atmosférica direta ao sistema de proteção de uma edificação gera interferência e em muitos casos danifica os sistemas alojados no seu interior, como os existentes nos modernos edifícios comerciais construídos nos últimos anos, onde o gerenciamento de sistemas é eletrônico. Como exemplo, pode-se citar o controle de elevadores, dos sistemas de climatização e de telecomunicações, e mais recentemente, o gerenciamento da segurança.

Portanto, tornou-se muito importante a caracterização, na fase de concepção estrutural, do ambiente eletromagnético no interior de edificações quando da ocorrência de uma descarga

atmosférica. Em virtude desta importância, vários autores se dedicaram ao desenvolvimento de metodologias para determinação deste ambiente. Dentre os trabalhos de maior relevância, pode-se citar os de Cristina et al. [1,2], Geri et al. [3], Sowa [4,5] e Sato e Kuramoto [6].

Alguns autores utilizaram a teoria de linhas de transmissão para o cálculo da distribuição de correntes através da formulação tradicional de linhas bifilares associada à teoria das imagens. A linha foi então simulada por meio do condutor acima do plano de terra e sua imagem. Esta formulação não é rigorosa e se complica à medida em que se deseja simular estruturas elaboradas, onde o número de imagens aumenta.

Com base no exposto, este trabalho apresenta uma visão do método de linhas de transmissão baseada na característica de propagação em fios finos singelos, apresentada por Schelkunoff e Friis [7], para uso no cálculo da distribuição de correntes em antenas lineares. Demonstra-se que a propagação em fios finos comporta-se assintoticamente como em uma linha de transmissão convencional. Pode-se então determinar os parâmetros fundamentais deste fenômeno, ou seja, a impedância característica  $Z_0$  e a constante de propagação  $\gamma$ . A utilização deste conceito para o cálculo da distribuição de correntes é mais rigoroso, uma vez que dispensa a consideração de imagens na definição da linha de transmissão utilizada para simular os condutores da estrutura.

O cálculo dos campos eletromagnéticos é baseado nas equações para os campos do dipolo elétrico elementar, associado ao uso da teoria das imagens. Como tais equações são válidas para regime harmônico, utilizou-se a técnica de integração no domínio da frequência [8].

Os acoplamentos a elementos dentro da estrutura são obtidos através da integração do campo elétrico e da derivação no tempo do fluxo magnético. Isto permite obter as tensões induzidas em estruturas abertas, como fios retilíneos, e em estruturas fechadas, ou seja, na forma de espiras.

## II. CARACTERÍSTICAS DA PROPAGAÇÃO EM FIOS FINOS

Considerando inicialmente uma distribuição de cargas e correntes com variação harmônica no tempo e situada no espaço livre, pode-se obter a distribuição espacial dos fasores do campo elétrico  $\vec{E}$  e do campo densidade de fluxo magnético  $\vec{B}$  através de suas relações com o gradiente de um potencial escalar retardado  $V$  e com um potencial vetor magnético  $\vec{A}$ , de modo que [8]:

Manuscrito recebido em 20 de março de 1998.

João Yazbek Jr, Tel. +55-11-3178-2435, Fax +55-11-3178-2555,

[joao.yazbek@sao.sv.philips.com](mailto:joao.yazbek@sao.sv.philips.com) ou [jyazbek@originet.com.br](mailto:jyazbek@originet.com.br);

Antônio R. Panicali, Tel. +55-19-705-6254, [panicali@cpqd.com.br](mailto:panicali@cpqd.com.br).

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (1)$$

$$\vec{E} = -j\omega \vec{A} - \nabla V \quad (2)$$

Impondo-se a condição de Lorentz entre  $\vec{A}$  e  $V$  resulta:

$$\vec{A} = \mu_0 \iiint \frac{\vec{J}(x', y', z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dx' dy' dz' \quad (3)$$

$$V = \iiint \frac{\rho_v(x', y', z') e^{-j\beta r}}{4\pi \epsilon_0 r} dx' dy' dz' \quad (4)$$

Nestas equações,  $r$  é a distância entre o ponto de observação  $P(x, y, z)$  e o ponto  $P'(x', y', z')$  situado no centro do elemento onde se está realizando a integração,  $\vec{J}(x', y', z')$  é o vetor densidade de corrente,  $\rho_v(x', y', z')$  é a densidade volumétrica de cargas e  $\beta$  é a constante de fase.

