

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA**

**TESE DE DOUTORADO**

**INVESTIGAÇÕES RELATIVAS ÀS LINHAS DE  
TRANSMISSÃO HORIZONTAL E VERTICAL DE PERDAS  
ELEVADAS**

**Autor: Ronaldo Kascher Moreira**

**Orientador: Prof. Dr. José Osvaldo Saldanha Paulino**

**Coorientador: Prof. Dr. Antônio Emílio A. de Araújo**

**Belo Horizonte, 2004**

## **AGRADECIMENTOS**

À minha esposa Dina, filhos Herculano, Gabriela e Ronaldo e à minha nora Juliana, pela compreensão, paciência, incentivo e apoio às atividades necessárias à realização do presente trabalho.

Aos meus pais Victorino e Gabriela, a quem tudo devo.

Aos Professores José Osvaldo Saldanha Paulino e Antônio Emílio de Araújo, orientadores deste trabalho pelas oportunas recomendações dadas durante as atividades experimentais e teóricas.

À Universidade Católica de Minas Gerais pelo apoio recebido para elaboração deste trabalho.

Aos profissionais do “LEAT” e, em especial ao Prof. Glássio, ao Eng. José Luiz e ao Técnico Alisson, pela paciência e apoio durante as incontáveis horas de laboratório necessárias à conclusão deste trabalho.

Ao Sr. Glayson Miranda da Rede Globo Minas, pela montagem do amplificador linear que possibilitou medições mais confiáveis em laboratório, aos Engenheiros Leonardo Alvarenga e Gilmar Laignier da Fiat Automóveis pela cessão da Câmara Blindada Anecóica para a realização de alguns ensaios e ao aluno da PUC-Minas André Generoso pelo apoio nas atividades laboratoriais.

A todos os colegas da Kascher Engenharia que contribuíram direta ou indiretamente na elaboração deste trabalho e em especial à Engenheira Paula Kascher e à Sra. Aparecida Bustamante pelo auxílio recebido na formatação final do texto.

## RESUMO

O presente trabalho apresenta os resultados de experimentos em laboratório e de avaliações nos domínios do tempo e da frequência, elaborados no sentido de melhor compreendermos o desempenho eletromagnético das linhas de transmissão horizontais e verticais de perdas elevadas, e com isto, agregarmos conhecimento sobre os processos de acoplamento entre o canal da descarga atmosférica e as instalações elétricas terrestres. Foram utilizados, nos experimentos práticos, geradores de sinais impulsivos e geradores de sinais harmônicos de frequências compreendidas entre 5 MHz a 100 MHz, que excitaram linhas de transmissão horizontais e verticais com altas perdas, sendo estas construídas através de associação de resistores em série. Os testes práticos foram realizados nas dependências do Laboratório de Extra Alta Tensão da UFMG, no Laboratório de Antenas da PUC-MINAS, Campus do Coração Eucarístico e na Câmara Blindada Anecóica Eletromagnética da FIAT Automóveis em Betim. Para a obtenção das medidas laboratoriais foram utilizados osciloscópios digitais e analisador de rede. Para os cálculos e avaliações no domínio do tempo foi utilizado o software "ORCAD" [16] e, no domínio da frequência, o software "Mathcad", [20]. Os resultados práticos e teóricos obtidos foram então confrontados, permitindo análises e conclusões sobre o desempenho das linhas de transmissão horizontais e verticais de altas perdas, incluindo suas distribuições de correntes elétricas impulsivas e harmônicas e seus parâmetros de propagação.

Como conclusão do trabalho ficou comprovado que as impedâncias características, as constantes de propagação e as velocidades de fase das

linhas de transmissão horizontais de altas perdas podem ser calculadas através da formulação clássica das linhas de transmissão. Foi proposto um modelo empírico para a linha de transmissão vertical de altas perdas que, nos limites estabelecidos, consegue avaliar satisfatoriamente a sua impedância característica. Ficou comprovado que as atenuações proporcionadas a sinais harmônicos e impulsivos que trafegam pelas linhas de transmissão verticais de altas perdas, são maiores que as proporcionadas pelas linhas de transmissão horizontais de altas perdas com o mesmo parâmetro primário “resistência / metro”. Foi demonstrado que esta atenuação adicional proporcionada pelas linhas de transmissão verticais de altas perdas é devida à parcela da potência que trafega através da linha convertida em ondas eletromagnéticas irradiadas, fenômeno este desprezível nas linhas horizontais de altas perdas, justificando seus diferentes desempenhos.

## ABSTRACT

This document presents the laboratory measurements and time and frequency domain simulations and calculations regarding the high loss horizontal and vertical transmission lines aiming at improving the knowledge of their performance and well understand the electromagnetic interaction between the lightning channel and the electrical facilities.

Impulsive and harmonic 5 MHz to 100 MHz signal generators, were used for the high losses transmission lines excitation. The lines were mounted with series resistors. The laboratory tests were done in the Extra High Voltage Laboratory of the Federal University of Minas Geris, in the Antenna Laboratory of the Catholic University of Minas Geris, and in FIAT Shielded Anechoic Electromagnetic Chamber in Betim, Minas Geris. For the measurements, digital oscilloscopes and network analyser were used. The softwares "Orcad" [16] and "Mathcad" [20] with its Fast Fourier Transform and the Inverse Fourier Transform functions were used respectively for time and frequency domains simulations, The experimental results were compared with the calculations, allowing the proposition of suitable models for horizontal and vertical high losses transmission lines, including impulsive and harmonics current distribution and propagation parameters. As conclusion, this paper proves that the characteristic impedance, the propagation constant as well the phase speed of the horizontal high losses horizontal transmission line can be evaluate through the classic transmission line formulation. A empirical model that reproduces, at the established limits, the impedance of the vertical high losses transmission

line was proposed. It was proved that the attenuation given by a high losses vertical transmission line excited by harmonic and impulsive signals is bigger than the attenuation of a high losses horizontal transmission line with same per meter resistance parameter. These different performances are due to the power irradiated as electromagnetic waves by the vertical device. The irradiation of the horizontal high losses transmission line is neglectful, as showed in this document.

# SUMÁRIO

## RESUMO

## ABSTRACT

<b>1 – INTRODUÇÃO E DESCRIÇÃO DOS TRABALHOS.</b>	<b>1</b>
<b>2 – A PROPAGAÇÃO DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS EM LINHAS DE TRANSMISSÃO HORIZONTAIS COM PERDAS E OS FATORES DE ESCALA UTILIZADOS EM MODELOS LABORATORIAIS.</b>	<b>8</b>
2.1- Considerações sobre o modo de propagação Transverso Eletromagnético “TEM” e as restrições à sua aplicação em linhas de transmissão de altas perdas.	8
2.2- Considerações sobre os modelos reduzidos para ensaios laboratoriais e de seus fatores de escala.	18
<b>3 – INVESTIGAÇÃO DA LINHA DE TRANSMISSÃO HORIZONTAL DE ALTAS PERDAS.</b>	<b>21</b>
3.1- Medições e cálculos de impedâncias.	34
3.1.1- Medição direta através de pontas de teste de tensão e de corrente.	34
3.1.2- Medição através do método da divisão de corrente.	37
3.1.3- Medição com o analisador de redes.	41
3.2- Medições e cálculos das constantes de atenuação e de fase para excitações harmônicas.	47
3.3- Medições e cálculos das atenuações e velocidades de tráfego com excitações impulsivas.	57



3.4- Conclusões.	74
<b>4 – INVESTIGAÇÃO DA LINHA DE TRANSMISSÃO VERTICAL DE ALTAS PERDAS.</b>	<b>75</b>
4.1- Modelo proposto para estudo da linha de transmissão vertical de altas perdas.	81
4.1.1- Modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis.	81
4.1.2- Modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas.	88
4.2- Medições e cálculos de impedância.	89
4.3- Medições e cálculos de atenuações para excitações harmônicas.	99
4.4- Medições e cálculos de atenuações para excitações impulsivas.	115
4.5- Conclusões.	127
<b>5- ENSAIOS DE REFLEXÃO DE ONDAS EM LINHAS DE TRANSMISSÃO HORIZONTAIS E VERTICAIS COM PERDAS PARA COMPROVAÇÃO DE SUAS CONSTANTES DE ATENUAÇÃO DISTINTAS.</b>	<b>129</b>
5.1- Objetivo e descrição geral dos ensaios.	129
5.2- Medições em laboratório.	131
5.3- Correção das medições dos sinais refletidos.	137
5.4- Conclusões.	145
<b>6 – CÁLCULOS RELATIVOS À IRRADIAÇÃO DAS LINHAS DE TRANSMISSÃO VERTICAIS E HORIZONTAIS DE ALTAS PERDAS.</b>	<b>146</b>
6.1- Considerações iniciais.	146

6.2- Avaliação da potência irradiada por monopolos verticais alimentados por correntes de excitação viajantes atenuadas ao longo de seu comprimento.	149
6.3- Resultados das avaliações das irradiações das LT's verticais de altas perdas ensaiadas e modeladas neste trabalho.	155
6.4- Avaliação da potência irradiada pelas LT's horizontais alimentadas por correntes de excitação viajantes atenuadas ao longo de seus comprimentos.	159
6.5- Conclusões.	166
<b>7- CONCLUSÕES FINAIS.</b>	<b>167</b>
<b>8- PROPOSTAS DE CONTINUIDADE DO TRABALHO.</b>	<b>170</b>
<b>ANEXO - Medidas realizadas em laboratório.</b>	<b>172</b>
<b>Referências Bibliográficas.</b>	<b>209</b>

## **1 – INTRODUÇÃO E DESCRIÇÃO DOS TRABALHOS.**

O canal da descarga atmosférica, que tem importância fundamental no estudo de tensões e correntes induzidas nas instalações elétricas localizadas nas proximidades do ponto de sua ocorrência é, na verdade, uma linha de transmissão de perdas elevadas, devido ao alto valor estimado de seu parâmetro distribuído resistência ôhmica por metro [4].

No mecanismo de acoplamento eletromagnético entre a descarga atmosférica e a instalação, os altos campos elétricos tangenciais ao canal, desenvolvidos a partir da interação entre as elevadas correntes elétricas da descarga de retorno e a resistência elétrica axial do canal tomam parte ativa no processo, não podendo ser menosprezados.

Os experimentos laboratoriais em escala reduzida, normalmente desenvolvidos para as investigações do acoplamento eletromagnético entre a descarga e a instalação utilizam, fazendo o papel do canal, condutores dispostos de forma espiralada centrados em uma forma cilíndrica. Desta forma, consegue-se uma velocidade de frente de onda reduzida em relação à velocidade efetiva no condutor, representando, com o devido fator de escala, o evento físico real. Apesar das conclusões de tais experimentos apresentarem resultados satisfatórios para grande parte dos trabalhos desenvolvidos, [3], [4], a mudança na configuração dos campos eletromagnéticos, gerados por este canal artificial,

imposta pela direção da corrente que deixa de ser vertical, enseja a procura por uma configuração física mais próxima da realidade, reduzindo-se a velocidade da frente de onda através do acréscimo da resistência elétrica axial do canal.

A literatura técnica em geral, não aborda com profundidade o mecanismo de propagação de ondas eletromagnéticas guiadas através de linhas de transmissão com perdas elevadas, que é o caso do canal real de descarga atmosférica. Algumas referências apresentam formulações válidas para linhas horizontais de “baixas perdas” [5], [6],[7] e, soluções de linhas não uniformes sem perdas, incluindo aí linhas verticais [9], [10] e [14].

Em [9], é apresentado um método de solução de transitórios em linhas de transmissão sem perdas não uniforme, cujos parâmetros geométricos podem ser arbitrariamente escolhidos, abrangendo, portanto as linhas em configuração vertical. Basicamente este trabalho, a partir da decomposição da linha não uniforme investigada em blocos de linhas exponenciais, obtém expressões que descrevem as tensões e correntes no domínio “S” ao longo da mesma, convertendo depois os resultados para o domínio do tempo com a utilização de um eficiente método numérico baseado na transformada inversa de Laplace.

No trabalho [10], utiliza-se o modelo de linha singela exponencial para representar uma linha de transmissão não uniforme. Assumindo que os parâmetros da linha variam exponencialmente, foi deduzido um conjunto de equações no domínio da frequência contendo funções dependentes da frequência, que por sua vez são sintetizadas como funções racionais do tipo “mínima mudança de fase”. Utilizando técnicas de convolução, as equações no domínio do tempo do modelo proposto são reduzidas a uma forma similar à obtida pelo método de Bergeron, ficando então compatíveis com os programas

de simulação de transitórios, tais como o EMTP [11]. Observa-se que os resultados obtidos com as ferramentas descritas neste trabalho não se aplicam às linhas de transmissão rigorosamente verticais.

Em [14] Ametani propõe modelos para linha de transmissão vertical sem perdas com parâmetros dependentes da frequência e para uma torre composta por condutores múltiplos. Os modelos propostos apresentam formulações para os cálculos das impedâncias características destas configurações e os resultados são confrontados com outros modelos existentes comprovando suas eficácias.

A escassez de investigação e pesquisa referentes às linhas de transmissão, uniformes ou não, de perdas elevadas nos parece razoável, uma vez que à engenharia aplicada, interessa as linhas de transmissão com desempenhos aceitáveis, tornando-se, portanto, de pouco interesse prático aquelas que não apresentem uma eficiência mínima necessária ao desempenho de suas funções. Sob este enfoque podemos classificar as linhas de alta perda como linhas de transmissão “involuntárias” ou “não projetadas” que apresentam baixo rendimento, justificando desta forma a falta de estudos e de literatura abordando estes dispositivos.

O principal objetivo do presente trabalho é o melhor conhecimento do desempenho eletromagnético de linhas de transmissão horizontais e verticais com perdas elevadas. Este conhecimento subsidiará, em trabalhos futuros, a utilização de tais linhas para os ensaios em escala reduzida e, após adaptações construtivas, em escalas reais, para o projeto e a construção de um arranjo vertical sob forma de linha de transmissão de alta perda, que desempenhando as funções de uma antena de ondas progressivas, nos

forneça um ambiente eletromagnético similar ao existente nas imediações do canal de descarga real.

Os trabalhos empreendidos compreenderam atividades experimentais, com montagem em laboratório de arranjos exploratórios, e o desenvolvimento de modelos teóricos destas linhas que apresentassem desempenhos compatíveis com os resultados obtidos em laboratório.

Grande foi o esforço desenvolvido nas atividades experimentais, que tiveram como cenários o LEAT da UFMG, o Laboratório de Antenas da PUC-MINAS e, para alguns experimentos específicos, a Câmara Blindada Anecóica Eletromagnética da FIAT Automóveis em Betim, que foi utilizada para confirmação de algumas medidas de impedâncias que já haviam sido obtidas no Laboratório de Antenas da PUC-MINAS.

Algumas técnicas de medições foram desenvolvidas especialmente para os ensaios, visando a mitigação de interferências e de ruídos elétricos acoplados às variáveis de interesse.

O primeiro obstáculo encontrado foi proporcionado pela falta de um ambiente eletromagnético blindado e anecóico que permitisse a obtenção dos sinais elétricos com menores níveis de interferências eletromagnéticas oriundas de fontes externas ao laboratório, notadamente as relativas às estações difusoras de rádio e TV, e devido à reverberação das ondas e campos eletromagnéticos gerados pelas próprias linhas ensaiadas. Como as linhas de transmissão montadas atenuavam os sinais de tensão e corrente elétrica em até 15 dB / metro, a solução encontrada foi a utilização de sinais de excitação de grandes amplitudes, e de equipamentos de boa sensibilidade, viabilizando a obtenção de oscilogramas com relações sinal / ruído aceitáveis. Nota-se ainda que, os

comprimentos das linhas utilizadas, que chegavam a 5 metros, transformavam estes dispositivos em boas antenas receptoras, aproximando-as de monopolos de um quarto de onda para a faixa de frequências de 30 MHz.

A obtenção dos sinais de excitação tipo impulsivos foi feita utilizando-se basicamente três geradores, sendo dois do Laboratório de Extra Alta Tensão da UFMG e o terceiro pertencente ao Laboratório de Antenas da PUC-MINAS. Estes geradores forneceram sinais com tempo de frente de onda típico de 10 ns e com tensões variando de 30 a 160 V de pico.

Os sinais harmônicos de até 100 MHz, foram obtidos com dois geradores da PUC-MINAS. Um dos geradores, que possuía nível máximo de saída de 10 V de pico e frequência máxima de 80 MHz foi conectado diretamente às linhas ensaiadas e o outro gerador, que fornecia sinais de até 100 MHz, porém com amplitude máxima de 1 V foi utilizado após ter seu sinal reforçado através de um amplificador linear transistorizado com ganho de 20 dB montado especialmente para esta finalidade, garantindo excitações com níveis adequados para as linhas de alta perda.

A obtenção de medidas de correntes confiáveis utilizando-se diretamente pontas de correntes foi prejudicada, pois a não linearidade destes dispositivos trabalhando com sinais harmônicos de alta frequência e com sinais impulsivos rápidos, somado às suas grandes susceptibilidades apresentadas frente a interferências eletromagnéticas não proporcionou a confiabilidade requerida aos resultados dos experimentos. Ensaio de aferição realizados entre duas pontas de corrente de mesmo modelo e fabricante nos mostraram, que, dependendo da amplitude, da frequência dos sinais monitorados e do roteamento físico dos cabos de conexão das pontas, diferenças de até 5 %

ocorriam com freqüência. Desta forma a utilização destes dispositivos ficou restrita a alguns ensaios específicos nos quais obtínhamos resultados relativos. Os carregamentos das linhas ensaiadas pelas capacitâncias parasitas das pontas de prova de tensão utilizadas nos ensaios em que se obtinha grandezas diretas entre linhas e plano terra, tiveram que ser considerados e compensados nas avaliações dos valores medidos.

A obtenção de oscilogramas de correntes em ensaios com linhas de transmissão verticais de altas perdas e que, por conseqüência, desenvolviam sinais de baixas amplitudes, foi feita através de medição de sinais de tensão desenvolvidos nos resistores integrantes das próprias linhas que, no caso, desempenharam a função de “shunts” naturais. Com isto ganhou-se precisão nas medições, pois as pontas de tensão utilizadas possuíam boas linearidade e sensibilidade, além de capacitância parasita conhecida, possibilitando, nos procedimentos de comparação entre os valores obtidos em laboratório e os calculados nos domínios do tempo e da freqüência, a compensação dos efeitos dos carregamentos introduzidos no processo.

Para as medições diretas das impedâncias das linhas de transmissão horizontais e verticais de altas perdas, foi utilizado instrumento analisador de redes com faixa dinâmica de operação de 9 kHz a 3 GHz de propriedade da PUC-MINAS.

Os procedimentos de cálculos e simulações utilizaram o software “ORCAD” [16] para as simulações no domínio do tempo e o software “Mathcad” [20] através de suas funções pré-programadas para análise de sinais nas simulações no domínio da freqüência.



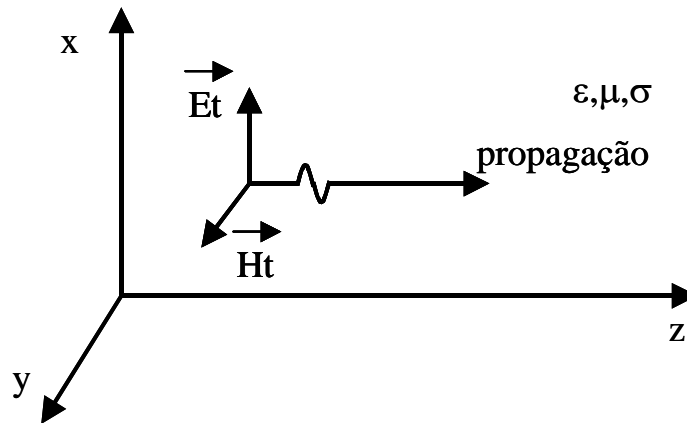
Como resultado dos trabalhos, são propostos modelos de linhas de transmissão horizontal e vertical de altas perdas, validados através da confrontação de seus desempenhos calculados com os obtidos nos experimentos em laboratório.

## **2 – A PROPAGAÇÃO DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS EM LINHAS DE TRANSMISSÃO HORIZONTAIS COM PERDAS E OS FATORES DE ESCALA UTILIZADOS EM MODELOS LABORATORIAIS.**

Este capítulo apresenta dois importantes temas relacionados ao presente trabalho. O primeiro deles analisa, sob a óptica da teoria eletromagnética aplicada às linhas de transmissão, a validade do modo de propagação transversal eletromagnético às linhas horizontais com perdas e, o segundo, algumas considerações importantes sobre os fatores de escala utilizados em modelos exploratórios laboratoriais de dimensões reduzidas.

### **2.1- Considerações sobre o modo de propagação Transverso Eletromagnético “TEM” e as restrições à sua aplicação em linhas de transmissão de altas perdas.**

Conforme Clayton [17], em uma linha de transmissão sem perda constituída por condutores e dielétricos perfeitos é assumido como condição fundamental que os campos elétrico e magnético satisfaçam ao modo de propagação “TEM”, isto é, estes campos ficam dispostos no plano “x-y” que é perpendicular ao eixo “z” segundo o qual propaga a onda, conforme figura 2.1.



**Fig. 2.1 – Estrutura do campo eletromagnético no modo de propagação transversal “TEM”.**

Partindo-se das equações de Maxwell, chega-se às seguintes soluções para a equação de ondas propagantes para o caso geral, no qual se incluem as perdas devidas à condutividade não nula dos condutores:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial z^2} &= \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}_t}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial z^2} &= \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}_t}{\partial t} + \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Onde:

- $\vec{E}_t$  = Campo elétrico transversal [V/m],
- $\vec{H}_t$  = Campo magnético transversal [A/m],
- $\mu$  = Permeabilidade magnética do meio de propagação [H/m],
- $\varepsilon$  = Permissividade elétrica do meio de propagação [F/m],
- $\sigma$  = Condutividade elétrica do meio de propagação [S/m].

Considerando-se o meio de propagação sem perdas, ou seja, fazendo-se “ $\sigma = 0$ ”, temos:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial z^2} &= \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial z^2} &= \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial t^2}\end{aligned}\quad (2.2)$$

As soluções para estas equações diferenciais de segunda ordem são:

$$\begin{aligned}\vec{E}_t(x, y, z, t) &= \vec{E}^+\left(x, y, t - \frac{z}{v}\right) + \vec{E}^-\left(x, y, t + \frac{z}{v}\right) \\ \vec{H}_t(x, y, z, t) &= \vec{H}^+\left(x, y, t - \frac{z}{v}\right) + \vec{H}^-\left(x, y, t + \frac{z}{v}\right) = \frac{1}{\eta} \vec{E}^+\left(x, y, t - \frac{z}{v}\right) - \frac{1}{\eta} \vec{E}^-\left(x, y, t + \frac{z}{v}\right)\end{aligned}\quad (2.3)$$

onde a impedância intrínseca do meio é dada por:

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad [\Omega] \quad (2.4)$$

e a velocidade de operação é:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad [\text{m/s}] \quad (2.5)$$

As funções “ $\vec{E}_t^+(x, y, t - z/v)$ ” e “ $\vec{E}_t^-(x, y, t + z/v)$ ” representam respectivamente ondas propagantes no sentido direto e inverso ao longo do eixo “z” e conseqüentemente podemos indicar a relação entre os campos elétrico e magnético como:

$$\vec{H}_t = \pm \frac{1}{\eta} \vec{a}_z \times \vec{E}_t \quad (2.6)$$

onde os sinais “ $\pm$ ” determinam se está sendo considerado a onda propagante no sentido direto ou inverso. As equações (2.3) mostram que “E” e “H” são

ortogonais e portanto (2.6) se aplica também para meios com perda, considerando-se neste caso uma impedância intrínseca diferente.

Caso a variação dos campos no tempo fosse harmônica, as expressões (2.2) poderiam ser representados, na forma de fasores, conforme abaixo:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \vec{E}_t}{\partial z^2} &= -\omega^2 \mu \epsilon \vec{E}_t \\ \frac{\partial^2 \vec{H}_t}{\partial z^2} &= -\omega^2 \mu \epsilon \vec{H}_t\end{aligned}\quad (2.7)$$

Onde:

$\omega$  = Velocidade angular [Rad/s].

Desta forma as soluções destas equações se tornariam:

$$\begin{aligned}\vec{E}_t(x, y, z) &= \vec{E}^+(x, y)e^{-j\beta z} + \vec{E}^-(x, y)e^{j\beta z} \\ \vec{H}_t(x, y, z) &= \vec{H}^+(x, y)e^{-j\beta z} + \vec{H}^-(x, y)e^{j\beta z} = \frac{1}{\eta} \vec{E}^+(x, y)e^{-j\beta z} - \frac{1}{\eta} \vec{E}^-(x, y)e^{j\beta z}\end{aligned}\quad (2.8)$$

onde

$$\begin{aligned}\vec{E}^+ &= -\frac{1}{\eta} \vec{a}_z \times \vec{H}^+ \\ \vec{E}^- &= \frac{1}{\eta} \vec{a}_z \times \vec{H}^-\end{aligned}\quad (2.9)$$

e a constante de fase é calculada como:

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad [\text{Rad/m}] \quad (2.10)$$

Se considerarmos agora o acréscimo de perdas ao meio (" $\sigma \neq 0$ "), uma corrente transversal condutiva, " $J_t = \sigma \cdot E_t$ " será acrescentada à "Lei de Ampere".

As equações diferenciais de segunda ordem ficarão conforme (2.1).

No caso de excitação harmônica, obtemos:

$$\frac{d^2 \vec{E}_t}{dz^2} = \gamma^2 \vec{E}_t$$
$$\frac{d^2 \vec{H}_t}{dz^2} = \gamma^2 \vec{H}_t \quad (2.11)$$

onde a constante de propagação é dada por:

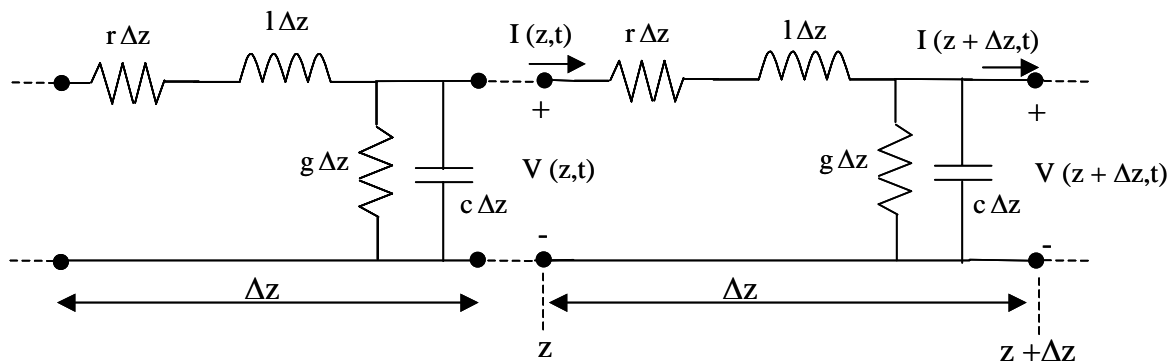
$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} = \alpha + j\beta \quad (2.12)$$

Onde:

- $\alpha$  = Constante de atenuação [Neper/m],
- $\beta$  = Constante de fase [Rad/m];
- $\mu$  = Permeabilidade magnética do meio de propagação [H/m],
- $\varepsilon$  = Permissividade elétrica do meio de propagação [F/m],
- $\sigma$  = Condutividade elétrica do meio de propagação [S/m];
- $\omega$  = Velocidade angular [Rad/s].

As equações das linhas de transmissão são usualmente originadas a partir da representação através de elementos de circuitos com parâmetros concentrados distribuídos ao longo da linha. Este processo, embora nos forneça as equações desejadas, torna alguns aspectos sutis obscurecidos. Analisando a linha composta por dois condutores pelo método dos parâmetros distribuídos por unidade de comprimento, temos o desenvolvimento que se segue. É importante salientar que o modelo de linha horizontal monofilar disposta sobre um plano condutor perfeito pode ser representado, utilizando a teoria das imagens, como sendo uma linha a dois condutores, sendo um deles o próprio condutor físico da linha e o outro um condutor imagem localizado abaixo do plano terra a uma altura idêntica à do primeiro condutor.

O desenvolvimento se origina do fato de que o modelo de parâmetros concentrados só é válido para estruturas cujas maiores dimensões são eletricamente pequenas, isto é, muito menores que o comprimento de onda do sinal de excitação. Se a estrutura é eletricamente grande, podemos descrevê-la como sendo a união de estruturas eletricamente pequenas que podem ser representadas convenientemente por modelo com parâmetros concentrados. Para aplicarmos este modelo em uma linha de transmissão, consideremos o seu seccionamento em pequenas porções de comprimento " $\Delta z$ " conforme figura 2.2.



**Fig. 2.2 – Modelo de linha de transmissão com parâmetros distribuídos por unidade de comprimento.**

Neste modelo a indutância por metro " $l$ " representa o fluxo magnético que passa por entre os condutores devido à corrente conduzida. Podemos representar este parâmetro de forma concentrada para cada " $\Delta z$ " multiplicando o parâmetro "por comprimento" da linha por " $\Delta z$ ". Assumindo a linha como sendo uniforme, este procedimento pode ser feito para todas as seções consideradas. De forma similar, a capacitância por comprimento " $c$ " representa

a corrente de deslocamento que flui através dos dois condutores, podendo também ser concentrada em cada seção. A condutância por comprimento “g” representa a corrente transversal de condução que flui entre os dois condutores e pode ser também concentrada da mesma forma. Pequenas perdas podem ser incorporadas a este circuito de maneira aproximada através da inclusão do parâmetro resistência por unidade de comprimento em série com a indutância.

Partido-se do modelo apresentado na figura 2.2, as equações abaixo que descrevem a propagação dos sinais de tensão e corrente através da linha são deduzidas:

$$\begin{aligned}\frac{\partial V(z,t)}{\partial z} &= -rI(z,t) - l \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \\ \frac{\partial I(z,t)}{\partial z} &= -gV(z,t) - c \frac{\partial V(z,t)}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.13}$$

Onde:

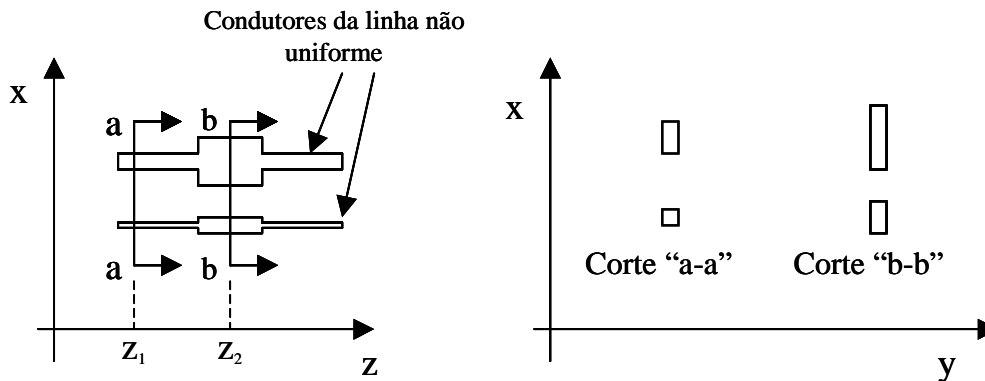
$r$  = Resistência por metro [ $\Omega$ /m],  
 $g$  = Condutância por metro [S/m],  
 $l$  = Indutância por metro [H/m],  
 $c$  = Capacitância por metro [F/m].

Estamos assumindo implicitamente que os parâmetros por unidade de comprimento são independentes do tempo e da posição ao longo na linha. Os parâmetros por unidade de comprimento são função das dimensões físicas do corte transversal da linha que, caso variem ao longo de seu eixo, implicarão em parâmetros que também variarão com a posição analisada. Neste caso teremos as linhas não uniformes, dificultando muito as soluções das equações das tensões e correntes ao longo da estrutura. Isto inclui tanto as dimensões



transversais de linha como também qualquer eventual meio não homogêneo nas proximidades de seus condutores. Se as dimensões da seção transversal tanto dos condutores como do meio em suas proximidades, mesmo não homogêneo forem constantes ao longo do eixo da linha, a linha é classificada como uniforme e suas equações são de soluções simples.

A figura 2.3 apresenta um exemplo de uma linha não uniforme devido à seção transversal dos condutores.

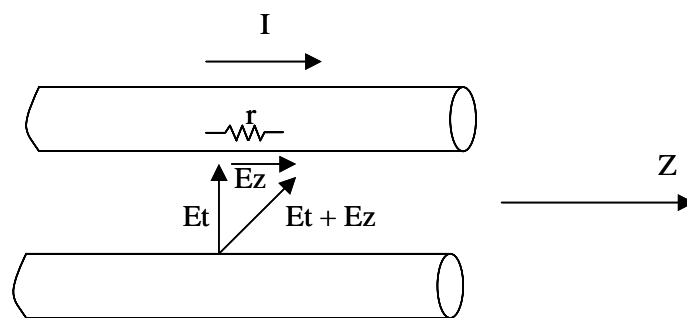


**Fig. 2.3 - Modelo de linha de transmissão não uniforme devido às variações das seções transversais dos condutores.**

No exemplo apresentado na figura 2.3, como as seções dos condutores nas coordenadas “ $z_1$ ” e “ $z_2$ ” são diferentes os parâmetros por unidade de comprimento serão função da posição “ $z$ ”. Um processo comum de solucionar casos como este, é dividir a linha em três seções uniformes, analisar cada seção separadamente e coloca-las em série.

No caso das linhas com perdas um ou ambos os parâmetros condutância e resistência por metro não serão nulos. Ao se incluir as perdas devidas à condutância por metro não nula, não estamos invalidando a assunção do modo

de propagação “TEM”. No modelo apresentado na figura 2.2 é prevista a possibilidade dos condutores da linha serem constituídos por condutores imperfeitos com pequenas perdas devido ao parâmetro resistência por unidade de comprimento “ $r$ ”. De forma contrária às perdas no dielétrico, condutores com perdas implicam na invalidação do modo de propagação “TEM”, conforme pode ser visto na figura 2.4.



**Fig. 2.4 - Efeito das perdas nos condutores de uma linha de transmissão devido ao parâmetro resistência por metro não nula mudando a estrutura de campos “TEM”.**

Conforme pode ser observado, a corrente fluindo através do condutor imperfeito gera um campo elétrico ao longo de sua superfície direcionado no sentido “z”, violando as premissas da estrutura dos campos do modo “TEM” no dielétrico, pois o campo elétrico total passa a ser a soma das componentes transversal “ $E_t$ ” e longitudinal “ $E_z$ ”. Entretanto, se as perdas nos condutores forem pequenas, a estrutura dos campos passa a ser do tipo denominado “quasi-TEM” e, embora as equações da linha não sejam mais válidas, o modo “TEM” é assumido para representar estes dispositivos com pequenas perdas, através do parâmetro resistência por metro [17]. Neste caso um dielétrico não homogêneo, embora uniforme, também invalida a assunção da estrutura de

campos tipo “TEM” pois este modo pressupõe uma única velocidade de propagação da onda no meio, o que não ocorreria na linha com perda.

A premissa de uma só velocidade de propagação também não é cumprida no caso de dielétricos não homogêneos. Se uma porção do dielétrico é caracterizada por “ $\epsilon_1$ ” e “ $\mu_1$ ” e outra porção por “ $\epsilon_2$ ” e “ $\mu_2$ ”, as velocidades no modo “TEM” serão respectivamente “ $v_1 = 1/\sqrt{\epsilon_1 \cdot \mu_1}$ ” e “ $v_2 = 1/\sqrt{\epsilon_2 \cdot \mu_2}$ ” metros por segundo, que portanto serão diferentes. Contudo as equações da linha são normalmente resolvidas apesar desta observação e assumidas para representar esta situação caso as velocidades não sejam substancialmente diferentes. Esta situação também é referida como propagação “quasi-TEM” [17].

Em resumo, o modo de propagação tipo “TEM” em uma linha de transmissão somente é válido em estruturas compostas por condutores perfeitos em dielétricos homogêneos. Nota-se que o dielétrico pode ter perdas, não invalidando o modo “TEM”, caso ele seja homogêneo em termos de condutividade, permissividade elétrica e permeabilidade magnética. Caso as premissas de serem constituídas por condutores perfeitos e possuírem dielétricos homogêneos não sejam cumpridas, considera-se o modo de propagação “quasi-TEM” caso os desvios não sejam extremos [17].

A principal contribuição do presente trabalho consiste em verificar a aplicabilidade do modelo derivado da assunção do modo de propagação “quasi-TEM” às linhas de transmissão horizontais de perdas elevadas e propor um modelo que reproduza as características de propagação de linhas de transmissão verticais de perdas elevadas ensaiadas em laboratório.

## **2.2- Considerações sobre os modelos reduzidos para ensaios laboratoriais e de seus fatores de escala.**

A reprodução de fenômenos eletromagnéticos em modelos com escala reduzida para simulações analógicas passa pela escolha de um fator de escala compatível com as características dos equipamentos de medições e das dimensões reais dos eventos simulados, objetivando a obtenção de medidas mais fieis.

O melhor conhecimento dos desempenhos das linhas de transmissão horizontais e verticais de perdas elevadas subsidiará no futuro o projeto de antenas para utilização prática que reproduzam com mais acuidade os campos eletromagnéticos criados nas proximidades das descargas atmosféricas. As linhas de transmissão verticais de altas perdas ensaiadas deverão representar, nas investigações futuras, o canal da descarga atmosférica, tendo, portanto, os parâmetros eletromagnéticos conhecidos das descargas atmosféricas reais influenciado na escolha das características físicas e elétricas dos modelos ensaiados.

As montagens laboratoriais realizadas durante o desenvolvimento dos trabalhos nos experimentos para avaliações de atenuações e impedâncias, utilizaram basicamente linhas de transmissão de perdas elevadas montadas através da conexão em série de resistores, perfazendo dispositivos que apresentavam parâmetros resistência por metro típicos de 1.000  $\Omega$ .m. Considerando o “fator de escala” de aproximadamente “1/200” utilizado nas

montagens, isto representaria valores para os canais reais de  $5 \Omega$  /metro, valor sugerido por Uman [19]. Os comprimentos das linhas montadas, tanto em configurações horizontais e verticais variaram de 3 a 5 metros, representando ocorrências reais de canais de descargas com comprimento de 1.000 m. Segundo Uman [19] este parâmetro varia numa faixa de 2.000 a 14.000 metros, entretanto, face à alta atenuação dos dispositivos práticos montados imposta aos sinais, de cerca de 15 dB/m, e considerando que, para instalações terrestres, a parte inferior do canal de descarga é a porção que maior contribuição fornece para os fenômenos de indução eletromagnética os comprimentos utilizados nas montagens foram considerados satisfatórios. Abaixo, na tabela 2.1 são apresentadas, para as principais grandezas físicas envolvidas, as relações entre o fenômeno real e o modelo reduzido, tendo em vista o fator de escala “FE” utilizado [18].

GRANDEZA	RELAÇÃO
Comprimento	$l_{\text{modelo}} = FE \times l_{\text{real}}$
Tempo	$t_{\text{modelo}} = FE \times t_{\text{real}}$
Condutividade	$\sigma_{\text{modelo}} = 1/FE \times \sigma_{\text{real}}$
Resistividade	$\rho_{\text{modelo}} = FE \times \rho_{\text{real}}$
Constante Dielétrica	$\epsilon_{\text{modelo}} = 1 \times \epsilon_{\text{real}}$
Permeabilidade Magnética	$\mu_{\text{modelo}} = 1 \times \mu_{\text{real}}$
Frequência	$f_{\text{modelo}} = 1/FE \times f_{\text{real}}$
Comprimento de Onda	$\lambda_{\text{modelo}} = FE \times \lambda_{\text{real}}$
Velocidade de Propagação	$v_{\text{modelo}} = 1 \times v_{\text{real}}$
Resistência	$R_{\text{modelo}} = 1 \times R_{\text{real}}$
Reatância	$X_{\text{modelo}} = 1 \times X_{\text{real}}$
Impedância	$Z_{\text{modelo}} = 1 \times Z_{\text{real}}$
Capacitância	$C_{\text{modelo}} = FE \times C_{\text{real}}$
Indutância	$L_{\text{modelo}} = FE \times L_{\text{real}}$

**Tabela 2.1 - Relações entre o fenômeno real e o modelo reduzido, considerando o fator de escala utilizado.**

Portanto, os ensaios laboratoriais foram realizados utilizando-se excitações elétricas harmônicas, tanto nos modelos de linhas horizontais como verticais, com frequências variando de 1 a 100 MHz e excitações impulsivas com tempo de frente de onda típico de 10 ns e duração de 20 ns.

### 3 – INVESTIGAÇÃO DA LINHA DE TRANSMISSÃO HORIZONTAL DE ALTAS PERDAS

A literatura técnica disponível restringe a aplicação da formulação clássica para obtenção da impedância característica e da constante de propagação às linhas de transmissão de baixas perdas, que em última análise, são dispositivos úteis à engenharia aplicada [5], [6],[7].

Denominamos de formulação clássica de linha de transmissão às expressões (3.1) que avaliam sua impedância e constante de propagação a partir de seus parâmetros primários distribuídos “resistência por metro”, “condutância por metro”, “indutância por metro” e “capacitância por metro”.

$$Z_c := \sqrt{\frac{R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}{G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C}} \quad (\Omega) \quad \text{Impedância Característica}$$

$$\gamma_c := \sqrt{(R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L) \cdot (G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C)} \quad \text{Constante de Propagação}$$

Onde:

f = frequência (Hz);

L= indutância por metro (H/m);

C= capacitância por metro (F/m);

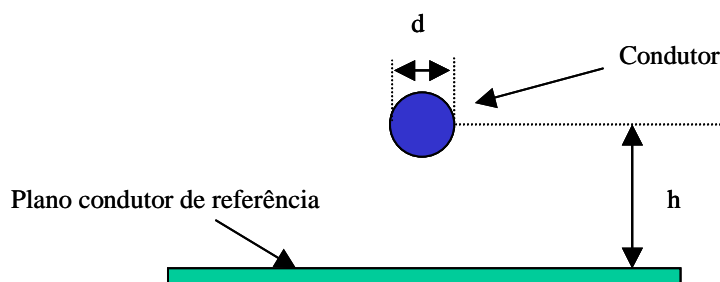
R= resistência por metro ( $\Omega$ /m)

G= condutância por metro (S/m).

(3.1)

Ao assumirmos uma linha como tendo uma alta componente resistiva axial, estaremos mudando a configuração do campo elétrico ao seu redor, com o aparecimento de uma componente tangencial. Com isto, o modo de propagação da energia eletromagnética “TEM” – Modo Transverso Eletromagnético sofre modificação, suscitando dúvidas sobre a aplicabilidade da formulação clássica aos dispositivos com perdas, ou mesmo, sobre qual nível de perdas poderia ser considerado baixo o suficiente para permitir a aplicação da teoria clássica, com resultados satisfatórios, assumindo assim o modo “quasi-TEM” apresentado no Capítulo 2.

Foram realizadas avaliações no domínio da frequência, com a utilização do software “Mathcad” [20]. Estas avaliações tiveram como base a teoria geral de LT's, e os cálculos dos parâmetros primários foram realizados com base no corte transversal apresentado na figura 3.1.



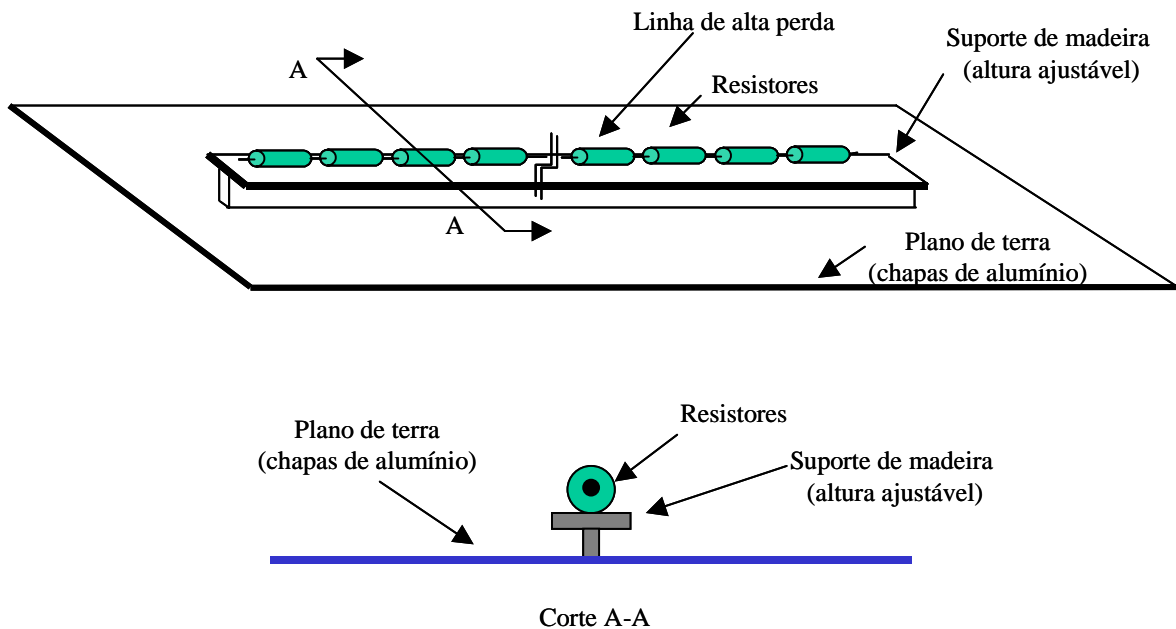
**Fig. 3.1- Corte transversal da linha de transmissão horizontal para fins de cálculo dos parâmetros primários.**

Foram primeiramente considerados, para avaliação do ambiente eletromagnético da linha, a permissividade elétrica “ $\epsilon_0$ ” e a permeabilidade magnética do vácuo “ $\mu_0$ ” conforme abaixo.



$$\begin{aligned} \mu_0 &:= 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \left( \frac{\text{H}}{\text{m}} \right) && \text{permeabilidade magnética} \\ \epsilon_0 &:= 8.84 \cdot 10^{-12} \left( \frac{\text{F}}{\text{m}} \right) && \text{permissividade elétrica} \end{aligned} \quad (3.2)$$

O parâmetro “R”, resistência por metro, foi considerado como sendo o proporcionado pela montagem realizada em laboratório, conforme figura 3.2, tendo como base o valor da resistência equivalente de um metro linear do arranjo de resistores conectados em série. Este parâmetro foi assumido em alguns experimentos como sendo de “1 kΩ/m”, para arranjos montados com resistores de 22 Ω e em outros como sendo de “680 Ω/m”, para arranjos montados com resistores de 15 Ω.



**Fig. 3.2- Arranjo físico da linha de transmissão de altas perdas montada em laboratório.**

A indutância por metro “L”, foi encontrada a partir da expressão:

$$L(h, d) := \frac{\mu_0}{2 \cdot \pi} \cdot \operatorname{acosh}\left(\frac{h}{d}\right) \quad \left(\frac{H}{m}\right) \quad (3.3)$$

Onde,

h = altura da linha ao plano terra de referência (m);

d = diâmetro do condutor (m)

Considerando “h = 39 cm” e “d = 2,5 mm”, encontramos:

$$L(0,39, 2,5 \cdot 10^{-3}) = 1,149 \times 10^{-6} \quad \left(\frac{H}{m}\right) \quad (3.4)$$

A capacitância por metro “C”, foi estimada a partir da expressão:

$$C(h, d) := \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{\operatorname{acosh}\left(\frac{h}{d}\right)} \quad \left(\frac{F}{m}\right) \quad (3.5)$$

Onde,

h = altura da linha ao plano terra de referência (m);

d = diâmetro do condutor (m)

o que nos fornece para os mesmos parâmetros dimensionais “h” e “d”:

$$c(0,39, 2,5 \times 10^{-3}) = 9,674 \times 10^{-12} \quad \left(\frac{F}{m}\right) \quad (3.6)$$

A condutância “G” foi considerada como sendo nula, tendo em vista o nível de isolamento elétrico do arranjo. A formulação clássica aplicada às linhas com perdas apresenta a sua impedância característica “Zcp” como sendo:

$$Z_{cp}(f, R, G, L, C) := \sqrt{\frac{R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}{G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C}} \quad (\Omega) \quad (3.7)$$

Onde,

f = Frequência (Hz);

C = Capacitância / metro da LT (F/m);

L = Indutância / metro da LT (H/m);

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega$ /m);

G = Condutância por metro da LT (S/m).

Considerando os parâmetros já calculados para “h = 39 cm” e “d = 2,5 mm” (3.4) e (3.6) e um sinal harmônico com frequência de 60 MHz, temos a seguinte estimativa para a impedância característica:

$$\begin{aligned}
 f &:= 60 \cdot 10^6 \quad (\text{Hz}) & R &:= 10^3 \quad (\Omega) & G &:= 0 \quad \left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right) \\
 C &:= 9,674 \times 10^{-12} \quad \left(\frac{\text{F}}{\text{m}}\right) & L &:= 1,149 \cdot 10^{-6} \quad \left(\frac{\text{H}}{\text{m}}\right) \\
 Z_{cp}(f, R, G, L, C) &:= \sqrt{\frac{R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}{G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C}} \quad (\Omega) & & \text{(Impedância Característica)} \\
 Z_{cp}(f, R, G, L, C) &= 456,94 - 300,036i \quad (\Omega) & |Z_{cp}(f, R, G, L, C)| &= 546,64 \quad (\Omega)
 \end{aligned}
 \tag{3.8}$$

e para as demais constantes:

$$\begin{aligned}
 \gamma(f, R, G, L, C) &:= \sqrt{(R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L) \cdot (G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C)} \quad \text{(Constante de Propagação)} \\
 \gamma(f, R, G, L, C) &= 1,094 + 1,666i \\
 \alpha(f, R, G, L, C) &:= \text{Re}(\gamma(f, R, G, L, C)) \quad (\text{Neper/m}) \quad \text{(Constante de Atenuação)} \\
 \alpha(f, R, G, L, C) &= 1,094 \quad (\text{Neper/m}) \quad \text{para } f = 6 \times 10^7 \quad (\text{Hz}) \\
 \beta(f, R, G, L, C) &:= \text{Im}(\gamma(f, R, G, L, C)) \quad (\text{rad/m}) \quad \text{(Constante de Fase)} \\
 \beta(f, R, G, L, C) &= 1,666 \quad (\text{rad/m}) \quad \text{para } f = 6 \times 10^7 \quad (\text{Hz}) \\
 20 \cdot \log\left(e^{\alpha(f, R, G, L, C)}\right) &= 9,504 \quad \left(\frac{\text{dB}}{\text{m}}\right) \quad \text{(Constante de Atenuação em dB)} \quad \text{para } f = 6 \times 10^7 \quad (\text{Hz})
 \end{aligned}
 \tag{3.9}$$

Na referência [5], Grivet apresenta uma expressão para o cálculo da impedância característica de linhas com perdas, sem restrição explícita quanto ao nível desta perda. Na verdade, Grivet reescreve a formulação clássica, considerando a condutância por metro nula, fornecendo portanto, resultado idêntico ao obtido através do primeiro processo, conforme (3.10).

$$Z_cG(f, R, G, L, C) := \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \sqrt{1 + \frac{R}{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}} \quad (\Omega) \quad (\text{Impedância Característica Segundo Grivet})$$

$$Z_cG(f, R, G, L, C) = 456.94 - 300.036i \quad (\Omega) \quad |Z_cG(f, R, G, L, C)| = 546.64 \quad (\Omega) \quad (3.10)$$

O mesmo ocorre na expressão apresentada por Grivet para cálculo da constante de propagação, onde foi reescrita a formulação clássica considerando a condutância por metro nula:

$$\gamma G(f, R, G, L, C) := \sqrt{(j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C) \cdot (R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L)} \quad (\text{Constante de Propagação Segundo Grivet})$$

$$\gamma G(f, R, G, L, C) = 1.094 + 1.666i$$

$$\alpha(f, R, G, L, C) := \text{Re}(\gamma G(f, R, G, L, C)) \quad (\text{Neper/m}) \quad (\text{Constante de Atenuação})$$

$$\alpha(f, R, G, L, C) = 1.094 \quad (\text{Neper/m}) \quad \text{para } f = 6 \times 10^7 \quad (\text{Hz})$$

$$\beta(f, R, G, L, C) := \text{Im}(\gamma G(f, R, G, L, C)) \quad (\text{Constante de Fase})$$

$$\beta(f, R, G, L, C) = 1.666 \quad (\text{rad/m}) \quad \text{para } f = 6 \times 10^7 \quad (\text{Hz})$$

$$20 \cdot \log\left(e^{\alpha(f, R, G, L, C)}\right) = 9.504 \left(\frac{\text{dB}}{\text{m}}\right) \quad (\text{Constante de Atenuação em dB}) \quad \text{para } f = 6 \times 10^7 \quad (\text{Hz})$$

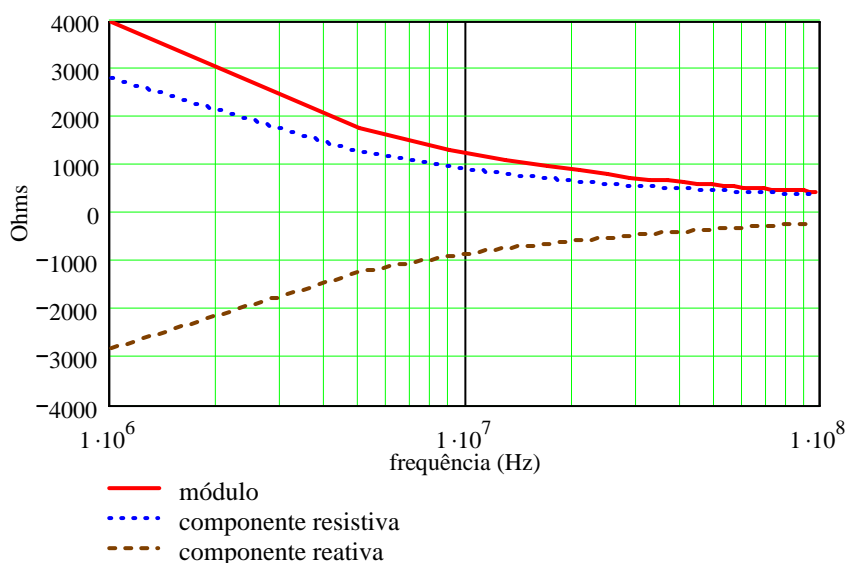
(3.11)

Portanto, as expressões propostas por Grivet para os cálculos da impedância, e da constante de propagação das linhas horizontais com perdas, são idênticas às expressões fornecidas pela teoria clássica, se considerarmos a condutância por metro nula.

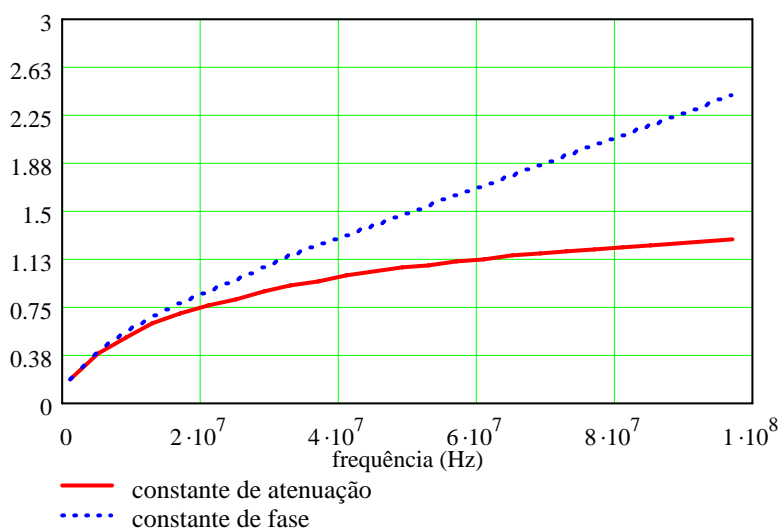
A parte real da constante de propagação “ $\gamma$ ” corresponde à constante de atenuação “ $\alpha$ ”, que nos fornece a taxa de diminuição de amplitude do sinal harmônico por metro linear de linha e tem por unidade “Neper / metro”.

A parte imaginária da constante de propagação “ $\gamma$ ” corresponde à constante de fase da linha “ $\beta$ ” para um sinal harmônico em “Radiano / metro”. Esta constante nos fornece a taxa de mudança de fase da onda por metro linear de linha.

Os gráficos apresentados abaixo nas figuras. 3.3 e 3.4, apresentam respectivamente, os resultados dos cálculos das variações da impedância e das constantes de atenuação e fase da LT analisada com os parâmetros primários expressos em (3.4) e (3.6), como função da frequência do sinal harmônico:



**Fig. 3.3- Variação da impedância calculada de uma LT horizontal com altura “ $h = 39 \text{ cm}$ ”, diâmetro “ $d = 3 \text{ mm}$ ” e “ $R = 1 \text{ k}\Omega/\text{m}$ ”, excitada com sinais harmônicos de frequência de  $10^6$  a  $10^8 \text{ Hz}$ .**



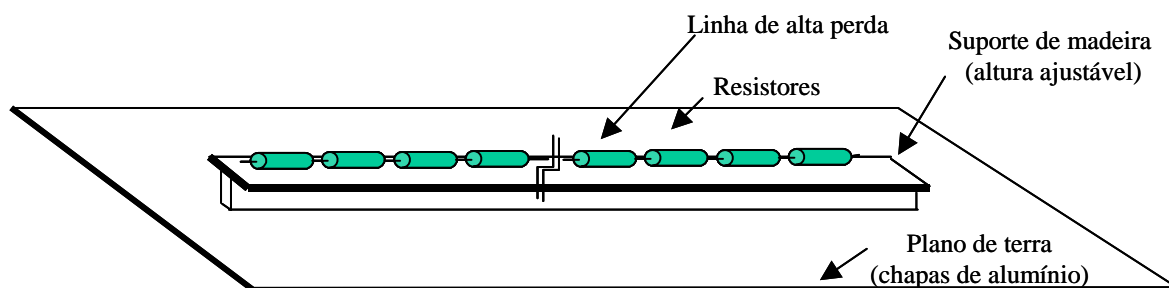
**Fig. 3.4- Variação das constantes de atenuação e de fase calculadas para a LT horizontal com altura “h = 39 cm”, diâmetro “d = 3 mm” e “R = 1 kΩ/m”, excitada com sinais harmônicos de frequência de 10<sup>6</sup> a 10<sup>8</sup> Hz.**

Observamos que a impedância tem componente reativa capacitiva, tanto maior quanto menor for a frequência de excitação, tendo atingido 2.812 Ω em 1 MHz e 223 Ω em 100 MHz. A componente resistiva que foi de 2.832 Ω em 1 MHz caiu para 446 Ω em 100 MHz, apresentando tendência acentuada de queda com a frequência. A constante de atenuação que atinge 0,18 Neper/m em 1 MHz, cresce de forma mais acentuada até a frequência de 10 MHz e após, diminui a taxa de crescimento, atingindo 1,27 Neper/m em 100 MHz. A constante de fase, após a frequência de 10 MHz, possui praticamente crescimento linear com a frequência variando de 0,17 Rad/m em 10 MHz a 3,4 Rad/m em 100 MHz.

Visando melhor conhecer o desempenho de linhas horizontais de altas perdas e, principalmente, verificar a validade da teoria clássica de LT's para este caso específico, foram realizados experimentos em laboratório, utilizando-se o

equipamento analisador de redes para as medições de impedâncias e geradores de sinais harmônicos e impulsivos e osciloscópios para as medições das atenuações e das constantes de propagação. As medições foram confrontadas com cálculos e simulações nos domínios do tempo e da frequência, utilizando-se a formulação clássica de linhas de transmissão.

Para tal foi montado no LEAT da UFMG e no Laboratório de Antenas da PUC-MG o arranjo básico mostrado na figura 3.5 que consiste em uma linha de transmissão horizontal de comprimento de 4,8 m, formada pela conexão em série de resistores de  $22 \Omega$ , montados sobre um plano condutor de alumínio, perfazendo uma resistência distribuída de  $1 \text{ k}\Omega / \text{m}$ .



**Fig. 3.5 – Arranjo básico da montagem da LT horizontal de alta perda em laboratório.**

A linha foi montada sobre uma régua de madeira com altura variável, apoiada em isoladores. Para as medições de tensão, os contatos elétricos entre as referências das pontas de prova do osciloscópio, do gerador e do plano de terra, foram implementados através de cordoalhas planas visando a diminuição

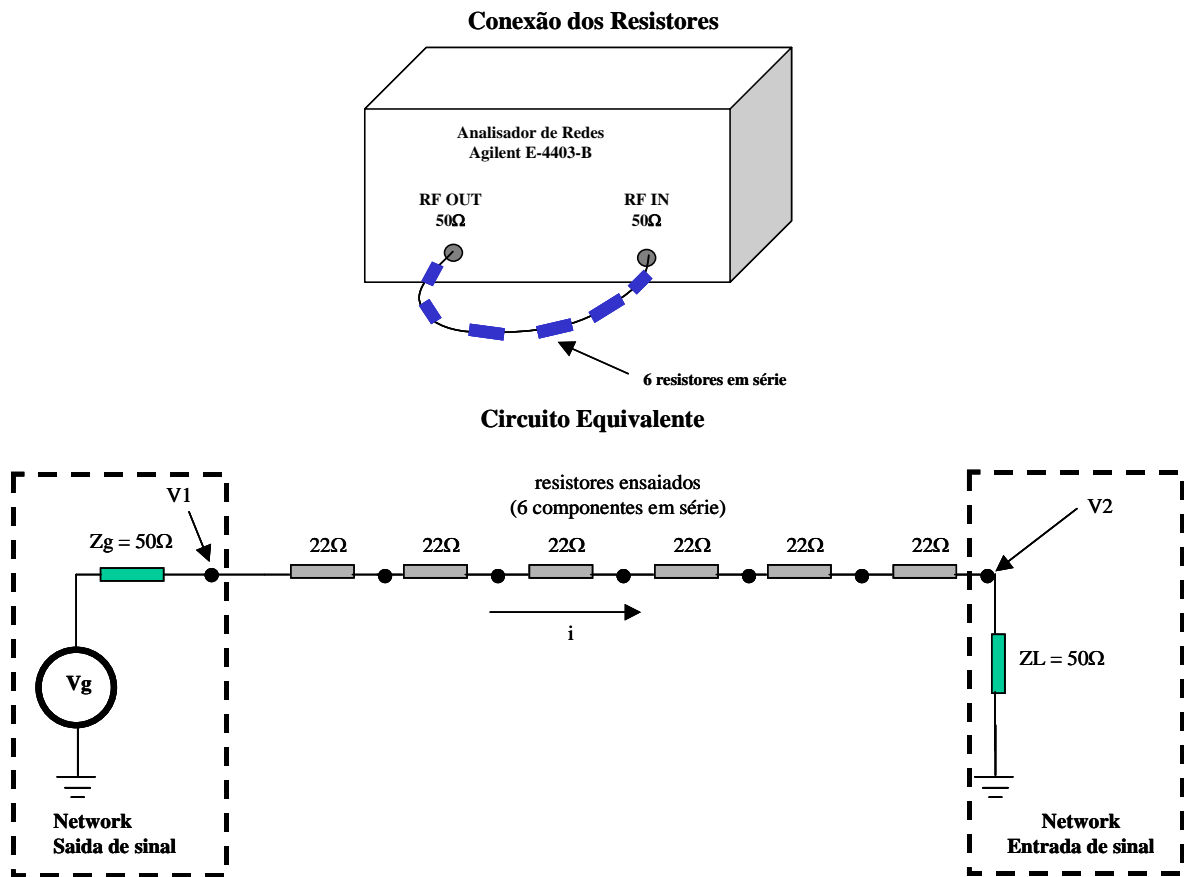
das reatâncias indutivas. Para as medições de impedâncias, o cabo de conexão entre o analisador de redes e a linha bem como as reatâncias do arranjo de conexão final foram medidos e devidamente compensados.

As impedâncias medidas e calculadas neste trabalho são definidas como “impedâncias características” e não como “impedâncias fasoriais”, uma vez que nos experimentos para avaliação de atenuações, inclusive nos experimentos aplicados aos modelos verticais descritos no Capítulo 4, comprovou-se que na verdade estamos lidando com ondas viajantes. Esta comprovação foi obtida através da constatação do defasamento dos sinais medidos pelas pontas de prova, conectadas em pontos distintos da LT, para os ensaios com sinais harmônicos, e através dos deslocamentos no tempo dos sinais medidos pelas pontas de prova dispostas da mesma forma, nos ensaios com sinais impulsivos.

Visando a comprovação experimental de linearidade dos resistores utilizados na montagem das LT's com a frequência, foram realizadas medidas com a utilização do analisador de rede, conforme procedimento abaixo.

Foram interligados em série seis resistores de  $22 \Omega$  de filme metálico e potência de  $1/8 W$ , utilizados nas montagens experimentais e o conjunto foi conectado entre a saída e a entrada de RF do analisador, conforme arranjo e diagramas apresentados na figura 3.6.





**Fig. 3.6- Arranjo de conexão e circuito equivalente do procedimento de medida com o analisador de redes das indutâncias dos resistores componentes das montagens.**

Foram medidos os ângulos de defasamento entre os sinais harmônicos de saída “V1” e de entrada “V2” com frequências compreendidas entre 10 MHz e 60MHz. Os resultados das medições se encontram na tabela 3.1 abaixo:

Frequência (MHz)	Defasamento (Graus)
10	7,8
20	16,2
30	24,5
40	32,2
50	40,1
60	48,5

**Tabela 3.1- Defasamento medido entre os sinais de entrada e de saída do analisador de redes.**

Analisando o circuito da figura 3.6, temos que o quociente “V2 / V1” que nos fornece a atenuação “At” do arranjo de seis resistores de 22 Ω em série, a partir da resistência total de suas associações “R = 132 Ω” (6 x 22 Ω), da frequência de sinal harmônico “f<sub>MHz</sub>” e da indutância “L” do conjunto de resistores pode ser calculada pela expressão abaixo.

$$At(f_{\text{MHz}}) := \frac{50 + 132 + j \cdot 2 \cdot \pi f_{\text{MHz}} \cdot L}{50} \quad (\text{atenuação}) \quad (3.12)$$

Onde:

f<sub>MHz</sub> = Frequência do sinal de excitação (MHz);

L = Indutância estimada do conjunto de seis resistores em série (H);

Assumindo-se a indutância “L” como sendo de 0,47μH e calculando-se o argumento da atenuação “At” e, por conseguinte, o defasamento “Defas” entre os sinais de entrada e saída das portas do analisador, temos:

$$\text{Defas}(f_{\text{MHz}}) := \arg(At(f_{\text{MHz}})) \quad (3.13)$$

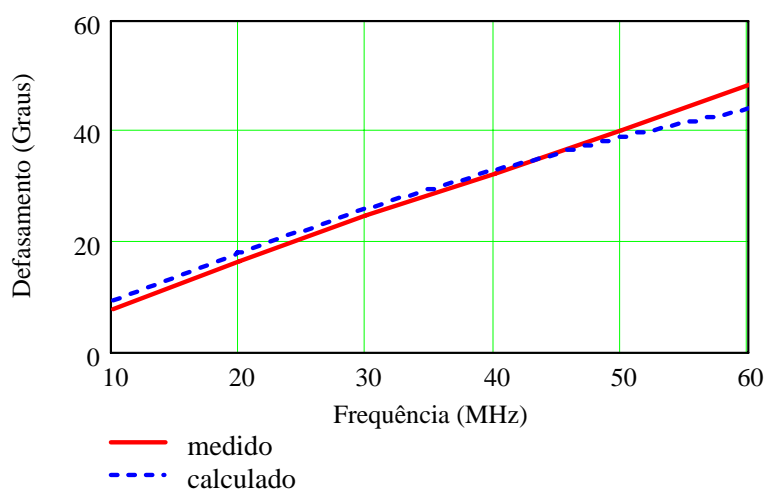
Onde:

f<sub>MHz</sub> = Frequência do sinal de excitação (MHz).

