

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA

Este exemplar corresponde a redação  
final da tese defendida por José  
Mário Menezes de Oliveira e aprovada  
pela comissão julgadora em 07/05/84



CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DOS FENÔMENOS TRANSITÓRIOS  
ELETROMAGNÉTICOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS DE POTÊNCIA

*tese*

056/84

1984

Campinas, SP, Brasil

UNICAMP  
BIBLIOTECA CENTRAL

9/12  
CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DOS FENÔMENOS TRANSITÓRIOS  
ELETROMAGNÉTICOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS DE POTÊNCIA

por

José Mário Menescal de Oliveira

T 420

Dissertação apresentada à  
Faculdade de Engenharia da Universidade Estadual de Campinas  
para obtenção do título de Mestre

Orientadores: Prof. Dr. José Carlos de Oliveira<sup>tb</sup>  
Prof. Dr. Ioshiaki Doi<sup>tb</sup>

1984

Campinas, SP, Brasil

UNICAMP  
BIBLIOTECA CENTRAL

Dedicatōria

*À minha mãe,  
minha esposa Eliana  
e a meu filho Tiago.*

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. José Carlos de Oliveira, pela orientação e incentivo demonstrados.

Ao Prof. Ioshiaki Doi, pela orientação e apoio.

Aos amigos João e Luci, pelo auxílio na elaboração dos desenhos e datilografia respectivamente.

A Fundação Educacional de Barretos, pelo apoio.

Aos professores, colegas da Faculdade de Engenharia de Barretos, pelo incentivo.

Aos professores da Faculdade de Engenharia de Campinas, pelos ensinamentos durante os cursos realizados.

À Universidade Federal de Uberlândia, pela disponibilidade e acesso ao computador.

Sinceros agradecimentos a todas as pessoas que colaboraram para a realização deste trabalho.

## RESUMO

O trabalho aqui desenvolvido se propôs a estudar os fenômenos transitórios eletromagnéticos em sistemas de potência, como também mostrar a importância de incluir o efeito da atenuação e/ou distorção da onda no cálculo das sobretensões.

Inicialmente, numa primeira parte, é apresentada uma contribuição didática com o objetivo de sintetizar a teoria básica da propagação e, a sua conseqüente extensão aos fenômenos da propagação polifásica é apresentada na segunda parte do trabalho, que muito auxiliaram a compreensão e a simulação digital.

A terceira parte é dedicada às simulações computacionais, incluindo-se diversos aspectos operacionais. Pôde-se estabelecer medidas comparativas e tirar importantes conclusões com relação às sobretensões num sistema elétrico típico, para dimensionamento dos isolamentos e dos dispositivos de proteção.

## ABSTRACT

The work here developed has two aims, the first one is to study the electromagnetic transient phenomena in power systems, and the second one to show the importance of including the attenuation effect and/or the wave's distortion when calculating overvoltages.

In the first part of this thesis the basic propagation theory is synthesized in the form of a didactic contribution and in the second part this theory is extended to the polyphasic propagation phenomena. Both parts were of great aid for the digital simulation work.

The third part is devoted to the computational simulations including some operational aspects from the comparison of the final results important conclusions are drawn, related to the overvoltage in a typical electric system, in order to dimension the isolations and the protection devices.

## ÍNDICE

	pág.
INTRODUÇÃO .....	1
CAPÍTULO I - PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM SISTEMAS MONOFÁSICOS	
1.1 - Formulação do Problema e Equação da Propagação .....	7
1.2 - Transformada de Fourier .....	9
1.3 - Solução das Equações de Propagação .....	11
1.4 - Interpretação Física do Coeficiente ou Constante de Propagação $\gamma$ .....	14
1.5 - Cálculo da Velocidade de Propagação de uma <u>On</u> da .....	16
1.6 - Estudo das Principais Condições de Propagação da Onda Eletromagnética em uma Linha de <u>Trans</u> missão .....	18
1.6.1 - Linha Ideal .....	19
1.6.2 - Linha sem Distorção .....	23
1.6.3 - Linha com Baixa Perda .....	24
1.6.4 - Solução Exata para uma Linha Infinita .....	25
1.6.5 - Linha de Comprimento Finito .....	27
CAPÍTULO II - FENÔMENOS DE PROPAGAÇÃO EM SISTEMAS POLI <u>FÁSICOS</u>	
2.1 - Introdução .....	31
2.2 - Propagação de Ondas em Sistemas Bifásicos ...	31
2.2.1 - Método Clássico .....	31

	pág.
2.2.2 - Método Matricial .....	37
2.3 - Aplicação do Método Matricial para Solução das Equações de Ondas em Sistemas Polifásicos ....	41
2.4 - Sistema com Condutores em Plano de Simetria ..	47
2.5 - Solução Particular para um Único Circuito Trifásico com Plano de Simetria .....	49
2.6 - Matriz Impedância Série e Admitância Shunt de Linhas de Transmissão com Múltiplos Condutores	53
2.7 - Estudo da Componente que representa a Geometria Física dos Condutores ( $Z_g$ ) .....	54
2.8 - Estudo da Componente que representa as Impedâncias Próprias dos Condutores ( $Z_c$ ) .....	55
2.9 - Estudo da Componente que representa o Caminho Imperfeito de Retorno pela Terra .....	57
2.10 - Matriz Admitância Shunt .....	61
2.11 - Feixe de Condutores .....	61
2.12 - Influência da Frequência nas Equações de Onda.	62
2.13 - Atenuação e Distorção .....	67
 CAPÍTULO III -	
3.1 - Descrição Geral do Programa Digital .....	78
3.2 - Estudo de Um Sistema Elétrico Típico .....	80
3.3 - Descrição dos Casos Simulados .....	86
3.4 - Estudo de Um Sistema em Anel .....	112
CONCLUSÕES GERAIS .....	126
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	129



## INTRODUÇÃO

Os sistemas elétricos de potência estão sujeitos a várias formas de fenômenos transitórios eletromagnéticos, sendo os mais importantes os causados por chaveamento; descarga atmosférica; defeito no sistema, etc.

Em virtude dos surtos atmosféricos em linhas de transmissão não serem muito afetados pelo projeto destas, o desempenho da linha apresenta uma melhora em termos absolutos à medida que são utilizadas tensões de operação mais elevadas. Como consequência, para tensões de operação acima de 345 KV, as sobretensões de manobra são mais importantes na determinação do isolamento do sistema.

Deste modo, uma ênfase muito maior tem sido posta na necessidade de prever as sobretensões no sistema ainda na fase de planejamento, para que medidas possam ser adotadas reduzindo a sua severidade e minimizando o nível de isolamento dos equipamentos, pois, apesar de sua curta duração, eles têm grande influência na performance dos equipamentos.

Na determinação das sobretensões os cálculos utilizados são: Analógicos, Digitais e Manuais.

### 1. Cálculos Analógicos

- O método tradicional de análise de transitórios em sistemas de potência tem sido a utilização do analisador de transitórios em redes (TNA), o qual permite facilidades para um modelo em escala do sistema em estudo, através da utilização de valores concentrados de indutâncias, capacitâncias e re

sistências para a modelagem de linhas de transmissão e equivalentes em sistemas, e modelos próprios para transformadores, motores, para-raios e disjuntores.

- No analisador dinâmico de sistemas (DNA), procura-se representar os diversos componentes de um sistema por circuitos eletrônicos.

- O uso do computador analógico é uma forma clássica para a solução de equações diferenciais, as quais podem ser obtidas através do fenômeno e do sistema a ser estudado.

## 2. Cálculos Digitais

- No método das equações diferenciais ou método de Bergeron, as linhas de transmissão podem ser consideradas exatamente, não tendo que ser simuladas por circuitos equivalentes de parâmetros concentrados. A vantagem desse método é a possibilidade de se determinar a tensão e a corrente ao mesmo tempo. Como desvantagem, é necessário conhecer alguma informação do sistema em um instante imediatamente anterior à aplicação do distúrbio.

- Método usando a técnica das ondas viajantes utilizando o diagrama de Lattice ou Bewley. Este método é baseado na propagação de ondas eletromagnéticas. Os elementos de um sistema elétrico de potência são divididos em dois tipos, isto é, elementos cujos parâmetros são de natureza concentrada tais como geradores, transformadores, reatores e capacitores nos quais o tempo de propagação é praticamente nulo, e elementos

cujos parâmetros são de natureza distribuída, tais como linhas aéreas de transmissão e cabos subterrâneos, nos quais a propagação se processa num tempo considerável.

Este foi o método usado nesta dissertação.

A combinação de facilidades digitais e analógicas pode ser extremamente proveitosa e, em termos mais realísticos, os dois métodos podem ser vistos como complementares em vez de competitivos.

As comparações de resultados obtidos com estas ferramentas tendem a mostrar uma boa correlação geral, mas com diferenças em detalhes de forma de onda e, o que é mais importante, com desvio de ambos em relação aos valores obtidos em testes de campo, ref[01], [17]. No entanto, estas pequenas diferenças podem existir mesmo de um TNA para outro e entre programas digitais.

Em geral os resultados obtidos, seja com o TNA ou com um programa digital, apresentam uma precisão suficiente, para os estudos de sobretensões necessários à especificação do isolamento dos equipamentos de um sistema elétrico de potência.

### 3. Cálculos Manuais

- Neste, depende do processo utilizado e do sistema a ser estudado. Tem muita limitação.

#### - Descrição Geral do Trabalho

O trabalho tem como objetivo estudar os fenômenos transitórios eletromagnéticos em sistemas de potência, como também mostrar a importância de incluir o efeito da atenuação e/ou distorção no cálculo das sobretensões.

A dissertação está dividida em três partes. Na primeira parte está desenvolvida a teoria da propagação de ondas em sistemas monofásicos em presença de um plano de terra infinito, através do método clássico.

Utilizando a transformada de Fourier, a partir da seção (1.2), analisa-se as equações de propagação agora no domínio da frequência. Nas seções (2.4) e (2.5) está desenvolvida de uma maneira clara e sucinta a interpretação física da constante de propagação e o cálculo da velocidade de propagação de uma onda. Na seção (2.6) encontra-se o estudo das principais condições de propagação da onda eletromagnética em uma linha de transmissão.

Na segunda parte da dissertação encontram-se desenvolvidos os fenômenos da propagação em sistemas polifásicos. Na seção (2.2.1) está a propagação de ondas em sistemas bifásicos, utilizando o método clássico, sendo logo utilizado o método matricial. Esse método, consiste em uma transformação linear dos vetores de tensões e correntes a fim de possibilitar a análise dos sistemas polifásicos com "n" modos de propagação independentes. Processo esse similar à técnica das componentes simétricas. Na seção (2.5) encontra-se a solução particular para um único circuito trifásico com plano de simetria.

Os elementos que compõe a matriz impedância série e admittance shunt de linhas de transmissão com múltiplos condutores, bem como as principais simplificações que serão feitas, encontram-se nas seções (2.6) a (2.11).

Nas seções (2.12) e (2.13) estão os fatores que influem na propagação, tais como a influência da frequência nos parâmetros das linhas de transmissão e os efeitos a atenuação e distorção das

ondas que se propagam, devido às perdas na linha. Estes fatores têm influência principalmente na precisão dos resultados obtidos nos cálculos.

Na terceira parte, utilizando um programa digital para estudos de propagação, procedeu-se a estudos sob diversas condições e incluindo diversos aspectos operacionais, que viessem a estabelecer medidas comparativas entre os resultados obtidos. Para tanto, empregando um sistema elétrico típico, simulou-se sob condições ideais, com atenuação com distorção. Com os resultados obtidos várias conclusões são estabelecidas, que permitem verificar a validade da consideração dos efeitos citados, no dimensionamento do isolamento de sistemas, do nível básico de isolamento dos equipamentos e dos dispositivos de proteção.

Observam-se também que os níveis de sobretensões obtidos estão compatíveis com os resultados encontrados nas referências [01], [12] e [17].

## CAPÍTULO I

### PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM SISTEMAS MONOFÁSICOS

## CAPÍTULO I

## PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM SISTEMAS MONOFÁSICOS

## 1. Formulação do Problema e Equação da Propagação

Com o objetivo de melhor compreender o efeito da propagação da onda em um sistema de potência trifásico, analisar-se-á inicialmente o fenômeno da propagação em um sistema monofásico. A figura (1.1) mostra um par de ondas viajantes, uma onda de tensão e uma de corrente, que se propagam sobre um condutor de comprimento infinitesimal em presença de um plano de terra infinito

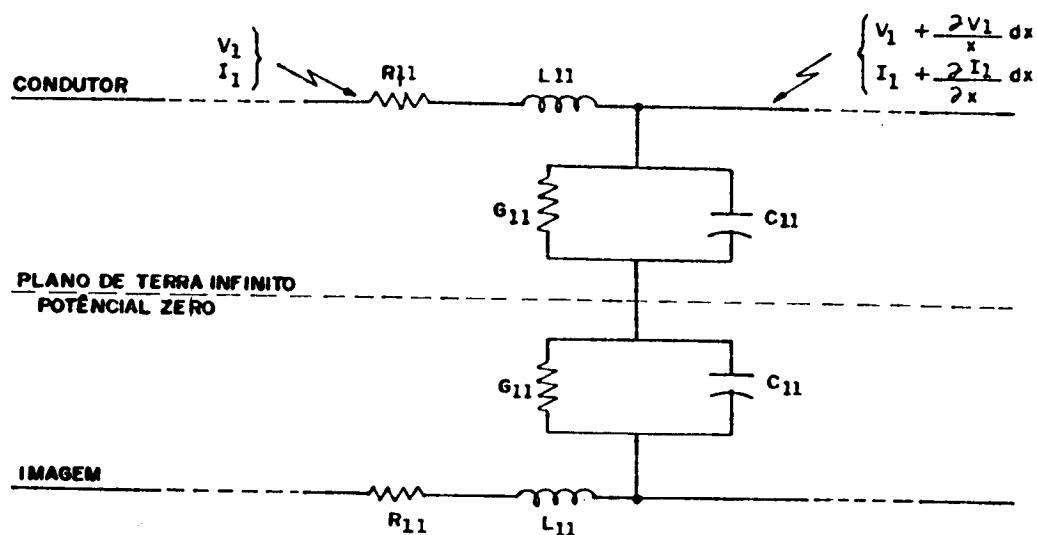


Figura 1.1 - Representação de um elemento infinitesimal de linha monofásica.

onde:

- $R_{11}$  - Resistência em ohms por unidade de comprimento  
 $L_{11}$  - Indutância em henries por unidade de comprimento  
 $G_{11}$  - Condutância em mhos por unidade de comprimento  
 $C_{11}$  - Capacitância em farads por unidade de comprimento

As equações diferenciais que representam as ondas eletromagnéticas no sistema da figura (1.1), são:

$$\frac{\partial V_1(x,t)}{\partial x} = - L_{11} \frac{\partial I_1(x,t)}{\partial t} - R_{11} I_1(x,t) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial I_1(x,t)}{\partial x} = - C_{11} \frac{\partial V_1(x,t)}{\partial t} - G_{11} V_1(x,t) \quad (1.2)$$

ou,

$$\frac{\partial V_1(x,t)}{\partial x} = - (R_{11} + L_{11} \frac{\partial}{\partial t}) I_1(x,t) \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial I_1(x,t)}{\partial t} = - (G_{11} + C_{11} \frac{\partial}{\partial t}) V_1(x,t) \quad (1.4)$$

Neste ponto é conveniente considerar a natureza das equações diferenciais obtidas. A dependência da tensão e corrente com  $x$  e  $t$  gera dificuldades para a solução das equações. Para contornar a situação surge uma ferramenta matemática que consiste em eliminar a variável tempo, através de uma transformação, que recebeu a designação de transformada de Fourier. Este tratamento, em seus fundamentos teóricos, é discutido a seguir.



## 2. Transformada de Fourier

Em sua essência, o método quando aplicado a estudos de propagação consiste em:

- Um sinal de entrada qualquer é decomposto (transformado) em um espectro de frequências de forma a ser tratado por um conjunto de funções senoidais.

- Para cada uma destas frequências, uma dada função fornece o correspondente senóide resposta.

- Reagrupando (anti-transformando) as respostas para cada uma destas frequências, obtém-se, então, a resposta à onda original.

Em geral, nas redes lineares com parâmetros constantes, a resposta  $f(t)$  para uma entrada  $g(t)$  pode ser expressa da seguinte forma:

$$F(D)f(t) = g(t) \quad , \quad \text{onde } D \equiv \frac{d}{dt} \quad (1.5)$$

Contudo, nos problemas de linhas de transmissão, alguns dos parâmetros (isto é, os coeficientes da equação (1.5)) são dependentes da frequência, e, neste caso, a equação (1.5) pode ser modificada e apresentada da seguinte maneira:

$$F(D, \omega)f(t) = g(t) \quad (1.6)$$

onde, " $\omega = 2\pi f$ "

Conforme referido atrás, e de acordo com a referência [05], o processo de decomposição da entrada em componentes se-

noidais, resulta as correspondentes componentes de saída, que, reagrupadas chega-se à solução da equação. Em termos matemáticos isso é equivalente a aplicação da transformada de Fourier na equação (1.6), isto é, multiplicando a equação (1.6) por  $e^{-j\omega t}$  e integrando com relação a "t" no intervalo  $(-\infty, \infty)$ , transforma o problema do domínio do tempo para o domínio da frequência. Assim,

$$F(j\omega, \omega) \bar{f}(j\omega) = \bar{g}(j\omega) \quad (1.7)$$

onde,

$$\bar{f}(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-j\omega t} \cdot dt \quad (1.8)$$

e  $\bar{g}(j\omega)$  é definido de maneira análoga.

A transformada inversa, ou seja, a passagem do domínio da frequência para o domínio do tempo, é dada por:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(j\omega) \cdot e^{j\omega t} \cdot d\omega \quad (1.9)$$

Como na prática raramente a equação (1.9) pode ser resolvida analiticamente, então usa-se um procedimento numérico.

- A transformada de Fourier ( $\Gamma$ ) da função derivada  $\frac{\partial t}{\partial x}$ , onde  $f$  é contínua e  $\lim_{t \rightarrow \pm\infty} f = 0$  é dada por:

$$\Gamma\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right) = j\omega \bar{f}(j\omega)$$

Dessa forma, aplicando a transformada de Fourier nas equações (1.1) e (1.2), respectivamente, obtém-se:

$$\frac{dV_1(x, \omega)}{dx} = - (R_{11} + j\omega L_{11}) I_1(x, \omega) \quad (1.10)$$

$$\frac{dI_1(x, \omega)}{dx} = -(G_{11} + j\omega C_{11}) V_1(x, \omega) \quad (1.11)$$

É conveniente observar que as equações (1.10) e (1.11) podem ser entendidas como aplicadas a cada uma das freqüências que compõem o sinal de entrada. Isto implica que, para cada uma destas freqüências  $\omega$  assume uma característica constante e as equações diferenciais anteriores apresentam-se bastante simples. Naturalmente a solução assim obtida corresponde à resposta a uma dada freqüência em particular.

### 3. Solução das Equações de Propagação

Com base em (1.10) e (1.11) pode-se escrever:

$$\frac{dV_1(x, \omega)}{dx} = -Z_{11}(\omega) I_1(x, \omega) \quad (1.12)$$

$$\frac{dI_1(x, \omega)}{dx} = -Y_{11}(\omega) V_1(x, \omega) \quad (1.13)$$

As equações (1.12) e (1.13) são as equações diferenciais de 1ª ordem que representam um sistema constituído de uma única linha e um plano de terra infinito. Derivando-as em relação a "x", vem:

$$\frac{d^2V_1}{dx^2} = -Z_{11} \frac{dI_1}{dx}$$

$$\frac{d^2 I_1}{dx^2} = - Y_{11} \frac{dV_1}{dx}$$

ou

$$\frac{d^2 V_1}{dx^2} = Z_{11} Y_{11} V_1 = \gamma_1^2 V_1 \quad (1.14)$$

$$\frac{d^2 I_1}{dx^2} = Y_{11} Z_{11} I_1 = \gamma_1'^2 I_1 \quad (1.15)$$

As equações (1.14) e (1.15) são as equações diferenciais de segunda ordem para a tensão e corrente, que têm forma idêntica, cuja solução dependerá das condições iniciais ou de contorno da tensão e corrente respectivamente.

A solução das equações diferenciais ordinárias em x, resulta:

$$V_1 = A_1 e^{-\gamma_1 x} + B_1 e^{\gamma_1 x} \quad (1.16)$$

onde:

$A_1$  e  $B_1$  são constantes arbitrárias

$$\begin{aligned} \gamma_1 = \gamma_1' &= \sqrt{Z_{11} Y_{11}} = \sqrt{(R_{11} + j\omega L_{11})(G_{11} + j\omega C_{11})} = \\ &= \sqrt{L_{11} C_{11}} \cdot \sqrt{\left(\frac{R_{11}}{L_{11}} + j\omega\right) \left(\frac{G_{11}}{C_{11}} + j\omega\right)} \end{aligned} \quad (1.17)$$

ou,

$$\gamma_1 = \gamma_1' = \sqrt{Z_{11} Y_{11}} = \frac{1}{\mu} \sqrt{(\alpha + j\omega)^2 - \beta^2} = \alpha + j\beta \quad (1.18)$$

sendo,

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{L_{11}C_{11}}} \quad (1.19)$$

onde  $\mu$  é identificado como sendo a velocidade de propagação da onda eletromagnética;

e,

$$\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{R_{11}}{L_{11}} + \frac{G_{11}}{C_{11}} \right) \quad (1.20)$$

É identificado como a constante de atenuação, ou seja, expressa a atenuação da onda eletromagnética que se propaga ao longo da linha.

Assim como:

$$\beta = \frac{1}{2} \left( \frac{R_{11}}{L_{11}} - \frac{G_{11}}{C_{11}} \right) \quad (1.21)$$

É indicado como um fator que representa o defasamento ou variação do ângulo de fase da onda eletromagnética ao longo da linha.

A expressão para a corrente pode ser obtida a partir de (1.12) e (1.16), como:

$$I_1 = - \frac{1}{Z_{11}} \cdot \frac{dV_1}{dx}$$

então

$$I_1 = \frac{1}{Z_{11}} (A_1 e^{-\gamma_1 x} - B_1 e^{\gamma_1 x}) \quad (1.22)$$

Fazendo;

$$Z_{11}^0 = \frac{Z_{11}}{\gamma_1} = \sqrt{\frac{Z_{11}}{\gamma_{11}}} \quad (1.23)$$

obtem-se

$$I_1 = \frac{A_1}{Z_{11}^0} e^{-\gamma_1 x} - \frac{B_1}{Z_{11}^0} e^{\gamma_1 x} \quad (1.24)$$

onde,  $Z_{11}^0$  é definido com impedância característica da linha.