O primeiro termo de (2) está associado ao movimento de cargas, ou seja, à corrente elétrica. Define-se então uma componente dinâmica do campo elétrico  $\vec{F}$ , tal que:

$$\vec{F} = -j\omega \vec{A} = -j\omega \mu_0 \iiint \frac{\vec{J}(x', y', z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dx' dy' dz' \quad (5)$$

Deseja-se estudar a distribuição de corrente em fios que compõem o sistema de proteção contra descargas atmosféricas em edifícios. Neste caso, os condutores tem a dimensão longitudinal muito maior que a secção transversal, que também é pequena se comparada com o comprimento de onda  $\lambda$  das frequências envolvidas. Logo, a corrente pode ser considerada paralela à dimensão longitudinal do condutor e pode-se aproximar o filamento de corrente por meio de um filamento de raio infinitesimal situado no centro do condutor.

Se este filamento está disposto ao longo do eixo  $z$ , as equações (4) e (5) se tornam:

$$V = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\rho(z') e^{-j\beta r}}{4\pi \epsilon_0 r} dz' \quad (6)$$

$$F_z = -j\omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \frac{I(z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dz' \quad (7)$$

Um filamento de corrente fino pode ser representado por filamentos de corrente infinitamente finos com densidade angular  $I(z')/2\pi$ . Pode-se obter  $V$  e  $F_z$  de um fio fino através da integração dos infinitos filamentos sobre a circunferência do fio. A partir de (6) e (7):

$$V = \frac{1}{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') e^{-j\beta r}}{4\pi \epsilon_0 r} dz' d\phi' \quad (8)$$

$$F_z = -\frac{j\omega \mu_0}{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dz' d\phi' \quad (9)$$

Demonstra-se que quando um fio fino está sendo estimulado por uma fonte localizada de potência, em regiões livres de campo elétrico incidente, a solução de  $V$  e  $\vec{F}$  em sua superfície é distribuída espacialmente de forma harmônica [7].

Seja agora considerado um cilindro condutor com pequeno raio  $a$  disposto ao longo do eixo  $z$  como mostra a Fig.1, onde  $(a, \phi', z')$  são as coordenadas de um elemento de corrente na superfície e  $(a, \phi, z)$  são as coordenadas de um ponto também na superfície. Pode-se escrever as seguintes equações, válidas na superfície do cilindro, entre  $z=z_1$  e  $z=z_2$ :

$$V(z) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' - j \frac{1}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') \sin(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (10)$$

$$F_z(z) = -j\omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' - \omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') \sin(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (11)$$

Os integrandos nos primeiros termos da expressão para  $V(z)$  e  $F_z(z)$  são particularmente grandes na vizinhança de  $z'=z$  e crescem muito quando o raio  $a$  aproxima-se de zero. Os integrandos do segundo termo se mantêm finitos. Deste modo as seguintes equações assintóticas são obtidas:

$$V(z) \approx \frac{1}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (12)$$

$$F_z(z) \approx -j\omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (13)$$

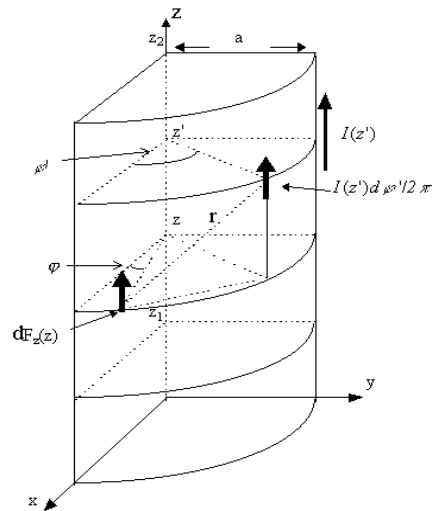


Fig. 1: Um cilindro conduzindo corrente na superfície.