Observamos que o valor da indutância de 0,47μH do conjunto de resistores, assumida como constante e independente da frequência, foi empiricamente atribuído pois se mostrou adequado para as respostas obtidas em toda a faixa de frequências utilizada na medição. Este procedimento não invalidou o

objetivo deste ensaio que foi o de verificação da linearidade do componente nas faixas de frequências de interesse.

Plotando-se o defasamento calculado e o medido apresentado na Tabela 3.1, temos a figura 3.7.



**Fig. 3.7- Defasamentos medidos e calculados para um conjunto de seis resistores em série de  $22 \Omega$  conectados ao analisador de redes.**

Os ensaios realizados mostraram, portanto, que os resistores de filme metálico de potência de  $1/8 \text{ W}$  utilizados nas montagens práticas apresentam, para sinais harmônicos de frequência de até  $60 \text{ MHz}$ , razoável comportamento linear, sendo portanto adequados para utilização nas montagens laboratoriais.

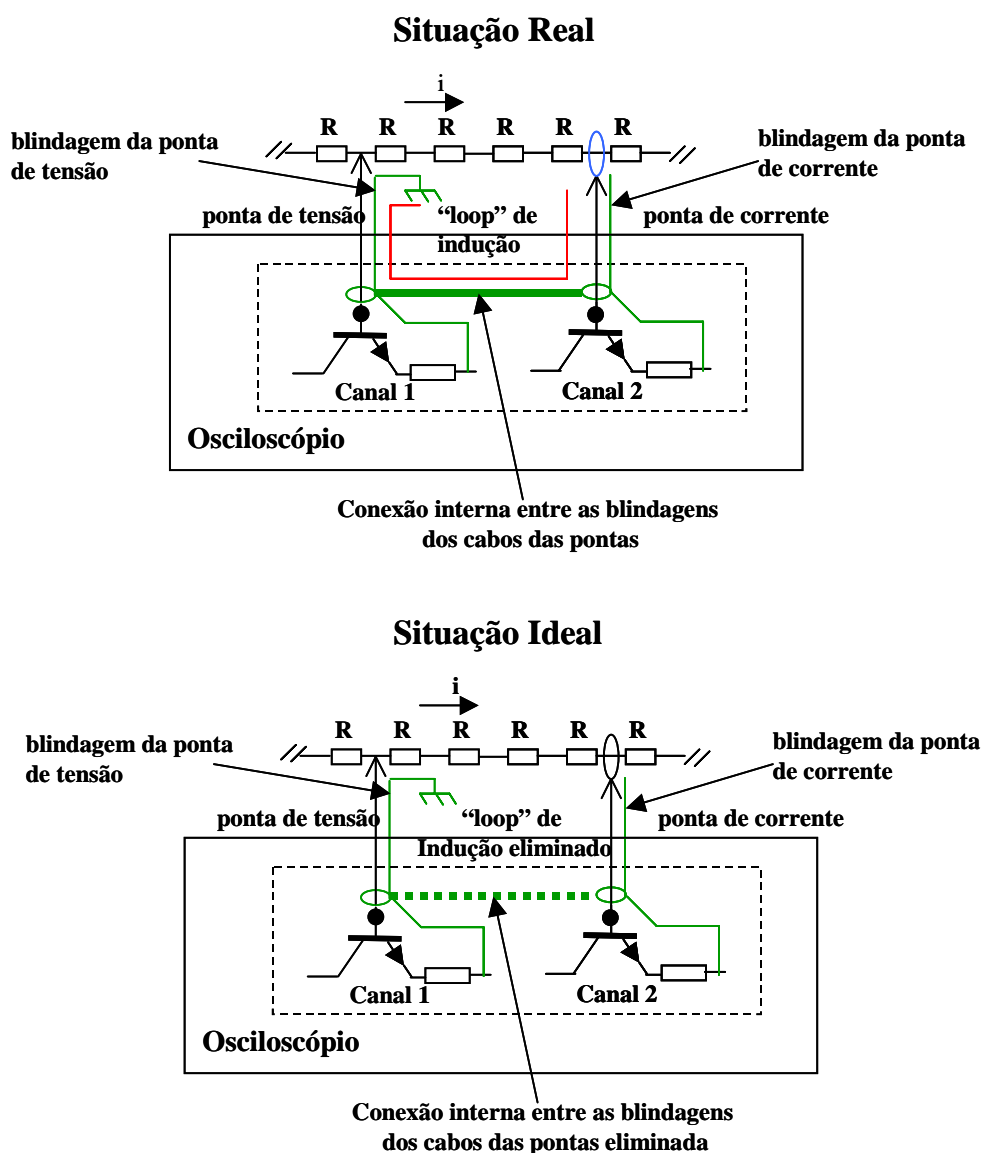
As LT's horizontais de altas perdas foram ensaiadas e tiveram seus parâmetros calculados para excitações com sinais harmônicos e impulsivos, conforme descrição a seguir.

### **3.1 – Medições e cálculos de impedância.**

As impedâncias características das linhas horizontais de altas perdas foram obtidas em laboratório utilizando-se três procedimentos distintos, a saber: medição direta através de pontas de teste de tensão e de corrente, medição através do método da divisão de corrente e medição com o analisador de redes, conforme abaixo.

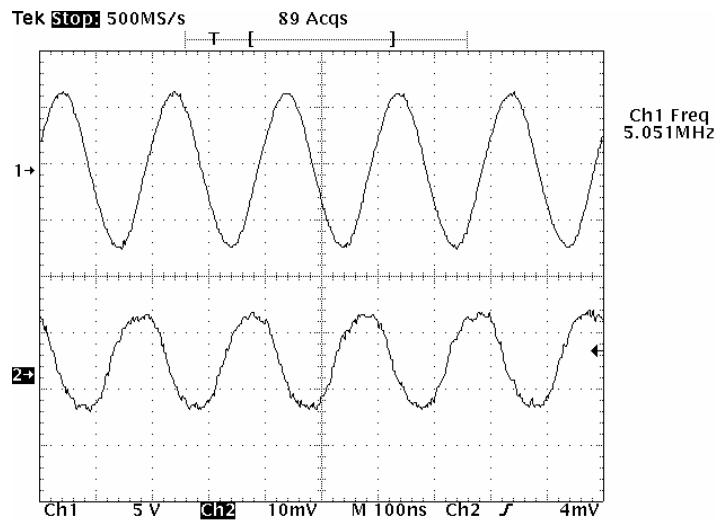
#### **3.1.1- Medição direta através de pontas de teste de tensão e de corrente.**

Na primeira seqüência de medição, a LT foi excitada com sinal harmônico de tensão e através de osciloscópio munido de uma ponta de tensão no “canal 1” e de uma ponta de corrente no “canal 2”, foi obtido o quociente dos valores de tensão e corrente, e, desta forma, o módulo da impedância da LT para a frequência ensaiada. A LT foi excitada com sinais harmônicos de 2 MHz a 80 MHz, entretanto, foi difícil a obtenção de leituras confiáveis, em parte, pela falta de linearidade da ponta de corrente e, principalmente, pela sua grande dependência do percurso entre o seu cabo de conexão e o osciloscópio. Os osciloscópios utilizados nas medições, apesar de disponibilizarem o isolamento elétrico entre os condutores externos de blindagem das pontas e a massa do equipamento, não proporcionavam isolamento entre os condutores externos de blindagem das pontas entre si, propiciando o acoplamento de interferência eletromagnética através do “loop” formado pelo circuito involuntariamente fechado, conforme diagramas apresentados na figura 3.8.



**Fig. 3.8- Interferência devido ao “loop” formado pelos condutores de blindagem das pontas de prova.**

Os oscilogramas apresentados na figura 3.9 mostram a tensão de excitação em 5 MHz e a corrente de entrada da LT horizontal de resistência por metro “ $R = 1\text{k}\Omega/\text{m}$ ” e com altura “ $h = 39\text{ cm}$ ”. As tensões em “Volts pico a pico” e as correntes em “Miliampere pico a pico” estão abreviadas neste texto respectivamente como “Vpp” e “mApp”. As tensões em “Volts de pico” estão abreviadas como “Vp”.



**Fig. 3.9- Oscilograma de tensão (13,5Vpp) e corrente (8mApp), para frequência de excitação de 5 MHz. A escala de corrente está multiplicada pelo fator “2”.**

As leituras nos fornecem uma impedância de:

$$\frac{13,5}{8 \cdot 10^{-3}} = 1,688 \times 10^3 \quad (\Omega) \quad (3.14)$$

O cálculo da impedância “ $Z_{cp}$ ”, considerando-se os parâmetros distribuídos já calculados (3.4) e (3.6) nos fornece:

$$\begin{aligned} f &:= 5 \cdot 10^6 \quad (\text{Hz}) & R &:= 10^3 \quad (\Omega) & G &:= 0 \quad \left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right) \\ C &:= 9,674 \times 10^{-12} \quad \left(\frac{\text{F}}{\text{m}}\right) & L &:= 1,149 \cdot 10^{-6} \quad \left(\frac{\text{H}}{\text{m}}\right) \end{aligned}$$

$$Z_{cp}(f, R, G, L, C) := \sqrt{\frac{R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}{G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C}} \quad (\Omega) \quad (\text{Impedância Característica})$$

$$Z_{cp}(f, R, G, L, C) = 1,306 \times 10^3 - 1,26i \times 10^3 \quad (\Omega) \quad |Z_{cp}(f, R, G, L, C)| = 1,815 \times 10^3 \quad (\Omega) \quad (3.15)$$

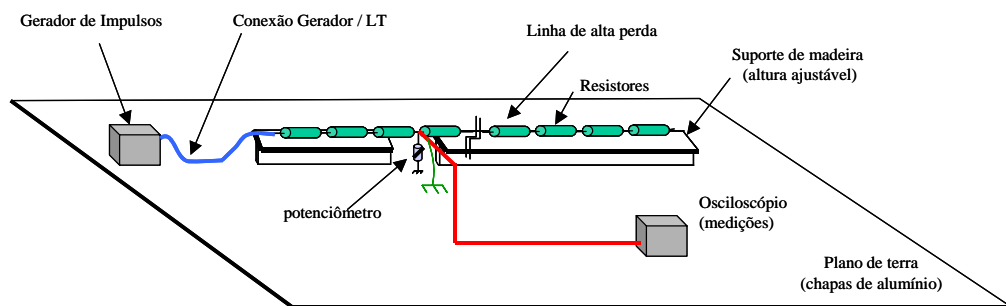
Onde:

- f = Frequência (Hz);
- C= Capacitância / metro da LT (F/m);
- L = Indutância / metro da LT (H/m);
- R = Resistência por metro da LT( $\Omega$ /m);
- G = Condutância por metro da LT (S/m).

Portanto, os valores medidos diretamente e calculados convergiram.

### 3.1.2- Medição através do método da divisão de corrente.

Na segunda seqüência de medições, os valores aproximados das impedâncias da LT foram obtidos a partir de excitações de tensões impulsivas e da divisão da corrente, em um ponto intermediário da LT, através de potenciômetro, conforme figura 3.10:



**Fig. 3.10- Arranjo para medição de impedância da LT horizontal de alta perda através do método da divisão da corrente.**

Neste procedimento, após se obter o oscilograma de tensão em um ponto intermediário da LT, conectou-se neste mesmo ponto, um potenciômetro ao plano terra, com seu valor ajustado de forma a reduzir a tensão inicialmente medida à metade.

A atenuação do sinal de tensão no ponto de conexão “AtenPotenc”, provida pelo carregamento do potenciômetro em paralelo com a impedância característica da LT é dada por:

$$\text{AtenPotenc}(f, P, R, G, L, C) := 1 + \frac{\frac{Z_{cp}(f, R, G, L, C) \cdot P}{Z_{cp}(f, R, G, L, C) + P} - Z_{cp}(f, R, G, L, C)}{\frac{Z_{cp}(f, R, G, L, C) \cdot P}{Z_{cp}(f, R, G, L, C) + P} + Z_{cp}(f, R, G, L, C)} \quad (3.16)$$

Onde:

$Z_{cp}$  = Impedância da LT com perdas ( $\Omega$ );

$P$  = Valor ajustado no potenciômetro ( $\Omega$ )

$f$  = Freqüência (Hz);

$C$  = Capacitância / metro da LT (F/m);

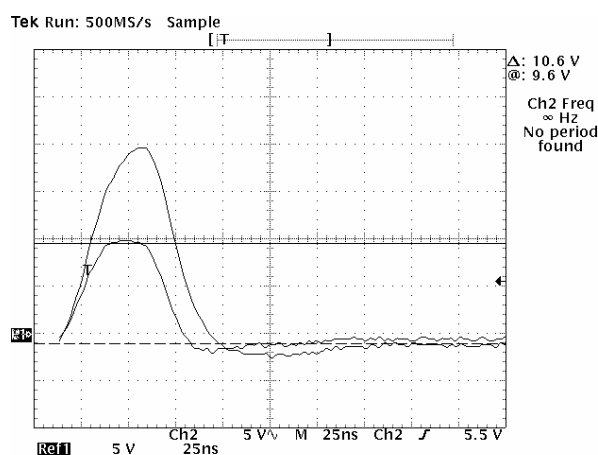
$L$  = Indutância / metro da LT (H/m);

$R$  = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

$G$  = Condutância por metro da LT (S/m).

Os resultados obtidos nestes experimentos, apesar de menos sujeitos a interferências eletromagnéticas se comparados aos obtidos pelo método descrito no item 3.1.1, agregaram imprecisões devido às indutâncias de conexões do potenciômetro não consideradas e principalmente pelo desenvolvimento dos cálculos baseados no sinal harmônico dominante.

Foram aplicados impulsos dos tipos “trapezoidal” e “dupla exponencial”. A figura 3.11 apresenta oscilogramas com excitação “trapezoidal” a 3 metros do início da LT sem potenciômetro “20Vp” e com o potenciômetro calibrado em “850  $\Omega$ ”.



**Fig. 3.11 – Oscilogramas de tensão impulsiva ‘trapezoidal’ a 3 metros do início da LT, sem o potenciômetro (20 Vp) e com o potenciômetro calibrado em 850  $\Omega$  (10 Vp).**



Avaliando-se o tempo de frente de onda do impulso temos 45 ns, indicando uma componente espectral dominante de:

$$\frac{1}{45 \cdot 10^{-9}} = 2,222 \times 10^7 \quad (\text{Hz}) \quad (3.17)$$

Calculando-se a impedância da LT para esta frequência, conforme parâmetros distribuídos já calculados (3.4) e (3.6), temos:

$$\begin{aligned} f &:= 22,22 \cdot 10^6 \quad (\text{Hz}) & R &:= 10^3 \quad (\Omega) & G &:= 0 \quad \left(\frac{\text{S}}{\text{m}}\right) \\ C &:= 9,674 \times 10^{-12} \quad \left(\frac{\text{F}}{\text{m}}\right) & L &:= 1,149 \cdot 10^{-6} \quad \left(\frac{\text{H}}{\text{m}}\right) \\ Z_{cp}(f, R, G, L, C) &:= \sqrt{\frac{R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L}{G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C}} \quad (\Omega) & & & & (\text{Impedância Característica}) \\ Z_{cp}(f, R, G, L, C) &= 659,031 - 561,738i \quad (\Omega) & |Z_{cp}(f, R, G, L, C)| &= 865,951 \quad (\Omega) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Onde:

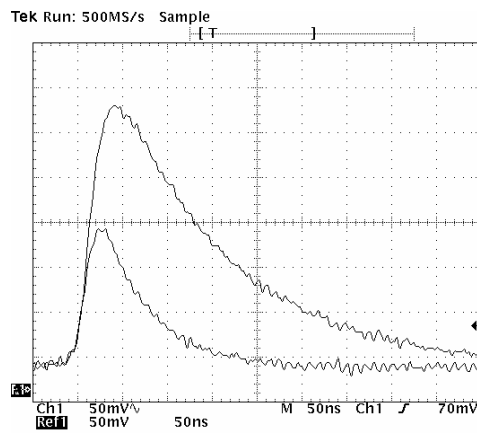
f = Frequência (Hz);  
 C = Capacitância / metro da LT (F/m);  
 L = Indutância / metro da LT (H/m);  
 R = Resistência por metro da LT ( $\Omega$ /m);  
 G = Condutância por metro da LT (S/m).

Calculando a atenuação imposta ao sinal conforme (3.16) para o potenciômetro ajustado para o valor calibrado em laboratório, ou seja, 850  $\Omega$  temos:

$$\begin{aligned} \text{AtenPotenc}(f, 850, R, G, L, C) &= 0,682 + 0,162i \\ |\text{AtenPotenc}(f, 850, R, G, L, C)| &= 0,701 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Portanto a atenuação medida ficou abaixo da calculada em 28,7 %.

De forma análoga, a figura 3.12 apresenta oscilogramas com excitação “dupla exponencial” a 2 metros do início da LT sem potenciômetro (2,97Vp) e com o potenciômetro calibrado em 661  $\Omega$  (1,48Vp).



**Fig. 3.12 – Oscilogramas de tensão impulsiva “dupla exponencial” a 2 metros do início da LT, sem o potenciômetro (2,97 Vp) e com o potenciômetro calibrado em 661 Ω (1,48 Vp).**

Com base no tempo de frente de onda de 27 ns, temos como componente espectral dominante a frequência de 37,04 MHz, conforme abaixo:

$$\frac{1}{40 \cdot 10^{-9}} = 2,5 \times 10^7 \quad (\text{Hz}) \quad (3.20)$$

A impedância calculada para esta frequência passa a ser:

$$Z_{cp}(f, R, G, L, C) = 627.486 - 524.373i \quad (\Omega) \quad |Z_{cp}(f, R, G, L, C)| = 817.744 \quad (\Omega) \quad (3.21)$$

Recalculando a atenuação imposta ao sinal conforme (3.16) para o potenciômetro ajustado para o novo valor calibrado em laboratório, ou seja, 661 Ω temos:

$$\begin{aligned} \text{AtenPotenc}(f, 661, R, G, L, C) &= 0.632 + 0.17i \\ |\text{AtenPotenc}(f, 661, R, G, L, C)| &= 0.655 \end{aligned} \quad (3.22)$$

Portanto a atenuação medida ficou abaixo da calculada em 23,7 %.

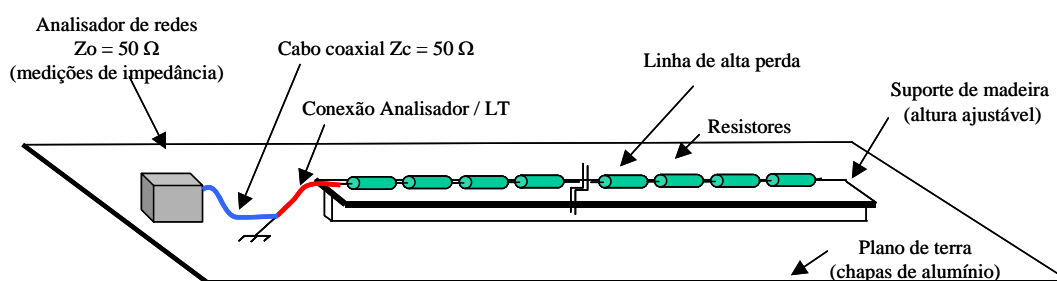
Observamos que as avaliações por este método para as duas excitações impulsivas apontaram medições menores 28,7 % e 23,7 % que as calculadas,

ou seja, com mesmas tendências de erros. Parte significativa dos desvios pode ser atribuída aos os cálculos que se basearam na freqüência do sinal harmônico dominante.

### 3.1.3- Medição com o analisador de redes.

No terceiro e mais preciso procedimento laboratorial, foi utilizado o instrumento analisador de redes diretamente conectado no início da LT, após procedimento de calibração.

Na montagem em laboratório, foi utilizado como conexão entre o analisador e a linha ensaiada, um cabo coaxial com “ $Z_c = 50\Omega$ ”, e, portanto, com impedância casada com a saída do analisador, conforme figura 3.13.



**Fig.3.13- Arranjo para medição de impedância da LT horizontal de alta perda através do analisador de redes.**

No ponto de conexão à linha, o cabo coaxial foi “aberto” para possibilitar a sua conexão à LT. As reatâncias deste arranjo de conexão foram medidas para sinais harmônicos de freqüências de 5, 10, 20, 50, 70 e 100 MHz, visando a posterior compensação nos valores medidos. Os registros de algumas medições obtidas, estão apresentados no “Item 1” do “Anexo A” deste documento. Os resultados se encontram na tabela 3.2.

Freqüência:	5MHz	10MHz	20MHz	50MHz	70MHz	100MHz
Reatâncias:	9.3Ω	16.0Ω	35.2Ω	93.5Ω	140.4Ω	218.5Ω

**Tabela 3.2- Reatâncias medidas do arranjo de conexão entre o cabo coaxial e a LT ensaiada.**

Foram calculadas as impedâncias características “Zc” para as diversas alturas “h” das linhas ensaiadas ao plano terra conforme (3.23).

$$C(h, d) := \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0}{\operatorname{acosh}\left(\frac{h}{d}\right)} \left(\frac{F}{m}\right) \quad L(h, d) := \frac{\mu_0}{2 \cdot \pi} \cdot \operatorname{acosh}\left(\frac{h}{d}\right) \left(\frac{H}{m}\right)$$

$$Z_c(f, h, d, R, G) := \sqrt{\frac{R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L(h, d)}{G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C(h, d)}} \quad (\Omega)$$

(3.23)

Onde:

f = Freqüência (Hz);  
 C = Capacitância / metro da LT (F/m);  
 L = Indutância / metro da LT (H/m);  
 h = Altura da LT ao plano terra (m);  
 d = Diâmetro do condutor (m);  
 R = Resistência por metro da LT (Ω/m);  
 G = Condutância por metro da LT (S/m).

Através do analisador de redes, foram medidas as impedâncias da linha para cada uma das seis freqüências ensaiadas. As figuras 3.14 e 3.15 mostram alguns resultados obtidos nos ensaios em 50 MHz, plotados na “Carta de Smith” para linhas com alturas “h” de 35 cm e 2 cm. Outros registros de medições obtidos estão no “Item 1” do “Anexo A” e uma breve descrição da “Carta de Smith” é apresentada no “Anexo B” deste documento.

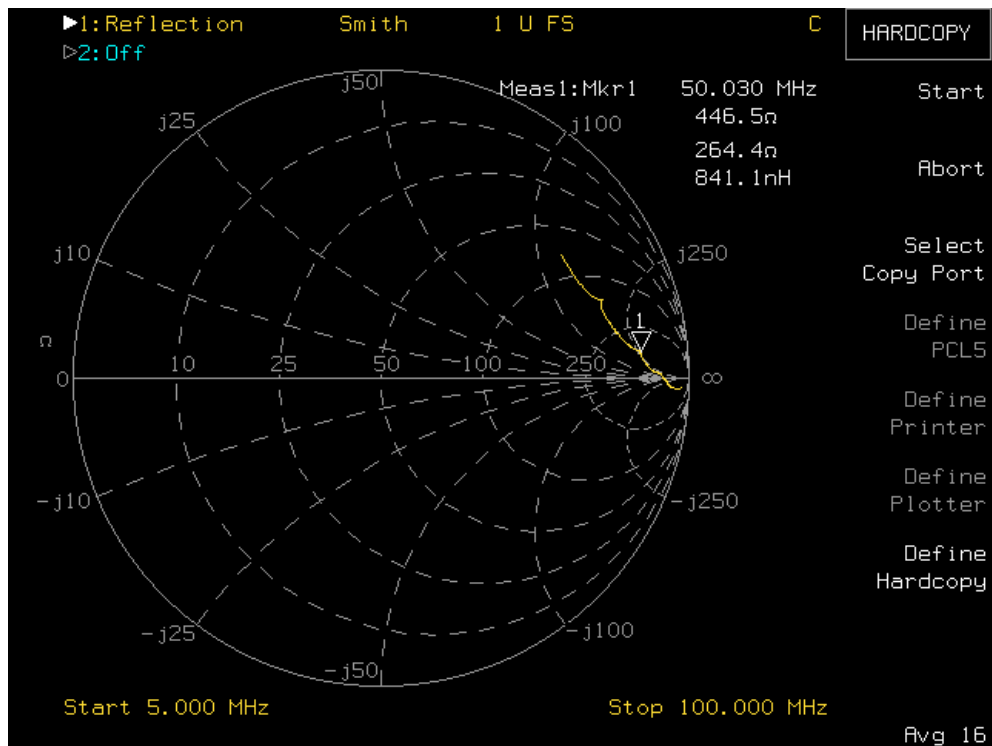


Fig. 3.14 – Resultado da medição da impedância na linha com “h=35 cm”, na freqüência de 50 MHz; impedância =  $446,5 + j264,4\Omega$ .

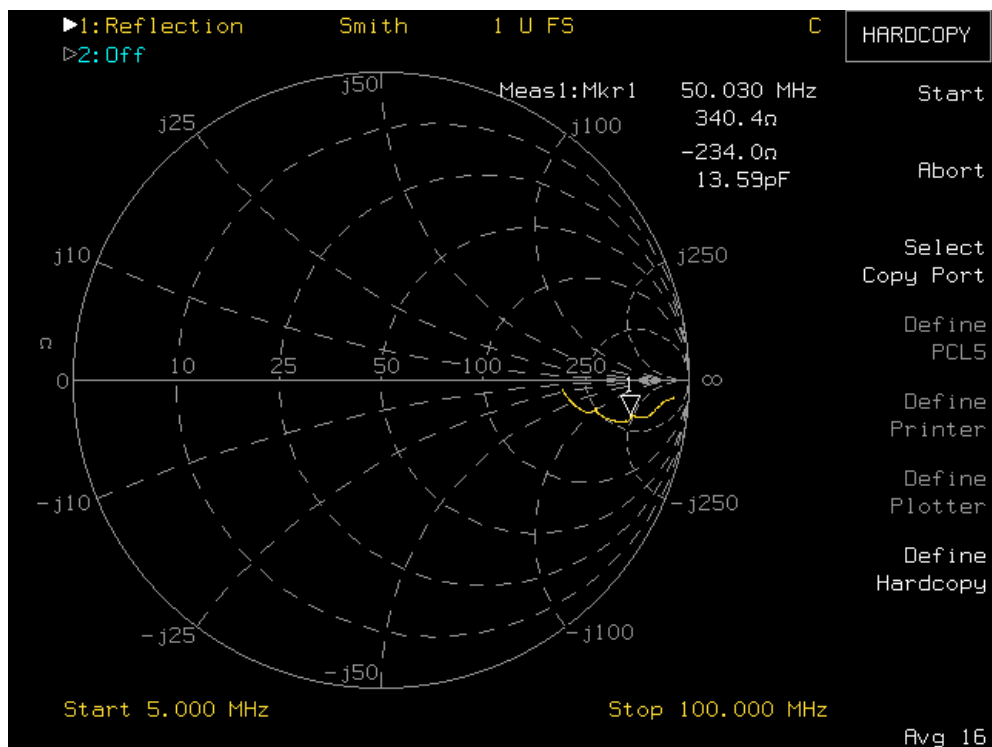


Fig. 3.15 – Resultado da medição da impedância na linha com “h=2 cm” na freqüência de 50 MHz; impedância =  $340,4 - j234,0\Omega$ .

Na medição direta com o analisador de redes é importante evitar que o sinal refletido ao fim da LT ensaiada retorne ao equipamento e desta forma introduza erros de leitura. Como a menor frequência utilizada para os ensaios com este instrumento foi de 5 MHz, a atenuação total nos 7 metros de percurso, considerando-se o comprimento da LT de 3,5 metros com reflexão total (linha aberta) e os parâmetros primários já calculados (3.4), (3.6) é de 23,67 dB, conforme abaixo:

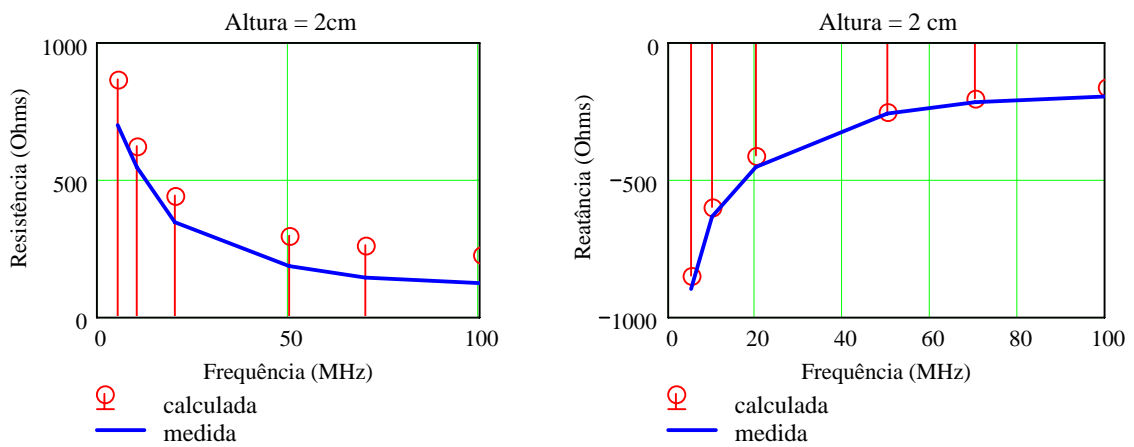
$$\begin{aligned} \gamma(f, R, G, L, C) &:= \sqrt{(R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L) \cdot (G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C)} \quad (\text{Constante de Propagação}) \\ \gamma(f, R, G, L, C) &= 0.389 + 0.403i \\ \alpha(f, R, G, L, C) &:= \text{Re}(\gamma(f, R, G, L, C)) \quad (\text{Neper/m}) \quad (\text{Constante de Atenuação}) \\ \alpha(f, R, G, L, C) &= 0.389 \quad (\text{Neper/m}) \quad \text{para } f = 5 \times 10^6 \quad (\text{Hz}) \\ 20 \cdot \log\left(e^{\alpha(f, R, G, L, C)}\right) &= 3.381 \left(\frac{\text{dB}}{\text{m}}\right) \quad (\text{Constante de Atenuação em dB}) \quad \text{para } f = 5 \times 10^6 \quad (\text{Hz}) \\ 7 \cdot \left(20 \cdot \log\left(e^{\alpha(f, R, G, L, C)}\right)\right) &= 23.67 \quad (\text{dB}) \quad (\text{Atenuação total para 7 metros}) \end{aligned} \tag{3.24}$$

A atenuação de “23,67 dB” representa uma redução absoluta de “0,066”, na amplitude da tensão refletida, conforme (3.25).

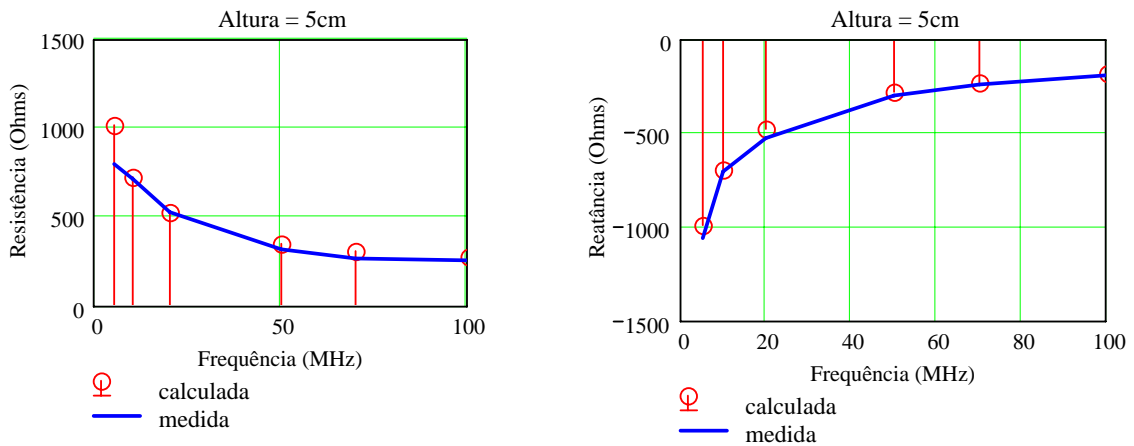
$$\frac{1}{10^{\frac{23.67}{20}}} = 0.066 \quad (\text{Atenuação absoluta}) \tag{3.25}$$

Isto quer dizer que, na condição mais desfavorável (sinal harmônico de 5 MHz), apenas 6,6 % da tensão de excitação retorna ao analisador após reflexão total

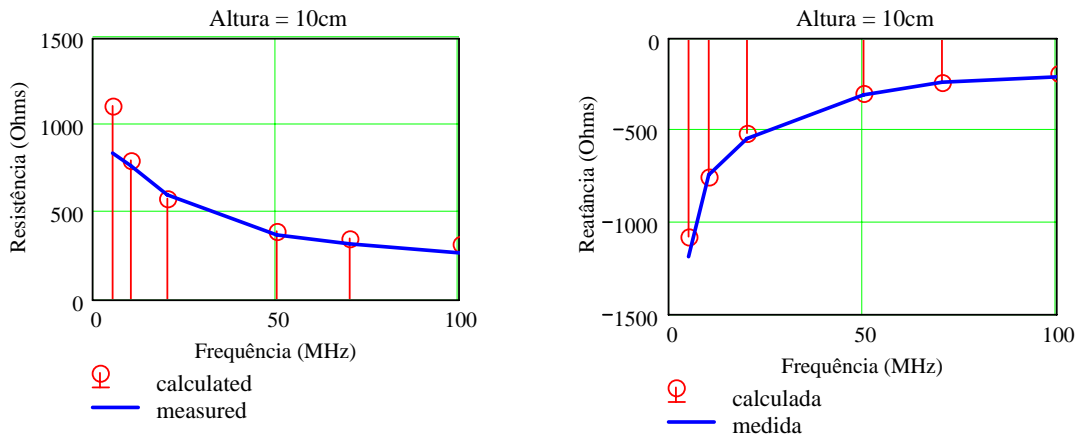
ao fim da LT. Portanto, face às baixas amplitudes dos sinais que retornam ao analisador podemos considerar as leituras obtidas isentas de erro por reflexão. Abaixo, nas figuras 3.16, 3.17, 3.18, 3.19, 3.20 e 3.21, estão apresentados os gráficos sínteses dos valores medidos e calculados para linhas com alturas “h” de 2, 5, 10, 16, 22 e 35 cm.



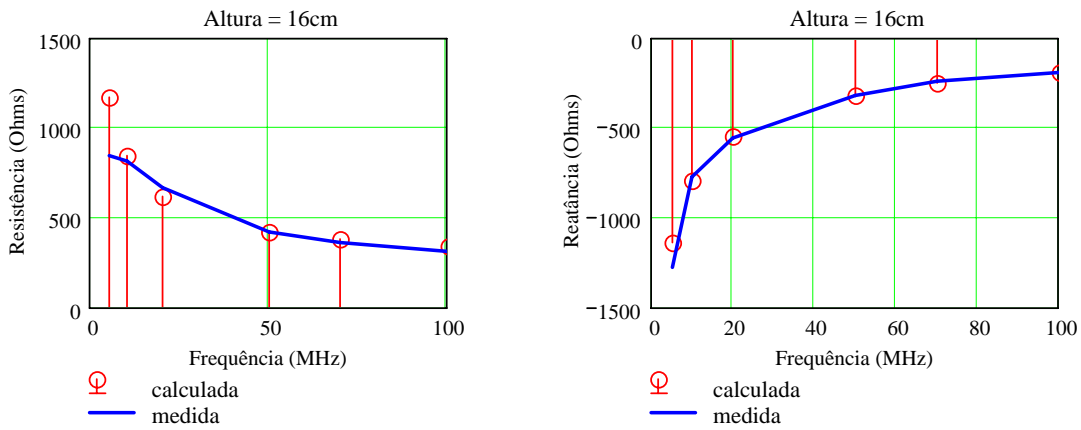
**Fig.3.16 – Impedâncias medida e calculada; linha horizontal de alta perda “R = 1000 Ω/m” com altura “h = 2 cm”.**



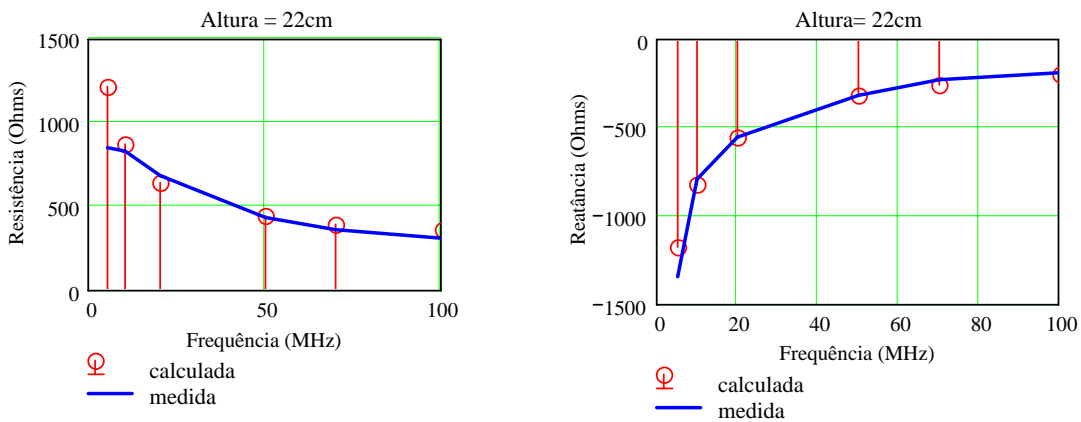
**Fig.3.17 – Impedâncias medida e calculada; linha horizontal de alta perda “R = 1000 Ω/m” com altura “h = 5 cm”.**



**Fig. 3.18 – Impedâncias medida e calculada; linha horizontal de alta perda “ $R = 1000 \Omega/m$ ” com altura “ $h = 10 \text{ cm}$ ”.**

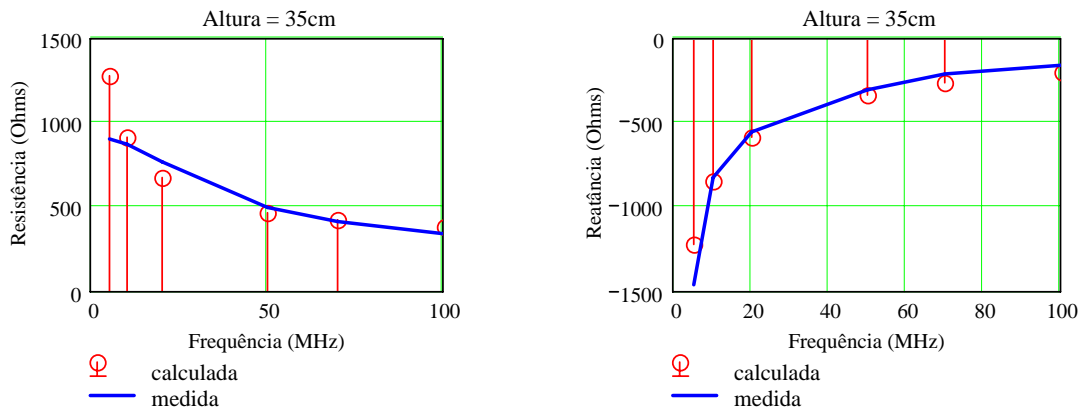


**Fig. 3.19 – Impedâncias medida e calculada; linha horizontal de alta perda “ $R = 1000 \Omega/m$ ” com altura “ $h = 16 \text{ cm}$ ”.**



**Fig. 3.20 – Impedâncias medida e calculada; linha horizontal de alta perda “ $R = 1000 \Omega/m$ ” com altura “ $h = 22 \text{ cm}$ ”.**





**Fig.3. 21 – Impedâncias medida e calculada; linha horizontal de alta perda “ $R = 1000 \Omega/m$ ” com altura “ $h = 35 \text{ cm}$ ”.**

Como podemos observar, os valores calculados e medidos, apesar de apresentarem pequenos desvios atribuídos a erros de medições inerentes ao processo utilizado, convergem, comprovando que a aplicação da expressão clássica para cálculo da impedância de LT's horizontais pode ser estendida para as LT's horizontais de alta perda.

### **3.2 – Medições e cálculos das constantes de atenuação e de fase para excitações harmônicas.**

Foram confrontados valores medidos e calculados das constantes de atenuação “ $\alpha$ ” e de fase “ $\beta$ ” para excitações com sinais harmônicos nas frequências de 5, 10, 30 e 40 MHz e com linhas com alturas “ $h$ ” de 2 e 5 cm. Os cálculos se basearam na formulação clássica de LT's conforme (3.26).

Constante de propagação:

$$\gamma(f, h, d, R, G) := \sqrt{(R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L(h, d)) \cdot (G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C(h, d))}$$

Constante de atenuação:

$$\alpha(f, h, d, R, G) := \operatorname{Re}(\gamma(f, h, d, R, G)) \quad (\text{Neper/m})$$

Constante de fase:

$$\beta(f, h, d, R, G) := \operatorname{Im}(\gamma(f, h, d, R, G)) \quad \left( \frac{\text{Rad}}{\text{m}} \right)$$

Velocidade de fase:

$$v_p(f, h, d, R, G) := \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{\operatorname{Im}(\gamma(f, h, d, R, G))} \quad \left( \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \quad (3.26)$$

Onde:

f = Freqüência (Hz);  
h = Altura da LT ao plano terra (m);  
d = Diâmetro do condutor (m);  
R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/\text{m}$ );  
G = Condutância por metro da LT (S/m).

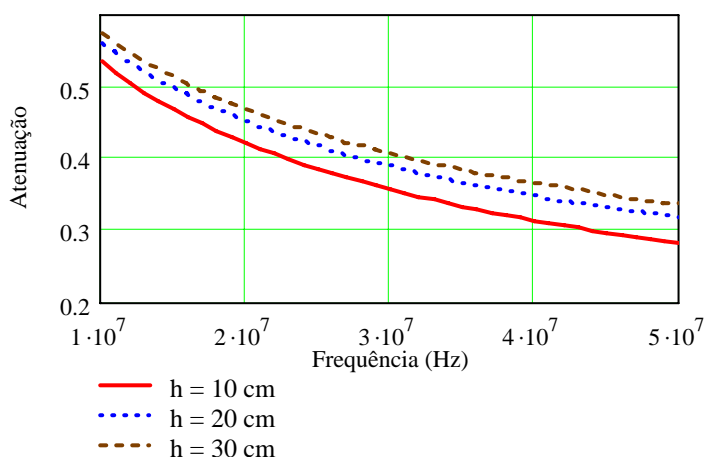
A uma distância “x” do início da LT, a atenuação é dada pela expressão:

$$\text{Aten}(f, h, d, R, G, x) := e^{-\alpha(f, h, d, R, G) \cdot x} \quad (3.27)$$

Onde:

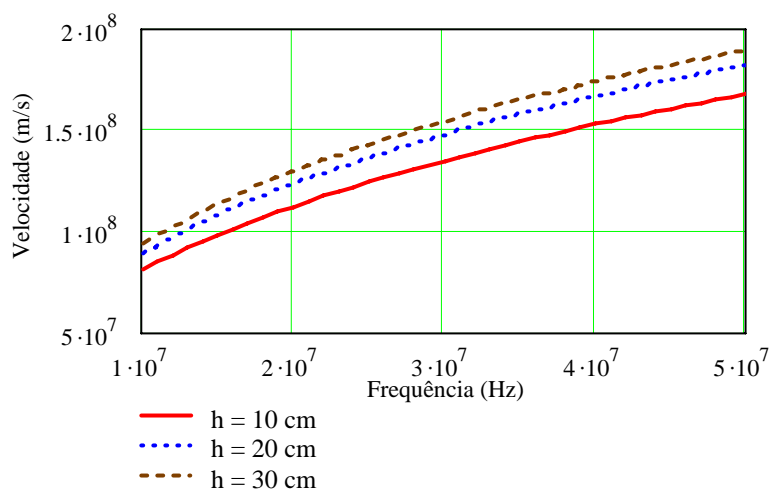
f = Freqüência (Hz);  
h = Altura da LT ao plano terra (m);  
d = Diâmetro do condutor (m);  
R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/\text{m}$ );  
G = Condutância por metro da LT (S/m);  
x = Distância para cálculo da atenuação a contar do início da LT (m).

Plotando-se a atenuação calculada da LT a 1 metro a contar do seu início, para alturas “h” variadas, temos o gráfico apresentado na figura 3.22:



**Fig. 3.22 – Atenuações calculadas a 1 metro do início de LT’s horizontais “ $R = 1000 \Omega/m$ ” com alturas de 10, 20 e 30 cm, excitadas com sinais harmônicos de 10 a 50 MHz.**

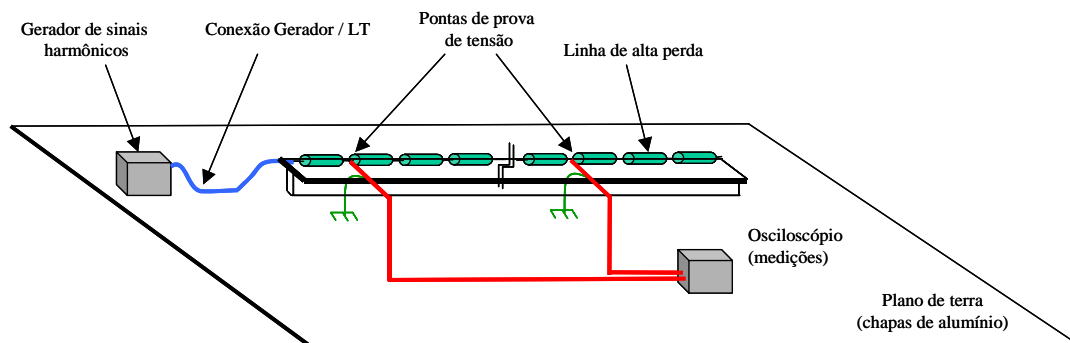
Plotando-se a velocidade de fase da LT (3.26), com alturas variadas como função da frequência do sinal harmônico de excitação, temos o gráfico mostrado na figura 3.23:



**Fig. 3.23 – Velocidades de fase calculadas a 1 metro do início de LT’s horizontais “ $R = 1000 \Omega/m$ ” com alturas de 10 cm, 20 cm e 30 cm, excitadas com sinais harmônicos de 10 a 50 MHz.**

As medições foram realizadas com osciloscópio de dois canais, utilizando-se pontas de teste de tensão que possuíam capacitância parasita de 3 pF. Uma

das pontas foi posicionada no início da linha, e a outra teve sua posição deslocada, de forma a se obter a variação de amplitude com a distância, conforme arranjo apresentado na figura 3.24.

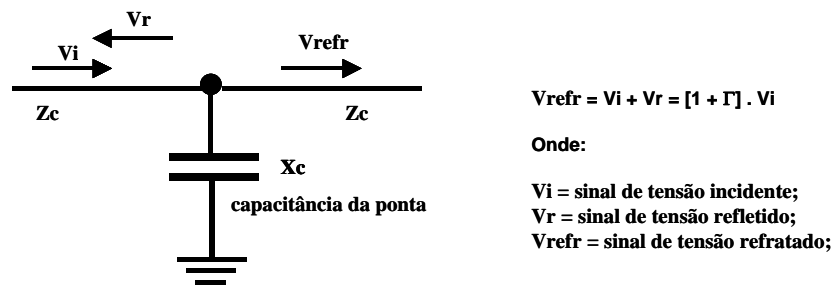


**Fig. 3.24 – Arranjo para medição das atenuações da LT horizontal de altas perdas excitadas com sinais harmônicos através de osciloscópio.**

As primeiras medições realizadas em laboratório indicaram sistematicamente valores de atenuações superiores às calculadas, sugerindo que a reatância devido à capacitância parasita da ponta de prova estaria carregando a linha sob ensaio.

Esta suspeita foi comprovada pois ao compensarmos nas medições os efeitos desta reatância os valores experimentais convergiram com os calculados.

A figura 3.25 representa esquematicamente o efeito de distribuição de tensões imposto pela ponta de prova devido à sua capacitância parasita.



**Fig.3.25 –Efeito de carga da ponta de prova - atenuação das medidas devida à reatância capacitiva da ponta de prova.**

A partir da figura 3.25, podemos calcular a atenuação da ponta de prova

“AtenPonta” como:

Reatância capacitiva da ponta de prova:

$$X_c(f, C_p) := \frac{1}{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot C_p} \quad (\Omega)$$

onde:

f = frequência do sinal (Hz).

Atenuação da ponta de prova:

$$AtenPonta(f, C_p, h, d, R, G) := 1 + \frac{\frac{Z_c(f \cdot 10^6, h, d, R, G) \cdot X_c(f \cdot 10^6, C_p)}{Z_c(f \cdot 10^6, h, d, R, G) + X_c(f \cdot 10^6, C_p)} - Z_c(f \cdot 10^6, h, d, R, G)}{\frac{Z_c(f \cdot 10^6, h, d, R, G) \cdot X_c(f \cdot 10^6, C_p)}{Z_c(f \cdot 10^6, h, d, R, G) + X_c(f \cdot 10^6, C_p)} + Z_c(f \cdot 10^6, h, d, R, G)}$$

Onde:

f = Frequência (MHz);

Cp = Capacitância da ponta de prova (F);

Zc = Impedância característica da LT ( $\Omega$ );

h = Altura da LT ao plano terra (m);

d = Diâmetro do condutor (m);

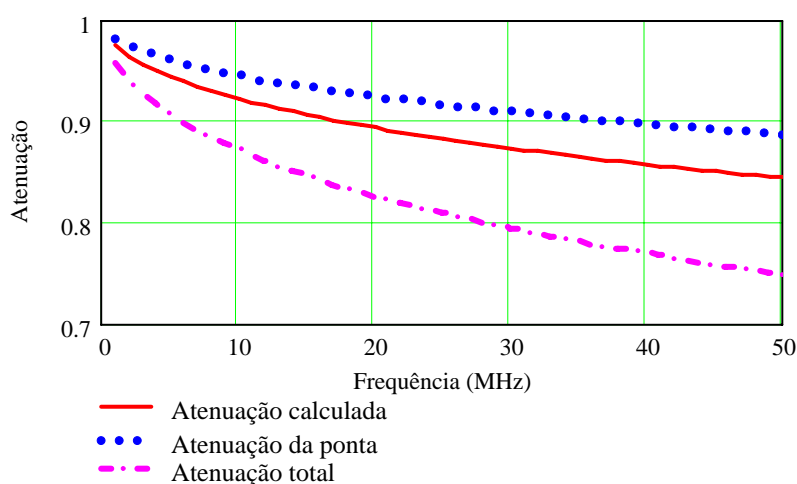
R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

G = Condutância por metro da LT (S/m).

(3.28)

Observamos que o fator de atenuação propiciado pela ponta é função da frequência do sinal harmônico medido. O gráfico da figura 3.26 apresenta, para frequências de até 50 MHz e uma distância percorrida pelo sinal de 10 cm a

atenuação natural da LT com “ $h = 2 \text{ cm}$ ” segundo a teoria clássica, a atenuação devido à capacitância da ponta de prova, e a atenuação total que corresponde ao produto entre as atenuações anteriores, evidenciando a importância de se considerar, na confrontação entre valores medidos e calculados, o erro de carregamento introduzido.



**Fig.3.26- Atenuações calculadas dos sinais medidos a 10 cm do início das LT's horizontais com “ $h = 2 \text{ cm}$ ” em função da frequência do sinal harmônico.**

As figuras 3.27, 3.28, 3.29 e 3.30 apresentam alguns oscilogramas obtidos em linhas com “ $R = 1000 \Omega/m$ ”. Outros oscilogramas estão registrados no “Item 3” do “Anexo A” deste documento.

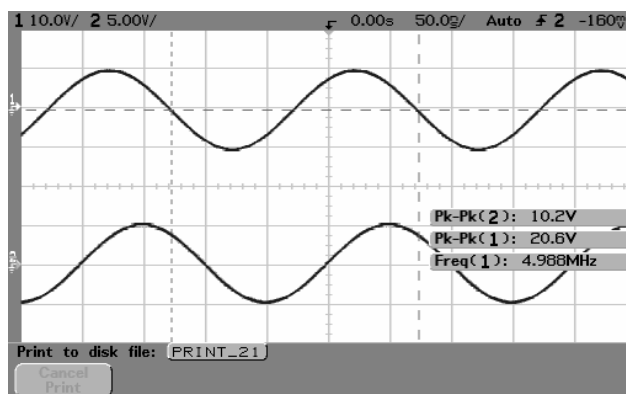


Fig.3.27- Oscilograma- altura “h=2 cm”; freqüência “F= 5MHz”; tensão em “d=10cm” (20,6Vpp) e em “d=110cm” (10,2Vpp).

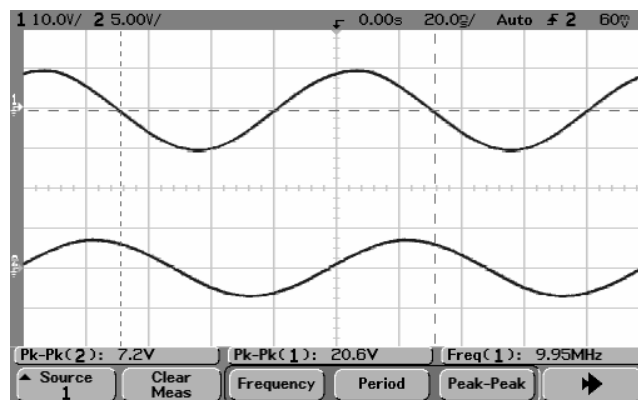


Fig.3.28- Oscilograma- altura “h=2cm”; freqüência “F= 10MHz”; tensão em “d=10cm” (20,6Vpp) e em “d=110cm” (7,2Vpp).

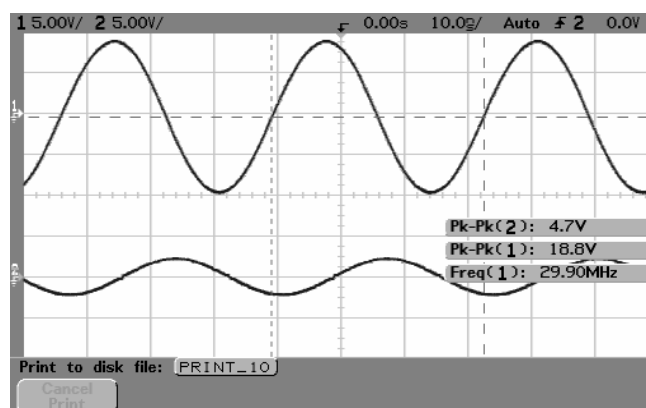
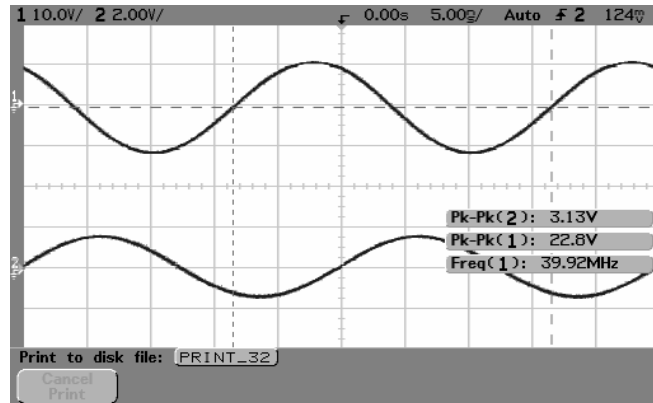
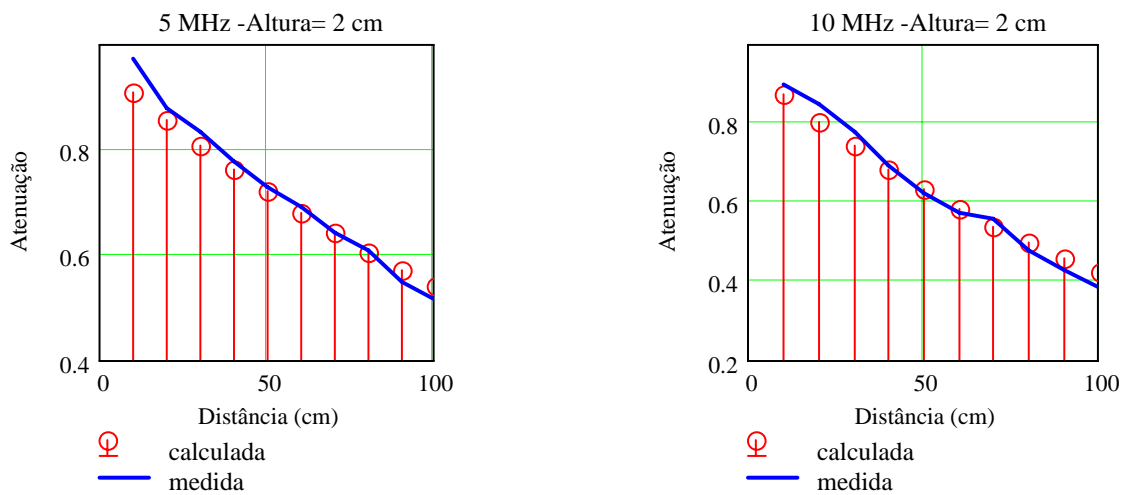


Fig.3.29- Oscilograma- altura “h=2 cm”; freqüência “F= 30MHz”; tensão em “d=10cm” (18,8 Vpp) e em “d=110cm” (4,7 Vpp).



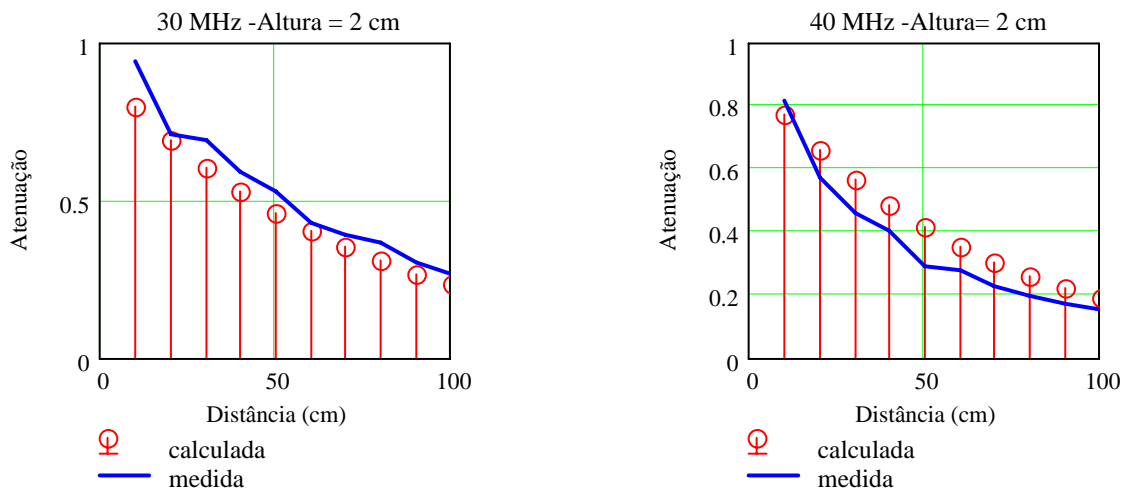
**Fig.3.30- Oscilograma- altura “h=2 cm”; freqüência “F= 40MHz”; tensão em “d=10cm” (22,8 Vpp) e em “d=110cm” (3,13 Vpp).**

Plotando-se os valores calculados, considerando-se o efeito da ponta de prova, e medidos na linha com altura “h= 2 cm”, temos os gráficos apresentados na figuras 3.31 e 3.32:



**Fig. 3.31 – Comparação entre os valores de atenuação normalizados medidos e calculados para LT horizontal “R = 1000 Ω/m” com altura “h = 2 cm” excitada com sinais harmônicos de 5 e 10 MHz.**



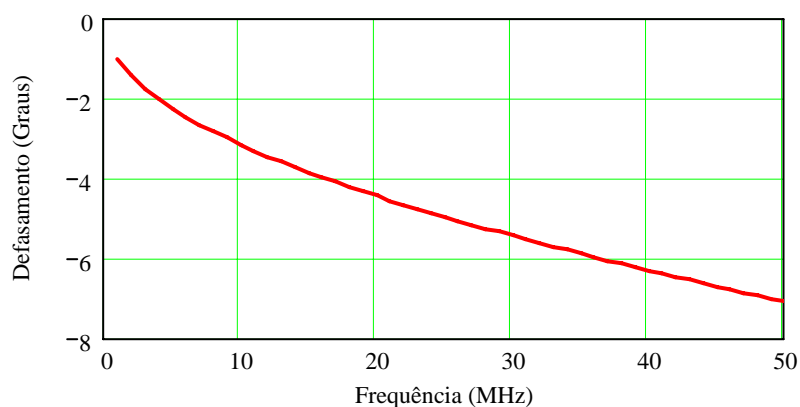


**Fig. 3.32 – Comparação entre os valores de atenuação normalizados medidos e calculados para LT horizontal “R = 1000 Ω/m” com altura “h = 2 cm” excitada com sinais harmônicos de 30 e 40 MHz.**

Calculando-se a constante de fase conforme (3.26) para estas mesmas frequências, temos os resultados apresentados abaixo em “graus/m”:

$$\begin{aligned} \beta(5 \cdot 10^6, 0.02, 0.003, R, G) &= 33.561 \text{deg} \\ \beta(10 \cdot 10^6, 0.02, 0.003, R, G) &= 47.849 \text{deg} \\ \beta(30 \cdot 10^6, 0.02, 0.003, R, G) &= 85.606 \text{deg} \\ \beta(40 \cdot 10^6, 0.02, 0.003, R, G) &= 100.457 \text{deg} \end{aligned} \tag{3.29}$$

O argumento da expressão (3.28) nos fornece a rotação de fase imposta ao sinal harmônico pela ponta de prova que deve ser compensada na leitura obtida em laboratório, conforme apresentado na figura 3.33.



**Fig. 3.33 – Defasamento causado pela ponta de prova em função da frequência do sinal harmônico.**

Observando os oscilogramas das figuras 3.27, 3.28, 3.29 e 3.30, calculando-se e compensando-se os defasamentos devido à ponta de prova para cada frequência medida, podemos inferir as constantes de fase medidas e corrigidas conforme apresentado na tabela 3.3.

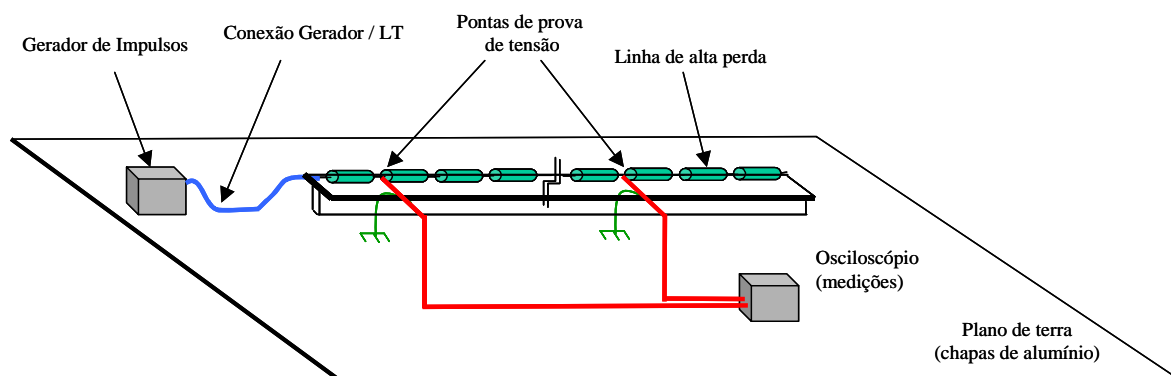
Frequência:	5 MHz	10 MHz	30 MHz	40 MHz
Constante de fase calculada: (Graus/m)	33,6	47,9	85,6	100,5
Constante de fase medida: (Graus/m)	35	50	85	109
Defasamento da ponta de prova: (Graus)	-2,3	-3,2	-5,6	-6,3
Constante de fase medida com correção (Graus/m)	32,7	46,8	79,4	102,7
Desvio entre a constante calculada e medida com correção: (%)	2,7	2,3	7,2	2,2

**Tabela 3.3 – Constantes de fase calculadas e medidas.**

Os resultados apresentados, mostram pequenos desvios entre os valores calculados e medidos das constantes de atenuação e de fase da linha, comprovando a aplicabilidade da teoria clássica de LTs para a avaliação destes parâmetros.

### 3.3 – Medições e cálculos das atenuações e velocidades de tráfego com excitações impulsivas.

As medições em laboratório foram obtidas a partir do arranjo mostrado na figura 3.34.



**Fig. 3.34 – Arranjo para medição das atenuações da LT horizontal de altas perdas excitada com sinais impulsivos através de osciloscópio.**

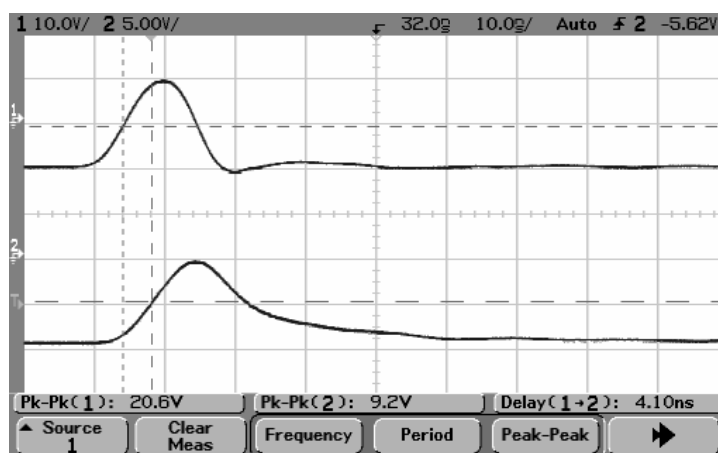
Foram confrontados valores medidos e calculados de atenuações e velocidades de propagação, para excitações com sinais impulsivos com tempo de frente de onda de 10 ns e duração de 20 ns, conforme oscilogramas apresentados na figura 3.35. Outros oscilogramas obtidos estão registrados no “Item 4” do “Anexo A” deste documento.

