

Análise Transitória em Linhas de Transmissão Trifásicas com Condutores de Fase Inclinados

Tainá Fernanda Garbelim Pascoalato* Sérgio Kurokawa*
Anderson Ricardo Justo de Araújo** José Pissolato Filho**

* Departamento de Engenharia Elétrica, UNESP, Ilha Solteira, SP Brasil, (e-mails: tfg.pascoalato@unesp.br; sergio.kurokawa@unesp.br).

** Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, UNICAMP, Campinas, SP Brasil, (e-mails: ajaraujo@unicamp.br; pisso@unicamp.br).

Abstract: This article analyzes the influence of the tilt angle of phase conductors in three-phase transmission lines (TLs). In this study, ground-return impedance and admittance are calculated by the Nakagawa's approach, considering soils with conductivity of 0.01 and 0.001 S/m. The modal attenuation constant and the modal propagation velocity are calculated between 100 Hz to 10 MHz, for 5 different angles (0°, 30°, 45°, 60° and 90°). The transient voltages were calculated for two disturbances (energization and lightning strike) applied to one of the phases while the receiving terminal is left open. The results show that the voltages generated in the excited phases are not significantly affected by the tilt angle. However, the induced voltages in the non excited phases show significant variation as a function of this angle.

Resumo: Este artigo analisa a influência do ângulo de inclinação dos condutores de fases em linhas de transmissão (LTs) trifásicas. Nesse estudo, a impedância e a admitância de retorno pelo solo são calculadas pela formulação de Nakagawa, considerando solos com a condutividade de 0,01 e 0,001 S/m. A constante de atenuação modal e a velocidade de propagação modal são calculadas entre 100 Hz a 10 MHz, para 5 ângulos distintos (0°, 30°, 45°, 60° e 90°). As tensões transitórias foram calculadas para dois distúrbios (energização e descarga atmosférica) aplicados em uma das fases enquanto que o terminal receptor está em aberto. Os resultados mostram que as tensões geradas na fase excitada não são significativamente afetadas pelo ângulo de inclinação. Entretanto, as tensões induzidas nas fases não excitadas apresentam variações expressivas em função desse ângulo.

Keywords: electromagnetic transient; transmission lines; phase conductors; tilt angle; frequency-dependent soils.

Palavras-chaves: transitórios eletromagnéticos; linhas de transmissão; condutores de fase; ângulo de inclinação; solos dependentes da frequência.

1. INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, o projeto de linhas de transmissão (LTs) aéreas tem recebido muita atenção por parte dos projetistas e das concessionárias que buscam conciliar a maior capacidade de transmissão de energia elétrica, visando o menor impacto visual e ambiental para a faixa de servidão de uma dada LT. Nesse contexto, torres de transmissão fabricadas por compósitos em forma de Y têm se apresentado como uma alternativa atrativa de estrutura de torre em comparação com as topologias tradicionais (elevadas estruturas metálicas com treliças). Essa nova geração de LTs são caracterizadas pelo seus condutores de fase e cabos para-raios estarem inclinados em um certo ângulo em relação ao eixo horizontal (Zhang et al., 2021). Assim,

essa configuração de LT apresenta um baixo impacto visual e ambiental, pois diminui a faixa de servidão empregada para a passagem dos condutores em relação às estruturas convencionais (topologias simétricas verticais ou horizontais). Além disso, em relação ao aspecto econômico, os custos de transporte e montagem são reduzidos. A Figura 1 mostra as fotografias de uma torre de transmissão em Y inclinada, de torres com simetria vertical e horizontal e de uma torre assimétrica.

O objetivo desse artigo é investigar a influência do ângulo de inclinação nos condutores de fase em linhas de transmissão trifásicas nas variáveis modais (constante de atenuação e velocidade de propagação) para um amplo espectro de frequência e nas suas respostas transitórias frente a distúrbios eletromagnéticos. Nessa análise, a impedância e a admitância de retorno pelo solo são computadas usando a fórmula de Nakagawa para um intervalo de 100 Hz a 10 MHz, sendo a LT localizada sobre um solo de duas condutividades distintas (0,01 e 0,001 S/m) cujos parâmetros elétricos do solo são variáveis com a frequência.

* O presente trabalho foi realizado com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de financiamento 001 e da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) processos n° 2020/10141-4 e 2019/01396-1.

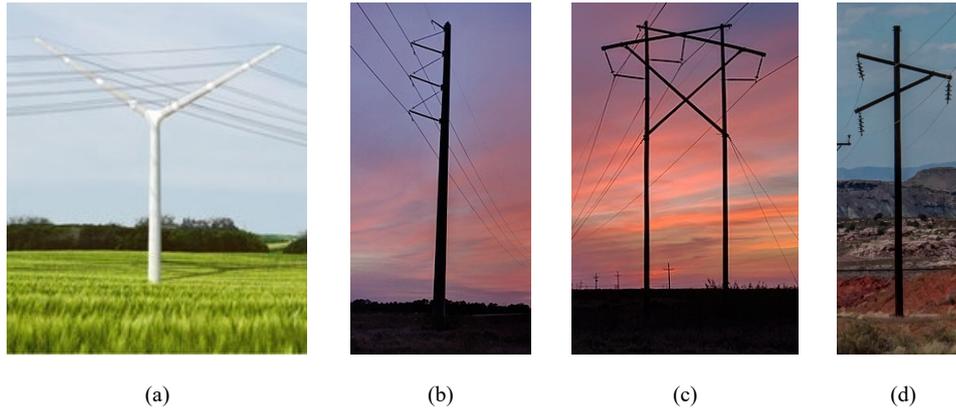


Figura 1. Torres de transmissão trifásica: (a) inclinada simétrica (Kliem et al., 2018); (b) simétrica vertical (Commons, 2021); (c) simétrica horizontal (Commons, 2021); (d) Assimétrica vertical (Flicker, 2022).

Os ângulos de inclinação (θ) considerados nesse trabalho são 0° , 30° , 45° , 60° e 90° . A LT é submetida a dois tipos de distúrbios: uma energização (operação de manobra) e uma descarga atmosférica, aplicadas somente em uma das fases. As tensões transitórias desenvolvidas para essas condições da linha com os terminais receptores em aberto são calculadas no domínio das fases e diretamente no tempo. Os resultados indicaram que a constante de atenuação modal é significativamente modificada nas altas frequências pelo ângulo de inclinação θ . No entanto, a velocidade de propagação modal não apresenta variação significativa em função deste ângulo. As respostas temporais apresentaram modificações em suas formas de onda sendo que as diferenças mais expressivas ocorrem nas tensões induzidas das fases não excitadas pelos distúrbios, sendo essa variação mais pronunciada com o aumento do ângulo de inclinação.