Pode-se agora expandir  $\rho(z')$  e  $I(z')$  em série de Taylor no ponto  $z'=z$ . A partir de (12) e (13), obtém-se:

$$V(z) \approx \frac{1}{\varepsilon_o} \rho(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' + \frac{1}{\varepsilon_o} \rho'(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{(z'-z)\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' + \dots \quad (14)$$

$$F_z(z) \approx -j\omega\mu_o I(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' - j\omega\mu_o I'(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{(z'-z)\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' + \dots \quad (15)$$

Nota-se novamente que quando  $a$  tende a zero o primeiro termo cresce muito e os outros termos se mantêm finitos, logo podem ser desprezados. Logo,  $V(z)$  e  $F_z(z)$  são descritos pelas seguintes equações assintóticas:

$$V(z) \approx \frac{1}{\varepsilon_o} \rho(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' \quad (16)$$

$$F_z(z) \approx -j\omega\mu_o I(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' \quad (17)$$

As equações (16) e (17) descrevem o comportamento assintótico de  $V(z)$  e  $F_z(z)$  na superfície de fios finos. Serão agora determinados os parâmetros fundamentais de propagação em fios finos, ou seja, a impedância característica  $Z_o$  e a constante de propagação  $\gamma$ . A impedância série  $Z$  por unidade de comprimento pode ser obtida através da relação:

$$Z = \frac{-F_z(z)}{I(z)} = j\omega\mu_o \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' \quad (18)$$

A capacitância  $C$  por unidade de comprimento é obtida por meio da relação  $\rho(z)/V(z)$ :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\varepsilon_o} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi' \quad (19)$$

A admitância paralela  $Y$  por unidade de comprimento vale:

$$Y = j\omega C \quad (20)$$

As equações assintóticas (16) e (17) podem ser simplifiadamente representadas por:

$$F_z(z) \approx -ZI(z) \quad \rho(z) \approx CV(z) \quad (21)$$

Para regiões do fio onde não há campo impresso, demonstra-se que a corrente e o potencial se comportam de acordo com as seguintes relações [7]:

$$\frac{dV(z)}{dz} = -ZI(z) \quad \frac{dI(z)}{dz} = -YV(z) \quad (22)$$

Estas são equações de linhas de transmissão tradicionais. Conclui-se que o potencial e a corrente em fios finos são distribuídos de forma assintótica como em linhas de transmissão tradicionais.

A impedância característica e a constante de propagação do fio fino são:

$$Z_o = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\varphi'} = 30 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{2\pi r} dz' d\varphi' \quad (23)$$

$$\gamma = \sqrt{ZY} = \alpha + j\beta = j\omega \sqrt{\mu_o \varepsilon_o} = j\beta = j\frac{2\pi}{\lambda} \quad (24)$$

A avaliação da integral (23) fornece [8]:

$$Z_o(z) = 60 \left( \ln \frac{\lambda}{2\pi a} + 0.116 \right) + 30 (Ci\beta(z-z_1) + Ci\beta(z_2-z)) \quad (25)$$

O valor médio de  $Z_o$  ao longo do fio é igual a [8]:

$$Z_o = 60 \left[ \left( \ln \frac{\lambda}{2\pi a} + 0.116 \right) + Ci\beta(z_2-z_1) - \frac{sen\beta(z_2-z_1)}{\beta(z_2-z_1)} \right] \quad (26)$$