Os cálculos se basearam na decomposição do impulso de excitação em componentes harmônicas, utilizando-se a “Transformada Rápida de Fourier”.

Em seguida, cada componente espectral teve a sua amplitude e fase, calculadas, a partir das constantes de propagação da linha específicas para cada frequência, para a distância correspondente ao ponto de observação e finalmente, com a aplicação da “Transformada Inversa Rápida de Fourier” o impulso foi recomposto no domínio do tempo.

Nos cálculos foram consideradas as atenuações da ponta de prova, para cada uma das componentes espectrais, de forma análoga ao procedimento descrito para a avaliação das atenuações da linha excitada com sinais harmônicos de tensão.

Medindo-se os sinais a 10 cm e a 60 cm do início da LT com altura “ $h=2\text{ cm}$ ”, temos os oscilogramas da figura 3.35:



**Fig.3.35 - Oscilograma- LT horizontal com altura “ $h=5\text{ cm}$ ”; impulso em “ $d=10\text{cm}$ ” (20,5Vp) e em “ $d=60\text{cm}$ ”(9,2Vp); distância percorrida pelo sinal = 50 cm; tempo de tráfego = 4,1ns.**

Dos oscilogramas da podemos estimar a atenuação e a velocidade de frente de onda conforme abaixo:

$$\frac{9.2}{20.5} = 0.449 \quad \text{atenuação}$$

$$20 \cdot \log\left(\frac{9.2}{20.5}\right) = -6.959 \quad (\text{dB})$$

$$\frac{0.5}{4.1 \cdot 10^{-9}} = 1.22 \times 10^8 \quad \left(\frac{\text{m}}{\text{s}}\right) \quad (\text{velocidade de frente de onda})$$

(3.30)

Visando o desenvolvimento dos cálculos das atenuações sofridas por sinais impulsivos foi inicialmente desenvolvida a expressão matemática (3.31) que simula, com amplitude normalizada, o impulso de excitação “S<sub>t</sub>” da LT em laboratório:

$$s_t := \begin{cases} 0 & \text{if } t \leq 410 \\ 1 \sin\left(2 \cdot \pi \cdot f \cdot \frac{t - 220}{f_s}\right)^{40} & \text{if } 410 < t \leq 620 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

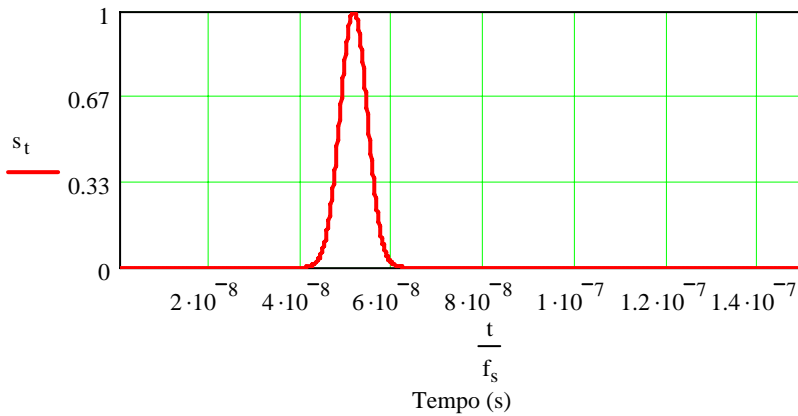
(3.31)

Onde:

fs = Frequência de amostragem (10<sup>10</sup> Hz);

f = Constante (8,5 x 10<sup>6</sup>);

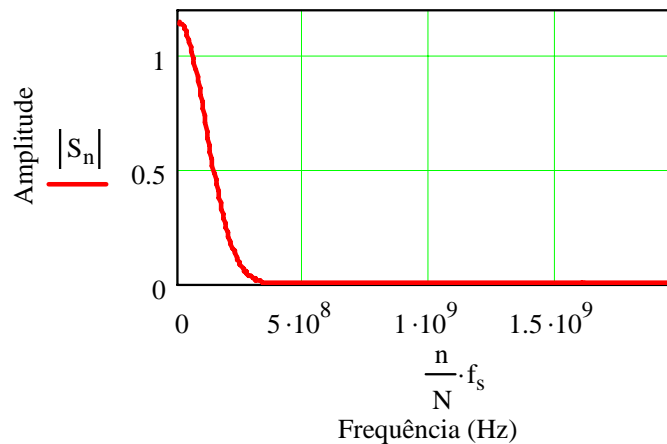
Plotando-se “S<sub>t</sub>” temos o sinal apresentado na figura 3.36:



**Fig.3.36- Sinal “ $S_t$ ” – impulso simulado normalizado de excitação da LT horizontal de alta perda; tempo de frente = 10 ns; duração = 20 ns.**

Comparando-se o sinal “ $S_t$ ” com o impulso real de excitação da LT apresentado no oscilograma da figura 3.35 constatamos a acuidade da expressão proposta.

Decompondo-se o sinal “ $S_t$ ” em 2.048 harmônicas, temos a gráfico da densidade espectral do sinal “ $S_n$ ” apresentado na figura 3.37:



**Fig.3.37- Sinal “ $S_n$ ”; densidade espectral do sinal impulsivo simulado normalizado de excitação da LT horizontal de alta perda “ $S_t$ ”.**

Observamos que, de acordo com o processo de obtenção do espectro utilizado o “ $n$ ésimo” harmônico corresponde a uma frequência em Hz, “ $f_n$ ”, dada por:

$$f_n := \frac{n}{N} \cdot f_s \quad (\text{Hz}) \quad (3.32)$$

Onde:

n = Ordem do harmônico;

N= Quantidade de harmônicos usados na decomposição do sinal (2.048 componentes);

fs = Frequência de amostragem ( $10^{10}$  Hz);

Desta forma o 10<sup>o</sup> harmônico corresponde a um sinal de frequência de 48,83 MHz, conforme (3.33).

$$\frac{10}{2048} \cdot 10^{10} = 4,883 \times 10^7 \quad (\text{Hz}) \quad (3.33)$$

A constante de propagação calculada da LT “ $\gamma_{hp}$ ”, para o “enésimo” harmônico é dada por:

$$\gamma_{hp}(n, R, G, h, d) := \sqrt{(R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_n \cdot L(h, d)) \cdot (G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_n \cdot C(h, d))} \quad (\text{Constante de Propagação}) \quad (3.34)$$

Onde:

n = Ordem do harmônico;

C = Capacitância por metro em função de “h” e “d” (F/m);

L = Indutância por metro em função de “h” e “d” (H/m);

h = Altura da LT ao plano terra (m);

d = Diâmetro do condutor (m);

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

G = Condutância por metro da LT (S/m).

Assumindo uma LT com altura “h = 5 cm”, diâmetro “d = 2,5 mm”, “R = 1k $\Omega/m$ ”, “G = 0 S/m”, excitada por um sinal de 48,83 MHz (10<sup>o</sup> harmônico) a constante de propagação assume o valor de:

$$\gamma_{hp}(10, R, G, 0.05, d) = 1.254 - 1.618i \quad (3.35)$$

A impedância característica “Z<sub>cn</sub>”, explicitada em termos do “enésimo” harmônico, é avaliada como:

$$Z_{c_n} := \sqrt{\frac{(R + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_n \cdot L(h, d))}{(G + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f_n \cdot C(h, d))}} \quad (\text{Impedância Característica}) \quad (3.36)$$

Onde:

n = Ordem do harmônico;  
 C = Capacitância por metro em função de “h” e “d” (F/m);  
 L = Indutância por metro em função de “h” e “d” (H/m);  
 h = Altura da LT ao plano terra (m);  
 d = Diâmetro do condutor (m);  
 R = Resistência por metro da LT (Ω/m);  
 G = Condutância por metro da LT (S/m).

Para a frequência de 48,83 MHz (10<sup>o</sup> harmônico), temos:

$$Z_{c_{10}} = 398.744 - 309.022i \quad (\Omega) \quad |Z_{c_{10}}| = 504.471 \quad (\Omega) \quad (3.37)$$

A amplitude do “enésimo” harmônico “V<sub>n</sub>”, após trafegar pela LT “x” metros, é dada por:

$$V_n := S_n \cdot e^{-\gamma_{hp}(n, R, G, h, d) \cdot x} \quad (\text{Tensão do "enésimo" harmônico a uma distância de "x" metros}) \quad (3.38)$$

Onde:

$\gamma_{hp}$  = Constante de propagação;  
 S<sub>n</sub> = Tensão do “enésimo” harmônico no início da LT (V);  
 x = Distância percorrida pelo sinal (m).



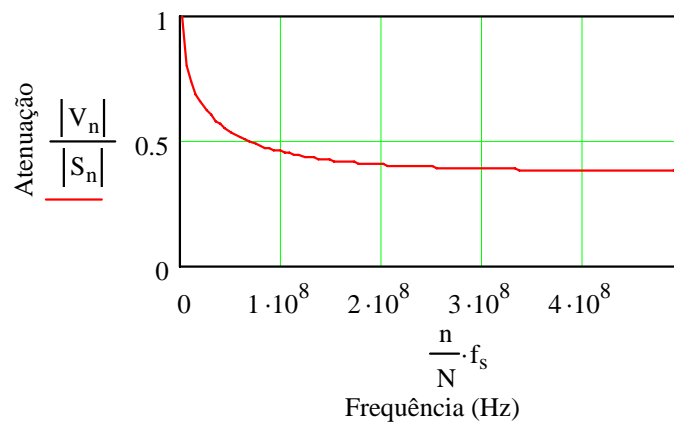
Para a componente de 48,83 MHz (10<sup>o</sup> harmônico) a uma distância de 50 cm a contar do início da LT, temos:

$$\begin{aligned} S_{10} &= -0.034 + 1.041i & (\text{V}) & & |S_{10}| &= 1.042 & (\text{V}) \\ V_{10} &= -0.415 + 0.371i & (\text{V}) & & |V_{10}| &= 0.557 & (\text{V}) \end{aligned} \tag{3.39}$$

O que nos dá uma atenuação por 50 cm de LT para este sinal de:

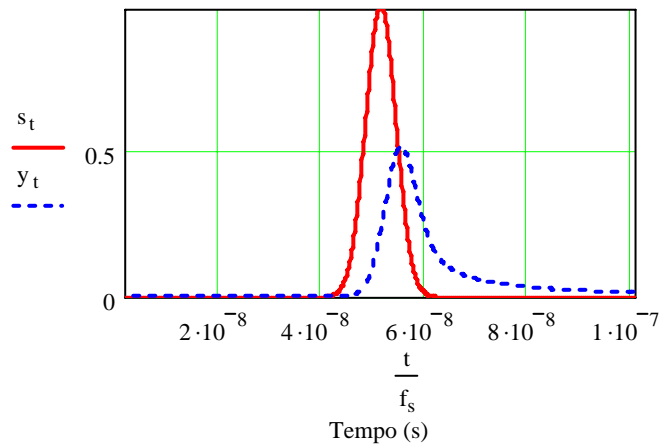
$$20 \cdot \log \left( \left| \frac{|V_{10}|}{|S_{10}|} \right| \right) = -5.446 \left( \frac{\text{dB}}{\text{m}} \right) \quad (\text{Atenuação por 50 cm da LT para o harmônico "10" ou para um sinal de 48,83 MHz}) \tag{3.40}$$

Plotando-se a atenuação de cada componente espectral “V<sub>n</sub>/S<sub>n</sub>” em função de sua frequência, temos a figura 3.38 abaixo:



**Fig. 3.38– Representação gráfica da atenuação em função de da frequência do sinal harmônico para uma distância “x = 50 cm”.**

Avaliando-se e plotando-se “y<sub>t</sub>”, obtido pela aplicação da Transformada Inversa Rápida de Fourier de “V<sub>n</sub>”, juntamente com o sinal original “s<sub>t</sub>”, temos a figura 3.39.



**Figura 3.39 - Representação gráfica dos sinais no início da linha (“ $s_t$ ”) e a uma distância de 50 cm (“ $y_t$ ”).**

Observamos que “ $y_t$ ” é o sinal calculado no domínio do tempo desenvolvido a 50 cm do início da LT, e “ $s_t$ ” representa o sinal de excitação da LT.

Os valores de crista obtidos foram portanto:

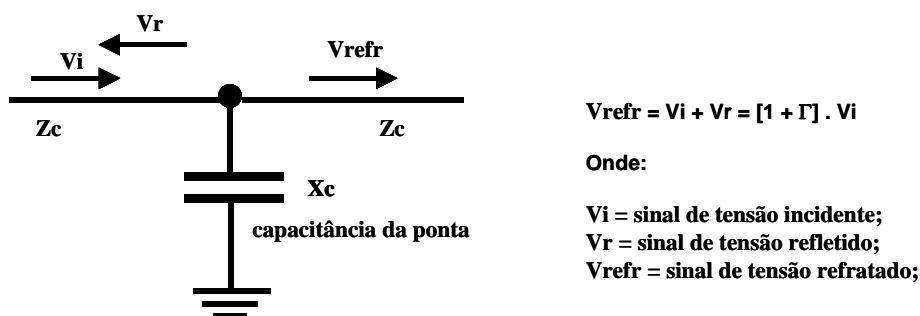
$$\begin{aligned} \max(s) &= 1 \quad (\text{V}) \quad (\text{valor máximo de "s}_t\text{"}) \\ \max(y) &= 0.516 \quad (\text{V}) \quad (\text{valor máximo de "y}_t\text{"}) \end{aligned} \tag{3.41}$$

Calculando-se a atenuação absoluta e em dB sofrida pelo sinal, temos:

$$\begin{aligned} \frac{\max(y)}{\max(s)} &= 0.516 \quad (\text{atenuação}) \\ 20 \cdot \log \left[ \frac{\max(y)}{\max(s)} \right] &= -5.749 \quad (\text{dB}) \quad (\text{atenuação}) \end{aligned} \tag{3.42}$$

Conforme já observado, os cálculos acima não consideraram a capacitância parasita da ponta de prova utilizada que é, segundo seu manual, de 3 pF. Foi então desenvolvida uma metodologia que nos permitisse obter o sinal real capturado pela ponta de prova, considerando-se a interferência de sua

reatância, utilizando-se o circuito equivalente apresentado na figura 3.40 conforme metodologia já apresentada neste trabalho (3.28) no item relativo às medições de atenuações com excitações harmônicas.



**Fig.3.40 – Efeito de carga da ponta de prova - atenuação das medidas devida à reatância capacitiva da ponta de prova.**

Foi calculado, para cada componente espectral, o fator de atenuação “Cor<sub>n</sub>” do sinal devido ao carregamento da ponta, que é o quociente do sinal refratado “Vrefr” pelo sinal incidente “Vi” conforme abaixo:

$$Cor_n := 1 + \frac{\frac{Zc_n \cdot Xc_n}{Zc_n + Xc_n} - Zc_n}{\frac{Zc_n \cdot Xc_n}{Zc_n + Xc_n} + Zc_n} \quad (3.43)$$

Onde:

Zc<sub>n</sub> = Impedância da LT para o enésimo harmônico (Ω);

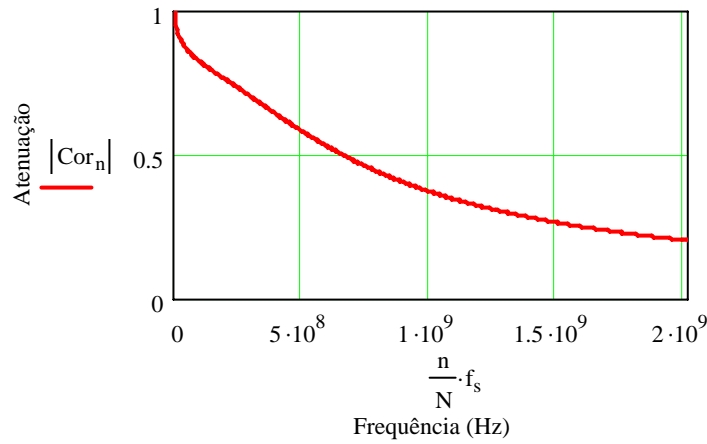
Xc<sub>n</sub> = Reatância capacitiva da ponta de prova para o enésimo harmônico (Ω);

Calculando-se o fator de atenuação para 48,83 MHz (10<sup>o</sup> harmônico), temos:

$$Cor_{10} = 0.853 - 0.137i \quad (\text{Fator de atenuação da ponta de prova para o décimo harmônico, ou para 48,83 MHz})$$

$$|Cor_{10}| = 0.864 \quad (3.44)$$

Plotando-se o fator de atenuação em função da frequência do sinal, temos o gráfico da figura 3.41.



**Fig.3.41 – Representação gráfica da variação do fator de atenuação da ponta de prova com a frequência do harmônico.**

Considerando-se o efeito da ponta de prova, a tensão do “enésimo” harmônico “ $V_n$ ”, após viajar pela LT “ $d$ ” metros, é calculada por:

$$V_n := S_n \cdot e^{-\gamma_{hp}(n, R, G, Lh, Ch) \cdot d} \cdot Cor_n \quad (\text{Tensão do "enésimo" harmônico a uma distância de "d" metros, considerando-se o efeito da ponta})$$

(3.44)

Onde:

$\gamma_{hp}$  = Constante de propagação;

$S_n$  = Tensão do “enésimo” harmônico no início da LT (V);

$Cor_n$  = Fator de atenuação, para o “enésimo” harmônico.

Para a componente de 48,83 MHz ( $10^{\circ}$  harmônico) a uma distância de 50 cm,

temos:

$$S_{10} = -0.034 + 1.041i \quad (\text{V}) \quad |S_{10}| = 1.042 \quad (\text{V})$$

$$V_{10} = -0.303 + 0.373i \quad (\text{V}) \quad |V_{10}| = 0.481 \quad (\text{V})$$

(3.45)

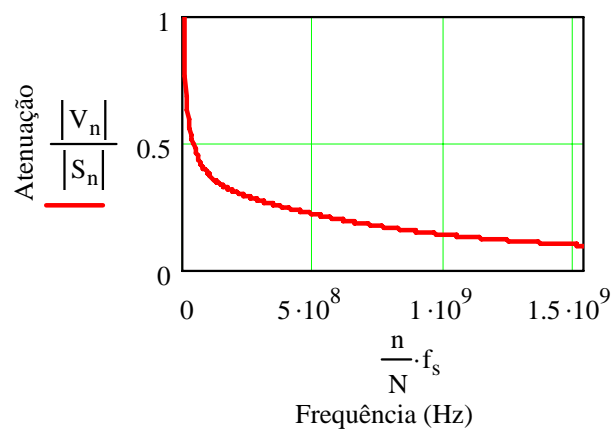
Isto fornece uma atenuação para o sinal, após um percurso de 50 cm de:

$$\frac{|V_{10}|}{|S_{10}|} = 0.462 \quad (\text{Atenuação da LT para o décimo harmônico ou para um sinal de 48,83 MHz a uma distância de 0,5 m})$$

$$20 \cdot \log \left( \left| \frac{|V_{10}|}{|S_{10}|} \right| \right) = -6.711 \quad (\text{dB})$$

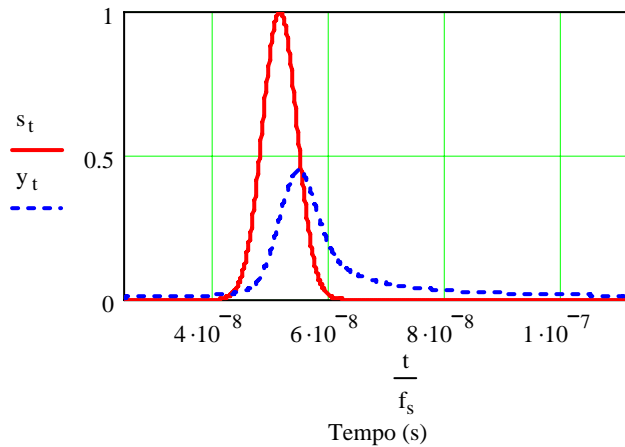
(3.46)

Plotando-se a atenuação “ $V_n/S_n$ ” em função da frequência “ $f_n$ ”, temos o gráfico da figura 3.42 abaixo:



**Fig.3.42 – Representação gráfica da atenuação (“ $V_n/S_n$ ”) em função da frequência do sinal harmônico para uma distância de 50 cm, considerando-se o efeito da ponta de prova.**

Avaliando-se e plotando-se “ $y_t$ ”, obtido pela aplicação da Transformada Inversa de Fourier de “ $V_n$ ”, juntamente com o sinal original “ $s_t$ ”, temos o gráfico da figura 3.43.



**Fig.3.43 – Representação gráfica dos sinais no início da linha (“ $s_t$ ”) e a uma distância de 50 cm (“ $y_t$ ”) considerando-se o efeito de carregamento da ponta de prova.**

Observamos que “ $y_t$ ” é o sinal no domínio do tempo desenvolvido a 50 cm do início da LT, e “ $s_t$ ” representa o sinal de excitação da LT.

Os valores de crista obtidos foram, portanto:

$$\max(s) = 1 \quad (\text{V}) \quad (\text{valor máximo de "s_t"})$$

$$\max(y) = 0.445 \quad (\text{V}) \quad (\text{valor máximo de "s_t"})$$

(3.47)

Calculando-se a atenuação em dB sofrida pelo sinal no trajeto de 50 cm, temos:

$$\frac{\max(y)}{\max(s)} = 0.445 \quad (\text{atenuação})$$

$$20 \cdot \log\left(\frac{\max(y)}{\max(s)}\right) = -7.025 \quad (\text{dB}) \quad (\text{atenuação})$$

(3.48)

A velocidade de frente de onda pode ser estimada a partir do oscilograma de figura 3.43 como sendo de:

$$\frac{0.5}{(5.57 \cdot 10^{-8} - 5.17 \cdot 10^{-8})} = 1.25 \times 10^8 \left( \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \quad (\text{velocidade de frente de onda}) \quad (3.49)$$

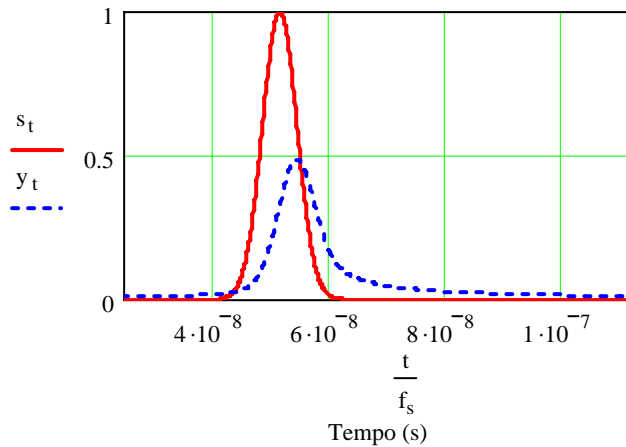
Comparando os valores medidos e calculados de atenuação e velocidade temos a Tabela 3.4.

	Medida	Calculada	Desvio (%)
Atenuação	0,449	0,445	< 0,5 % em relação ao medido
Velocidade (m/s)	1,22 x 10 <sup>8</sup>	1,25 x 10 <sup>8</sup>	4,2 % em relação ao medido

**Tabela 3.4 - Valores medidos e calculados de atenuação e velocidade do sinal impulsivo na LT horizontal com “R= 1 kΩ/m” e altura “h= 5cm”.**

Em síntese podemos afirmar que a ponta de prova interfere consideravelmente na variável medida. Nos cálculos desenvolvidos a atenuação avaliada sem se considerar a ponta foi de 0,516 (3.42), que confrontada com a nova atenuação obtida de 0,445 (3.48) apresenta um desvio de 16 %.

A figura 3.44 apresenta o resultado de nova simulação com as mesmas condições iniciais do exemplo anterior, porém com a LT horizontal com altura “h= 16 cm”.



**Fig 3.44- Simulação- “h=16 cm”; impulso em “d=10cm” e em “d=60cm”; distância percorrida pelo sinal “x= 50 cm”; tempo de tráfego = 3,5 ns.**

Do oscilograma da figura 3.44 inferimos a velocidade de:

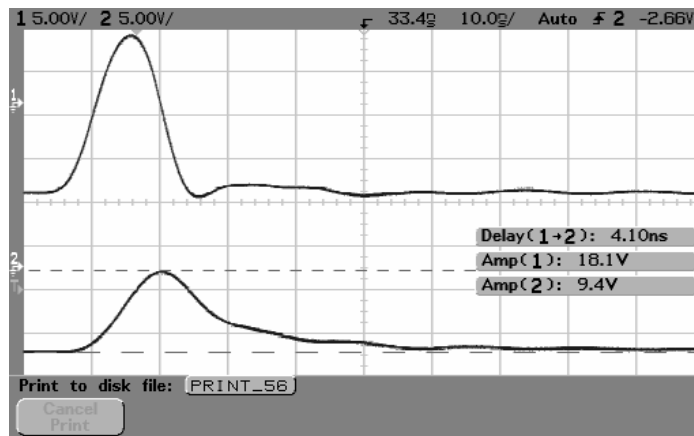
$$\frac{0.5}{(5.53 \cdot 10^{-8} - 5.18 \cdot 10^{-8})} = 1.429 \times 10^8 \left( \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \quad (\text{velocidade de frente de onda}) \quad (3.50)$$

e uma atenuação de:

$$\frac{\max((y))}{\max(s)} = 0.484 \quad (\text{atenuação}) \quad (3.51)$$

Os oscilogramas obtidos em laboratório nas mesmas condições da simulação que apresentou os resultados plotados na figura 3.44 se encontram na figura 3.45.





**Fig. 3.45- Oscilograma- LT horizontal com altura “h=16 cm”; impulso em “d=10cm” (18,1Vp) e em “d=60cm”(9,4 Vp); distância percorrida pelo sinal “x= 50 cm”; tempo de tráfego = 4,1ns.**

Do oscilograma de medição da figura 3.45 podemos avaliar a velocidade de frente de onda e a atenuação conforme abaixo:

$$\frac{0.5}{4.1 \cdot 10^{-9}} = 1.22 \times 10^8 \quad \left( \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) \quad (\text{velocidade de frente de onda}) \quad (3.52)$$

$$\frac{9.4}{18.1} = 0.519 \quad (\text{atenuação}) \quad (3.53)$$

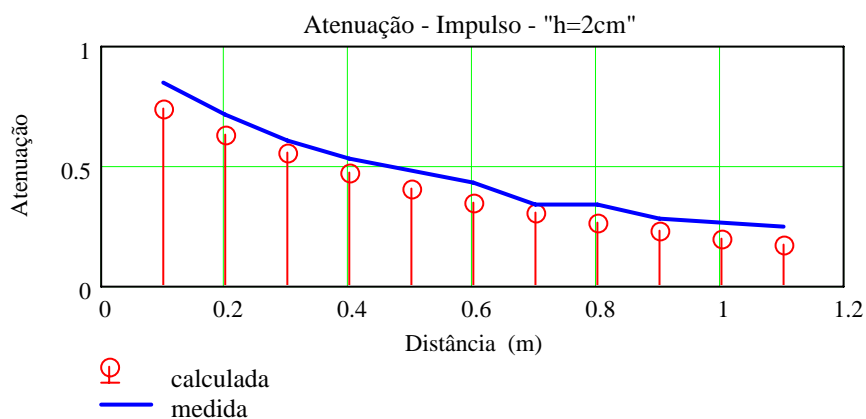
Na tabela 3.5 estão apresentados os resultados medidos e calculados para estes ensaios:

	Medida	Calculada	Desvio (%)
Atenuação	0,519	0,484	6,7 % em relação ao medido
Velocidade (m/s)	1,22 x 10 <sup>8</sup>	1,429 x 10 <sup>8</sup>	17,1 % em relação ao medido

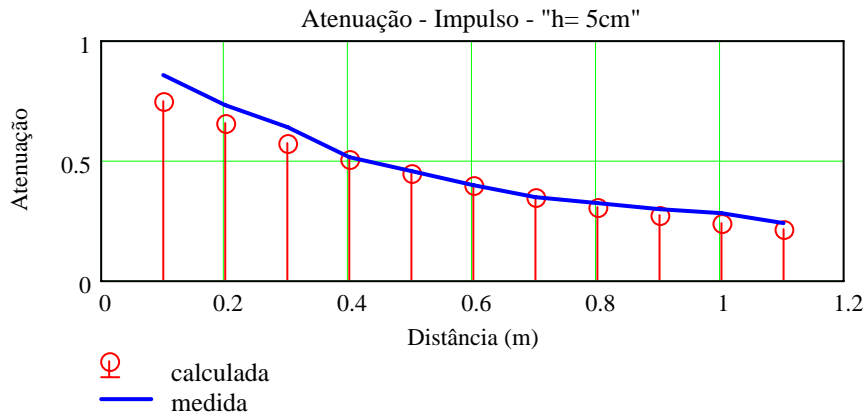
**Tabela 3.5 - Valores medidos e calculados de atenuação e velocidade do sinal impulsivo na LT horizontal com “R = 1 kΩ/m” e altura “h = 16cm”.**

Observa-se uma boa aproximação entre os valores calculados e medidos de atenuação. A medição de velocidade é mais crítica e, como podem ser verificados, os valores obtidos em medição para as LTs com “h= 5 cm” e “h = 16 cm” foram idênticos ( $1,22 \times 10^8$  m/s), denotando imprecisão na leitura. Grande parte da imprecisão deve ser atribuída à utilização nos ensaios de distâncias reduzidas para propagação dos sinais medidos motivada pelo alto fator de atenuação da linha.

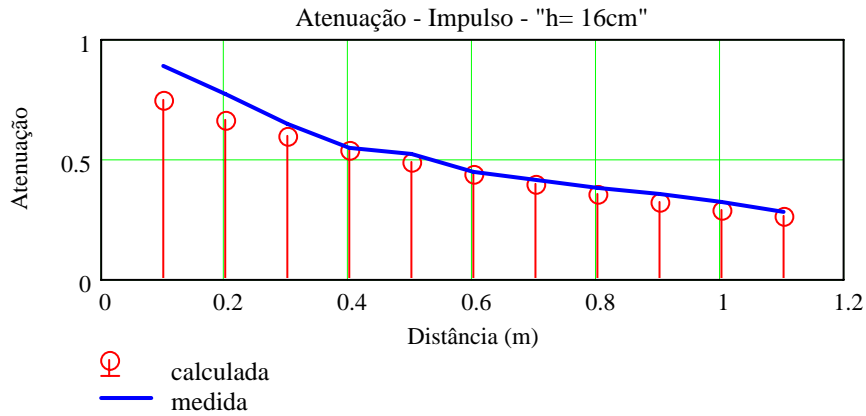
Foram realizadas dezenas de medidas em laboratório, obtendo-se para alturas “h=2cm”, “h=5cm e “h=16cm” a variação da tensão com a distância. Nas figuras 3.46, 3.47 e 3.48 estão apresentados os gráficos que apresentaram os valores calculados e medidos:



**Fig. 3.46 – Comparação entre os valores de atenuação normalizados medidos e calculados para a LT horizontal com “R = 1 kΩ/m” e altura “h = 2cm” excitada com sinal impulsivo.**



**Fig. 3.47 – Comparação entre os valores de atenuação normalizados medidos e calculados para a LT horizontal com “R =1 kΩ/m” e altura “h = 5 cm” excitada com sinal impulsivo.**



**Fig. 3.48 – Comparação entre os valores de atenuação normalizados medidos e calculados para a LT horizontal com “R = 1 kΩ/m” e altura “h = 16 cm” excitada com sinal impulsivo.**

Os resultados apresentados, apontam para uma convergência entre os valores calculados e medidos das variáveis analisadas, validando também, assim como ocorreu com os ensaios com excitações harmônicas, a teoria clássica para avaliações de LT's horizontais de alta perda excitadas com sinais impulsivos.

### 3.4 – Conclusões

A partir dos resultados obtidos nos cálculos, simulações e medições apresentados neste capítulo, podemos, em síntese, tirar as seguintes conclusões:

As medições realizadas, através dos três processos utilizados e descritos neste capítulo validaram a aplicação da teoria clássica para cálculos de impedâncias das LT's horizontais de altas perdas.

As avaliações computacionais da variação das amplitudes dos sinais de tensão harmônicos e impulsivos trafegando através de linhas horizontais com perdas elevadas, assim como os cálculos de suas constantes de atenuação, de fase e de suas velocidades de tráfego, a partir da teoria clássica aplicada às linhas horizontais, foram validadas pelas medições obtidas em laboratório.

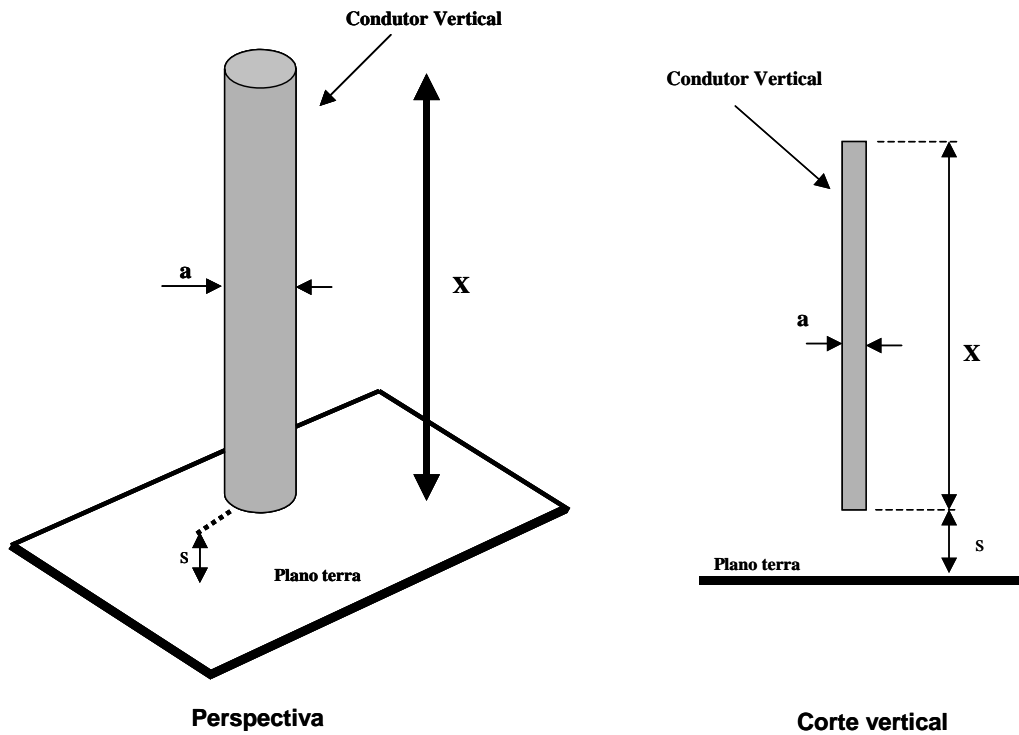
A constatação de aplicabilidade da teoria clássica das linhas de transmissão horizontais ao caso específico de linhas horizontais de alta perda servirá como base para o desenvolvimento de um modelo que determine o comportamento eletromagnético de linhas de transmissão verticais de alta perda, objeto do Capítulo 4 deste trabalho.

## **4 – INVESTIGAÇÃO DA LINHA DE TRANSMISSÃO VERTICAL DE ALTAS PERDAS.**

Na revisão bibliográfica realizada, nenhuma referência sobre linhas de transmissão verticais de altas perdas foi encontrada.

Ametani [14] investigou linhas de transmissão verticais sem perdas e propôs algumas expressões que fornecem, para configurações mono e multifilares, suas impedâncias características. Ao longo do desenvolvimento do presente capítulo, algumas correspondências foram trocadas com Ametani, com o objetivo de se obter melhores esclarecimentos técnicos acerca de afirmações contidas no documento e também para correção de algumas expressões matemáticas com erros de ortografia, que foram desta forma corrigidos.

Para o caso específico da linha vertical monofilar sem perdas, devemos considerar, o arranjo apresentado na figura 4.1 abaixo, onde “X” corresponde ao comprimento da linha e “s” à altura tomada da base da linha ao plano terra.



**Fig.4.1 - Arranjo físico para cálculo da impedância da LT vertical sem perdas.**

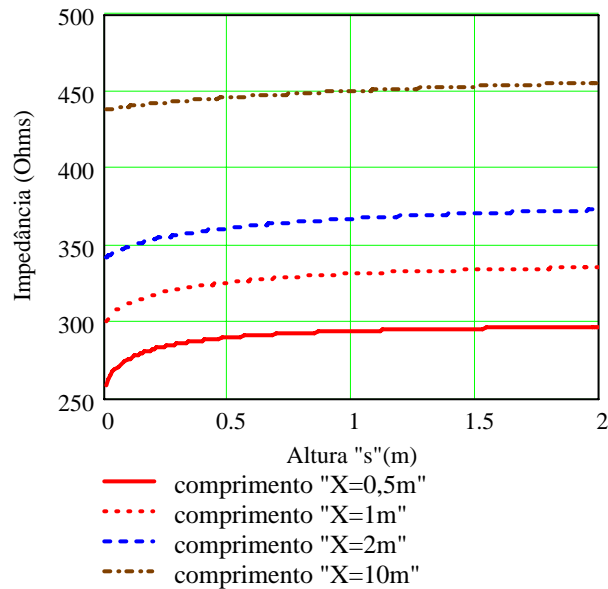
A impedância vista a partir do topo da LT, segundo Ametani “ $Z_{amets}$ ”, é fornecida pela expressão abaixo:

$$Z_{amets}(X,s) := 60 \left[ \ln \left[ \frac{(\sqrt{d^2 + X^2} + X) \cdot [\sqrt{d^2 + 4[(X+s) - X]^2 + 2[(X+s) - X]}]}{d \cdot \sqrt{d^2 + [2(X+s) - X]^2 + [2 \cdot (X+s) - X]}} \right] \dots \right. \\ \left. + \frac{(X+s)}{X} \cdot \ln \left[ \frac{\sqrt{d^2 + [2 \cdot (X+s) - X]^2 + [2 \cdot (X+s) - X]^2}}{\sqrt{[d^2 + 4 \cdot (X+s)^2] + 2 \cdot (X+s)}} \right] \dots \right. \\ \left. + \frac{1}{2 \cdot X} \cdot [2 \cdot d + \sqrt{d^2 + 4 \cdot (X+s)^2} + \sqrt{d^2 + 4 \cdot [(X+s) - X]^2} - 2 \cdot \sqrt{d^2 + X^2} - 2 \cdot \sqrt{d^2 + [2 \cdot (X+s) - X]^2}] \right] \quad (4.1)$$

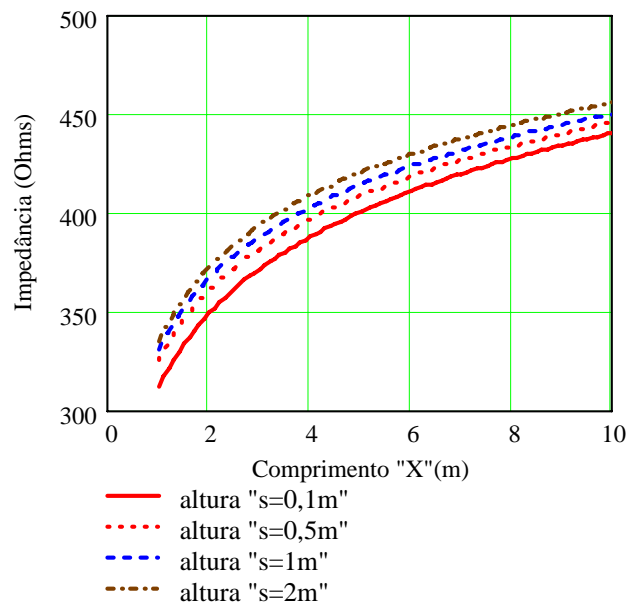
Onde:

- X = Comprimento da LT (m);
- s = Altura da LT em relação ao plano terra (m);
- d = Diâmetro da LT (m).

A impedância da LT vertical sem perdas segundo Ametani (4.1), plotada em função de sua altura e comprimento nos fornece os gráficos mostrados nas figuras 4.2 e 4.3.



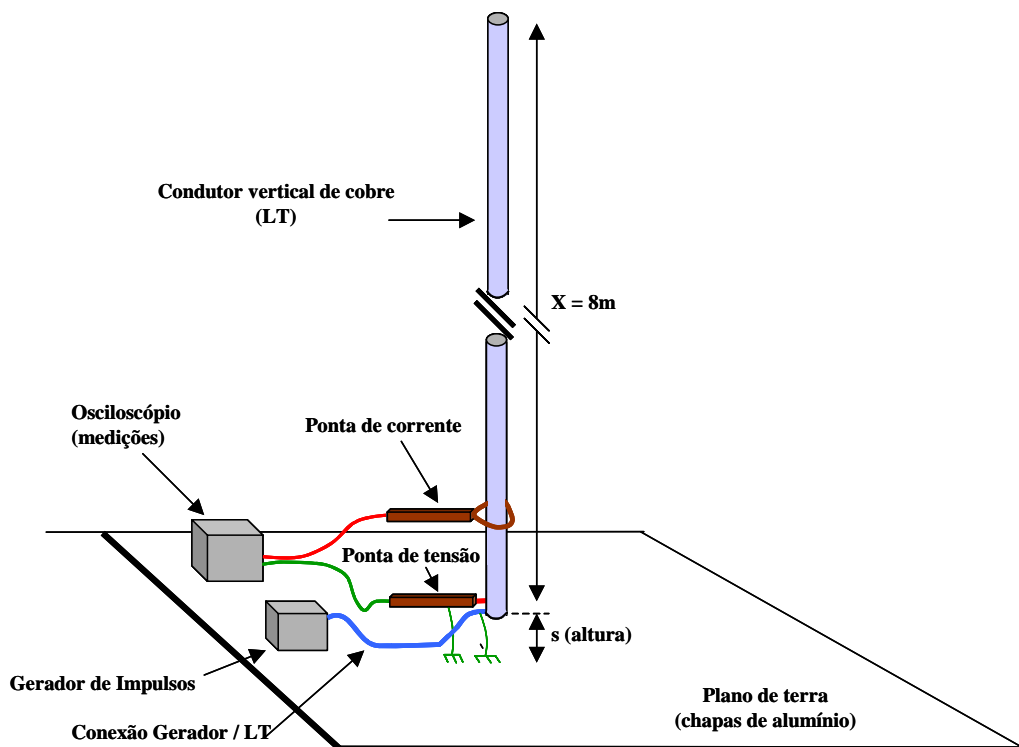
**Fig. 4.2- Variação da impedância do condutor vertical sem perdas de diâmetro 2,5 mm com a altura de sua base ao plano terra para "X" variando de 0,5m a 10m.**



**Fig. 4.3- Variação da impedância do condutor vertical sem perdas de diâmetro 2,5 mm com o seu comprimento "X" para alturas variando de 0,1m a 2m.**

Observamos que a maior variação da impedância se dá com o comprimento da LT vertical, tendo a distância entre a LT e o plano terra menor influência neste parâmetro. Fixando-se o comprimento da LT, quanto maior a sua altura, maior será a sua impedância. Fixando-se a altura, quanto maior o seu comprimento, maior será também a sua impedância.

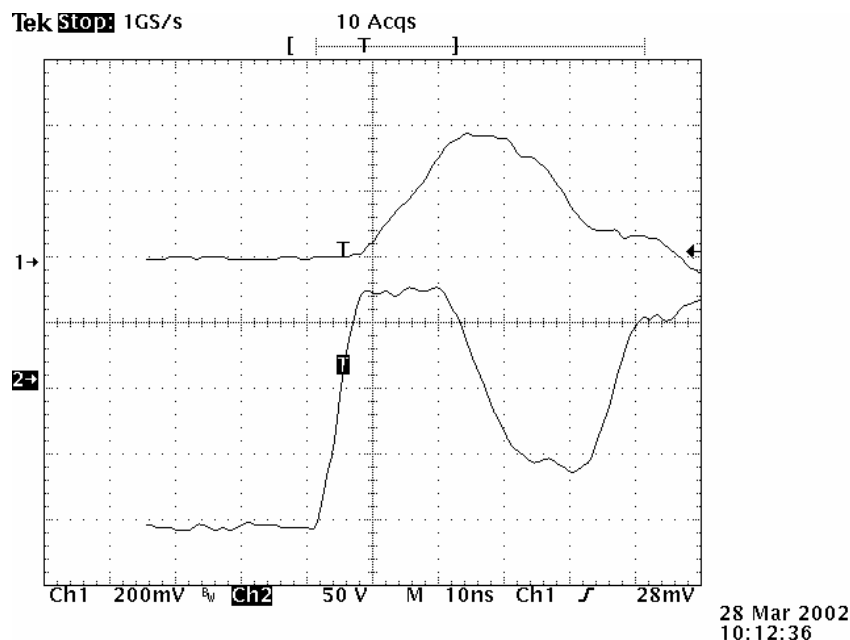
Visando a avaliação da impedância de uma LT vertical de perdas desprezíveis, foi montado em laboratório o arranjo da figura 4.4 onde foi utilizado, como linha, um condutor cilíndrico de cobre com seção igual a  $2,5 \text{ mm}^2$  com comprimento de 8 metros posicionado verticalmente sobre um plano condutor de alumínio. Foram utilizadas para as medições pontas de prova de tensão e de corrente.



**Fig. 4.4- Arranjo utilizado para a medição da impedância de uma LT vertical com perdas desprezíveis utilizando-se osciloscópio e pontas de tensão e de corrente.**



A figura 4.5 apresenta os oscilogramas de tensão e de corrente no início da LT vertical com perdas desprezíveis obtidos em laboratório:



**Fig.4.5 - Oscilograma- LT vertical com altura “s=16 cm” e comprimento “X = 8m”; Oscilograma – tensão de crista (181 V) e corrente de crista (372 mA) no início da linha; Zc= 486 Ω.**

Observamos que o tempo de frente de onda para os oscilogramas de tensão e de corrente foram de 9 ns e de 16 ns respectivamente, sugerindo que a ponta de corrente tem resposta deficitária para a taxa de crescimento do impulso aplicado, uma vez que as medições foram realizadas em uma LT com perdas desprezíveis. A impedância de 486 Ω foi estimada na medição através do quociente entre os valores máximos dos sinais de tensão e corrente medidos.

O diâmetro do condutor utilizado, que tinha seção transversal de 2,5 mm<sup>2</sup>, é de 1,784 mm, conforme (4.2).

$$\sqrt{\frac{4 \cdot 2,5}{\pi}} = 1,784 \quad (\text{mm})$$

(4.2)

O cálculo da impedância segundo Ametani e considerando “d = 1,784 mm”, “X = 8 m” e “s= 0,17 m” nos fornece:

$$Z_{\text{amets}}(X,s) := 60 \cdot \ln \left[ \frac{\left( \sqrt{d^2 + X^2} + X \right) \cdot \left[ \sqrt{d^2 + 4[(X+s) - X]^2 + 2[(X+s) - X]} \right]}{d \cdot \left[ \sqrt{d^2 + [2(X+s) - X]^2 + [2 \cdot (X+s) - X]} \right]} \right] \dots$$

$$+ \frac{(X+s)}{X} \cdot \ln \left[ \frac{\left[ \sqrt{d^2 + [2 \cdot (X+s) - X]^2 + [2 \cdot (X+s) - X]} \right]^2}{\sqrt{[d^2 + 4 \cdot (X+s)^2] + 2 \cdot (X+s)}} \right] \dots$$

$$+ \frac{1}{2 \cdot X} \cdot \left[ 2 \cdot d + \sqrt{d^2 + 4 \cdot (X+s)^2} + \sqrt{d^2 + 4[(X+s) - X]^2} - 2 \cdot \sqrt{d^2 + X^2} - 2 \cdot \sqrt{d^2 + [2 \cdot (X+s) - X]^2} \right]$$

$$Z_{\text{amets}}(8,0.17) = 448.972 \quad (\Omega)$$

(4.3)

A tabela 4. apresenta as medidas, o cálculo e o desvio percentual considerando o comprimento de 8 metros.

Medida	Calculada com “X=8m”
486,0 (Ω)	448,972 (Ω)
Desvio: (%)	8,2%

**Tabela 4.1 - Valores medido e calculado de impedância da LT vertical com perdas desprezíveis, para altura “s=17cm” e diâmetro “d= 1,784 mm”.**

Podemos verificar que a impedância medida em laboratório e calculada segundo Ametani, considerando o comprimento e a altura de sua base ao plano terra da LT ensaiada tiveram desvio de 8,2%, apontando, tendo em vista a imprecisão da ponta de corrente, convergência entre os valores.

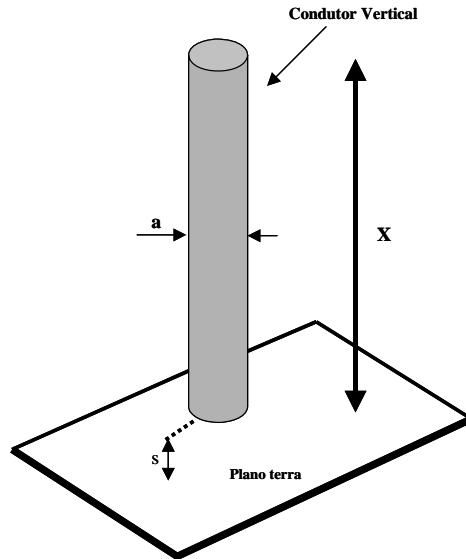
#### **4.1 – Modelo proposto para estudo da linha de transmissão vertical de altas perdas.**

A incorporação de perdas à linha vertical não é abordada na literatura disponível. Visando a investigação deste dispositivo, foi criado um modelo empírico que teve por base, em primeiro lugar a segmentação física da linha vertical sem perdas e a aplicação da teoria clássica de LT's a partir do cálculo das capacitâncias e indutâncias dos segmentos. A segmentação da linha foi otimizada a partir da comparação entre os valores de impedância obtidos pela formulação clássica e os valores obtidos a partir de Ametani (4.1), avaliando-se a relação entre os comprimentos dos segmentos e suas distâncias ao plano terra. Visando padronização de linguagem, este trabalho denominará este dispositivo de “modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis”. Numa segunda etapa, foram incorporadas ao modelo as perdas, ponderando-se os parâmetros primários da LT, inclusive a sua resistência por metro, com base na segmentação otimizada, criando-se o dispositivo denominado neste trabalho de “modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas”.

##### **4.1.1- Modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis.**

Este modelo parte da aplicação do cálculo dos parâmetros secundários impedância e constante de propagação a partir de seus parâmetros primários capacitância por metro e indutância por metro à LT vertical de perdas desprezíveis, tendo como base o arranjo físico apresentado na figura 4.6 que representa um condutor perfeito cilíndrico vertical de comprimento “X” e

diâmetro “a”, posicionado a uma altura “s” sobre um plano condutor infinito e perfeito.



**Fig.4.6 - Arranjo físico para cálculo da impedância da LT vertical sem perdas.**

Foi desenvolvido, a partir da expressão da capacitância de um condutor cilíndrico de comprimento finito disposto sobre um plano condutor perfeito, segundo Kuffel [12], e da estimação da indutância deste mesmo condutor, considerando-se que a frente de onda se propaga à velocidade da luz, uma expressão matemática para o cálculo da impedância característica da LT vertical.

A capacitância do condutor vertical “c”, segundo Kuffel [12] é dada por:

$$c(X, s) := \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot X}{\ln \left[ \frac{2 \cdot X}{a} \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot (X + s - X) + X}{4 \cdot (X + s - X) + 3 \cdot X}} \right]} \quad (F) \quad (4.4)$$

Onde :

c = Capacitância do condutor vertical (F);

X = Comprimento do condutor (m);

s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);

a = Diâmetro do condutor (m);

$\epsilon$  = Permissividade elétrica do vácuo (F/m).

(4.4)

Os sinais que trafegam através da LT o fazem à velocidade da luz, pois o condutor utilizado no experimento, além de ser de cobre nu e estar sujeito à permissividade elétrica e à permeabilidade magnética do ar, possui, para as dimensões utilizadas no experimento, resistência por metro desprezível. A indutância do condutor vertical “L” pode então ser calculada por:

$$L(X, s) := \frac{1}{9 \cdot 10^{16} \cdot c(X, s)} \quad (\text{H})$$

Onde :

L = Indutância do condutor vertical (H);  
 c = Capacitância do condutor vertical (F);  
 X = Comprimento do condutor (m);  
 s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);

(4.5)

Conhecendo-se os parâmetros capacitância e indutância, a formulação clássica de LT's nos fornece, para a impedância “Z<sub>seg</sub>” do condutor vertical sem perdas:

$$Z_{\text{seg}}(X, s) := \sqrt{\frac{L(X, s)}{c(X, s)}} \quad (\Omega)$$

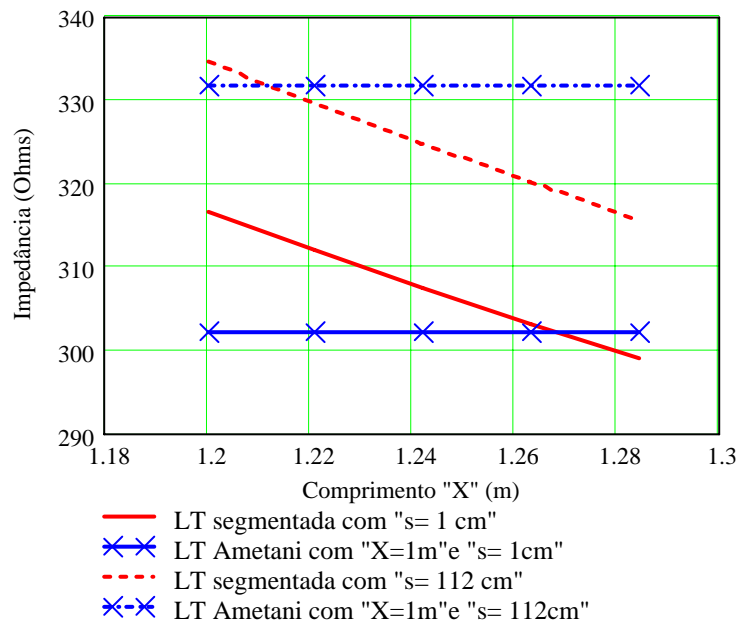
Onde :

Z<sub>seg</sub> = Impedância do condutor vertical sem perdas (Ω);  
 L = Indutância do condutor vertical (H);  
 c = Capacitância do condutor vertical (F).

(4.6)

Fixando-se o diâmetro do condutor “a” e calculando-se as impedâncias segundo Ametani para uma LT de comprimento “X= 1m” e com distâncias ao plano terra “s” de 1 cm e de 112 cm e comparando os valores obtidos com os fornecidos pelo modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis

com os mesmas distâncias ao plano terra, porem com comprimentos variáveis, obtemos o gráfico apresentado na figura 4.7. A faixa de variação da altura “s” assumida nos estudos do modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis foi escolhida tendo como referência as dimensões físicas dos modelos montados em laboratório.



**Fig. 4.7- Comparação entre os valores das impedâncias fornecidas por Ametani para LT's com "X=1m" e "s= 1cm e 112 cm" e os valores de impedâncias fornecidas pelo modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis com "s = 1 cm" e "s = 112 cm" em função do comprimento "X".**

Observa-se que para comprimentos "X= 1,21 m" e "X = 1,265 m" os valores de impedância obtidos pelo método clássico e por Ametani convergem para alturas "s = 1,12 m" e "s = 0,01 m", respectivamente, ou seja, para se obter a equivalência entre os modelos, o acréscimo necessário do comprimento da linha no modelo segmentado torna-se menor com o aumento da altura da linha ao plano terra. Esta constatação pode ser melhor esclarecida nas ilustrações apresentadas na figura 4.8.

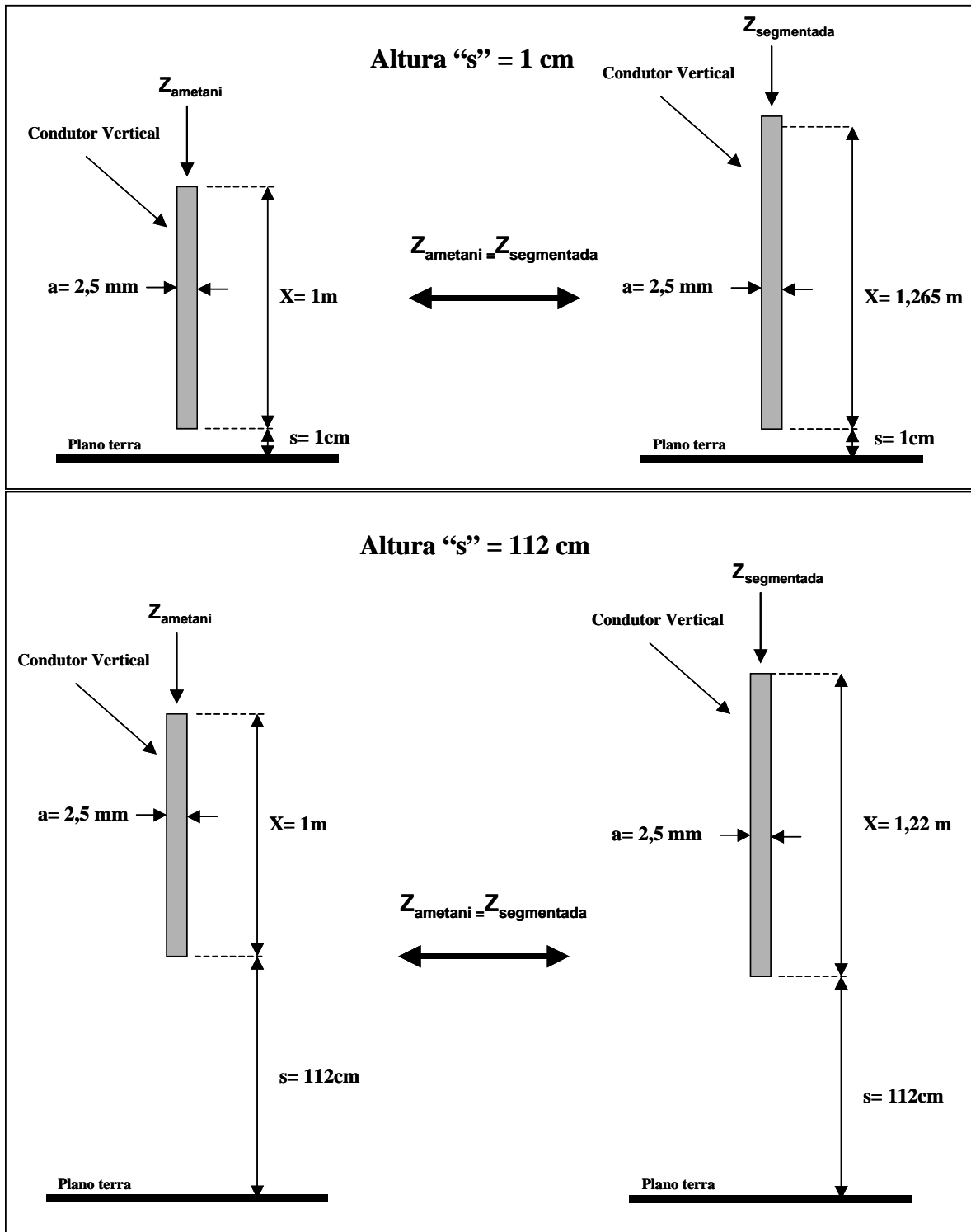


Fig. 4.8- Equivalência de comprimentos entre LT's verticais com impedância calculada através de Ametani e pelo modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis para distâncias ao plano terra "s" de 1 cm e 112 cm.

Calculando-se, o valor do comprimento do condutor “X” que faça com que o modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis forneça valores de impedância semelhantes aos obtidos por Ametani, para distâncias da base do condutor ao plano terra “s” variando de 1 cm a 1,12 m, obtemos a Tabela 4.7 abaixo:

s	X
0,010	1.265
0,125	1.255
0,250	1.250
0,375	1.245
0,500	1.240
0,625	1.235
0,750	1.230
0,875	1.225
1,000	1.223
1,120	1.220

**Tabela 4.7- Variação da altura “s” com o comprimento “X” para que os valores calculados conforme Ametani convirjam com os valores calculados através do modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis.**

Utilizando-se regressão exponencial, foi encontrada uma expressão matemática que relacionasse o comprimento “X” com a altura da LT “s”, conforme abaixo:

$$X(s) := \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2$$

Onde :

exp 0 = Coeficiente obtido pela regreção exponencial (-0,779);

exp1 = Coeficiente obtido pela regreção exponencial (0,045);

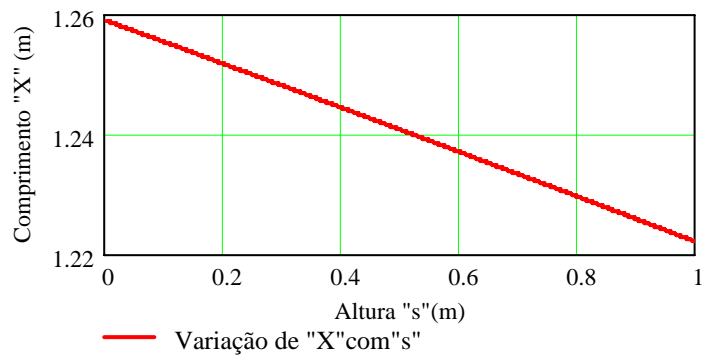
exp2 = Coeficiente obtido pela regreção exponencial (2,058).

s = Distância da base do condutor ao plano terra (m).

(4.7)

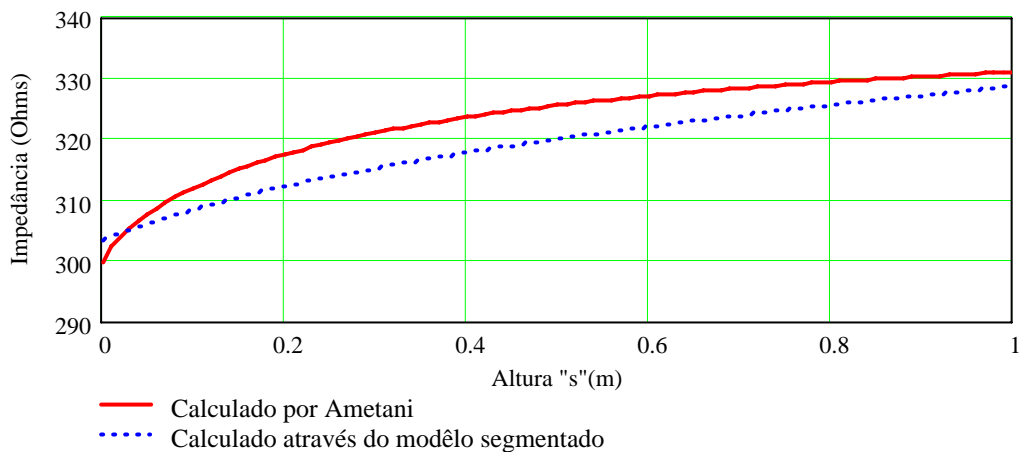
Plotando-se o comprimento “X” em função da altura “s”, temos o gráfico da figura 4.9:





**Fig.4.9- Variação, obtida a partir da regressão exponencial, do comprimento “X” do modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis com a altura “s”.**

Considerando-se “ $X = 1\text{m}$ ” na formulação de Ametani (4.3) e “ $X_{(s)}$ ” (4.7) no modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis proposto (4.6) temos o gráfico comparativo da figura 4.10, mostrando a convergência entre os valores de impedância obtidos através dos dois métodos e validando, portanto, o modelo segmentado, na faixa de variação da altura “s” utilizada nos experimentos laboratoriais.

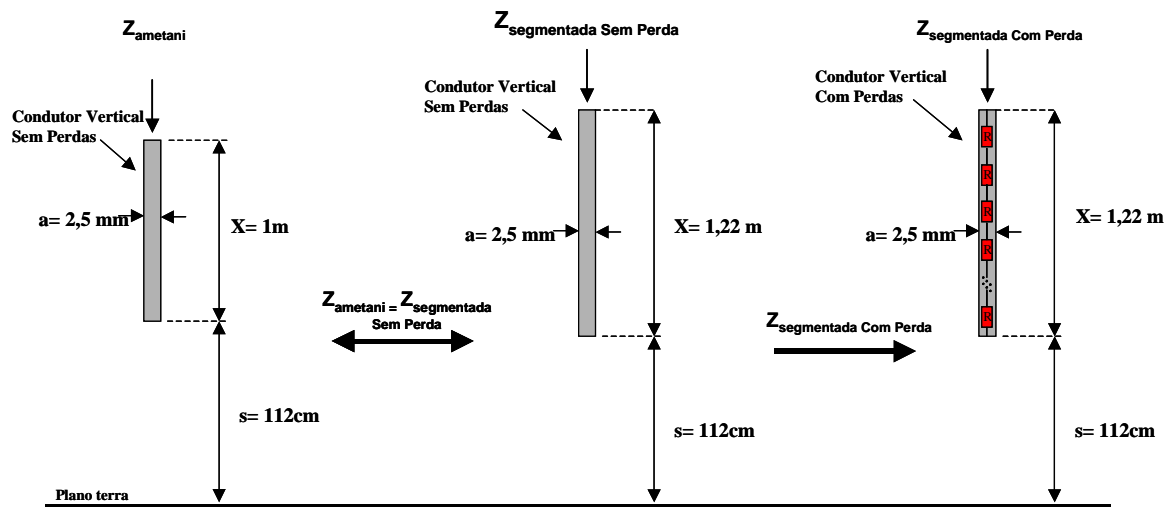


**Fig. 4.10- Valores das impedâncias calculadas pelo modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis com comprimento “X” ajustado conforme regressão exponencial e por Ametani com “ $X=1\text{m}$ ” para a LT vertical, em função da altura “s”.**

Em síntese, foi desenvolvido um modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis para avaliação da impedância, de um dispositivo com diâmetro igual a 2,5 mm, com comprimento igual a 1 m e com altura a contar da base da linha ao plano terra variável e compreendida entre 1 cm e 1 metro, que nos fornece um valor de impedância semelhante ao fornecido pelo modelo de Ametani. Este modelo servirá de base para a incorporação de perdas, conforme descrito a seguir.

#### **4.1.2 - Modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas.**

A partir do modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis, apresentado em 4.1.1, e devidamente validado pela semelhança dos resultados obtidos com os fornecidos por Ametani, foi proposto um modelo empírico para uma LT vertical que permitisse a incorporação das perdas, denominado “modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas”. Este modelo assume o comprimento equivalente do modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis incorporando um valor de resistência proporcional ao comprimento corrigido. A figura 4.11 ilustra o processo de obtenção deste modelo para uma altura “ $s = 112$  cm”.