#### 4. Interpretação Física do Coeficiente ou Constante de Propagação $\gamma$

A figura (1.2) representa uma linha de transmissão uniforme de comprimento infinito.

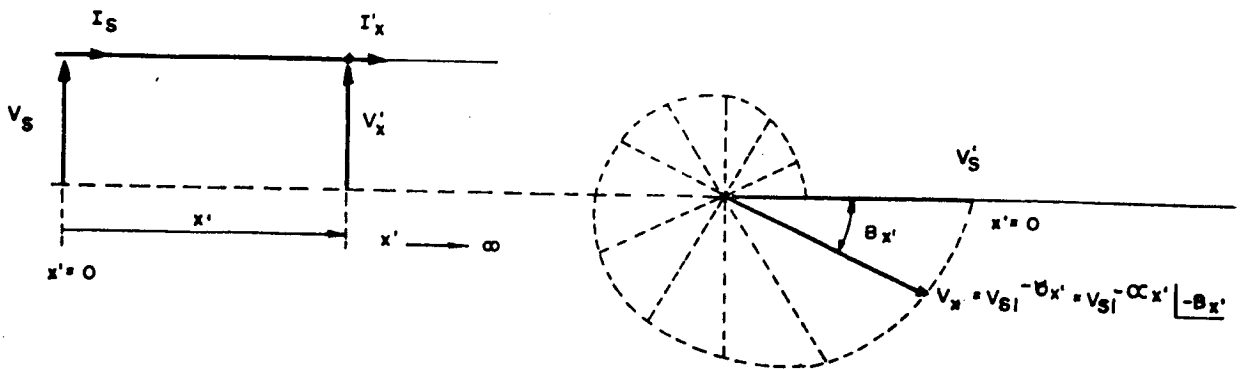


Figura (1.2)

Para o trecho de linha com comprimento  $x'$ , tem-se:

$$\frac{\partial V_{x'}}{\partial x'} = Z_{11} I_{x'} \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial I_{x'}}{\partial x'} = Y_{11} V_{x'} \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial^2 V_{x'}}{\partial x} = Z_{11} Y_{11} V_{x'} \quad (1.27)$$

Essas equações são semelhantes às equações (1.12), (1.13) e (1.14) respectivamente, e que tem como solução a expressão da forma:

$$V_{x'} = A_1 e^{-\gamma_1 x'} + B_1 e^{\gamma_1 x'} \quad (1.28)$$

Quando "x'" tende ao infinito, o termo  $B_1 e^{\gamma_1 x'}$  tende ao infinito, como consequência a parte real de  $V_{x'} \rightarrow \infty$ . Como essa condição física é inadmissível, então  $B_1 = 0$ . Portanto,  $V_{x'} = A_1 e^{-\gamma_1 x'}$ .

Quando "x'" = 0, então  $V_{x'} = V_s = A_1$ , logo:

$$V_{x'} = V_s e^{-\gamma x'} = V_s e^{-\alpha x'} \left[ \underline{-\beta x'} \right] \quad (1.29)$$

Observa-se na equação (1.29), que, quando  $x'$  cresce, a tensão  $V_{x'}$  decresce em magnitude devido o coeficiente de atenuação " $\alpha$ " e retarda em fase devido o coeficiente de defasamento angular " $\beta$ ".

De maneira análoga, tem-se

$$I_{x'} = \left( \frac{V}{Z^0} \right) e^{-\gamma x'} = \left( \frac{V}{Z^0} \right) e^{-\gamma x'} \left[ \underline{-\beta x'} \right] \quad (1.30)$$

A relação entre a tensão e a corrente em um ponto qualquer  $x'$  ao longo da linha de transmissão é constante, e igual ao valor da impedância característica da linha, ou seja,

$$Z^0 = \frac{V_{x'}}{I_{x'}} \quad (1.31)$$

As soluções das equações (1.16) e (1.24) dependem muito mais da constante de propagação e da impedância característica do que das condições iniciais fixadas por  $A_1$  e  $B_1$ .

### 5. Cálculo da Velocidade de Propagação de uma Onda

De acordo com a equação (1.28), a tensão em um ponto qualquer " $x$ " de uma linha é dada por:

$$V_x = A_1 e^{-\gamma_1 x} + B_1 e^{\gamma_1 x}$$

onde as constantes de integração  $A_1$  e  $B_1$  são fasores. Assumindo

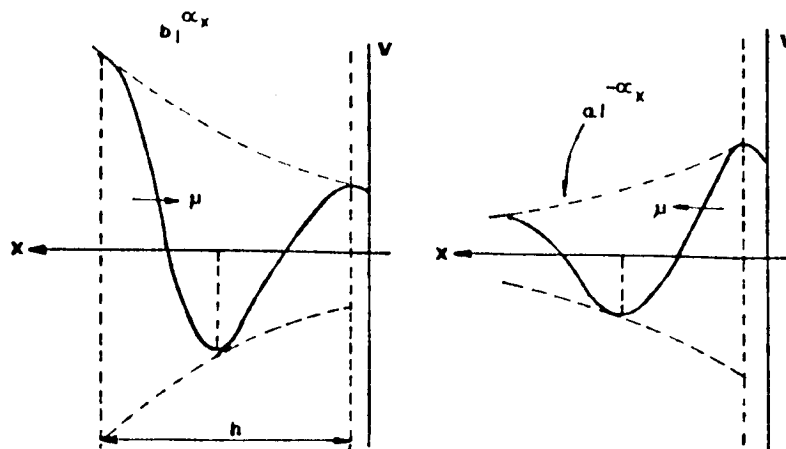
$$A_1 = a \text{ sen } \omega t$$

$$B_1 = b \text{ sen } (\omega t + \phi) , \text{ então}$$

$$V_x = a e^{-\alpha x} \text{ sen}(\omega t - \beta x) + b e^{\alpha x} \text{ sen}(\omega t + \beta x + \phi) \quad (1.32)$$

onde " $x$ " é a distância da carga (ou descontinuidade) no fim da linha. Na figura (1.3a) e (1.3b) a onda incidente e refletida são representadas.





a) Onda Incidente

b) Onda Refletida

Figura (1.3)

Considerando um instante fixo,  $t_1$ , então o primeiro termo da equação (1.32) dá picos de onda em alguns pontos de "x" quando  $(\omega t_1 - \beta x)$  é diretamente múltiplo de  $\frac{\pi}{2}$  radianos. O decréscimo da amplitude deve-se ao termo  $a^{-\alpha x}$ , quando "x" aumenta. Para um tempo  $(t_1 + dt)$  os valores de pico ocorrem a uma distância  $(x + dx)$ , então

$$\omega(t_1 + dt) - \beta(x + dx) = K \cdot \frac{\pi}{2} = \omega t_1 - \beta x, \text{ logo}$$

$$\mu = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \text{ [Km/seg.]} \quad (1.33)$$

onde K é o múltiplo de  $\frac{\pi}{2}$

Observa-se que no curto intervalo de tempo "dt" o pico da onda move-se no espaço "dx". O primeiro termo da equação (1.32), portanto, representa a onda incidente, movendo da carga para a fonte, com velocidade dada por :  $\mu = \frac{\omega}{\beta}$  [Km/seg.].

Analogia semelhante pode-se fazer com o segundo termo da equação (1.32), que representa a onda refletida.

Para uma linha de comprimento infinito,  $A_1 = 0$ ; então não há reflexão na carga (ou descontinuidade) para a fonte. Também não há reflexões em linhas cuja carga (ou descontinuidade) seja igual ao valor da impedância característica da linha,  $Z^0$ .

As mesmas conclusões tiradas ou observadas na propagação da onda de tensão, são também válidas para onda de corrente.

## 6. Estudo das Principais Condições de Propagação da Onda Eletromagnética em uma Linha de Transmissão.

As principais condições do estudo da propagação da onda eletromagnética em uma linha de transmissão são:

1. Linha ideal (sem perdas)
2. Linha sem distorção
3. Linha com baixa perda
4. Linha de comprimento infinito com quatro parâmetros
5. Linha de comprimento finito com quatro parâmetros.

A dificuldade de solução das equações aumenta consideravelmente da primeira para a última dessas condições, mas, na prática, os resultados encontrados nos casos mais complicados são de duvidosa utilidade, por duas razões:

1. A complexidade das fórmulas finais obtidas é muito grande, logo impede aplicações práticas.

2. A perda de energia, ou seja, a atenuação e distorção, verificou-se por meio de experiências com surtos de alta tensão, que não podem ser determinadas através de valores constantes de resistência ou condutância de fuga. De fato, essas perdas são causadas pelo efeito corona, resistência de terra, efeito pelicular, etc. Contudo, algumas dessas soluções terão aplicação prática, sendo portanto, discutidas nas análises posteriores.

Analisar-se-á em seguida a propagação da onda eletromagnética nos vários tipos de linhas de transmissão.

### 6.1 Linha Ideal

- Nesta análise, as perdas são consideradas como desprezíveis, ou seja,  $R_{11} = G_{11} = 0$ . Assim, a equação (1.17) toma a forma:

$$\gamma_1 = \gamma_1' = \sqrt{Z_{11} Y_{11}} = j\omega \sqrt{L_{11} C_{11}} = \frac{j\omega}{\mu} \quad (1.34)$$

Logo, as equações (1.16) e (1.22) podem ser escritas da maneira seguinte:

$$V_1 = A_1 e^{-\frac{j\omega}{\mu} x} + B_1 e^{\frac{j\omega}{\mu} x} \quad (1.35)$$

$$I_1 = \frac{1}{Z^0} (A_1 e^{-\frac{j\omega}{\mu} x} - B_1 e^{\frac{j\omega}{\mu} x}) \quad (1.36)$$

lembrando que a velocidade de propagação foi calculada ante-

riormente e é dada por:

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{1}{\sqrt{L_{11} C_{11}}} \quad (\text{para onda direta}) \quad e$$

$$\frac{dx}{dt} = v = - \frac{1}{\sqrt{L_{11} C_{11}}} \quad (\text{para onda reversa})$$

Desta forma, observa-se que a tensão e a corrente representadas pelas equações (1.35) e (1.36) respectivamente, representam as propagações das ondas viajantes, onde,  $A_1$  é a componente direta que se propaga no sentido positivo de "x" e  $B_1$  é a componente reversa que se propaga no sentido negativo de "x".

A relação entre a tensão e corrente definida anteriormente pela equação (1.31), ou seja, a impedância característica ou impedância de surto (quando não há perdas na linha) tem como valor:

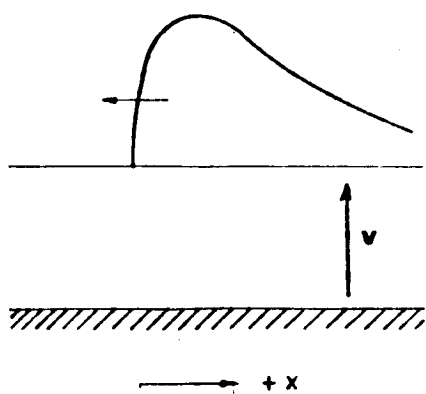
$$\text{Para a componente direta, } A_1 : Z^0 = \frac{1}{Y} = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}} = \frac{V_1}{I_1}$$

$$\text{Para a componente reversa, } B_1 : Z^0 = - \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}} = - \frac{V_1}{I_1}$$

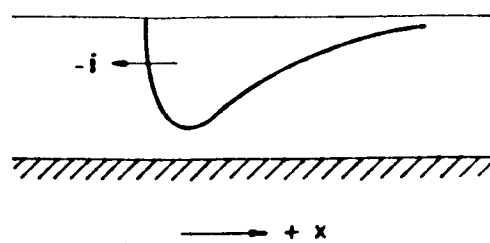
Nota-se, que de acordo com as equações (1.35) e (1.36), as ondas diretas de tensão e corrente têm o mesmo sinal enquanto que as ondas reversas têm sinais contrários.

- Esquema Representativo das Polaridades e Direções das Tensões e Correntes de Surto.

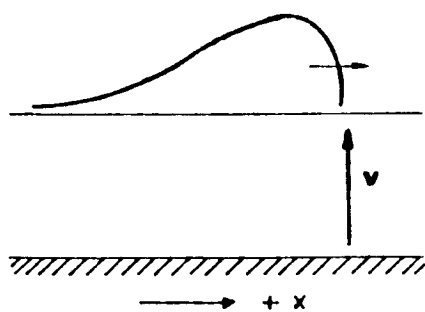
A figura (1.4) representa as polaridades e direções das tensões e correntes de surto.



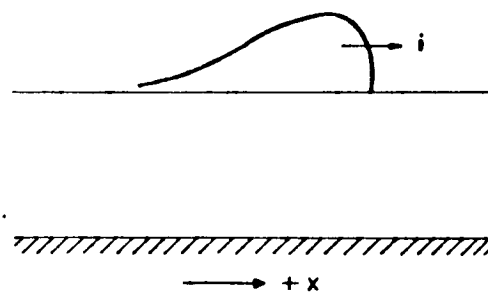
a)



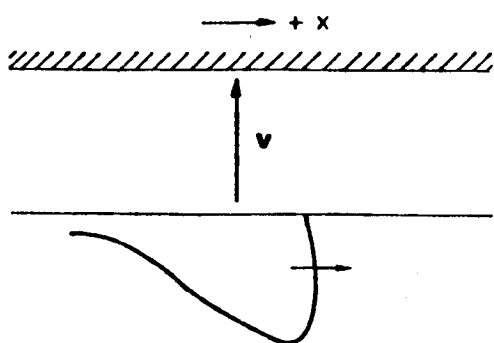
$$V = -ZI$$



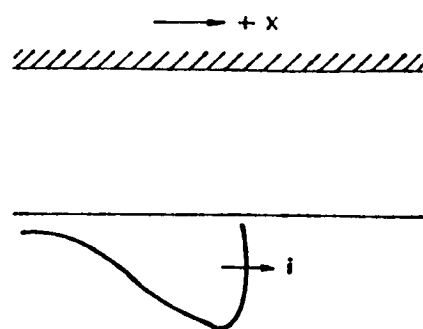
b)



$$V = ZI$$



c)



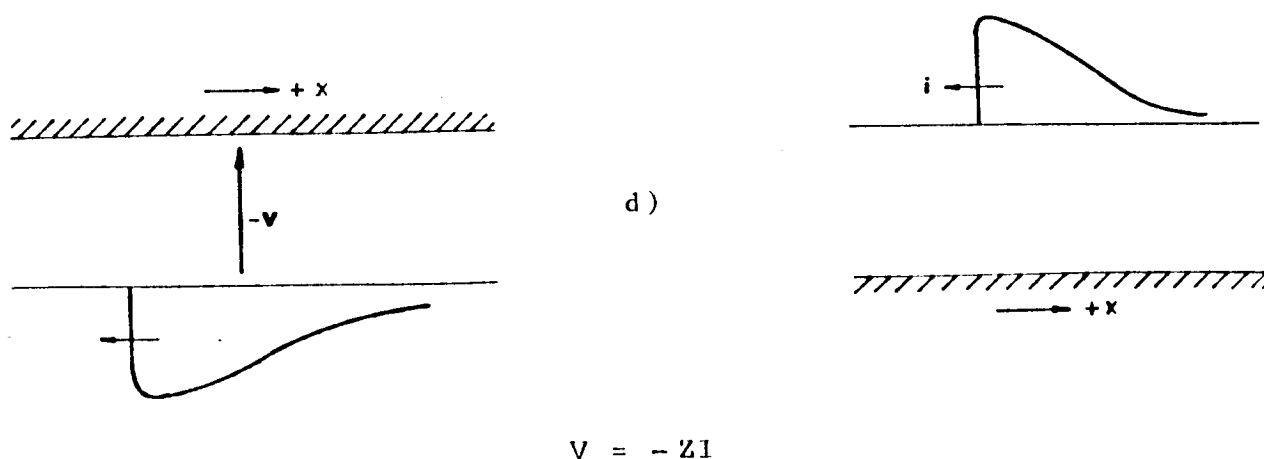


Figura (1.4)

Neste ponto é importante fazer a seguinte observação :  
Em uma linha constituída de um único condutor, com raio  $r$  (cm)  
e distância  $h$  da terra, tem-se:

$$L_{11} = \left( \frac{1}{2} + 2 \ln \frac{2h}{e r} \right) 10^{-7} \text{ [henries/m]} \quad (1.37)$$

e

$$C_{11} = \frac{10^{-9}}{18 \ln \frac{2h}{e r}} \text{ [farads/m]} \quad (1.38)$$

O fator  $\frac{1}{2}$  da equação (1.37) é a parcela que representa o fluxo interno, supondo uma distribuição uniforme da corrente; mas nas condições de propagação das ondas viajantes, o efeito pelicular é muito grande, pois, as correntes nestas condições propagam-se pela superfície do condutor e conseqüentemente o fluxo interno é bem pequeno. Portanto, despreza-se o

termo  $\frac{1}{2}$  da equação (1.37).

Logo,

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{L_{11} C_{11}}} = \frac{1}{\sqrt{(2 \ln \frac{2h}{e r}) \cdot 10^{-7} \cdot (\frac{10^{-9}}{181 \ln \frac{2h}{e r}})}} = 3 \times 10^8 \text{ [m/s]}$$

e

$$Z_{\text{surto}} = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}} = 60 \ln \frac{2h}{e r} \text{ [ohms]}$$

Como mostrado acima, observa-se que a onda se propaga sobre a linha de transmissão com a velocidade da luz. A impedância de surto é da ordem de 250 a 600 ohms para linhas aéreas e de 30 a 80 ohms para cabos.

## 6.2 Linha Sem Distorção

Neste caso, para que a linha não gere distorção na onda,  $\frac{R_{11}}{L_{11}} = \frac{G_{11}}{C_{11}}$ . Assim, a equação (1.17) toma a forma:

$$\gamma = \sqrt{Z_{11} Y_{11}} = \sqrt{L_{11} C_{11}} (j\omega + \frac{R_{11}}{L_{11}}) = \frac{1}{\mu} (j\omega + \alpha) \quad (1.39)$$

Lembrando que de acordo com as equações (1.18), (1.20) e (1.21),

$$\gamma = \frac{1}{\mu} \sqrt{(\alpha + j\omega)^2 - \beta^2}$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{R_{11}}{L_{11}} + \frac{G_{11}}{C_{11}} \right)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \left( \frac{R_{11}}{L_{11}} - \frac{G_{11}}{C_{11}} \right)$$

Vê-se também, que a impedância de surto é igual a da linha ideal, ou seja,

$$Z^0 = Z_{\text{surto}} = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}} \text{ [ohms]}$$

De acordo com a referência [02], a solução das equações diferenciais em função do tempo, são:

$$V_1 = e^{-\frac{\alpha x}{\mu}} \cdot A_1 \left( t - \frac{x}{\mu} \right) + e^{\frac{\alpha x}{\mu}} \cdot B_1 \left( t + \frac{x}{\mu} \right) \quad (1.40)$$

$$I_1 = \frac{1}{Z^0} \left[ e^{-\frac{\alpha x}{\mu}} \cdot A_1 \left( t - \frac{x}{\mu} \right) - e^{\frac{\alpha x}{\mu}} \cdot B_1 \left( t + \frac{x}{\mu} \right) \right] \quad (1.41)$$

Observa-se que as ondas de tensão e corrente têm a mesma forma. A única diferença das equações (1.35) e (1.36), ou seja, da linha ideal, é que neste caso aparece o fator  $e^{\pm \frac{\alpha x}{\mu}}$ .

Supondo  $R_{11} = G_{11} = 0$ , as equações (1.40) e (1.41) têm soluções idênticas às equações (1.35) e (1.36) respectivamente.

### 6.3 Linha com Baixa Perda

Nesta análise, as relações entre os parâmetros  $\frac{R_{11}}{L_{11}}$  e  $\frac{G_{11}}{C_{11}}$  são consideradas pequenas, e de acordo com a referência [02], encontra-se:

$$V_1 = e^{-\frac{\alpha x}{\mu}} \cdot A_1 \left( t - \frac{x}{\mu} \right) + e^{\frac{\alpha x}{\mu}} \cdot B_1 \left( t + \frac{x}{\mu} \right) \quad (1.42)$$



$$\begin{aligned}
I_1 = & \frac{1}{Z^0} \left[ e^{-\frac{\alpha x}{\mu}} A_1 \left( t - \frac{x}{\mu} \right) - e^{\frac{\alpha x}{\mu}} B_1 \left( t + \frac{x}{\mu} \right) \right] + \\
& + \frac{1}{Z^0} \cdot B_1 \left[ - e^{-\frac{\alpha x}{\mu}} \int_{\frac{x}{\mu}}^t A_1 \left( t - \frac{x}{\mu} \right) dt + \right. \\
& \left. + e^{\frac{\alpha x}{\mu}} \int_{\frac{x}{\mu}}^t B_1 \left( t + \frac{x}{\mu} \right) dt \right] \quad (1.13)
\end{aligned}$$

Os pequenos limites de integração são fixados para os instantes de chegada das ondas em um ponto particular "x" da linha.

Comparando as equações (1.42) e (1.43), nota-se claramente que a forma de onda da tensão é diferente da forma de onda da corrente. As aproximações envolvidas nesta análise são válidas somente para pequenos valores de integração, isto é, para pequenos valores de  $(t \pm \frac{x}{\mu})$ .

#### 6.4 Solução Exata para uma Linha Infinita

Sobre a linha de comprimento infinito, desde que a tensão seja finita, tem-se que  $x = \infty$ , e somente o primeiro termo das equações (1.16) e (1.22) aceitam soluções.