Este trabalho se baseia no artigo de Faria (2000), no qual a influência do ângulo de inclinação dos condutores de fase são considerados para uma LT sobre um solo modelado com seus parâmetros elétricos constantes e admitância de retorno pelo solo negligenciada. Além disso, as variáveis modais são calculadas usando a matriz de transformação de Clarke cujos elementos são constantes. Como contribuição, este trabalho inclui a impedância e a admitância de retorno pelo solo usando a formulação de Nakagawa. Os parâmetros elétricos do solo (condutividade e permissividade relativa) são variáveis com a frequência empregando a modelagem de Alípio e Visacro. Adicionalmente, emprega-se na decomposição modal a matriz de transformação exata obtida usando o método numérico de Newton-Raphson cujos elementos são dependentes da frequência e são realizadas simulações das tensões transitórias no domínio do tempo.

2. PARÂMETROS DA LINHA DE TRANSMISSÃO

Uma LT é caracterizada por um conjunto de condutores dispostos em um plano inclinado arbitrariamente em relação à superfície do solo (Faria, 2000). O ângulo de inclinação está contido no intervalo $0^\circ < \theta < 90^\circ$, sendo essa inclinação realizada em torno do eixo do condutor central. A distância d entre os condutores e a altura h em relação ao condutor central até o solo é mantida constante. A Figura 2 apresenta as possíveis configurações para uma

LT trifásica, considerando um caso genérico com θ entre o intervalo ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) e os dois casos particulares de θ ($\theta = 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$).

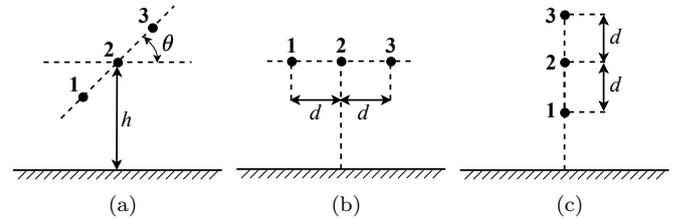


Figura 2. LT trifásica: (a) inclinada assimétrica; (b) simétrica horizontalmente ($\theta = 0^\circ$) e (c) simétrica verticalmente ($\theta = 90^\circ$).

Os parâmetros elétricos que configuram uma LT são a impedância longitudinal (\mathbf{Z}_{long}) e a admitância transversal ($\mathbf{Y}_{\text{trans}}$). Esses parâmetros são escritos de acordo com o arranjo dos condutores, as propriedades elétricas do meio (ar, condutor e solo) e da frequência de excitação do sistema (Martinez-Velasco, 2009). Em relação às distâncias entre os condutores de fase, pode-se inserir o ângulo de inclinação (θ) em \mathbf{Z}_{long} e $\mathbf{Y}_{\text{trans}}$ que serão dados por

$$\mathbf{Z}_{\text{long}}(\omega, \theta) = \mathbf{Z}_{\text{ext}}(\omega, \theta) + \mathbf{Z}_{\text{int}}(\omega) + \mathbf{Z}_s(\omega, \theta), \quad (1)$$

$$\mathbf{Y}_{\text{trans}}(\omega, \theta) = (\mathbf{Y}_{\text{ext}}^{-1}(\omega, \theta) + \mathbf{Y}_s^{-1}(\omega, \theta))^{-1}. \quad (2)$$

Em (1), $\mathbf{Z}_{\text{ext}}(\omega, \theta)$ é a impedância externa, $\mathbf{Z}_{\text{int}}(\omega)$ é a impedância interna e $\mathbf{Z}_s(\omega, \theta)$ é a impedância de retorno pelo solo, dados em $[\Omega/\text{m}]$. Em (2) $\mathbf{Y}_{\text{ext}}(\omega, \theta)$ é a admitância externa e $\mathbf{Y}_s(\omega, \theta)$ é a admitância de retorno pelo solo, dados em $[\text{S}/\text{m}]$. O termo $(\omega = 2\pi f)$ [rad/s] é frequência angular, f [Hz] é a frequência de excitação e θ [°] é o ângulo de inclinação. Cada componente é descrita a seguir.

2.1 Impedância externa

A matriz $\mathbf{Z}_{\text{ext}}(\omega, \theta)$ é calculada em função da geometria da linha, propriedades dos condutores, características do meio em que a LT está localizada e ângulo de inclinação (θ), dados por (Martinez-Velasco, 2009)

$$Z_{\text{ext}ii}(\omega, \theta) = j\omega \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{2h_i}{r} \right), \quad (3)$$

$$Z_{\text{ext}ij}(\omega, \theta) = j\omega \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (h_j + h_i)^2}}{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (h_j - h_i)^2}} \right), \quad (4)$$

onde, μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, r [m] é o raio do condutor, h_i e h_j [m] são as ordenadas, enquanto que x_i e x_j [m] são as abscissas para os condutores i e j . A partir da Figura 2a, as ordenadas (h) e abscissas (x) de cada fase (1, 2 e 3), em função de θ são dadas por

$$h_1 = h - d \sin \theta, \quad h_2 = h, \quad h_3 = h + d \sin \theta, \quad (5)$$

$$x_1 = -d \cos \theta, \quad x_2 = 0, \quad x_3 = d \cos \theta, \quad (6)$$

onde, h é a altura do condutor central em relação ao solo e d é a distância entre os condutores.

2.2 Impedância interna

A matriz $\mathbf{Z}_{\text{int}}(\omega)$ é diagonal e dependente apenas da frequência de excitação, sendo relacionada ao efeito peculiar. Seus elementos são obtidos a partir das funções de Bessel, dados por (Mingli and Yu, 2004)

$$Z_{\text{int}ii}(\omega) = -\frac{Z_{\text{cw}} \mathcal{I}_0(\gamma_c r)}{2\pi r \mathcal{I}_1(\gamma_c r)}, \quad (7)$$

onde, $\gamma_c = \sqrt{j\omega\mu_c\sigma_c}$ é a constante de propagação do material no condutor e $Z_{\text{cw}} = \sqrt{j\omega\mu_c\sigma_c^{-1}}$ [Ω /m] é a impedância de onda do condutor. $\mu_c = \mu_r\mu_0$ [H/m] é a permeabilidade absoluta do condutor, onde $\mu_r = 1$ para condutores metálicos. σ_c [S/m] é a condutividade do condutor e \mathcal{I}_i é a função de Bessel modificada de i -ésima ordem.