**Fig. 4.11- Ilustração da metodologia de obtenção do modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas.**

Neste processo, conforme figura 4.11, todos os parâmetros primários distribuídos da LT, incluindo capacitância por metro, indutância por metro e resistência por metro foram computados para o comprimento “ $X = 1,22 \text{ m}$ ”, obtido no processo de conversão do modelo vertical segundo Ametani para o modelo segmentado para a LT vertical de perdas desprezíveis.

Abaixo estão apresentados os cálculos baseados no modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas proposto, as medições obtidas em laboratório, os comentários e as conclusões sobre a acuidade do modelo proposto, após avaliações dos valores obtidos nos cálculos e nas medições.

#### 4.2 – Medições e cálculos de impedância.

Conforme o modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas proposto, utilizando-se a formulação clássica e a expressão (4.7) que fornece o

comprimento do condutor “X” em função da altura da base da LT ao plano terra “s” temos que a impedância de uma LT vertical com altas perdas, com diâmetro de 2,5 mm, com resistência por metro “R”, para um sinal harmônico de frequência “f” é dada por:

$$Z(R, f, s) := \sqrt{\frac{R \cdot \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \right) + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2, s \right)}{j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot c \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2, s \right)}}$$

Onde :

Z = Impedância da LT com perda ( $\Omega$ );

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

L = Indutância por metro da LT (H/m);

c = Capacitância por metro da LT (F/m);

f = Frequência do sinal harmônico (Hz);

s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);

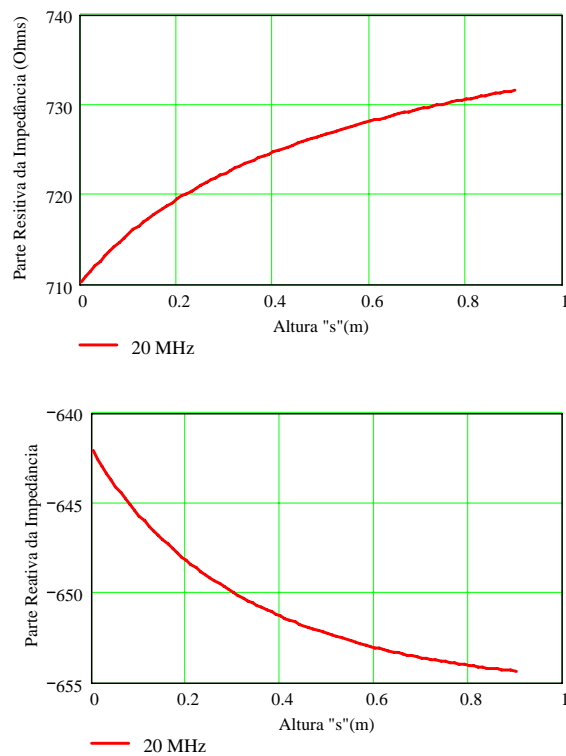
$\exp_0$  = Coeficiente obtido pela regressão exponencial (-0,799);

$\exp_1$  = Coeficiente obtido pela regressão exponencial (0,045);

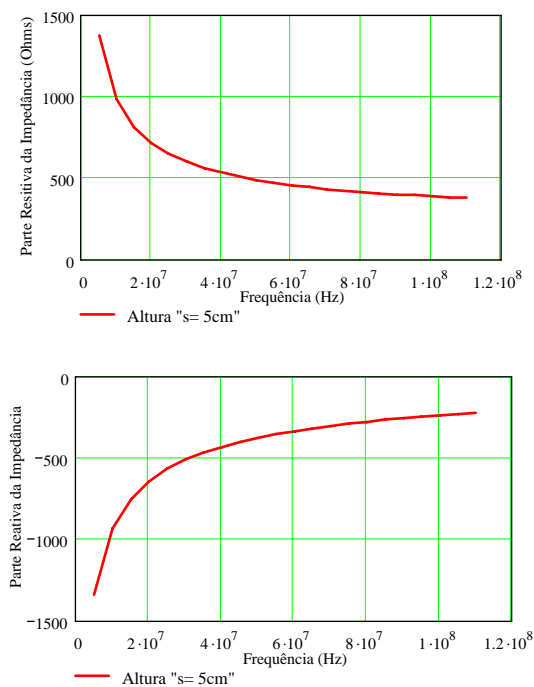
$\exp_2$  = Coeficiente obtido pela regressão exponencial (2,058).

(4.8)

Plotando-se a parte real (resistência) e a imaginária (reatância) da expressão de impedância (4.8), em função da altura “s” e da frequência “f” do sinal harmônico de excitação, obtemos os gráficos mostrados nas figuras 4.12 e 4.13.



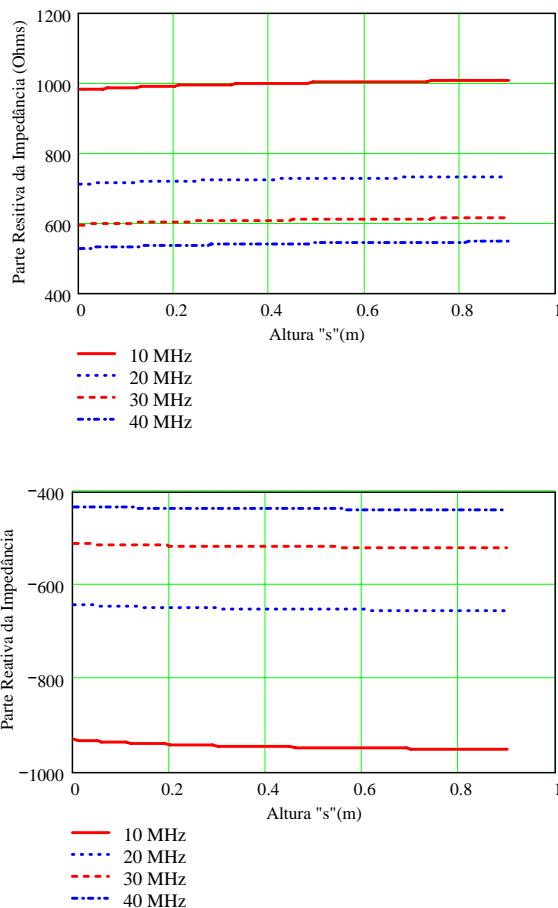
**Fig. 4.12- Variação calculada conforme modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas com “ $R=1000 \Omega/m$ ” e frequência de excitação de 20 MHz da parte resistiva e reativa da impedância com a altura “s”.**



**Fig. 4.13- Variação calculada conforme modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas com “ $R=1000 \Omega/m$ ” e altura “ $s = 5 \text{ cm}$ ” da parte resistiva e reativa da impedância com a frequência de excitação.**

Dos gráficos inferimos que, no modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas proposto, o aumento da altura “s” acarreta em aumentos das componentes resistiva e reativa capacitiva da impedância da LT e que, mantendo-se “s” fixo, o aumento da freqüência diminui as componentes resistiva e reativa capacitiva da impedância.

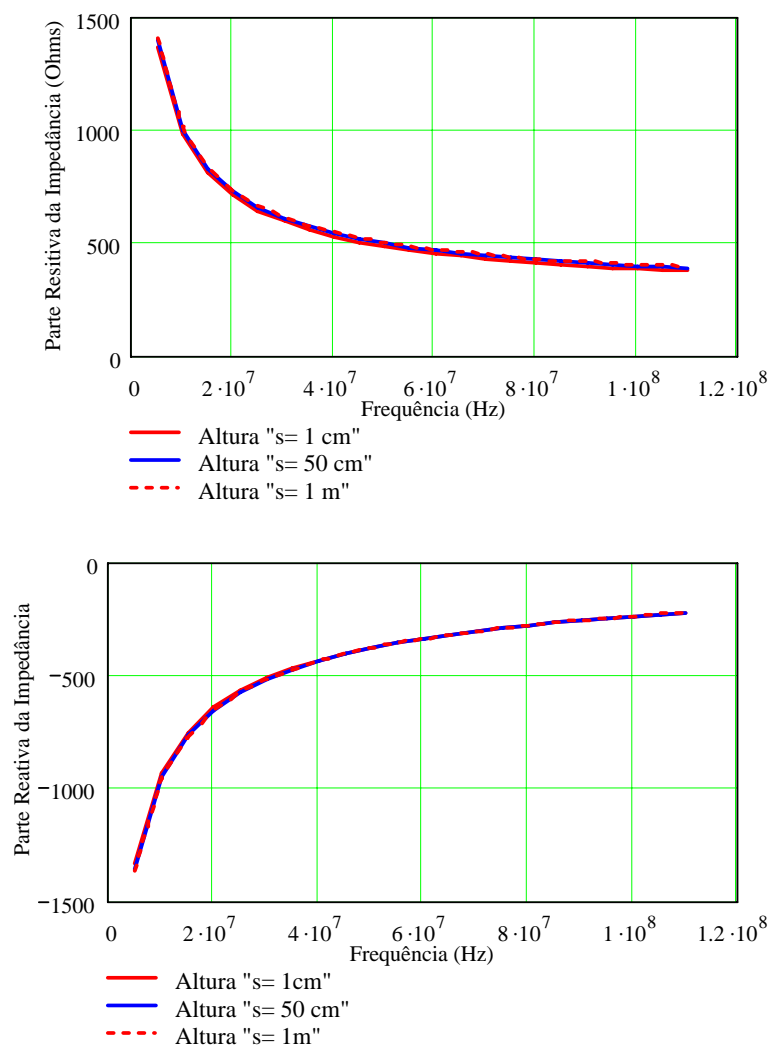
Plotando-se agora as duas componentes da impedância com a altura para freqüências de excitação de 10 MHz a 40 MHz, temos os gráficos apresentados na figura 4.14.



**Fig. 4.14- Variação calculada conforme modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas da parte resistiva e reativa da impedância da LT vertical com “R=1000 Ω/m” e freqüências de excitação de 10, 20,30 e 40 MHz com a altura “s”.**

Fica claro aqui que a altura “s” tem pouca influência na impedância que por sua vez possui as suas componentes resistivas e reativas fortemente dependentes da frequência.

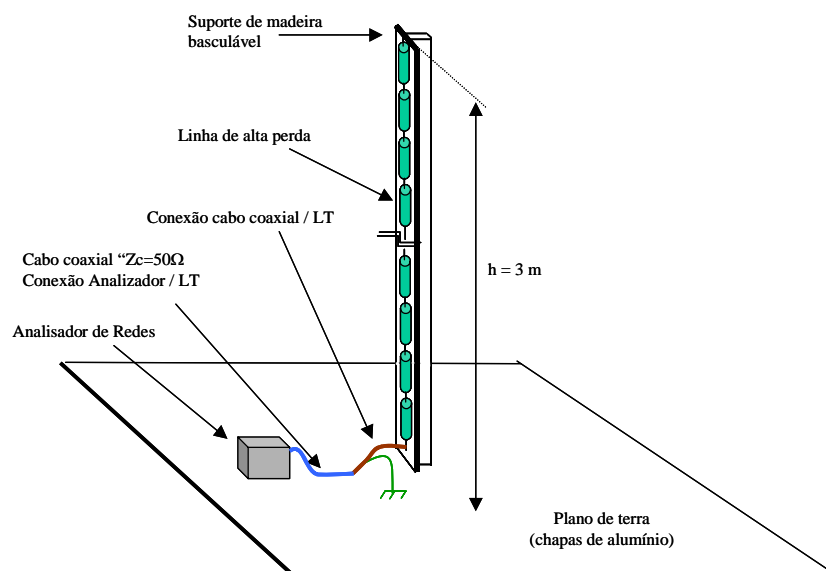
Plotando-se a variação das componentes da impedância com a frequência para alturas “s” variadas, temos os gráficos apresentados na figura 4.15.



**Fig. 4.15- Variação calculada conforme modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas da parte resistiva e reativa da impedância da LT vertical com “ $R=1000 \Omega/m$ ” e altura “s = 5 cm, 50 cm e 1m” com a frequência de excitação.**

O conjunto de gráficos apresentados na figura 4.15 confirma a pouca influência da altura “s” na impedância da LT vertical de altas perdas.

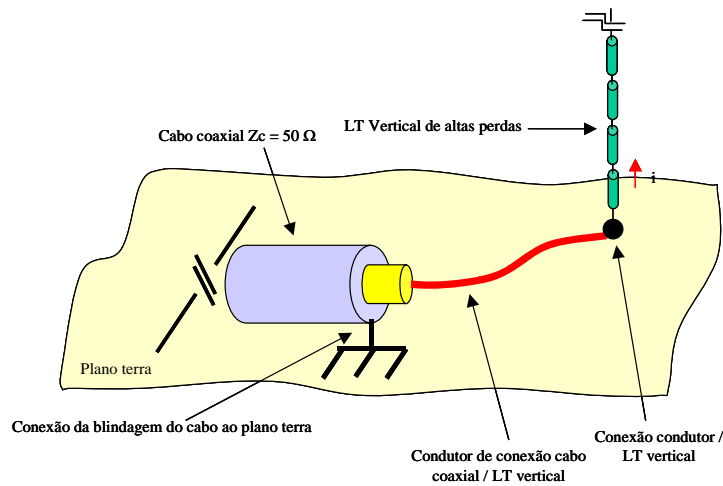
Para verificação da acuidade do modelo proposto para a LT vertical de altas perdas, foi montado em laboratório o arranjo mostrado na figura 4.16 e, através do analisador de redes, foram medidas as impedâncias da linha para várias freqüências de excitação. O processo utilizado para a medição bem como a constatação da inexistência de sinais refletidos ao fim da LT que poderiam retornar ao analisador e interferir nos valores medidos já foram esclarecidos no “item 3.1.3”, “Capítulo 3” deste trabalho.



**Fig.4.16 - Arranjo físico da montagem em laboratório da LT vertical com altas perdas para medição de impedância.**

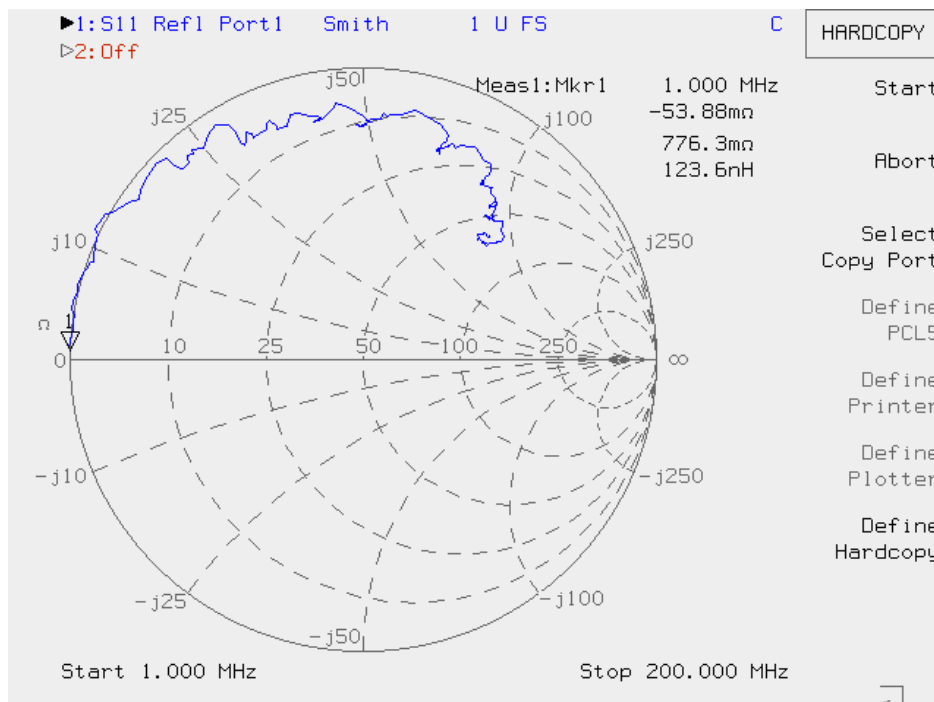
Nos valores de impedâncias obtidos pelo analisador de redes, foram compensadas as reatâncias de conexão, conforme também já descrito nos procedimentos de medição da LT horizontal com altas perdas no “item 3.1.3”, “Capítulo 3”. A conexão entre o analisador e a LT vertical foi feita através de condutor singelo, conforme arranjo apresentado na figura 4.17.





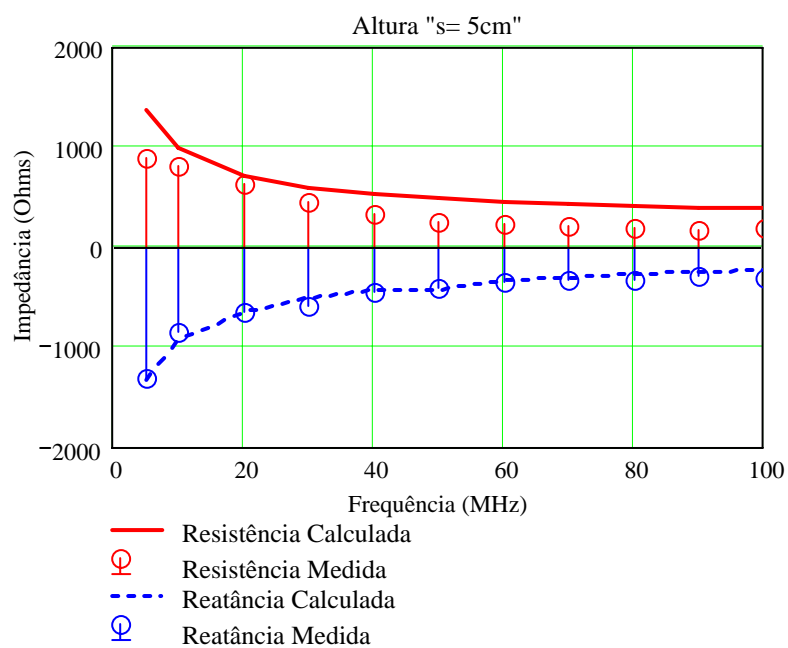
**Fig.4.17 - Arranjo físico do condutor de conexão entre cabo coaxial proveniente do analisador de redes e a LT vertical.**

O gráfico abaixo na figura 4.18 apresenta os resultados das medições de reatância de conexão através do analisador de redes plotados na “Carta de Smith”, para freqüências de excitação compreendidas entre 1MHz e 100 MHz.

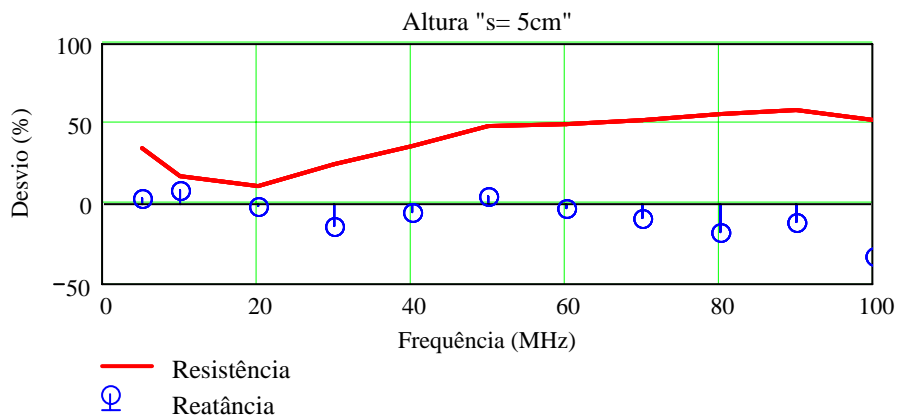


**Fig. 4.18 – Resultado da medição com o analisador de redes das reatâncias de conexão na linha para freqüências de 1 MHz a 100 MHz.**

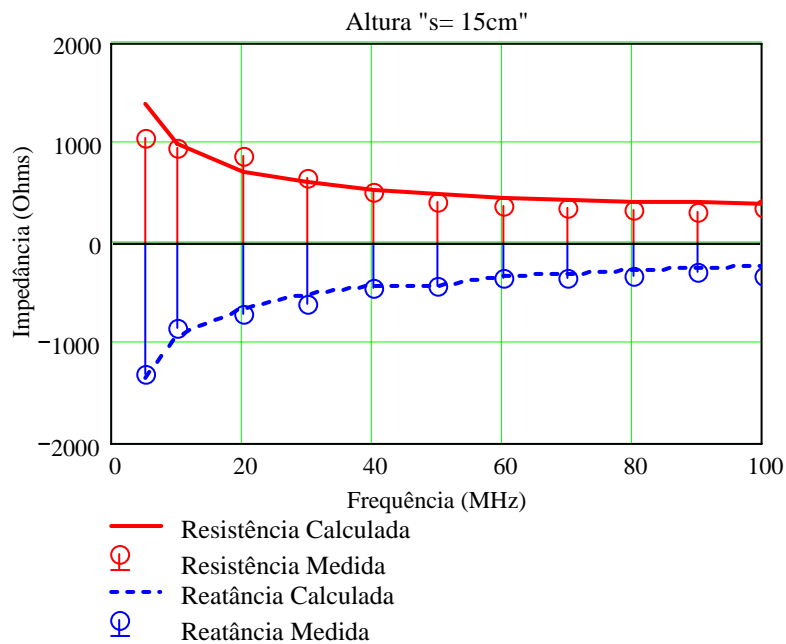
Os valores medidos após compensação da reatância de conexão e calculados bem como os desvios percentuais das medidas se encontram apresentados nos gráficos das figuras 4.19, 4.20, 4.21, e 4.22.



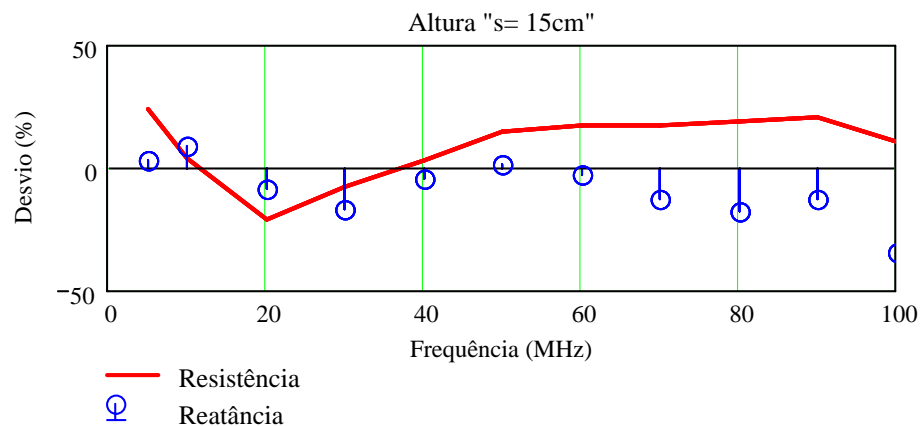
**Fig. 4.19- Variação das impedâncias medidas e calculadas de LT vertical de alta perda ("R=1000  $\Omega$ /m" e "s = 5 cm") com a frequência do sinal harmônico de excitação.**



**Fig. 4.20- Desvio percentual das impedâncias medidas e calculadas de LT vertical de alta perda (“R=1000 Ω/m” e “s = 5 cm”) com a frequência do sinal harmônico de excitação.**



**Fig.4.21- Variação das impedâncias medidas e calculadas de LT vertical de alta perda (“R=1000 Ω/m” e “s = 15 cm”) com a frequência do sinal harmônico de excitação.**



**Fig.4.22- Desvio percentual das impedâncias medidas e calculadas de LT vertical de alta perda (“R=1000 Ω/m” e “s = 5 cm”) com a freqüência do sinal harmônico de excitação.**

Observa-se que para as duas alturas ensaiadas “s”, as tendências de decaimento com a freqüência das componentes resistiva e reativa capacitiva medidas e calculadas da impedância ficaram claras.

O desvio percentual máximo entre valores medidos e calculados de resistência para a LT com altura “s= 5cm” foi de 58,14% na freqüência de 90 MHz. Se considerarmos a faixa de análise de 5 MHz a 40 MHz este desvio cai para 35,88%. A mesma análise aplicada à reatância nos dará um desvio máximo de 33,62% na freqüência de 100 MHz e de 13,8% se reduzirmos a faixa de análise de 5 MHz a 40 MHz.

Já o desvio percentual máximo entre valores medidos e calculados de resistência para a LT com altura “s= 15cm” foi de 23,95% na freqüência de 5 MHz. A mesma análise aplicada à reatância, nos dará um desvio máximo de 34,71% na freqüência de 100 MHz e de 16,69% se reduzirmos a faixa de análise de 5 MHz a 40 MHz.

Podemos portanto considerar que, face aos erros inerentes aos processos de medição, o modelo proposto para avaliação da impedância de uma LT vertical de alta perda, forneceu valores de componentes resistivos e reativos semelhantes aos obtidos nas medições.

Foram realizados experimentos relativos às atenuações impostas pela LT vertical de altas perdas a sinais harmônicos e impulsivos e proposto um modelo de LT que reproduzisse os desempenhos experimentais, conforme abaixo.

#### **4.3 - Medições e cálculos de atenuações com excitações harmônicas.**

Foram realizadas diversas seqüências de testes, utilizando-se técnicas diferenciadas de forma a se conseguir resultados confiáveis. As medições diretas de tensões foram inviabilizadas devido à disposição física das LT's verticais, pois a distância do ponto de medida ao plano terra, que é a referência para sinais de tensão, muda com a posição monitorada, variando-se com isto a impedância do condutor de referência da ponta de prova e também criando-se "loops" de áreas distintas que acoplam tensões induzidas entre os condutores da ponta e a própria LT.

O modelo teórico utilizado inicialmente para avaliação das atenuações foi o mesmo modelo empírico desenvolvido para obtenção da impedância da LT vertical de altas perdas conforme descrito no item "4.1.2" deste trabalho. Seguindo este procedimento, com a utilização do modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas, temos, para a constante de propagação " $\gamma$ ":

$$\gamma(R, f, s) := \sqrt{\left[ R \cdot \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \right) + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \cdot s \right) \right] \cdot \left( j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot c \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \cdot s \right) \right)}$$

Onde :

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );  
 L = Induância por metro da LT (H/m);  
 c = Capacitância por metro da LT (F/m);  
 f = Frequência do sinal harmônico (Hz);  
 s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);  
 exp 0 = Coeficiente obtido pela regreção exponencial (-0,779);  
 exp1 = Coeficiente obtido pela regreção exponencial (0,045);  
 exp2 = Coeficiente obtido pela regreção exponencial (2,058).

(4.9)

A parte real da constante de propagação “ $\gamma$ ” nos fornece a constante de atenuação “ $\alpha$ ”:

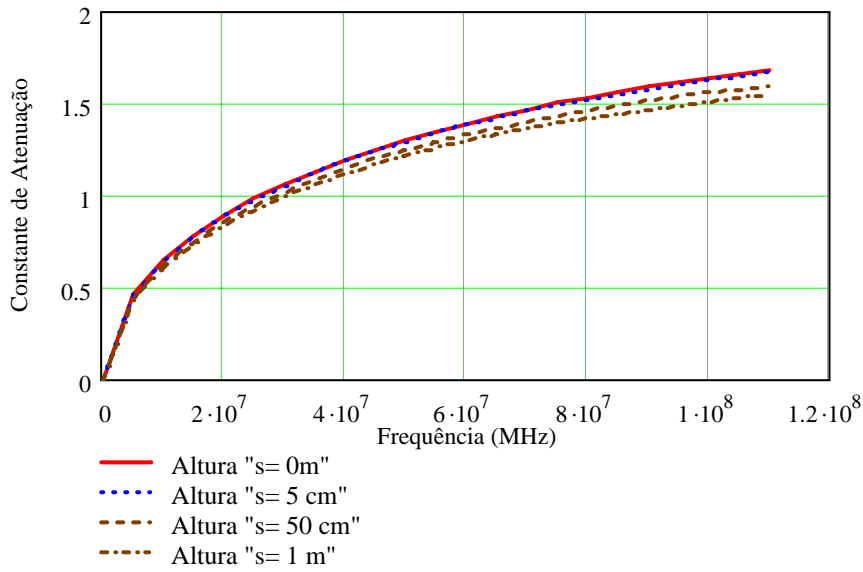
$$\alpha(R, f, s) := \text{Re}(\gamma(R, f, s))$$

Onde :

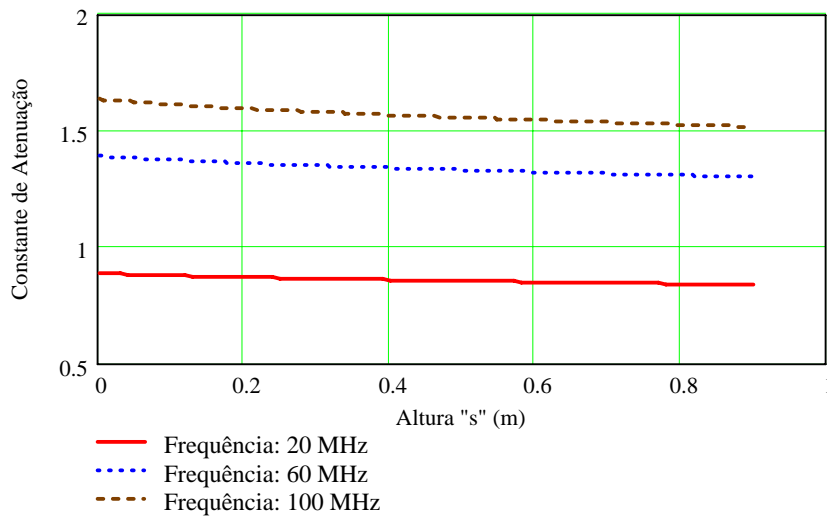
$\gamma$  = Constante de propagação.

(4.10)

Nas figuras 4.23 e 4.24 encontram plotados os gráficos mostrando as variações da constante de atenuação “ $\alpha$ ” com a frequência do sinal harmônico de excitação e com altura “s”, conforme (4.10).



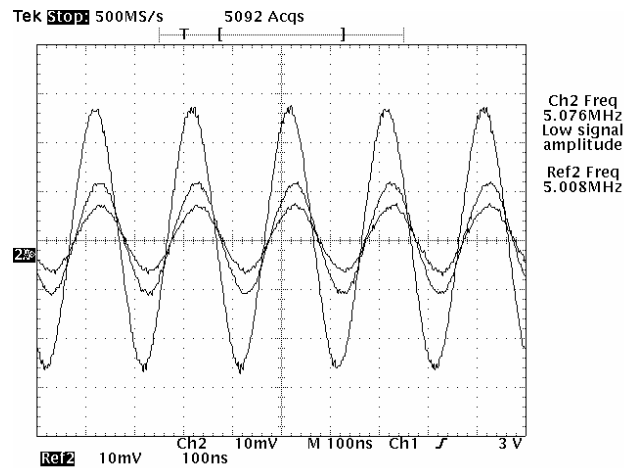
**Fig. 4.23- Variação da constante de atenuação calculada de LT vertical de altas perdas (“ $R=1000 \Omega/m$ ” e “ $s = 0 \text{ cm}, 5 \text{ cm}, 50 \text{ cm}$  e  $1 \text{ m}$ ”) com a frequência do sinal harmônico de excitação.**



**Fig. 4.24- Variação da constante de atenuação calculada de LT vertical de altas perdas (“ $R=1000 \Omega/m$ ” e “ $f = 20 \text{ MHz}, 60 \text{ MHz}$  e  $100 \text{ MHz}$ ”) com altura “ $s$ ”.**

A análise dos gráficos mostra que a constante de atenuação cresce com a frequência e apresenta pequeno decréscimo com a altura “ $s$ ” de LT’s.

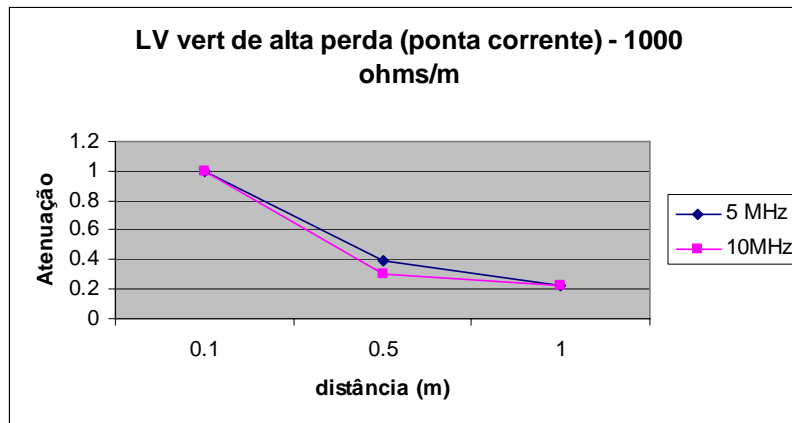
A medição direta de corrente nos forneceu oscilogramas como o apresentado na figura 4.25.



**Fig.4.25- Oscilograma- Medição de corrente utilizando-se ponta de corrente; LT vertical de altas perdas com “ $R = 1000 \Omega/m$ ” e altura “ $s = 5 \text{ cm}$ ”; 52,6 mApp em “ $d=10\text{cm}$ ”, 22,2 mApp em “ $d = 50\text{cm}$ ” e 12,8 mA em “ $d = 1\text{m}$ ”.**

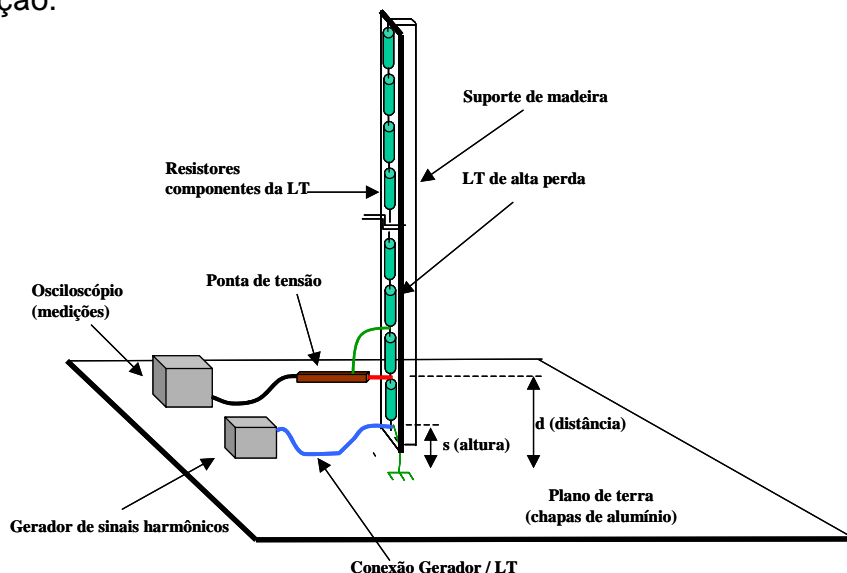
Plotando-se os valores de correntes normalizados das amplitudes medidas no osciloscópio da figura 4.25 para excitações harmônicas de 5 MHz e de 10 MHz, obtemos o gráfico da figura 4.26 que mostra a tendência do aumento da atenuação com a distância e com a frequência do sinal. Apesar de válida para análise das tendências das variáveis medidas, a ponta de corrente, conforme já comentado neste trabalho, se mostrou imprecisa, e fortemente dependente da disposição física do cabo de conexão ao osciloscópio, obtendo-se desta forma, apenas valores relativos.





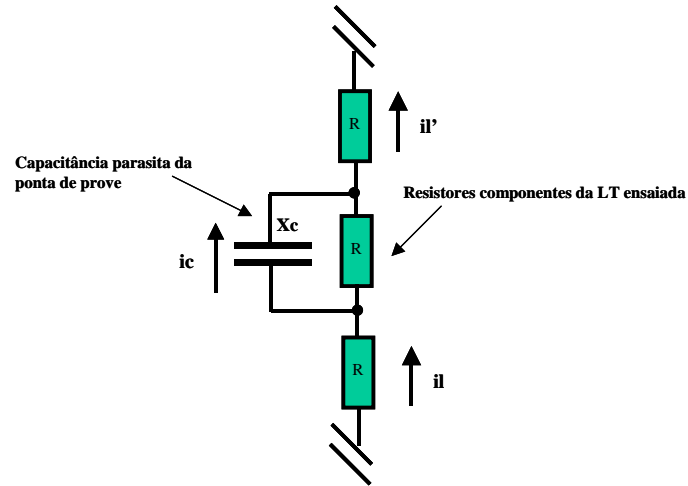
**Fig. 4.26- Medições de atenuação da corrente com a distância para sinais harmônicos de 5 e 10 MHz utilizando-se ponta de corrente na LT vertical de altas perdas com “ $R=1000 \Omega/m$  e “ $s = 5 \text{ cm}$ ”.**

Resultados laboratoriais mais precisos foram obtidos com a utilização no osciloscópio com pontas de tensão conectadas em paralelo ao resistor componente da própria LT, que passou a desempenhar a função de “shunt”, conforme figura 4.27. Neste processo, foram obtidas medições de tensões proporcionais às correntes que trafegavam através do resistor em cada ponto de medição.



**Fig.4.27 - Arranjo físico da montagem em laboratório da LT vertical com altas perdas para medição de atenuação com excitação com sinais harmônicos e com a utilização de ponta de prova de tensão.**

A análise do “efeito de carga” provido pela capacitância parasita da ponta de prova pode ser avaliada a partir da figura 4.28.



**Fig.4.28 – Circuito equivalente para a avaliação do “efeito de carga” nas medidas devido à capacitância parasita da ponta de prova de tensão.**

Devido à divisão de corrente proporcionada pela reatância capacitiva da ponta de prova, o fator de atenuação “FatorAten” pode ser avaliado como sendo o quociente entre a reatância capacitiva da ponta e a soma desta reatância com  $22 \Omega$ , que é o valor do resistor utilizado na montagem da LT, conforme (4.11).

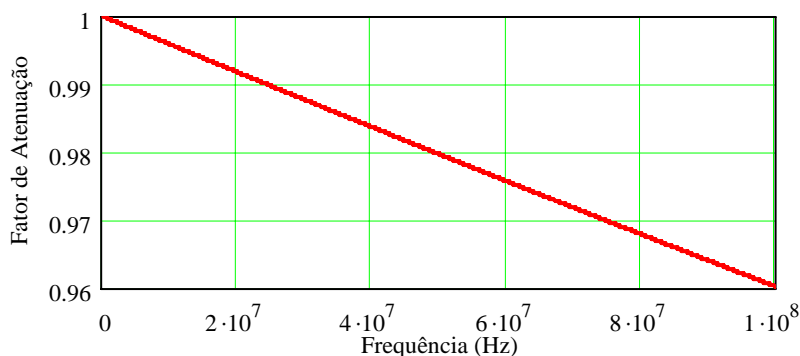
$$\text{FatorAten}(c, f) := \frac{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot c}}{\frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot c} + 22}$$

Onde:

FatorAten = Fator de Atenuação da ponta de prova;  
 c = Capacitância parasita da ponta de prova (3 pF);  
 f = Frequência do sinal harmônico (Hz).

(4.11)

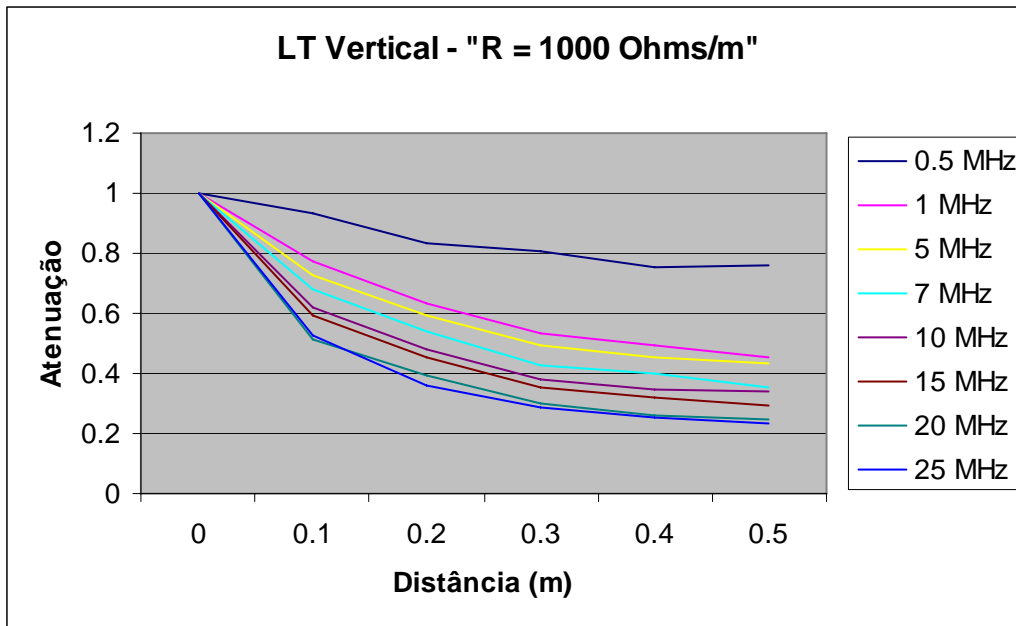
Plotando-se o “fator de atenuação” para sinais com frequência de até 100 MHz, que corresponde à frequência limite utilizada nas medições, temos o gráfico apresentado na figura 4.29.



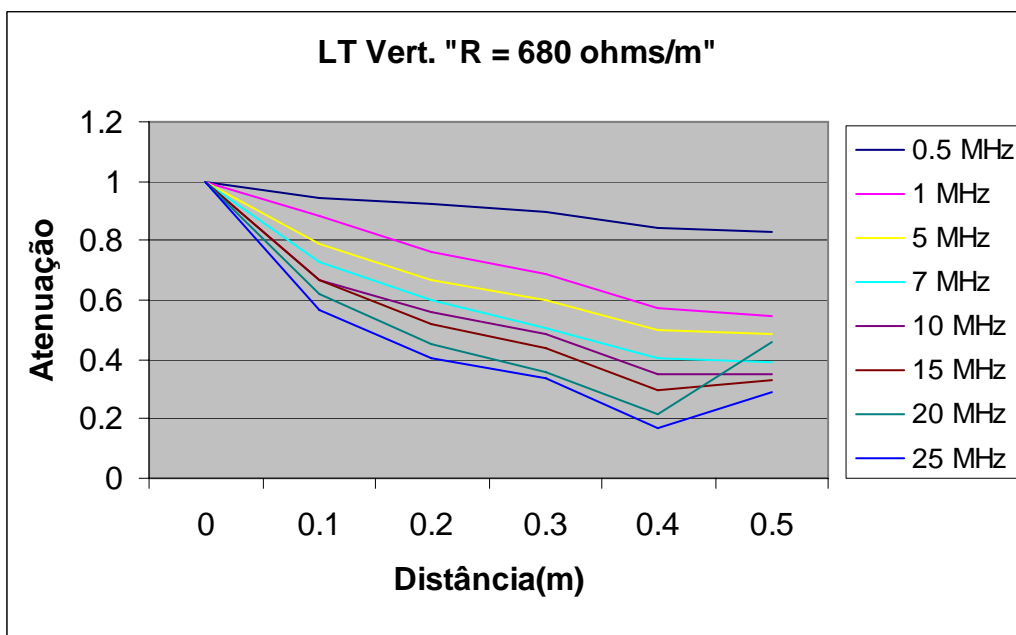
**Fig. 4.29- Variação do fator de atenuação da ponta de prova com a frequência de sinal harmônico devida à capacitância da ponta de prova de tensão.**

Em 50 MHz, o “fator de atenuação” atinge 0,98, chegando a um mínimo de 0,96 na frequência de 100 MHz. Portanto, a ponta de prova neste processo de medida, não introduz erro apreciável nas leituras devido à sua capacitância parasita, ao contrario do que ocorreu nas medições de tensões harmônicas (3.28) e impulsivas (3.43) nos ensaios das LT’s horizontais, cujos módulos de impedâncias chegavam a atingir valores superiores a 600  $\Omega$  e os sinais de tensão eram obtidos diretamente com as pontas de tensão tendo como referência o plano terra.

Foram ensaiadas LT’s com resistências distribuídas “R = 1 k $\Omega$ /m”, que foram montadas com a utilização de resistores de 22  $\Omega$ , e de “R = 680  $\Omega$ /m”, que utilizaram, como componentes, resistores de 15  $\Omega$ . As sínteses dos resultados obtidos se encontram nos gráficos das figuras 4.30 e 4.31. Os registros de medições obtidos estão nos “Itens 4 e 5” do “Anexo A” deste documento.



**Fig.4.30- Atenuações medidas da corrente com a distância para sinais de 0,5 a 25 MHz utilizando-se ponta de tensão na LT vertical de altas perdas ("R = 1000 Ω/m" e "s = 5 cm").**



**Fig.4.31- Atenuações medidas da corrente com a distância para sinais de 0,5 a 25 MHz utilizando-se ponta de tensão na LT vertical de altas perdas ("R = 680 Ω/m" e "s = 5 cm").**

Em que pesem algumas imprecisões inerentes ao processo de medida, como a ocorrida na medição na LT de  $680 \Omega/\text{m}$  em 20 MHz para a distância de 0,5 m, os gráficos, em geral, apontam a tendência de maiores atenuações dos sinais, para todas as frequências na LT de  $1 \text{ k}\Omega/\text{m}$ . Outra tendência observada em ambas as LT's, é a do aumento da atenuação com o aumento da frequência.

Os cálculos das atenuações dos sinais harmônicos "Aten<sub>seg</sub>" partiram da teoria clássica de LT's, conforme abaixo:

$$\text{Aten}_{\text{seg}}(R, f, s, x) := e^{-\alpha(R, f, s) \cdot x}$$

Onde :

$\alpha$  = Constante de atenuação (Neper/m);

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/\text{m}$ );

f = Frequência do sinal harmônico (Hz);

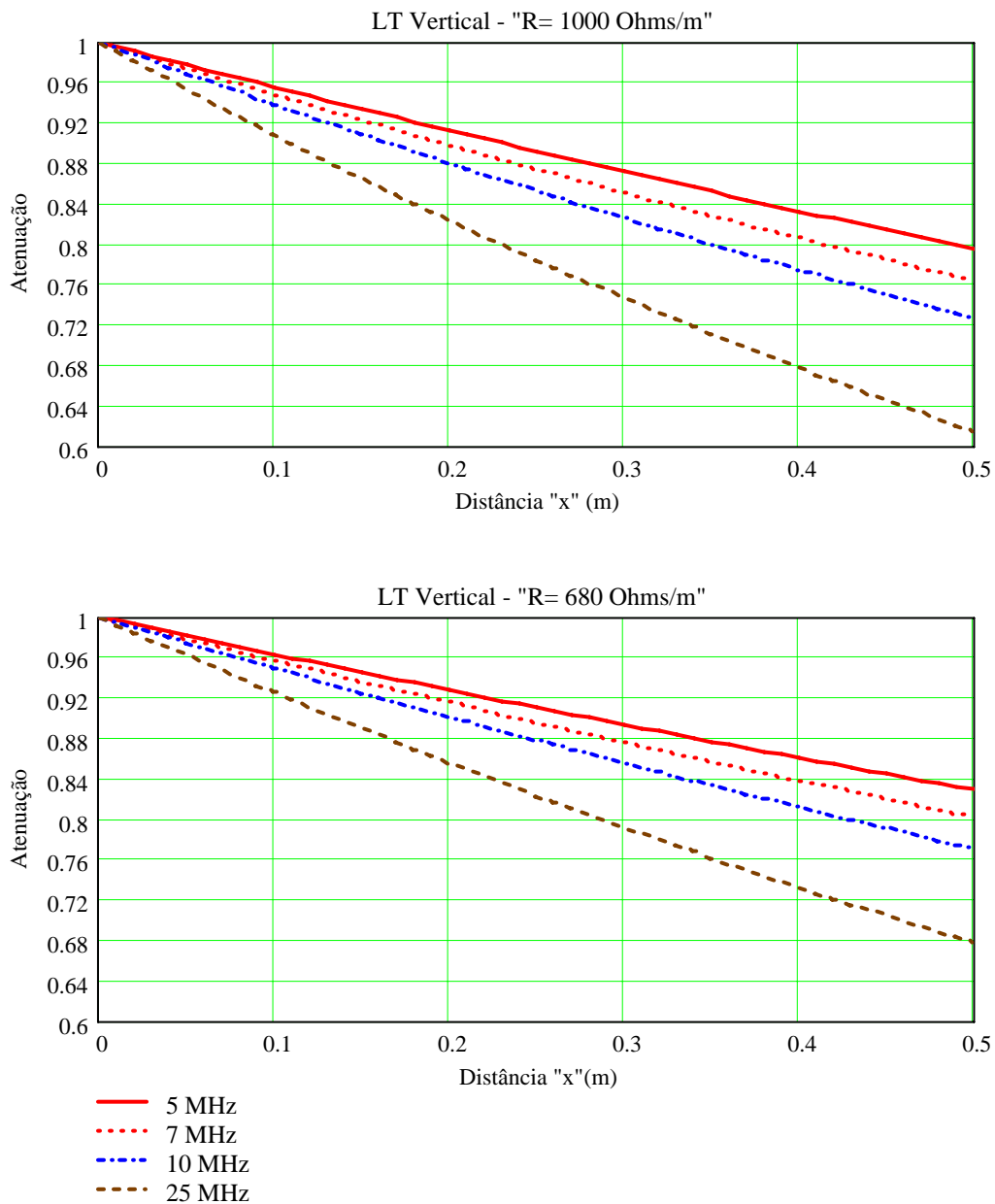
s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);

x = Distância do ponto de medição do sinal em relação ao início da LT (m).

(4.12)

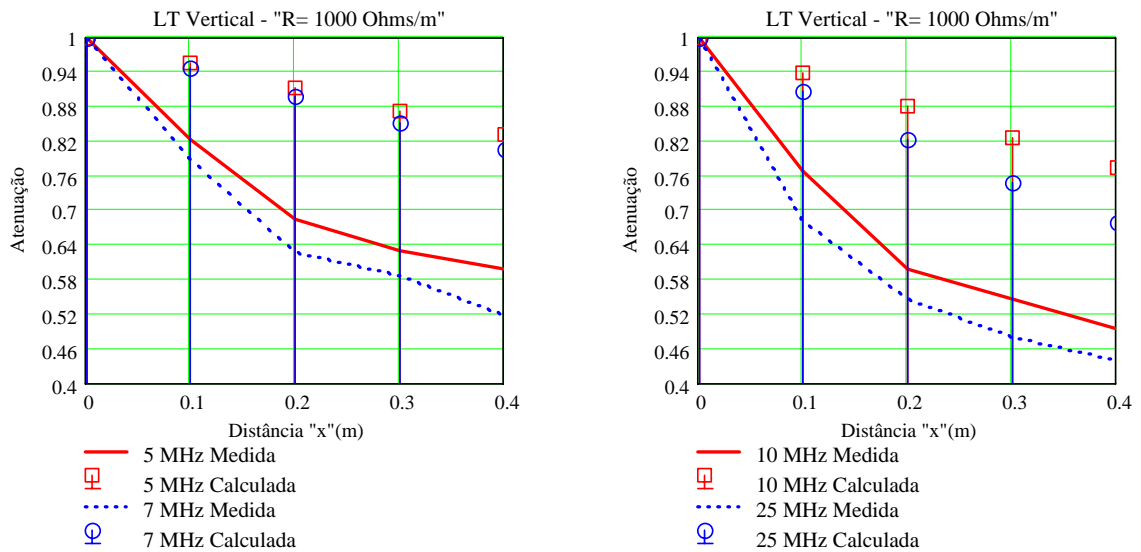
Plotando-se a expressão (4.12) para LT's verticais com resistências por metro

"R =  $1 \text{ k}\Omega/\text{m}$ " e "R =  $680 \Omega/\text{m}$ " temos os gráficos da figura 4.32.

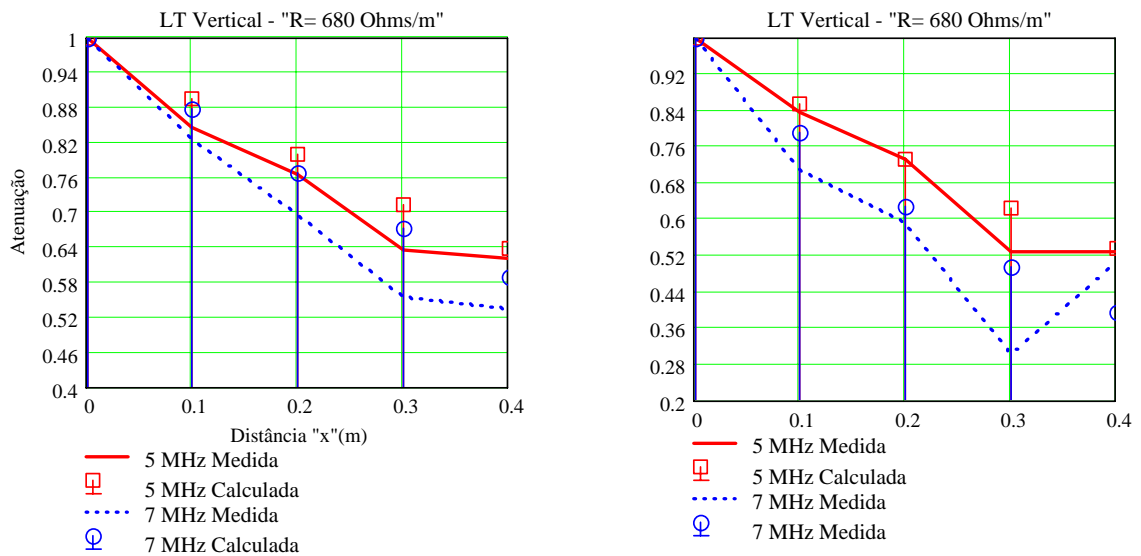


**Fig.4.32- Variação da atenuação calculada da LT vertical de altas perdas com “R=680 Ω/m”, “R=1 kΩ/m”, e “s = 5 cm para sinais harmônicos de com “f = 1 MHz, 5 MHz, 10 MHz e 25 MHz” com a distância.**

Confrontando-se os cálculos (figura 4.32) com as medições (figuras 4.32 e 4.33), foi verificado que as atenuações medidas superaram os valores calculados, conforme gráficos sínteses apresentados nas figuras 4.32 e 4.33.



**Fig.4.32- Comparação entre valores calculados e medidos da atenuação da LT vertical de altas perdas com “R=1kΩ/m” e “s = 5 cm” para sinais harmônicos de com “f = 1 MHz, 5 MHz e 10 MHz e 25 MHz” com a distância.**



**Fig.4.33- Comparação entre valores calculados e medidos da atenuação da LT vertical de altas perdas com “R=680 Ω/m” e “s = 5 cm” para sinais harmônicos de com “f = 1 MHz, 5 MHz e 10 MHz e 25 MHz” com a distância.**

Foi então ajustado, de forma empírica, a constante de atenuação “Aten<sub>seg</sub>”, com a utilização do fator “3”, conforme (4.13):

$$\text{Aten}_{\text{seg}}(R, f, s, x) := e^{-3\alpha(R, f, s) \cdot x}$$

onde :

$\alpha$  = Constante de atenuação (Neper/m);

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

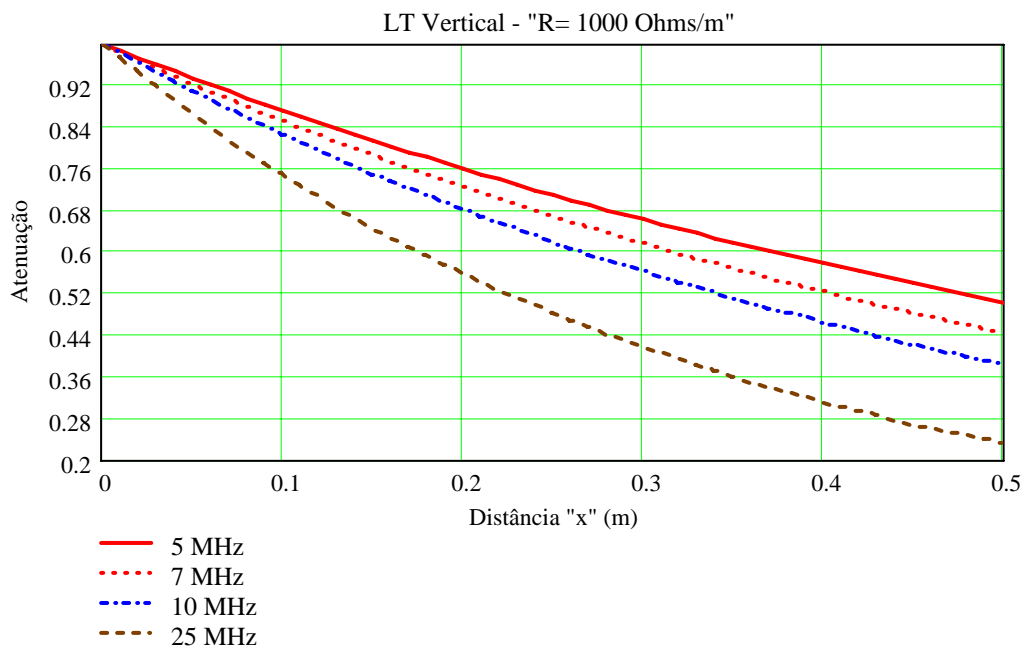
f = Frequência do sinal harmônico (Hz);

s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);

x = Distância do ponto de medição do sinal em relação ao início da LT (m).

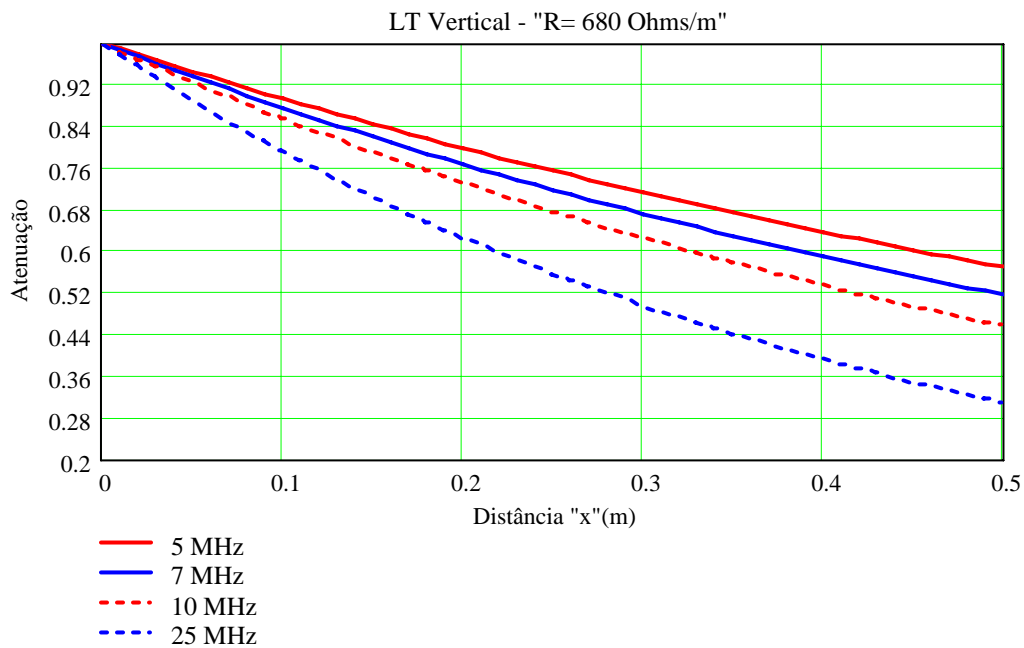
(4.13)

Plotando-se novamente as atenuações, considerando o fator “3” multiplicando a constante de atenuação inicialmente calculada, obtemos os gráficos apresentados nas figuras 4.34 e 4.35, para LT’s com resistências por metro “R” de 1 k $\Omega/m$  e 680  $\Omega/m$  respectivamente.



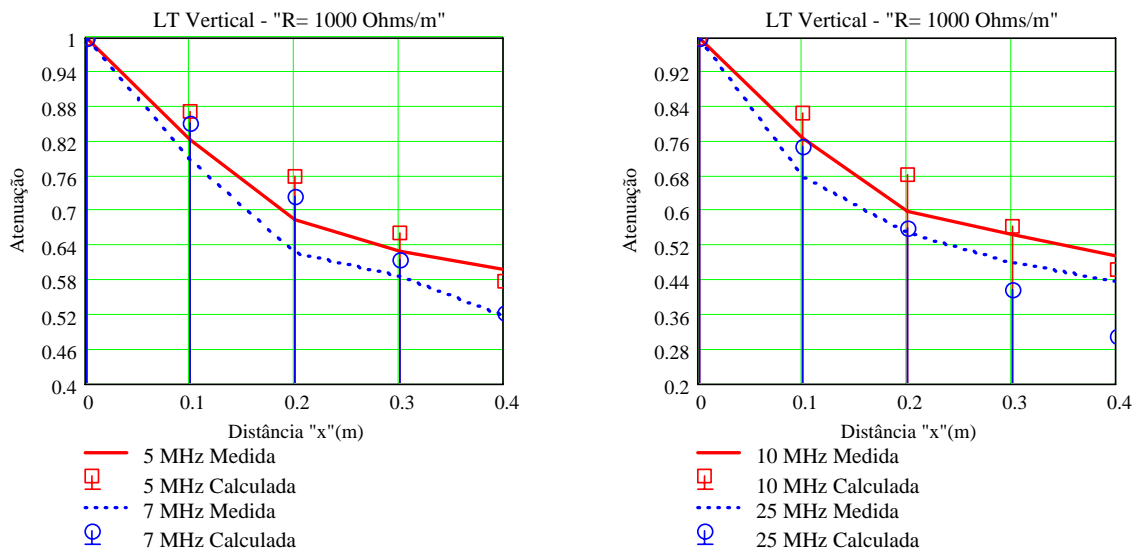
**Fig.4.34- Variação da atenuação calculada da LT vertical de altas perdas com “R=1 k $\Omega/m$ ” e “s = 5 cm” para sinais harmônicos de com “f = 1 MHz, 5 MHz e 10 MHz e 25 MHz” com a distância (utilização de fator 3 multiplicando a constante de atenuação calculada).**



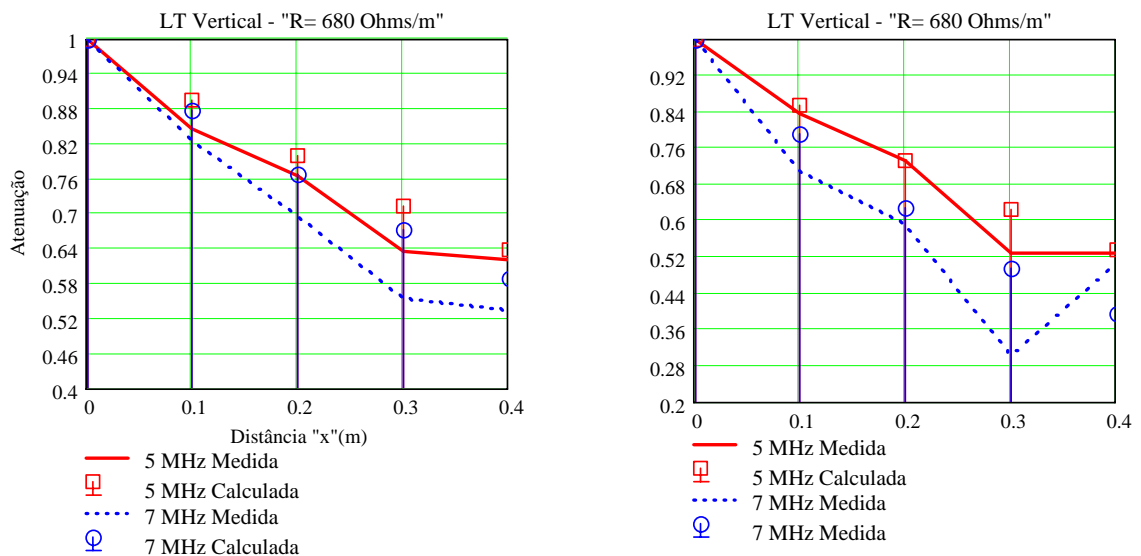


**Fig.4.35- Variação da atenuação calculada da LT vertical de alta perda com "R=860 Ω/m" e "s = 5 cm" para sinais harmônicos de com "f = 1 MHz, 5 MHz e 10 MHz e 25 MHz" com a distância (utilização de fator 3 multiplicando a constante de atenuação calculada).**

Comparando-se agora os novos valores calculados com as medições foi verificada a convergência das atenuações, conforme gráficos apresentados nas figuras 4.36 e 4.37.



**Fig.4.36- Comparação entre valores calculados e medidos da atenuação da LT vertical de altas perdas com “R=1kΩ/m” e “s = 5 cm” para sinais harmônicos de com “f = 1 MHz, 5 MHz e 10 MHz e 25 MHz” com a distância (utilização de fator 3 multiplicando a constante de atenuação calculada).**



**Fig.4.37- Comparação entre valores calculados e medidos da atenuação da LT vertical de altas perdas com “R=680 Ω/m” e “s = 5 cm” para sinais harmônicos de com “f = 1 MHz, 5 MHz e 10 MHz e 25 MHz” com a distância (utilização de fator 3 multiplicando a constante de atenuação calculada).**

Face às imprecisões inerentes aos processos de medidas, consideramos satisfatórios os resultados, concluindo que a LT vertical de altas perdas analisada, atenua mais o sinal harmônico que por ela trafega, do que a LT horizontal com o mesmo parâmetro de resistência por metro “R”. Foi necessária a utilização do fator “3” (4.13) multiplicando a constante de atenuação obtida através do modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas para se conseguir a convergência entre resultados calculados e medidos.

