

# Modelagem de Canal para Sistemas de Comunicações Através da Terra (TTE)

Adoniran Judson Braga, Leonardo Aguayo, Lucas Sousa e Silva, Josua Daniel Carreño, Sávio Oliveira de Almeida Neves, André Noll Barreto e Luis Guilherme Uzeda Garcia

**Resumo**— Este trabalho apresenta equacionamento do cálculo do campo magnético em dois cenários típicos para enlaces TTE: meio infinito condutivo e semi-espço homogêneo. Para estes cenários, apresenta-se como contribuição original equações explícitas para a tensão induzida em um enlace de duas antenas *loop*, assim como para as potências recebidas nos enlaces de subida e descida. Considera-se, ainda, a análise de desempenho de um sistema TTE usando modulação digital na presença de ruído atmosférico.

**Palavras-Chave**— Comunicações Through-The-Earth, enlace subterrâneo, ruído impulsivo.

**Abstract**— This paper presents equations used to calculate the magnetic field in TTE links for two typical scenarios: infinite conductive medium and semi-infinite homogeneous space. For these scenarios, it presents as original contribution explicit equations for the induced voltage in a link of two loop antennas, as well as for the power received in both uplink and downlink. It also considers the performance analysis of a TTE system using digital modulation in the presence of atmospheric noise.

**Keywords**— Through-The-Earth communications, wireless underground link, impulsive noise.

## I. INTRODUÇÃO

A lei *Mine Improvement and New Emergency Response Act (MINER Act)* aprovada pelo congresso americano em 2006 exige que toda mina subterrânea de carvão naquele país possua um sistema de comunicação de emergência que opere em caso de acidentes. Este sistema deve ser sem fio, bidirecional e capaz de (i) prover comunicação entre a superfície e o subterrâneo da mina e (ii) de rastrear as pessoas presas no subterrâneo [1]. Uma das opções para tanto é conhecida como *telecomunicações através da terra* ou TTE (do inglês *Through-the-earth*) que estabelece um enlace de comunicação entre a superfície e a mina subterrânea utilizando a terra como meio de propagação para as ondas eletromagnéticas. Cabe aqui mencionar a aplicabilidade de sistemas TTE na automação da exploração em minas. A Figura 1 ilustra a configuração básica de um sistema TTE.

A comunicação é normalmente feita por meio de indução magnética em frequências de operação abaixo de 30 kHz, visto que o canal de transmissão é composto por rochas, solo, água e outros materiais de condutividade elétrica não

Adoniran J. Braga (jbraga@ene.unb.br), Lucas Sousa e Silva (lucas-silva@aluno.unb.br), Josua P. Carreño (josua.d.pena@ieee.org) e Sávio O. A. Neves (savio.oneves@aluno.unb.br), Depto. de Eng. Elétrica, Univ. de Brasília - UnB, Brasília-DF; André N. Barreto (andrebarreto@ene.unb.br), Depto. de Eng. Elétrica, UnB, e INDT; Leonardo Aguayo (aguayo@unb.br), UnB-Gama, Brasília-DF, Luis G. Uzeda Garcia (luis.uzeda@itv.org), Instituto Tecnológico Vale (ITV), Belo Horizonte-MG. Este trabalho foi financiado pelo ITV.

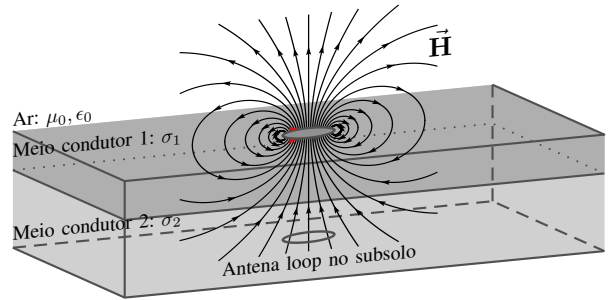


Fig. 1: Representação esquemática de sistema de comunicação TTE, operando em *downlink*. As dimensões típicas das antenas são da ordem de dezenas de metros.

desprezível - o que resulta em grande atenuação de ondas eletromagnéticas em altas frequências [2]. As dimensões e massa de cada uma das antenas, corrente de excitação e frequência de operação definem a qualidade e alcance de transmissão, e podem variar de acordo com os requisitos de projeto do sistema, profundidade e características do solo [3].

Tipicamente, os sistemas TTE desenvolvidos e em operação comercial são capazes de prover comunicação unidirecional (em alguns casos, bidirecional) para usuários em profundidades da ordem de 300 m (usando enlaces de voz) ou até 600 m (para comunicação de texto). Quanto à modulação de sinais, é possível encontrar equipamentos usando modulação analógica SSB ou modulação digital usando variações de modulação angular robustas à presença de ruído - tais como PSK, FSK e MSK. No caso de transmissões digitais, as taxas típicas variam entre dezenas de bits/s a alguns kbits/s.