A função  $A_1$  assume valor zero para  $t < 0$  e 1 (um) para  $t > 0$ . Assim:

$$V_1 = e^{-\gamma x} A_1 = e^{-\left(\frac{x}{\mu}\right)} \cdot \sqrt{(j\omega + \alpha)^2 - \beta^2} \quad (1.44)$$

$$I_1 = \sqrt{\frac{Y_{11}}{Z_{11}}} \cdot e^{-\alpha x} \cdot A_1 = \sqrt{\frac{C_{11}}{L_{11}}} \cdot \frac{j\omega + \alpha - \beta}{j\omega + \alpha + \beta} \cdot e^{-\left(\frac{x}{\mu}\right)} \cdot \sqrt{(j\omega + \alpha)^2 - \beta^2} \quad (1.45)$$

Os detalhes das soluções dessas equações não são comentados, podendo ser encontrados na referência[02]. As soluções encontradas são:

$$V_1 = e^{-\frac{\alpha x}{\mu}} + \frac{\beta x}{\mu} \int_{\frac{x}{\mu}}^t \frac{e^{-\alpha t} I_1'(\beta \sqrt{t^2 - (\frac{x}{\mu})^2})}{t^2 - (\frac{x}{\mu})^2} \cdot dt \quad (1.46)$$

para  $t > \frac{x}{\mu}$ , e

$$V_1 = 0 \text{ para } t < \frac{x}{\mu}$$

$$I_1 = \sqrt{\frac{C_{11}}{L_{11}}} \cdot e^{-\alpha t} \cdot I_0(\beta \sqrt{t^2 - (\frac{x}{\mu})^2}) + \sqrt{\frac{C_{11}}{L_{11}}} (\alpha - \beta) \int_{\frac{x}{\mu}}^t e^{-\alpha t} \cdot I_0(\beta \sqrt{t^2 - (\frac{x}{\mu})^2}) \cdot dt \quad (1.47)$$

para  $t > \frac{x}{\mu}$ , e

$$I_1 = 0, \text{ para } t < \frac{x}{\mu}$$

Sendo  $I_0$  e  $I_1'$  funções de Bessel para os argumentos imaginários de ordem zero e um respectivamente. Estas soluções são interessantes e mostram que nas linhas de transmissão pode se observar o seguinte:

1. O defasamento da onda viajante com velocidade  $\mu$ .
2. As formas de onda da tensão e corrente são diferentes.
3. Para o instante de chegada da frente de onda no ponto "x", para  $(t - \frac{x}{\mu}) = 0$ , as integrais das equações (1.46) e (1.47) desaparecem e  $I_0(0) = 1$ . Então, a impedância característica ou impedância de surto (sem perdas) é dada por:

$$Z^0 = Z_{(\text{surto})} = \sqrt{\frac{L_{11}}{C_{11}}}, \text{ igual portanto à da linha ideal.}$$

4. A determinação da forma de onda em função do tempo em um ponto qualquer "x" sobre a linha de transmissão, envolve uma integração numérica que consome muito tempo, e, por isso, essas expressões são pouco usadas na prática.

### 6.5 Linha de Comprimento Finito

Neste caso, a análise é feita tomando-se uma linha de comprimento  $l$ , tendo uma impedância série dada por  $Z_{s11}$  e uma impedância shunt  $Z_{11l}$ , sendo alimentada por uma tensão  $V(t)$  conforme a figura (1.5)

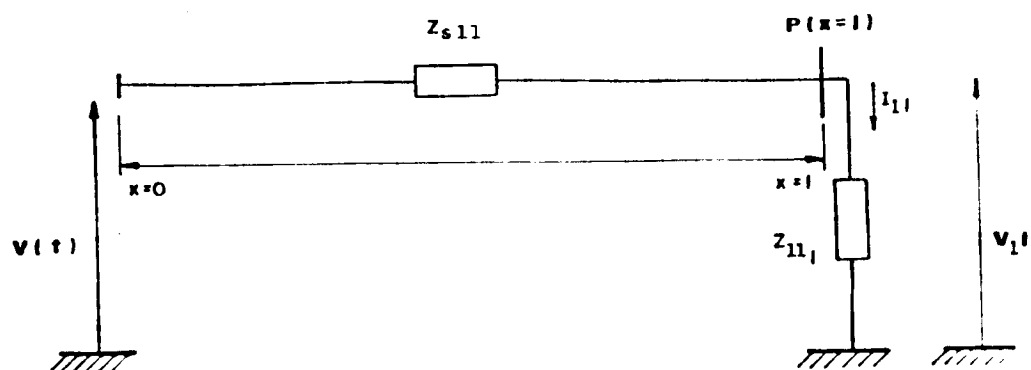


Figura (1.5)

A tensão no ponto  $P(x = l)$  é dada por:

$$V_{1l} = Z_{l1l} I_{1l} \quad (1.48)$$

Substituindo o valor de  $x = l$  nas equações (1.16) e (1.22), as expressões da tensão e corrente tomam a forma:

$$V_{1l} = A_1 e^{-\gamma_1 l} + B_1 e^{\gamma_1 l} \quad (1.49)$$

$$I_{1l} = \frac{A_1}{Z_{s11}} e^{-\gamma_1 l} - \frac{B_1}{Z_s^{11}} e^{\gamma_1 l} \quad (1.50)$$

Substituindo a equação (1.50) em (1.48) e igualando a (1.49), vem:

$$\frac{A_1}{Z_{S11}} e^{-\gamma_1 \ell} - \frac{B_1}{Z_{S11}} e^{\gamma_1 \ell} = \frac{A_1}{Z_{11 \ell}} e^{-\gamma_1 \ell} + \frac{B_1}{Z_{11 \ell}} e^{\gamma_1 \ell}$$

ou

$$B_1 e^{\gamma_1 \ell} \left( \frac{Z_{11 \ell} - Z_{S11}}{Z_{11 \ell} + Z_{S11}} \right) = A_1 e^{-\gamma_1 \ell} \quad (1.51)$$

onde:

$$K = \frac{Z_{11 \ell} - Z_{S11}}{Z_{11 \ell} + Z_{S11}} \quad (1.52)$$

Neste ponto, é conveniente definir o coeficiente de reflexão  $K$ , que representa a parcela da onda incidente que é re-fletida e se propaga no sentido reverso. Observa-se que o coeficiente de reflexão  $K$  expresso pela equação (1.52) tem seu valor sempre menor ou igual a unidade. Então, dependendo do valor do coeficiente de reflexão, quando uma onda ao incidir em um ponto de descontinuidade, dá origem a uma onda refletida que se propaga no sentido contrário ao da onda incidente alterando o valor da tensão da linha, e, uma outra, que se propaga no mesmo sentido da onda incidente, chamada de onda direta ou transmitida cujo coeficiente de transmissão  $K_t$  é dado por:

$$K_t = (1 + K) \quad (1.53)$$

CAPÍTULO II

FENÔMENOS DE PROPAGAÇÃO EM SISTEMAS POLIFÁSICOS

## CAPÍTULO II

### FENÔMENOS DE PROPAGAÇÃO EM SISTEMAS POLIFÁSICOS

#### 2.1 Introdução

A análise dos fenômenos da propagação das ondas viajantes numa linha de transmissão é de fundamental importância para a solução dos problemas relativos à proteção contra descargas atmosféricas; proteção de linhas muito longas; chaveamento de linhas a vazio e sob carga; cálculo da tensão de restabelecimento transitória quando da abertura de disjuntores sob condições de falta na linha do sistema, etc..

Estes problemas, na prática, têm sido usualmente resolvidos fazendo-se algumas simplificações e suposições. Contudo, essas simplificações e suposições somente são válidas quando usadas em condições restritas. Quando usadas indiscriminadamente podem levar a conclusões errôneas. Neste sentido, este capítulo desenvolve os fundamentos do tratamento trifásico do fenômeno da propagação de ondas. Além de permitir a consideração dos efeitos de atenuação e distorção inerentes a cada linha, a análise na qual se baseia o programa digital utilizado nos estudos, permite ainda a incorporação dos efeitos resultantes do acoplamentos, etc..

#### 2.2 Propagação de Ondas em Sistemas Bifásicos

##### 2.2.1 Método Clássico

Com o objetivo de obter uma formulação capaz de representar a propagação de ondas em sistemas polifásicos, analisar-

se-á neste ponto um sistema constituído de dois condutores em presença de um plano de terra infinito, como mostrado na figura (2.1).

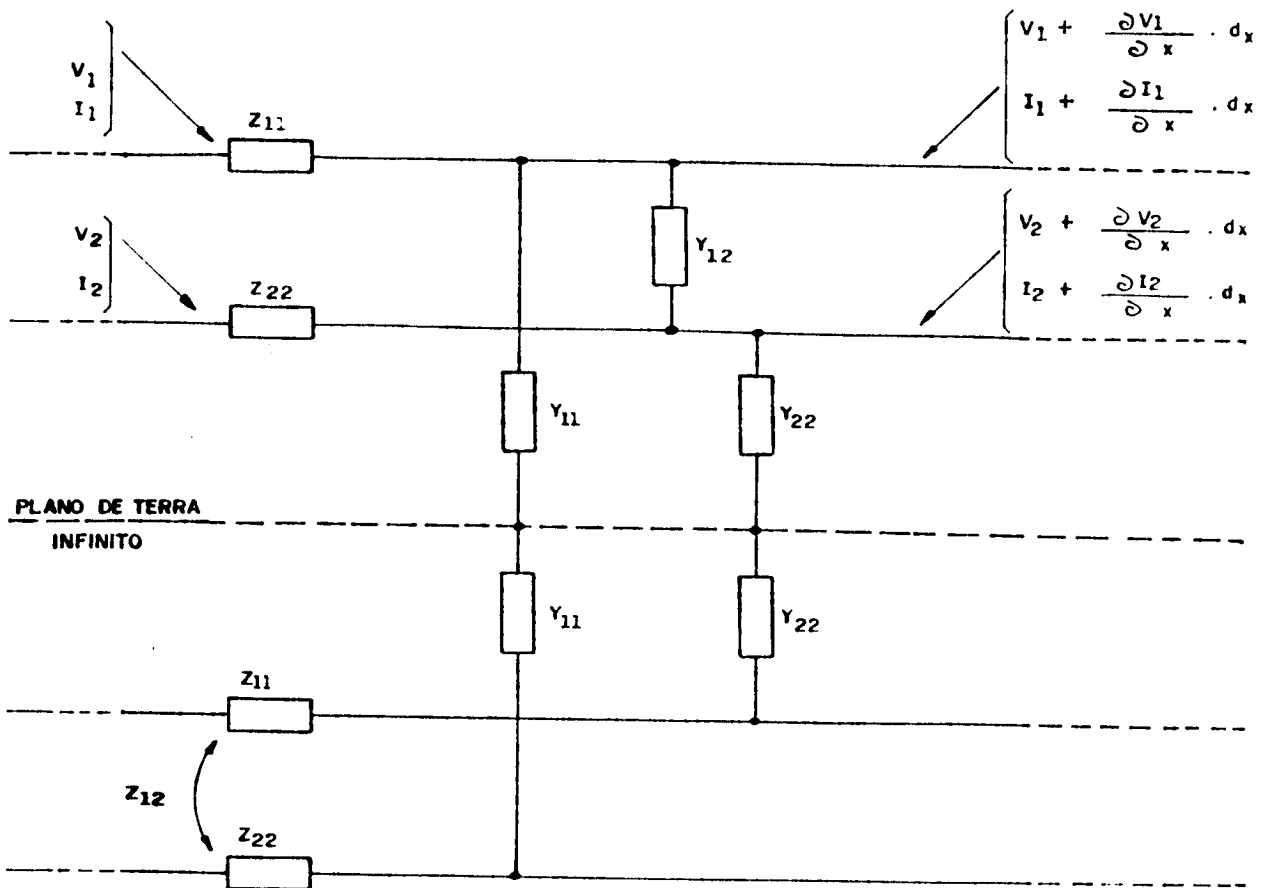


Figura (2.1) - Representação de um elemento infinitesimal de uma linha bifásica.



As equações que descrevem o sistema mostrado na figura (2.1), para cada fase são:

$$\frac{dV_1}{dx} = -Z_{11} I_1 - Z_{12} I_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{dV_2}{dx} = -Z_{21} I_1 - Z_{22} I_2 \quad (2.2)$$

$$\frac{dI_1}{dx} = -Y_{11} V_1 - Y_{12} V_2 \quad (2.3)$$

$$\frac{dI_2}{dx} = -Y_{21} V_1 - Y_{22} V_2 \quad (2.4)$$

onde  $Z_{11}$ ,  $Z_{22}$  e  $Y_{11}$ ,  $Y_{22}$  são as impedâncias e admitâncias próprias das respectivas fases e  $Z_{12}$ ,  $Z_{21}$ ,  $Y_{12}$ ,  $Y_{21}$  são as impedâncias e admitâncias mútuas entre as fases em questão.

Derivando as equações (2.1), (2.2), (2.3), (2.4) e em seguida por processos de substituição, encontra-se:

$$\frac{d^2V_1}{dx^2} = P_{11} V_1 + P_{12} V_2 \quad (2.5)$$

$$\frac{d^2V_2}{dx^2} = P_{21} V_1 + P_{22} V_2 \quad (2.6)$$

$$\frac{d^2I_1}{dx^2} = P_{11} I_1 + P_{12} I_2 \quad (2.7)$$

$$\frac{d^2 I_2}{dx^2} = P_{21} I_1 + P_{22} I_2 \quad (2.8)$$

onde:

$$P_{11} = (Z_{11} Y_{11} - Z_{12} Y_{12}) \quad (2.9)$$

$$P_{12} = -(Z_{11} Y_{12} - Z_{12} Y_{22}) \quad (2.10)$$

$$P_{21} = (Z_{12} Y_{11} - Z_{22} Y_{12}) \quad (2.11)$$

$$P_{22} = -(Z_{12} Y_{12} - Z_{22} Y_{22}) \quad (2.12)$$

De acordo com a referência [14], as soluções das equações diferenciais de segunda ordem para as tensões, resultam:

$$V_1 = S_{11} V_1^c + S_{12} V_2^c \quad (2.13)$$

$$V_2 = S_{21} V_1^c + S_{22} V_2^c \quad (2.14)$$

sendo "S" uma constante definida oportunamente no próximo item, e:

$$V_1^c = A_1 e^{-\gamma_1 x} + B_1 e^{\gamma_1 x} \quad (2.15)$$

$$V_2^c = A_2 e^{-\gamma_2 x} + B_2 e^{\gamma_2 x} \quad (2.16)$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{2} \{ (P_{11} + P_{22}) + \sqrt{[(P_{11} - P_{22})^2 + 4 P_{12} P_{21}]} \} \quad (2.17)$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{2} \{ (P_{11} + P_{22}) - \sqrt{[(P_{11} - P_{22})^2 + 4 P_{12} P_{21}]} \} \quad (2.18)$$

$$\frac{S_{12}}{S_{22}} = \frac{1}{2P_{12}} [(P_{11} - P_{22}) - \sqrt{(P_{11} - P_{22})^2 + 4 P_{12}P_{21}}] \quad (2.19)$$

$$\frac{S_{21}}{S_{11}} = \frac{1}{2P_{21}} [(P_{11} - P_{22}) - \sqrt{(P_{11} - P_{22})^2 + 4 P_{12}P_{21}}] \quad (2.20)$$

De maneira análoga, as correntes  $I_1$  e  $I_2$  em função de  $\underline{V}_1^c$  e  $\underline{V}_2^c$ , resultam:

$$I_1 = \frac{1}{\det.Z} [\gamma_1 (S_{11} Z_{22} - S_{21} Z_{12}) \underline{V}_1^c + \gamma_2 (S_{12} Z_{22} - S_{22} Z_{12}) \underline{V}_2^c] \quad (2.21)$$

$$I_2 = \frac{1}{\det.Z} [\gamma_1 (S_{21} Z_{11} - S_{11} Z_{12}) \underline{V}_1^c + \gamma_2 (S_{22} Z_{11} - S_{12} Z_{12}) \underline{V}_2^c] \quad (2.22)$$

onde:

$$\underline{V}_1^c = A_1 e^{-\gamma_1 x} - B_1 e^{\gamma_1 x} \quad (2.23)$$

$$\underline{V}_2^c = A_2 e^{-\gamma_2 x} - B_2 e^{\gamma_2 x} \quad (2.24)$$

e ,

$$\det. Z = Z_{11} Z_{22} - (Z_{12})^2 \quad (2.25)$$

Das equações anteriores (tensões e correntes) observa-se:

1. Para cada equação de tensão ou corrente existem dois coeficientes de propagação ( $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ ); sendo cada um associado a um par de ondas viajantes, uma que se propaga no sentido direto e a outra no sentido reverso.

2. Cada tipo de onda viajante de tensão aparece em ambas fases, em uma relação determinada pelos parâmetros do sis-

tema. Contudo, a relação entre ondas viajantes de diferentes tipos é arbitrária.

3. Cada onda viajante de tensão é acompanhada da correspondente onda de corrente. A relação entre tensão e corrente de um tipo particular de componente em cada fase é uma constante, e, determinada somente pelos parâmetros do sistema. Esta constante tem as mesmas características da impedância de surto, cujos valores para cada componente em cada fase, são:

$$Z_{11}^c = \frac{\det. Z}{\gamma_1 [Z_{22} - S_{21} \cdot Z_{12}/S_{11}]} \quad (2.26)$$

$$Z_{12}^c = \frac{\det. Z}{\gamma_2 [S_{12} \cdot Z_{22}/S_{22} - Z_{12}]} \quad (2.27)$$

$$Z_{21}^c = \frac{\det. Z}{\gamma_1 [S_{21} \cdot Z_{11}/S_{11} - Z_{21}]} \quad (2.28)$$

$$Z_{22}^c = \frac{\det. Z}{\gamma_2 [Z_{11} - S_{12} \cdot Z_{12}/S_{22}]} \quad (2.29)$$

Estas relações são determinadas através das equações (2.21) e (2.22), onde as constantes arbitrárias são eliminadas conhecendo-se as tensões e correntes em cada terminal de linha, tal como no caso monofásico.

Os resultados encontrados até agora têm sido expressos em uma forma clássica. A análise de casos mais complexos seguindo essa mesma metodologia é bastante desestimulante, uma vez que as manipulações matemáticas envolvidas são grandes. Por essa razão o método matricial será introduzido a seguir.

## 2.2 Método Matricial

A dificuldade de se analisar o problema da propagação de ondas em um sistema bifásico ou polifásico, deve-se ao fato de que a tensão e a corrente em uma das fases dependem da tensão e da corrente das outras fases, ou seja, dependem do acoplamento mútuo entre as fases, como mostra as equações (2.5) e (2.7).

Reescrevendo as equações (2.1) a (2.8) em forma matricial, vem:

$$\begin{bmatrix} \frac{dV_1}{dx} \\ \frac{dV_2}{dx} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

ou:

$$\frac{dV}{dx} = - ZI \quad (2.31)$$

De maneira análoga:

$$\begin{bmatrix} \frac{dI_1}{dx} \\ \frac{dI_2}{dx} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

ou

$$\frac{dI}{dx} = - YV \quad (2.33)$$

Também,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = P V = Z Y V \quad (2.34)$$

$$\frac{d^2I}{dx^2} = Y Z I = Y_t \cdot Z_t \cdot I = [Y \cdot Z]_t \cdot I = P_t \cdot I \quad (2.35)$$

onde

$Z_t$  e  $Y_t$  são as matrizes transpostas;  $V$  e  $I$  são matrizes colunas correspondendo às tensões e correntes.

Nota-se também que as matrizes  $Z$  e  $Y$  são simétricas desde que somente seja considerado uma contendo elementos passivos, e por essa razão,  $Z_t = Z$  e  $Y_t = Y$ .

A matriz  $P$  é quadrada cujos elementos definidos nas equações (2.9) a (2.12), isto é, os elementos da interseção da linha "i" com a coluna "j" são dados por:

$$P_{ij} = \sum_{K=1}^2 Z_{iK} \cdot Y_{Kj} \quad (2.36)$$

A solução matricial é baseada em uma transformação linear da tensão, onde, as equações diferenciais de segunda ordem somente envolvem matrizes diagonais, ou seja, os efeitos mútuos são eliminados usando essa transformação, que possibilita uma solução direta de componente para componente.

A matriz das componentes  $V^c$  é introduzida da seguinte forma:

$$V = S V^c \quad (2.37)$$

Substituindo a equação (2.37) na equação (2.34), obtem-se:

$$\frac{d^2(S V^c)}{dx^2} = P \cdot S \cdot V^c \quad , \quad \text{ou}$$

$$\frac{d^2 V^c}{dx^2} = S^{-1} P S V^c = \gamma^2 \cdot V^c \quad (2.38)$$

onde:

$$\gamma^2 = S^{-1} P S \quad (2.39)$$

A matriz "S" é escolhida de tal forma que  $\gamma^2$  seja uma matriz diagonal, ou seja:

$$\gamma^2 = \begin{bmatrix} \gamma_1^2 & 0 \\ 0 & \gamma_2^2 \end{bmatrix}$$

Logo, a equação matricial (2.38) pode-se reescrever da seguinte forma:

$$\frac{d^2 V_1^c}{dx^2} = \gamma_1 V_1^c$$

$$\frac{d^2 V_2^c}{dx^2} = \gamma_2 V_2^c \quad (2.40)$$

Observa-se que estas equações tem forma semelhante à equação (1.14) (para um único condutor), cujas soluções são dadas por:

$$\begin{aligned} V_1^c &= A_1 e^{-\gamma_1 x} + B_1 e^{\gamma_2 x} \\ V_2^c &= A_2 e^{-\gamma_2 x} + B_2 e^{\gamma_1 x} \end{aligned} \quad (2.41)$$

onde,  $A_1, A_2, A_n, B_1, B_2, \dots, B_n$  são constantes arbitrárias.

Para que  $\gamma^2 = S^{-1} P S$  seja uma matriz diagonal é necessário que a seguinte equação seja satisfeita:

$$\det.(P - \gamma^2) = 0 \quad (2.42)$$

Esta relação é válida para uma matriz "S" independente. A referência [14] mostra que os dois valores de  $\gamma$ , obtidos através da equação (2.42), correspondem aos valores dos coeficientes de propagação para o caso bifásico. Os elementos da coluna "i" da matriz "S" são também determinados usando a equação linearmente dependente da forma:

$$(P - \gamma_i^2) S_i = 0 \quad (2.43)$$



Os valores de  $S_{11}$ ,  $S_{12}$ ,  $S_{22}$  e  $S_{21}$  são determinados usando a equação (2.43) e as tensões de fases são determinadas pela equação (2.37), com solução idêntica à determinada pelo método clássico.

De maneira semelhante, as correntes de fases são encontradas invertendo a matriz da equação (2.31), isto é,

$$I = - \frac{1}{Z} \cdot \frac{dV}{dx} = - \frac{1}{Z} \cdot \frac{d(S V^c)}{dx} \quad (2.44)$$

As correntes de fases encontradas pelo método matricial são idênticas às encontradas pelo método clássico.