2.3 Impedância de retorno pelo solo

A matriz $\mathbf{Z}_s(\omega, \theta)$ é dependente da frequência, arranjo dos condutores e parâmetros elétricos do solo. Diversos trabalhos propõem formulações para o cálculo da impedância de retorno pelo solo na literatura, tais como Carson, Nakagawa e Petterson. Nesse trabalho é considerada a abordagem de Nakagawa (1981) que calcula $\mathbf{Z}_s(\omega, \theta)$ por integrais impróprias, em que o solo é representado por um meio homogêneo em um plano semi-infinito e as correntes de deslocamento do solo são consideradas. Os elementos $Z_s(\omega, \theta)$ são obtidos por

$$Z_{\text{si}}(\omega, \theta) = j\frac{\omega\mu_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-2h_i\lambda}}{\alpha_1 + \lambda} d\lambda, \quad (8)$$

$$Z_{\text{sj}}(\omega, \theta) = j\frac{\omega\mu_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-(h_i+h_j)\lambda}}{\alpha_1 + \lambda} \cos((x_j - x_i)\lambda) d\lambda, \quad (9)$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_s^2 - \gamma_0^2}, \quad (10a)$$

$$\gamma_s^2 = j\omega\mu_s(j\omega\varepsilon_r\varepsilon_0 + \sigma_s), \quad \gamma_0^2 = -\omega^2\mu_0\varepsilon_0. \quad (10b)$$

Em (8), (9) e (10) μ_s é a permeabilidade magnética do solo (assumida igual a do vácuo). Os termos γ_s^2 e γ_0^2 são o quadrado das constantes de propagação do solo e do ar, ε_0 é a permissividade do vácuo ($\varepsilon_0 = 8,854$ pF/m), ε_r é a permissividade relativa e σ_s [S/m] é a condutividade do solo. A permissividade relativa e a condutividade do solo são variáveis com a frequência e são representadas pelo modelo causal semi-teórico de Alípio

e Visacro (Alípio and Visacro, 2014). Aplicando o nível médio de conservadorismo, esses parâmetros são dados por

$$\sigma_s(\omega) = \sigma_0 + 4,7 \times 10^{-6} \sigma_0^{0,27} \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)^{0,54}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_r(\omega) = 12 + 9,5 \times 10^4 \sigma_0^{0,27} \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)^{-0,46}, \quad (12)$$

onde, σ_0 [S/m] é a condutividade do solo em baixa frequência (medida a 100 Hz).

2.4 Admitância externa

A matriz $\mathbf{Y}_{\text{ext}}(\omega, \theta)$ é calculada pelo inverso da matriz de potencial de Maxwell, obtida a partir de um solo condutor perfeito, dependendo apenas das características geométricas da LT e do ângulo de inclinação (θ) (Martinez-Velasco, 2009). Os elementos dessa matriz são obtidos por

$$\mathbf{Y}_{\text{ext}}(\omega, \theta) = j\omega \mathbf{P}_{\text{ext}}^{-1}(\theta), \quad (13)$$

$$P_{\text{ext}ii}(\theta) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \ln \left(\frac{2h_i}{r} \right), \quad (14)$$

$$P_{\text{ext}ij}(\theta) = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \ln \left(\frac{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (h_j + h_i)^2}}{\sqrt{(x_j - x_i)^2 + (h_j - h_i)^2}} \right). \quad (15)$$

2.5 Admitância de retorno pelo solo

A admitância de retorno pelo solo $\mathbf{Y}_s(\omega, \theta)$ é um termo de correção considerando a penetração do campo elétrico no solo associado ao solo imperfeito. Nesse estudo, é considerada a formulação de Nakagawa (1981) dada por

$$\mathbf{Y}_s(\omega, \theta) = j\omega \mathbf{P}_s^{-1}(\omega, \theta), \quad (16)$$

$$P_{\text{si}}(\omega, \theta) = \frac{1}{\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{e^{-2h_i\lambda}}{\left(\frac{\lambda\gamma_s^2}{\gamma_0^2} + \alpha_1 \right)} d\lambda, \quad (17)$$

$$P_{\text{sj}}(\omega, \theta) = \frac{1}{\pi\varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{e^{-(h_i+h_j)\lambda}}{\left(\frac{\lambda\gamma_s^2}{\gamma_0^2} + \alpha_1 \right)} \cos((x_j - x_i)\lambda) d\lambda. \quad (18)$$

3. ANÁLISE MODAL DE LINHAS DE TRANSMISSÃO TRIFÁSICAS

As matrizes que representam a impedância longitudinal e a admitância transversal, calculadas como apresentado em (1) e (2) para uma LT trifásica são escritas como

$$\mathbf{Z}_{\text{long}} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} \\ Z_{31} & Z_{32} & Z_{33} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Y}_{\text{trans}} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Uma LT trifásica pode ser decomposta em seus 3 modos exatos de propagação, comportando-se como 3 LTs monofásicas totalmente desacopladas, denominados de modos α , β e 0 neste trabalho. Essas LTs independentes são obtidas por meio de matrizes de transformação modal \mathbf{T}_V e \mathbf{T}_I , como é descrito em Garbelim Pascoalato et al. (2022). As matrizes de transformação modal \mathbf{T}_V e \mathbf{T}_I possuem elementos complexos, são variáveis em relação à frequência e são obtidas por meio de métodos numéricos, tais como, Newton-Raphson (Wedepohl and Nguyen, 1996) e Schur-Cholesky (Torrez Caballero et al., 2017). As equações usadas para decompor a LT trifásica em seus 3 modos exatos

de propagação são dadas por (Wedepohl and Nguyen, 1996; Torrez Caballero et al., 2017)

$$\mathbf{Z}_m = \mathbf{T}_V^{-1} \mathbf{Z}_{\text{long}} \mathbf{T}_I, \quad \mathbf{Y}_m = \mathbf{T}_I^{-1} \mathbf{Y}_{\text{trans}} \mathbf{T}_V, \quad (20)$$

$$\mathbf{V}_m = \mathbf{T}_V^{-1} \mathbf{V}, \quad \mathbf{I}_m = \mathbf{T}_I^{-1} \mathbf{I}, \quad (21)$$

onde, \mathbf{V} e \mathbf{I} são os vetores de tensão e corrente da linha. A matriz de impedância modal (\mathbf{Z}_m), a matriz de admitância modal (\mathbf{Y}_m) e os vetores de tensão e corrente modais (\mathbf{V}_m e \mathbf{I}_m), nos modos (m) - α , β e 0, são dados por

$$\mathbf{Z}_m = \begin{bmatrix} Z_\alpha & 0 & 0 \\ 0 & Z_\beta & 0 \\ 0 & 0 & Z_0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Y}_m = \begin{bmatrix} Y_\alpha & 0 & 0 \\ 0 & Y_\beta & 0 \\ 0 & 0 & Y_0 \end{bmatrix}, \quad (22)$$

$$\mathbf{V}_m = [V_\alpha \ V_\beta \ V_0]^T, \quad \mathbf{I}_m = [I_\alpha \ I_\beta \ I_0]^T. \quad (23)$$

As tensões e as correntes são calculadas para cada um dos modos, e posteriormente são convertidas para o domínio das fases com a utilização de \mathbf{T}_V e \mathbf{T}_I , porém são grandezas no domínio da frequência. Em seguida, aplica-se a transformada inversa numérica de Laplace implementada numericamente para se obter as tensões no domínio do tempo. A Figura 3 ilustra a decomposição de uma LT trifásica em seus 3 modos exatos de propagação.