O ambiente subterrâneo ainda contém ruído proveniente de raios e interferência oriunda da alimentação elétrica dos equipamentos de mineração. A relativa escassez de resultados recentes em processamento de sinais para comunicação TTE sugere a possibilidade de obtenção de ganhos de desempenhos pela aplicação de técnicas consagradas em outros sistemas de comunicação sem fio.

Dadas as severas restrições de largura de banda e atenuação, uma boa caracterização do canal de transmissão torna-se relevante para o projeto de sistemas TTE. Nesta linha de investigação, este trabalho apresenta como contribuições: (i) uma revisão do equacionamento detalhado do cálculo do campo magnético em dois cenários típicos de geometria para enlaces TTE: meio infinito condutivo (MIC) e semi-espço homogêneo (SEH); (ii) equações explícitas para a tensão induzida para um enlace de duas antenas *loop*, considerando as posições relativas das antenas transmissora e receptora; (iii)

equações para as potências recebidas nos enlaces de subida e descida e (iv) uma análise de desempenho de um sistema TTE na presença de ruído atmosférico.

## II. PROPAGAÇÃO EM COMUNICAÇÃO TTE

Devido às propriedades intrínsecas do solo, a penetração do campo magnético  $H$  em meio condutor de condutividade  $\sigma$ , permissividade  $\varepsilon$  e permeabilidade  $\mu$  obedece à equação de difusão  $\nabla^2 H = \mu\sigma\partial H/\partial t$  em vez da equação de onda  $\nabla^2 H = \mu\varepsilon(\partial^2 H)/(\partial t^2)$ , com o campo decaindo exponencialmente em função da distância, frequência de operação  $\omega$  e condutividade elétrica do meio. Em um bom condutor, onde  $\sigma/(\varepsilon\omega) \gg 1$ , o grau de decaimento no meio é dado pela profundidade pelicular  $\delta = \sqrt{2/(\omega\mu\sigma)}$  a qual, por ser inversamente proporcional à raiz quadrada da frequência, justifica o uso de frequências baixas usualmente abaixo de 30 kHz para comunicação TTE.

A propagação em meio condutor ou dielétrico também altera algumas propriedades básicas da onda, como a velocidade de propagação  $v_{rocha}$  e o comprimento de onda  $\lambda_{rocha}$ . Em um bom condutor, a contribuição da permissividade real pode ser desprezada e o comprimento de onda que atravessa as rochas da mina pode ser escrito como  $\lambda_{rocha} = 2\pi\delta$ , o que em comunicação TTE operando a 10 kHz com solo de  $\sigma = 10^{-3}$  pode reduzir em 30 vezes o comprimento de onda em relação ao ar. Entra em questão, portanto, a aplicabilidade das aproximações comumente utilizadas na literatura para as zonas de campo eletromagnético.

### A. Zonas de Campo

Classicamente, as zonas de campo para transmissão no vácuo ou no ar são divididas em *campo próximo reativo*, *campo próximo radiante*, *zona de transição* e *campo distante*. Nas duas primeiras zonas, o campo é resultado da interferência de ondas de diversos pontos da antena. Em campo distante, onde os campos elétrico e magnético estão em fase e possuem uma relação fixa entre si, a antena de transmissão é vista como um ponto radiante e seu campo pode ser visto como uma frente de onda plana. Na zona de transição, ambos os comportamentos podem ser observados. Em um meio condutor, Gibson [4] propôs uma subdivisão diferente para as zonas de campo.

Em regiões muito próximas à antena de transmissão, apesar da variação no tempo o campo possui uma natureza *quase-estática* seguindo leis da estática como a atenuação pelo inverso do cubo da distância. A partir do chamado *campo próximo*, onde ainda inexistente radiação, o meio condutor começa a contribuir em atenuação de campo. Na zona de *campo distante*, apesar das perdas devido ao meio, o campo obedece lei de atenuação com inverso da distância. Aqui, o mecanismo de propagação é determinado por indução de correntes de Foucault no meio condutivo. Por fim, a *zona de transição* é uma região arbitrária entre os campos próximo e distante.

A Tabela I elenca as zonas de campo e suas condições para os dois tipos de meio. Um sistema operando no espaço livre em 10 kHz ( $\lambda_0=30$  km) com separação entre antenas de 300 m se encontra em campo próximo reativo ( $\lambda_0/2\pi \approx 4775$  m),

enquanto que em meio condutor com  $\sigma = 10^{-3}$  e  $\mu = \mu_0$ ,  $\lambda_{rocha}/2\pi = \delta \approx 160$  m  $<$  300 m. Ou seja, trata-se de zona de transição e está mais próximo do campo distante do que do campo próximo.