Desta forma a atenuação adicional imposta ao sinal harmônico por metro de LT vertical “RelAten<sub>seg</sub>” com “R= 1 kΩ/m e 680Ω/m”, considerando o fator “3” aplicado à constante de atenuação calculada é dada por:

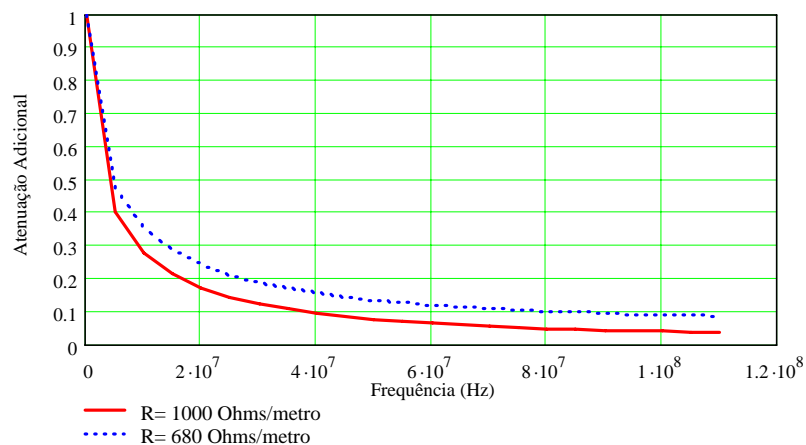
$$\text{RelAten}_{\text{seg}}(R, f, s, x) := \frac{e^{-3\alpha(R, f, s) \cdot x}}{e^{-\alpha(R, f, s) \cdot x}}$$

Onde :

α = Constante de atenuação (Neper/m);  
 R = Resistência por metro da LT (Ω/m);  
 f = Frequência do sinal harmônico (Hz);  
 s = Distância da base do condutor ao plano terra (5 cm);  
 x = Distância do ponto de medição do sinal em relação ao início da LT (1m);

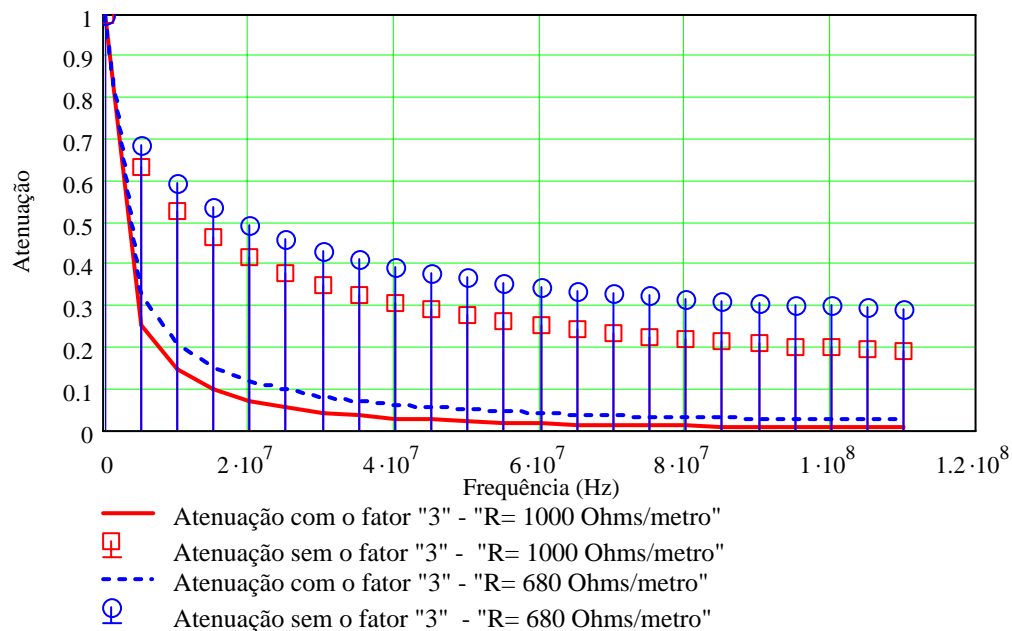
(4.14)

Plotando-se a atenuação adicional temos o gráfico da figura 4.38.



**Fig.4.38- Atenuações adicionais calculadas dos sinais após trafegarem 1 metro impostas pelas LT's verticais de altas perdas quando comparadas às LT's horizontais com as mesmas resistências distribuídas de "R= 1 kΩ/m" e "R= 680 Ω/m" em função da freqüência de excitação.**

Comparando-se as atenuações totais calculadas para sinais harmônicos de várias freqüências, com e sem o fator de correção "3", para as LT's ensaiadas, temos o gráfico da figura 4.39.

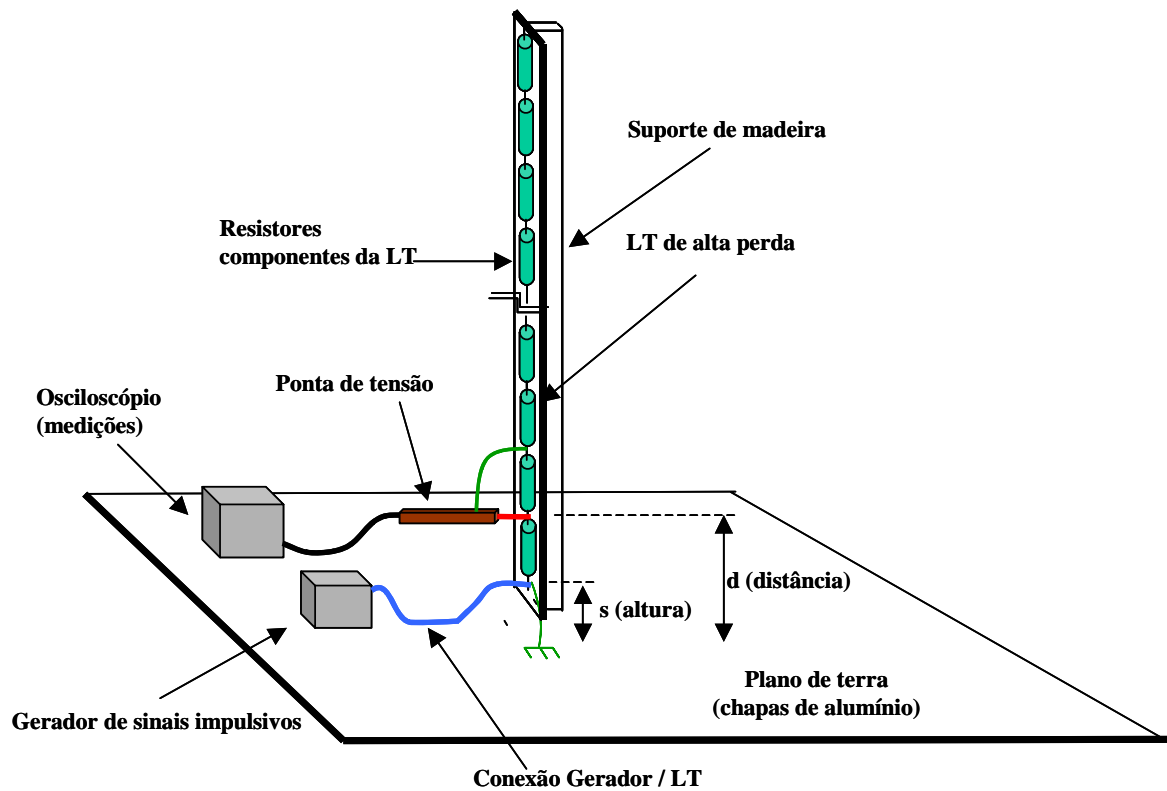


**Fig.4.39- Atenuações calculadas dos sinais após trafegarem 1 metro impostas pelas LT's verticais com "R= 1 kΩ/m" e "R= 680 Ω/m" (com o fator de correção "3") e pelas LT's horizontais (sem o fator de correção "3") com as mesmas resistências distribuídas "R", em função da freqüência de excitação.**

Como conclusão destes últimos experimentos, podemos dizer que as LT's verticais de alta perda atenuam mais o sinal trafegante se comparada às LT's de alta perda horizontais, com as mesmas resistências distribuídas por metro "R", que foram analisadas no item 3.2. O gráfico da figura 4.38 mostra que esta atenuação adicional cresce com a frequência e é tanto maior, quanto maior for a resistência por metro linear da LT. Estas mesmas tendências podem ser verificadas no gráfico da figura 4.39, onde ficam claras as atenuações adicionais impostas pelas LT's verticais com "R= 1 k $\Omega$ /m" e "R= 680  $\Omega$ /m". Observa-se que nas LT's verticais modeladas, as relações entre as atenuações por metro dos dois dispositivos ficaram constantes para sinais harmônicos com frequências superiores a 100 MHz.

#### **4.4- Medições e cálculos de atenuação com excitações impulsivas.**

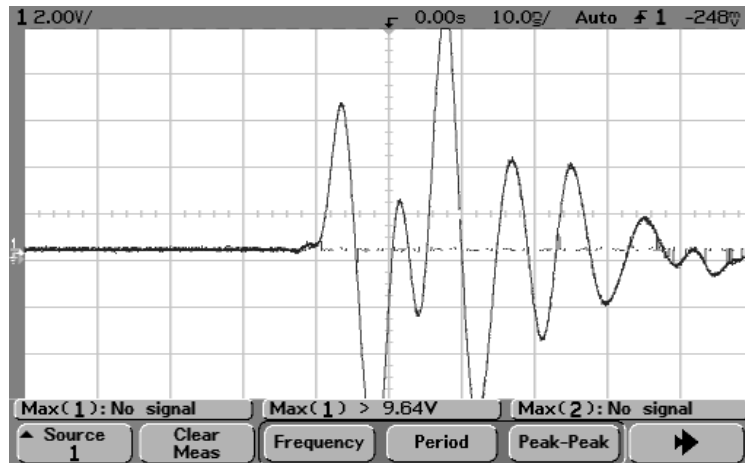
Foram realizados também ensaios e cálculos relativos às LT's verticais de altas perdas excitadas com sinal impulsivo, conforme arranjo físico apresentado na figura 4.40.



**Fig.4.40 - Arranjo físico da montagem em laboratório da LT vertical de altas perdas para medição de atenuação com excitação com sinais impulsivos e utilização de ponta de prova de tensão.**

As LT's com resistências distribuídas de " $R= 1 \text{ k}\Omega/\text{m}$ " e " $R= 680 \text{ }\Omega/\text{m}$ ", foram excitadas com o impulso de corrente de duração de 5 ns e de tempo de frente de onda de 2,5 ns, apresentado na figura 4.41. Foram considerados nas avaliações laboratoriais os primeiros impulsos dos oscilogramas, através de seus valores de crista, tendo sido desprezadas as oscilações subseqüentes, que foram devidas em parte ao descasamento de impedâncias entre gerador e linha. Como o objetivo dos ensaios era a obtenção das variações das amplitudes dos sinais de corrente ao longo da linha, os valores relativos fornecidos pelos oscilogramas foram adequados aos nossos propósitos. As correntes ao longo da linha, foram medidas indiretamente através das tensões desenvolvidas nos resistores de  $22\Omega$  e de  $15\Omega$ , componentes respectivamente

das LT's de "R= 1 kΩ/m" e de "R= 680 Ω/m", conforme metodologia já apresentada nos ensaios semelhantes com excitações harmônicas no item 4.3 e arranjo de medição apresentado na figura 4.40.



**Fig. 4.41- Oscilograma- LT vertical com "R=1kΩ/m" e "s= 5 cm"; impulso de corrente impulsiva em "d=0cm" (6,2Vp)**

O primeiro impulso do oscilograma da corrente de excitação apresentado na figura 4.41, para efeito de simulação, foi descrito pela expressão matemática (4.15).

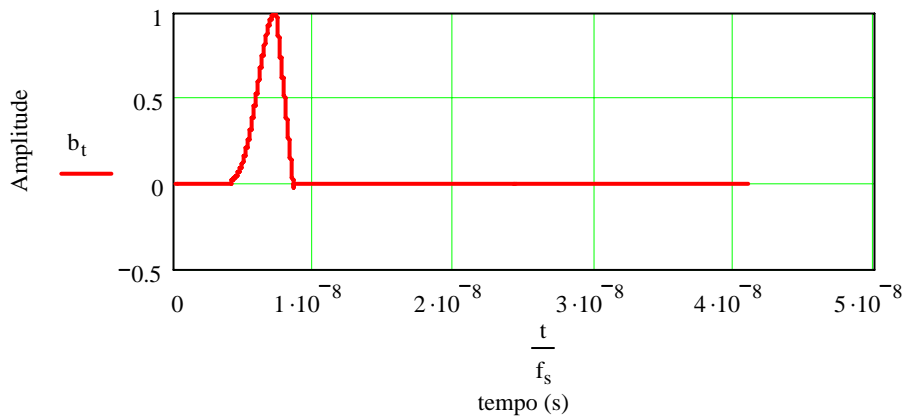
$$b_t := \begin{cases} 0 & \text{if } t \leq 410 \\ 1.0 \sin\left(2 \cdot \pi \cdot f \cdot \frac{t - 220}{f_s}\right)^7 & \text{if } 410 < t \leq 725 \\ \left(\frac{-1}{120} \cdot t + 7.08\right) & \text{if } 725 < t < 850 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

Onde :

bt = sinal de corrente descrito no tempo (A);  
 fs = frequência de amostragem (10<sup>11</sup> Hz);  
 t = variável tempo (s)

(4.15)

Plotando-se “bt” temos o oscilograma simulado apresentado na figura 4.42.

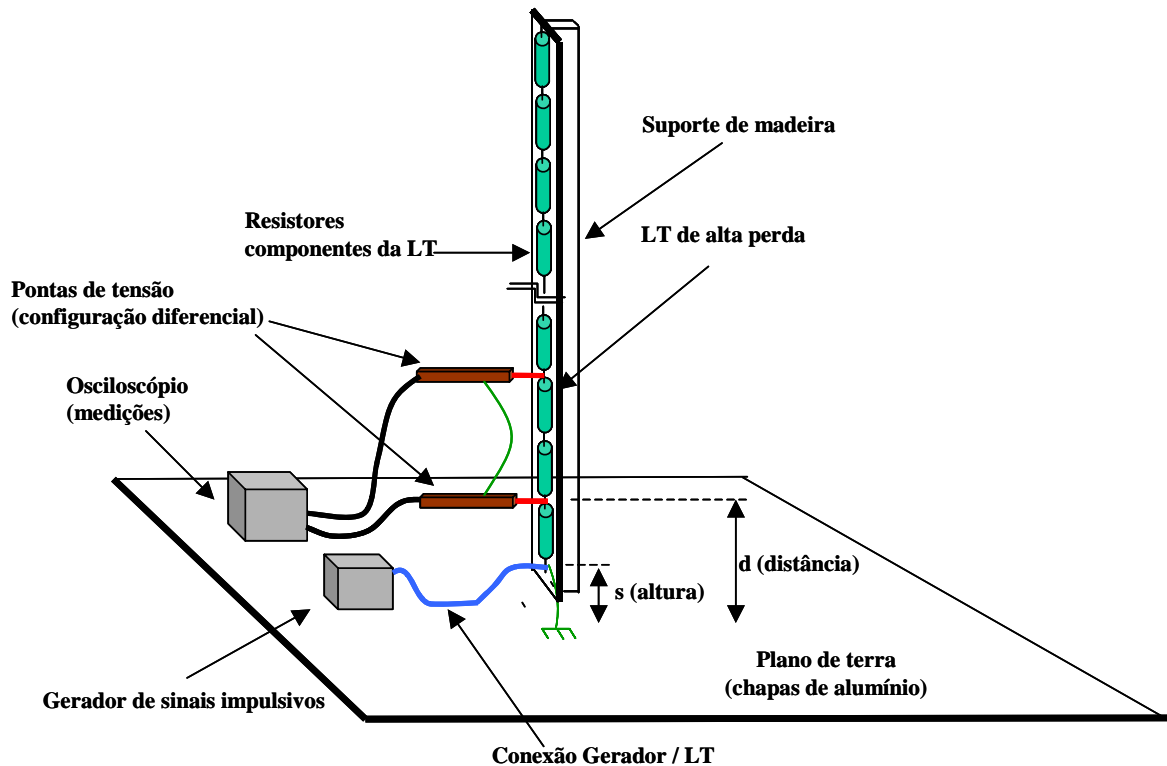


**Fig. 4.42- Sinal “bt”- Impulso de corrente impulsiva normalizado simulado “bt” no início da LT vertical de “R=1kΩ/m” e “s= 5cm”; tempo de frente= 2,5 ns e duração= 5 ns.**

O sinal impulsivo “bt” representa, portanto, o sinal de corrente injetado na LT vertical em sua base.

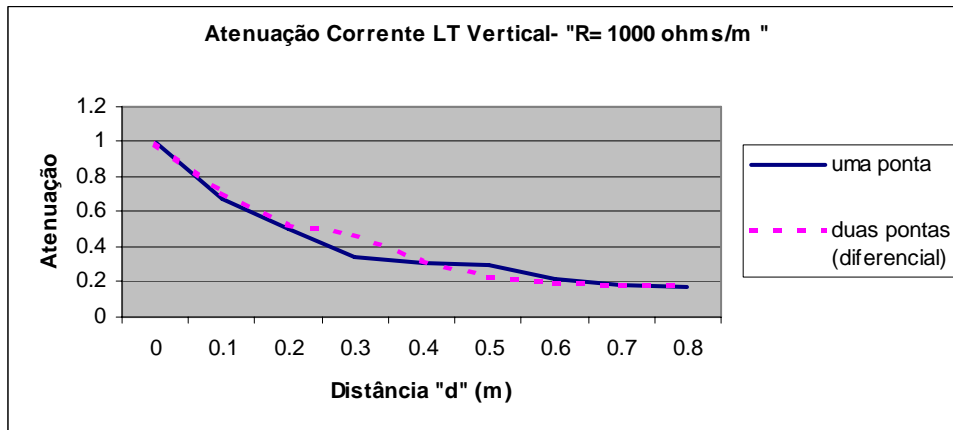
As medições de atenuação da LT vertical de alta perda foram repetidas por diversas vezes utilizando, para medição das tensões desenvolvidas nos resistores constituintes das LT's ponta de tensão simples e em alguns casos, duas pontas de tensão em configuração diferencial, para fins de comparação entre medidas e detecção de possíveis erros, conforme arranjo apresentado na figura 4.43.





**Fig.4.43 - Arranjo físico da montagem em laboratório da LT vertical de altas perdas para medição de atenuação com excitação com sinais impulsivos e utilização de duas pontas de prova de tensão em configuração diferencial.**

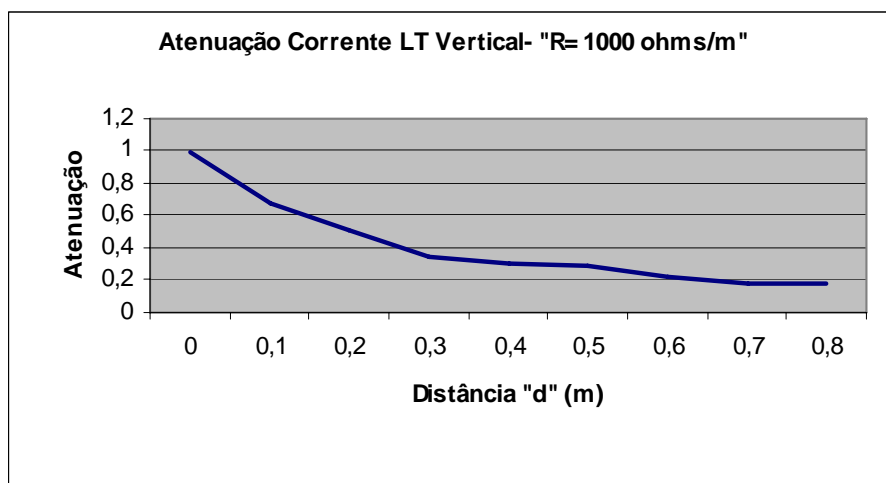
O gráfico da figura 4.44 mostra a síntese das medições normalizadas de atenuação, realizadas em LT vertical com “ $R = 1 \text{ k}\Omega / \text{m}$ ” e altura “ $s = 5 \text{ cm}$ ” para o sinal impulsivo de duração 5 ns, e tempo de frente de onda de 2,5 ns com a utilização de ponta de tensão simples e de duas pontas em configuração diferencial.



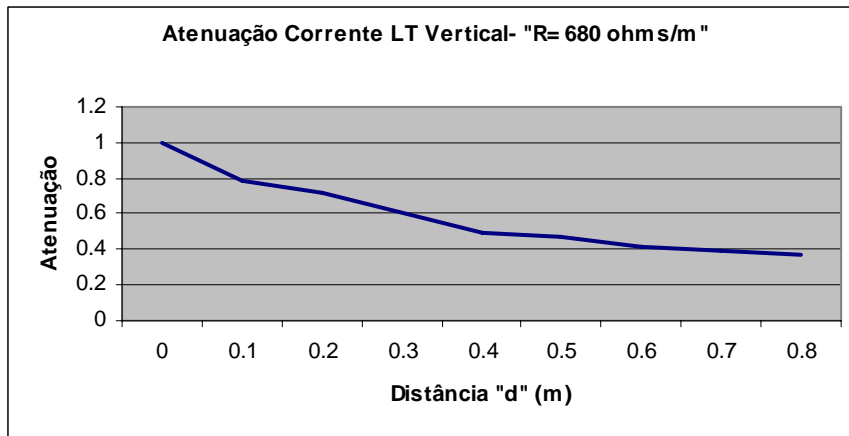
**Fig. 4.44- Atenuações da LT com “R= 1 kΩ /m” para sinal impulsivo de 5 ns obtidas através de medições com uma ponta de tensão e com duas pontas em configuração diferencial com a distância “d”.**

Observa-se que os resultados convergiram, confirmando a acuidade dos resultados obtidos com a utilização de apenas uma ponta de tensão.

Os gráficos das figuras 4.45 e 4.46 apresentam sínteses das medições normalizadas de atenuação realizadas em LT vertical com “R = 1 kΩ /m” e com “R = 680 Ω /m” para sinal impulsivo de 5 ns de duração.



**Fig. 4.45- Atenuação de corrente da LT com “R= 1 kΩ /m” para sinal impulsivo de 5 ns obtidas através de medições com uma ponta de tensão com a distância “d”.**



**Fig. 4.46- Atenuação de corrente da LT com “R= 680 Ω /m” para sinal impulsivo de 5 ns obtidas através de medições com uma ponta de tensão com a distância “d”.**

Os cálculos das atenuações partiram da expressão clássica da constante de propagação, com base no modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas. As constantes de propagação foram calculadas para cada uma das componentes espectrais do sinal impulsivo conforme (4.16).

$$\gamma(R, f, s) := \sqrt{\left[ R \cdot \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \right) + j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \cdot s \right) \right] \cdot \left( j \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot c \left( \exp_0 \cdot e^{\exp_1 \cdot s} + \exp_2 \cdot s \right) \right)}$$

Onde :

- $\gamma$  = Constante de propagação da LT com perda;
- R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );
- L = Indutância por metro da LT (H/m);
- c = Capacitância por metro da LT (F/m);
- f = Frequência do sinal harmônico (Hz);
- s = Distância da base do condutor ao plano terra (m);
- $\exp_0$  = Coeficiente obtido pela regressão exponencial (-0,799);
- $\exp_1$  = Coeficiente obtido pela regressão exponencial (0,045);
- $\exp_2$  = Coeficiente obtido pela regressão exponebcial (2,058).

(4.16)

As constantes de atenuação e de fase correspondem respectivamente à parte real e imaginária da constante de propagação, a saber:

$$\alpha(R, n, s) := \operatorname{Re}(\gamma(R, n, s)) \quad (\text{Constante de atenuação})$$

$$\beta(R, n, s) := \operatorname{Im}(\gamma(R, n, s)) \quad (\text{Constante de fase})$$

(4.17)

A metodologia desenvolvida para o cálculo das atenuações de sinais impulsivos trafegando através de LT's verticais de altas perdas, foi a mesma já utilizada no item 3.3 deste trabalho no cálculo de atenuação da LT horizontal de altas perdas e consistiu em decompor o sinal impulsivo em suas componentes espectrais, utilizando-se a Transformada Rápida de Fourier, calcular para cada componente espectral as constantes de atenuação e de fase para uma progressão do sinal até uma determinada altura, e finalmente, com a utilização da Transformada Rápida Inversa de Fourier, recompor, no domínio do tempo o sinal na posição desejada.

A amplitude de cada componente harmônica do sinal impulsivo, após trafegar "d" metros através da LT, é dada por:

$$V_n := B_n \cdot e^{-\gamma(R, n, s) \cdot d}$$

Onde :

$V_n$  = Amplitude atenuada da "enésima" harmônica;

$B_n$  = Amplitude original da "enésima" harmônica;

$\gamma$  = Constante de propagação da LT com perda;

$R$  = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

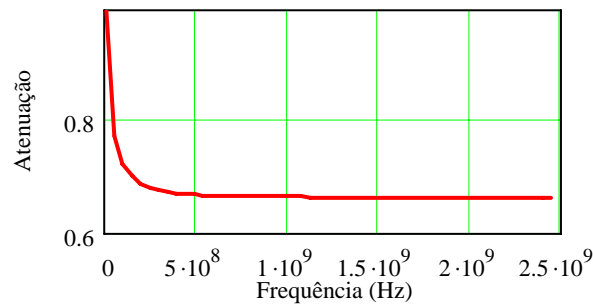
$n$  = Ordem da harmônica;

$s$  = Altura da base do condutor ao plano terra (m);

$d$  = Distância percorrida pelo sinal ao longo da LT (m).

(4.18)

Plotando-se segundo (4.18) a atenuação, ou seja, a relação de amplitudes após o percurso de 20 cm e no início da LT das diversas componentes espectrais, temos o gráfico da figura 4.47.



**Fig.4.47- Variação da relação entre os módulos de “Vn” e “Bn” para “d = 0,2 m” em LT vertical com “R = 1k Ω/m” com a frequência da componente espectral.**

Ao utilizarmos o mesmo fator “3” multiplicando a constante de atenuação, conforme procedimento já adotado para ajuste da constante de atenuação da LT vertical de altas perdas excitadas com sinais senoidais (4.13), a amplitude de cada componente harmônico do sinal impulsivo, após percorrer “d” metros através da LT, pode ser calculada por (4.19).

$$V_n := B_n \cdot e^{-3\gamma(R, n, s) \cdot d}$$

Onde :

Vn = Amplitude atenuada da "enésima" harmônica;

Bn = Amplitude original da "enésima" harmônica;

$\gamma$  = Constante de propagação da LT com perda;

R = Resistência por metro da LT ( $\Omega/m$ );

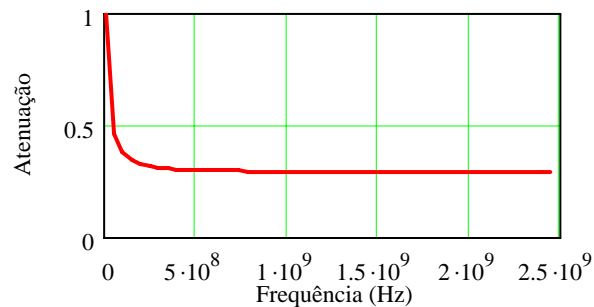
n= Ordem da harmônica;

s = Altura da base do condutor ao plano terra (m);

d = Distância percorrida pelo sinal ao longo da LT (m).

(4.19)

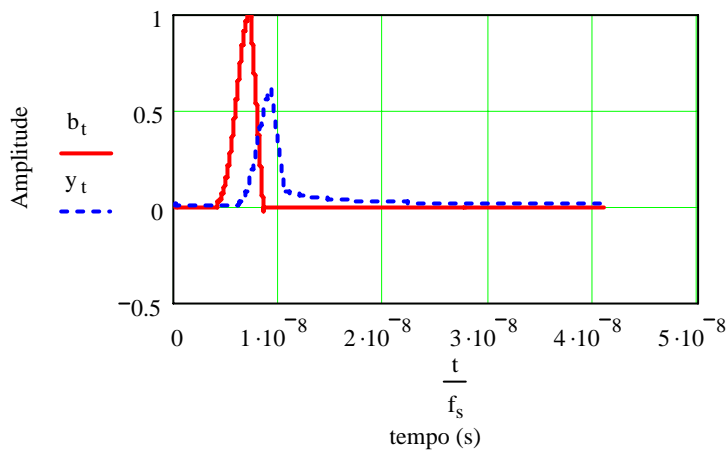
Plotando-se a atenuação das diversas componentes espectrais conforme (4.19), após percurso de 20 cm através da LT, temos o gráfico apresentado na figura 4.48.



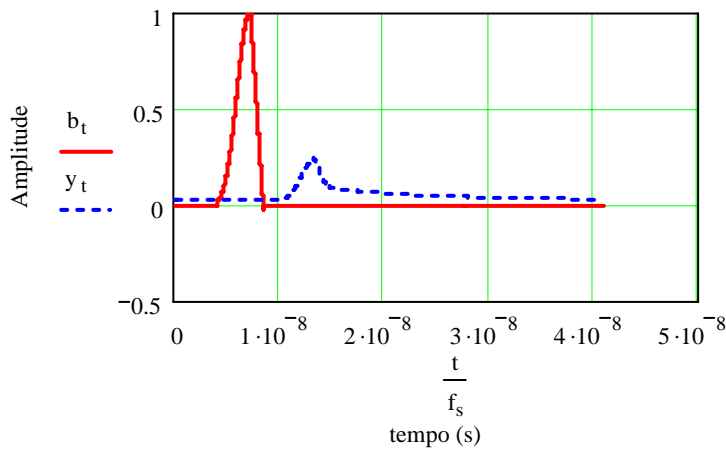
**Fig.4.48- Variação da relação entre os módulos de “Vn” e “Bn” para “d = 0,2 m” em LT vertical com “R = 1k Ω/m” com a frequência da componente espectral (utilização de fator “3” multiplicando a constante de atenuação calculada).**

Conforme era previsto, a utilização do fator “3” modificando a constante de propagação acarretou em maior atenuação em todo o espectro. Observamos que as componentes espectrais na faixa de zero a 100 MHz sofrem acentuada diminuição de amplitude. Para frequências acima de 140 MHz, a atenuação no percurso de 20 cm permanece praticamente constante.

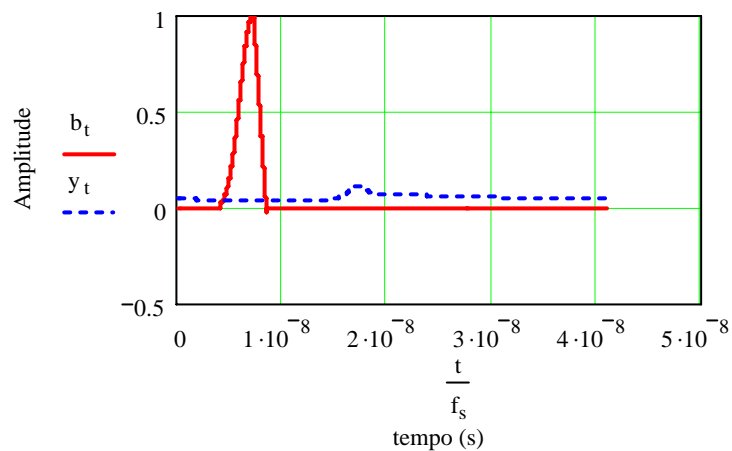
Abaixo nas figuras 4.49, 4.50 e 4.51 são apresentados os resultados de algumas simulações para diferentes distâncias “d” para obtenção do sinal considerando a constante de propagação modificada. Nestas figuras os impulsos com traços contínuos correspondem aos sinais em “d = 0” (início da LT) e os com traços descontínuos na coordenada “d” indicada.



**Fig.4.49- Resultado da simulação; sinal de excitação “bt” e sinal em “d = 0,1m” ; LT vertical com “R = 1k Ω/m” e altura “s= 5cm”.**

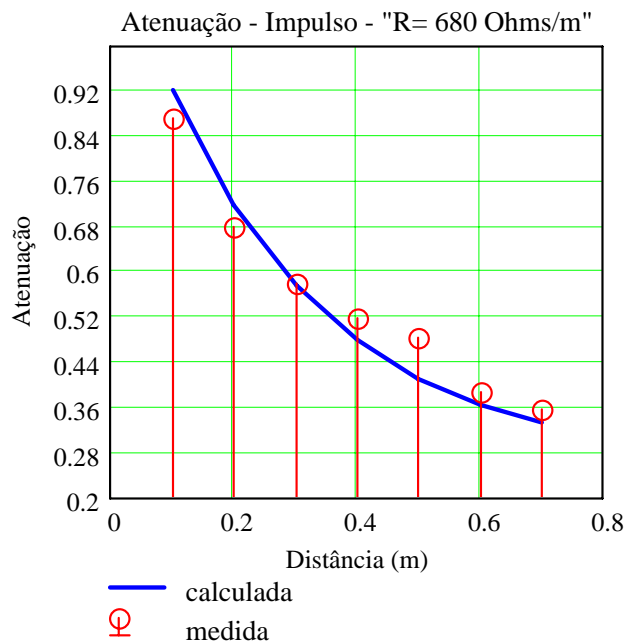


**Fig.4.50- Resultado da simulação; sinal de excitação “bt” e sinal em “d = 0,3m” ; LT vertical com “R = 1k Ω/m” e altura “s= 5cm”.**



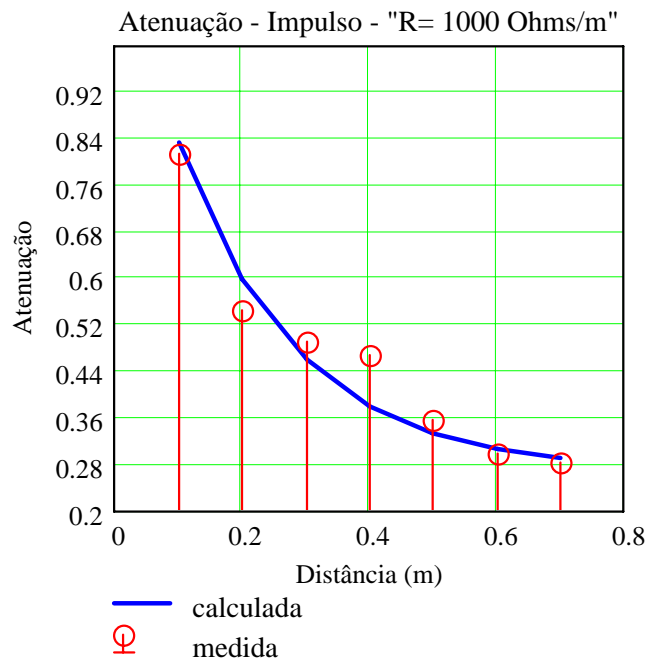
**Fig.4.51- Resultado da simulação; sinal de excitação “bt” e sinal em “d = 0,1m” ; LT vertical com “R = 1k Ω/m” e altura “s= 5cm”.**

Comparando-se agora os cálculos com as medições realizadas verifica-se que as atenuações medidas normalizadas convergem com os valores calculados, conforme gráficos apresentados nas figuras 4.52 e 4.53.



**Fig. 4.52- Comparação entre valores calculados e medidos da atenuação da LT vertical de altas perdas com "R=680 Ω/m" e "s = 5 cm" para sinal impulsivo de 5 ns (utilização de fator 3 multiplicando a constante de atenuação calculada).**





**Fig. 4.53- Comparação entre valores calculados e medidos da atenuação da LT vertical de alta perda com "R= 1kΩ/m" e "s = 5 cm" para sinal impulsivo de 5 ns (utilização de fator 3 multiplicando a constante de atenuação calculada).**

#### 4.5- Conclusões.

Com base nos cálculos e experimentos apresentados neste capítulo, podemos concluir que o modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas proposto em 4.2, consegue avaliar satisfatoriamente a impedância destes dispositivos, considerando as faixas de variação dos parâmetros distribuídos das LT's assumidos nos experimentos, assim como a variação das dimensões físicas dos arranjos montados, tais como comprimento, altura de sua base ao plano terra e diâmetro do condutor.

A LT vertical de altas perdas, com o mesmo parâmetro de resistência por metro de uma LT horizontal, atenua mais os sinais harmônicos e impulsivos que por ela trafegam. A utilização de um fator “3” multiplicando a constante de atenuação do modelo segmentado, propicia o cálculo com precisão das atenuações das LT’s verticais de alta perda tanto para excitações harmônicas como para excitações impulsivas, considerando as faixas de variação dos parâmetros eletromagnéticos assumidos nos experimentos, assim como as dimensões físicas dos arranjos.

Com os dados disponíveis até agora, não é possível generalizar a aplicabilidade do modelo proposto para LT’s verticais de altas perdas, a dispositivos com parâmetros eletromagnéticos e físicos muito diferentes dos utilizados nos modelos ensaiados em laboratório. Esta possível generalização ou mesmo os ajustes que deveriam ser implementados ao modelo, para permitir sua plena aplicação sem restrições a qualquer LT vertical de altas perdas, deve ser comprovada em trabalhos de investigação futuros. É importante salientar, entretanto, que o parâmetro distribuído “R”, que nos ensaios de impedância e de atenuação foram considerados como sendo de 1 k $\Omega$ /m e de 680  $\Omega$ /m, representam valores aproximados, que deveriam ser considerados para a construção de uma antena de ondas progressivas, que produziria campos eletromagnéticos semelhantes aos produzidos pelo canal de descarga real em ensaios em escala reduzida de 20 a 50 vezes. Outra conclusão importante é de que estes dispositivos são na verdade linhas de transmissão com desempenhos previsíveis.

## **5 – Ensaio de reflexão de ondas em LT's horizontais e verticais com perdas para comprovação de suas constantes de atenuação distintas.**

No capítulo 4 deste trabalho foi comprovada a maior atenuação imposta aos sinais harmônicos e impulsivos conduzidos através de LT's verticais, se comparados aos conduzidos através de LT's horizontais de parâmetros resistência por metro "R" idênticos. Este capítulo, através do método de reflexão de sinais, confirma este desempenho diferenciado.

### **5.1 – Objetivo e descrição geral dos ensaios**

O objetivo dos ensaios e simulações apresentados neste Capítulo é o de se confirmar, através de ensaios e simulações no domínio do tempo, a diferença das atenuações entre LT's horizontal e vertical com parâmetros resistência por metro "R" e altura do plano terra "s" idênticos. Estes testes se basearam no arranjo apresentado na figura 5.1.

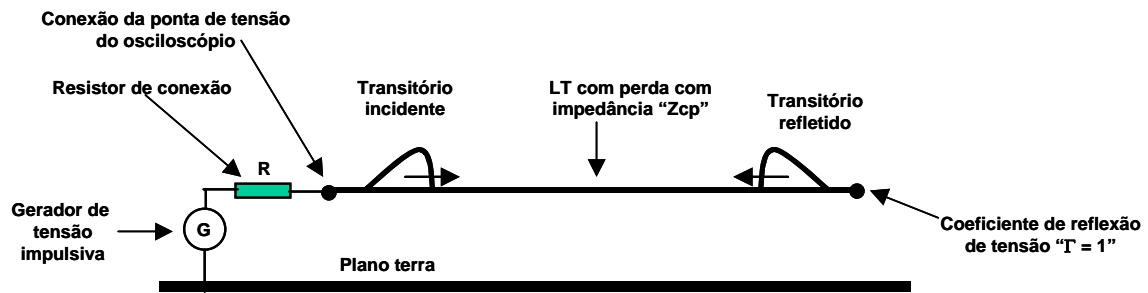


Fig. 5.1- Arranjo básico para medições de sinais refletidos.

O coeficiente de reflexão “ $\Gamma$ ” de tensão de um sinal propagante ao fim da LT é calculado por:

$$\Gamma(Z_l, Z_c) := \frac{Z_l - Z_c}{Z_l + Z_c}$$

Onde :

$\Gamma$  = Coeficiente de reflexão de tensão;

$Z_l$  = Impedância de carga ( $\Omega$ );

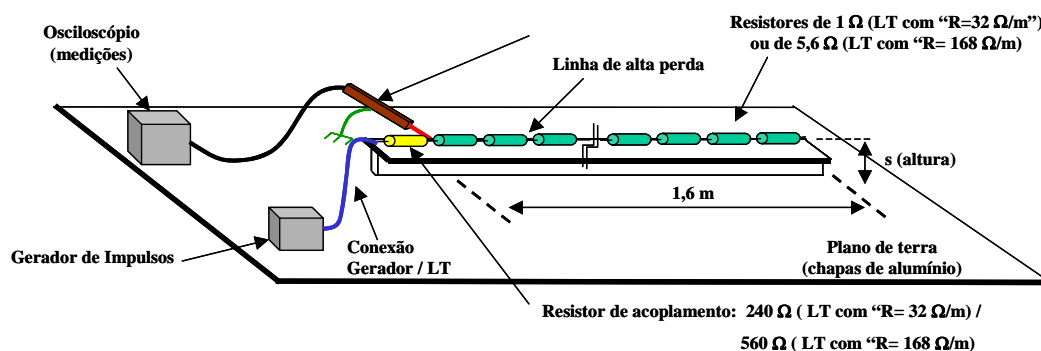
$Z_c$  = Impedância característica da LT ( $\Omega$ ).

(5.1)

Como a LT esta terminada por uma impedância infinita, o impulso viajante ao chegar ao fim da linha será submetido a um coeficiente de reflexão de tensão unitário, retornando em direção ao gerador. Nos trajetos de ida e volta o transiente ficará sujeito à constante de atenuação da LT e a forma de onda capturada no ponto de conexão do osciloscópio, que coincide com o seu início, será a soma do sinal de excitação com o sinal de retorno. Resistores de conexão entre o gerador e a LT foram utilizados para o controle das impedâncias e a correta estimativa das amplitudes das ondas incidentes e refletidas. Os ensaios foram repetidos com arranjos de linhas horizontal e vertical para investigação das diferenças de atenuações sofridas pelos sinais nos dois dispositivos.

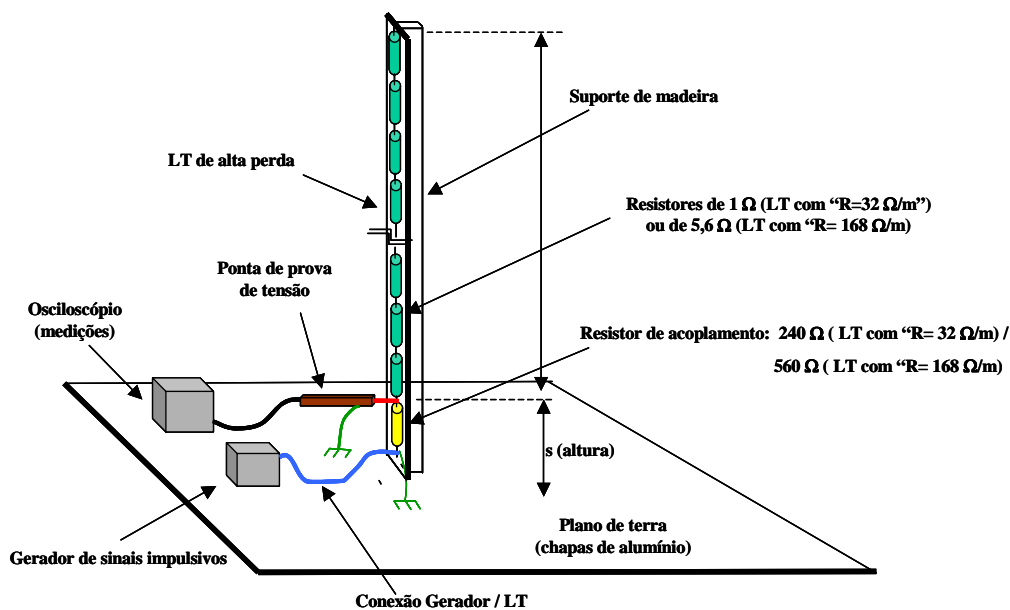
## 5.2 – Medições em laboratório.

Para a realização dos ensaios em laboratório foram montados arranjos, utilizando-se como componentes das LT's resistores de respectivamente  $1 \Omega$  e de  $5,6 \Omega$  configurados de forma a obtermos duas LT's de resistências distribuídas "R" de respectivamente,  $32 \Omega/m$  e  $168 \Omega/m$ . Nestes ensaios, a utilização de LT's com menores resistências por metro se fez necessária para que os sinais refletidos nos fins das linhas e retornados até o ponto de medição não sofressem atenuações muito grandes, como sofreriam caso fossem utilizadas as LT's com resistências distribuídas de  $680 \Omega$  e  $1 \text{ k}\Omega /m$  ensaiadas conforme descrito nos Capítulos 3 e 4 deste trabalho, e desta forma, ficassem mais precisos os oscilogramas obtidos. Visando o controle das impedâncias de conexão entre o gerador e as LT's foram utilizados resistores de conexão de  $240 \Omega$  e  $560 \Omega$  respectivamente para LT's com resistências por metro "R" de  $32 \Omega/m$  e  $168 \Omega/m$ , conforme arranjo da figura 5.2.



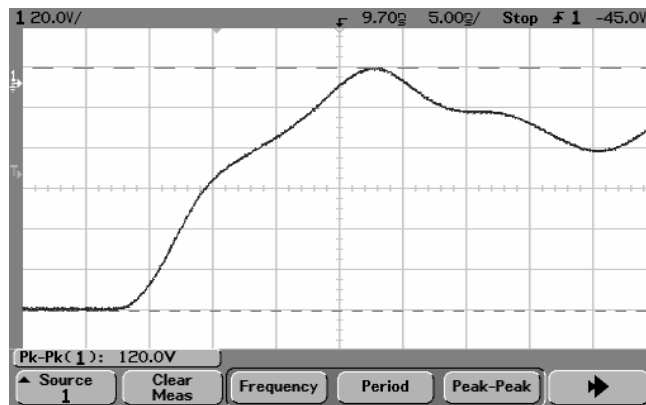
**Fig. 5.2- Disposição física do arranjo utilizado para medições de reflexões nas LT's horizontais .**

Um suporte de madeira, sobre o qual se apoiavam os resistores componentes, permitia que se fizesse o basculamento do arranjo físico das LT's tendo como ponto de rotação seu primeiro resistor, mantendo-se desta forma praticamente inalterados todas as demais variáveis físicas que pudessem interferir nas medições realizadas, tal como o tamanho e disposição do condutor de conexão entre LT's e gerador de impulsos. Após o basculamento, as LT's se configuravam conforme figura 5.3.

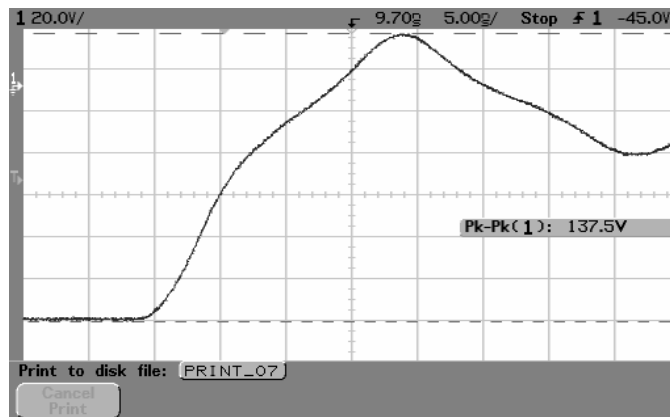


**Fig. 5.3- Disposição física do arranjo utilizado para medições de reflexões nas LT's verticais.**

Nas figuras 5.4 e 5.5 são apresentados os oscilogramas obtidos nos ensaios das LT's horizontal e vertical de "R = 168 Ω/m":



**Fig. 5.4- Oscilograma de tensão impulsiva de entrada; LT horizontal de “R= 168 Ω/m”, altura “s = 4 cm”, comprimento = 1,6 m; tensão total: 120,0 Vp; tensão primeira fase do oscilograma = 77,0Vp.**



**Fig. 5.5- Oscilograma de tensão impulsiva de entrada; LT vertical de “R= 168 Ω/m”, altura “s = 4 cm”, comprimento = 1,6 m; tensão total: 137,5 Vp; tensão primeira fase do oscilograma = 100,0 Vp.**

Observando-se a primeira fase do oscilograma da figura 5.4, que apresenta o impulso de excitação da LT horizontal, constatamos que a relação entre a tensão refletida e a tensão de excitação foi de:

$$43 \text{ V} / 77 \text{ V} = 0,558$$

(5.2)

A mesma avaliação feita através do oscilograma da figura 5.5 relativa à LT vertical, nos fornece:

$$37,5 \text{ V} / 100 \text{ V} = 0,375$$

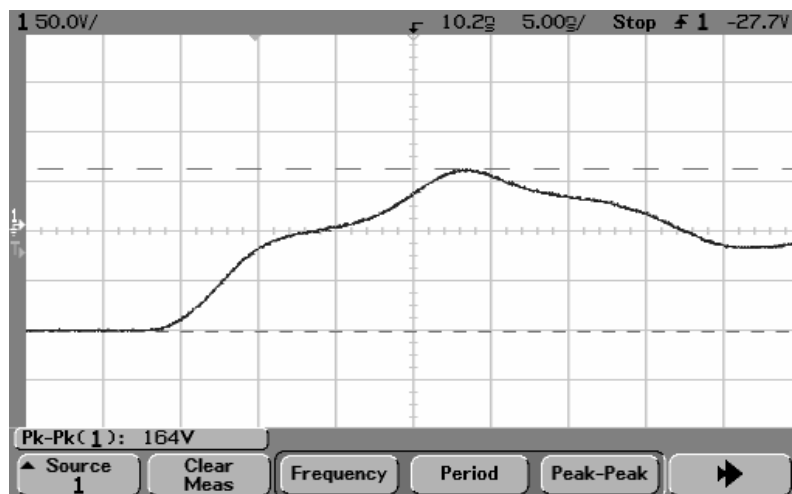
(5.3)

O quociente entre as relações medidas acima, que representa quanto a LT vertical atenua mais o sinal retornado após reflexão total ao ponto de medição, em relação ao sinal retornado após reflexão total na LT horizontal é, portanto, de:

$$0,375 / 0,558 = 0,672$$

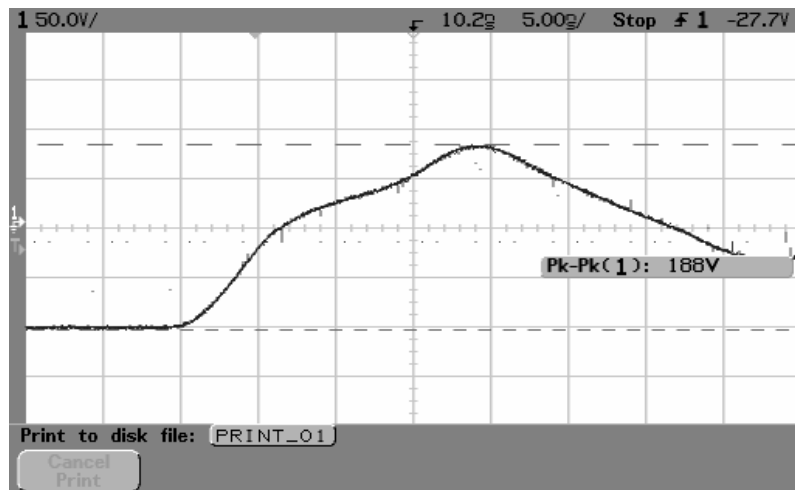
(5.4)

Abaixo nas figuras 5.6 e 5.7 são apresentados os oscilogramas obtidos nos ensaios das LT's horizontal e vertical com resistência por metro " $R = 32 \Omega/\text{m}$ ".



**Fig. 5.6- Oscilograma de tensão impulsiva de entrada; LT horizontal de " $R = 32 \Omega/\text{m}$ ", altura " $s = 4 \text{ cm}$ ", comprimento = 1,6 m; tensão total: 164,0 Vp; tensão primeira fase do oscilograma = 100,0 Vp.**





**Fig. 5.7- Oscilograma de tensão impulsiva de entrada; LT vertical de "R= 32 Ω/m", altura "s = 4 cm", comprimento = 1,6 m; tensão total: 188,0 Vp; tensão primeira fase do oscilograma = 130 Vp.**

Observando-se a primeira fase do oscilograma da figura 5.6, que apresenta o impulso de excitação da LT, constatamos que a relação entre a tensão refletida e de excitação foi de:

$$64 \text{ V} / 100 \text{ V} = 0,64 \quad (5.5)$$

A mesma avaliação feita através do oscilograma da figura 5.7 relativo à LT vertical, nos fornece:

$$58 \text{ V} / 130 \text{ V} = 0,446 \quad (5.6)$$

A relação entre ambas é, portanto, de:

$$0,446 / 0,64 = 0,697 \quad (5.7)$$

A tabela 5.1 apresenta a relação entre os fatores de redução de amplitudes dos sinais refletidos medidos nas LT's vertical e horizontal, com os mesmos parâmetros distribuídos de resistência por metro "R" de 168Ω e de 32 Ω.

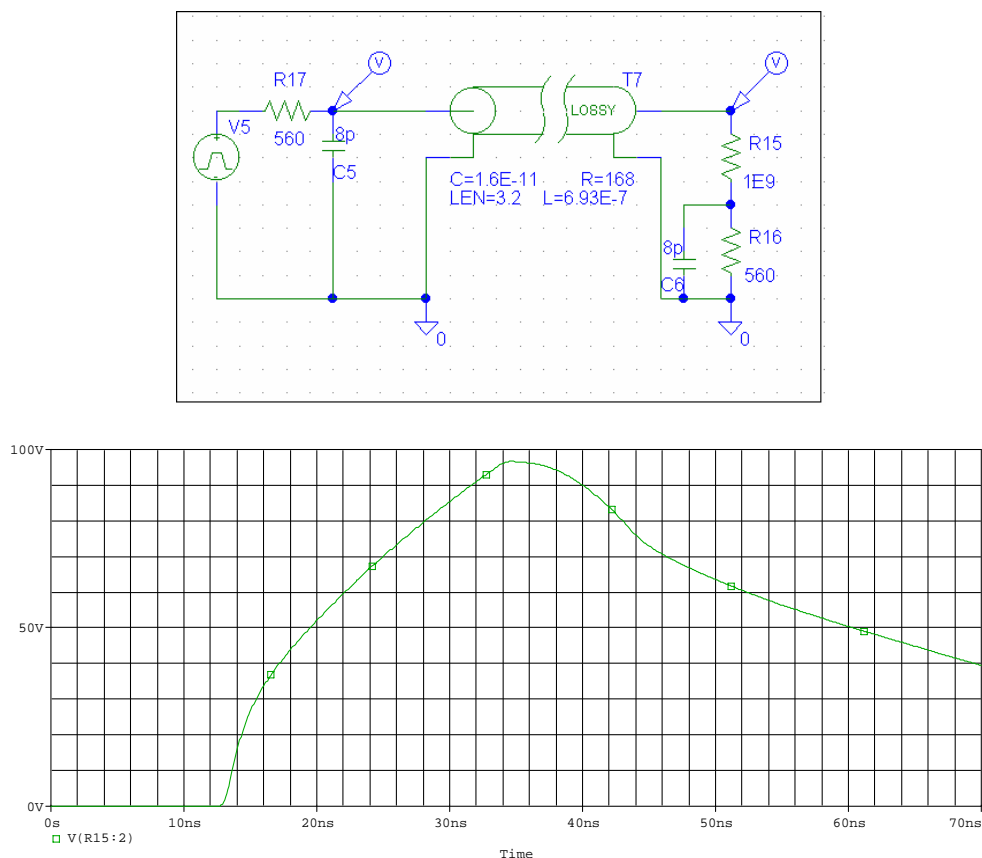
	Relação entre os fatores de redução medidos
LT 168 ohms / m	0,672 (5.4)
LT 32 ohms / m	0,697 (5.7)

**Tabela 5.1 - Relação entre os fatores de redução de amplitude dos sinais medidos refletidos nas LT vertical e na LT horizontal.**

Nos ensaios realizados, a onda refletida experimenta como carga o resistor de conexão, ficando portanto sujeita a um coeficiente de reflexão dado por (5.1), sendo que neste caso, "Zl" passa a ser o resistor de conexão (que tem valor de 240 Ω para as LT's horizontal e vertical com resistência por metro "R= 32 Ω/m" e de 560 Ω para as LT's horizontal e vertical com resistência por metro "R= 168 Ω/m"). A impedância da LT com perdas é função da frequência do sinal harmônico de excitação e, portanto, é necessário se corrigir os valores apresentados na tabela 5.1 considerando o desvio de amplitude devido ao descasamento de impedâncias da onda refletida no ponto de medição.

### 5.3 – Correção das medições dos sinais refletidos.

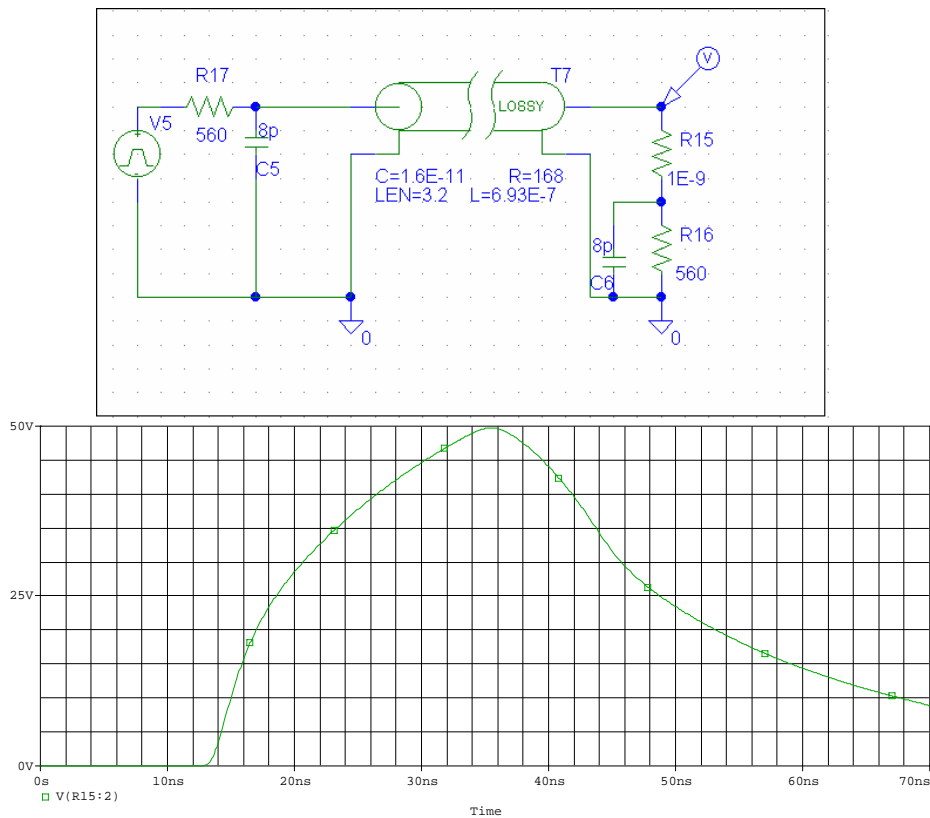
Para análise das reflexões nas da LT's horizontal e vertical de “ $R = 168 \Omega$ ” e posterior correção dos valores medidos foi simulado no software “Pspice” [16] o circuito da figura 5.8 que representa a LT horizontal com a carga provida pela capacitância da ponta de prova em paralelo com o resistor de conexão de  $560 \Omega$  que é interligada através do resistor “R15”. Neste caso, como o resistor “R15” apresenta valor de  $10^9 \Omega$ , esta carga está desconectada fazendo com que o sinal experimente a reflexão total.



**Fig.5.8 – Circuito simulado representativo da LT horizontal com “ $R = 168 \Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga devida à capacitância da ponta de prova e ao resistor de conexão desconectada (“ $Z_l = \infty$ ”); “ $V_p = 96V$ ”.**

O coeficiente de reflexão de tensão “ $\Gamma$ ” é igual a 1 (reflexão total) indicando que a amplitude da onda após percorrer 3,2 m, ou seja, após refletir-se na carga, percorrendo 1,6 m e retornar ao gerador, vencendo outros 1,6 m, caso não houvesse descasamento de impedância, seria de 48 V (metade do valor apresentado na simulação).

Conectando-se agora o conjunto resistor de conexão / ponta de prova, através da mudança do valor de “R15” para  $10^{-9} \Omega$ , temos o circuito da figura 5.9.



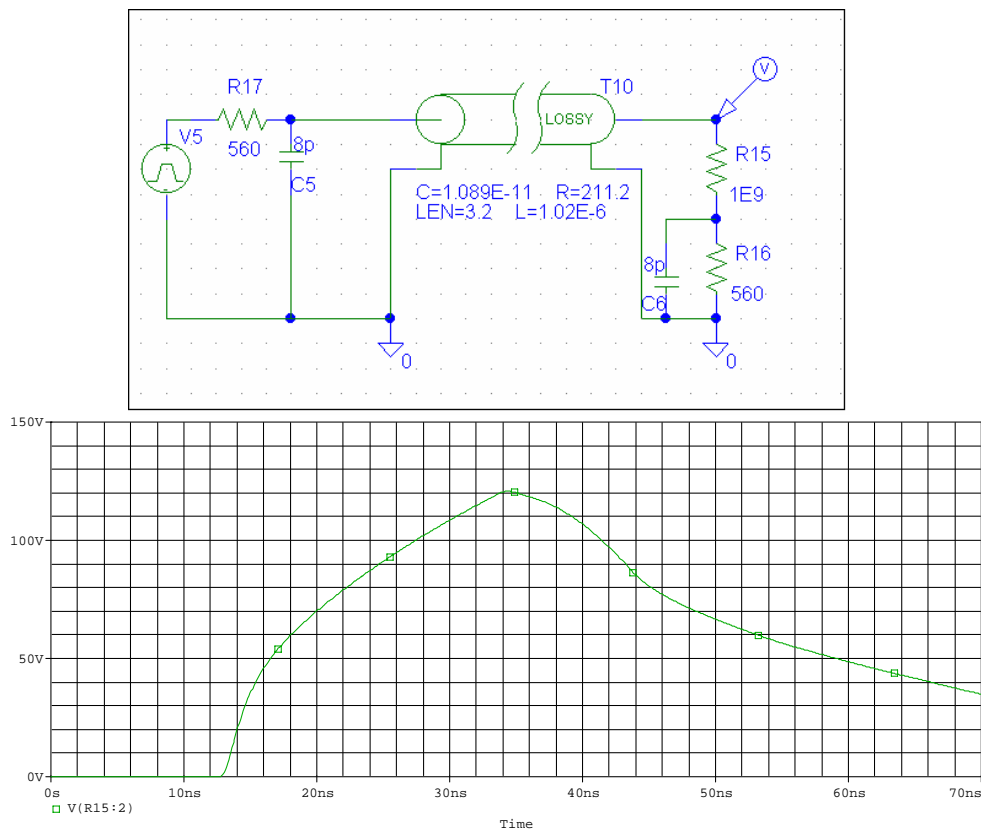
**Figura 5.9 – Circuito simulado representativo da LT horizontal com “ $R = 168 \Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga da capacitância da ponta de prova e o resistor de conexão, “ $V_p = 50V$ ”.**

Agora o valor de crista no fim da LT foi de 50V, considerando a influência da carga. Podemos, portanto estimar o fator de correção que deverá ser aplicado à amplitude do sinal no início da LT medida na simulação em:

$$48 \text{ V} / 50 \text{ V} = 0,96$$

(5.8)

Aplicando a mesma metodologia para a LT vertical com “R= 168 Ω” temos, considerando a LT desconectada, o circuito da figura 5.10.



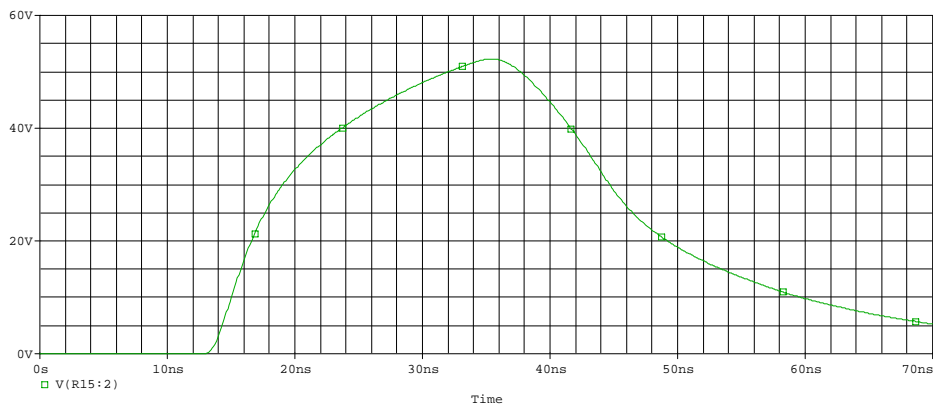
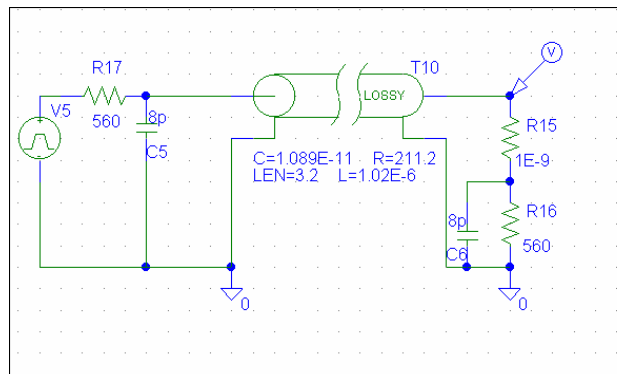
**Fig.5.10 – Circuito simulado representativo da LT vertical com “R = 168 Ω/m” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga devida à capacitância da ponta e prova e ao resistor de conexão desconectada (“Zl = ∞”); “Vp= 120V”.**

Portanto, caso não houvesse descasamento de impedância a tensão de crista seria de 60V:

$$120 \text{ V} / 2 = 60 \text{ V}$$

(5.9)

Com a conexão temos o circuito da figura 5.11:



**Fig.5.11 – Circuito simulado representativo da LT vertical com “R = 168  $\Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga da capacitância da ponta de prova e o resistor de casamento, “Vp= 52V.**

O fator de correção neste caso passa a ser de:

$$60 \text{ V} / 52 \text{ V} = 1,154$$

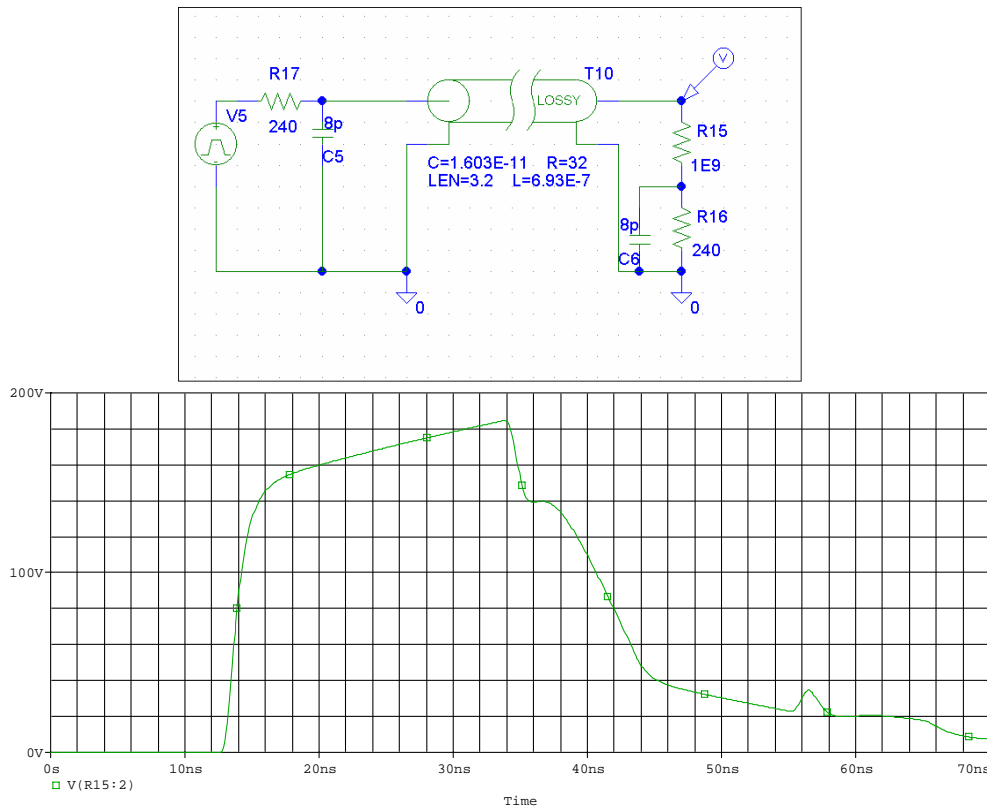
(5.10)

A correção total a ser aplicada à medição é o quociente entre (5.8) e (5.1) a saber:

$$0,960 / 1,154 = 0,832 \text{ (correção total)}$$

(5.11)

Aplicando a mesma metodologia para a LT horizontal com “ $R = 32 \Omega$ ”, temos, considerando a LT desconectada o diagrama da figura 5.12.