### 2.3 Aplicação do Método Matricial para Solução das Equações de Ondas em Sistemas Polifásicos

A solução das equações de propagação de ondas em sistemas polifásicos pelo método matricial é muito utilizada na prática, uma vez que o método transforma um sistema de "n" condutores mutuamente acoplados em "n" sistemas monofásicos, desacoplados entre si.

A matriz utilizada na solução das equações de ondas em sistemas polifásicos foi introduzida anteriormente, cujas equações diferenciais matriciais de segunda ordem, no domínio da frequência, são dadas por:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = P V \quad (2.45)$$

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = P_t I \quad (2.46)$$

Usando-se uma transformação linear da tensão e corrente, vem:

$$V = S V^c \quad (2.47)$$

$$I = Q I^c \quad (2.48)$$

onde as matrizes quadradas  $S$  e  $Q$  são definidas em seguida.

As equações apresentadas anteriormente, ou seja, (2.47) e (2.48) são expressas, em geral, em termos das relações entre as componentes simétricas, relações essas chamadas de componentes de Clark. Para um sistema trifásico, o valor de "S" é dado por:

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & -\frac{1}{2} & \sqrt{\frac{3}{2}} \\ 1 & -\frac{1}{2} & -\sqrt{\frac{3}{2}} \end{bmatrix} \quad (2.49)$$

Substituindo as equações (2.47) e (2.48) nas equações (2.45) e (2.46) respectivamente, encontra-se:

$$\frac{d^2 V^c}{dx^2} = S^{-1} P S V^c = \gamma^2 V^c \quad (2.50)$$

$$\frac{d^2 I^c}{dx^2} = Q^{-1} P_t Q I^c = \gamma'^2 I^c \quad (2.51)$$

O método matricial é baseado no fato que, para uma conveniente escolha de S e Q, tal que:

$$\gamma^2 = S^{-1} P S \quad (2.52)$$

$$\gamma'^2 = Q^{-1} P_t Q \quad (2.53)$$

sejam matrizes diagonais. Isto significa que essas equações , devido ao fato que  $\gamma^2$  e  $\gamma'^2$  sejam diagonais, formam um sistema de equações diferenciais simples onde o efeito mútuo foi eliminado. Logo, o conjunto de equações diferenciais tem o seguinte aspecto.

$$\frac{d^2 V_1^c}{dx^2} = \gamma_1^2 V_1^c \quad (2.54)$$

$$\begin{array}{c} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{array} \quad \begin{array}{c} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{array}$$

$$\frac{d^2 V_i^c}{dx} = \gamma_i^2 V_i^c \quad (2.55)$$

$$\begin{array}{c} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{array} \quad \begin{array}{c} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{array}$$

$$\frac{d^2 V_n^c}{dx^2} = \gamma_n^2 V_n^c \quad (2.56)$$

A equação (2.55) tem como solução, como no caso monofásico, a seguinte expressão:

$$\underline{V}_i^c = A_i e^{-\gamma_i x} + B_i e^{\gamma_i x} \quad (2.57)$$

As equações de corrente podem ser determinadas de maneira semelhante. A matriz  $Z^c$  relacionando as componentes de tensão e corrente seria então obtida como:

$$\underline{V}^c = Z^c I^c \quad (2.58)$$

onde

$$Z^c = \gamma^{-1} S^{-1} Z Q \quad (2.59)$$

$$\underline{V}^c = A e^{-\gamma x} - B e^{\gamma x} \quad (2.60)$$

Neste ponto é importante ressaltar que a matriz  $Z^c$  é diagonal. Para que as matrizes  $S$  e  $Q$  tornem  $\gamma^2$  e  $\gamma'^2$  diagonais, deve-se ter:

$$\det. (P - \gamma_i^2) = 0 \quad (2.61)$$

$$\det. (P_t - \gamma_i'^2) = 0 \quad (2.62)$$

A matriz  $(P_t - \gamma_i'^2)$  difere da matriz  $P_t$  somente nos elementos da diagonal principal. Assim,

$$(P_t - \gamma'^2) = (P - \gamma'^2)_t \quad (2.63)$$

Observa-se também, que o determinante da matriz é igual ao da matriz transposta, ou seja:

$$\det. (P - \gamma'^2) = \det. (P - \gamma'^2)_t \quad (2.64)$$

Comparando as equações (2.61) e (2.64) , nota-se que  $\gamma^2 = \gamma'^2$  . O uso do símbolo  $\gamma^2$  para a diagonalização das matrizes de tensão e corrente antecipa um importante resultado. Como já definido no primeiro capítulo,  $\gamma^2$  é um coeficiente ( ou uma constante) de propagação, para cada componente, e, para a solução ter significado é necessário obter alguns desses valores , tanto para a tensão como para a corrente.

Desde que tenham sido determinados os "n" valores para  $\gamma^2$ , as matrizes S e Q são resolvidas por coluna e o tempo de solução do sistema homogêneo depende das equações

$$(P - \gamma_i^2) S_i = 0 \quad (2.65)$$

$$(P_t - \gamma_i^2) Q_i = 0 \quad (2.66)$$

onde "i" indica que os elementos da coluna "i" das respectivas matrizes são consideradas. Sendo esses sistemas de equações linearmente dependentes, um valor é especificado arbitrariamente e os demais são encontrados conseqüentemente. Dessa forma são obtidos os elementos de S e Q respectivamente.

Nota-se que os "n" valores de  $\gamma_i$  mostrados matematicamente, os autovalores correspondem  $S_i$  e os autovetores  $Q_i$ .

A seguir são enumeradas as principais propriedades relativas às equações matriciais do sistema polifásico.

1. As matrizes  $S$  e  $Q$  são ortogonais e não unitárias, isto é,  $S \cdot S_t \neq D$ ,  $Q \cdot Q_t \neq D$ ,  $S \bar{S}_t \neq D$  e  $Q \bar{Q}_t \neq D$ , ou seja, nenhum desses produtos matriciais resultam numa matriz diagonal.

2. As matrizes  $S$  e  $Q$  são mutuamente ortogonais, ou seja,  $Q_t \cdot S = S_t \cdot Q = D$ , onde  $D$  é uma matriz diagonal.

3. As matrizes  $S$  e  $Q$  não formam uma matriz unitária, pois,  $\bar{S}_t \cdot Q \neq D$  e  $\bar{Q}_t \cdot S \neq D$ .

4. As matrizes impedância e admitância transformadas, respectivamente, são diagonais, ou seja,  $S^{-1} Z Q = D_z$  e  $Q^{-1} Y S = D_y$ , onde  $D_z$  e  $D_y$  são matrizes diagonais. Também o produto da matriz impedância transformada pela matriz admitância transformada, comutadamente, é igual a constante de propagação  $\gamma^2$ , ou seja:

$$D_z D_y = D_y D_z = \gamma^2$$

5. As matrizes  $Z^c$  e  $Y^c$ , resultam distintos coeficientes de propagação  $\gamma^2$ , e não são únicos.

6. A impedância da cada fase para cada componente é única, isto é, a impedância da fase 1 da componente tipo 1 é  $[S_{11} V_1^c] / [Q_{11} I_1^c]$ , e, em geral, a impedância da fase "r" da componente "i" é  $[S_{ri} V_i^c] / [Q_{ri} I_i^c]$ . Essas impedâncias são únicas.

### Impedância de Surto do Sistema Polifásico

A impedância de surto do sistema polifásico ( $Z^0$ ) é uma matriz simétrica, isto é,  $Z^0 = Z_t^0$ , e é definida pela seguinte expressão:

$$Z^0 = S \gamma^{-1} S^{-1} Z \quad (2.67)$$

A veracidade desta expressão para um único condutor é evidente:

$$Z_{11}^0 = \gamma^{-1} Z_{11} = \sqrt{Z_{11} / Y_{11}}$$

A admitância de surto é dada por:

$$Y^0 = [Z^0]^{-1} \quad (2.68)$$

Como nos fenômenos transitórios em geral, envolve altas frequências, então os elementos da matriz  $Z^0$  cuja predominância é de elementos reativos, tende a tornar-se quase que puramente resistiva, assim, a resistência equivalente do circuito pode ser usada.

#### 2.4 Sistemas com Condutores em Plano de Simetria

Foi mostrado anteriormente que a solução geral da equação da propagação da onda envolve no primeiro instante a solução de um polinômio de grau igual ao número de fases do sistema de transmissão. Portanto, em um único circuito trifásico de um sistema de transmissão, uma equação cúbica será resolvida. Quando o sistema for de dois circuitos trifásicos, uma

equação de sexto grau terá que ser resolvida. O problema torna-se complicado devido ao fato que em geral os coeficientes dos polinômios são complexos. É possível resolver um polinômio do 3º grau pelo método trigonométrico, mas para resolver um polinômio de 6º grau com coeficientes complexos, só com o uso do computador digital. A técnica usada na prática para solução do polinômio de sexto grau é particioná-lo em dois polinômios de terceiro grau. O método aproximado é em geral aplicado em sistemas cujas fases são parcialmente simétricas.

A técnica é fatorizar  $\det. (P - \gamma)$  em dois determinantes de mais baixa ordem, e, desde que  $\det. (P - \gamma) = 0$ , cada um dos determinantes de baixa ordem deve ser zero respectivamente.

Quando o número de fases do circuito do sistema é "par", a equação do determinante  $\det. (P - \gamma^2) = 0$  pode ser reduzida para a solução de duas equações de baixa ordem:

$$\det. (P_A - \gamma^2) = 0 \quad (2.69)$$

$$\det. (P_B - \gamma^2) = 0 \quad (2.70)$$

Na redução da ordem dos determinantes  $P_A$  e  $P_B$  devem ter respectivamente a metade da ordem de  $P$ , só que, por exemplo, no caso de um sistema constituído de dois circuitos trifásicos, serão resolvidos dois polinômios de 3º grau em vez de um polinômio de 6º grau.

Quando o sistema for constituído com um número "ímpar"



de circuitos, os determinantes reduzidos têm ordem  $(n-1)/2$  e  $(n+1)/2$ , respectivamente, onde "n" é o número de circuitos do sistema.

O polinômio de mais alto grau sempre terá componentes com o mesmo tipo de campo eletromagnético. Também, neste caso, é evidente que não existe corrente na fase do centro e a tensão em relação a terra é zero, para componentes do mesmo tipo.

## 2.5 Solução Particular para um Único Circuito Trifásico com Plano de Simetria

A solução parcial de um sistema trifásico com simetria entre as fases e plano de terra, será analisada a seguir pelo método matricial. Em tal sistema, as fases 1, 2 e 3 estão na mesma altura da terra e a fase 2 sobre a linha perpendicular ao plano de terra entre as fases 1 e 3.

Para o sistema em questão, as matrizes impedância e admitância são em geral da forma:

$$Z = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} \\ Z_{12} & Z_{11} & Z_{13} \\ Z_{13} & Z_{13} & Z_{22} \end{bmatrix} \quad (2.71)$$

$$Y = \begin{bmatrix} Y_{11} & -Y_{12} & -Y_{13} \\ -Y_{12} & Y_{11} & -Y_{13} \\ -Y_{13} & -Y_{13} & Y_{22} \end{bmatrix} \quad (2.72)$$

Estas formas são válidas incluindo cabos guarda, e, provavelmente, esses cabos guarda são simétricos em relação a fase 2 e o plano de terra.

A matriz P é dada por:

$$P = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{12} & P_{22} & P_{13} \\ P_{31} & P_{31} & P_{22} \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

onde,

$$P_{ij} = \sum_{K=1}^3 Z_{iK} \cdot Y_{Kj}$$

$$\det.(P - \gamma^2) = 0$$

ou

$$\det. = \begin{bmatrix} (P_{11} - \gamma^2) & P_{12} & P_{13} \\ P_{12} & (P_{11} - \gamma^2) & P_{13} \\ P_{31} & P_{31} & (P_{22} - \gamma^2) \end{bmatrix} = 0$$

$$= \det. \begin{bmatrix} (P_{11} + P_{12} - \gamma^2) & P_{13} \\ 2 P_{31} & (P_{22} - \gamma^2) \end{bmatrix} \cdot \det.(P_{11} - P_{13} - \gamma^2) = 0$$

Fatorando-se pelo método exposto anteriormente, vem:

$$\gamma_1^2 = \frac{1}{2} \left\{ P_{11} + P_{22} + P_{12} + \sqrt{[(P_{11} - P_{22} + P_{13})^2 + 8 P_{13} P_{31}]} \right\} \quad (2.74)$$

$$\gamma_2^2 = \frac{1}{2} \{ P_{11} + P_{22} + P_{12} - \sqrt{[(P_{11} - P_{22} + P_{12})^2 + 8 P_{13} P_{31}]} \} \quad (2.75)$$

$$\gamma_3^2 = P_{11} - P_{12} \quad (2.76)$$

Substituindo os valores de  $P_{11}$  e  $P_{12}$ , tem-se:

$$\gamma_3^2 = [Z_{11} - Z_{12}] [Y_{11} + Y_{12}] \quad (2.77)$$

Resolvendo para as matrizes  $S$  e  $Q$ , os primeiros elementos de cada coluna são arbitrariamente especificados igual a 1 (um). Então será estabelecido que essas matrizes terão as seguintes formas.

$$S = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 \\ S_{31} & S_{32} & 0 \end{bmatrix}$$

$$Q = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 \\ Q_{31} & Q_{32} & 0 \end{bmatrix}$$

(estas formas são determinadas por inspeção através de técnicas expostas no item anterior).

Como o elemento do centro da primeira e segunda coluna de cada matriz é desconhecido, então a matriz S pode ser determinada da forma:

$$(P_{11} - \gamma_R^2) S_{1R} + P_{12} S_{2R} + P_{13} S_{3R} = 0 \quad (2.78)$$

$$S_{2R} = - (P_{11} - \gamma_R^2 + P_{13}) / P_{12} \quad (2.79)$$

$$\text{para } S_{1R} = S_{3R} = 1$$

De maneira análoga:

$$Q_{2R} = - (P_{11} - \gamma_R^2 + P_{13}) / P_{21} \quad (2.80)$$

As impedâncias de cada fase para cada componente são:

$$Z_{11}^0 = (Z_{11} + Z_{12} + Z_{13} Q_{31}) / \gamma^1 \quad (2.81)$$

$$Z_{13}^0 = Z_{33}^0 = (Z_{11} - Z_{12}) / \gamma^3 \quad (2.82)$$

Na prática, é estabelecido que  $Q_{31}$  e  $S_{31}$  são próximos de 1 (um) e  $S_{32}$  e  $Q_{32}$  são muito próximos de -2, e, que as componentes do tipo 1 correspondem a componente "zero" de Clarke; a do tipo 2 corresponde a componente " $\alpha$ " e a do tipo 3 corresponde a componente  $\beta$ .

## 2.6 Matriz Impedância Série e Admitância Shunt de Linhas de Transmissão com Múltiplos Condutores:

A necessidade de obter essas matrizes, é de fundamental importância para soluções das equações (1.16) , (1.17) e (1.22). Neste caso, algumas simplificações serão feitas:

a) As impedâncias de todos os condutores em relação a terra são iguais.

b) As impedâncias mútuas entre os condutores são iguais,  $Z_{ij} = Z_{ji}$ .

c) As admitâncias entre cada condutor e a terra são iguais.

d) As admitâncias entre condutores são iguais.

A matriz impedância pode ser escrita da seguinte forma:

$$Z = Z_g + Z_c + Z_e \quad (2.83)$$

onde

$Z$  - é a matriz impedância série do sistema.

$Z_g$  - é a componente da matriz impedância devido a geometria e disposição dos condutores.

Representa o efeito do acoplamento magnético entre condutores, em presença de um plano de terra infinito.

$Z_c$  - é a componente da matriz de impedâncias próprias dos condutores. É uma matriz diagonal.

$Z_c$  - é a componente da matriz impedância que representa o efeito do caminho imperfeito de retorno pela terra.

## 2.7 Estudo da Componente que representa a Geometria Física dos Condutores: ( $Z_g$ )

Essa matriz é calculada na referência[07], sendo representada por:

$$Z_g = j \left( \frac{W}{2\pi} \right) \mu_0 B \quad (2.84)$$

onde a matriz  $B$  tem ordem  $3p + q$ , sendo  $p$  o número de circuitos e  $q$  o número de cabos guarda do sistema. Os elementos da matriz  $B$  são calculados em função das coordenadas dos condutores bem como dos respectivos raios. Estes elementos são apresentados da seguinte forma:

$$b_{ij} = \ln \left( \frac{D_{ij}}{d_{ij}} \right) \quad (2.85)$$

onde:

$D_{ij}$  = distância do condutor  $\underline{i}$  e a imagem do condutor  $\underline{j}$ .

$d_{ij}$  = distância entre o condutor  $\underline{i}$  e o condutor  $\underline{j}$  para  $\underline{i} \neq \underline{j}$  = raio do condutor  $\underline{i}$  para  $\underline{i} = j$ .

## 2.8 Estudo da Componente que representa as Impedâncias Próprias dos Condutores ( $Z_c$ )

A representação exata das impedâncias próprias dos condutores depende principalmente da frequência e das características específicas dos condutores.

As expressões que são normalmente usadas, algumas delas, têm aplicações em áreas restritas (no domínio da frequência) e outras são mais gerais. O fato é que uma representação mais apropriada envolve funções de Bessel para se ter uma idéia da complexidade do problema.

Os níveis de frequências podem ser facilmente classificados em: baixa frequência e alta frequência; duas simples mas efetivas fórmulas são comumente usadas.

Para o nível de baixa frequência (frequência de potência, 60Hz) e assumindo uma distribuição de corrente uniforme no condutor, tem-se

$$Z_c = R_{dc} + j \left( \frac{w \mu_0}{2} \right) \cdot \ln \left( \frac{r}{r_{mg}} \right) \quad (2.86)$$

onde:

$R_{dc}$  = resistência por unidade de comprimento, para corrente contínua,

$r$  = raio do condutor

$r_{mg}$  = raio médio geométrico

A resistência do condutor para corrente contínua é calculada da seguinte forma:

$$R_{dc} = \frac{\rho}{n\pi r_s^2} \quad (2.87)$$

onde

$\rho$  = resistividade do material condutor

$r_s$  = raio individual do cabo condutor

$n$  = número de cabos condutores

Quando os cabos de alumínio com alma de aço são usados, somente o número  $\underline{n}$  de condutores de alumínio são considerados para o cálculo da resistência do condutor em corrente contínua.

Para alto nível de frequências (acima de 500Hz) a fórmula correspondente é a seguinte:

$$Z_c = \frac{K \rho m}{r_s (n_0 + 2) \cdot \pi} \quad (2.88)$$

onde:

$n$  = número de condutores nas camadas externas

$m = \left( \frac{j\omega \mu_0 r}{\rho} \right)^{1/2}$

$K$  = constante obtida experimentalmente para condutores cujo valor é aproximadamente de 2,25.

A equação (2.88) tem parte imaginária igual à parte real, ou seja,  $X_c = R_c$ .

A exatidão dessa fórmula para o uso com alta frequência tem sido largamente admitida [07], e, portanto, a contribuição das impedâncias próprias dos condutores usada nesta dissetação são calculadas pela equação (2.88), ou seja:

$$Z_c = \frac{K \rho m}{r_s (n_0 + 2) \pi}$$



## 2.9 Estudo da Componente que representa o Caminho Imperfeito de Retorno pela Terra

Neste caso, o fato do caminho de retorno pela terra não ser homogêneo, o cálculo exato da componente da matriz impedância série é muito complexo.

A contribuição da terra para a componente da matriz impedância, de acordo com [04], é calculada da seguinte forma:

$$Z_e = \frac{\omega \mu_0}{2\pi} (P + j Q) \quad (2.89)$$

em função de dois parâmetros,  $\underline{r}$  e  $\underline{\theta}$  tal que

$$r_{ij} = \left( \frac{\omega \mu_0}{\rho_e} \right)^{1/2} \cdot D_{ij} \quad (2.90)$$

onde

$\rho_e$  = resistividade do caminho pela terra

$D_{ij}$  = distância entre o condutor  $\underline{i}$  e a imagem do condutor  $\underline{j}$ .

$\theta_{ij}$  = é o ângulo entre as imagens dos condutores  $\underline{i}$  e  $\underline{j}$  em relação ao condutor  $\underline{i}$ , conforme a figura (2.2).