Modelo	Tipo de aproximação	Condições
Vácuo	Campo próximo reativo	$r < \lambda_0/2\pi$
	Campo próximo radiante	$\lambda_0/2\pi < r < \lambda_0$
	Zona de transição	$\lambda_0 < r < 2\lambda_0$
	Campo distante	$r > 2\lambda_0$ ou $2D^2/\lambda_0$
Meio condutivo	Quase estático	$r \ll \lambda_{rocha}/2\pi$
	Campo próximo	$r^2 \ll (\lambda_{rocha}/2\pi)^2$
	Zona de transição	$r \approx \lambda_{rocha}/2\pi$
	Campo distante	$r \gg \lambda_{rocha}/2\pi$

TABELA I: Zonas de campo no vácuo e em meio condutor

### B. Modelos de Campo Magnético

O momento magnético  $m_d = N_{tx}I_{tx}S_{tx}$  de uma antena *loop* indica a capacidade de transmissão indutiva em função das características do transmissor.  $N_{tx}$  é o número de voltas do *loop* transmissor,  $I_{tx}$  representa o valor RMS de uma corrente elétrica tonal nos filamentos da antena de transmissão, e  $S_{tx}$  representa a área do *loop*. Por esta fórmula, percebe-se que o aumento de momento magnético tem por custo o aumento da potência dissipada em calor ( $P_{tx} = R_{tx}I_{tx}^2$ ), em que a resistência  $R_{tx}$  do *loop* transmissor aumenta com  $N_{tx}$  e/ou  $S_{tx}$ . Apesar de esta potência ser dissipada e não irradiada, ela determina o valor de corrente usada na geração do campo magnético e, por isso, associa-se, de forma indireta, a uma potência de transmissão.

A aproximação mais simples para campo magnético gerado por uma antena *loop* eletricamente pequena se faz considerando o vácuo como meio homogêneo infinito ignorando qualquer condição de contorno [5], e supondo distribuição uniforme da corrente em todo o *loop*. A uma distancia muito próxima à fonte ( $r \ll \lambda/2\pi$ ), a intensidade de um campo magnético variante no tempo se assemelha àquela de um campo estático calculada pela lei de Biot-Savart [6]. Operando-se no vácuo a 10 kHz, esta distancia chega até à algumas centenas de metros. Para o caso de uma antena *loop*, o campo magnético quase-estático é aproximado por:

$$\mathbf{H}_{qe} = \frac{m_d}{4\pi r^3} \{2 \cos(\theta)\hat{\mathbf{r}} + \sin(\theta)\hat{\boldsymbol{\theta}}\}, \quad (1)$$

onde  $\hat{\mathbf{r}}$ ,  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  são vetores em coordenadas esféricas nas direções radial e elevacional. A adaptação do modelo de plano infinito no vácuo [5] para um meio infinito condutivo (MIC) é feita modificando-se apenas o número de onda, dado por  $k_{rocha} = (1-j)/\delta$ . Esta aproximação do campo para ambos os enlaces de subida e descida em coordenadas esféricas é dada, em sua forma fasorial, por [4]:

$$\mathbf{H} = \frac{m_d}{4\pi r^3} e^{-jT} e^{-T} \{2 \cos \theta (1 + (1+j)T)\hat{\mathbf{r}} + \sin \theta (1 + (1+j)T + 2jT^2)\hat{\boldsymbol{\theta}}\}, \quad (2)$$

onde  $T = r/\delta = r\sqrt{\mu\sigma\omega/2}$  representa o alcance normalizado pela profundidade pelicular e contempla a contribuição de perdas no solo. O parâmetro  $T$  também pode ser interpretado como uma frequência espacial normalizada em dado alcance  $r$ .

Wait formulou expressões analíticas do campo magnético de antenas circulares com corrente uniforme distinguindo os meios superfície e subterrâneo, nos chamados modelos de semi-espço homogêneo (SEH), para os enlaces de subida [7] e de descida [8]. Os campos para os enlaces de subida  $\mathbf{H}_{up}$  e descida  $\mathbf{H}_{down}$  em coordenadas cilíndricas nas direções radial  $\hat{\rho}$  (campo horizontal) e profundidade  $\hat{z}$  (campo vertical) são dados, respectivamente, por:

$$\mathbf{H}_{up} = \frac{m_d}{2\pi h^3} \int_0^\infty \beta x \{J_0(Dx)\hat{z} - J_1(Dx)\hat{\rho}\} dx, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_{down} = \frac{m_d}{2\pi h^3} \int_0^\infty \beta(x) \times \{J_0(Dx)\hat{z} - J_1(Dx) \frac{(x^2 + j2\mathcal{T}^2)^{1/2}}{x} \hat{\rho}\} dx, \quad (4)$$