Pode-se examinar o comportamento desta equação quando  $\beta(z_2-z_1)$  se aproxima de zero, ou seja, quando:

$$\lambda \gg 2\pi(z_2-z_1) \quad (27)$$

Neste caso, a equação (26) se reduz a [7]:

$$Z_o = 60 \left[ \ln \frac{2(z_2-z_1)}{a} - 1 \right] \quad (28)$$

Nas aplicações típicas em descargas atmosféricas, verifica-se que a aproximação fornecida pela equação (28) é muito boa quando  $\lambda$  é maior que  $\pi$  vezes a dimensão longitudinal do fio [8]. Berger e Anderson [9] afirmam que 95 % das descargas atmosféricas possuem tempo de subida maior que 1.8  $\mu$ seg., logo o espectro de frequências relevante envolvido no fenômeno é de aproximadamente 200 KHz, com comprimento de onda ao redor de 1500 m. Conclui-se que, face às dimensões usuais das estruturas de proteção, a aproximação fornecida por (28) pode ser utilizada para aplicações em descargas atmosféricas [8].

A título de comparação,  $Z_o$  obtida por meio da formulação tradicional de linhas bifilares vale:

$$Z_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \operatorname{acosh}\left(\frac{h}{a}\right) \quad (29)$$

Neste caso,  $h$  é a distância entre linha e plano de terra. Conclui-se comparando os valores fornecidos por (28) e (29) que, embora a formulação de linhas bifilares para aplicações em descargas atmosféricas em estruturas seja formalmente discutível, seus resultados são semelhantes aos obtidos com a teoria de propagação em linhas unifilares [8].

### III. CÁLCULO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS

Através das equações para o dipolo elétrico elementar, pode-se obter os campos produzidos por cada elemento condutor. Para isto, deve-se integrar estas equações sobre o comprimento do dipolo obtido aplicando-se a teoria das imagens. O campo total resulta da superposição dos campos de todos os dipolos. Como estas equações são válidas para regime harmônico, é necessário realizar a integração no domínio da frequência, por meio da Transformação Rápida de Fourier (FFT). As componentes estáticas do campo elétrico são obtidas separadamente no domínio do tempo através das equações para o dipolo estático [8]. As equações para o dipolo elétrico elementar disposto na origem ao longo do eixo  $z$ , conforme a Figura 2, são [8]:

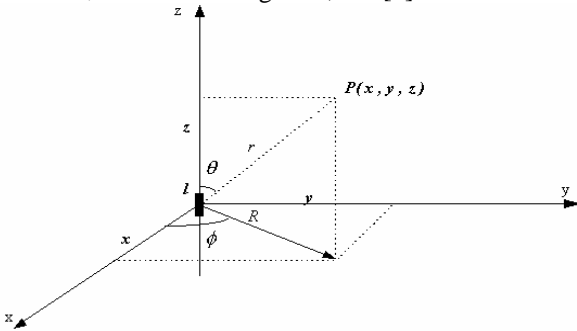


Fig. 2 :Dipolo elementar na origem ao longo do eixo  $z$ .

$$E_\theta = \frac{I l e^{j(\omega t - \beta r)} \operatorname{sen}\theta}{4\pi\epsilon_o} \left( \frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (30)$$

$$E_r = \frac{I l e^{j(\omega t - \beta r)} \operatorname{cos}\theta}{2\pi\epsilon_o} \left( \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (31)$$

$$H_\phi = \frac{I l e^{j(\omega t - \beta r)} \operatorname{sen}\theta}{4\pi} \left( \frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right) \quad (32)$$

A componente estática é obtida através das seguintes equações, onde  $Q_o$  é o valor da carga da componente de frequência zero da corrente:

$$E_{r_o} = Q_o l \frac{\operatorname{cos}(\theta)}{2\pi\epsilon_o r^3} \quad E_{\theta_o} = Q_o l \frac{\operatorname{sen}(\theta)}{4\pi\epsilon_o r^3} \quad (33)$$

### IV. CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS EM ELEMENTOS

O conhecimento do campo elétrico permite a obtenção de acoplamentos em elementos abertos, através de geradores de tensão induzida distribuídos sobre pequenos comprimentos. Se as dimensões das estruturas forem menores que o comprimento de onda da maior frequência envolvida, os geradores distribuídos podem ser substituídos por um único gerador igual à integral do campo elétrico ao longo do fio. Se os condutores, além de pequenos do ponto de vista elétrico, formarem estruturas na forma de espiras, pode-se obter as tensões induzidas através da derivação do fluxo magnético.