4. RESULTADOS NUMÉRICOS

Com o objetivo de investigar a influência do ângulo de inclinação nos condutores de fase nas tensões transitórias em LTs trifásicas, dois cenários são considerados: (i) uma energização (operação de manobra) e (ii) uma descarga atmosférica. A LT considerada é apresentada na Figura 4a, possui um comprimento total de 10 km e está localizada acima de solos dependentes da frequência com condutividades de baixa-frequência (σ_0) de 0,01 e 0,001 S/m. Os ângulos de inclinação (θ) considerados são 0° , 30° , 45° , 60° e 90° . As dimensões dos condutores são ilustradas na Figura 4a. Os resultados são divididos em três subseções.

4.1 Constante de atenuação e velocidade de propagação

A constante de atenuação λ_m [km^{-1}] e a velocidade de propagação v_m [km/s] podem ser calculadas como (Diniz et al., 2022)

$$\lambda_m = \Re \left\{ \sqrt{Z_m Y_m} \right\}, \quad v_m = \frac{\omega}{\Im \left\{ \sqrt{Z_m Y_m} \right\}}, \quad (24)$$

onde, \Re e \Im são as partes real e imaginária de $\sqrt{Z_m Y_m}$. Os parâmetros λ_m e v_m são calculados para um intervalo de frequência entre 100 Hz e 10 MHz no domínio modal. A constante de atenuação modal e a velocidade de propagação modal para α , β e 0 estão ilustradas nas Figuras 5 e 6, respectivamente. Da Figura 5, nota-se que para frequências entre 100 Hz e 500 kHz, cada constante de

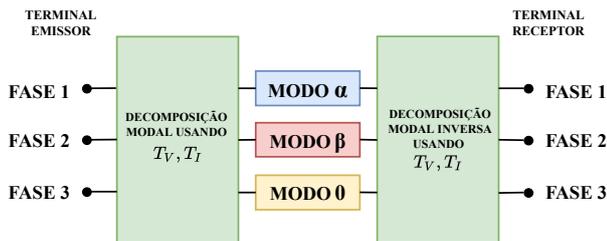


Figura 3. Decomposição modal exata de uma LT trifásica.

atenuação modal possui valores similares onde a influência do ângulo é muito pequena. No entanto, a partir de 500 kHz, pode-se perceber uma variação mais significativa para as constantes de atenuação, sendo que essas diferenças aumentam quando o solo é menos condutivo (figuras à direita para 0,001 S/m). Outro fator importante, o ângulo de inclinação dos condutores de fase passa a ter uma influência expressiva no valor da constante nesse intervalo da frequência, sendo que, para o modo α , $\theta = 0^\circ$ é superior e $\theta = 90^\circ$ é inferior. Para o modo β os valores das curvas em relação aos ângulos se entrelaçam, indo de valores superiores a inferiores em frequências específicas. A constante de atenuação no modo 0 apresenta maior amplitude, em comparação com aquelas obtidas no modo α e β para o mesmo intervalo da frequência. Dessa forma, λ_0 (modo 0) terá um impacto mais significativamente nas respostas transitórias no domínio do tempo (Diniz et al., 2022), onde, verifica-se que para $\theta = 0^\circ$ tem-se o menor valor da constante de atenuação e $\theta = 90^\circ$ o maior valor. Nesse dois casos, tem-se que as topologias mais comuns das linhas são $\theta = 0^\circ$ -horizontal e $\theta = 90^\circ$ -vertical, devido aos menores esforços mecânicos. A constante de atenuação depende do seu acoplamento indutivo entre os condutores, conforme calculado para as impedâncias externa (3)-(4) e do solo (8)-(9) e ao seu acoplamento capacitivo, dado pelas admitâncias (13)-(16), estando diretamente relacionadas com o altura dos condutores e o ângulo Θ .

Observa-se na Figura 6 que o ângulo de inclinação não tem uma influência expressiva na velocidade de propagação. A velocidade de propagação no modo 0 apresenta uma variação significativa em comparação as velocidades no modo α e β , sendo que seu valor em baixas frequências é muito inferior em relação aos outros modos. Verifica-se também que a velocidade no modo 0 depende da condutividade do solo, sendo que a velocidade é menor para um solo menos condutivo nessa faixa de frequência entre 100 Hz e aproximadamente 1 MHz, antes de atingir o valor limite da velocidade da luz ($c = 3 \times 10^5$ km/s).

4.2 Tensões transitórias para o degrau unitário

A fim de investigar a influência do ângulo de inclinação dos condutores de fase nas respostas transitórias temporais, a LT trifásica da Figura 4a é submetida a uma operação de manobra do tipo energização, em que uma fonte de tensão

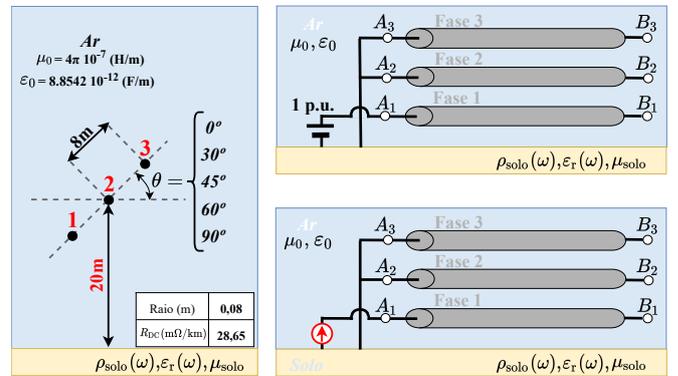


Figura 4. (a) LT trifásica com ângulo de inclinação (θ); (b) energização por degrau; (c) descarga atmosférica.