em que

$$\beta(x) = \frac{J_1(Ax)}{Ax/2} \frac{x^3}{(x^2 + j2\mathcal{T}^2)^{1/2} + x + \chi} e^{-Zx} e^{-(x^2 + j2\mathcal{T}^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

e  $A = a_{loop}/h$ ,  $D = \rho/h$ ,  $Z = h_0/h$ ,  $\mathcal{T} = h/\delta$ ,  $a_{loop}$  é o raio do *loop*,  $h_0$  e  $h$  são as distâncias entre a antena de superfície e o solo e entre o solo e a antena enterrada no subsolo, respectivamente,  $J_0$  e  $J_1$  são funções de Bessel do primeiro tipo, e  $\chi$  é uma variável auxiliar.

Para as aproximações de Wait,  $\chi$  é nulo. Observa-se que existe reciprocidade entre os dois enlaces para o campo vertical, mas não para o horizontal, e que este último pode ser ignorado numa configuração em que as antenas se encontrem alinhadas coaxialmente, ou seja, quando  $\rho = 0$  (ou  $\mathcal{T} = T$ ) fazendo  $J_1(Dx) = 0$ . Da mesma forma, no modelo de meio infinito em (2), para  $\theta = 180^\circ$  em configuração coaxial, desaparece o termo de campo na direção elevacional, sobrando apenas o campo vertical na direção  $\hat{r}$ . Diferentemente do modelo baseado em meio infinito, em que o *loop* deve ter dimensões suficientemente pequenas que garantam a uniformidade espacial da corrente, os modelos de semi-espço homogêneo possuem o fator de correção  $J_1(Ax)$  que compensa a variação do tamanho da antena.

Durkin [9] sugere que exista na interface entre a terra e o ar uma barreira de transposição que possa ser modelada por uma fina camada de condutividade ainda maior que aquela do semi-espço homogêneo abaixo dela. Seu modelo inclui o termo  $\chi = j2\mathcal{T}^2 \frac{h_1}{h} \sigma_1$  nos denominadores de (3) e (4), em que  $h_1$  e  $\sigma_1$  representam a altura e a condutividade da fina camada de interface.

Todos os modelos acima estão no domínio da frequência, visto que  $\delta$  varia com  $\omega$ . Vale observar que excluem-se aqui eventuais distorções lineares e não lineares do transmissor. Aproximações dessas equações para os campos próximo e distante podem ser alcançadas utilizando as condições da Tabela I, lembrando que  $\delta = r/T = \lambda_{rocha}/2\pi$ .

A Figura 2 mostra a intensidade de campo magnético de uma antena *loop* ao longo de seu eixo ( $\theta = 0$ ) normalizado pela intensidade do campo quase-estático em função de  $T$  (ou de  $\mathcal{T}$ ) para os modelos de MIC e SEH com adequada aproximação entre eles. Apresenta também a intensidade de campo num ponto sobre o mesmo plano do *loop* ( $\theta = \pi/2$ )

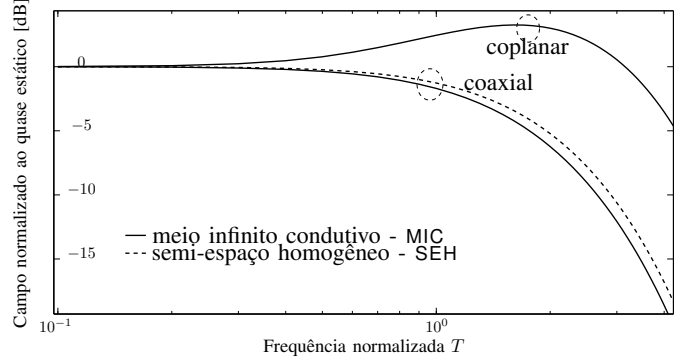


Fig. 2: Intensidade de campo magnético de uma antena *loop* nas configurações coaxial e coplanar segundo os modelos MIC e SEH (*uplink*).