### V. MODELO DA DESCARGA ATMOSFÉRICA E SEU CANAL

A descarga atmosférica será simulada por meio de uma fonte de corrente com forma de onda exponencial dupla. A equação que a descreve é [2]:

$$I_d(t) = I_{\max} (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t}) \quad (34)$$

$I_{\max}$  é o valor de corrente máximo desejado e  $\alpha_1, \alpha_2$  valem:

$$\alpha_1 = 1.45 \cdot 10^4 \quad \alpha_2 = 2.70 \cdot 10^6 \quad (35)$$

O canal de descarga será simulado por um condutor onde a corrente se propaga sem alteração de forma, com velocidade constante e igual à  $c/3$ .

### VI. RESULTADOS

A distribuição de correntes foi obtida através do simulador Pspice, enquanto que os campos e acoplamentos foram obtidos através de programas desenvolvidos em linguagem C.

A Fig. 3 apresenta uma estrutura com dimensões que valem 30 m. Os condutores equalizadores estão a 15 m de altura. Os condutores têm raio de 3 mm, portanto  $Z_o=492 \Omega$  (elementos verticais) e  $Z_o=534 \Omega$  (elementos horizontais). Adotou-se  $I_{\max} = 30\text{kA}$  e  $5 \Omega$  para as resistências de aterramento.

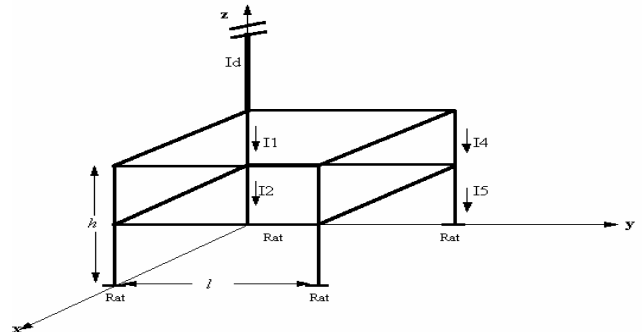


Fig. 3: Estrutura utilizando condutores equalizadores

A Fig. 4 apresenta algumas correntes em condutores verticais. Nota-se que I2 apresenta redução no valor de pico de 24 % em relação à I1, enquanto que I5 apresenta aumento quando comparada à I4.

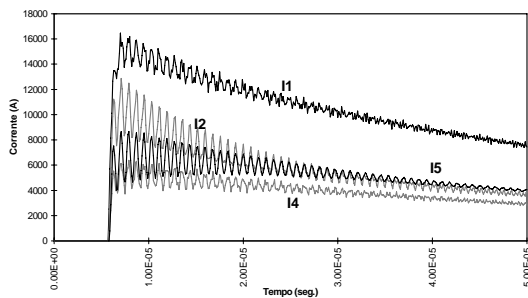


Fig. 4: Correntes na estrutura

As Figs. 5 e 6 apresentam os campos elétrico e densidade de fluxo magnético no centro da estrutura. Na Fig. 5 nota-se que as componentes horizontais apresentam valores similares. Na Fig. 6, as componentes horizontais de  $B$  apresentam valores simétricos e a componente vertical é nula.

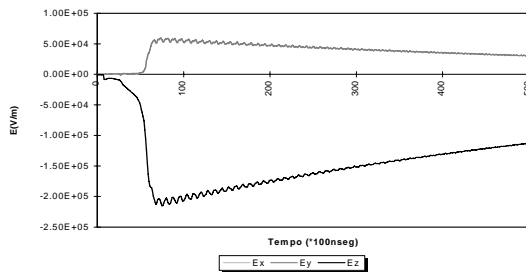


Fig. 5:  $E$  (15,15,15).  $E_y$  está coincidente com  $E_x$

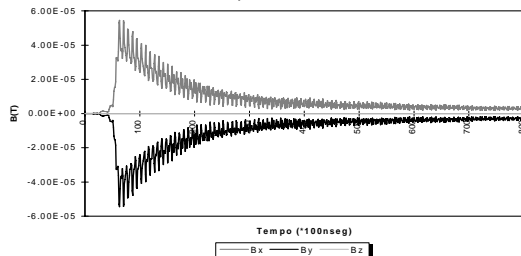


Fig. 6:  $B$  (15,15,15)