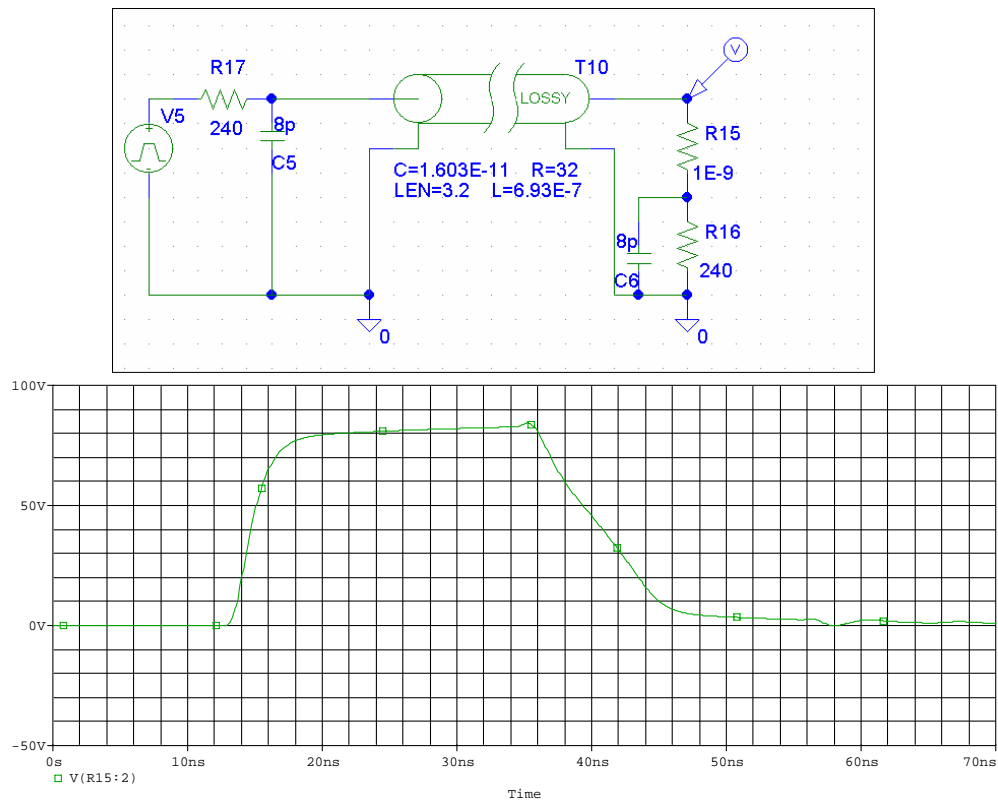
**Fig.5.12 – Circuito simulado representativo da LT horizontal com “ $R = 32 \Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga devida à capacitância da ponta de prova e ao resistor de casamento desconectada (“ $Z_I = \infty$ ”); “ $V_p = 183V$ ”.**

Portanto, caso não houvesse descasamento de impedância a tensão de crista seria de 91,5V, conforme (5.12)

$$183 \text{ V} / 2 = 91,5 \text{ V}$$

(5.12)

Com a conexão temos o circuito da figura 5.13.



**Fig.5.13 – Circuito simulado representativo da LT horizontal com “ $R = 32 \Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga da capacitância da ponta de prova e o resistor de casamento, “ $V_p = 84V$ ”.**

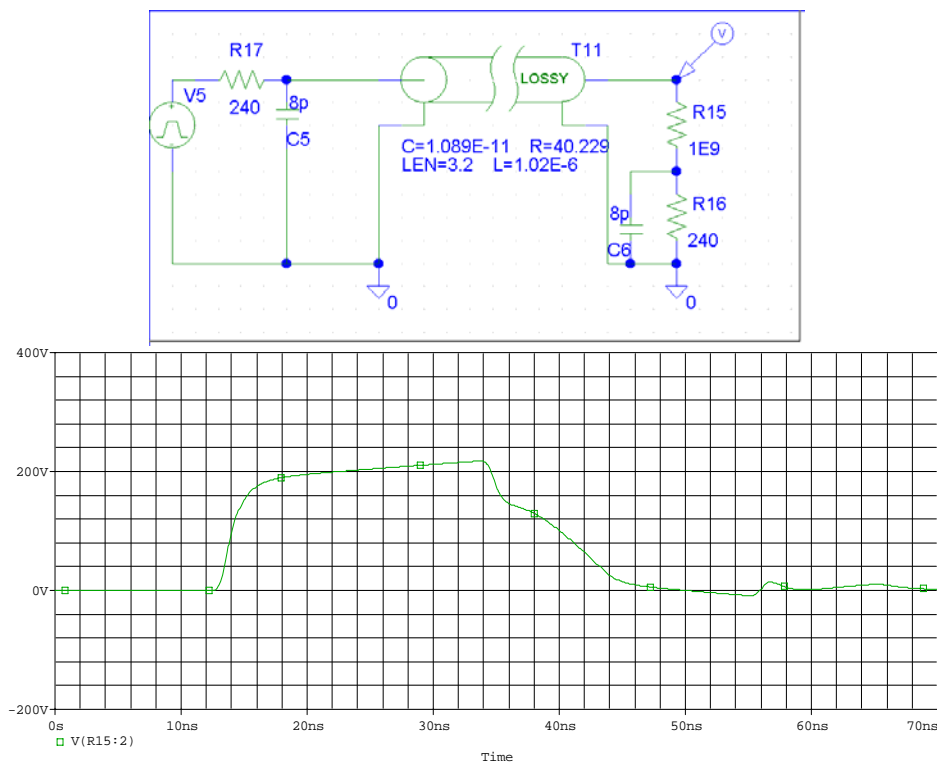
O fator de correção neste caso passa a ser de:

$$91,5 \text{ V} / 84 \text{ V} = 1,089$$

(5.13)

Aplicando a mesma metodologia para a LT vertical com “ $R = 32 \Omega$ ”, temos o diagrama da figura 5.14, considerando a LT desconectada:





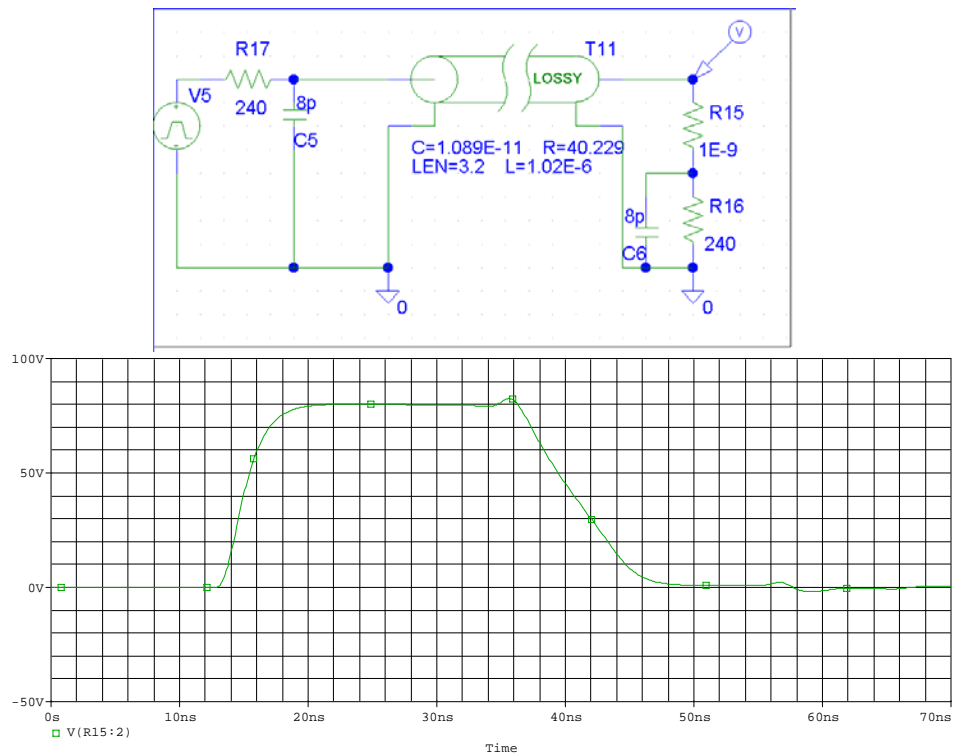
**Fig.5.14 – Circuito simulado representativo da LT vertical com “ $R = 32 \Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga devida à capacitância da ponta de prova e ao resistor de casamento desconectada (“ $Z_I = \infty$ ”); “ $V_p = 220V$ ”.**

Portanto, caso não houvesse descasamento de impedância a tensão de crista seria de 110Vp:

$$220 V / 2 = 110 V$$

(5.14)

Com a conexão temos o circuito da figura 5.15.



**Fig.5.15 – Circuito simulado representativo da LT vertical com “R = 32  $\Omega/m$ ” e oscilograma da tensão desenvolvida no fim da LT considerando a carga da capacitância da ponta de prova e o resistor de casamento, “Vp= 80V”.**

O fator de correção neste caso passa a ser de:

$$110 \text{ V} / 80 \text{ V} = 1,375 \quad (5.15)$$

A correção total a ser aplicada à medição é o quociente entre (5.13) e (5.15):

$$1,089 / 1,375 = 0,792 \text{ (correção total)} \quad (5.16)$$

#### 5.4– Conclusões.

A Tabela 5.2 apresenta as relações corrigidas entre os fatores de redução medidos dos sinais refletidos pelas LT's com “R = 168  $\Omega$ ” e “R = 32  $\Omega$ ” verticais e horizontais ensaiadas.

	Relações entre os fatores de redução medidos	Fatores de correção	Relações corrigidas entre os fatores de redução medidos
LT 168 ohms / m	0,672	0,832	0,559
LT 32 ohms / m	0,697	0,792	0,552

**Tabela 5.2 - Relações corrigidas entre os fatores de redução das amplitudes medidas dos sinais refletidos nas LT's verticais em relação aos refletidos nas LT's horizontais.**

As reduções dos sinais impulsivos refletidos e retornados ao início das linhas pelas LT's verticais e horizontais com resistência distribuída de “R = 168  $\Omega$ ” e “R = 32  $\Omega$ ” em relação aos sinais incidentes foram de 55,9% e 55,2% respectivamente. Podemos, portanto concluir, que os ensaios baseados em medições de ondas refletidas, mostraram que as atenuações dos sinais impulsivos são maiores quando trafegam por LT's verticais com perdas, se comparadas com as atenuações sofridas pelos mesmos sinais trafegando através de LT's horizontais com o mesmo parâmetro “resistência por metro”, confirmando a conclusão obtida nos ensaios apresentados no Capítulo 4 deste trabalho.

## **6 – CÁLCULOS RELATIVOS À IRRADIAÇÃO DAS LINHAS DE TRANSMISSÃO VERTICAIS E HORIZONTAIS DE ALTAS PERDAS**

### **6.1- Considerações iniciais**

Os experimentos realizados nas LT's verticais de altas perdas com excitações harmônicas e impulsivas, descritos nos Capítulos 4 e 5 deste trabalho, comprovaram experimentalmente que estes dispositivos atenuam mais os sinais trafegantes se comparados às LT's horizontais de altas perdas com idênticos valores de resistência por metro.

A hipótese mais provável para se explicar esta diferença de desempenho, seria assumirmos que parte da energia eletromagnética que trafega através da LT vertical seja irradiada, provocando, desta forma a atenuação mais pronunciada da corrente ao longo de seu comprimento. A atenuação adicional imposta pela LT vertical de altas perdas seria desta forma explicada, caso a potência irradiada fosse expressiva se comparada com a potência perdida naturalmente pelo efeito "Joule".

O modelo escolhido para se avaliar a potência irradiada pela LT foi o do monopolo vertical de ondas viajantes. Segundo Collin [15], um monopolo vertical simples, montado conforme arranjo da figura 6.1 excitado por corrente

harmônica viajante de amplitude constante, produz um campo elétrico dado por

(6.1).

$$E(\theta, r) := \frac{j \cdot k_0 \cdot I_0 \cdot \eta}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot \sin(\theta) \cdot e^{-j \cdot k_0 \cdot r} \cdot \int_0^L e^{-j \cdot k_0 \cdot x \cdot (1 - \cos(\theta))} \cdot e^{-\alpha v \cdot x} dx \quad \left( \frac{V}{m} \right)$$

Onde:

$k_0$  = Constante de fase da corrente na antena (Rad/m);

$\eta$  = Impedância intrínseca do vácuo -  $120\pi$  ( $\Omega$ );

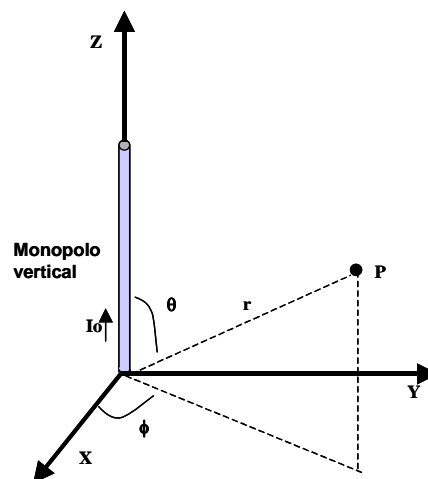
$\alpha v$  = Constante de atenuação da corrente na antena (Neper/m)

$I_0$  = Corrente senoidal de crista de excitação da antena (A);

$r$  = Distância (m);

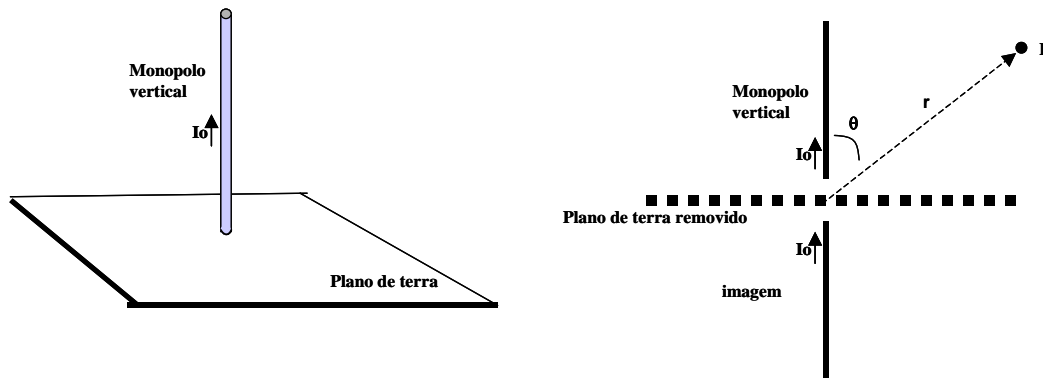
$L$  = Comprimento da antena (m).

(6.1)



**Fig. 6.1 – Arranjo físico do monopolo vertical excitado por corrente harmônica viajante.**

Considerando agora que o nosso monopolo está localizado sobre um plano condutor perfeito, utilizando-se a teoria das imagens, temos a situação apresentada na figura 6.2 que representa a sua imagem projetada abaixo do plano terra com uma corrente distribuída ao longo de seu comprimento de amplitudes e direções idênticas.



**Fig. 6.2 – Monopolo vertical excitado com corrente harmônica viajante sobre um plano terra perfeito – Arranjo equivalente conforme a teoria das imagens.**

Considerando a imagem do monopolo vertical e a atenuação da corrente ao longo da antena, temos para a avaliação do campo elétrico irradiado a expressão (6.2).

$$E(\theta, r) := \frac{j \cdot k_0 \cdot I_0 \cdot \eta}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot \sin(\theta) \cdot e^{-j \cdot k_0 \cdot r} \cdot \left[ \int_0^L \left[ e^{-j \cdot k_0 \cdot x \cdot (1 - \cos(\theta))} \right] \cdot e^{-\alpha v \cdot x} dx + \int_{-L}^0 e^{j \cdot k_0 \cdot x \cdot (1 + \cos(\theta))} \cdot e^{\alpha v \cdot x} dx \right] \quad \left( \frac{V}{m} \right)$$

Onde:

- $k_0$  = Constante de fase da corrente na antena (Rad/m);
- $\eta$  = Impedância intrínseca do vácuo -  $120\pi$  ( $\Omega$ );
- $\alpha v$  = Constante de atenuação da corrente na antena (Neper/m)
- $I_0$  = Corrente senoidal de crista de excitação da antena (A);
- $r$  = Distância (m);
- $L$  = Comprimento da antena (m).

(6.2)

A partir do campo elétrico irradiado, calculamos a densidade de potência da onda eletromagnética “S”, que é o “Vetor de Pointing” em cada posição no espaço:

$$s(\theta, r) := \frac{(|E(\theta, r)|)^2}{2 \cdot \eta} \quad \left( \frac{W}{m^2} \right)$$

(6.3)

Multiplicando-se a densidade de potência irradiada “S” pela distância ao quadrado, a contar da antena até onde foi calculado, teremos a intensidade de

irradiação “U” dada em “W/ Sr” (“Sr” corresponde à unidade de ângulo sólido – “Esterradianos”), que, finalmente integrada ao longo das direções de irradiação, nos fornece a potência total irradiada pelo monopolo, conforme abaixo:

$$P := \int_0^{2\cdot\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} S(\theta, r) \cdot r^2 \cdot \sin(\theta) \, d\theta \, d\phi$$

(6.4)

Em (6.4), o limite de integração da variável “ $\theta$ ” foi de zero a “ $\pi/2$ ” radianos devido ao fato de que a irradiação só ocorrerá no espaço acima do plano terra.

Este modelo será aplicado para a avaliação da atenuação adicional da corrente de excitação do monopolo, conforme desenvolvimento apresentado no item 6.2.

### **6.2- Avaliação da potência irradiada por monopolos verticais alimentados por correntes de excitação viajantes atenuadas ao longo de seu comprimento.**

Define-se resistência de irradiação de uma antena como sendo a parte resistiva de sua impedância responsável pela conversão da potência elétrica entregue em sua entrada em potência irradiada sob forma de ondas eletromagnéticas. Assim, o produto do valor eficaz da corrente de excitação da antena ao quadrado, pela resistência de irradiação nos fornece a potência elétrica irradiada em Watts.

Aplicando esta definição a LT vertical com perdas, vista agora como um monopolo vertical, com altura ao plano terra de 5cm, com resistência

distribuída em seu condutor irradiante de  $1 \text{ k}\Omega/\text{m}$ , excitado por uma corrente senoidal de  $1 \text{ A}$  de pico e frequência de  $25 \text{ MHz}$ , teremos o procedimento descrito a seguir para o cálculo de sua resistência de irradiação e de sua potência irradiada. As avaliações da impedância de entrada e da constante de propagação, incluindo a constante de atenuação, foram elaboradas de acordo com (4.8) e (4.9) conforme abaixo:

$$Z_v(R, f, s) = 6.46 \times 10^2 - 5.689i \times 10^2 \quad (\Omega) \quad (\text{Impedância de Entrada})$$

$$R_v := \text{Re}(Z_v(R, f, s)) \quad R_v = 6.46 \times 10^2 \quad (\Omega) \quad (\text{Parte Real da Impedância})$$

$$\gamma_v(R, f, s) = 9.731 \times 10^{-1} + 1.105i \quad (\text{Constante de Propagação})$$

$$\alpha_v := \text{Re}(\gamma_v(R, f, s)) \quad \alpha_v = 9.731 \times 10^{-1} \quad (\text{Neper/m}) \quad (\text{Constante de Atenuação})$$

Onde:

$R$  = Resistência por metro da LT ( $\Omega/\text{m}$ );  
 $f$  = Frequência do sinal harmônico (Hz);  
 $s$  = Distância da base da LT ao plano terra (m).

(6.5)

Observamos que a corrente ao longo de uma LT com perdas varia conforme a expressão (6.6):

$$I := I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot r}$$

Onde:

$I$  = Corrente em um ponto da LT distante  $r$  metros da entrada (A);  
 $I_0$  = Corrente de entrada na LT (A);  
 $\alpha$  = Constante de atenuação (Neper/m);  
 $r$  = distância para obtenção da corrente (m).

(6.6)

Utilizando a mesma constante de atenuação para avaliação da potência ao longo da LT, temos:



$$P := P_0 \cdot e^{-2 \cdot \alpha \cdot r}$$

Onde:

P = Potência em um ponto da LT distante  $r$  metros da entrada (W);

$P_0$  = Potência de entrada na LT (W);

$\alpha$  = constante de atenuação;

$r$  = distância para obtenção da potência  $P$  (W).

(6.7)

No capítulo 4 deste documento foi proposta, com base nas medições em laboratório, a multiplicação da constante de atenuação por um fator “3”, de forma a se conseguir a convergência dos valores calculados de atenuação para sinais harmônicos e impulsivos com os medidos. Isto representa, para o fator de atenuação adicional das correntes e potências, coeficientes “2” e “4” respectivamente para correções da corrente ou tensão e da potência guiadas pela LT conforme (6.13):

$$\frac{e^{-3 \cdot \alpha \cdot r}}{e^{-\alpha \cdot r}} = e^{-2 \cdot \alpha \cdot r} \quad (\text{Fator de Atenuação adicional de corrente ou tensão guiadas})$$

$$\frac{e^{-6 \cdot \alpha \cdot r}}{e^{-2 \cdot \alpha \cdot r}} = e^{-4 \cdot \alpha \cdot r} \quad (\text{Fator de Atenuação adicional de potência guiada})$$

Onde:

$\alpha$  = Constante de Atenuação (Neper/m);

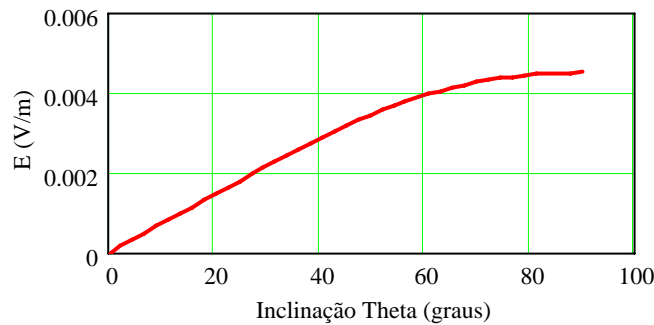
$r$  = Distância para Obtenção da Corrente /Tensão ou Potência (m);

2 = Coeficiente para Obtenção do Fator de Atenuação de Tensão ou Corrente Guiadas;

4 = Coeficiente para Obtenção do Fator de Atenuação Adicional da Potência Guiada.

(6.8)

Considerando uma corrente de 1A de pico de frequência de 25 MHz excitando o monopolo em análise, sujeito a uma constante de atenuação “ $\alpha_v = 0,9731$ ” conforme (6.5) temos, calculando e plotando o campo elétrico irradiado, o gráfico da figura 6.5.



**Fig. 6.5 - Diagrama do campo elétrico irradiado pelo monopolo vertical com comprimento “L= 5m” excitado por corrente harmônica de 1 A de pico com constante de atenuação de corrente “ $\alpha v= 0,9731$ ” na frequência de 25 MHz, em função do ângulo “ $\theta$ ”.**

Calculando-se a potência total irradiada, teremos 11,28 W, conforme (6.9).

$$s(\theta, r) := \frac{(|E(\theta, r)|)^2}{2 \cdot \eta} \quad \left( \frac{W}{m^2} \right)$$

$$P := \int_0^{2 \cdot \pi} \int_0^{\pi} s(\theta, r) r^2 \cdot \sin(\theta) d\theta d\phi$$

$$P = 1.128 \times 10^1 \quad (W)$$

(6.9)

Explicitando o campo elétrico irradiado em função do comprimento da LT, temos a expressão abaixo:

$$E(\theta, L) := \frac{j \cdot k_0 \cdot I_0 \cdot \eta}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot \sin(\theta) \cdot e^{-j \cdot k_0 \cdot r} \left[ \int_0^L \left[ e^{-j \cdot k_0 \cdot x \cdot (1 - \cos(\theta))} \right] \cdot e^{-\alpha v \cdot x} dx + \int_{-L}^0 \left[ e^{j \cdot k_0 \cdot x \cdot (1 + \cos(\theta))} \right] \cdot e^{\alpha v \cdot x} dx \right] \quad \left( \frac{V}{m} \right)$$

Onde:

$k_0$  = Constante de fase da corrente na antena (Rad/m);  
 $\eta$  = Impedância intrínseca do vácuo -  $120 \pi$  ( $\Omega$ );  
 $\alpha v$  = Constante de atenuação da corrente na antena (Neper/m)  
 $I_0$  = Corrente senoidal de crista de excitação da antena (A);  
 $r$  = Distância (m);  
 $L$  = Comprimento da antena (m).

(6.10)

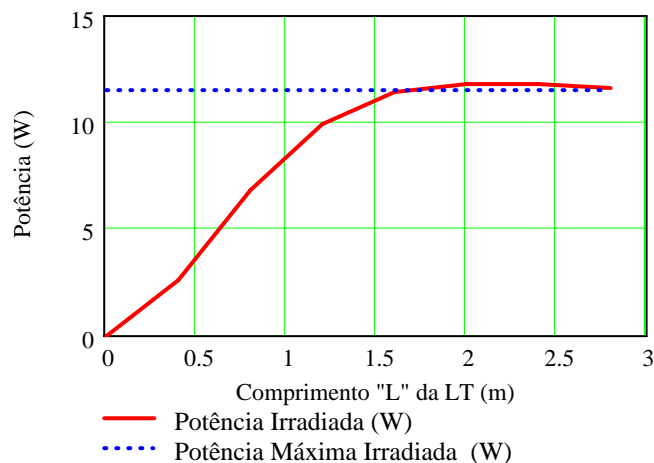
que, por sua vez, integrada nos fornece a potência irradiada:

$$P(L) := \int_0^{2\cdot\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{(|E(\theta,L)|)^2}{2\cdot\eta} \cdot \sin(\theta) r^2 d\theta d\phi$$

$$P(3) = 1.148 \times 10^1 \quad (\text{W})$$

(6.11)

Plotando-se as potências irradiadas máxima e em função do comprimento da LT temos o gráfico apresentado na figura 6.6.



**Fig. 6.6- Potência irradiada pelo monopolo vertical com comprimento excitado por corrente harmônica de 1 A de pico com constante de atenuação de corrente “ $\alpha_v = 0,9731$ ” na frequência de 25 MHz, em função de seu comprimento (L).**

Observamos, portanto, que tendo em vista a forte atenuação da corrente de excitação o comprimento efetivo da antena é de aproximadamente 2,4 metros, ou seja, apenas os primeiros 2,4 metros da estrutura vertical efetivamente contribuem para irradiar potência.

Considerando finalmente a potência máxima irradiada de 11,48 W, sob uma corrente de excitação de 1 A de pico, temos o seguinte cálculo da resistência de irradiação:

$$Res_{irr} := \frac{P}{\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2} \quad (\Omega)$$

Onde:

P = Potência irradiada (W);

$$Res_{irr} = 2.256 \times 10^1 \quad (\Omega).$$

(6.12)

Em obediência ao princípio da conservação de energia, a potência irradiada deve redundar em uma dissipação adicional de potência no sinal de corrente distribuído ao longo da antena de igual valor. Neste raciocínio, o coeficiente “2” utilizado em (6.8) para avaliação do fator de atenuação adicional de corrente deve ser tal que propicie uma perda adicional de potência guiada na LT igual à potência gasta na irradiação. Quantificando esta dissipação adicional de potência do sinal de corrente devida à irradiação “Pot<sub>per</sub>”, temos a expressão (6.13) que considera uma corrente de excitação senoidal de 1 A de pico na entrada da LT.

$$Pot_{per}(\alpha, L) := \frac{Res_{irr}}{2} \cdot \left(1 - e^{-2 \cdot \alpha \cdot L}\right)^2$$

Onde:

$\alpha$  = Constante de atenuação (Neper/m);

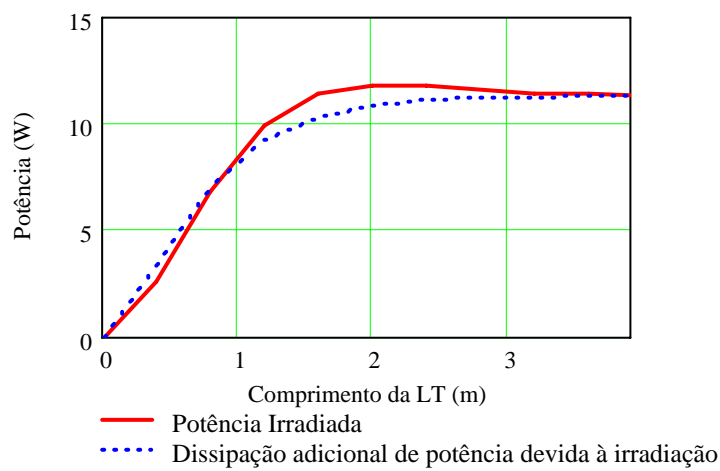
$Res_{irr}$  = Resistência de irradiação ( $\Omega$ );

L = Comprimento da LT (m);

2 = Coeficiente para obtenção do fator de atenuação adicional da corrente guiada

(6.13)

Plotando-se, para o exemplo, as potências irradiadas e a dissipação adicional de potência do sinal de corrente devida à irradiação, temos o gráfico da figura 6.7.



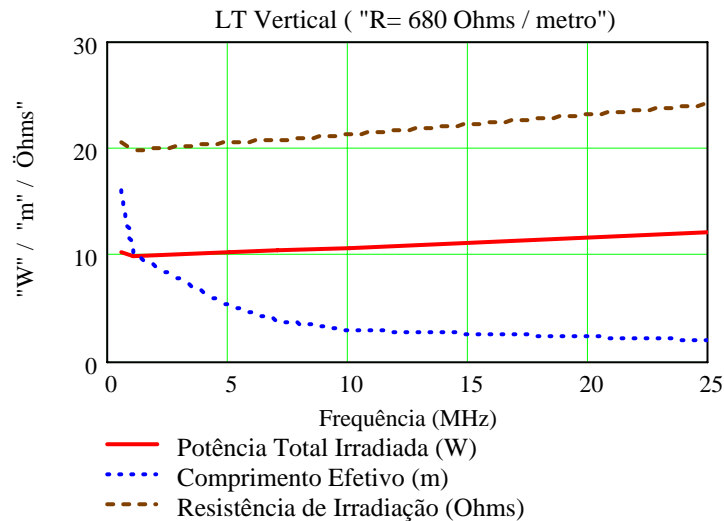
**Fig. 6.7- Potência irradiada e dissipação adicional de potência do sinal de corrente devida à irradiação em função do comprimento (“L”) da LT.**

Observamos no gráfico da figura 6.7 que, tendo a LT comprimento de 2,4m, a potência irradiada se iguala à dissipação adicional imposta à corrente, confirmando o comprimento efetivo do arranjo e o acerto do coeficiente “2” para obtenção do fator de atenuação adicional da corrente guiada.

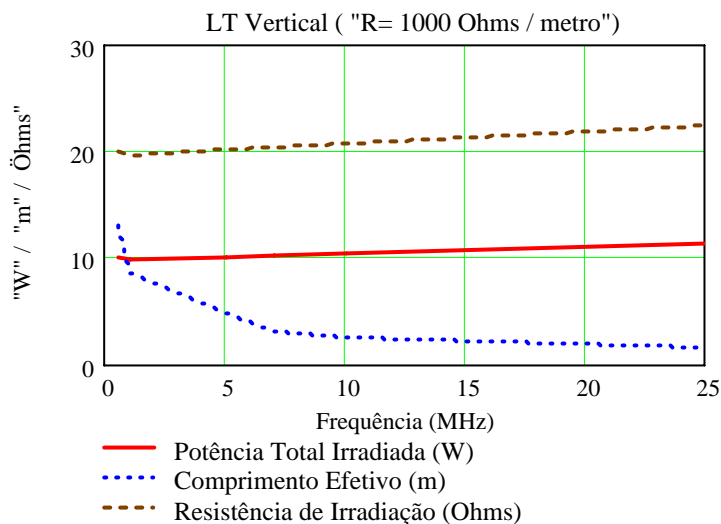
### **6.3- Resultados das avaliações das irradiações das LT’s verticais de altas perdas ensaiadas e modeladas neste trabalho.**

Sintetizando os resultados obtidos nos cálculos da potência irradiada para uma corrente de excitação de 1 A de pico, dos comprimentos efetivos e das

resistências de irradiação das LT's verticais com resistências distribuídas "R= 680  $\Omega$  /m" e "R= 1 k $\Omega$  /m", temos os gráficos apresentados nas figuras 6.8 e 6.9.

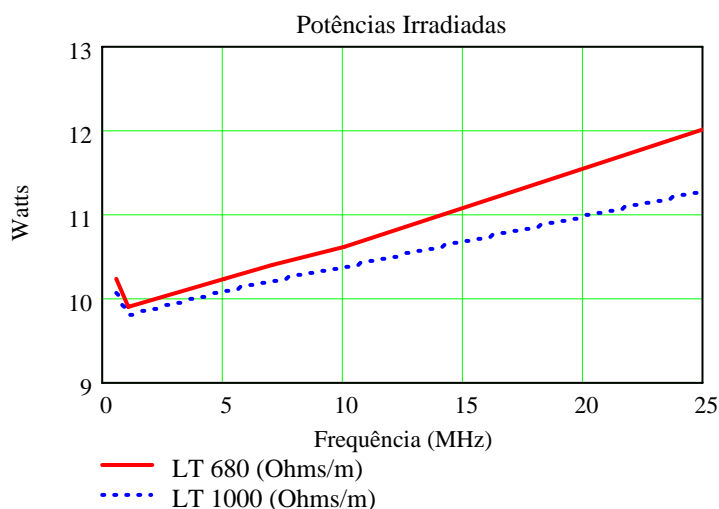


**Fig. 6.8- Potência irradiada para uma corrente de excitação de 1 Ap, comprimento efetivo e resistência de irradiação calculados para a LT de resistência por metro "R= 680  $\Omega$  /m" em função de frequência de excitação.**



**Fig. 6.9- Potência irradiada para uma corrente de excitação de 1 Ap, comprimento efetivo e resistência de irradiação calculados para a LT de resistência por metro "R= 1 k $\Omega$  /m" em função de frequência de excitação.**

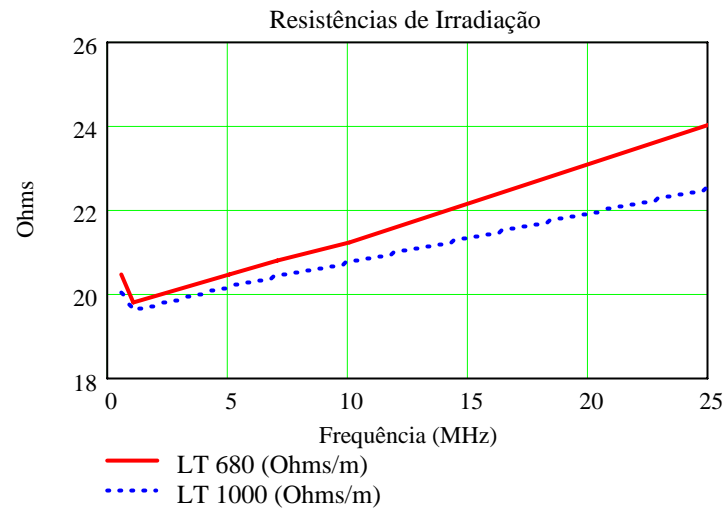
Observando os gráficos acima verificamos que os parâmetros não variaram significativamente entre as LT's avaliadas. As potências irradiadas pelas LT's com "R= 680  $\Omega$  /m" e "R= 1 k $\Omega$  /m" variaram respectivamente entre 10,22 W a 12,0 W e entre 10,0 W a 11,28 W para excitações em frequências compreendidas entre 500 kHz a 25 MHz. Os comprimentos efetivos das mesmas LT's variaram respectivamente de 16 m a 1,9 m, e de 13 m a 1,6 m para frequências entre 500 kHz e 25 MHz e suas resistências de irradiação variaram respectivamente entre 20,44  $\Omega$  a 24,02  $\Omega$  e entre 20,01  $\Omega$  a 22,50  $\Omega$ . Plotando-se as potências irradiadas pelas LT's de altas perdas com resistências distribuídas de "680  $\Omega$  /m" e de "1 k $\Omega$  /m", temos o gráfico apresentado na figura 6.10.



**Fig. 6.10- Potências calculadas irradiadas pelas LT's com resistências por metro "R= 680  $\Omega$  /m" e "R="1 k $\Omega$  /m" em função da frequência de excitação.**

Observamos que na excitação em 25 MHz ocorreram as maiores diferenças entre as potências irradiadas que foram de 12,01 W e de 11,28 W respectivamente para as LT's de "680  $\Omega$  /m" e de "1 k $\Omega$  /m". Para frequências

menores, as diferenças de potências irradiadas se tornam menores. As resistências de irradiação calculadas para as duas LT's se encontram plotadas no gráfico da figura 6.11.

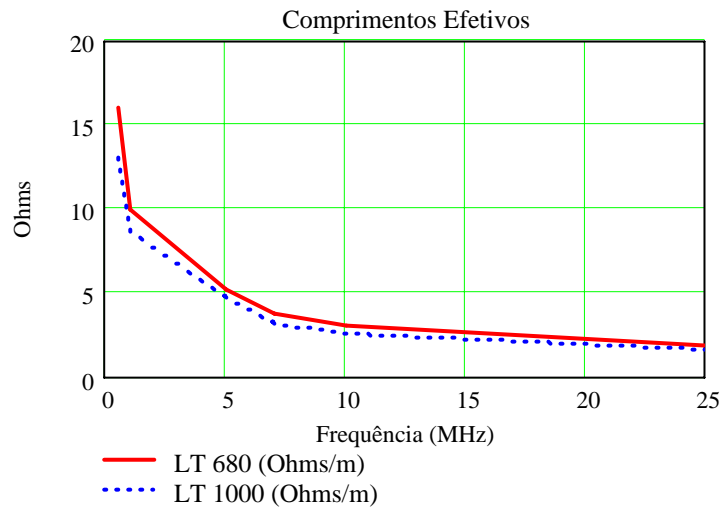


**Fig.6.11- Resistências de irradiação calculadas das LT's com resistências por metro "R= 680 Ω /m" e "R= 1 kΩ /m" em função de frequência de excitação.**

Conforme era previsto, os perfis destas curvas têm a mesma tendência das curvas das potências irradiadas apresentadas no gráfico da fig. 6.10 atingindo, para as duas LT's, valores compreendidos entre 24,02 Ω a 22,50 Ω .

Os comprimentos efetivos se encontram plotados no gráfico da figura 6.12.





**Fig. 6.12 - Comprimentos efetivos calculados para as LT's com resistências por metro " $R= 680 \Omega /m$ " e " $R=1 \text{ k}\Omega /m$ " em função de frequência de excitação.**

Apesar das LT's de resistências por metro de " $680 \Omega /m$ " e " $1 \text{ k}\Omega /m$ " possuírem comprimentos efetivos semelhantes, é importante observar a tendência da diminuição deste parâmetro com o aumento da frequência do sinal de excitação. Dois fatores contribuem para esta tendência: a maior atenuação por comprimento do sinal na LT e o aumento da potência irradiada pela LT com o aumento da frequência.

#### **6.4- Avaliação da potência irradiada pelas LT's horizontais alimentadas por correntes de excitação viajantes atenuadas ao longo de seus comprimentos.**

Visando a comparação do desempenho de irradiação das LT's horizontais de altas perdas quando comparadas às similares verticais, passamos ao cálculo de seus campos eletromagnéticos irradiados.

Segundo Collin [15], uma antena horizontal simples, montada sobre um plano condutor perfeito conforme arranjo da figura 6.13 excitada por uma corrente harmônica viajante de amplitude atenuada ao longo condutor, produz um campo elétrico dado por:

$$E(\theta, L, h) := \frac{j \cdot k_0 \cdot I_0 \cdot \eta}{4 \cdot \pi \cdot r} \cdot \sin(\theta) \cdot e^{-j \cdot k_0 \cdot r} \cdot \left[ \int_0^L \left[ e^{-j \cdot k_0 \cdot x \cdot (1 - \cos(\theta))} \right] \cdot e^{-\alpha_V \cdot x} dx \right] \cdot \left( 1 + e^{j \cdot \pi - j \cdot 2 \cdot k_0 \cdot h \cdot \sin(\theta)} \right) \quad \left( \frac{V}{m} \right)$$

Onde:

$k_0$  = Constante de fase da corrente na antena (Rad/m);

$\eta$  = Impedância intrínseca do vácuo -  $120 \pi$  ( $\Omega$ );

$I_0$  = Corrente senoidal de crista de excitação da antena (A);

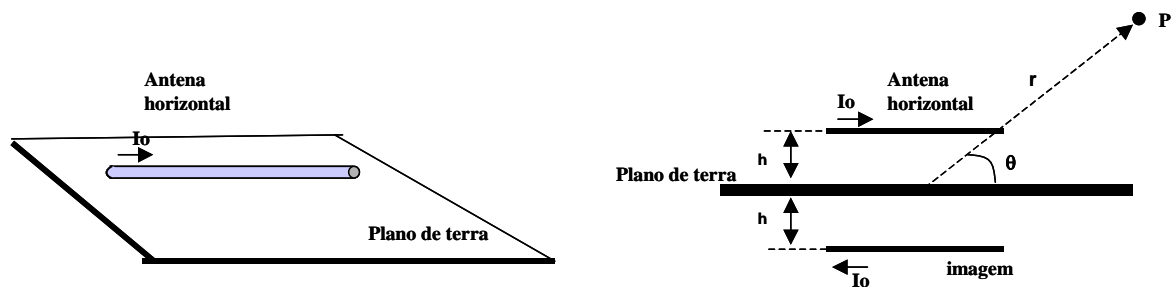
$r$  = Distância (m);

$L$  = Comprimento da antena (m);

$\alpha_V$  = Constante de atenuação da corrente na antena (Neper/m);

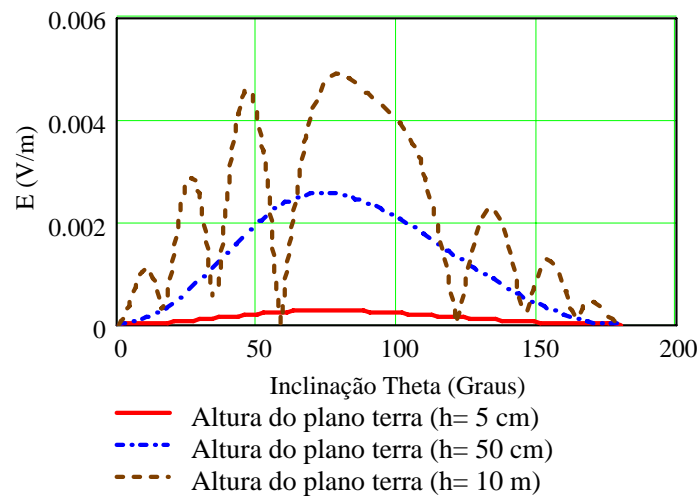
$h$  = Altura da antena em relação ao plano terra (m).

(6.14)



**Fig. 6.13- Antena horizontal excitada com corrente harmônica viajante sobre um plano terra perfeito – Arranjo equivalente conforme a teoria das imagens.**

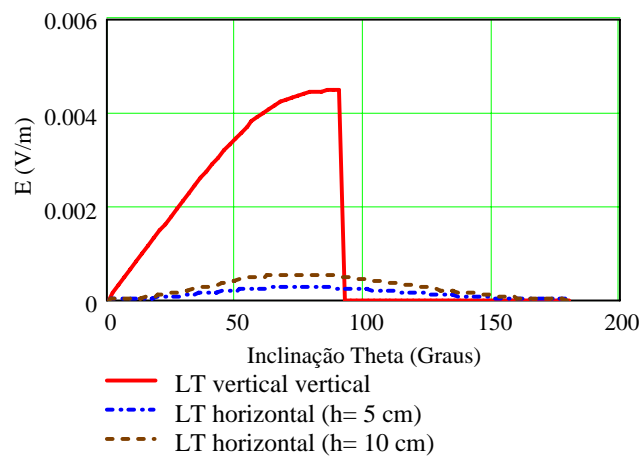
Plotando-se o campo elétrico irradiado pela antena vertical excitada com uma corrente senoidal com amplitude inicial de 1 A de pico e sujeita a uma constante de atenuação “ $\alpha_V = 0,9731$ ” (6.5) (que é a mesma constante de atenuação utilizada no cálculo da irradiação da LT vertical), temos o gráfico apresentado na figura 6.14.



**Fig. 6.14- Diagrama dos campos elétricos irradiados pelas LT's horizontais com comprimentos "L= 5m" excitadas por corrente harmônica de 1 A de pico com constante de atenuação de corrente " $\alpha v= 0,9731$ ", com alturas ao plano terra de "5 cm", "50 cm" e "10m" na frequência de 25 MHz, em função do ângulo " $\theta$ ".**

Observamos que a LT irradia para o ângulo " $\theta$ " compreendido entre  $0^\circ$  a  $180^\circ$  conforme arranjo apresentado na figura 6.13. Os campos irradiados são fortemente dependentes da altura da LT ao plano terra, que se for muito pequena comparada com o comprimento de onda do sinal " $\lambda$ ", praticamente faz com a LT não irradie, pois os campos elétricos irradiados pela LT e por sua imagem estarão praticamente com uma diferença de fase de  $180^\circ$  em todo o entorno do arranjo, provocando o cancelamento do campo total.

Comparando agora os campos irradiados pelas LT's horizontais e verticais ambas com resistência por metro " $R = 1k\Omega/m$ ", temos o gráfico da figura 6.14.



**Fig. 6.14- Diagrama dos campos elétricos irradiados pela LT vertical e pelas LT's horizontais com alturas ao plano terra de "5 cm", "50 cm"; todas as LT's com comprimentos "L= 5m" excitadas por corrente harmônica de 1 A de pico com constante de atenuação de corrente " $\alpha v= 0,9731$ ", na frequência de 25 MHz, em função do ângulo " $\theta$ ".**

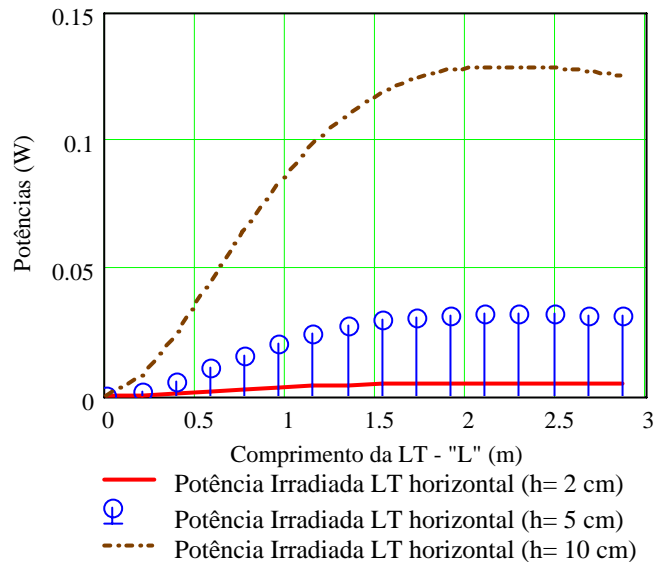
Observamos que a LT vertical irradiará para " $\theta$ " compreendido entre  $0^\circ$  a  $90^\circ$  conforme arranjo da figura 6.2, ao contrario da LT horizontal que irradiará para " $\theta$ " compreendido entre  $0^\circ$  a  $180^\circ$ . Observamos que os campos produzidos pela LT vertical são muitos maiores que os produzidos pela LT's horizontais.

A obtenção da potência irradiada pela LT horizontal é obtida a partir da integral (6.15).

$$\text{Prad}(L, h) := \int_0^\pi \int_0^\pi \frac{(|E(\theta, L, h)|)^2}{2 \cdot \eta} \cdot r^2 \cdot \sin(\theta) \, d\theta \, d\phi \tag{6.15}$$

Os limites de integração obedeceram à disposição física da LT, e desta forma, os limites de integração para " $\theta$ " e " $\phi$ " foram considerados no intervalo de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ .

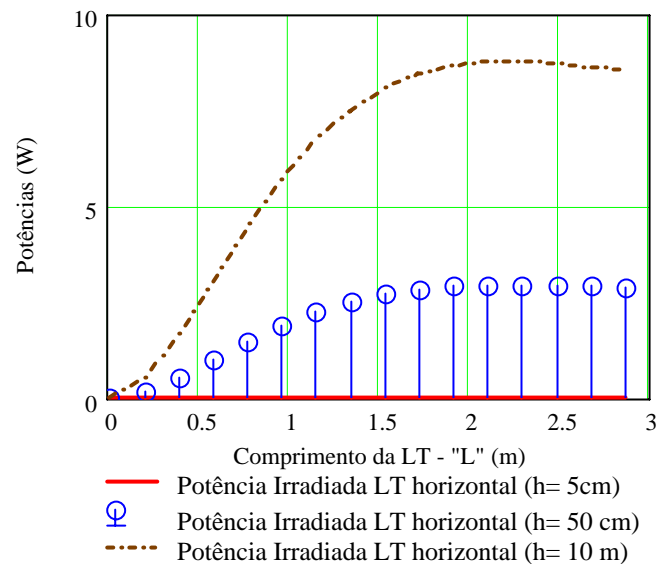
Calculando-se as potências para várias alturas “h” das LT’s ao plano terra temos o gráfico apresentado na figura 6.15.



**Fig. 6.15- Potências irradiadas pelas LT’s horizontais com alturas ao plano terra de “2 cm”, “5 cm”, “10 cm”; excitadas por corrente harmônica de 1 A de pico com constante de atenuação de corrente “ $\alpha_v = 0,9731$ ” na frequência de 25 MHz, em função de seu comprimento (L).**

Conclui-se pelo gráfico de figura 6.15 que, apesar do grande aumento de potência irradiada após as LT’s atingirem os seus comprimentos efetivos, mesmo a potência irradiada pela LT com altura “h = 10cm”, foi de apenas 0,12 W. Comparando-se a LT com “h= 5cm”, temos uma irradiação de 0,035 W, contra a potência de 11,48 W irradiada pela LT vertical, conforme calculado em (6.11).

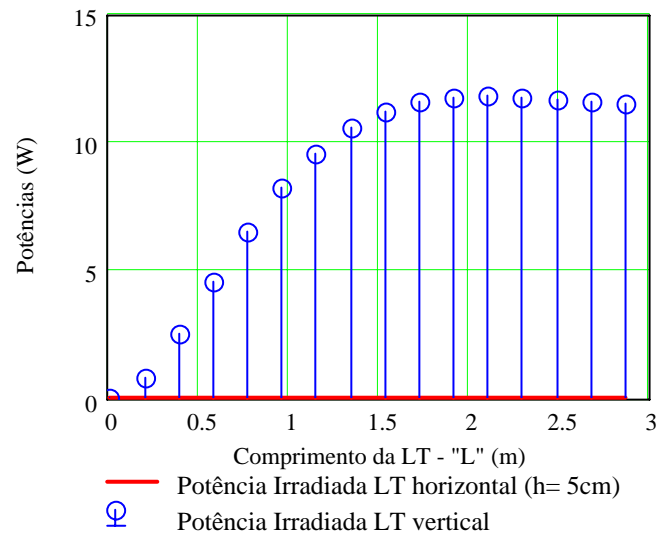
O aumento da eficiência de irradiação da LT horizontal com a altura fica patente no gráfico da figura 6.16 onde são comparadas LT’s com alturas de 5 cm, 50 cm e 10 m:



**Fig. 6.16- Potências irradiadas pelas LT's horizontais excitadas por correntes harmônicas de 1 A de pico com constante de atenuação " $\alpha_v=0,9731$ ", com alturas ao plano terra de "5 cm", "50 cm" e "10m", na freqüência de 25 MHz, em função de seus comprimentos (L).**

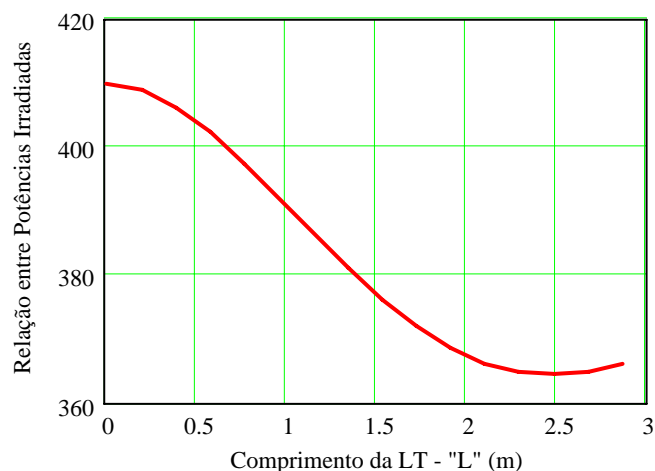
Observa-se que com a altura "h= 10 m" a LT horizontal irradia 9 W, potência com intensidade 21,6% menor que a irradiada pela LT vertical, que foi de 11,48 W.

A LT horizontal com altura "h= 5 cm" comparada diretamente com a vertical praticamente não irradia, conforme pode ser verificado no gráfico da figura 6.17.



**Fig.6.17- Potências irradiadas pelas LT's horizontal com altura ao plano terra de "5 cm" e vertical excitadas por correntes harmônicas de 1 A de pico com constante de atenuação " $\alpha v= 0,9731$ " , na freqüência de 25 MHz, em função de seus comprimentos (L).**

O gráfico da figura 6.18 apresenta a relação entre as potências irradiadas pelas LT's vertical e horizontal em função de seus comprimentos, evidenciando potências cerca de 410 a 365 vezes superiores.



**Fig. 6.18- Relação entre as potências irradiadas pelas LT vertical e horizontal excitadas por correntes harmônicas de 1 A de pico com constante de atenuação " $\alpha v= 0,9731$ " , na freqüência de 25 MHz, em função de seus comprimentos (L).**

### **6.5- Conclusões.**

Podemos concluir, do desenvolvimento apresentado neste capítulo, que a maior atenuação imposta pela LT vertical de altas perdas, quando comparada com uma LT horizontal com igual parâmetro resistência por metro é devida à irradiação de ondas eletromagnéticas, que consomem parte expressiva da potência conduzida pela linha.

Foram também calculadas as potências irradiadas pelas LT's horizontais, mostrando que a irradiação destes dispositivos é desprezível se comparada a das LT's verticais. Esta conclusão é importante e confirma a justificativa para a maior atenuação aos sinais trafegantes imposta pela LT's verticais.



## 7 – CONCLUSÕES FINAIS.

Os resultados obtidos através do trabalho realizado nos permitem concluir pelo seguinte:

- 7.1- Ficou comprovado, através das avaliações e experimentos realizados, que os dispositivos ensaiados constituídos basicamente por resistores em série, se comportam como linhas de transmissão horizontais e verticais com desempenhos previsíveis;
- 7.2- As impedâncias características complexas, as constantes de atenuação, as constantes de fase e as velocidades de fase das linhas de transmissão horizontais de altas perdas podem ser calculadas através da formulação clássica de LT's;
- 7.3- Foi proposto um modelo segmentado para a LT vertical de altas perdas, que consegue avaliar satisfatoriamente sua impedância. Foi comprovado que a impedância característica complexa de uma LT vertical de perdas

elevadas dotada de determinado parâmetro primário “resistência / metro”, é maior que a apresentada por uma LT horizontal com o mesmo parâmetro primário “resistência / metro”, considerando as faixas de variação dos parâmetros eletromagnéticos distribuídos das LT’s assumidos, assim como as dimensões físicas dos arranjos experimentais;

7.4- Foi comprovado que as atenuações proporcionadas a sinais harmônicos e impulsivos que trafegam através de LT’s verticais de altas perdas, são maiores que as proporcionadas pelas LT’s horizontais de altas perdas com o mesmo parâmetro primário “resistência / metro” e que estas atenuações adicionais são devidas à parcela da potência que trafega através das LT’s verticais convertida em ondas eletromagnéticas irradiadas. Foi demonstrado também que este fenômeno de irradiação ocorre em escala desprezível nas LT’s horizontais de altas perdas, justificando seus diferentes desempenhos, apesar de possuírem parâmetro primário resistência por metro idênticos;

7.5- As investigações realizadas e apresentadas neste trabalho, não nos permitem a generalização da aplicação dos modelos propostos, para avaliação das impedâncias e constantes de atenuação das LT’s verticais de altas perdas em dispositivos com parâmetros eletromagnéticos e físicos muito diferentes dos utilizados nos modelos ensaiados em laboratório. Esta possível generalização ou mesmo as otimizações que devam ser implementadas aos modelos para permitir suas plenas aplicações sem

restrições a qualquer LT vertical com perdas deverá ser comprovada em trabalhos de investigação futuros;

- 7.6- Os parâmetros distribuídos de resistência por metro, que nos ensaios de impedância e de atenuação foram considerados como sendo de  $1 \text{ k}\Omega/\text{m}$  e de  $680 \text{ }\Omega/\text{m}$ , representam valores aproximados que deveriam ser considerados para a construção de uma antena de ondas progressivas, que produza campos eletromagnéticos semelhantes aos produzidos pelo canal de descarga real em ensaios em escala reduzida de 20 a 50 vezes. Com isto, os modelos propostos e validados neste trabalho para cálculos de impedâncias e atenuações de LT's verticais de altas perdas, abrem caminho para o desenvolvimento de antenas de ondas progressivas de fácil operação que produzam campos eletromagnéticos semelhantes aos produzidos pelas descargas atmosféricas reais adequadas para ensaios em campo em escala real.

## **8- PROPOSTAS DE CONTINUIDADE DO TRABALHO.**

Com base nas conclusões obtidas através dos esforços laboratoriais e de modelagem das LT's verticais de perdas elevadas desenvolvidas neste trabalho, propomos as seguintes atividades para continuidade dos trabalhos:

8.1- Aprimoramento dos modelos propostos para as LT's verticais de altas perdas de forma a permitir suas aplicações a LT's verticais com quaisquer parâmetros primários distribuídos e dimensões físicas;

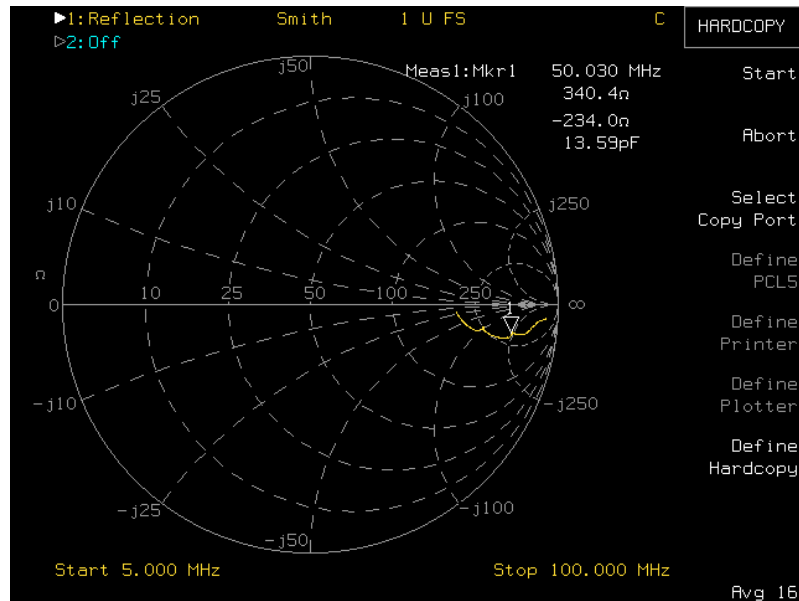
8.2- Aprimoramento dos cálculos dos campos irradiados pelas LT's verticais de altas perdas e comprovação dos resultados dos cálculos através de medições em câmara blindada anecóica eletromagnética;

8.3- Investigação teórica e prática em modelos de LT's de altas perdas inclinadas, incluindo impedâncias e constantes de propagação. Este esforço permitiria aumentar o conhecimento sobre o acoplamento entre o canal de descarga atmosférica e as instalações vítimas considerando canais de descargas inclinados, fenômeno este comum em eventos reais de descargas;

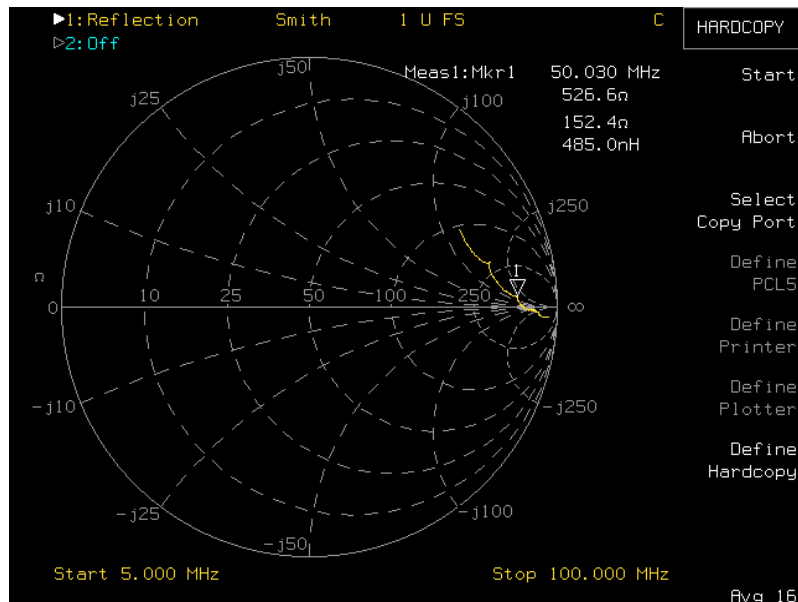
8.4- Investigações teóricas e práticas dos campos eletromagnéticos irradiados pelas LT's verticais e inclinadas de altas perdas excitadas com sinais impulsivos e confrontação dos resultados com os valores obtidos através de descargas atmosféricas reais.

**Anexo – Medidas realizadas em laboratório.**

**1- Medidas das impedâncias das LTs horizontais de “R= 1000Ω/m”  
excitadas com sinais harmônicos de 50 MHz**



**Fig. 1.1- H = 2 cm; impedância = 340,4 – j234,0 Ω.**



**Fig. 1.2- H= 10 cm; impedância = 526,6 + j152,4 Ω.**

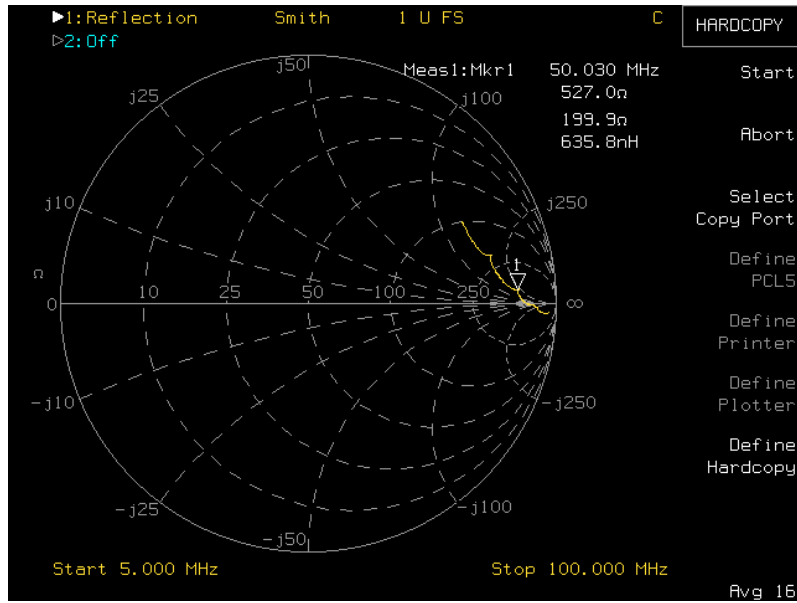


Fig. 1.3- H = 16 cm; impedância = 527,0 + j199,9Ω.

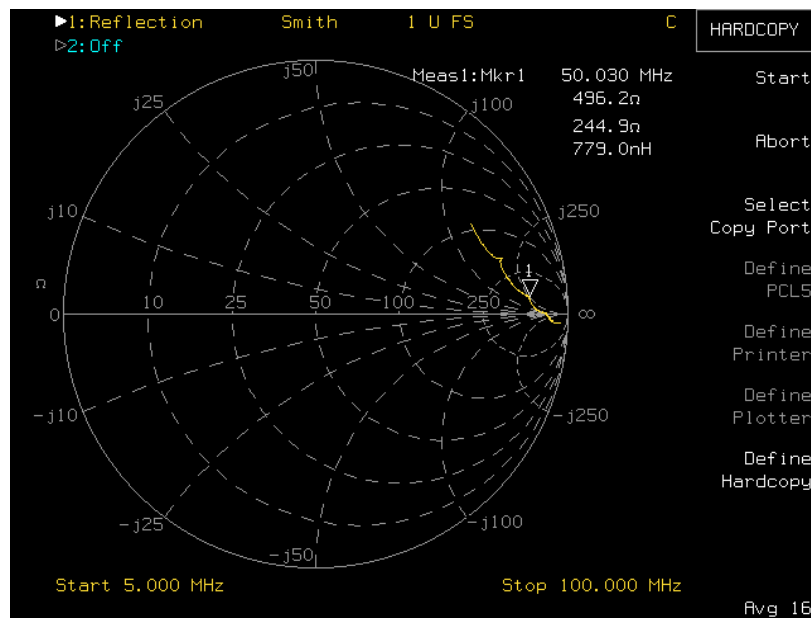


Fig. 1.4- H= 22 cm; impedância = 496,2 + j244,9 Ω.