apenas para o modelo de MIC, visto que o cenário SEH não é adaptado para a configuração coplanar. Nesta figura observa-se o excesso de perda (ou ganho) devido ao meio e a estrutura da antena *loop* para além da lei do inverso cúbico da distância. Para uma noção mais precisa da variação da intensidade de campo com a distância, basta acrescentar uma atenuação de 60 dB/década para uma frequência fixa. Observa-se que até a distância  $T = 1/4$ , o que pode equivaler a 40 m num sistema operando em 1 kHz com condutividade moderada  $\sigma = 10^{-2}$ , os modelos seguem praticamente o comportamento do campo quase-estático. A partir daí, o campo coplanar apresenta ganho até  $T \approx 3$  quando passa a apresentar perda, enquanto que o campo coaxial tem sempre sua intensidade reduzida, inicialmente de 1.5 dB após o primeiro  $\delta$  ( $T = 1$ ), 4.5 dB entre o segundo e o primeiro  $\delta$ , convergindo à 8.7 dB/ $\delta$  em  $T \rightarrow \infty$ , assim como no campo coaxial. Este valor de convergência da taxa de atenuação/ $\delta$  é típica para ondas planas em campo distante e usada para definir o próprio  $\delta$  ( $20 \log_{10}(e^{-\frac{\delta}{\delta}} = -1) = -8.7$  dB).

Fixando uma distância, o espectro em função da frequência normalizada  $T$  (ou  $\mathcal{T}$ ) mostra um comportamento de filtro passa-baixas, com largura de banda de 1.4 para o campo coaxial, e de 2.8 para o campo coplanar. No entanto, veremos na seção seguinte que essas não são as formas do espectro do canal entre as duas pontas de comunicação.

### C. Modelagem do Canal e Frequência Ótima de Operação

Em sistemas que operam em frequências moderadamente baixas, é mais comum se usar tensão e corrente para parametrizar quadripolos e, conseqüentemente parâmetros baseados em impedâncias. Para análises de modelagem do canal de propagação em frequências abaixo de 100 kHz, adota-se o conceito de impedância de transferência entre os *loops*, considerando as versões fasoriais da corrente tonal no *loop* de transmissão  $I_{tx}(\omega)$  e da tensão induzida nos terminais da antena de recepção  $V_{rx}(\omega)$ ,

$$Z(\omega) = V_{rx}(\omega)/I_{tx}(\omega). \quad (6)$$

Segundo a lei de Faraday, a tensão induzida por um campo magnético nos terminais de um condutor de malha fechada depende da variação temporal do fluxo magnético que adentra esta malha em sentido ortogonal a seu plano [6]. Como

resultado, a tensão induzida nos terminais de uma antena *loop* em função do campo magnético é dada por

$$V_{rx}(\omega) = -j\omega N_{rx} \oint_S \mu \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = -j\omega \mu N_{rx} S_{rx} H \cos(\varphi) \quad (7)$$

em que  $N_{rx}$  e  $S_{rx}$  são o número de voltas e a área do *loop* receptor, respectivamente, e  $\varphi$  é o ângulo entre o campo magnético  $\mathbf{H}$  e o eixo do *loop* ortogonal a seu plano. Vê-se em (7) que, apesar de o campo sofrer atenuações em alta frequência, o receptor impõe ao sinal de saída atenuações em baixas frequências. Em coordenadas esféricas,  $\varphi = \theta$  se os planos dos dois *loops* forem paralelos. Expressando  $\mathbf{H}$  em coordenadas esféricas  $\mathbf{H}_r$  na direção  $\hat{\mathbf{r}}$  e  $\mathbf{H}_\theta$  na direção  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$ , tem-se

$$V_{rx}(\omega) = -j\omega \mu N_{rx} S_{rx} [\mathbf{H}_r \cos(\theta - \theta_x) \cos(\theta_y) - \mathbf{H}_\theta \sin(\theta - \theta_x) \cos(\theta_y)], \quad (8)$$

onde  $\theta_x$  e  $\theta_y$  são ângulos de rotação dos eixos  $\hat{\mathbf{x}}'$  e  $\hat{\mathbf{y}}'$  que, por sua vez, são eixos auxiliares criados pela rotação de  $\phi - 90^\circ$  do eixo  $\hat{\mathbf{z}}$ , em que  $\phi$  é o ângulo azimutal.

Em coordenadas cilíndricas, a tensão induzida em função dos campos  $\mathbf{H}_z$ , na direção  $\hat{\mathbf{z}}$ , e  $\mathbf{H}_\rho$ , na direção  $\hat{\boldsymbol{\rho}}$ , é dada por

$$V_{rx}(\omega) = -j\omega \mu N_{rx} S_{rx} [\mathbf{H}_z \cos(\theta_x) \cos(\theta_y) + \mathbf{H}_\rho \sin(\theta_x) \cos(\theta_y)]. \quad (9)$$