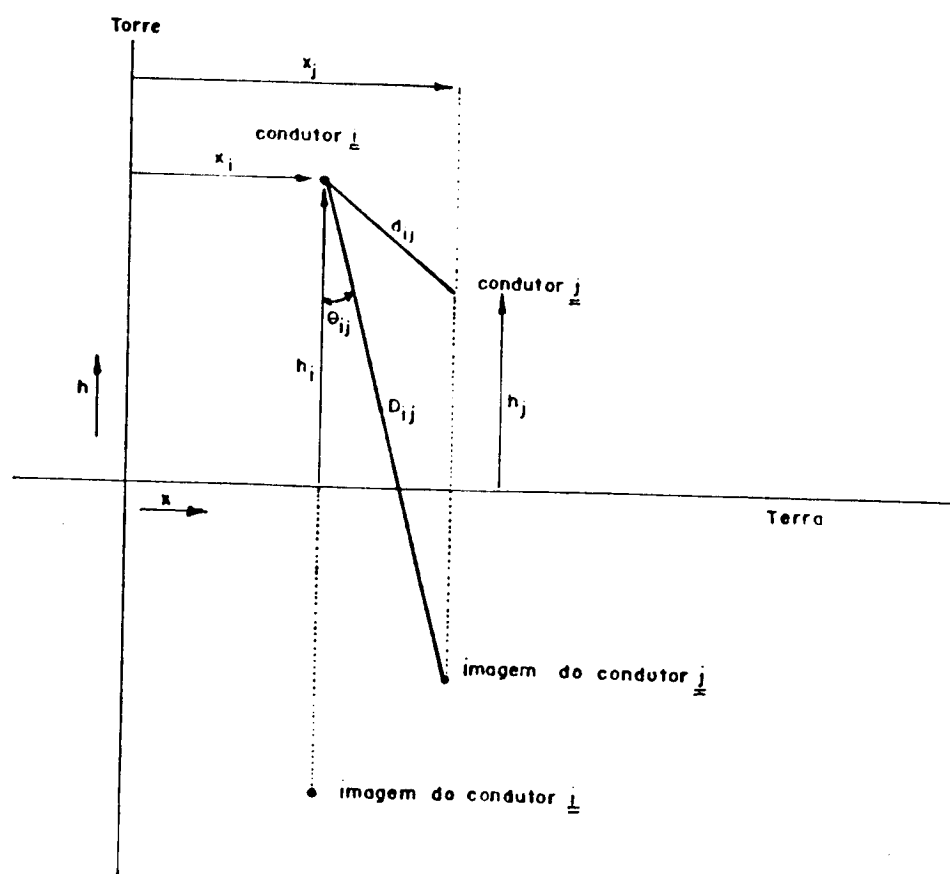


Figura (2.2)

Os elementos das matrizes  $\underline{\underline{P}}$  e  $\underline{\underline{Q}}$  são calculados pelas expressões:

Para  $r_{ij} \leq 5$

$$P_{ij} = \frac{\pi}{8} (1 - S_4) + \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2}{K r_{ij}} \right) S_2 + \frac{1}{2} \theta_{ij} S_2 -$$

$$- \frac{\sigma_1}{\sqrt{2}} + \frac{\sigma_2}{\sqrt{2}} + \frac{\sigma_3}{\sqrt{2}}$$

$$Q_{ij} = \frac{1}{4} + \left\{ \ln \left( \frac{2}{K r_{ij}} \right) (1 - S_4) \right\} \cdot \frac{1}{2} - \frac{\theta_{ij}}{2} \cdot S_4' +$$

$$+ \frac{\sigma_1}{\sqrt{2}} - \frac{\pi}{8} S_2 + \frac{\sigma_3}{\sqrt{2}} - \frac{\sigma_4}{2}$$

onde  $K$  é a constante de Euler's (1,7811) e  $S_{21}, S_2', S_4, S_4', \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  e  $\sigma_4$  são as seguintes séries infinitas:

$$S_2 = \sum_0^{\infty} Q_n \cos (4n + 2) \theta_{ij}$$

$$S_2' = \sum_0^{\infty} Q_n \sin (4n + 2) \theta_{ij}$$

$$S_4 = \sum_0^{\infty} C_n \cos (4n + 4) \theta_{ij}$$

$$S_4' = \sum_0^{\infty} C_n \sin (4n + 4) \theta_{ij}$$

$$\sigma_1 = \sum_0^{\infty} \ln \cos (en + 1) \theta_{ij}$$

$$\sigma_2 = \sum_0^{\infty} g_n (S_2)_n$$

$$\sigma_3 = \sum_0^{\infty} f_n \cos (4n + 3) \theta_{ij}$$

$$\sigma_4 = \sum_0^{\infty} h_n (S_4)_n$$

e

$$a_n = \frac{-a_n - 1}{2n(2n+1)^2(2n+2)} \cdot \left(\frac{r_{ij}}{2}\right)^4 \quad \text{com } Q_0 = \left(\frac{r_{ij}}{8}\right)^2$$

$$C_n = \frac{-1n - 1}{(4n-1)(4n+1)^2(4n+3)} \cdot (r_{ij})^4 \quad \text{com } l_0 = \left(\frac{r_{ij}}{3}\right)^3$$

$$f_n = \frac{-f_n - 1}{(4n+1)(4n+3)^2(4n+5)} \cdot (r_{ij})^4 \quad \text{com } f_0 = \left(\frac{r_{ij}}{45}\right)^3$$

$$g_n = g_{n-1} + \frac{1}{4n} + \frac{1}{2n-1} + \frac{1}{2n+2} - \frac{1}{4n+4} \quad \text{com } g_0 = \frac{5}{4}$$

$$h_n = h_{n-1} + \frac{1}{4n+2} + \frac{1}{2n+2} + \frac{1}{2n+3} - \frac{1}{4n+6} \quad \text{com } h_0 = \frac{5}{3}$$

Para  $r_{ij} > 5$

$$P_{ij} = \frac{\cos(\theta_{ij})}{\sqrt{2} \cdot r_{ij}} - \frac{\cos(2\theta_{ij})}{(r_{ij})^2} + \frac{\cos(3\theta_{ij})}{\sqrt{2} \cdot (r_{ij})^3} +$$

$$+ \frac{3 \cos(5\theta_{ij})}{\sqrt{2} \cdot (r_{ij})^5}$$

$$Q_{ij} = \frac{\cos(\theta_{ij})}{\sqrt{2} \cdot r_{ij}} - \frac{\cos(2\theta_{ij})}{\sqrt{2} \cdot (r_{ij})^3} + \frac{3 \cos(5\theta_{ij})}{\sqrt{2} \cdot (r_{ij})^5}$$

Essas fórmulas foram desenvolvidas baseadas em 3 suposições:

a) Permeabilidade da terra igual a 1 (um)

b) A propagação das ondas eletromagnéticas tendo baixas perdas e velocidade da luz.

c) Deslocamentos de corrente são desprezados.

## 2.10 Matriz Admitância Shunt

Para o cálculo da matriz admitância shunt, é considerado somente os termos correspondentes ao efeito capacitivo entre os respectivos condutores, e, entre eles e a terra. A condutância através do ar é desprezada.

De acordo com a referência [16] os elementos da matriz são definidos por:

$$Y_{ij}^{-1} = \frac{\ln\left(\frac{D_{ij}}{d_{ij}}\right)}{j2\pi\epsilon_0\omega} \quad (2.91)$$

## 2.11 Feixe de Condutores

Quando a transmissão de energia elétrica é feita através de uma linha que contém feixes de condutores, então a matriz impedância e admitância apresentam as seguintes modificações:

a) O cálculo de cada elemento de  $Z_c$  é feito como se existisse somente um único condutor, e, em seguida, o resultado encontrado é dividido pelo número de condutores do feixe.

b) Na componente  $Z_g$ , o raio considerado é o do feixe, e não mais o raio de um único condutor.

## 2.12 Influência da Freqüência nas Equações de Onda

Com o intuito de se ter uma idéia melhor da dependência dos parâmetros com a freqüência, neste item, será analisado um caso prático com o qual se espera ilustrar diversos aspectos da teoria vista anteriormente.

Observa-se que os transitórios eletromagnéticos geram ondas que possuem um espectro de freqüência muito amplo. Como a freqüência tem grande influência nos parâmetros das linhas de transmissão, é importante nesse ponto, conhecer o grau de influência dessa variação nas equações de onda. Uma análise detalhada para cada caso é inviável, pois, em muitos casos o espectro de freqüência é contínuo, e, também é impossível ter uma precisão de quais as freqüências que estão envolvidas.

A influência da freqüência nos parâmetros das linhas de transmissão surge a partir do momento em que se considera um plano de terra de condutividade finita, seguido do efeito pelicular e outros fenômenos de menor importância. Maiores detalhes podem ser encontrados nas referências [3], [7], [9], [10] e [13].

Neste ponto, utiliza-se de um programa de computador [13], para calcular as matrizes  $Z^0$ ,  $Y^0$ ,  $S$ ,  $Q$  e  $Z^c$  para uma ou mais freqüência especificada.

A figura (2.3) é o arranjo físico de uma linha de transmissão em 230 kV, que liga a usina de Cachoeira Dourada à subestação de Anhanguera. Essa linha faz parte do sistema de transmissão das Centrais Elétricas de Goiás S/A - (CELG).

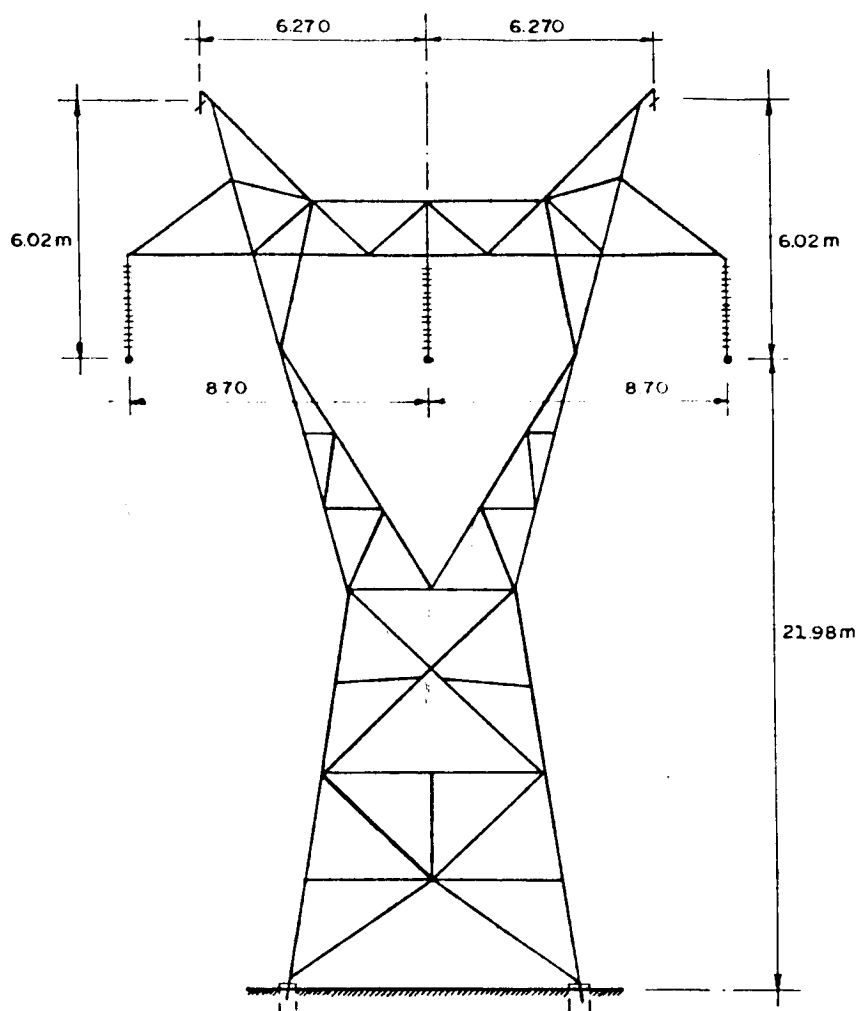


Figura 2.3 - Arranjo físico de uma linha de transmissão em 230 kV

Utilizando o programa [13], obteve-se as matrizes  $S$ ,  $\gamma$ ,  $Z^c$  para as frequências de 60 Hz, 1 KHz, 10 KHz, 20 KHz, 100 KHz e 1 MHz, a resistividade do solo adotada foi de 500  $\Omega \cdot m$ .

A tabela da figura (2.4) mostra os resultados:



FREQUÊNCIA K Hz	MODO	MATRIZ DE TRANSFORMAÇÃO MODAL - S			ATENUAÇÃO EN DB/Km	VELOCIDADE Km/sec.	IMPEDÂNCIA DE SURTO NOVA - OHMS
		1	2	3			
0.060	1	1.00000	0.0	0.46913	0.00111	198055.2	288.385
	2	1.01125	0.18	1.00000	0.00022	291002.6	220.184
	3	1.00000	0.0	0.46913	0.00025	293127.2	270.709
1.0	1	1.00000	0.0	0.47251	0.01883	25850.7	252.324
	2	1.01599	0.14	1.00000	0.00102	295576.3	216.737
	3	1.00000	0.0	0.47252	0.00103	298229.5	264.789
10.0	1	1.00000	0.0	0.47471	0.15642	254049.6	223.787
	2	1.01909	2.0	1.00000	0.00542	296986.9	215.706
	3	1.00000	0.0	0.47471	0.00333	299398.6	262.957
20.0	1	1.00000	0.0	0.47543	0.27724	262226.1	216.599
	2	1.01993	0.13	1.00000	0.01004	297327.6	215.456
	3	1.00000	0.0	0.47543	0.00476	299561.2	262.554
100.00	1	1.00000	0.0	0.47744	0.93620	278116.6	203.638
	2	1.02276	0.21	1.00000	0.04539	298105.5	214.899
	3	1.00000	0.0	0.47744	0.01109	299748.2	261.645
1000.0	1	1.00000	0.0	0.48301	4.24160	291755.6	192.982
	2	1.03052	0.23	1.00000	0.34495	299111.2	214.176
	3	1.00000	0.0	0.48301	0.04344	299918.0	259.530

Figura (2.4) - Tabela com grandezas características da L.I.  
Dourada - Anhanguera em 230 KV.

- As matrizes de transformação modal "S" não variam muito com a variação da frequência. O vetor de transformação do modo-2 (2ª coluna) é invariante. Os modos-1 e -3 praticamente não variam. Assim, do ponto de vista prático, a matriz é considerada invariante com a frequência.

- As impedâncias características (surto) dos diversos modos variam consideravelmente com a frequência, sendo mais acentuadas no modo-1 ou modo de terra.

Em todos os modos a impedância característica diminui com o aumento da frequência.

- A velocidade de propagação cresce com o aumento da frequência e, tende a aproximar-se da velocidade de propagação da luz no vácuo. As maiores variações também estão situadas nas faixas de frequência mais baixas, onde o modo-1 é o que mais varia.

- A atenuação no entanto requer uma análise mais complexa, pois as ondas de frequências mais elevadas às vezes possuem menor amplitude que as de baixa frequência e uma simples comparação entre as duas não tem muito sentido. Isso no entanto não invalida a observação de que as ondas de alta frequência sofrem maior atenuação.

Neste ponto, é interessante saber, quais as implicações das variações dos parâmetros das linhas de transmissão com a frequência, e que valores devem ser usados nas equações de propagação de ondas. Para responder essa pergunta observa-se que de acordo com as equações (2.57) e (2.58) das ondas viajantes, dois parâmetros são muito importantes.

O primeiro é a constante de propagação, que define a propagação da onda. Ela define a amplitude e o ângulo de fase da onda em cada ponto da linha. O segundo parâmetro é a impedância de surto que relaciona as ondas de tensão e corrente, além de estabelecer uma relação entre as ondas incidentes e refletidas num dado ponto de descontinuidade.

Conforme mostrado na tabela da figura (2.4), tomá-la como sendo constante para uma faixa de frequência, é bastante razoável, uma vez que dependendo da natureza do estudo a ser realizado, adotar a impedância de surto constante para uma faixa leva a resultados mais seguros.

Em caso de dúvidas pode-se repetir o estudo para outras frequências sem grandes dispêndios de tempo de computação.

### 2.13 Atenuação e Distorção

Quando uma onda propaga ao longo de uma linha de transmissão, sua forma e amplitude sofrem mudanças gradativas. Essas mudanças estão associadas às perdas de energia na linha. As causas desse fato são as seguintes:

- Perdas devido as resistências dos condutores, cabo guarda e da terra.
- Efeito Corona.
- Corrente de fuga nas superfícies dos isoladores.
- Perdas causadas pela variação dos parâmetros da linha com a frequência.

Na prática, a condutância dos isoladores e o efeito corona são desprezados, uma vez que o efeito corona somente tem influência acima de determinado nível de tensão e pequena influência nas ondas que possuem frente relativamente longa, por exemplo, nos surtos de chaveamento, ref. [17] e [19].

Sabe-se que as ondas envolvidas nos fenômenos transitórios não são senóides, porém, é conveniente representá-la por uma superposição de degraus, igualmente espaçados de um intervalo de tempo " $\theta$ ". Essa representação é utilizada quando se trabalha com ondas viajantes.

A figura (2.5) ilustra a representação.

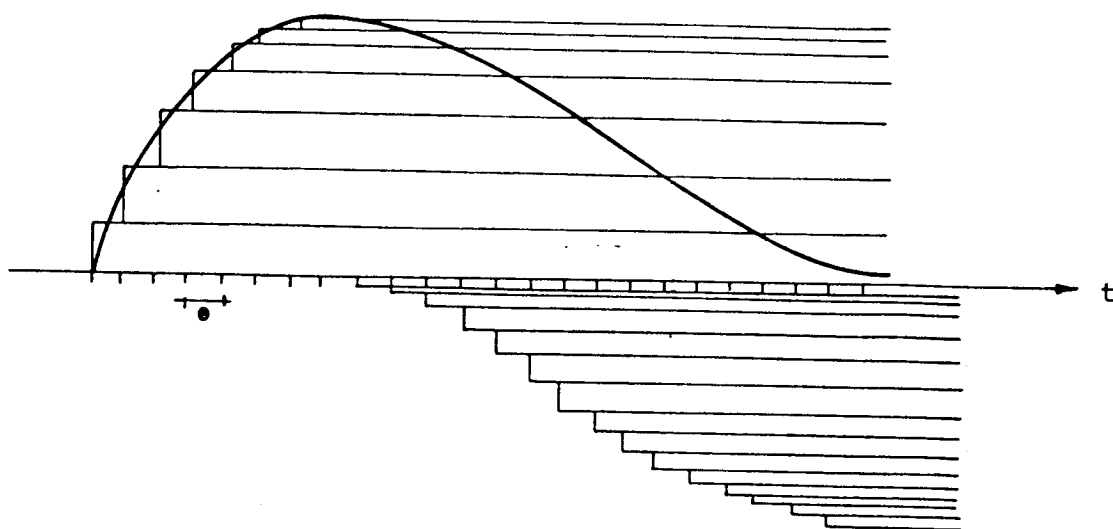


Figura (2.5) - Representação de uma Onda por uma superposição de graus.

Quando uma onda senoidal de freqüência angular " $\omega$ ", se propaga em uma distância " $x$ " de uma linha de transmissão, ela sofre uma atenuação, que pode ser encontrada em valores modais pela equação (2.57). Sendo considerada apenas a componente que propaga no sentido positivo, vem:

$$V_i^c(x, \omega) = V_i^c(x = 0, \omega) e^{-\gamma_i x} \quad (2.92)$$

onde

$V_i^c(x, \omega)$  - é a tensão do modo- $i$  em um ponto " $x$ " da linha.

$V_i^c(x = 0, \omega)$  - é a tensão do modo- $i$  injetada no início da linha

$\gamma_i$  - é a constante de propagação do modo- $i$

Considerando então a aplicação de um degrau no início de uma linha de transmissão, deve-se proceder ao cálculo de sua resposta (forma e amplitude) em um ponto situado a uma distância " $x$ ", do terminal onde foi aplicado.

A transformada de Fourier para um degrau unitário é  $(\pi \delta(\omega) + \frac{1}{j\omega})$ . Levando-se esse valor na equação (2.92), tem-se a transformada de Fourier da onda no ponto " $x$ ", ou seja:

$$V_i^c(x, \omega) = (\pi \delta(\omega) + \frac{1}{j\omega}) e^{-\gamma_i x} \quad (2.93)$$

Como a onda degrau leva um tempo para alcançar o ponto " $x$ ", então multiplica-se a equação (2.93) por um tempo de re-

tardo  $e^{j\omega T}$ . Assim,

$$\begin{aligned} V_i^c(x, \omega) &= (\pi \delta(\omega) + \frac{1}{j\omega}) e^{j\omega T} \cdot e^{-\gamma_i x} = \\ &= (\pi \delta(\omega) + \frac{1}{j\omega}) e^{(j\omega T - \gamma_i x)} \end{aligned} \quad (2.94)$$

A resposta ao degrau unitário no domínio do tempo pode ser encontrada fazendo a transformada inversa de Fourier da equação (2.94). Substituindo a equação (2.94) em (1.9), obtem-se:

$$\begin{aligned} V_i^c(x, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} V_i^c(x, \omega) e^{j\omega t} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} (\pi \delta(\omega) + \frac{1}{j\omega}) e^{(j\omega T - \gamma_i x)} \cdot e^{j\omega t} \cdot d\omega \end{aligned} \quad (2.95)$$

Segundo a referência [05], a forma mais conveniente da equação (2.95) para uso em computação digital é dada por:

$$V_i^c(x, t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} -\text{Imag. } V_i^c(x, \omega) \cdot \text{sen}(\omega t) \cdot d\omega \quad (2.96)$$

A distorção de uma onda que se propaga em uma linha de transmissão deve-se principalmente a resistividade da terra, quando superior a 100  $\Omega \cdot m$ . Na solução de problemas práticos considera-se a resistividade da terra de 500  $\Omega \cdot m$  a 1000  $\Omega \cdot m$ .

A integração da equação (2.92) é feita numericamente pelo método trapezoidal. O passo de integração deve ser pequeno, normalmente de 2 a 5 Hz, os valores de  $\gamma_i$  são calculados para dez ou vinte frequências.

Como o passo de integração é pequeno, não é possível realizar a integração para um espectro de frequência infinito, porque o esforço computacional seria grande, tanto de tempo de computação quanto de área na memória.

De acordo com a referência [06] utiliza-se um fator "δ" para melhorar a convergência na integral (2.96).

$$\delta = \frac{\text{sen}(\pi \omega / \Omega)}{(\pi \omega / \Omega)} \tag{2.97}$$

A integral (2.96) é então redefinida por:

$$V_i(x, \omega) = \int_0^{\Omega} - \text{Imag} \frac{e^{(j\omega T - \gamma x)}}{j\omega} \cdot \frac{\text{sen}(\pi \omega / \Omega)}{(\pi \omega / \Omega)} \cdot \text{sen}(\omega t) \cdot d\omega \tag{2.98}$$

Com respeito ao valor a ser utilizado, dois parâmetros devem ser avaliados. O primeiro deles é a amplitude das componentes a serem desprezadas. Quando se trunca o espectro em valores relativamente baixos, as componentes de mais alta velocidade são desprezadas, logo, se suas amplitudes não forem relativamente baixas, a taxa de crescimento da resposta cai, comprometendo o resultado. O segundo é a atenuação que quando muito grande permite truncar o espectro em valores mais baixos.

A tabela da figura (2.6) mostra a resposta temporal da linha à injeção de um degrau unitário, utilizando espectros de frequência, com frequência máxima de 20 KHz.

As figuras (2.7), (2.8) e (2.9) mostram mais claramente a variação da tensão em função do tempo para os modos 1, 2 e 3 respectivamente.

#### O Efeito Corona

O efeito corona em linhas de transmissão não é função somente do nível da sobretensão mas também da forma da onda ao longo da linha. Observa-se também, que mesmo em situações práticas as reduções dos níveis de sobretensões quando incluindo o efeito corona são desprezíveis principalmente quando os picos são de 2 a 3,5 p.u., ou seja, picos resultantes de chaveamentos. Em estudos recentes ref.[19], mostra reduções em torno de 8% a 15% dos picos de sobretensões resultantes de descargas atmosféricas em sistemas acima de 500 KV. Maiores detalhes sobre o assunto pode-se encontrar na ref.[19].