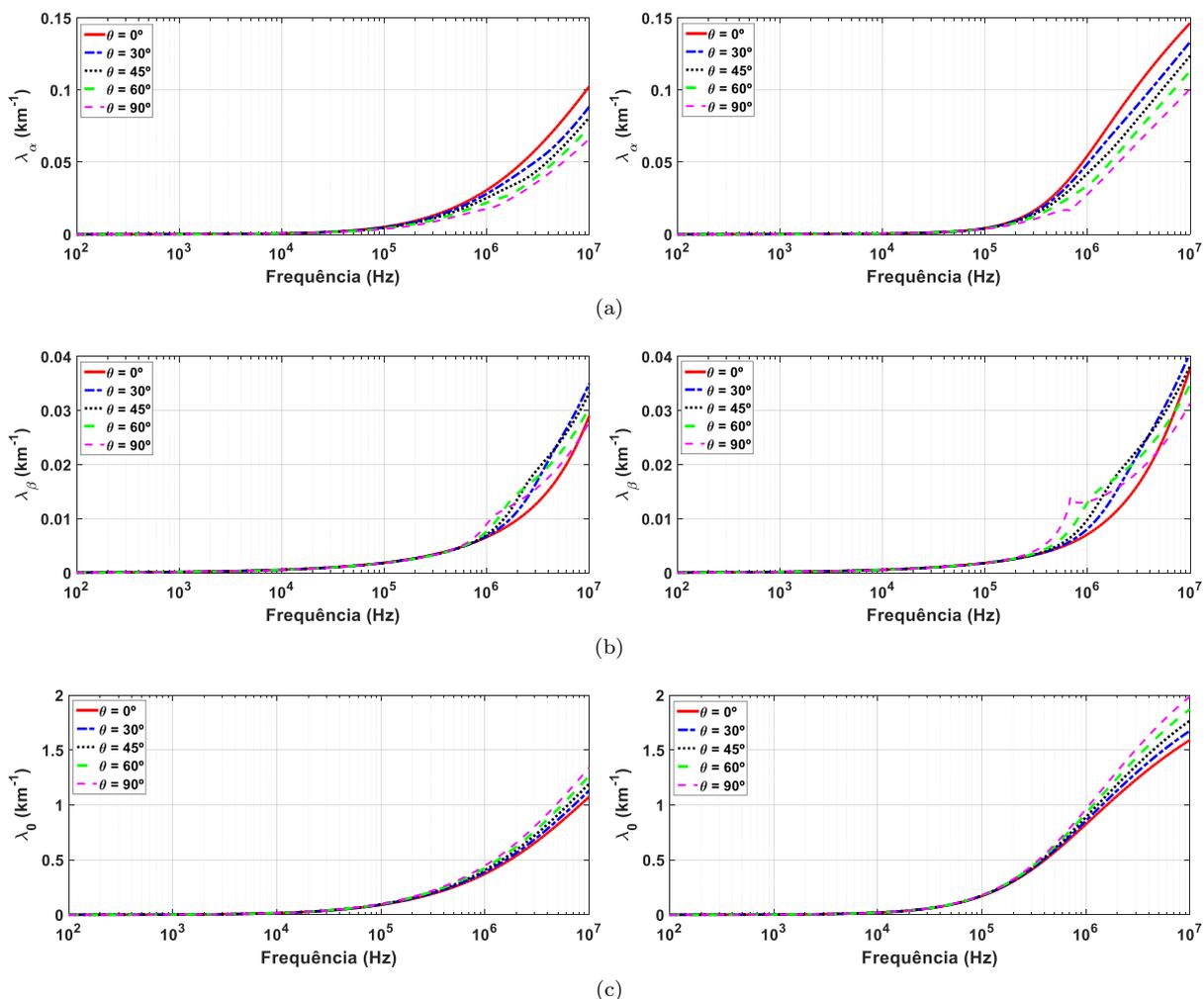


Figura 5. Constante de atenuação para solos de 0,01 (esq.) e 0,001 S/m (direita): (a) modo α ; (b) modo β ; (c) modo 0.

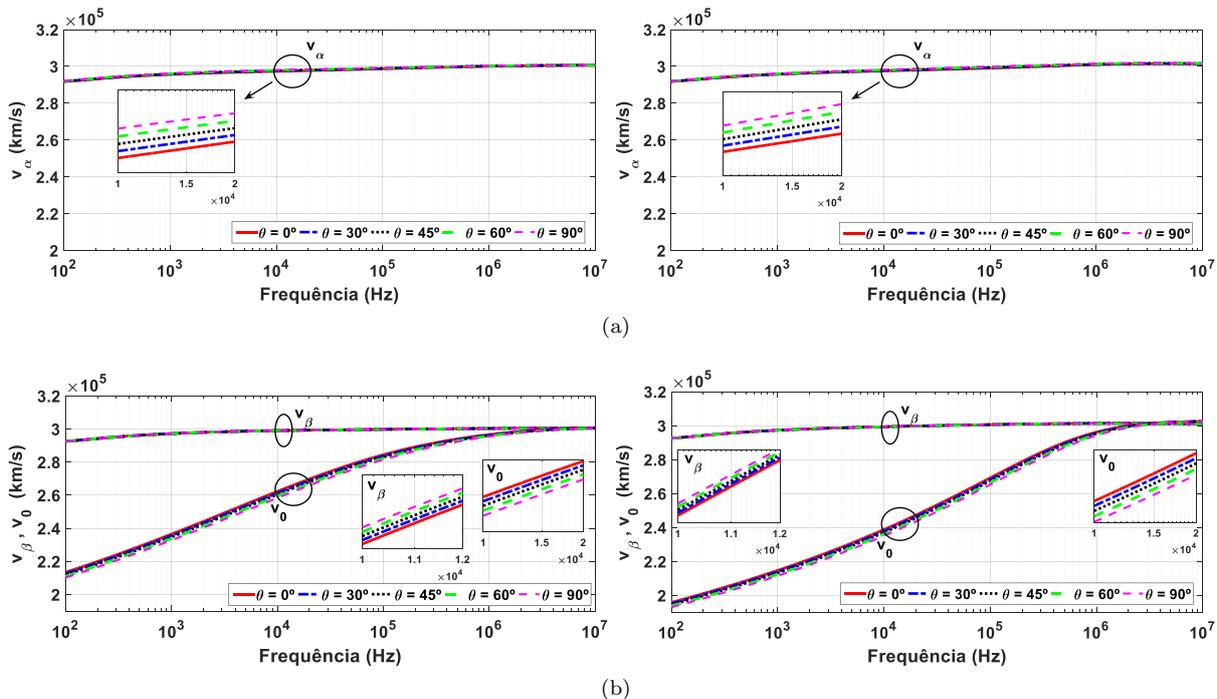


Figura 6. Velocidade de propagação para solos de 0,01 (esq.) e 0,001 S/m (direita): (a) modo α ; (b) modo β e modo 0.