Para uma corrente tonal no transmissor, o momento magnético fasorial  $m_d(\omega) = N_{tx} S_{tx} I_{tx}(\omega)$  indica a força complexa de uma antena transmissora para dada frequência. Adaptando as equações de campo e adotando o conceito de impedância de transferência  $Z(T) = V_{rx}(T)/I_{tx}(T)$  na frequência espacial normalizada  $T$ , temos

$$Z_{\text{MIC}}(T) = N_{tx} N_{rx} S_{tx} S_{rx} [\sqrt{G_r^{tx} G_r^{rx}} \mathbf{F}_r + \sqrt{G_\theta^{tx} G_\theta^{rx}} \mathbf{F}_\theta] \quad (10)$$

como a impedância de transferência em cenário MIC, em que os ganhos normalizados das antenas de transmissão e recepção com polarizações nas direções  $\hat{\mathbf{r}}$  e  $\hat{\boldsymbol{\theta}}$  são  $G_r^{tx} = \cos^2(\theta)$ ,  $G_r^{rx} = \cos^2(\theta - \theta_x) \cos^2(\theta_y)$ ,  $G_\theta^{tx} = \sin^2(\theta)$  e  $G_\theta^{rx} = \sin^2(\theta - \theta_x) \sin^2(\theta_y)$ , e  $\mathbf{F}_r$  e  $\mathbf{F}_\theta$  são funções de transferência do canal de propagação dadas, respectivamente, por

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_r &= \frac{T^2}{\pi \sigma r^5} e^{-T} \sqrt{1 + 2T + 2T^2} e^{j\{\tan^{-1}(\frac{T}{1+T}) - T - \frac{\pi}{2}\}} \quad \text{e} \\ \mathbf{F}_\theta &= \frac{T^2}{2\pi \sigma r^5} e^{-T} \sqrt{(1+T)^2 + (T+2T^2)^2} \\ &\quad \times e^{j\{\tan^{-1}(\frac{T+2T^2}{1+T}) - T + \frac{\pi}{2}\}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Em  $Z_{\text{MIC}}(T)$ , toda distorção linear se encontra em  $\mathbf{F}_r$  e  $\mathbf{F}_\theta$ , incluindo a operação derivativa no *loop* receptor. Isto facilita a separação de contribuições em toda a rede em função do tipo de sistema linear. Para as aproximações de campo [7] [8] [9] que utilizam o modelo de semi-espaço homogêneo (SEH), a impedância de transferência  $Z_{\text{SEH}}(T)$  e as funções de transferência  $\mathbf{F}_z$ ,  $\mathbf{F}_\rho^{up}$  e  $\mathbf{F}_\rho^{down}$  são dadas, respectivamente, por

$$Z_{\text{SEH}}(T) = N_{tx} N_{rx} S_{tx} S_{rx} [\sqrt{G_z^{rx}} \mathbf{F}_z + \sqrt{G_\rho^{rx}} \mathbf{F}_\rho], \quad (12)$$

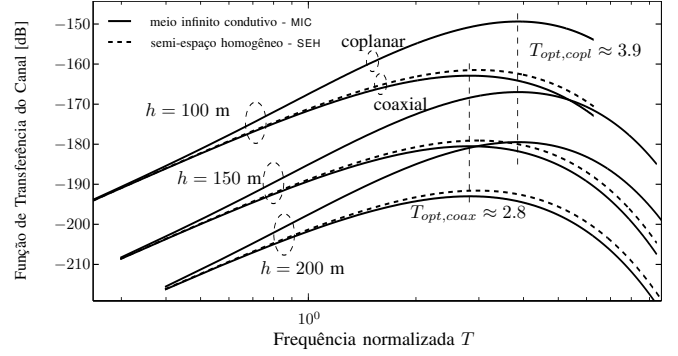


Fig. 3: Módulo da função de transferência do canal entre duas antenas *loop* nas configurações coaxial e coplanar segundo os modelos MIC e SEH (*uplink*).

$$\mathbf{F}_z = \frac{\mathcal{T}^2}{\pi \sigma r^5} e^{-j\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty \beta(x) J_0(Dx) dx, \quad (13)$$

$$\mathbf{F}_\rho^{up} = \frac{\mathcal{T}^2}{\pi \sigma r^5} e^{-j\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty \beta(x) J_1(Dx) dx, \quad \text{e} \quad (14)$$

$$\mathbf{F}_\rho^{down} = \frac{\mathcal{T}^2}{\pi \sigma r^5} e^{-j\frac{\pi}{2}} \int_0^\infty \beta(x) J_1(Dx) \frac{(x^2 + j2T^2)^{1/2}}{x} dx, \quad (15)$$

em que  $G_z^{rx} = \cos^2(\theta_x) \cos^2(\theta_y)$  e  $G_\rho^{rx} = \sin^2(\theta_x) \cos^2(\theta_y)$ . Neste modelo, parte dos ganhos normalizados das antenas são contabilizados dentro da função de transferência do canal e dependem, sobretudo, de  $\rho$ ,  $h$ ,  $\theta_x$  e  $\theta_y$ .