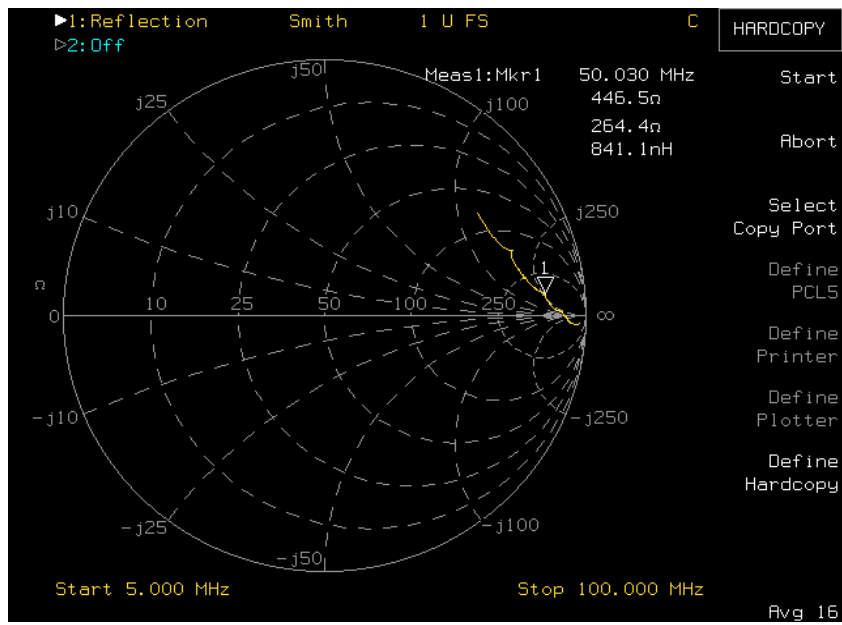
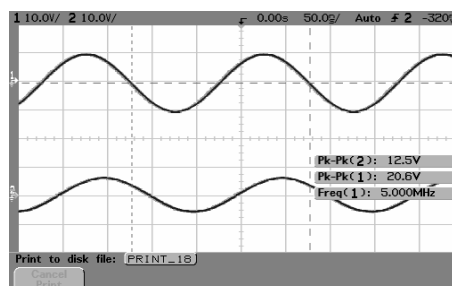
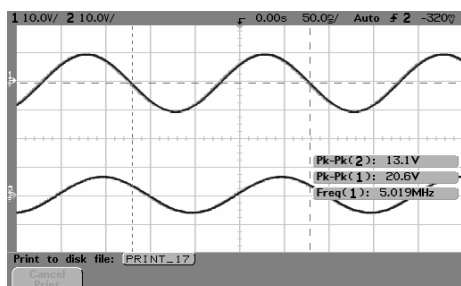
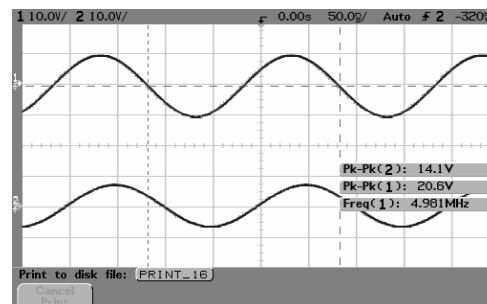
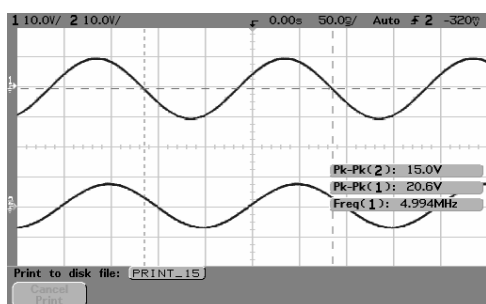
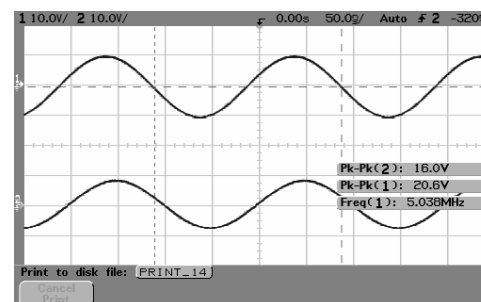
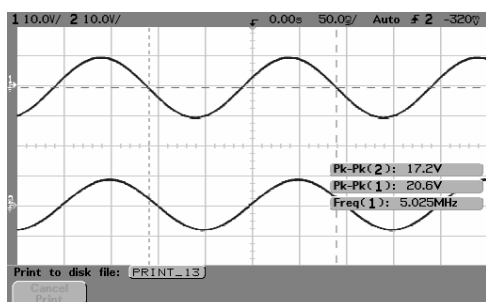
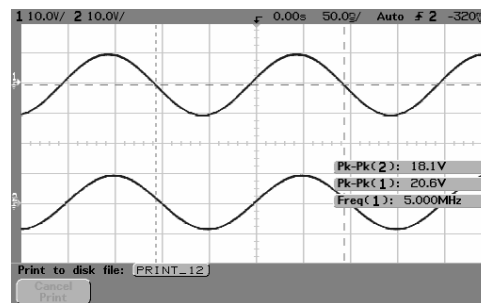
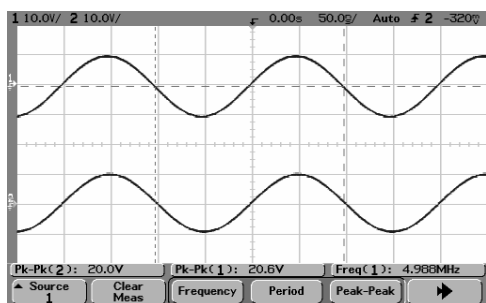


Fig. 1.5- H = 35 cm; impedância =  $446,5 + j264,4\Omega$ .



## 2- Medidas de atenuações das LTs horizontais de “R= 1000Ω/m” excitadas com sinais harmônicos.

### 2.1- LT com altura de 2cm e freqüência de excitação de 5 MHz



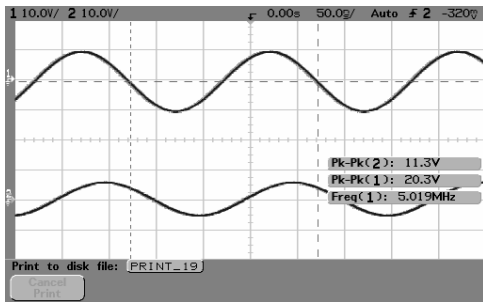


Fig. 2.1.9- Distância = 90 cm; V1 = 20,6V; V2 = 11,3V.

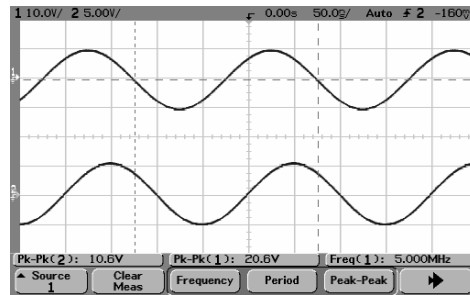


Fig. 2.1.10- Distância = 1m; V1 = 20,6V; V2 = 10,6V.

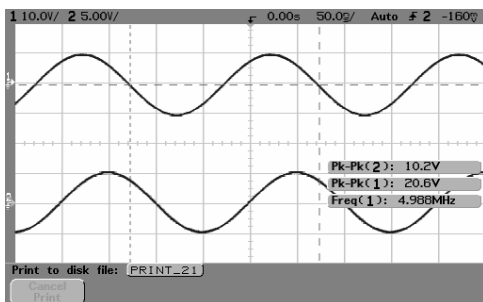


Fig. 2.1.11- Distância = 1,1m; V1 = 20,6V; V2 = 10,2V.

## 2.2- LT com altura de 2cm e frequência de excitação de 10 MHz

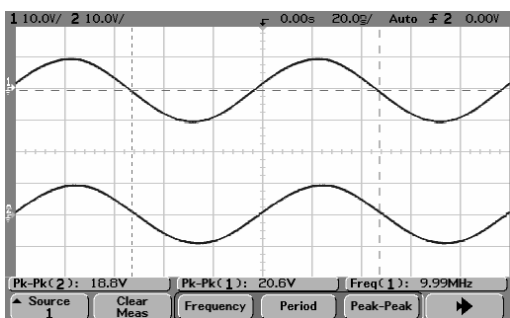


Fig. 2.2.1- Distância = 10 cm; V1 = 20,6V; V2 = 18,5V.

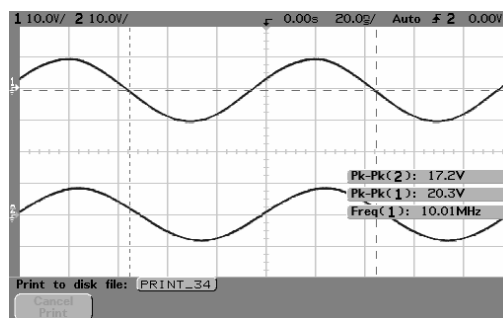


Fig. 2.1.2- Distância = 20 cm; V1 = 20,3V; V2 = 17,2V.

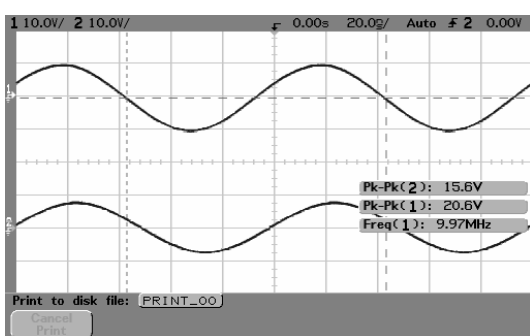


Fig. 2.2.3- Distância = 30 cm; V1 = 20,6V; V2 = 15,6V.

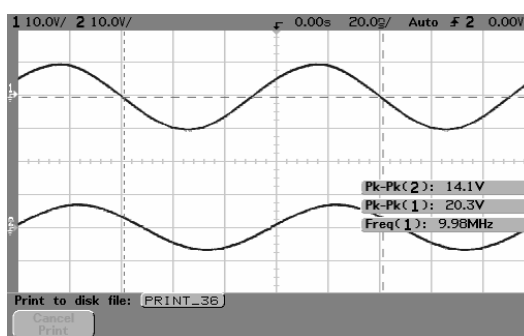


Fig. 2.2.4- Distância = 40 cm; V1 = 20,3V; V2 = 14,1V.

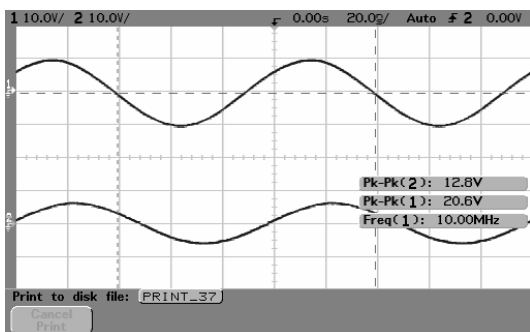


Fig. 2.2.5- Distância = 50 cm; V1 = 20,6V; V2 = 12,8V.

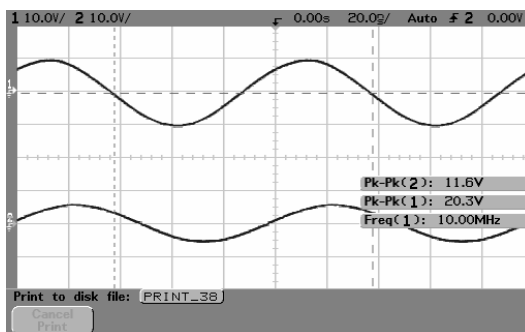


Fig. 2.2.6- Distância = 60 cm; V1 = 20,3V; V2 = 11,6V.

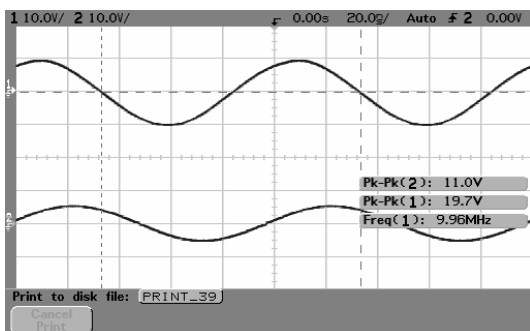


Fig. 2.2.7- Distância = 70 cm; V1 = 19,7V; V2 = 11,0V.

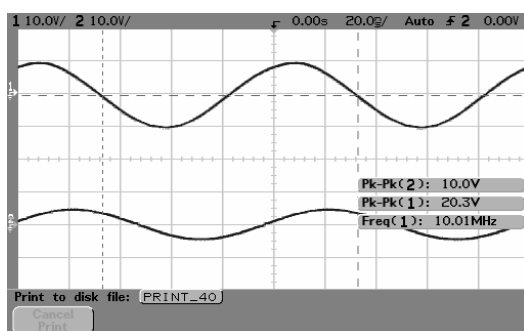


Fig. 2.2.8- Distância = 80 cm; V1 = 20,3V; V2 = 9,7V.

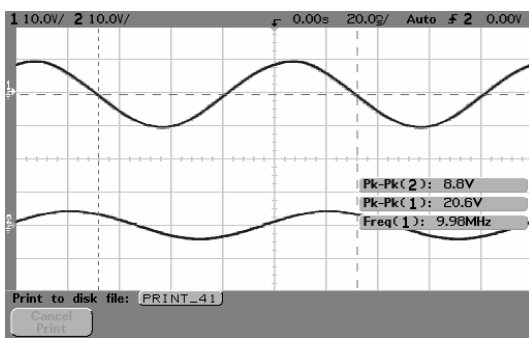


Fig. 2.2.9- Distância = 90 cm; V1 = 20,6V; V2 = 8,8 V.

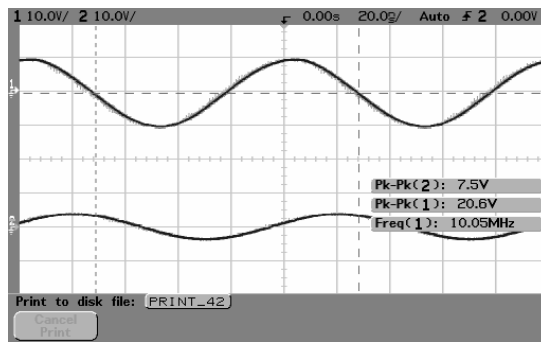


Fig. 2.2.10- Distância = 1 m; V1 = 20,6V; V2 = 7,5V.

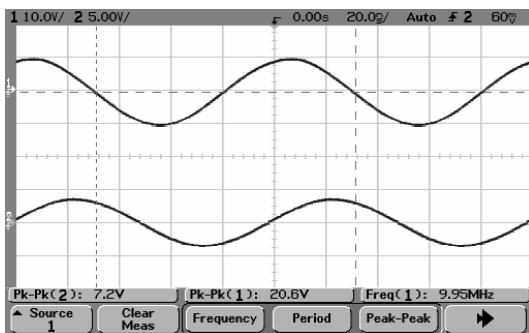


Fig. 2.2.11- Distância = 1,1 m; V1 = 20,6V; V2 = 7,2 V.

### 2.3- LT com altura de 2cm e frequência de excitação de 30 MHz

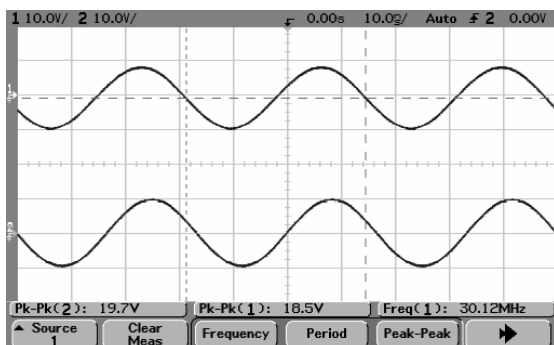


Fig. 2.3.1- Distância = 10 cm; V1 = 19,5V; V2 = 18,5V.

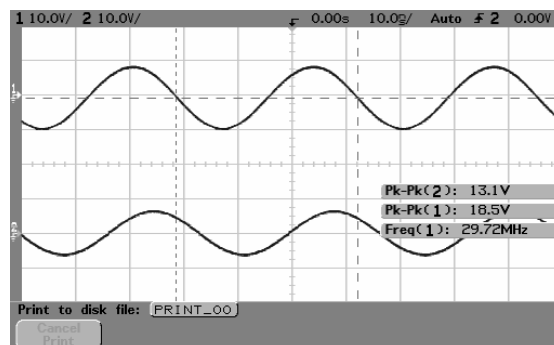


Fig. 2.3.2- Distância = 20 cm; V1 = 18,5V; V2 = 13,1V.

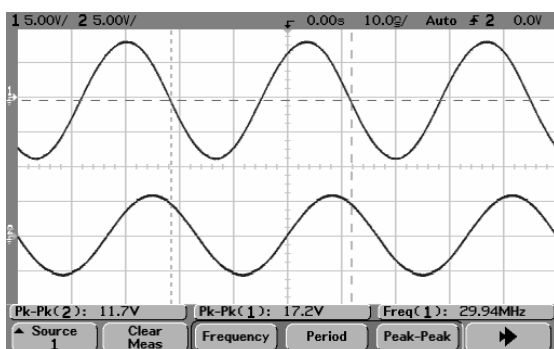


Fig. 2.3.3- Distância = 30 cm; V1 = 17,2V; V2 = 11,7V.

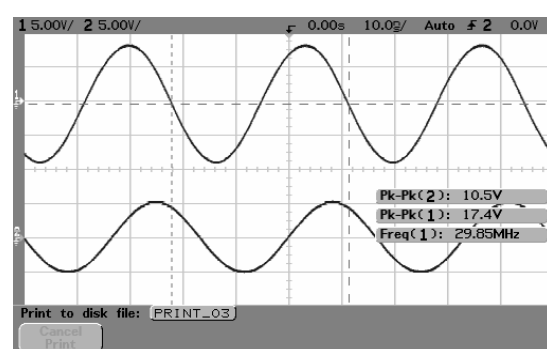


Fig. 2.3.4- Distância = 40 cm; V1 = 17,4V; V2 = 13,1V.

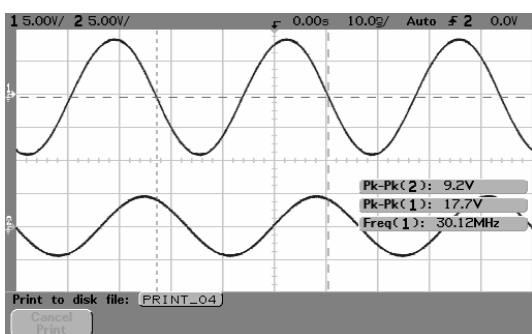


Fig. 2.3.5- Distância = 50 cm; V1 = 17,7V; V2 = 9,2V.

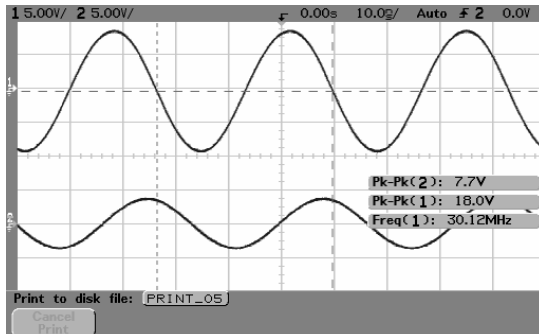


Fig. 2.3.6- Distância = 60 cm; V1 = 18,0V; V2 = 7,7V.

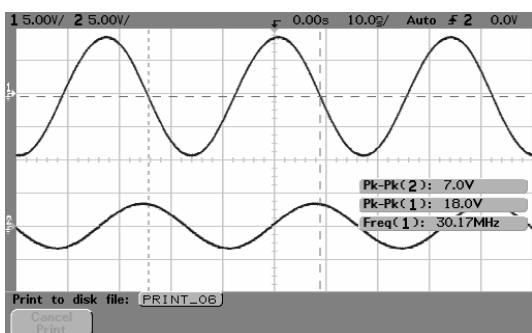


Fig. 2.3.7- Distância = 70 cm; V1 = 18,0V; V2 = 7,0V.

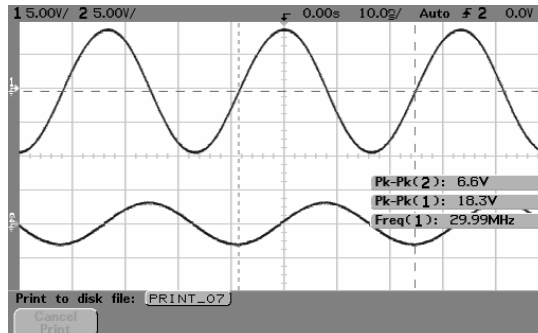


Fig. 2.3.8- Distância = 80 cm; V1 = 18,3V; V2 = 6,6V.

## ANEXOS

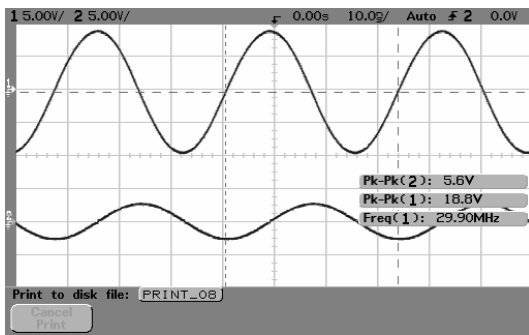


Fig. 2.3.9- Distância = 90 cm; V1 = 18,8V; V2 = 5,6V.

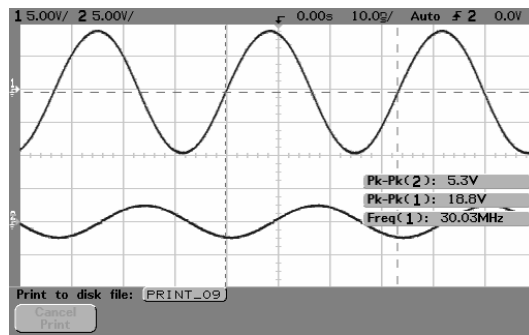


Fig. 2.3.10 - Distância = 1m; V1 = 18,8V; V2 = 5,3V.

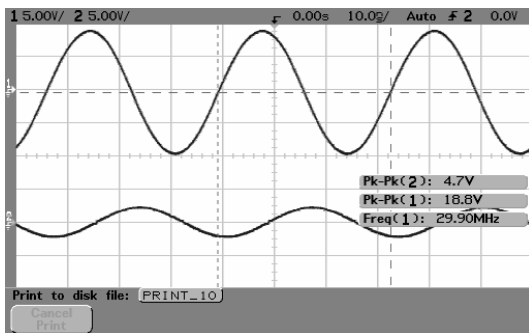


Fig. 2.3.11- Distância = 1,1m; V1 = 18,8V; V2 = 4,7V.

## 2.4- LT com altura de 2cm e frequência de excitação de 40 MHz

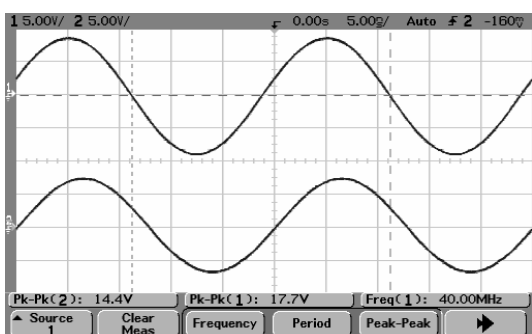


Fig. 2.4.1- Distância = 10 cm; V1 = 17,7V; V2 = 14,4V.

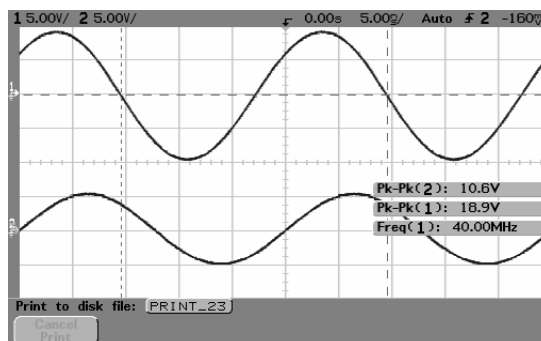


Fig. 2.4.2 - Distância = 20 cm; V1 = 18,9V; V2 = 10,6V.

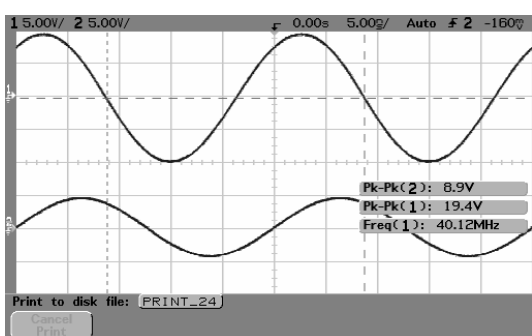


Fig. 2.4.3- Distância = 30 cm; V1 = 19,4V; V2 = 8,9V.

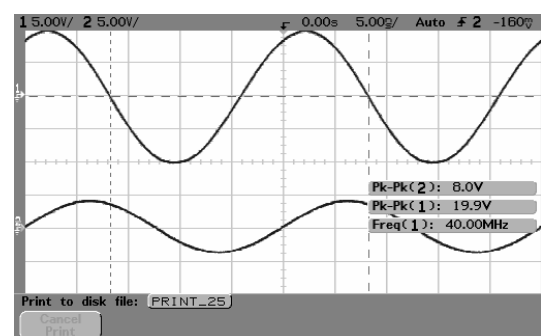


Fig. 2.4.4 - Distância = 40 cm; V1 = 19,9V; V2 = 8,0V.

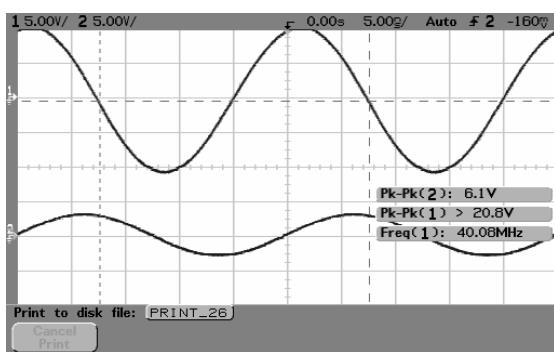


Fig. 2.4.5- Distância = 50 cm; V1 = 20,8V; V2 = 6,1V.

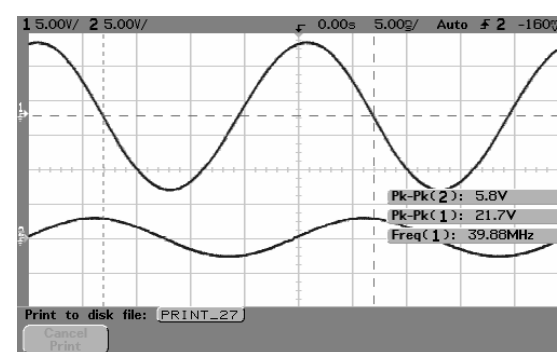


Fig. 2.4.6 - Distância = 60 cm; V1 = 21,7V; V2 = 5,8V.

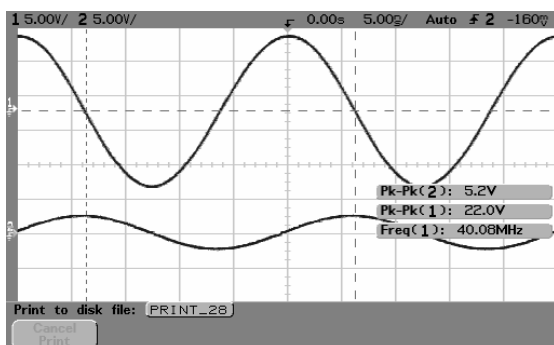


Fig. 2.4.7- Distância = 70 cm; V1 = 22,0V; V2 = 5,2V.

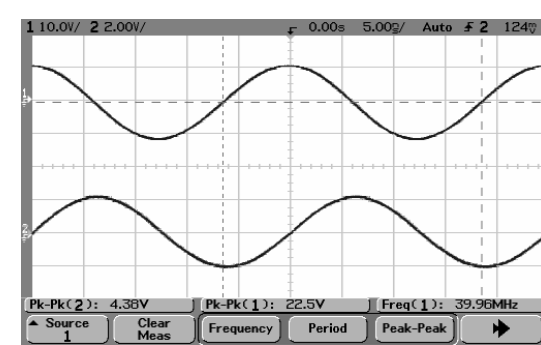


Fig. 2.4.8 - Distância = 80 cm; V1 = 22,5V; V2 = 4,38V.

ANEXOS

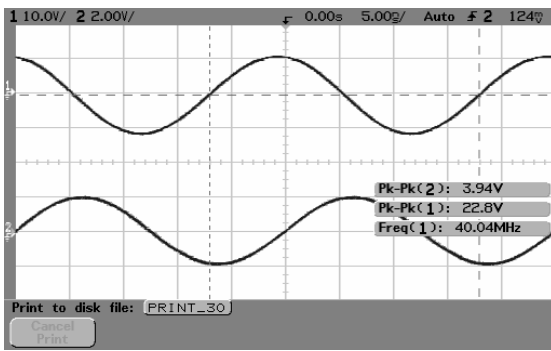


Fig. 2.4.9- Distância = 90 cm; V1 = 22,8V; V2 = 3,94V.

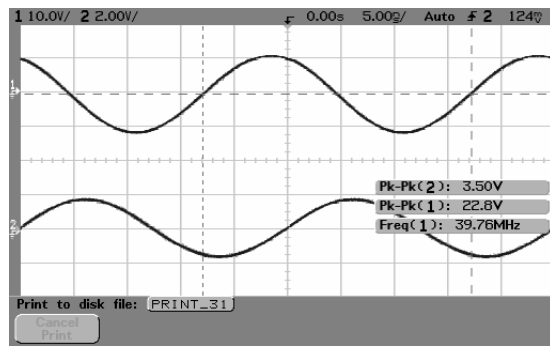


Fig. 2.4.10 - Distância = 1 m; V1 = 22,8V; V2 = 3,5V.

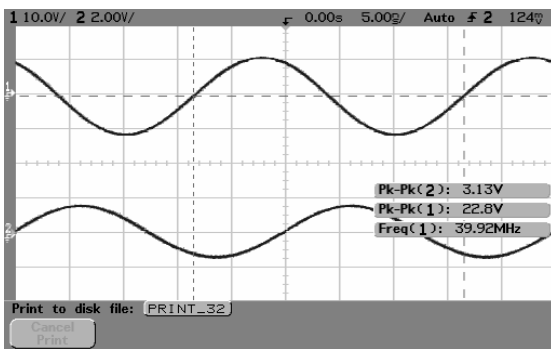


Fig. 2.4.11 - Distância = 1,1 m; V1 = 22,8V; V2 = 3,13V.



## 2.5- LT com altura de 5cm e frequência de excitação de 5 MHz

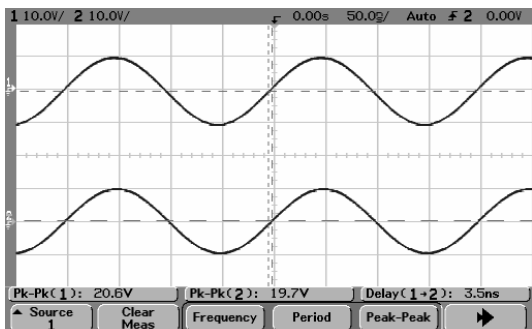


Fig. 2.5.1- Distância = 10 cm; V1 = 20,6V; V2 = 19,7V.

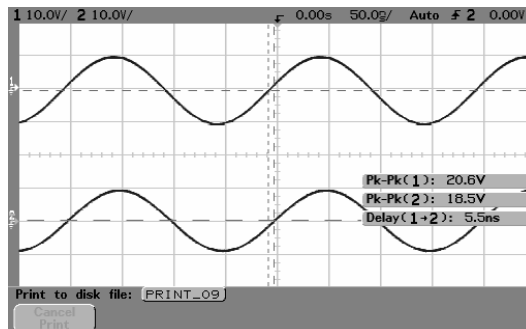


Fig. 2.5.2 - Distância = 20 cm; V1 = 20,6V; V2 = 18,5V.

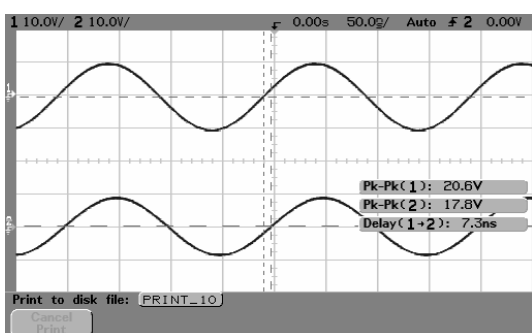


Fig. 2.5.3- Distância = 30 cm; V1 = 20,6V; V2 = 17,8V.

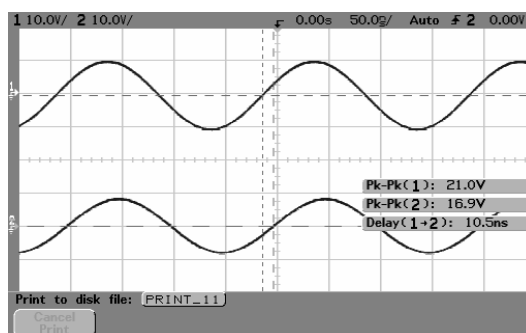


Fig. 2.5.4 - Distância = 40 cm; V1 = 21,0V; V2 = 16,9V.

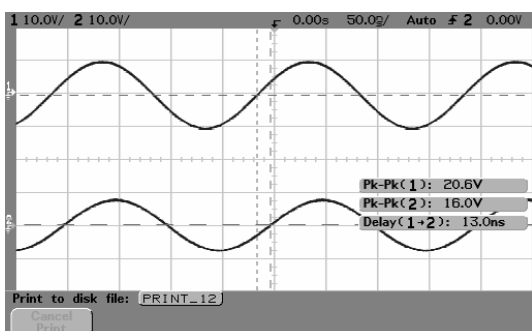


Fig. 2.5.5- Distância = 50 cm; V1 = 20,6V; V2 = 16,0V.

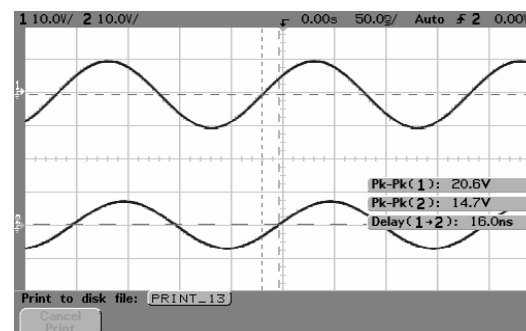


Fig. 2.5.6 - Distância = 60 cm; V1 = 20,6V; V2 = 14,7V.

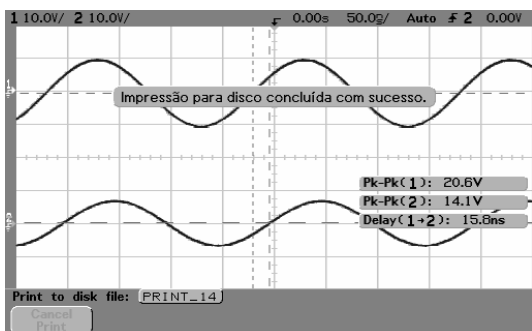


Fig. 2.5.7- Distância = 70 cm; V1 = 20,6V; V2 = 14,1V.

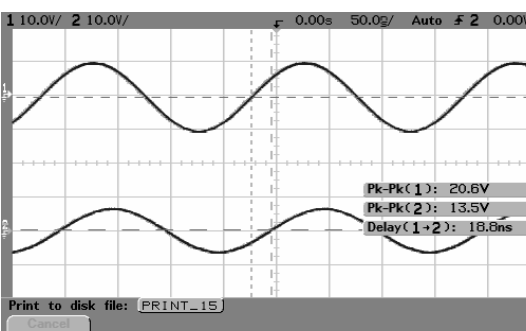


Fig. 2.5.8 - Distância = 80 cm; V1 = 20,6V; V2 = 13,5V.

ANEXOS

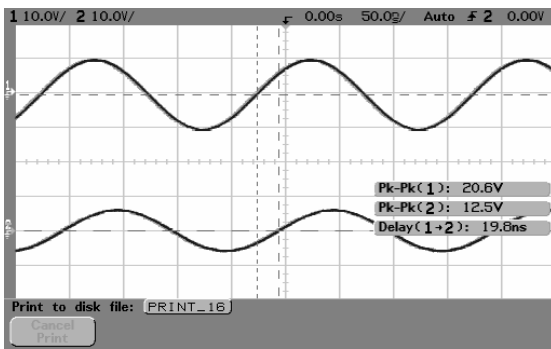


Fig. 2.5.9- Distância = 90 cm; V1 = 20,6V; V2 = 12,5V.

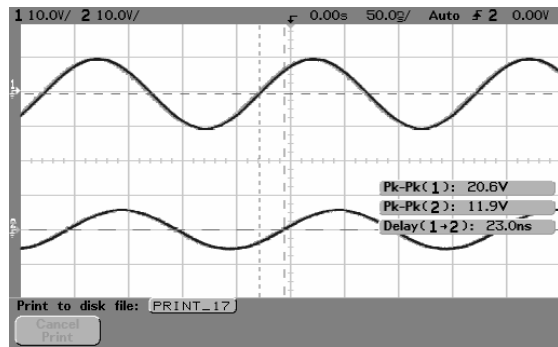


Fig. 2.5.10 - Distância = 1 m; V1 = 20,6V; V2 = 11,9V.

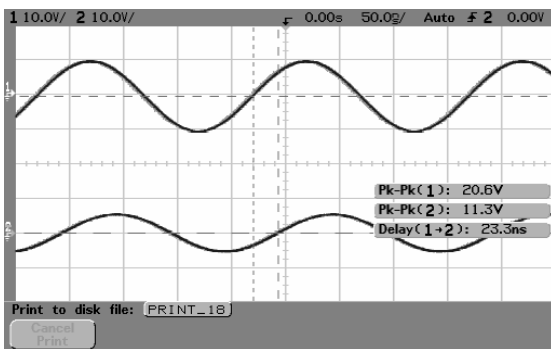


Fig. 2.5.11 - Distância = 1 m; V1 = 20,6V; V2 = 11,3V.

## 2.6- LT com altura de 5cm e frequência de excitação de 10 MHz

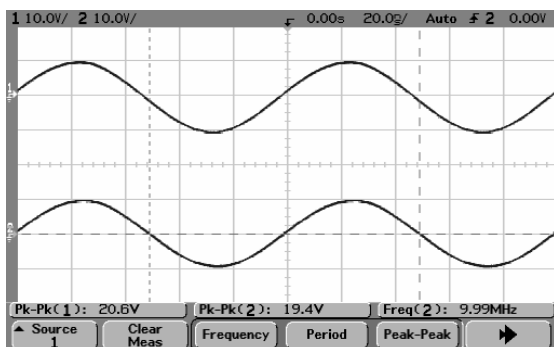


Fig. 2.6.1- Distância = 10 cm; V1 = 20,6V; V2 = 19,4V.

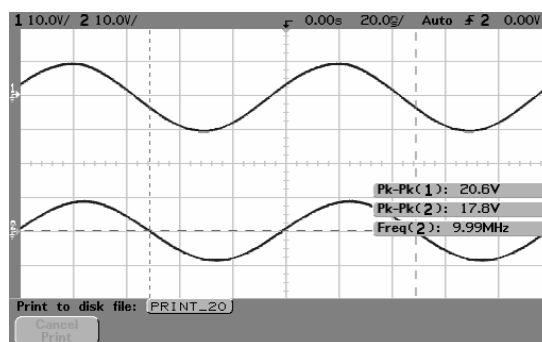


Fig. 2.6.2 - Distância = 20 cm; V1 = 20,6V; V2 = 17,8V.

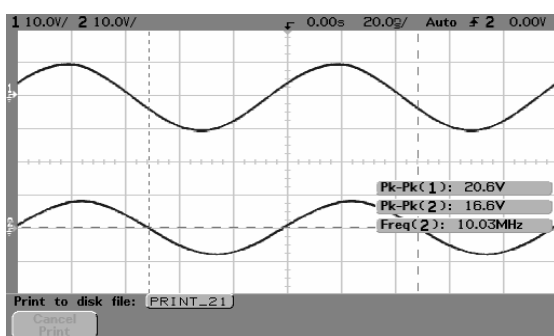


Fig. 2.6.3- Distância = 30 cm; V1 = 20,6V; V2 = 16,6V.

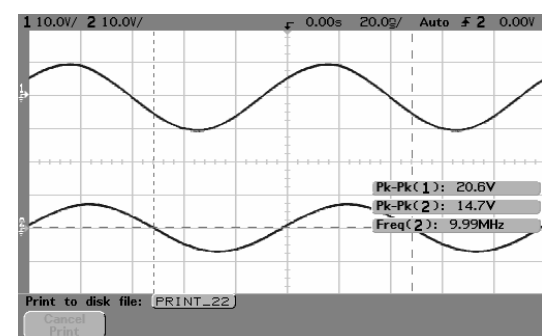


Fig. 2.6.4 - Distância = 40 cm; V1 = 20,6V; V2 = 14,7V.

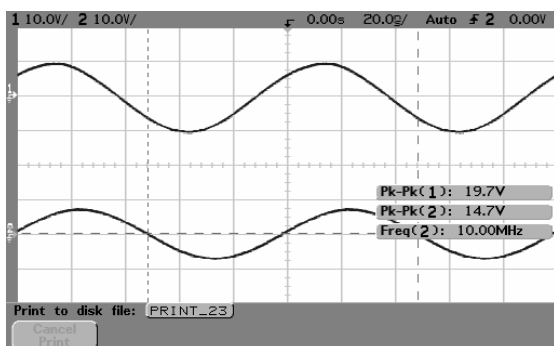


Fig. 2.6.5- Distância = 50 cm; V1 = 19,7V; V2 = 14,7V.

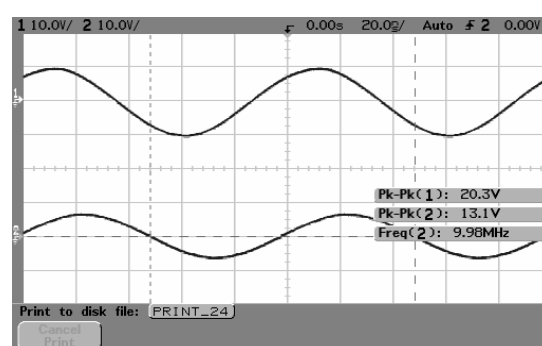


Fig. 2.6.6 - Distância = 60 cm; V1 = 20,3V; V2 = 13,1V.

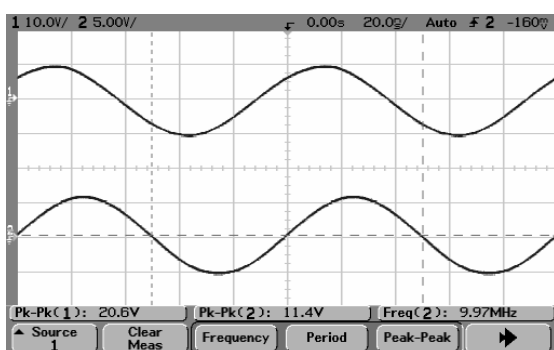


Fig. 2.6.7- Distância = 70 cm; V1 = 19,7V; V2 = 11,4V.

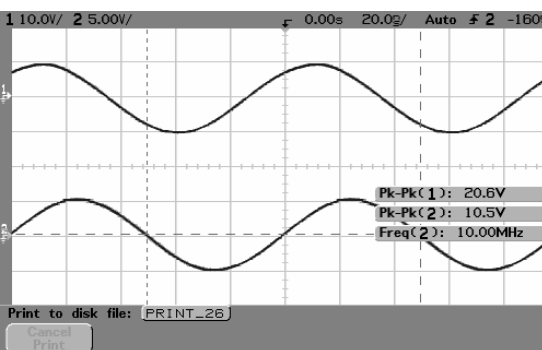


Fig. 2.6.8 - Distância = 80 cm; V1 = 20,6V; V2 = 10,5V.

## ANEXOS

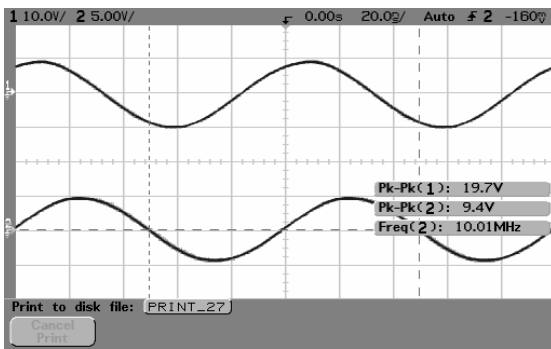


Fig. 2.6.9- Distância = 90 cm; V1 = 19,7V; V2 = 9,4V.

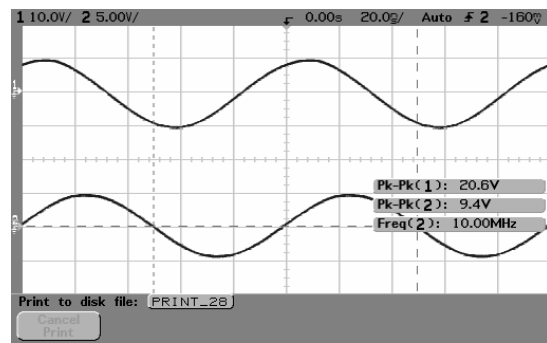


Fig. 2.6.10 - Distância = 1 m; V1 = 20,6V; V2 = 9,4V.

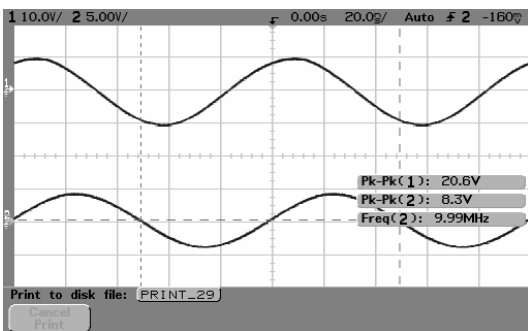


Fig. 2.6.11 - Distância = 1,1 m; V1 = 20,6V; V2 = 8,3V.

## 2.7- LT com altura de 5cm e frequência de excitação de 30 MHz

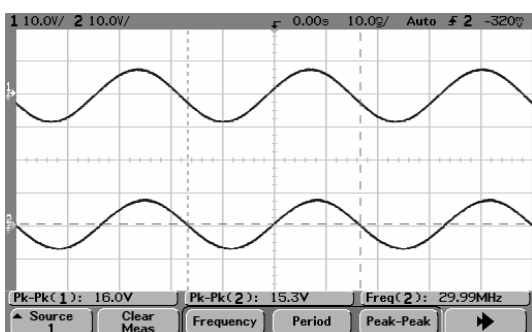


Fig. 2.7.1- Distância = 10 cm; V1 = 16,0V; V2 = 15,3V.

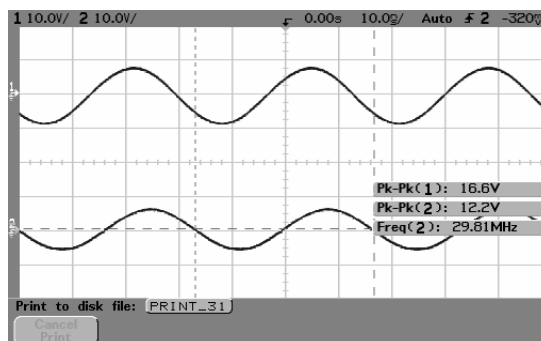


Fig. 2.7.2 - Distância = 20 cm; V1 = 16,6V; V2 = 12,2V.

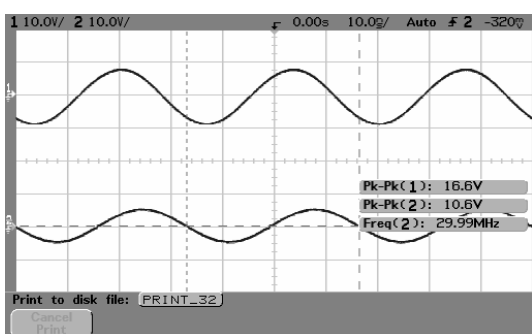


Fig. 2.7.3- Distância = 30 cm; V1 = 16,6V; V2 = 10,6V.

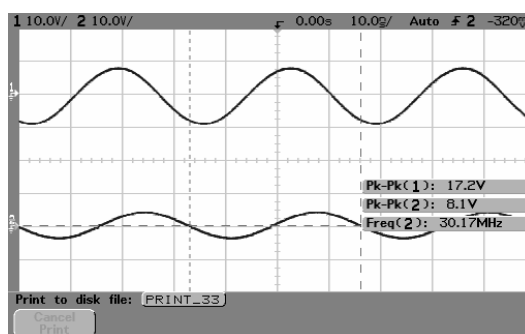


Fig. 2.7.4 - Distância = 40 cm; V1 = 17,2V; V2 = 8,1V.

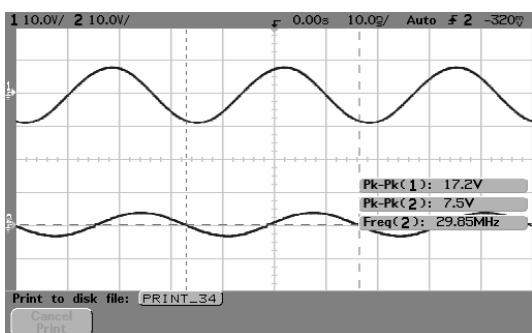


Fig. 2.7.5- Distância = 50 cm; V1 = 17,2V; V2 = 7,5V.

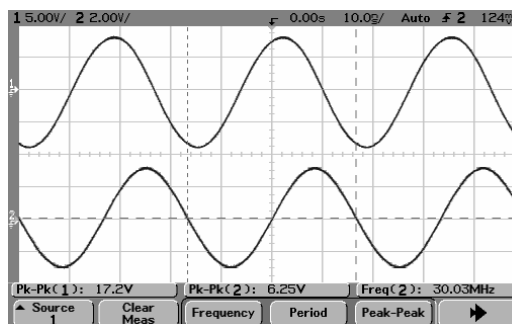


Fig. 2.7.6 - Distância = 60 cm; V1 = 17,2V; V2 = 6,25V.

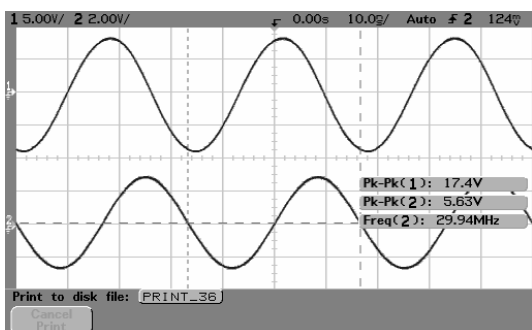


Fig. 2.7.7- Distância = 70 cm; V1 = 17,4V; V2 = 5,63V.

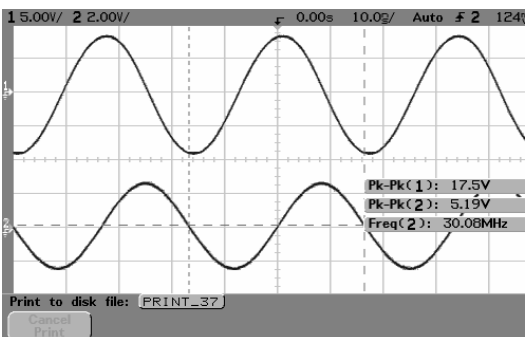


Fig. 2.7.8 - Distância = 80 cm; V1 = 17,5V; V2 = 5,19V.

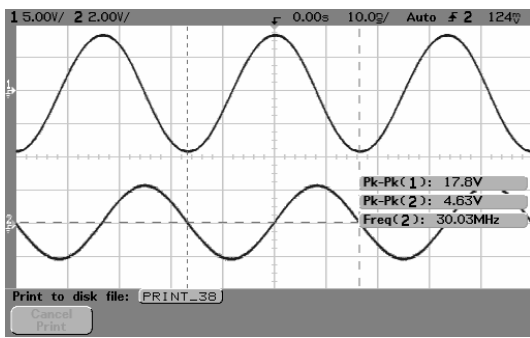


Fig. 2.7.9- Distância = 90 cm; V1 = 17,8V; V2 = 4,63V.

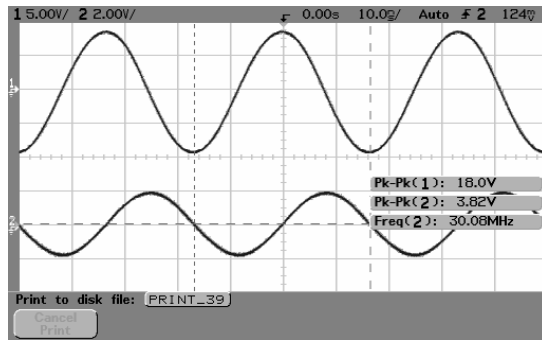


Fig. 2.7.10 - Distância = 1 m; V1 = 18,0V; V2 = 3,82V.

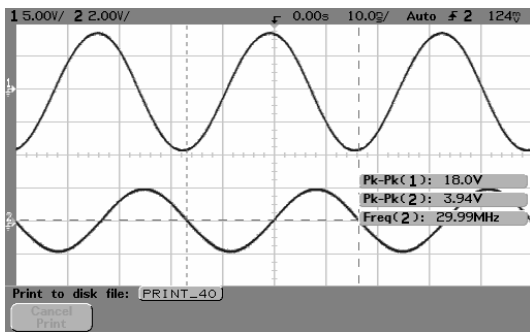


Fig. 2.7.11- Distância = 1,1 m; V1 = 18,0V; V2 = 3,94V.

### 3- Medidas de atenuações das LTs horizontais de “R= 1000Ω/m” excitadas com sinal impulsivo de 10ns.

#### 3.1- LT com altura de 2cm.

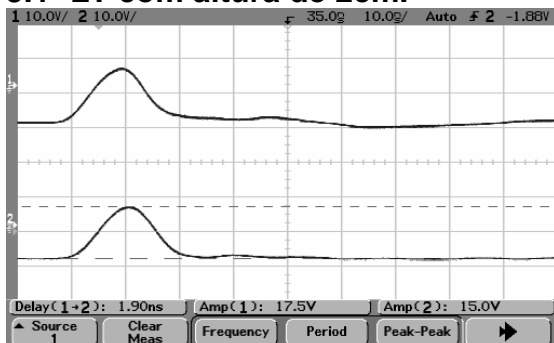


Fig. 3.1.1- Distância = 10 cm; V1 = 17,5V; V2 = 15,0V.

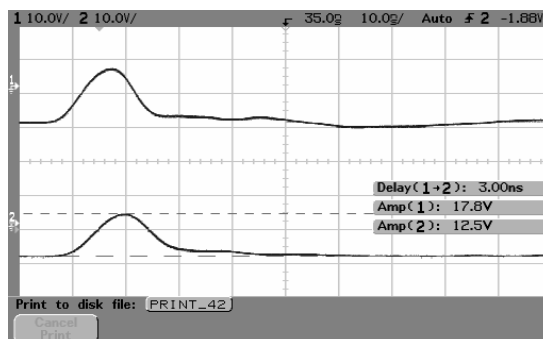


Fig. 3.1.2 - Distância = 20 cm; V1 = 17,8V; V2 = 12,5V.

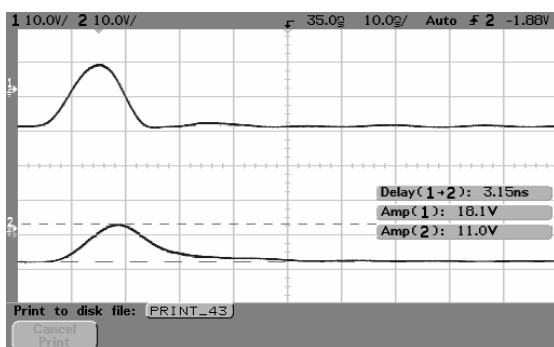


Fig. 3.1.3- Distância = 30 cm; V1 = 18,1V; V2 = 11,0V.

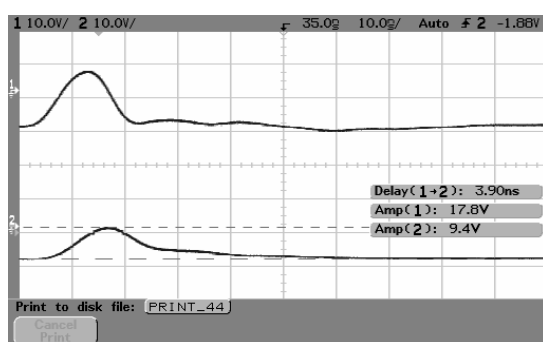


Fig. 3.1.4 - Distância = 40 cm; V1 = 17,8V; V2 = 9,4V.

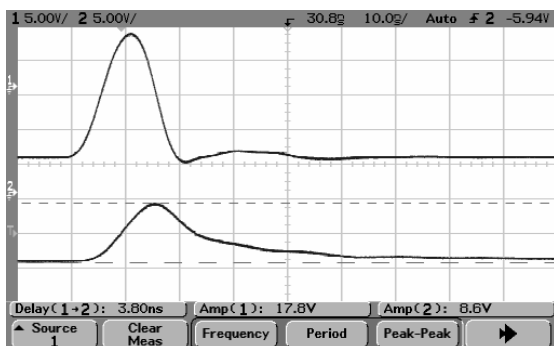


Fig. 3.1.5- Distância = 50 cm; V1 = 17,8V; V2 = 8,6V.

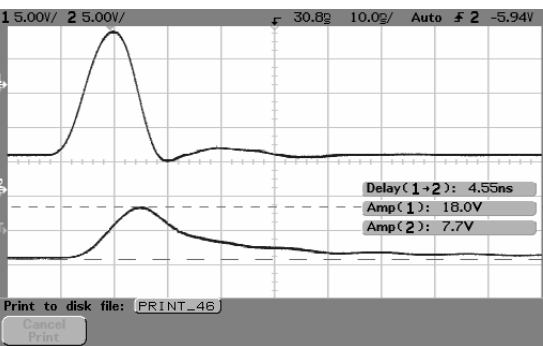


Fig. 3.1.6 - Distância = 60 cm; V1 = 18,0V; V2 = 7,7V.

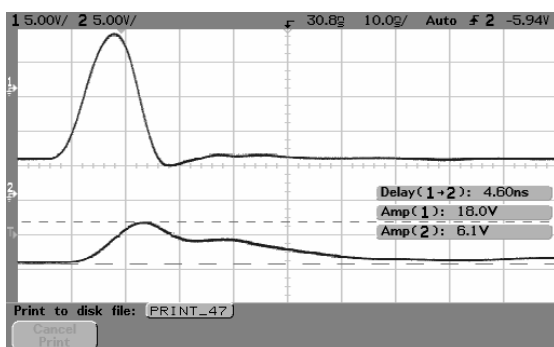


Fig. 3.1.7- Distância = 70 cm; V1 = 18,0V; V2 = 6,1V.

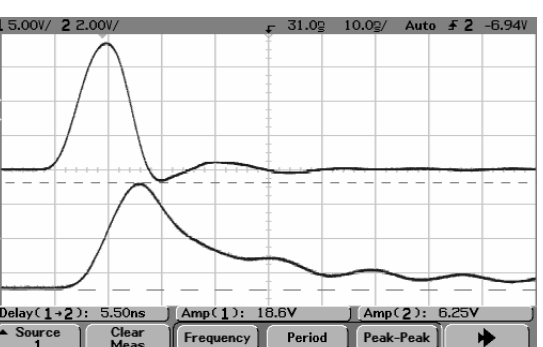


Fig. 3.1.8 - Distância = 80 cm; V1 = 18,6V; V2 = 6,25V.

ANEXOS

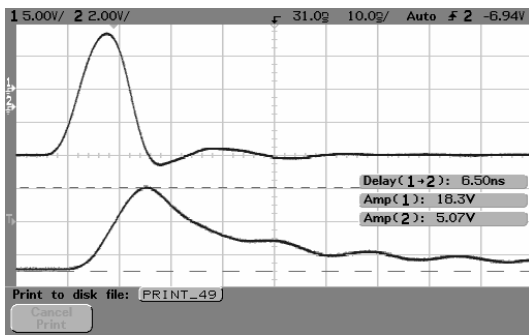


Fig. 3.1.9- Distância = 90 cm; V1 = 18,3V; V2 = 5,07V.

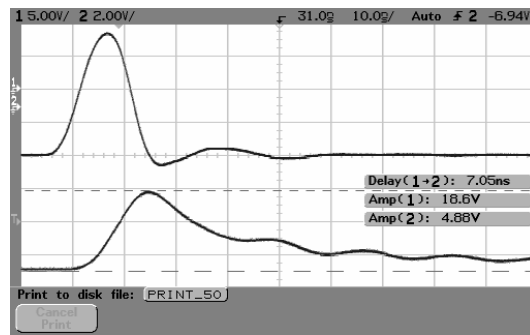


Fig. 3.1.10 - Distância = 1 m; V1 = 18,6V; V2 = 4,88V.

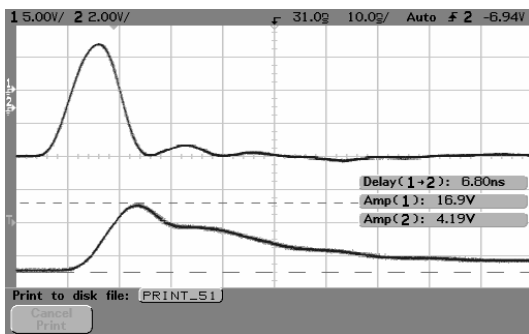


Fig. 3.1.11- Distância = 1,1 m; V1 = 16,9V; V2 = 4,19V.



3.2- LT com altura de 5 cm.

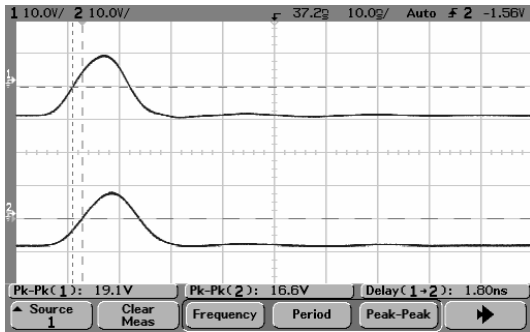


Fig. 3.2.1- Distância = 10 cm; V1 = 19,1V; V2 = 16,6V.

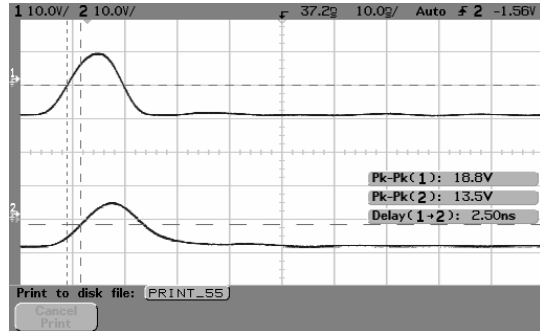


Fig. 3.2.2 - Distância = 20 cm; V1 = 18,8V; V2 = 13,5V.

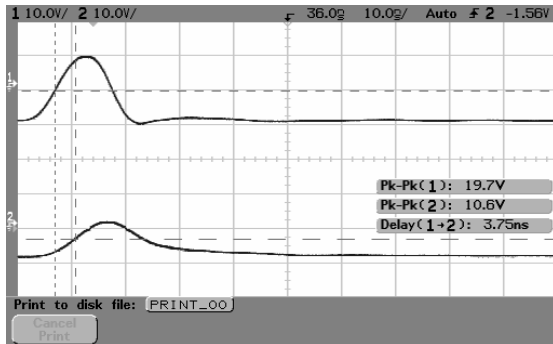


Fig. 3.2.3- Distância = 40 cm; V1 = 19,7V; V2 = 10,6V.

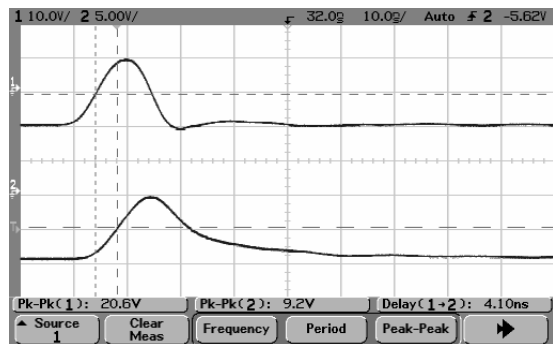


Fig. 3.2.4 - Distância = 50 cm; V1 = 20,6V; V2 = 9,2V.

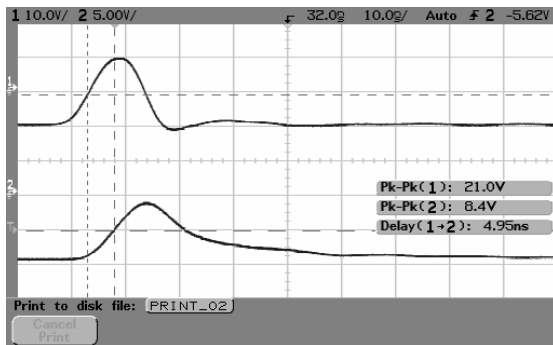


Fig. 3.2.5- Distância = 60 cm; V1 = 21,0V; V2 = 8,4V.

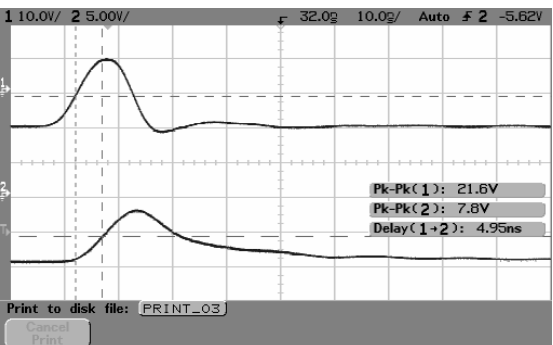


Fig. 3.2.6 - Distância = 70 cm; V1 = 21,6V; V2 = 7,8V.

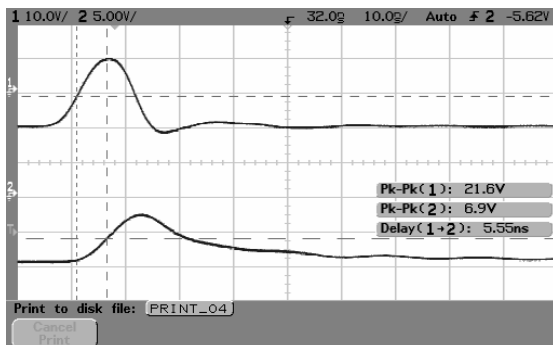


Fig. 3.2.7- Distância = 80 cm; V1 = 21,6V; V2 = 6,9V.

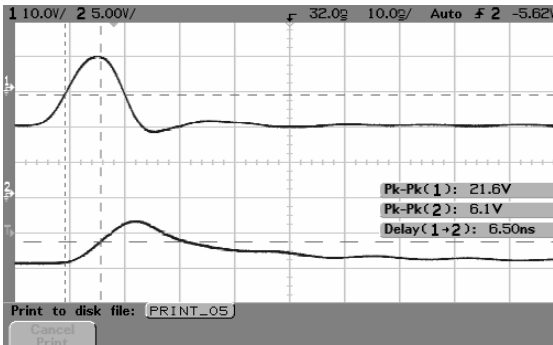


Fig. 3.2.8 - Distância = 90 cm; V1 = 21,6V; V2 = 6,1V.