constante (degrau) de 1 p.u. é aplicada apenas no terminal emissor (A_1) da fase 1, enquanto as fases 2 e 3 estão curto-circuitadas nos pontos A_2 e A_3 , respectivamente. As tensões são calculadas com os terminais receptores (B_1 , B_2 e B_3) deixados em circuito aberto, conforme Figura 4b. A fonte de tensão no domínio do tempo e no domínio da frequência complexa é dada por

$$v_A(t) = \begin{cases} 1 & \text{p.u., } t \geq 0s \\ 0 & \text{p.u., } t < 0s \end{cases}, \quad V_A(s) = \frac{1}{s}, \quad (25)$$

onde, $s = j2\pi f$. Considerando os modos de propagação como LTs monofásicas independentes vistas como um quadripolo ABCD, e que seus terminais receptores estejam em aberto ($I_B(s) = 0$), a tensão $V_B(s)$ é dada por

$$V_B^m(s) = \frac{1}{\cosh(\sqrt{Z_m Y_m} \ell)} V_A(s), \quad (26)$$

sendo ℓ o comprimento da LT. As respostas transitórias $V_B^m(s)$ são convertidas usando as matrizes de transformação modal inversas conforme demonstrado em Torrez Caballero et al. (2017). Em seguida, as tensões temporais no domínio das fases são obtidas aplicando a transformada inversa numérica de Laplace detalhada em Moreno and Ramirez (2008). As tensões $V_B(t)$ para as fases 1, 2 e 3 são mostradas na Figura 7. Nota-se que as ondas de tensão viajam do terminal emissor até o receptor no tempo de propagação $\tau \approx 0,033$ ms, sendo equivalente ao tempo de propagação da luz para a LT de 10 km ($\tau = \ell/c = 10\text{km}/3 \times 10^8 \text{ km/s} \approx 0,033$ ms). A Figura 7a mostra que a tensão atinge 2 p.u. conforme a energização clássica de uma LT em circuito aberto e em seguida a tensão oscila até atingir um valor de regime (não mostrado aqui) (Martinez-Velasco, 2009). Em relação ao ângulo de inclinação θ , tem-se que as tensões não são significativamente afetadas, porém a diferença tende a aumentar quando a LT está sobre solos de baixa condutividade. Além disso, todas as ondas viajam com a mesma velocidade (ou tempo de propagação), confirmando os resultados da Figura 6.

As tensões induzidas nas fases 2 e 3 apresentam variações mais expressivas em relação ao ângulo θ , no qual são mostradas em detalhes na Figuras 7b e 7c. Nessas figuras, o ângulo $\theta = 90^\circ$ (configuração vertical) apresenta a maior variação nas amplitudes das tensões em comparação com a configuração horizontal ($\theta = 0^\circ$). Adicionalmente, as tensões induzidas na fase 3 são menores devido à maior distância em relação a fase excitada (fase 1). Para quantificar o impacto dos ângulos de inclinação no domínio do tempo, a variação percentual dada por $\delta(\%) = |(V_p^{0^\circ} - V_p^\theta)/V_p^{0^\circ}| \times 100\%$, onde $V_p^{0^\circ}$ é o pico de tensão obtido considerando o $\theta = 0^\circ$ e V_p^θ é o pico de tensão calculado para $\theta = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90° . A variação $\delta(\%)$ é calculada para os valores de pico de tensão mostrados em detalhe em cada figura e estão organizados na Tabela 1. Da tabela, pode-se observar que a variação percentual na fase 1 é pequena em relação ao ângulo θ e ambas as condutividades do solo. Entretanto, para as tensões induzidas nas fases 2 e 3, verifica-se que a variação percentual passa a ser expressiva, sendo que esse valor cresce com o aumento do ângulo θ .

4.3 Tensões transitórias para uma descarga atmosférica

No segundo cenário, a LT da Figura 4a é atingida no terminal emissor da fase 1 por uma descarga atmosférica

modelada pela função de Heidler enquanto que os terminais emissores 2 e 3 estão em curto (fase-terra). Os três terminais receptores estão em aberto, conforme Figura 4c. Essa descarga atmosférica é representada por uma fonte de corrente $i_A(t)$ dada por (Terespolsky and Nixon, 2014)

$$i_A(t) = \frac{I_0}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} e^{-t/\tau_2}, \quad (27)$$

onde, I_0 [A] é o valor de pico da corrente, τ_1 e τ_2 [s] são constantes relacionadas ao tempo de frente e de decaimento, n é um expoente de ajuste e η é um fator de correção da corrente de amplitude. O espectro dessa corrente $I_A(s)$ no domínio da frequência complexa é dada por (Terespolsky and Nixon, 2014)

$$I_A(s) = \frac{I_0}{\eta} \frac{1}{s + \frac{1}{\tau_2}} \left(\frac{s + \frac{1}{\tau_2}}{\omega_0} + 1 \right)^{-n}, \quad (28)$$

onde, ω_0 [rad/s] é a frequência angular associada ao tempo de frente. Os valores de $I_0 = 10$ kA, $\eta = 0,9993$, $\omega_0 = 7,4 \times 10^7$ rad/s e $\tau_2 = 143 \mu\text{s}$ são adotados. As tensões nos terminais receptores no domínio do tempo resultantes da descarga atmosférica são ilustradas na Figura 8. Essa figura ilustra que múltiplas reflexões ocorrem no terminal receptor para a fase excitada assim como as tensões induzidas nas fases 2 e 3. O tempo de propagação obtido é idêntico ao caso da energização com degrau ($\tau \approx 0,033$ ms). As tensões na fase 1 são elevadas devido à amplitude e ao pequeno tempo de frente da onda da corrente. A variação percentual é detalhada na Tabela 1. Essa tabela mostra que valores pequenos, porém crescentes, são obtidos em relação ao ângulo θ para a fase 1. Variações percentuais bem mais expressivas são observadas na Tabela 1 para as tensões induzidas nas fases 2 e 3, principalmente para valores crescentes do ângulo θ . A variação é mais expressiva para a fase 2, devido à menor distância com a fase excitada, em comparação com a variação percentual na fase 3. Essas variações estão relacionadas com a impedância externa e a impedância de retorno pelo solo que são modificadas em relação ao ângulo θ .

O cálculo adequado das tensões transitórias é fundamental para determinar a suportabilidade elétrica de diversos componentes tais como, a cadeia de isoladores e os para-raios ZnO instalados em linhas de transmissão, afetando a sua coordenação de isolamento frente a um dado distúrbio.