O cálculo da potência entregue ao receptor em função dos parâmetros do sistema é importante para diversas medidas de desempenho em sistemas de comunicações.

A relação entre as potências dissipada (transmissão) no primeiro *loop* e entregue ao receptor conectado ao segundo *loop* é dada por

$$\frac{P_{rx}}{P_{tx}} = \frac{|Z(T)|^2}{R_{tx} R_{rx}}, \quad (16)$$

de onde obtêm-se

$$\sqrt{P_{rx, \text{MIC}}} = \sqrt{P_{tx}} \Phi_{tx} \Phi_{rx} \left| \sqrt{G_r^{tx} G_r^{rx}} \mathbf{F}_r + \sqrt{G_\theta^{tx} G_\theta^{rx}} \mathbf{F}_\theta \right|, \quad (17)$$

$$\sqrt{P_{rx, \text{SEH}}} = \sqrt{P_{tx}} \Phi_{tx} \Phi_{rx} \left| \sqrt{G_z^{rx}} \mathbf{F}_z + \sqrt{G_\rho^{rx}} \mathbf{F}_\rho \right|, \quad (18)$$

em que  $\Phi_{tx}$  e  $\Phi_{rx}$  são as aberturas específicas das antenas de transmissão e recepção, respectivamente. A abertura específica de uma antena *loop* é função de seu raio  $a$ , massa  $M$ , densidade de massa  $\rho_l$  e condutividade do filamento  $\sigma_l$ , e dada por  $\Phi = 0.5a\sqrt{M\sigma_l/\rho_l}$ .

Tanto  $Z(T)$  quanto  $P_{rx}/P_{tx}$  carregam parâmetros intrínsecos dos *loops* utilizados. Então, para se compreender o comportamento do canal, escolhe-se usar as funções de transferência  $\mathbf{F}$  que, apesar de serem dependentes da forma da antena, independem de seus parâmetros. A Figura 3 apresenta o espectro de amplitude da função de transferência do canal para antenas em configurações coaxial e coplanar.

Observa-se que os canais são passa-faixa, em que, para a configuração coaxial, a frequência normalizada ótima é  $T_{opt} \approx 2.83$  com fator de qualidade  $Q = 2.2$  e faixa frequencial não simétrica à  $T_{opt}$ . Como exemplo, para uma profundidade  $r = 200$  m com  $\sigma = 10^{-2}$  S/m, a frequência ótima é  $f_{opt} \approx 5$  kHz

e a largura de banda com menos de 3 dB de variação é de 11 kHz. Para a transmissão coplanar,  $T_{opt} \approx 3.86$  com fator de qualidade  $Q = 1.8$ .

### III. RUÍDO EM SISTEMAS TTE

A análise do enlace de um sistema de comunicação TTE requer a consideração de ruído atmosférico nas bandas LF e VLF. A modelagem usual consiste na superposição de uma componente gaussiana e uma componente de picos impulsivos [10], sendo a componente impulsiva gerada por descargas atmosféricas distantes da ordem de  $10^6$  m do receptor. Já a componente gaussiana do ruído é proveniente da soma do ruído gerado por descargas atmosféricas ainda mais distantes e por outras fontes de ruído.

O modelo utilizado neste artigo é o de Field-Lewinsein [11], no qual representa-se o ruído VLF como um fasor aleatório com envoltória de amplitude dada pela soma de duas variáveis aleatórias, uma com distribuição de Rayleigh e uma com distribuição de Weibull. A parcela Rayleigh representa a componente gaussiana do ruído e a de Weibull, o ruído impulsivo. A impulsividade,  $\gamma$ , e o parâmetro  $a$  são usados para controlar as estatísticas do ruído. Fisicamente,  $\gamma^2$  representa a razão de energia entre a componente impulsional do ruído e a componente gaussiana. O parâmetro  $0 < a < 2$  controla o formato da cauda da v.a. de Weibull, determinando a duração dos picos impulsivos. Quanto mais distante  $a$  for de 2, menos gaussiano é o ruído.

Visto que o ruído atmosférico na banda VLF é composto por uma componente gaussiana e uma componente não gaussiana, surge a dúvida de como seria o desempenho de detectores otimizados para AWGN quando o ruído não é mais gaussiano. Para investigar essa questão, realizaram-se simulações de um sistema de comunicação TTE com a seguinte configuração: antenas *loop* coaxiais, alinhadas e separadas por uma distância vertical  $r = 200$  m; solo com condutividade  $\sigma = 10^{-2} S/m$ ; esquema de modulação BPSK (*Binary Phase Shift Keying*) e pulso de raiz quadrada de cosseno levantado com fator de *roll-off*  $\beta = 0,5$ . O sinal foi modulado na frequência ótima  $f_{opt} \approx 5$  KHz, com taxa de transmissão  $R = 6$  kbit/s. O sinal modulado ocupa uma banda  $B = 9$  KHz centrada em  $f_{opt} \approx 5$  KHz, é transmitido em um canal modelado por  $F_r$ , dado pela Equação (11) e corrompido por ruído atmosférico.