ANEXOS

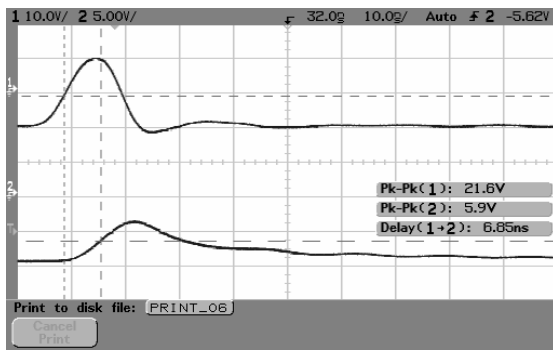


Fig. 3.2.9- Distância = 1 m; V1 = 21,6V; V2 = 5,9V.

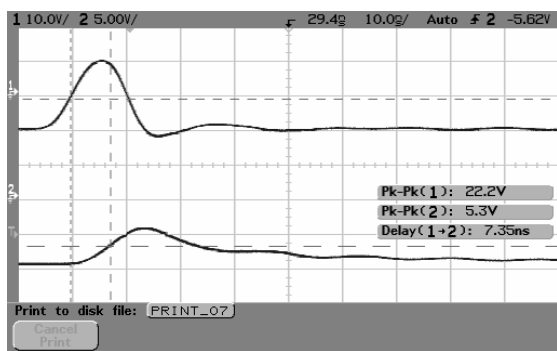


Fig. 3.2.10 - Distância = 1,1m; V1 = 22,2V; V2 = 5,3V.

### 3.3- LT com altura de 16 cm.

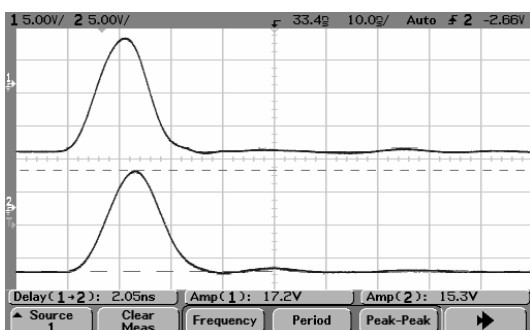


Fig. 3.3.1- Distância = 10 cm; V1 = 17,2V; V2 = 15,3V.

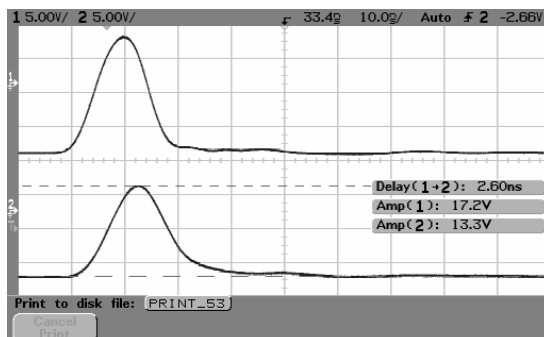


Fig. 3.3.2 - Distância = 20 cm; V1 = 17,2V; V2 = 13,3V.

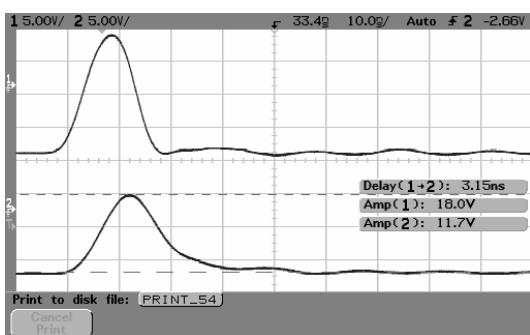


Fig. 3.3.3- Distância = 30 cm; V1 = 18,0V; V2 = 11,7V.

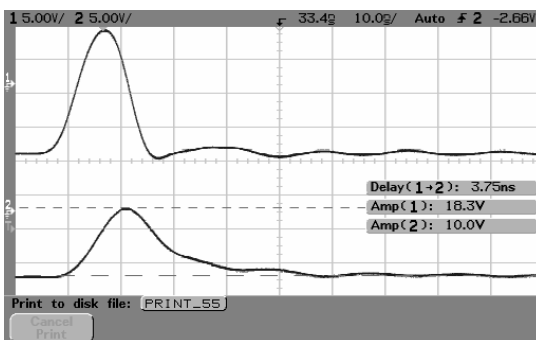


Fig. 3.3.4 - Distância = 40 cm; V1 = 18,3V; V2 = 10,0V.

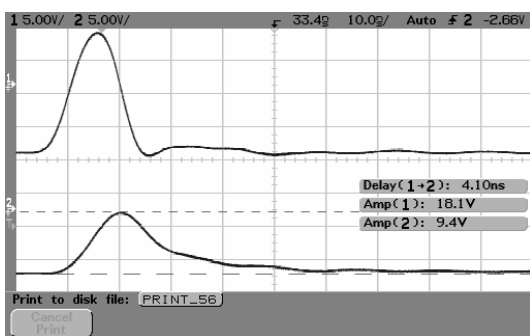


Fig. 3.3.5- Distância = 50 cm; V1 = 18,1V; V2 = 9,4V.

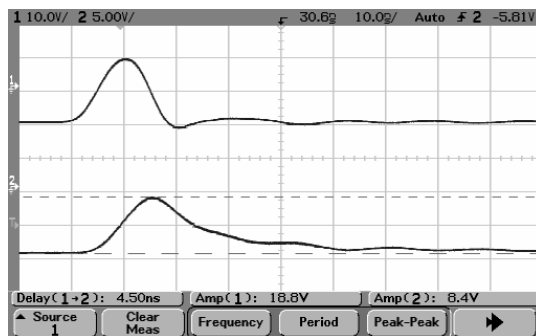


Fig. 3.3.6 - Distância = 60 cm; V1 = 18,8V; V2 = 8,4V.

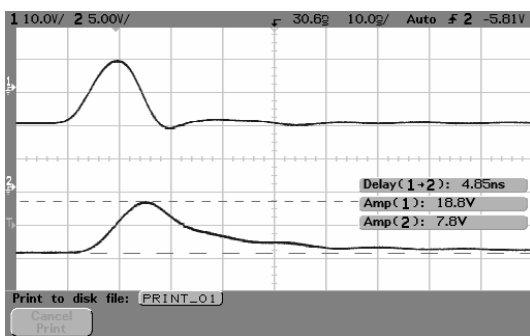


Fig. 3.3.7- Distância = 70 cm; V1 = 18,8V; V2 = 7,8V.

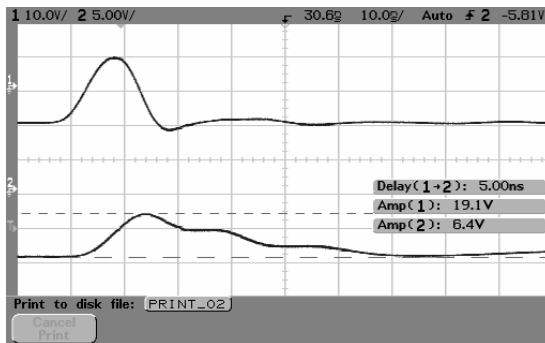


Fig. 3.3.8 - Distância = 80 cm; V1 = 19,1V; V2 = 6,4V.

ANEXOS

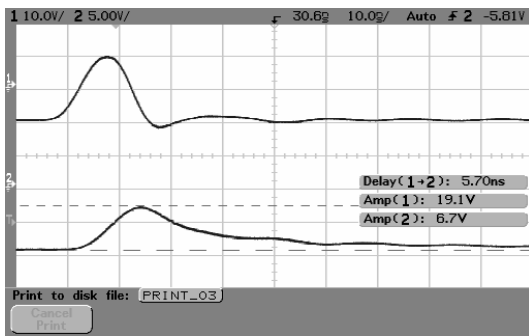


Fig. 3.3.8- Distância = 90 cm; V1 = 19,1V; V2 = 6,7V.

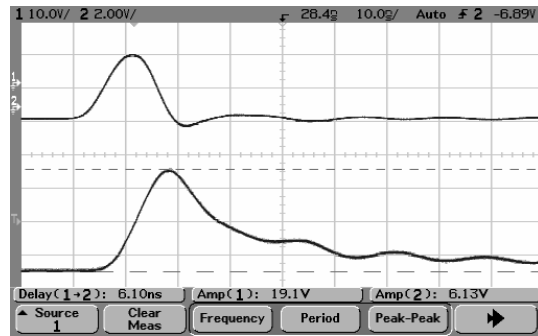


Fig. 3.3.9- Distância = 1 m; V1 = 19,1V; V2 = 6,13V.

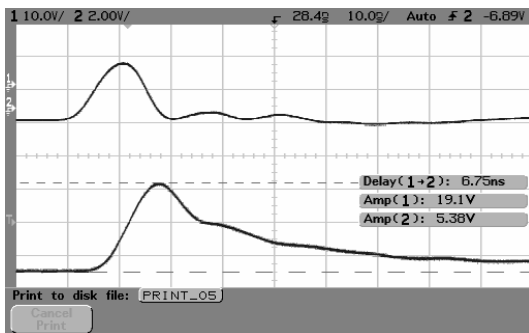
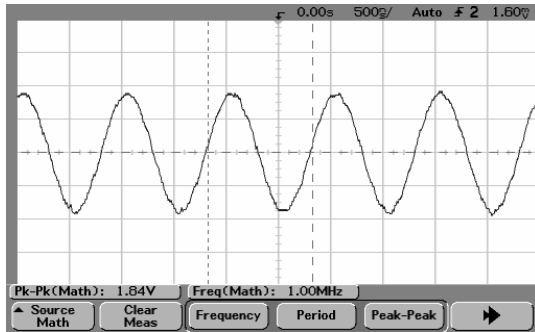


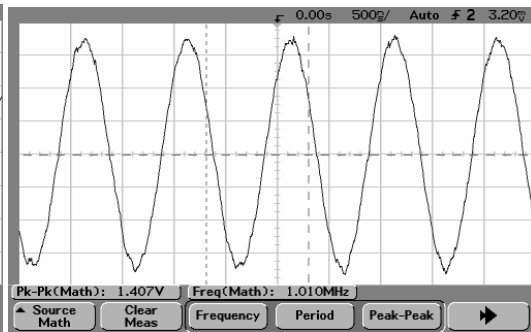
Fig. 3.3.10- Distância = 1,1 m; V1 = 19,1V; V2 = 5,38V.

**4- Medidas de atenuações das LTs verticais de “R= 1000Ω/m” e altura “s = 5 cm” excitadas com sinais harmônicos.**

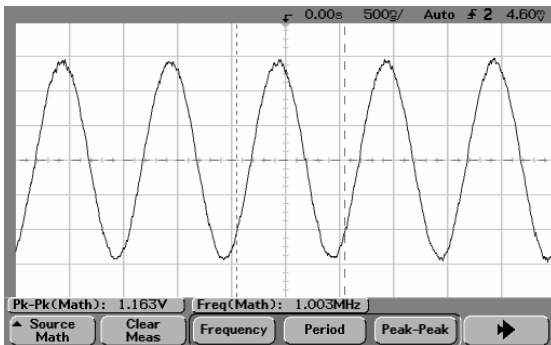
**4.1 - LT com frequência de excitação de 1 MHz**



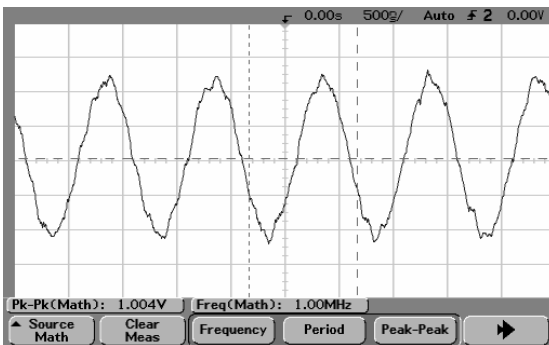
**Fig. 4.1.1- Distância = 0 cm; V=1,84 V.**



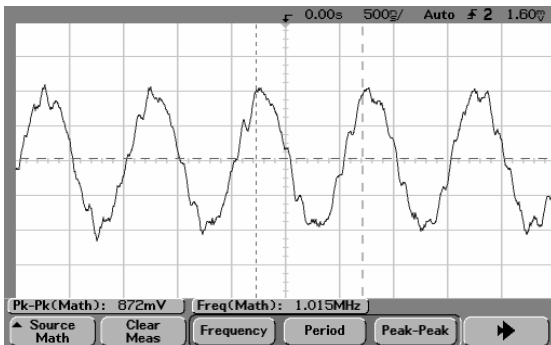
**Fig. 4.1.2- Distância = 10 cm; V=1,407 V.**



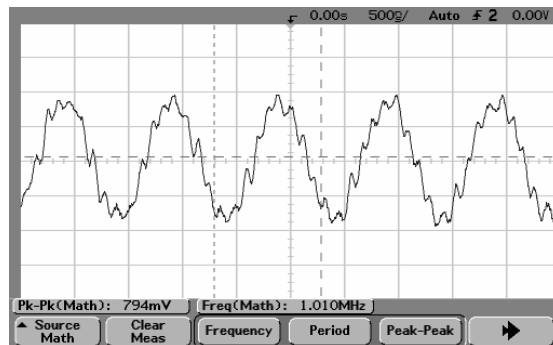
**Fig. 4.1.3- Distância = 20 cm; V=1,163 V.**



**Fig. 4.1.4- Distância = 30 cm; V=1,004 V.**



**Fig. 4.1.4- Distância = 40 cm; V=0,872 V.**



**Fig. 4.1.5- Distância = 50 cm; V=0,794 V.**

## 4.2 - LT com frequência de excitação de 10 MHz

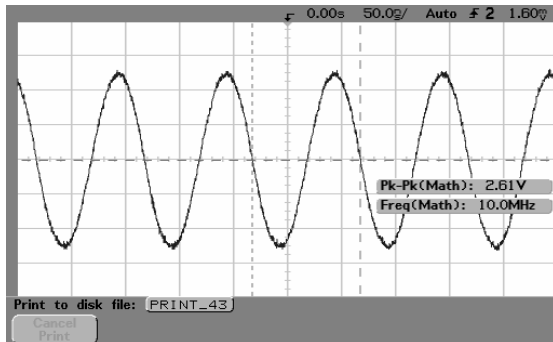


Fig. 4.2.1- Distância = 0 cm; V=2,61 V.

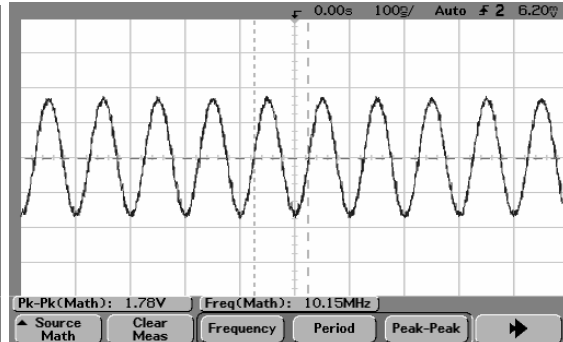


Fig. 4.2.2- Distância = 10 cm; V=1,78 V.

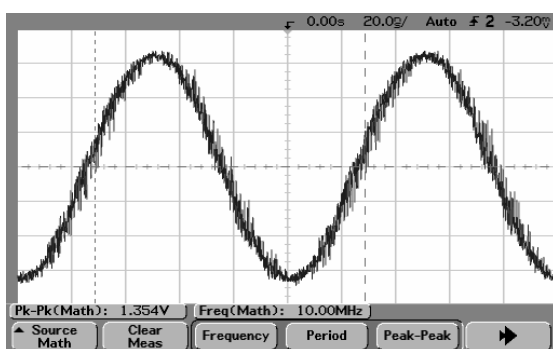


Fig. 4.2.3- Distância = 20 cm; V=1,354 V.

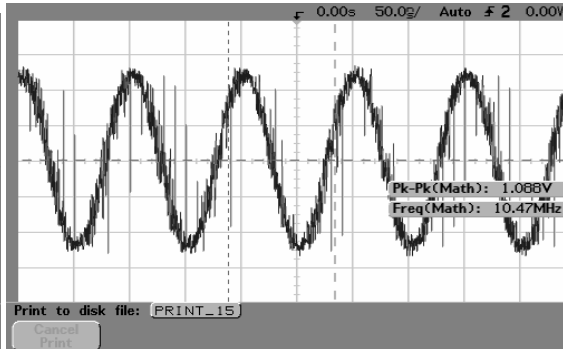


Fig. 4.2.4- Distância = 30 cm; V=1,088 V.

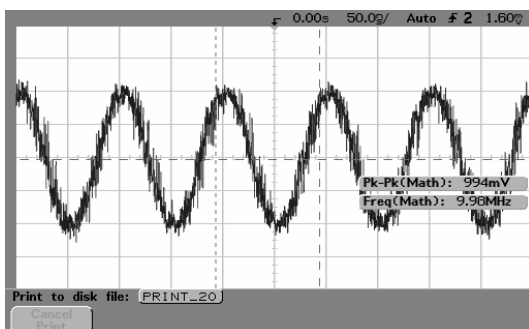


Fig. 4.2.5- Distância = 40 cm; V=0,994 V.

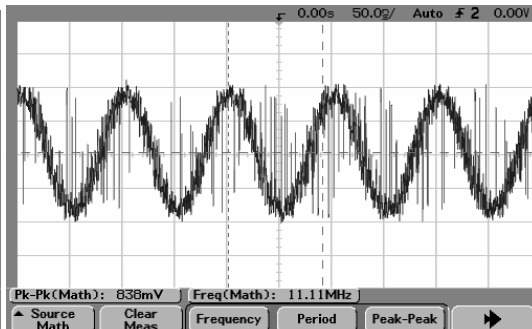


Fig. 4.2.6- Distância = 50 cm; V=0,838 V.

### 4.3 - LT com frequência de excitação de 15 MHz

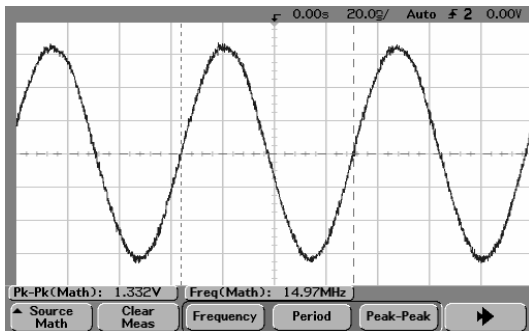


Fig. 4.3.1- Distância = 0 cm; V= 1,332 V.

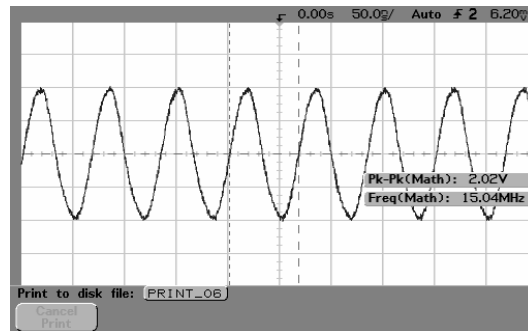


Fig. 4.3.2- Distância = 10 cm; V= 2,02 V.

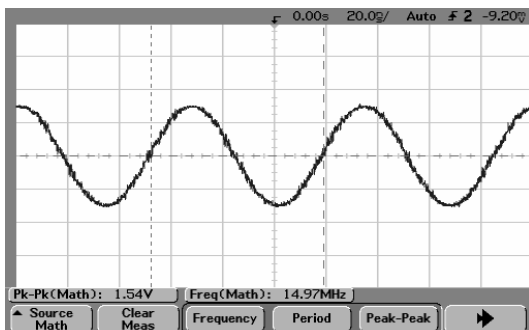


Fig. 4.3.3- Distância = 20 cm; V= 1,54 V.

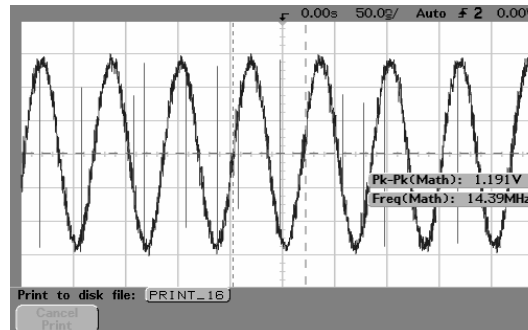


Fig. 4.3.4- Distância = 30 cm; V= 1,191 V.

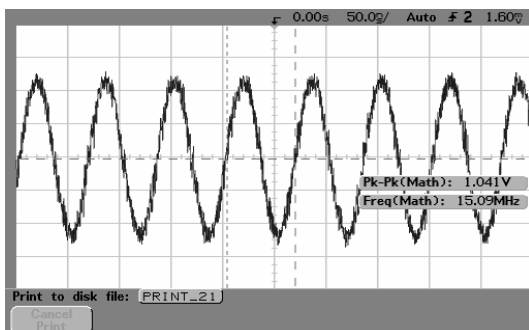


Fig. 4.3.5- Distância = 40 cm; V= 1,041 V.

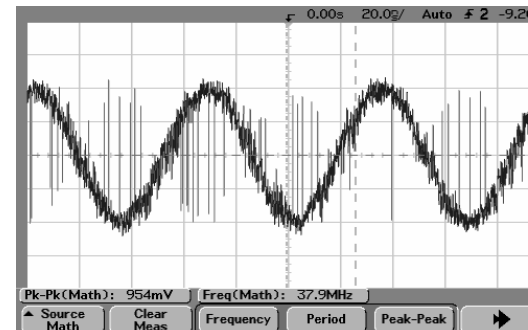


Fig. 4.3.6- Distância = 50 cm; V= 0,954 V.

#### 4.4 - LT com frequência de excitação de 30 MHz

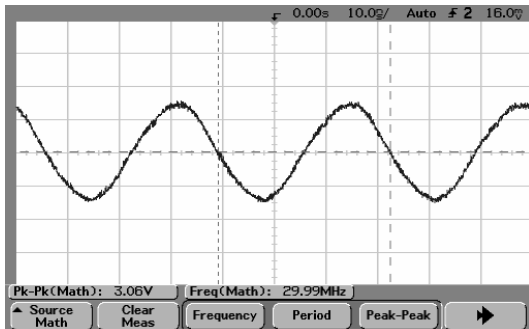


Fig. 4.4.1- Distância = 0 cm; V= 3,06 V.

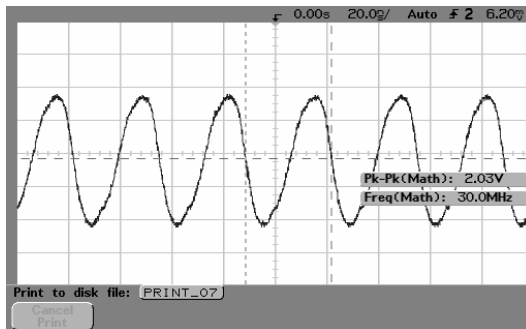


Fig. 4.4.2- Distância = 10 cm; V= 2,03 V.

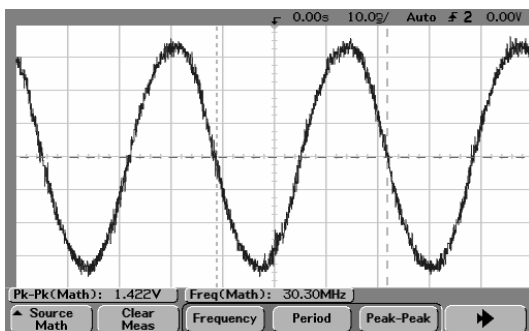


Fig. 4.4.3- Distância = 20 cm; V= 1,42 V.

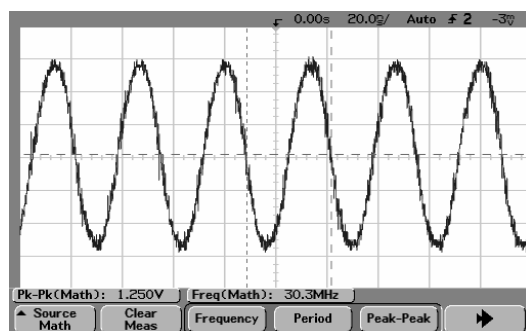


Fig. 4.4.4- Distância = 30 cm; V= 1,25 V.

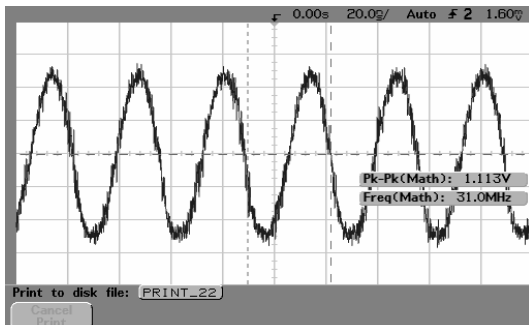


Fig. 4.4.5- Distância = 40 cm; V= 1,113 V.

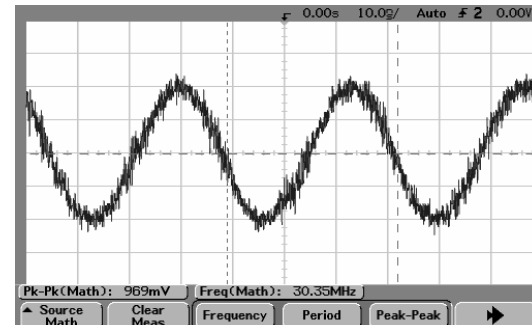


Fig. 4.4.6- Distância = 50 cm; V= 0,969 V.



### 4.5 - LT com frequência de excitação de 50 MHz

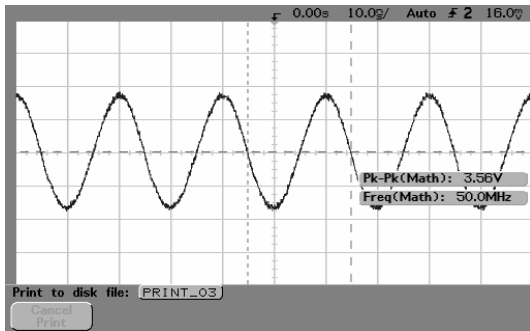


Fig. 4.5.1- Distância = 0 cm; V= 3,56 V.

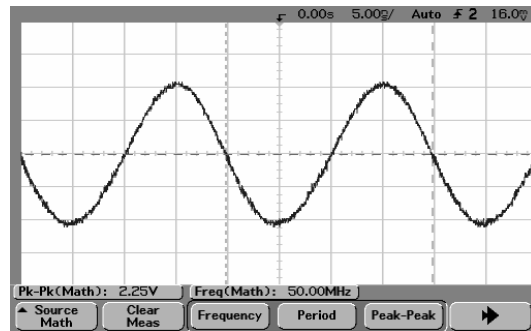


Fig. 4.5.2- Distância = 10 cm; V= 2,25 V.

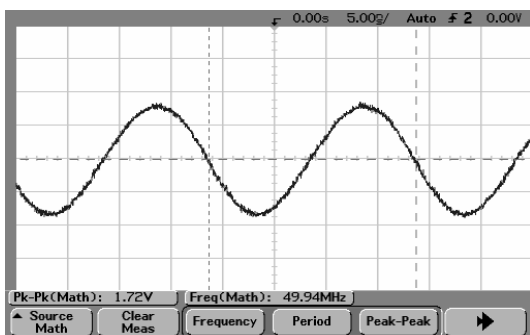


Fig. 4.5.3- Distância = 20 cm; V= 1,72 V.

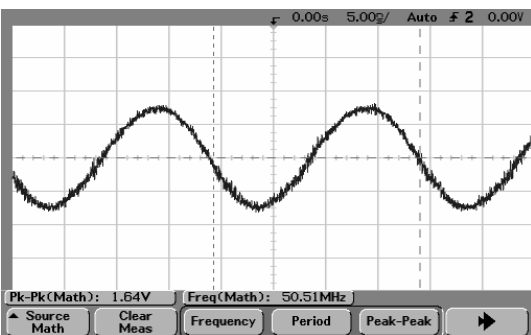


Fig. 4.5.4- Distância = 30 cm; V= 1,64 V.

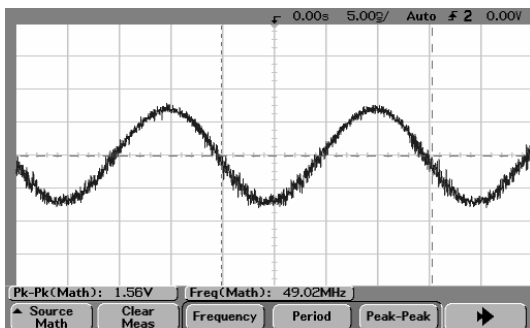


Fig. 4.5.5- Distância = 40 cm; V= 1,56 V.

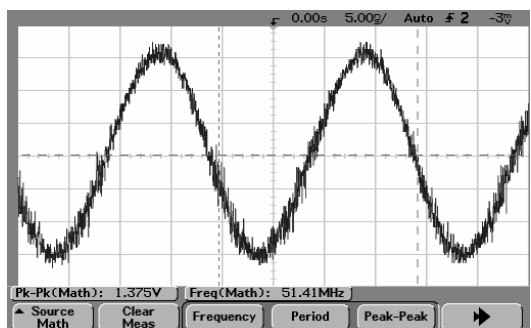


Fig. 4.5.6- Distância = 50 cm; V= 1,375 V.

## 5- Medidas de atenuações das LTs verticais de “ $R= 680 \Omega/m$ ” e altura “ $s= 5 \text{ cm}$ ” excitadas com sinais harmônicos.

### 5.1 - LT com frequência de excitação de 1 MHz

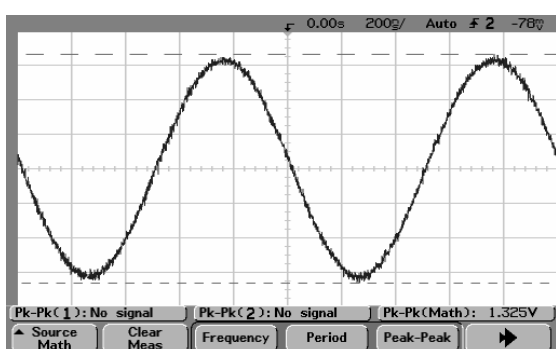


Fig. 5.1.1- Distância = 0 cm;  $V= 1,325 \text{ V}$ .

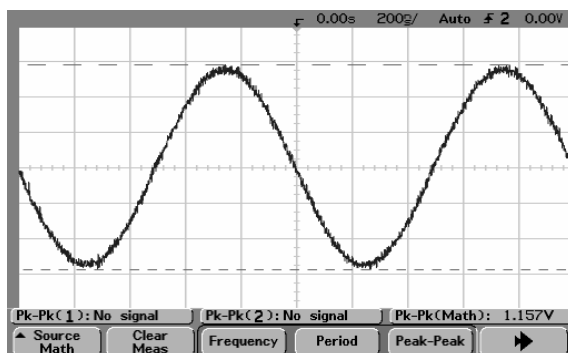


Fig. 5.1.2- Distância = 10 cm;  $V= 1,157 \text{ V}$ .

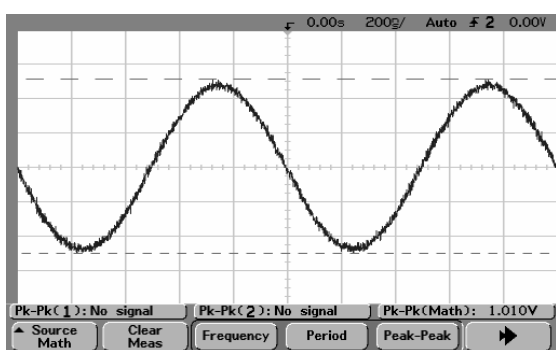


Fig. 5.1.3- Distância = 20 cm;  $V= 1,010 \text{ V}$ .

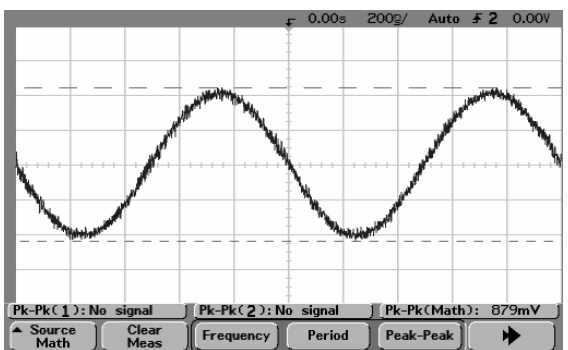


Fig. 5.1.4- Distância = 30 cm;  $V= 0,879 \text{ V}$ .

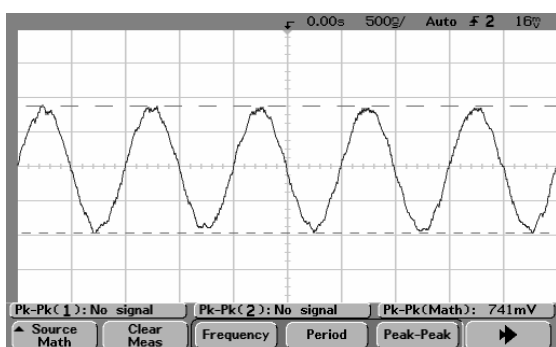


Fig. 5.1.5- Distância = 40 cm;  $V= 0,741 \text{ V}$ .

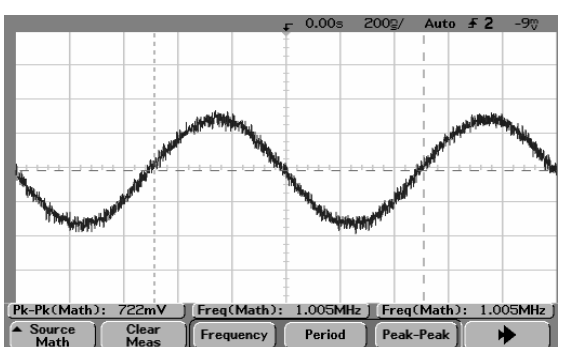


Fig. 5.1.6- Distância = 50 cm;  $V= 0,722 \text{ V}$ .

## 5.2 - LT com frequência de excitação de 10 MHz

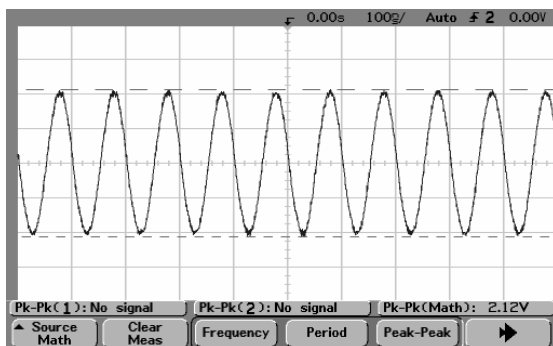


Fig. 5.2.1- Distância = 0 cm; V= 2,12 V.

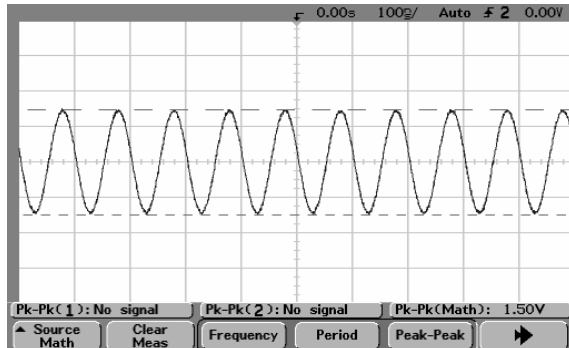


Fig. 5.2.2- Distância = 10 cm; V= 1,50 V.

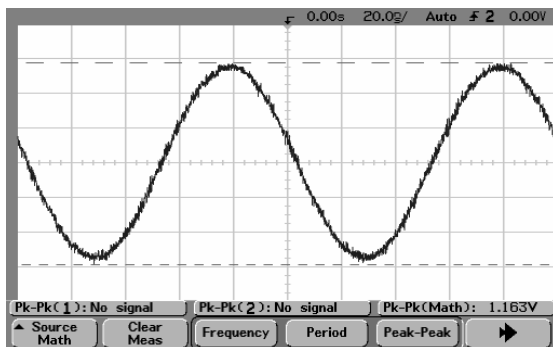


Fig. 5.2.3- Distância = 20 cm; V= 1,163 V.

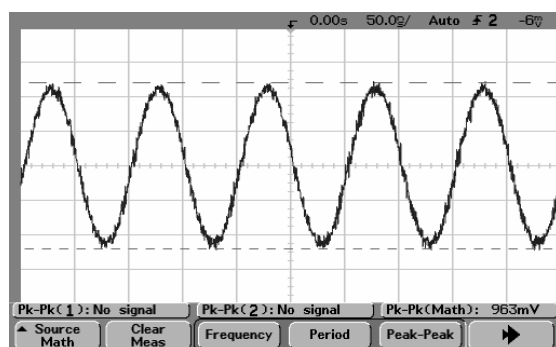


Fig. 5.2.4- Distância = 30 cm; V= 0,963 V.

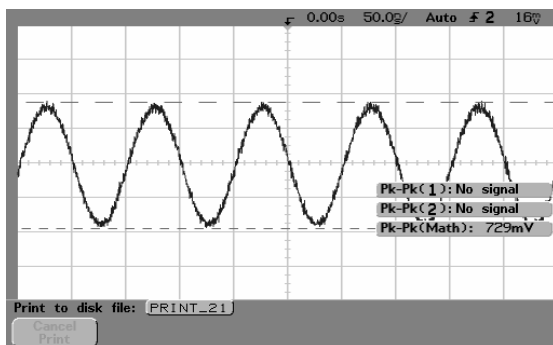


Fig. 5.2.5- Distância = 40 cm; V= 0,729 V.

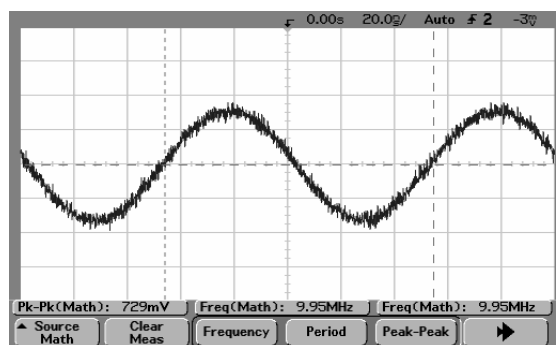


Fig. 5.2.6- Distância = 50 cm; V= 0,729 V.

### 5.3 - LT com frequência de excitação de 15 MHz

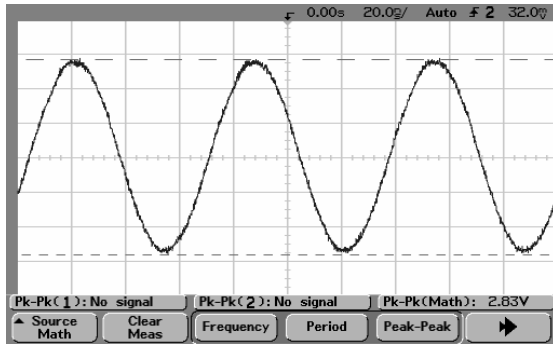


Fig. 5.3.1- Distância = 0 cm; V= 2,83 V.

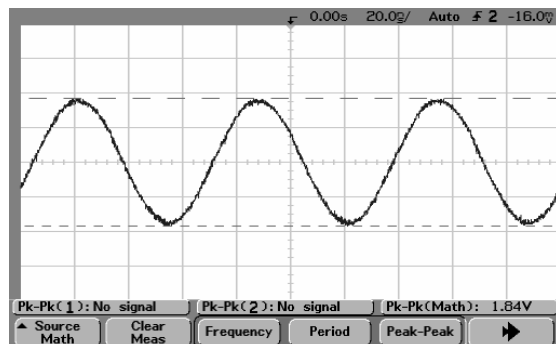


Fig. 5.3.2- Distância = 10 cm; V= 1,84 V.

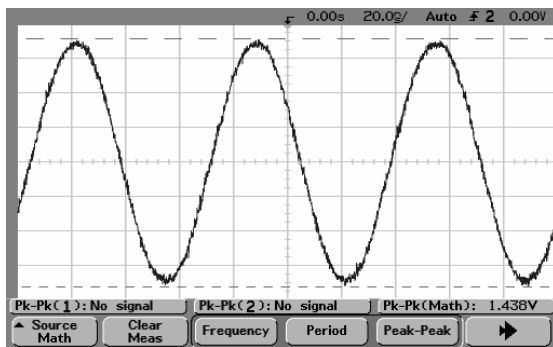


Fig. 5.3.3- Distância = 20 cm; V= 1,438 V.

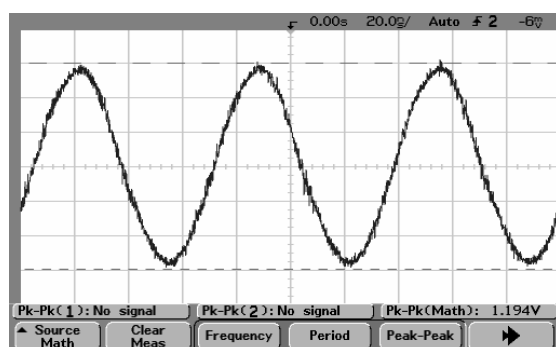


Fig. 5.3.4- Distância = 30 cm; V= 1,194 V.

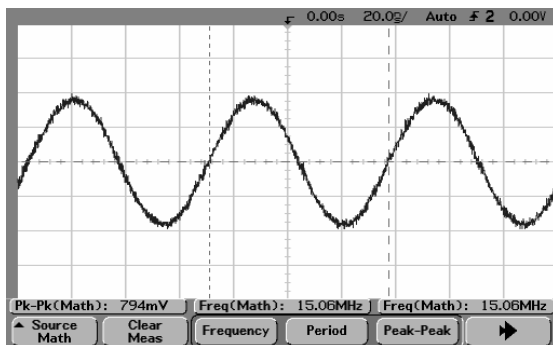


Fig. 5.3.5- Distância = 40 cm; V= 0,794 V.

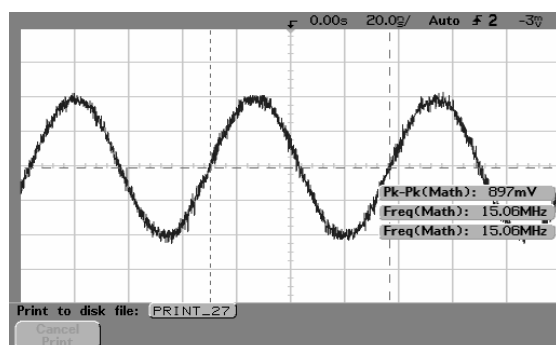


Fig. 5.3.6- Distância = 50 cm; V= 0,897 V.

### 5.4 - LT com frequência de excitação de 30 MHz

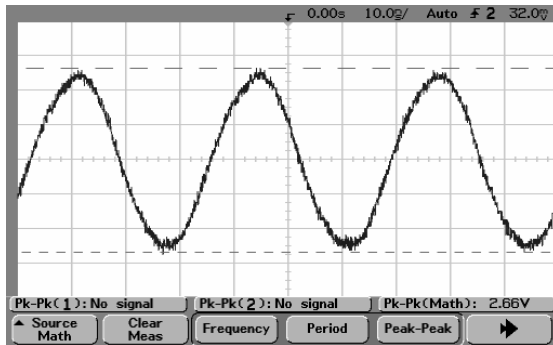


Fig. 5.4.1- Distância = 0 cm; V= 2,66 V.

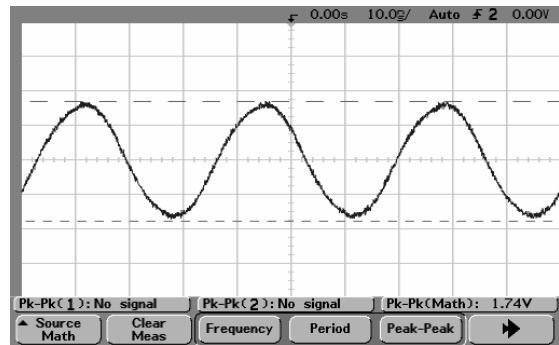


Fig. 5.4.2- Distância = 10 cm; V= 1,74 V.

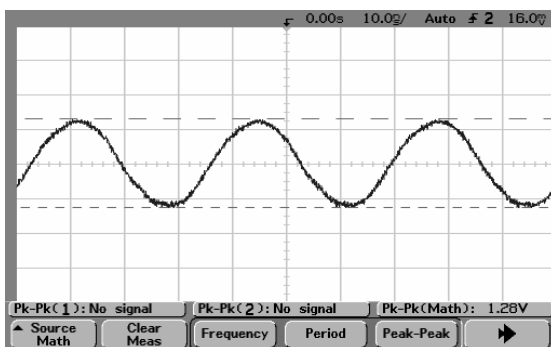


Fig. 5.4.3- Distância = 20 cm; V= 1,28 V.

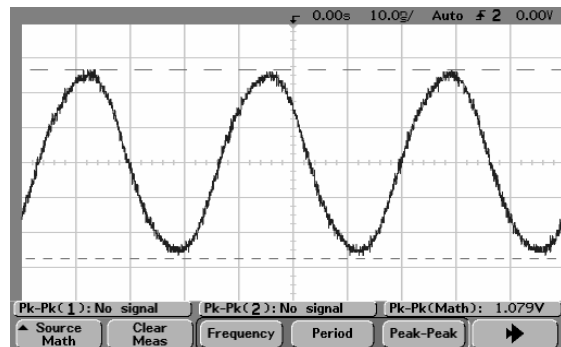


Fig. 5.4.4- Distância = 30 cm; V= 1,079 V.

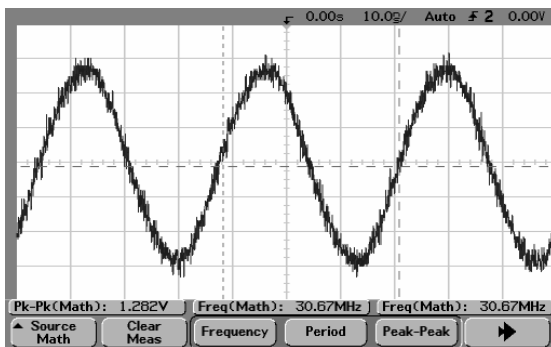


Fig. 5.4.5- Distância = 40 cm; V= 1,282 V.

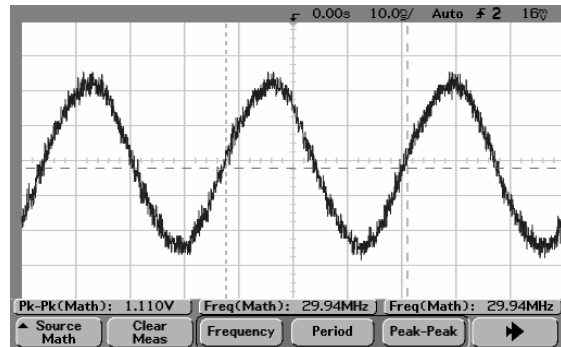


Fig. 5.4.6- Distância = 50 cm; V= 1,110 V.

### 5.5 - LT com frequência de excitação de 50 MHz

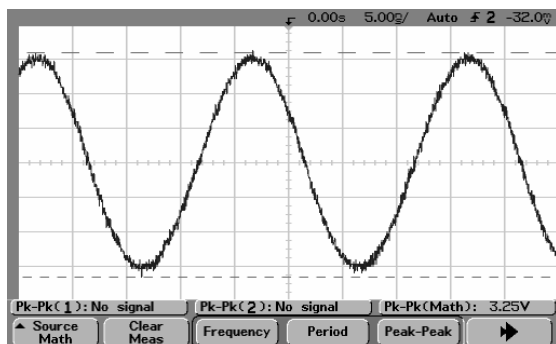


Fig. 5.5.1- Distância = 0 cm; V= 3,25 V.

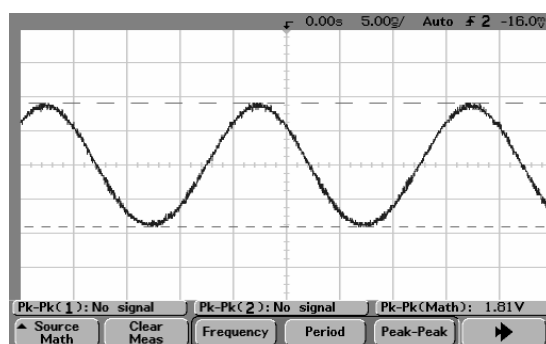


Fig. 5.5.2- Distância = 10 cm; V= 1,81 V.

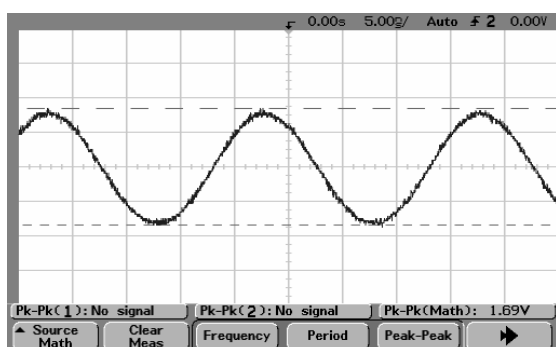


Fig. 5.5.3- Distância = 20 cm; V= 1,69 V.

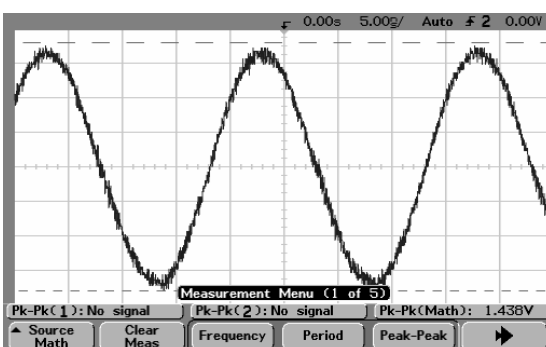


Fig. 5.5.4- Distância = 30 cm; V= 1,438 V.

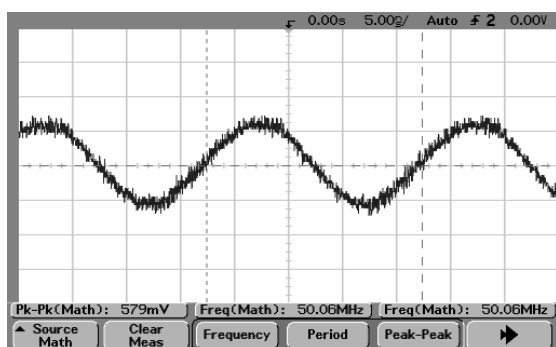


Fig. 5.5.5- Distância =420 cm; V= 0,579 V.

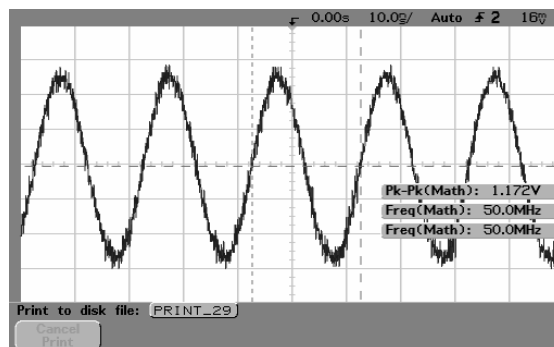
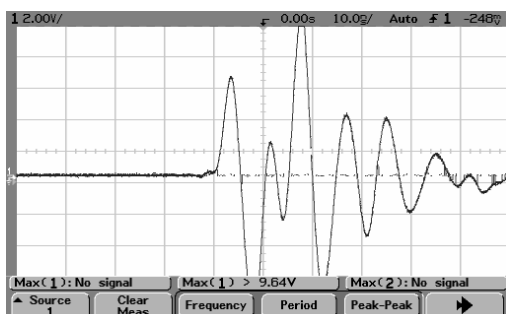
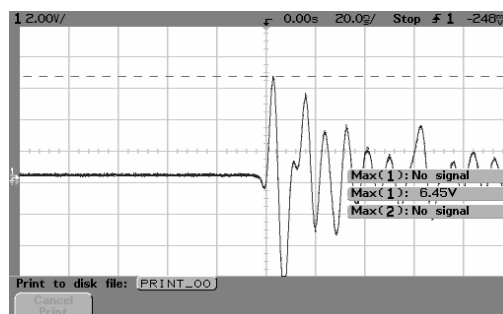


Fig. 5.5.6- Distância = 50 cm; V= 1,15 V.

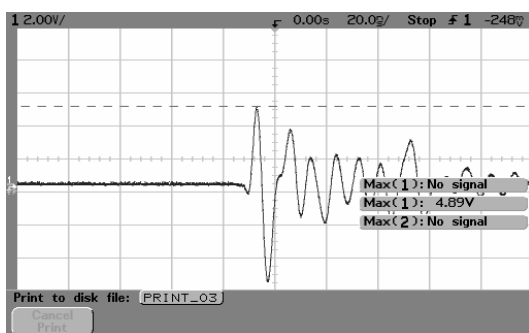
**6- Medidas de atenuações de correntes das LT's verticais de “R= 1000 Ω/m” e altura “s = 5 cm” excitadas com sinal impulsivo – Utilização de uma ponta de prova medindo a tensão desenvolvida em um resistor da linha.**



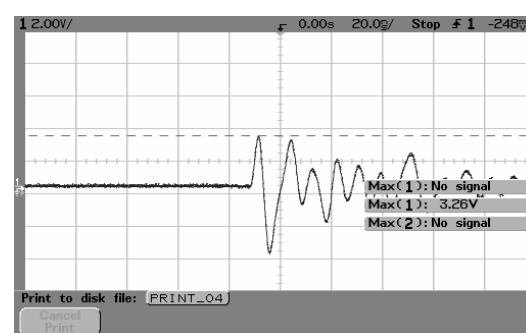
**Fig. 6.1- Distância = 0 cm; V= 6,2 V.**



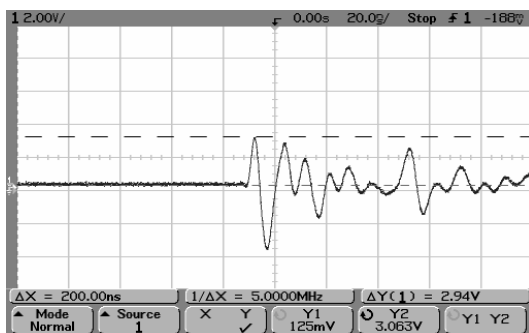
**Fig. 6.2- Distância = 10 cm; V= 6,0 V.**



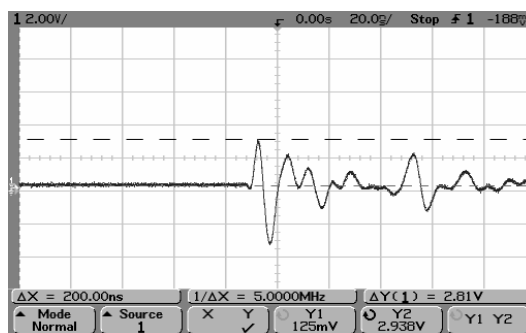
**Fig. 6.3- Distância = 20 cm; V= 4,89 V.**



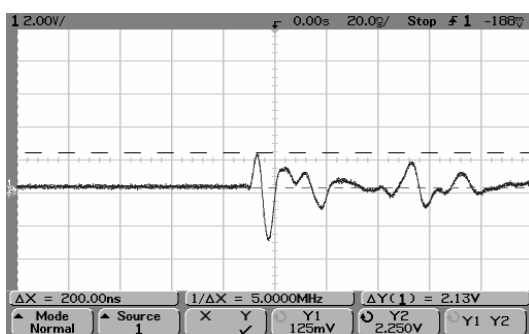
**Fig. 6.4- Distância = 30 cm; V= 3,26 V.**



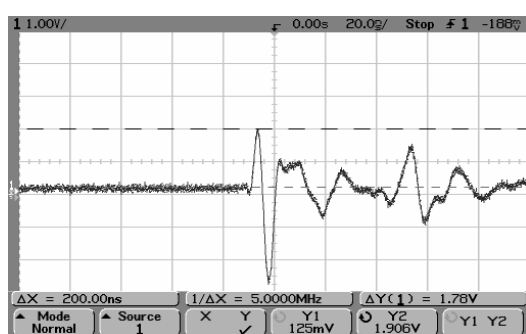
**Fig. 6.5- Distância = 40 cm; V= 2,94 V.**



**Fig. 6.6- Distância = 50 cm; V= 2,81 V.**



**Fig. 6.7- Distância = 60 cm; V= 2,13 V.**



**Fig. 6.8- Distância = 70 cm; V= 1,78 V.**

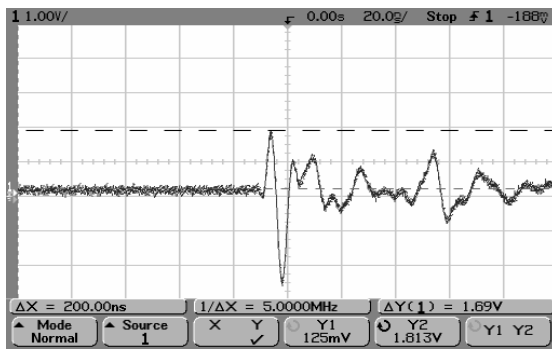
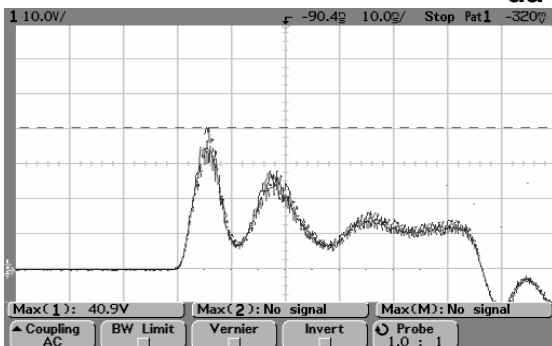


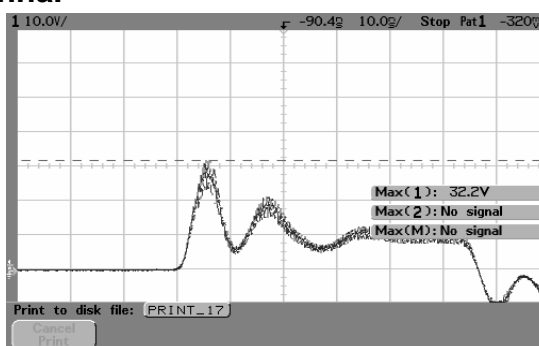
Fig. 6.9- Distância = 80 cm; V= 1,69 V.



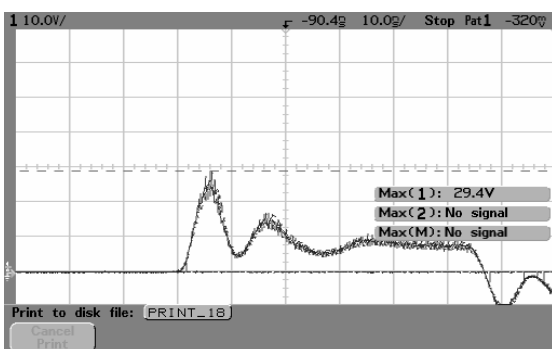
**7- Medidas de atenuações de correntes das LT's verticais de “R= 680 Ω/m” e altura “s = 5 cm” excitadas com sinal impulsivo – Utilização de uma ponta de prova medindo a tensão desenvolvida em dois resistores da linha.**



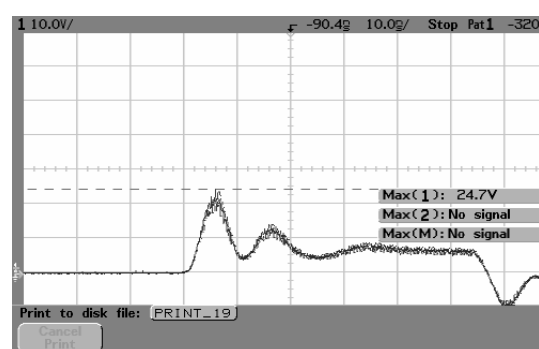
**Fig. 7.1- Distância = 0 cm; V= 35,0 V.**



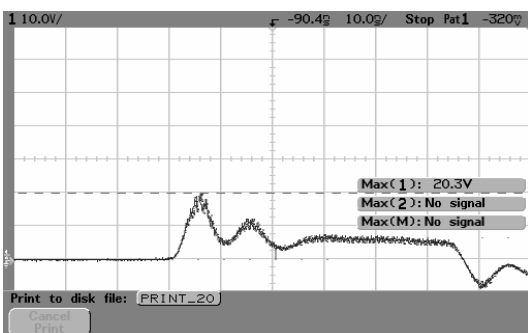
**Fig. 7.2- Distância = 10 cm; V= 31,0 V.**



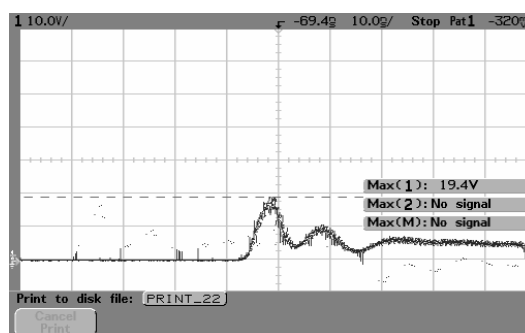
**Fig. 7.3- Distância = 20 cm; V= 27,0 V.**



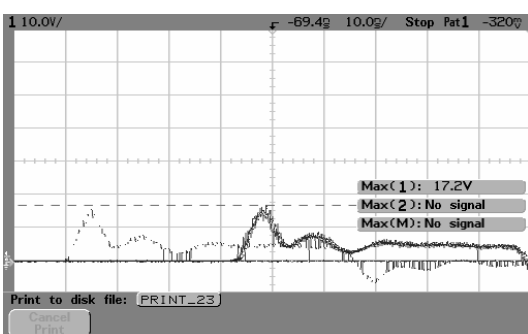
**Fig. 7.4- Distância = 30 cm; V= 21,0 V.**



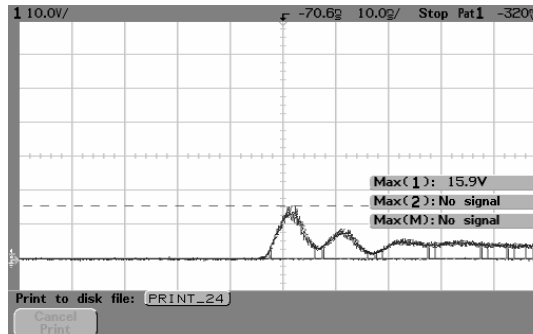
**Fig. 7.5- Distância = 40 cm; V= 18,0 V.**



**Fig. 7.6- Distância = 50 cm; V= 16,0 V.**



**Fig. 7.7- Distância = 60 cm; V= 15,0 V.**



**Fig. 7.8- Distância = 70 cm; V= 12,0 V.**

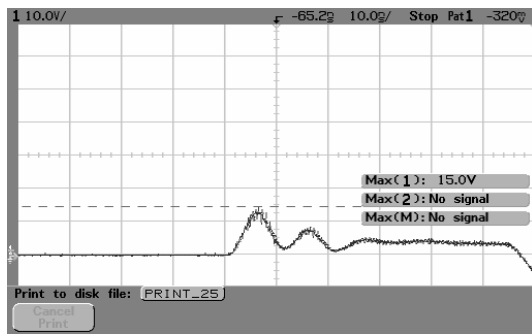


Fig. 7.9- Distância = 80 cm; V= 11,0 V.

---

**Referências Bibliográficas:**

- [1] Sartori, C.A.; Cardoso, J.R.; Determinação dos efeitos resultantes de descargas atmosféricas diretas em edificações. In: *Anais do IV International Seminar on Lightning Protection*. São Paulo - Brasil, Setembro de 1997, pag. 113-119.
- [2] Boaventura, W.C.; *Estudos de tensões induzidas em edificações por descargas atmosféricas utilizando-se técnicas de modelo reduzido*. Relatório técnico. Contrato Termotécnica -FCO.
- [3] Boaventura, W.C.; Paulino, J.O.S.; “Lightning Induced Voltage: A Reduced Model Study” . Proceedings of the IASTED - *International Conference on Power System and Engineering*, Vancouver, Canada, August 5-7, 1992 - Paper No. 199/40, pp. 223-226.
- [4] Santos, M.LG.V.; Estudo e construção de uma antena para gerar campos eletromagnéticos simulares aos campos criados por uma descarga atmosférica; Tese de Doutorado, Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica da UFMG. Junho de 2000.
- [5] Grivet, Pierre; “ The Physics of Transmission Lines at Hight and Very Hight Frequencies, Volume 1 – Primary and Secondary Parameters and Travelling Waves” ; Academic Press, London and New York; 1970.
- [6] Metzger, George; “ Transmission Lines with Pulsel Excitation” ; Academic Press, London and New York; 1069.
- [7] Hedman, D.E.; Teoria das Linhas de Transmissão; Universidade Federal de Santa Maria; 1978.
- [8] Baba, Yoshiro; Ishii, Masuru; “ Numerical Electromagnetic Field Analysis of Lightning Current in Tall Structures” ; IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 16, No 2; April-2001.
- [9] A.S. AlFuraid; E.A.Oufi;M.M Saied; “Transient Analysis of Lossless Single-Phase Nonuniform Transmission Lines”; IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 9, No 3; July 1994.
- [10] H.W Dommel;H. V,Nguyen;J.R,Marti; “Modelling of Single-Phase Nonuniform Transmission Lines in Electromagnetic Transient Simulations”; IEEE Transactions on Power Delivery, Vol. 12, No 2; April-1997.
- [11] H.W Dommel; “Digital Computer Solution of Electromagnetic Transients in Sigle and Multiphase Networks”;IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. Pas-88, No 4;pp 388-399;1969.
- [12] E. Kuffel, Zaengl, W.S.,Kuffel, J.- High Voltage Engineering: Fundamentals. Ed.NEWNES, Second edition,2000

- [13] R. Martí, “Accurate Modelling of Frequency- Dependent Transmission Lines in Electromagnetic Transient Simulations”, IEEE Trans. on Power App. And Syst., vol.PAS-101, no.1, pp.147-155, January- 1982.
- [14] A. Ametani; Y.Kasai; J.Sawada; A.Mochizuki; T.Yamada; “Frequency-dependent Impedance of Vertical Conductors and a Multiconductors Tower Model”IEEE Proc. -Gener. Transm Distrib; Vol. 141. No. 4, July 1994.
- [15] Collin, Robert E; “Antennas and Radiowave Propagation; McGraw-Hill; 1985.
- [16] Pspice Schematics; Cadence Design System Inc.; Version 9.2.
- [17] Clayton R. Paul; “Analysis of Multiconductor Transmission Lines”; John Wiley & Sons; 1994.
- [18] Boaventura, W. C.; “Estudo da Tensão Induzida em Linhas Aéreas por Descargas Atmosféricas Utilizando Técnicas de Modelo Reduzido”; Dissertação de Mestrado; Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica da UFMG; 1990.
- [ 19] – Uman.M.A; Lightning; Dove Publications, Inc.; New York; 1984.
- [20] - Mathcad; Mathsoft Engineering & Education Inc.; Version Mathcad 2001.