A Fig. 7 apresenta a tensão induzida em um fio posicionado entre (29,20,1) e (29,24,1). A Fig. 8 mostra a tensão induzida em espira posicionada entre (29,20,1), (29,24,1), (29,20,1.01) e (29,24,1.01), ou seja, nas mesmas coordenadas que o fio, e com altura de 1 cm. A amplitude da indução em modo comum no fio é de 9.5 kV, enquanto que a tensão na espira, que pode ser considerada como indução em modo diferencial em um par de fios paralelos, é de 15 V.

## VII. CONCLUSÃO

Apresentou-se uma metodologia para a obtenção da distribuição de correntes em estruturas metálicas atingidas por descargas atmosféricas desenvolvida a partir das características de propagação em fios finos singelos, cuja aplicação ao problema proposto se torna mais rigorosa que os

métodos tradicionais utilizando a teoria de linhas de transmissão bifilares à medida em que se deseja simular a distribuição de correntes em estruturas complexas.

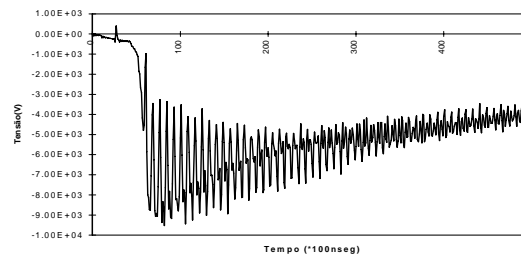


Fig. 7: Tensão induzida em fio entre (29,20,1) e (29,24,1)

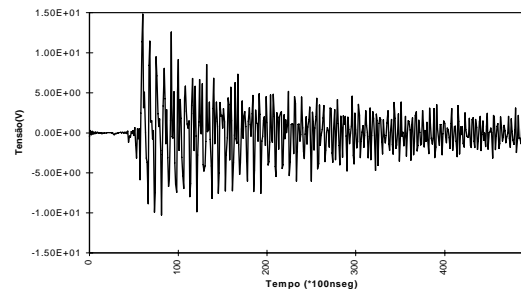


Fig. 8: Tensão induzida em espira entre (29,20,1), (29,24,1), (29,20,1.01) e (29,24,1.01)

## REFERÊNCIAS

- [1] Cristina, S.; Orlandi, A. Lightning channel's influence on currents and electromagnetic fields in a building struck by lightning. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1990, Washington D.C., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1990, p.338-42.
- [2] Cristina, S.; Orlandi, A. Calculation of the induced effects due to a lightning stroke. *IEEE Proceedings B*, v. 139, No. 4, July 1992, p.374-80.
- [3] Geri, A.; Veca, G.M. A complete lightning protection system simulation in the EMI analysis. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.90-5.
- [4] Sowa, A. Lightning overvoltages in wires within the buildings. In: IEEE International Symposium on EMC, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.99-102.
- [5] Sowa, A. Surge current distribution in building during a direct lightning stroke. In: IEEE International Symposium on EMC, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.103-5.
- [6] Sato, M.; Kuramoto, S. Surge current distributions in telecommunication buildings caused by direct lightning stroke. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.251-6.
- [7] Schelkunoff, S.A.; Friis, H.T. *Antennas theory and practice*. New York, John Wiley and Sons, 1952. Chapter 8, p.213-237
- [8] Yazbek Junior, João *Distribuição de campos, tensões e correntes elétricas em estruturas metálicas atingidas por descargas atmosféricas*. São Paulo, 1998. Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.
- [9] Berger, K. Anderson, R. B.; Kroninger, H. Parameters of lightning flashes. *Electra*, Iss.41, p.23-37, 1975.