RESPOSTA A UM DEGRAU UNITÁRIO

TEMPO EM MICROSEC.	MOD0-1	MOD0-2	MOD0-3
0.00	0.00000000	0.00000000	0.00000000
9.90	0.03120426	0.30084741	0.31400365
19.80	0.06355888	0.53265291	0.55304050
29.70	0.09821039	0.66839361	0.68801028
39.60	0.13564587	0.73376554	0.74725038
49.50	0.17568004	0.78078008	0.78748238
59.40	0.21753418	0.84851903	0.85111254
69.30	0.25981838	0.94112349	0.94254380
79.20	0.30099958	1.03568649	1.03712177
89.10	0.33965063	1.10621166	1.10736275
99.00	0.37479383	1.13764286	1.13787556
108.90	0.40593481	1.13075066	1.13009834
118.80	0.43303430	1.09374046	1.09258652
128.70	0.45645410	1.03587341	1.03476906
138.60	0.47672135	0.96822083	0.96656161
148.50	0.49453104	0.90117437	0.89959037
158.40	0.51052660	0.84907734	0.84739792
168.30	0.52525872	0.82121235	0.81982315
178.20	0.53914285	0.81965399	0.81888908
188.10	0.55241716	0.83988672	0.83979267
198.00	0.56520104	0.87400001	0.87444437
207.90	0.57749581	0.91355699	0.91437024
217.80	0.58924228	0.95064420	0.95171285
227.70	0.60036886	0.97863096	0.97978950
237.60	0.61080223	0.99309689	0.99401736
247.50	0.62051195	0.99371612	0.99419308
257.40	0.62946588	0.98337471	0.98326790
267.30	0.63763475	0.96650898	0.96582919
277.20	0.64497674	0.94783038	0.94664800
287.10	0.65142769	0.93101877	0.92942762
297.00	0.65689844	0.91831460	0.91646463
306.90	0.66132408	0.91029567	0.90840763
316.80	0.66465795	0.90581107	0.90419364
326.70	0.66695708	0.90259796	0.90147537
336.60	0.66838157	0.89878732	0.89824402
346.50	0.66921669	0.89420557	0.89420092
356.40	0.66981345	0.89033282	0.89076138
366.30	0.67048430	0.88900590	0.88973767
376.20	0.67141682	0.89100146	0.89183199
386.10	0.67269617	0.89563614	0.89636534
396.00	0.67422545	0.90152681	0.90198547
405.90	0.67587829	0.90740079	0.90753877
415.80	0.67745572	0.91219842	0.91208619
425.70	0.67880356	0.91496468	0.91471595
435.60	0.67979497	0.91491872	0.91461438
445.50	0.68037033	0.91186434	0.91150486
455.40	0.68052262	0.90636516	0.90597957
465.30	0.68027622	0.89950579	0.89913720
475.20	0.67966628	0.89233869	0.89202148
485.10	0.67874300	0.88556862	0.88531703

Figura (2.6) - Resposta a um degrau unitário aplicado a uma linha trifásica de 198 Km, frequência máxima utilizada de 20 KHz.

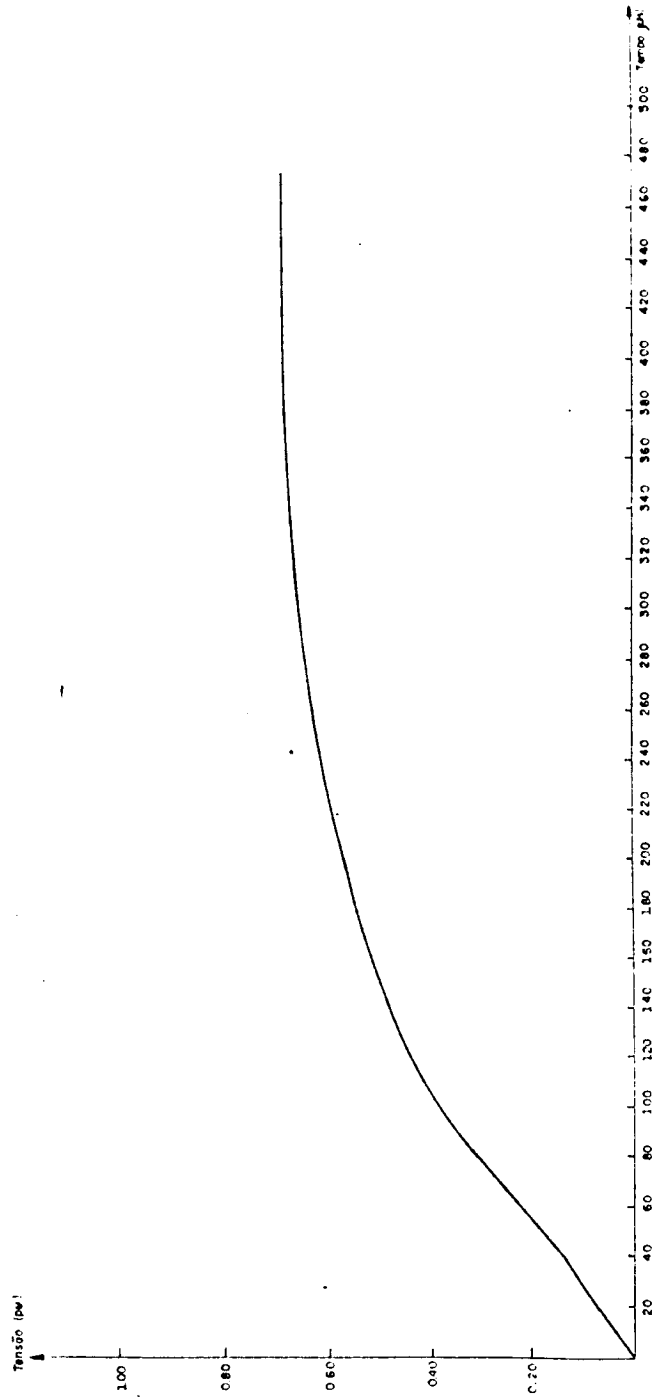


Figura (2.7) - Resposta a um degrau unitário aplicado a uma linha de 198 Km. Tensão do modo 1 versus tempo em  $\mu$  segundo. Frequência máxima utilizada 20 KHz.

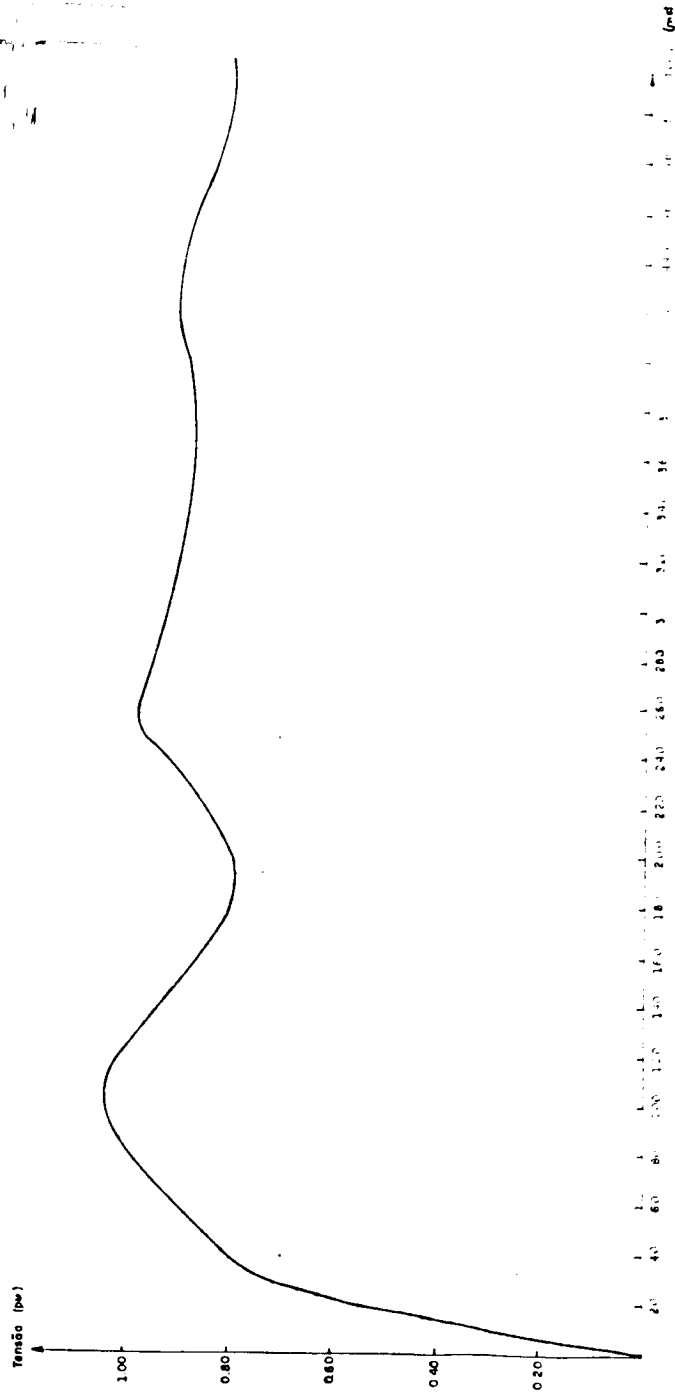


Figura (2.8) - Resposta a um degrau unitário aplicado a uma linha de 198 Km. Tensão do modo 2 versus tempo em  $\mu$  segundo. Frequência máxima utilizada 20 KHz.

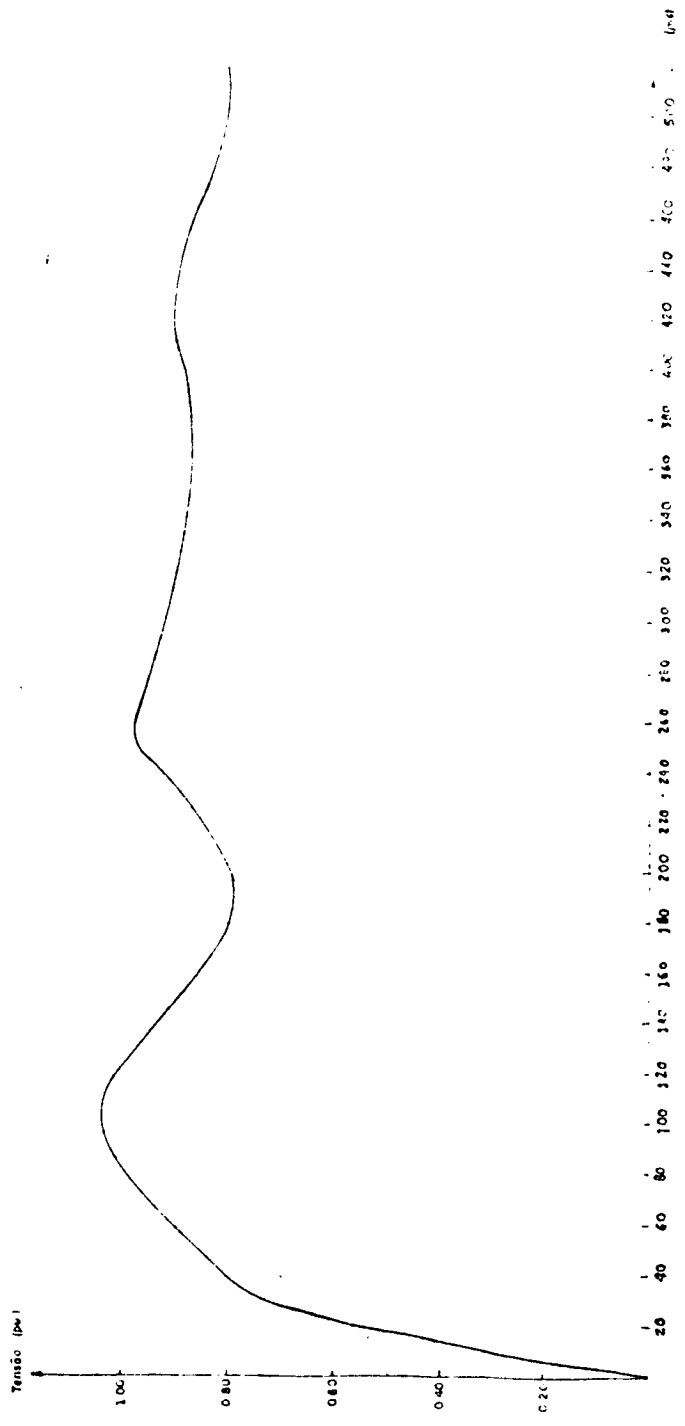


Figura (2.9) - Resposta a um degrau unitário aplicado a uma linha de 198 Km. Tensão do modo 3 versus tempo em  $\mu$  segundo. Frequência máxima utilizada 20 KHz.

### CAPÍTULO III

## CAPÍTULO III

## 3.1 Descrição Geral do Programa Digital

Os princípios fundamentais do programa para computador digital, tais como superposição, geração de ondas viajantes, reflexões, representação de elementos terminais por secções de linhas, encontram-se desenvolvidos em [11] e os efeitos da atenuação e distorção, propagação de ondas em sistemas polifásicos e outros, foram desenvolvidos nas secções anteriores.

Sabe-se que os sistemas elétricos de potência estão sujeitos a várias formas de fenômenos transitórios eletromagnéticos. Esses fenômenos estão associados a elevados níveis de tensões com frequências que podem chegar a faixa de 100 KHz e que podem comprometer o nível de isolamento dos equipamentos. Logo, os resultados obtidos do programa são usados para o dimensionamento do nível de isolamento dos equipamentos, para-raios e outros elementos capazes de reduzir os surtos de tensões transitórias. Em geral é dada maior ênfase aos fenômenos transitórios relacionados às operações de chaveamento, descarga atmosférica ou de um defeito no sistema.

O programa utilizado [11] foi desenvolvido para simular um sistema elétrico de potência com qualquer número de fases.

Na figura (3.1), é mostrado a seqüência natural do programa. A divisão do programa em blocos tem mais caráter didático do que prático.

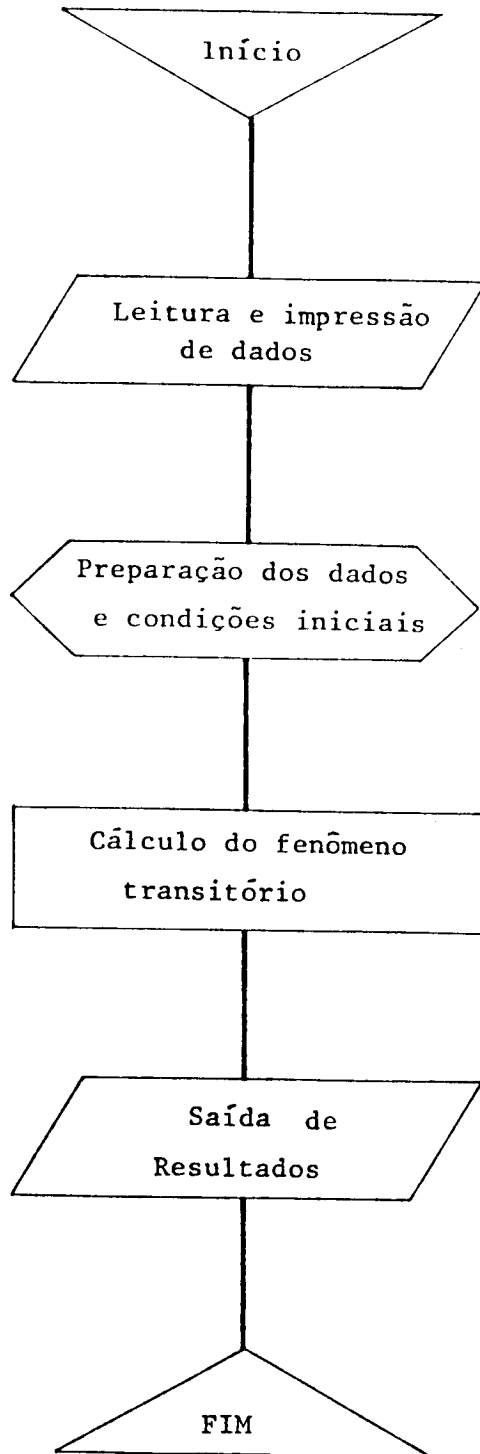


Fig. (3.1)

### 3.2 Estudo de Um Sistema Elétrico Típico

O sistema simulado é um sistema de transmissão em 230 KV, das Centrais Elétricas de Goiás S/A, responsável pelo abastecimento da cidade de Goiânia. A figura (3.2) mostra o diagrama unifilar do referido sistema.

Simular-se-á neste ponto dois estudos básicos, ou seja, um associado à incidência de uma descarga atmosférica de 1000 KV, com tempo de subida de  $1,2 \mu\text{s}$  injetado na barra (1001); outro, relacionado à energização da linha de transmissão que liga as barras - 1010 - 1002 - 1003 .

A título de simplificação da interpretação dos resultados, as simulações foram feitas por fase.

Os dados do sistema necessários dependem de cada caso a ser estudado e estão divididos em dados de linhas, dados de barras, dados de elementos a parâmetros concentrados, dados de disjuntores, matrizes modais de transformação, dados de elementos não lineares e outros descritos em [11].

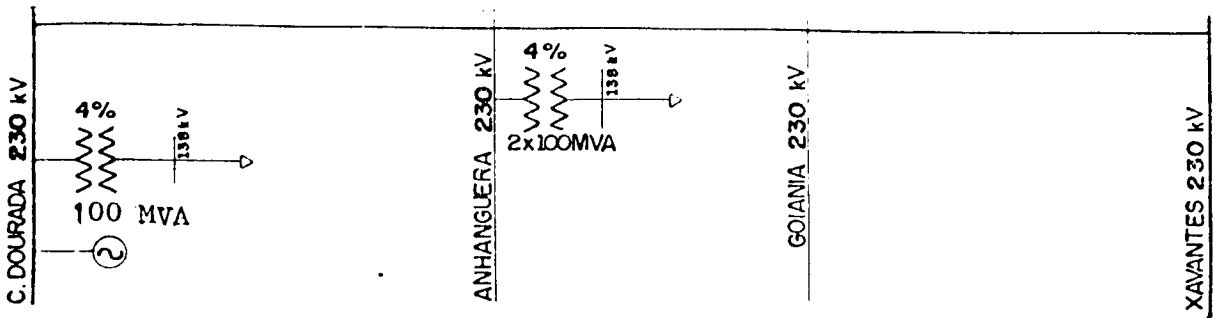
Para o sistema em questão, tem-se:

- Dados das Barras:

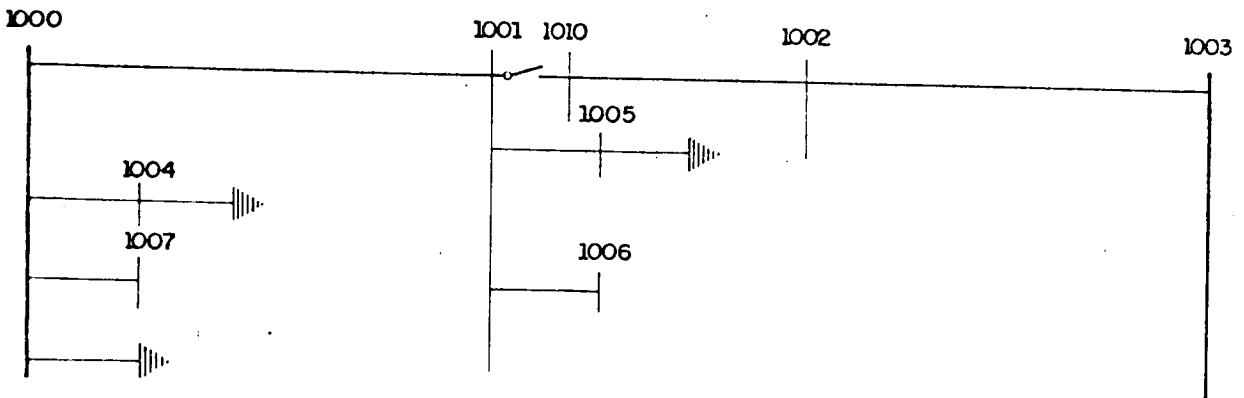
Os dados das barras necessários ao programa são:

- o número ou nome das diversas barras que compõem o sistema;
- as tensões e respectivos ângulos em cada barra;
- tipo da tensão da barra, se senoidal ou constante;
- elemento não linear ligado à barra, se existir.





(a)



(b)

Figura (3.2) - a) Diagrama unifilar do sistema em estudo,

b) Diagrama utilizado no processamento digital.

Nº DA BARRA	TENSÃO NA FASE A	TIPO DA TENSÃO	ELEMENTO NÃO LINEAR
1000	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1001	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1002	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1003	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1004	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1005	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1006	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1007	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-

Figura (3.3) - Tabela 1. Dados das Barras para o estudo de uma descarga atmosférica de 1000 KV na barra 1001.

Nº DA BARRA	TENSÃO NA FASE A	TIPO DA TENSÃO	ELEMENTO NÃO LINEAR
1000	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1001	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1004	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1005	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1006	190 $\sqrt{0^0}$	senoidal	-
1010	0.0	-	-
1002	0.0	-	-
1003	0.0	-	-

Figura (3.4) - Tabela 2 . Dados das Barras para o estudo de energização da L.T. Anhanguera - Xavantes.

- Dados de Linha:

Os dados de linhas são obtidos através do programa atenua, cujos resultados servem para se formar um banco de dados. Como resultado o programa "atenua" fornece: a matriz de admitância de surto para uma dada frequência, a matriz de transformação dos vetores de tensão, a velocidade de propagação das ondas dos diversos modos e uma tabela contendo a resposta, no final da linha, a um degrau unitário aplicado no seu início, em função do tempo.

Os dados referentes à resposta ou degrau unitário só entram para o programa quando se deseja considerar o efeito das perdas (atenuação e distorção) e a variação dos parâmetros com a frequência.

Os valores da resposta que constituem dados de entrada são: o valor final (máximo) da resposta, e o tempo para essa resposta atingir 63,2% do seu valor, ou seja, a constante de tempo.

A tabela da figura (3.5) apresenta os dados das linhas, necessários ao processamento. A matriz de transformação modal utilizada encontra-se na tabela (2.4).

RAMO ENTRE AS BARRAS	MODO	EXTENSÃO (Km)	VELOCIDADE ( $10^3 \times \text{Km/s}$ )	ATENUAÇÃO (PU)	CONSTANTE DE TEMPO ( $\mu\text{s}$ )	MATRIZ DE ADMITÂNCIA DE SURTO ( $10^{-3} \times \text{MHO}$ )
1000 - 1001	1	198,0	300,0	0,70	50,0	3,33
1010 - 1002	1	12,0	300,0	0,90	5,0	3,33
1002 - 1003	1	18,0	300,0	0,90	5,0	3,33
1004 - 0	1	0	300,0	1,0	0,0	3,33
1005 - 0	1	0	300,0	1,0	0,0	3,33

Figura (3.5) - Dados das Linhas, necessários ao processamento.