A Figura 4 mostra como o canal TTE e o ruído atmosférico podem afetar o desempenho de um sistema de comunicação operando na banda de frequências VLF. As curvas mostram as taxas de bits errados para diferentes valores de  $E_b/N_0$  e da impulsividade  $\gamma$ , mantendo  $a = 0.07$ . Quando  $\gamma = 0,01$ , o ruído é praticamente gaussiano. Para  $\gamma = 1$ , a componente gaussiana e a componente impulsional do ruído possuem a mesma energia e, para  $\gamma = 10$ , a energia da componente gaussiana é 100 vezes menor que a energia da componente impulsional. Nota-se que o desempenho piora consideravelmente na presença de ruído predominantemente impulsivo, deixando claro que não se pode ignorar o aspecto impulsional do ruído VLF no projeto do receptor de um sistema de comunicação TTE.

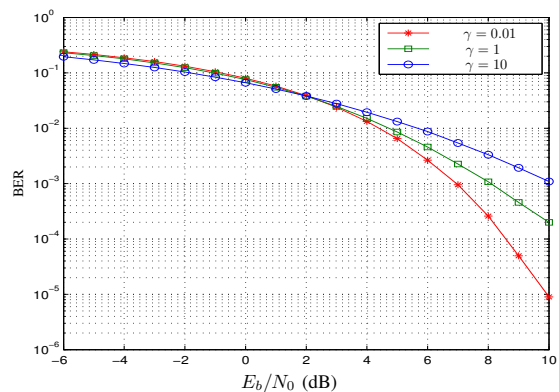


Fig. 4: Desempenho de sistema TTE na presença de ruído atmosférico para diferentes valores de impulsividade  $\gamma$ .

### IV. CONCLUSÕES

O canal de comunicações TTE pode ser modelado como um filtro passa-faixas, com frequência de operação ótima que resulta em atenuação mínima dependente da profundidade. O filtro é assimétrico no entorno da frequência de operação ótima, o que sugere o uso de técnicas de codificação de linha para formatação de espectro. A geometria do posicionamento das antenas também influencia uma eventual escolha para a frequência de operação, com possível impacto no estabelecimento de redes de comunicação subterrâneas. Análises de desempenho de um sistema de TTE usando modulação BPSK mostram o impacto relevante da componente impulsiva proveniente ruídos atmosféricos, com impacto na escolha da codificação de canal e emprego de técnicas de processamento digital de sinais.

### REFERÊNCIAS

- [1] M. R. Yencheq, G. T. Homce, N. W. Damiano, and J. R. Srednicki, "Niosh-sponsored research in through-the-earth communications for mines: a status report," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 5, pp. 1700–1707, 2012.
- [2] F. H. Raab and I. R. Joughin, "Signal processing for through-the-earth radio communication," *Communications, IEEE Transactions on*, vol. 43, no. 12, pp. 2995–3003, 1995.
- [3] A. Forooshani, S. Bashir, D. Michelson, and S. Noghianian, "A survey of wireless communications and propagation modeling in underground mines," *Communications Surveys Tutorials, IEEE*, vol. 15, no. 4, pp. 1524–1545, Fourth 2013.
- [4] D. Gibson, "Channel characterisation and system design for sub-surface communications," Ph.D. dissertation, School of Electronic and Electrical Engineering, 2 2003.
- [5] D. B. Starkey, "Electromagnetic transmission and detection at deep depths," *Sandia Laboratories Report SLL-73-5278*, 1973.
- [6] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, 3rd ed. Prentice Hall, 1999.
- [7] J. R. Wait, "Electromagnetic induction technique for locating a buried source," *Geoscience Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 9, no. 2, pp. 95–98, April 1971.
- [8] J. R. Wait and K. Spies, "Subsurface electromagnetic fields of a circular loop of current located above ground," *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, vol. 20, no. 4, pp. 520–522, Jul 1972.
- [9] J. Durkin, "Surface vertical magnetic field produced by a finite loop buried in an earth containing a thin conducting sheet," *Radio Science*, vol. 32, no. 1, pp. 19–23, 1997.
- [10] F. H. Raab, "Noise model for low-frequency through-the-earth communication," *Radio Science*, vol. 45, no. 6, 2010.
- [11] E. Field and M. Lewinsein, "Amplitude-probability distribution model for vlf/elf atmospheric noise," *Communications, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 1, pp. 83–87, 1978.