5. CONCLUSÃO

Este artigo estudou a influência do ângulo de inclinação dos condutores de fases em LTs consistindo em uma nova topologia em Y para a estrutura das torres. Configuração com ângulos de inclinação $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90° foram investigados nesse estudo. A constante de atenuação modal apresentou variações expressivas entre os diversos ângulos de inclinação para frequências acima de 1 MHz, sendo que essas diferenças aumentaram para um solo menos condutivo. A velocidade de propagação modal não apresentou diferenças significativas para esses ângulos estudados. Entretanto, a velocidade de propagação no modo 0 é influenciada pela condutividade do solo nas baixas frequências. Os resultados indicaram que as tensões transitórias no terminal receptor em circuito aberto geradas pela operação de manobra (energização) e descarga atmosférica incidentes na fase excitada (fase 1) não são significativamente

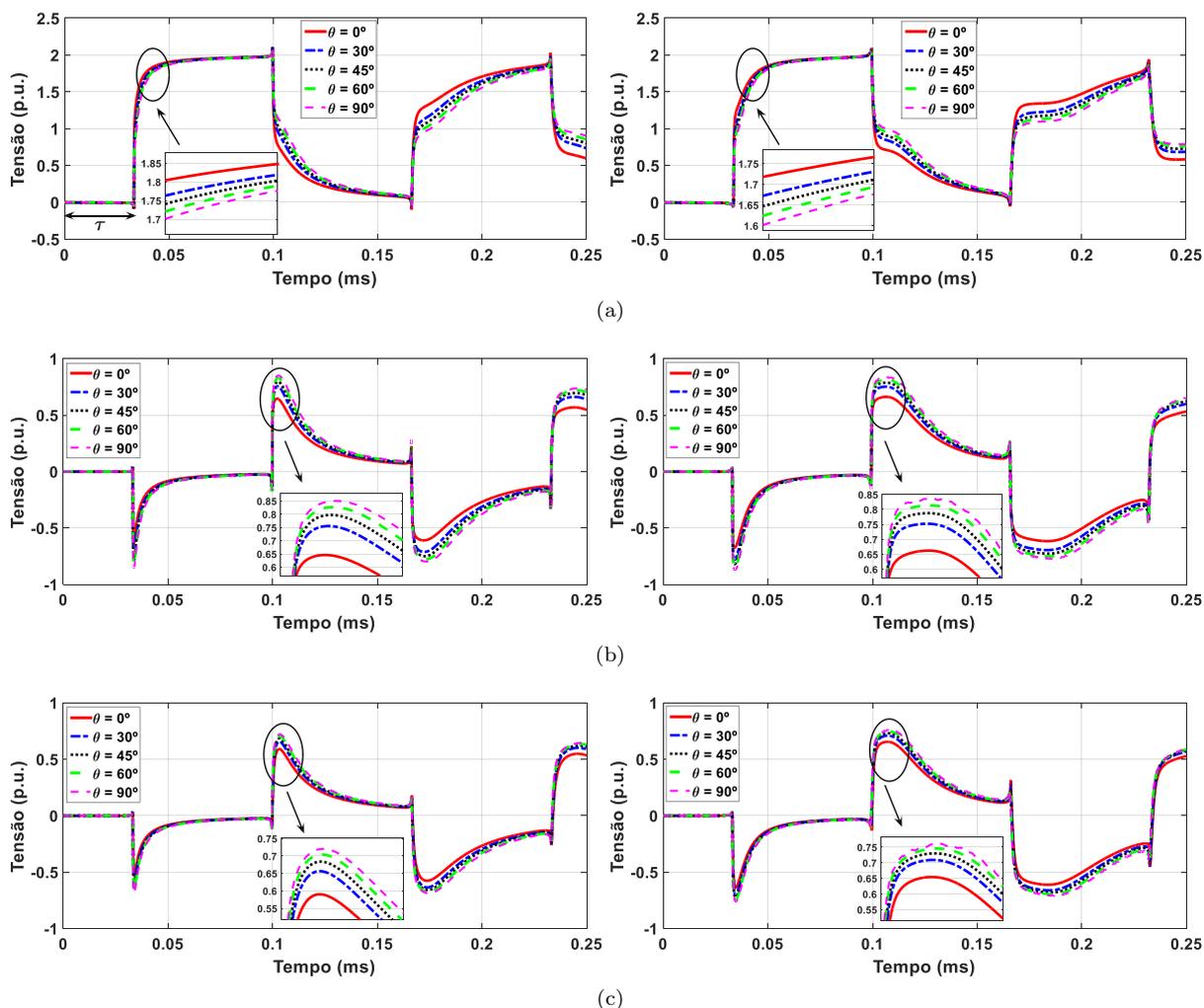


Figura 7. Tensões transitórias geradas pelo degrau para solos de 0,01 (esq.) e 0,001 S/m (direita) nos terminais receptores das: (a) fase 1; (b) fase 2; (c) fase 3.

Tabela 1. Variação $\delta(\%)$ para solos de 0,01 e 0,001 S/m.

θ	Degrau						Descarga Atmosférica					
	Fase 1		Fase 2		Fase 3		Fase 1		Fase 2		Fase 3	
	0,01	0,001	0,01	0,001	0,01	0,001	0,01	0,001	0,01	0,001	0,01	0,001
30°	1,86	2,35	17,50	13,53	11,19	8,40	2,46	2,45	23,45	17,09	14,96	11,36
45°	2,90	3,61	24,33	18,90	15,85	11,61	4,14	3,72	36,61	26,18	24,00	17,60
60°	3,83	4,82	29,21	22,86	19,19	13,97	5,62	5,09	48,53	34,04	32,34	23,11
90°	4,70	6,03	32,97	26,10	22,05	15,76	7,20	6,27	60,05	40,45	40,56	29,87

afetadas pelo ângulo de inclinação. No entanto, as tensões induzidas nas fases não excitadas (fases 2 e 3) apresentaram diferenças expressivas em função desse ângulo. Essa variação aumenta com o ângulo de inclinação crescente, sendo que a topologia com simetria vertical (ângulo de 90°) apresentou a maior divergência nos valores de pico da tensão para todos os cenários estudados.

REFERÊNCIAS

Alipio, R. and Visacro, S. (2014). Modeling the frequency dependence of electrical parameters of soil. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 56(5), 1163–1171.

Commons, W. (2021). File:different types power lines.jpg — wikimedia commons, the free media repository. URL

https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Different_types_power_lines.jpg&oldid=529282354. [Online; accessed 16-March-2022].

Diniz, F.A., Alípio, R.S., and Moura, R.A.R.d. (2022). Assessment of the influence of ground admittance correction and frequency dependence of electrical parameters of ground of simulation of electromagnetic transients in overhead lines. *Journal of Control, Automation and Electrical Systems*, 33(3), 1066–1080.

Faria, J.B. (2000). Application of clarke's transformation to the modal analysis of asymmetrical single-circuit three-phase line configurations. *European transactions on electrical power*, 10(4), 225–231.

Flickr (2022). An idea of symmetry in an asymmetrical landscape, not far from moab, utah. URL <https://www.flickr.com/photos/58525789@N06/>

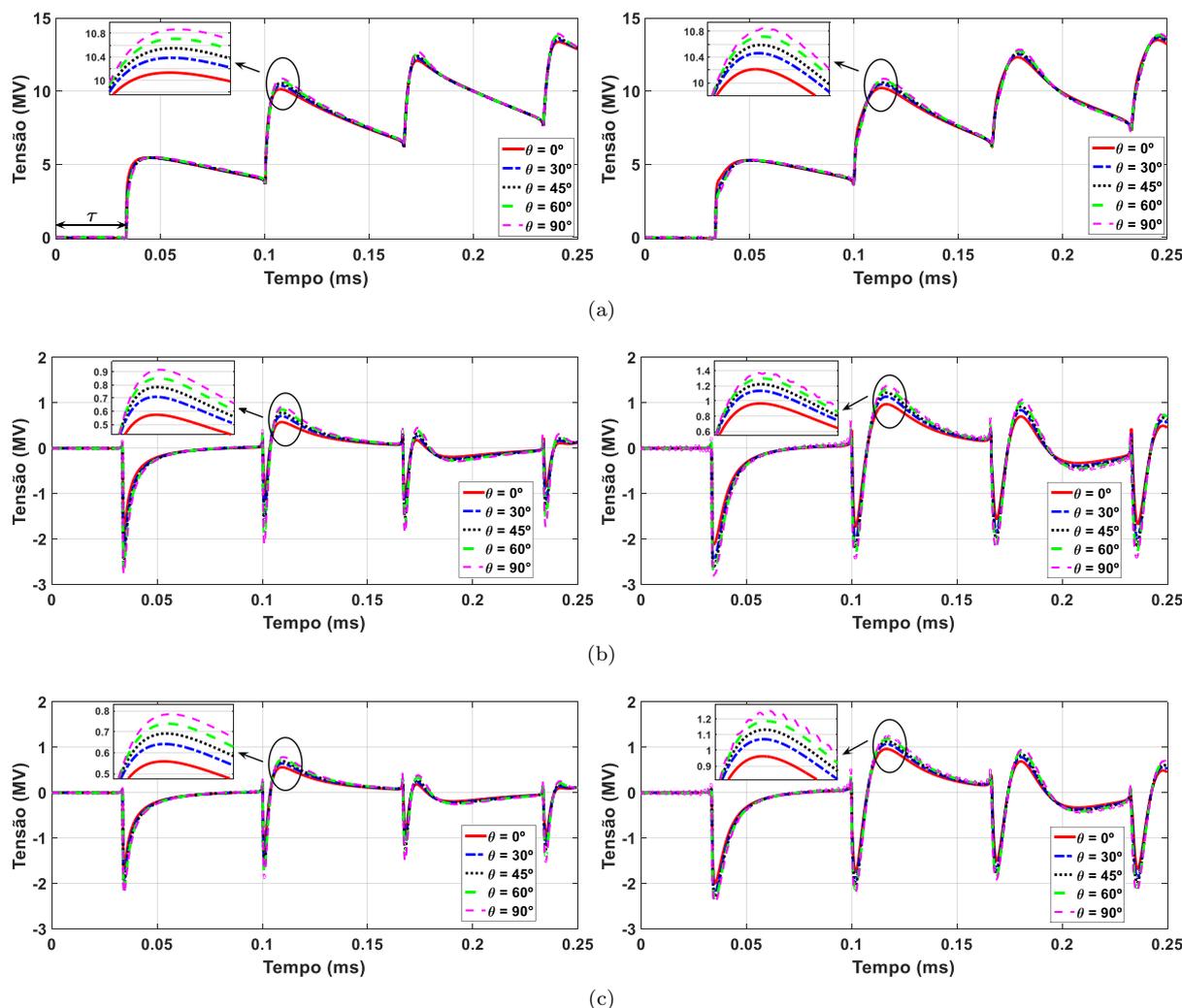


Figura 8. Tensões transitórias geradas para uma descarga atmosférica para solos de 0,01 (esq.) e 0,001 S/m (direita) nos terminais receptores das: (a) fase 1; (b) fase 2; (c) fase 3.

27035661364/in/photostream/lightbox/. [Online; accessed 16-August-2022].

Garbelim Pascoalato, T.F., Justo de Araújo, A.R., Leon Colqui, J.S., Kurokawa, S., and Pissolato Filho, J. (2022). A comparison of frequency-dependent soil models: Electromagnetic transient analysis of overhead transmission lines using modal decomposition. *Energies*, 15(5), 1687.

Kliem, M., Johansen, D., and Høgsberg, J. (2018). Mitigation of conductor line galloping by a direct cable-connection to non-conductive composite power pylons. *Journal of Vibroengineering*, 20(6), 2268–2288.

Martinez-Velasco, J.A. (2009). *Power system transients: parameter determination*. CRC press, Flórida, U.S.A.

Mingli, W. and Yu, F. (2004). Numerical calculations of internal impedance of solid and tubular cylindrical conductors under large parameters. *IEE Proceedings Generation, Transmission and Distribution*, 151(1), 67–72.

Moreno, P. and Ramirez, A. (2008). Implementation of the numerical laplace transform: A review task force on frequency domain methods for emt studies, working group on modeling and analysis of system transients using digital simulation, general systems subcommittee,

IEEE power engineering society. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 23(4), 2599–2609.

Nakagawa, M. (1981). Admittance correction effects of a single overhead line. *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, (3), 1154–1161.

Terespolsky, B.R. and Nixon, K.J. (2014). Developing an approximation to the heidler function with an analytical transformation into the frequency domain. In *International Conference on Lightning Protection*, 1326–1330.

Torrez Caballero, P., Marques Costa, E.C., and Kurokawa, S. (2017). Modal decoupling of overhead transmission lines using real and constant matrices: Influence of the line length. *International Journal of Electrical Power & Energy Systems*, 92, 202–211.

Wedepohl, L.M. and Nguyen, H.V. (1996). Frequency-dependent transformation matrices for untransposed transmission lines using newton-raphson method. *IEEE Transactions on Power Systems*, 11(3), 1538–1546.

Zhang, H., Ghomi, M., Wang, Q., da Silva, F., Bak, C., Yin, K., and Skouboe, H. (2021). Comparison of backflashover performance between a novel composite pylon and metallic towers. *Electric Power Systems Research*, 196, 107263.