- Dados dos elementos a parâmetros concentrados:

Os elementos concentrados são aqueles nos quais o tempo de propagação das ondas é praticamente desprezível. Estes no programa são representados por secções de linhas.

A tabela da figura (3.6) apresenta os dados dos elementos a parâmetros concentrados.






ELEMENTO	RAMO	REATÂNCIA (%)	POTÊNCIA BASE (MVA)	TENSÃO BASE (KV)	LIGAÇÃO
Geradores	1000-0	30	3 x 85	230	
Trafo	1000-1004	4	100	230	
C. Fuga	1000-1007	$-1,1 \times 10^{-6}$	-	-	
Trafo	1001-1005	4	2 x 100	230	
C. Fuga	1001-1006	$-1,1 \times 10^{-6}$	-	-	

Figura (3.6) - Dados dos elementos a parâmetros Concentrados.

- Dados do Disjuntor:

Os dados dos disjuntores devem estabelecer as condições nas quais ocorre o chaveamento, ou seja, deve-se indicar o instante em que se inicia o processo. Quando o disjuntor possuir resistor de chaveamento, deve-se também fornecer o seu valor ôhmico e o instante de seu chaveamento. Na operação de abertura fornece-se a corrente que o disjuntor deve interromper e o valor da corrente para a qual o arco se estingue.

### 3.3 Descrição dos Casos Simulados

#### 1º Caso:

A ocorrência de uma descarga atmosférica de 1000 Kv , direta ou indireta, com tempo de subida de  $1,2 \mu\text{s}$ , na barra - 1001.

Na análise em questão três pontos básicos foram abordados, ou seja, primeiro não se considerou os efeitos da atenuação e distorção das ondas que se propagam nas linhas. O segundo considerou-se somente a atenuação, enquanto que no terceiro a atenuação e a distorção das ondas foram consideradas.

A tabela da figura (3.7) mostra as máximas tensões em [KV] obtidas em três barras numeradas conforme a figura (3.2).

	BARRAS		
	1000	1002	1004
Sem atenuação Sem distorção	1.320,83	1.452,76	930,55
Com atenuação Sem distorção	940,15	1.209,23	629,48
Com atenuação e distorção	746,73	1.234,08	612,09

Figura (3.7) - Tensão de descarga atmosférica de 1000 KV injetada na barra 1001, 1,2,  $\mu$ s.

Observa-se na tabela da figura (3.7) que há um decréscimo de tensão razoável nas barras, quando no estudo é considerado a atenuação e a atenuação e distorção. Nas barras 1000 e 1004 os níveis de tensões são em torno de 56% e 66% dos níveis quando despreza-se a atenuação e distorção. Isso deve-se ao facto das respectivas barras estarem a 198 Km da barra 1001.

Como a barra 1002 está a 12 Km da 1001, as ondas que se propagam nesta linha tanto sofrerá pequena atenuação como distorção. Por isso a diferença entre os níveis de tensões entre os 3 casos, são menores.

Os resultados obtidos no estudo de uma descarga atmosférica na barra 1001, são apresentados a seguir na forma de gráficos da tensão na barra em KV versus tempo em microsegundos . Para o estudo considera-se que a linha foi atingida no instante em que a tensão da fase A para por seu valor máximo.

Observa-se também a nítida diferença entre as oscilações das tensões nas barras nos três casos.

Estes fatos ilustram claramente a importância de se considerar os efeitos da atenuação e distorção das ondas. Conforme constatado, a simples adoção de uma propagação sem distorção e/ou atenuação levaria a níveis significativamente maiores de tensões, o que, sem dúvida levaria a um sobredimensionamento desnecessário dos níveis de isolamento e de dispositivos de proteção.



UNIVERSIDADE FEDERAL DE RORAIMA  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSITÓRIOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CONTROLE DE TENSÃO - ESTUDO DE TRANSITÓRIOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS

RESULTADOS OBTIDOS PARA A BARRA-1000 C-DOUR. PART. A

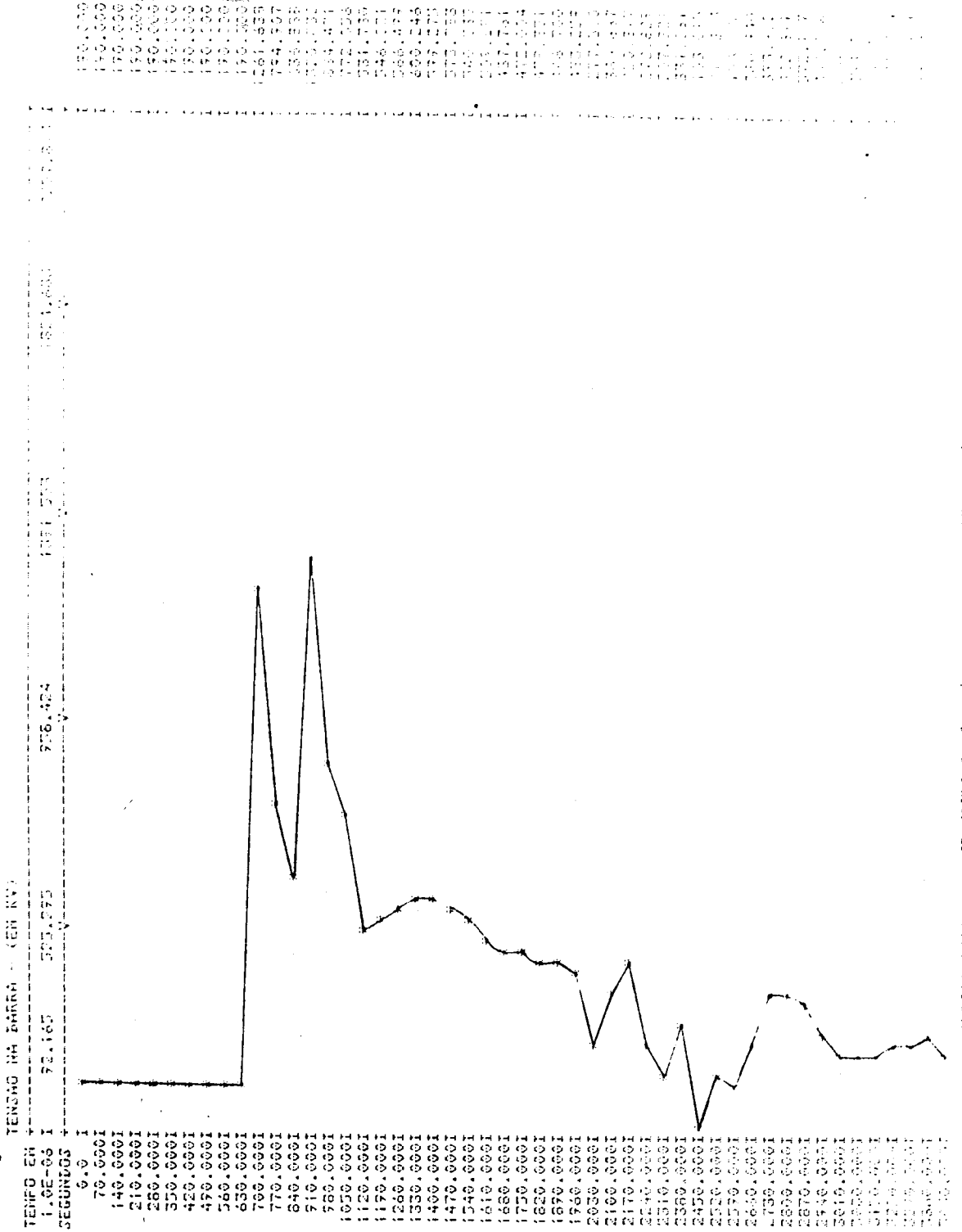


Figura (3.8) - Sem atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 INSTITUTO DE FÍSICA  
 PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA BASE ANTIQUEBRADA-ARRANJOS DA CELA - 100 PV

J.M.H. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSITÓRIO CAUSADO POR DEFORMAÇÃO INDUTIVA

RESULTADOS OBTIDOS PARA A BARRA-1000 C-60UR FASE A

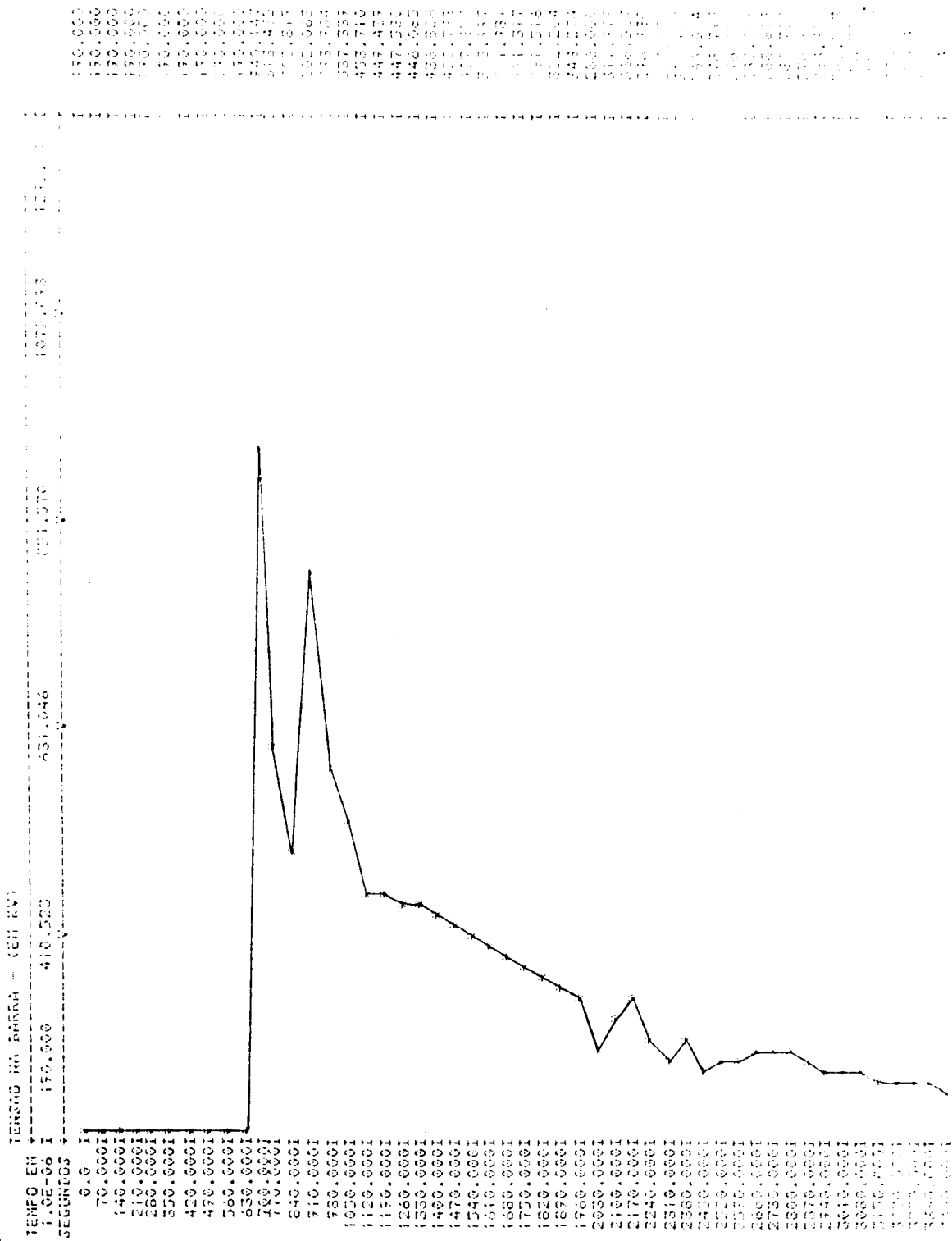


Figura (3.9) - Com atenuação, sem distorção.



146.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA FERRACALDO DE TRANSISTORES EM SISTEMAS ELETRONICOS  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE AMPLIFICADA-TRANSISTOR DO TIPO 2N214  
 J.M.N. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSISTORIO CARGADO POR IMPULSO RECTANGULAR

RESULTADOS OBTIDOS EM UM A BARRA-1000 (50140) (FOLHA 1)

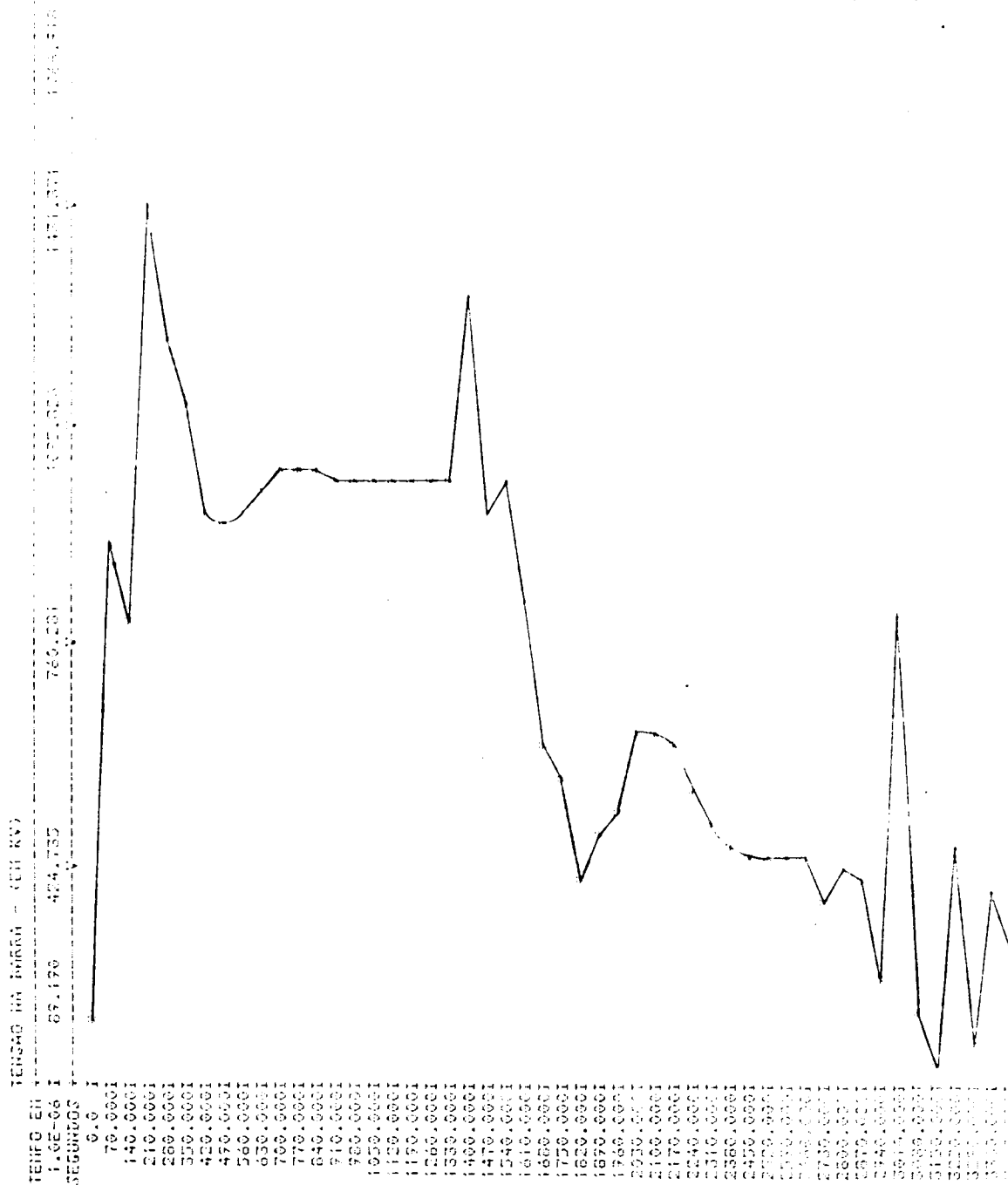


Figura (3.11) - Sem atenuação, sem distorção.

SISTEMA DE CÁLCULO DE TRANSDUTORES DE TEMPERATURA  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSDUTORES DE TEMPERATURA  
 CACO 301C 1 - SISTEMA BASE AMPLIFICADO PARA TRANSDUTORES DE TEMPERATURA  
 CÁLCULO DE TRANSDUTORES DE TEMPERATURA PARA TRANSDUTORES DE TEMPERATURA

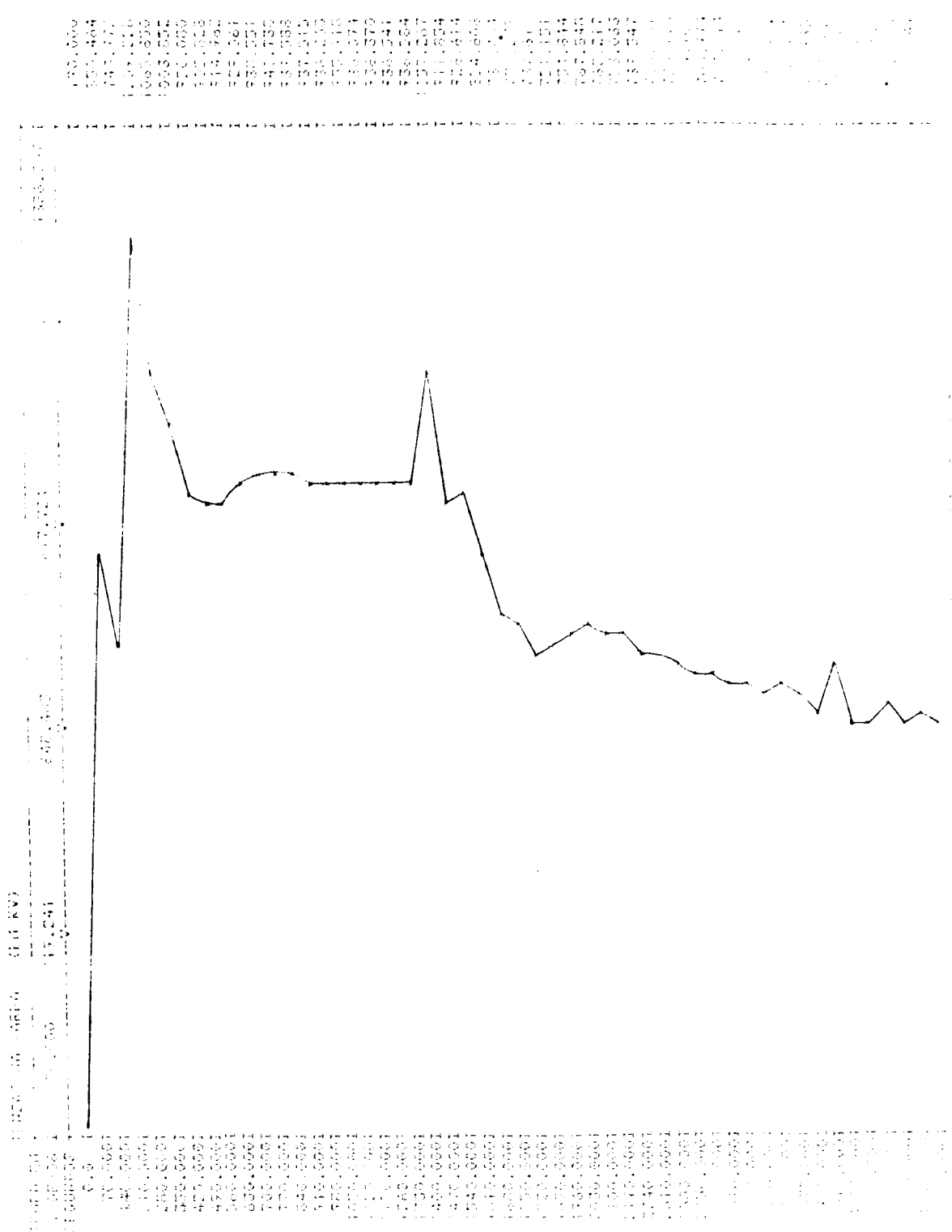


Figura (3.12) - Com atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
 PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE ENERGIA ELÉTRICA  
 CÂMPUS TRINDADE - DISTRITO NOVO ALENCASTRO - 13508-900 - FLORESTA - SC  
 JORGE OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSIENTOS EM BARRAS DE SUBESTAÇÕES DE ALTA TENSÃO

RESULTADOS OBTIDOS PARA A BARRA 1000 - PARTE A

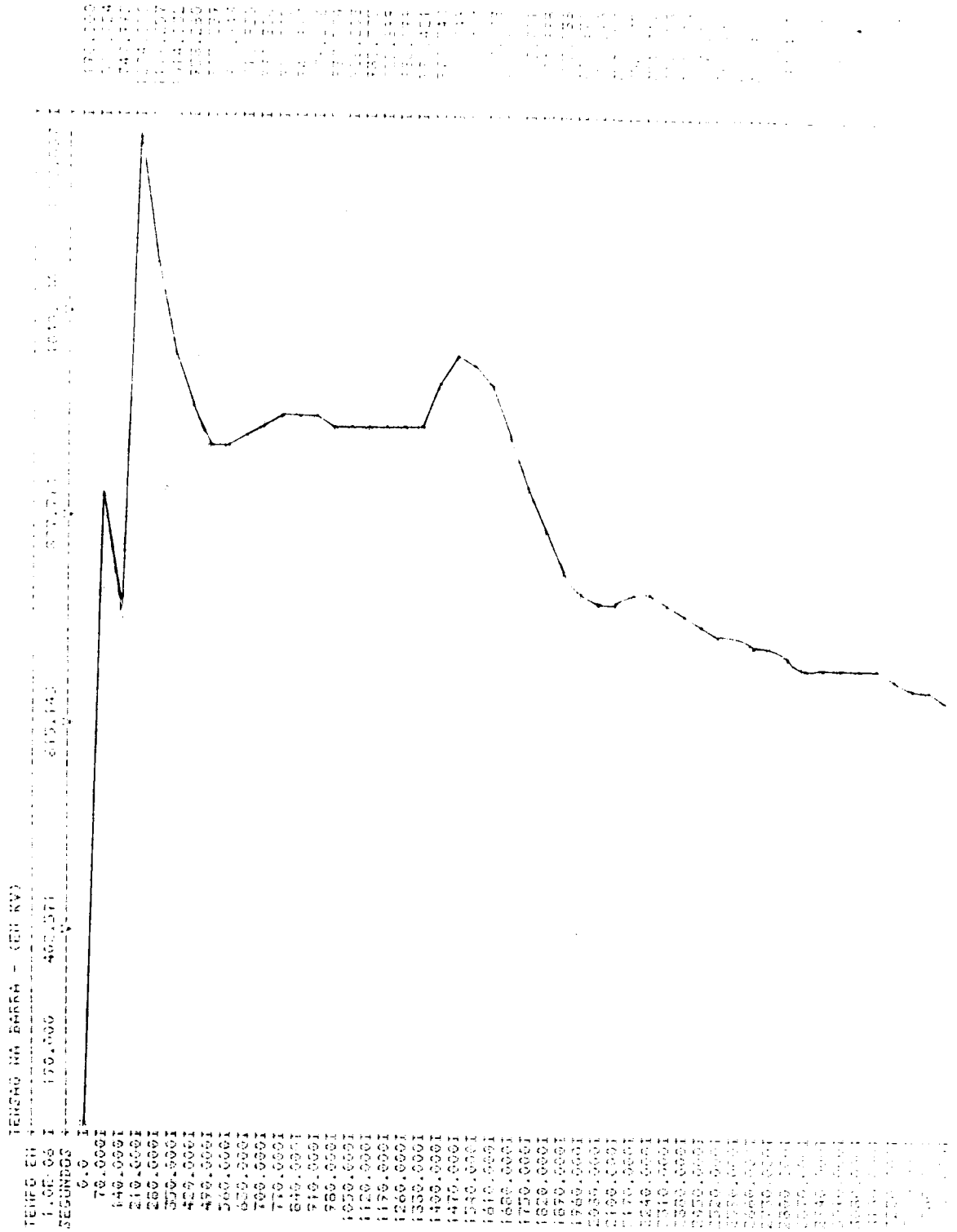


Figura (3.13) - Com atenuação e distorção.







UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE SISTEMAS  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA DE TRANSMISSÃO DE ENERGIA ELÉTRICA  
 Distribuição de potência de transmissão em função da distância



Figura (3.16) - Com atenuação e distorção.

## 2º Caso:

Energização da linha de transmissão que liga as barras 1010 - 1002 - 1003.

Neste caso, a energização é processada quando a tensão na fase A passa pelo seu valor máximo, ou seja, 190 KV. Por outro lado, o terminal imediatamente após o disjuntor, admitiu-se encontrar inicialmente a um potencial nulo.

Como no primeiro caso, foi estudado inicialmente os efeitos da propagação sem atenuação e sem distorção; no segundo, com atenuação e sem distorção, e, finalmente, no terceiro, com atenuação e distorção. Pode-se então, estabelecer termos comparativos entre os efeitos da atenuação e/ou distorção no fenômeno sob consideração.

A tabela da figura (3.17) mostra as máximas tensões em [KV] obtidas em três barras numeradas conforme a figura (3.2).

	BARRAS		
	1000	1002	1010
Sem atenuação Sem distorção	240,66	218,17	212,59
Com atenuação Sem distorção	196,28	184,91	182,54
Com atenuação Com distorção	193,90	187,14	183,54

Figura (3.17)

Observa-se também neste caso que há um decréscimo de tensão nas barras, quando no estudo é considerado a atenuação e a atenuação e distorção. Nas barras 1002 e 1010 o nível de tensão é um pouco superior quando incluído o efeito da atenuação e distorção em relação ao estudo com atenuação e sem distorção. Porém, em função de inúmeros resultados obtidos, pode-se estabelecer que a consideração do efeito da atenuação (só) e da atenuação e distorção, levam, aproximadamente a picos semelhantes de sobretensão. O efeito da distorção está mais intimamente relacionado à forma com que se atinge o pico, e não com o valor do pico, conforme mostra as figuras.

Este é um fato importante a ser considerado quando deseja-se dimensionar o nível de isolamento dos equipamentos, para raios e outros elementos capazes de reduzir os surtos de tensões transitórias.

Quando considera-se o efeito da distorção, observa-se que a taxa de crescimento da tensão, figura (3.27), é inferior à taxa de crescimento quando não se considera o efeito da distorção, figura (3.28). Este fato é de grande relevância para a análise do comportamento de um dado equipamento, pois além do pico de tensão atingido, também a taxa de crescimento é importante. Tendo-se em vista que a distorção vem a atenuar esta taxa, então, isto contribui para que o isolamento seja ainda mais assegurado. Em outras palavras, isto equivale a dizer que estudos conduzidos sem a consideração da distorção levam a resultados mais elevados.

A importância de considerar o efeito da distorção, deve-se ao fato, que a especificação da isolação de determinado equipamento para suportar o surto de sobretensão (com distorção), pode não suportar quando despreza-se a distorção. Para que isso ocorra, a taxa de crescimento do surto de tensão (com distorção) seja inferior à taxa de aumento da rigidez dielétrica da isolação do equipamento em questão, e, superior (sem distorção) à taxa de aumento da rigidez dielétrica da isolação do equipamento.

Quando incluído as perdas, ou seja, a atenuação e distorção, os níveis de tensão nas barras 1000 - 1002 e 1010 são aproximadamente 81%, 85% e 86% respectivamente em relação ao estudo sem atenuação e sem distorção. As perdas são maiores na linha que liga as barras 1000 - 1001 porque é a linha de maior comprimento, assim, a atenuação e a distorção da onda viajante é maior.

Os resultados obtidos quando da energização são apresentados a seguir na forma de gráficos da tensão da barra em KV versus tempo em microsegmentos.

Como anteriormente, observa-se também a nítida diferença entre as oscilações das tensões nas barras nos três casos.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSIENTES EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE ANHANGUERA-KVA, TENSÃO DE 138 KV  
 J. M. S. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSIENTES CAUSADOS POR CAVENDES

RESULTADOS OBTIDOS PARA A TENSÃO DE 138 KV

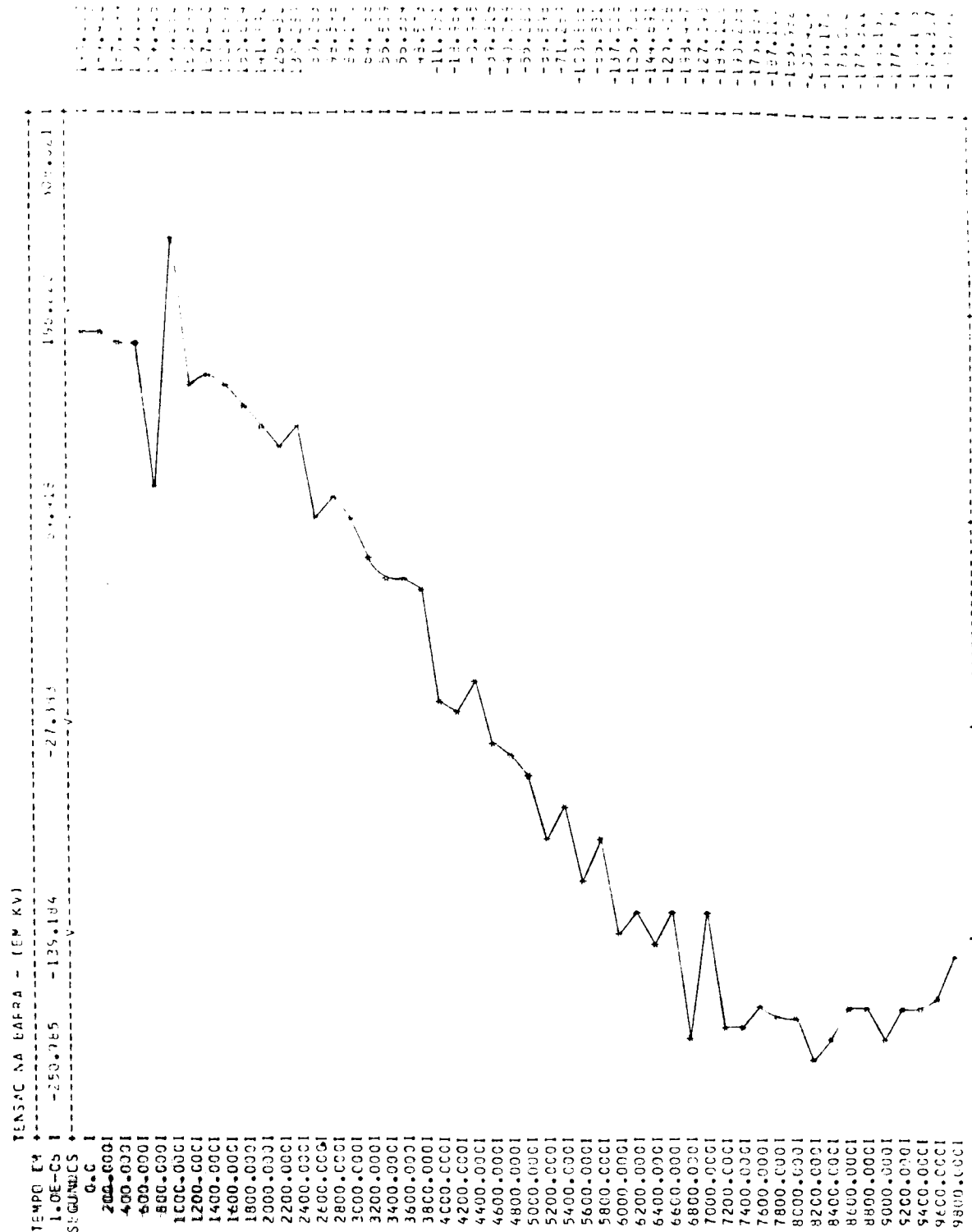


Figura (3.18) - Sem atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
 PROGRAMA PARA CALCULO DE TRANSIENTOS EM SISTEMAS DE TRAFEGO  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE ANTAQUERA-KAVANTES SAULO - 130KV  
 JARACIVEL - ESTUDO DE TRANSIENTO CAUSADO POR CORRENTES

RESULTADOS CALCULADOS PARA A LARVA-1 (DD) (MVA)



Figura (3.19) - Com atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSITÓRIOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA BASE ANHANGUERA-AVAIALES DA CELSA - 230 KV  
 J. M. M. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSITÓRIO CAUSADO POR CORTA-CIRCUITO

RESULTADOS OBTIDOS PARA A BARRA-1000 C-70UF FASE A

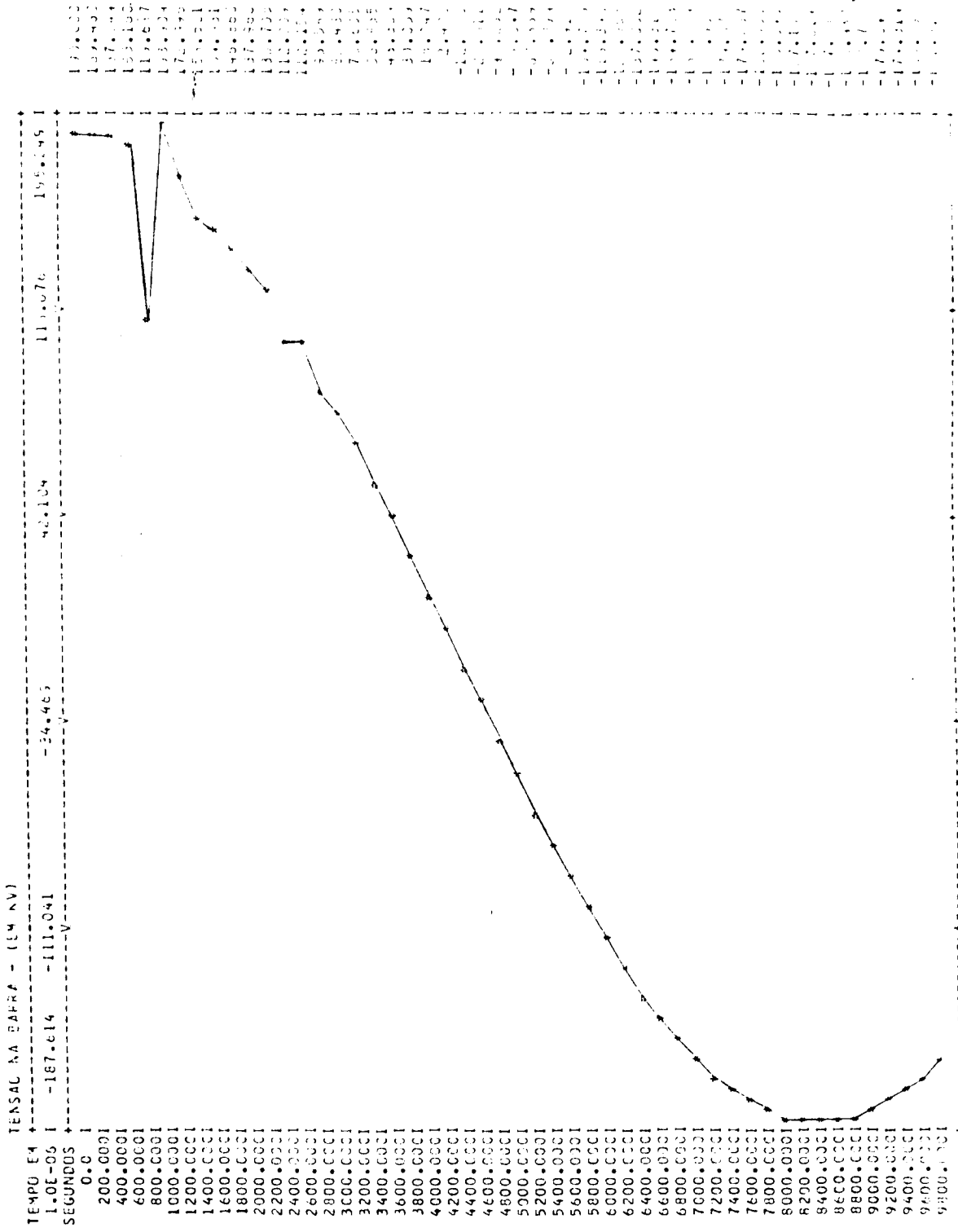


Figura (3.20) - Com atenuação, com distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE FLORIANÓPOLIS  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSIENTOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE ANFANGUERA-ARANTES PA GIBS - 23.1.84  
 J.M.M. CLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSIENTOS CAUSADOS POR CHAVAMENTO

RESULTADOS OBTIDOS PARA A BARRA-1002 (CINTE) FASE A

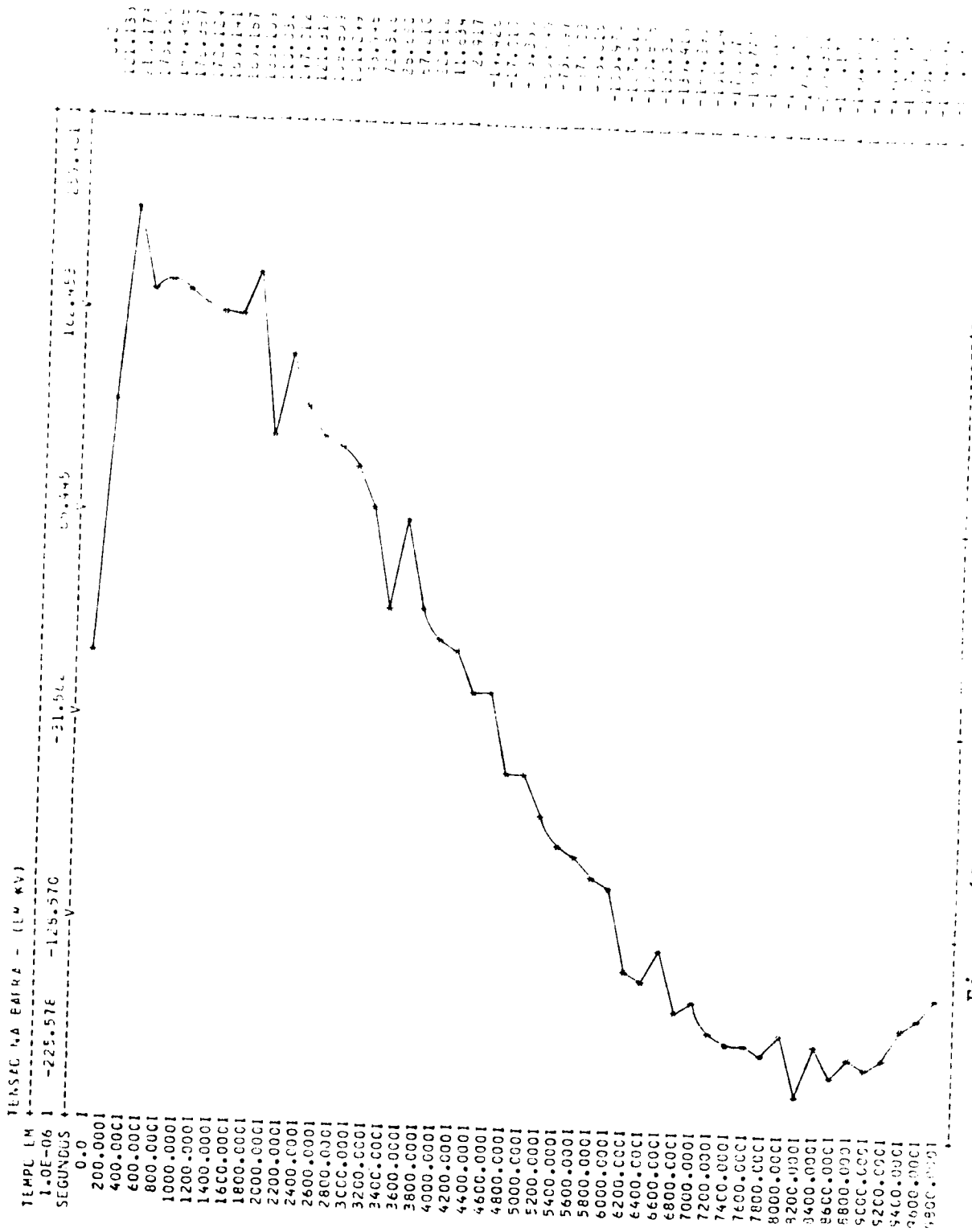


Figura (3.21) - Sem atenuação, sem distorção.



NOME DO PROJETO: ...  
 DATA DE IMPRESSÃO: ...  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA PARA ANÁLISE A-ANALISE DE ...  
 J. M. M. OLIVEIRA - INSTITUTO DE CIÊNCIAS DE ...  
 RESULTADOS OBTIDOS PARA A ...

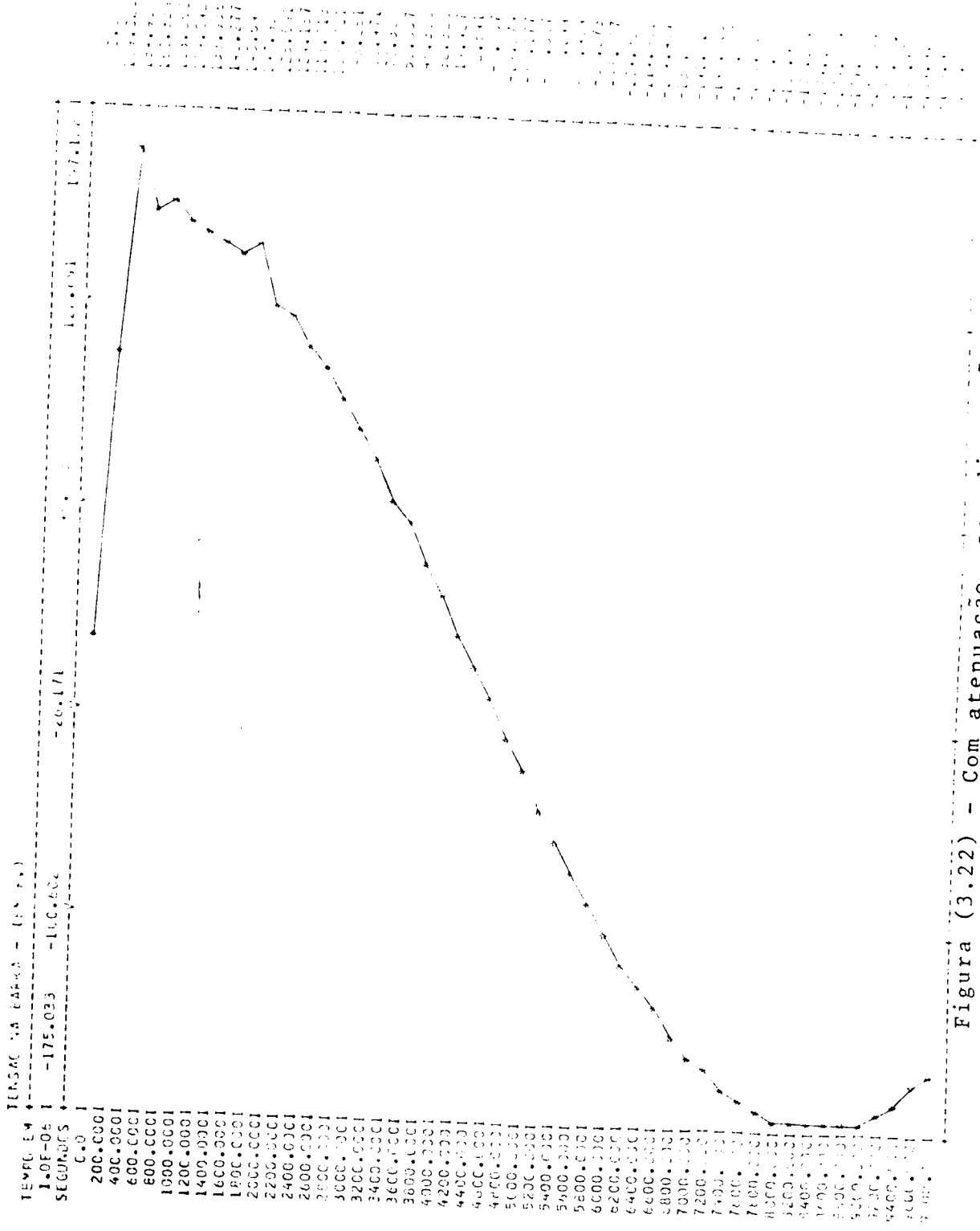


Figura (3.22) - Com atenuação, sem distorção.

CHIVELADO DE FLORES DA LUZ  
 PROGRAMA PARA CALCULO DE TRANSIENTOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA BASE ANTAQUÊ-ARAXÁ-VIA DE ALTO VOLTAJE  
 J.M. MULLIVIERA - ESTUDO DE TRANSIENTOS CAUSADOS POR CHAVAMENTO

RESULTADOS OBTIDOS PARA A FAZENDA-1002 - XIAMI - FASE A

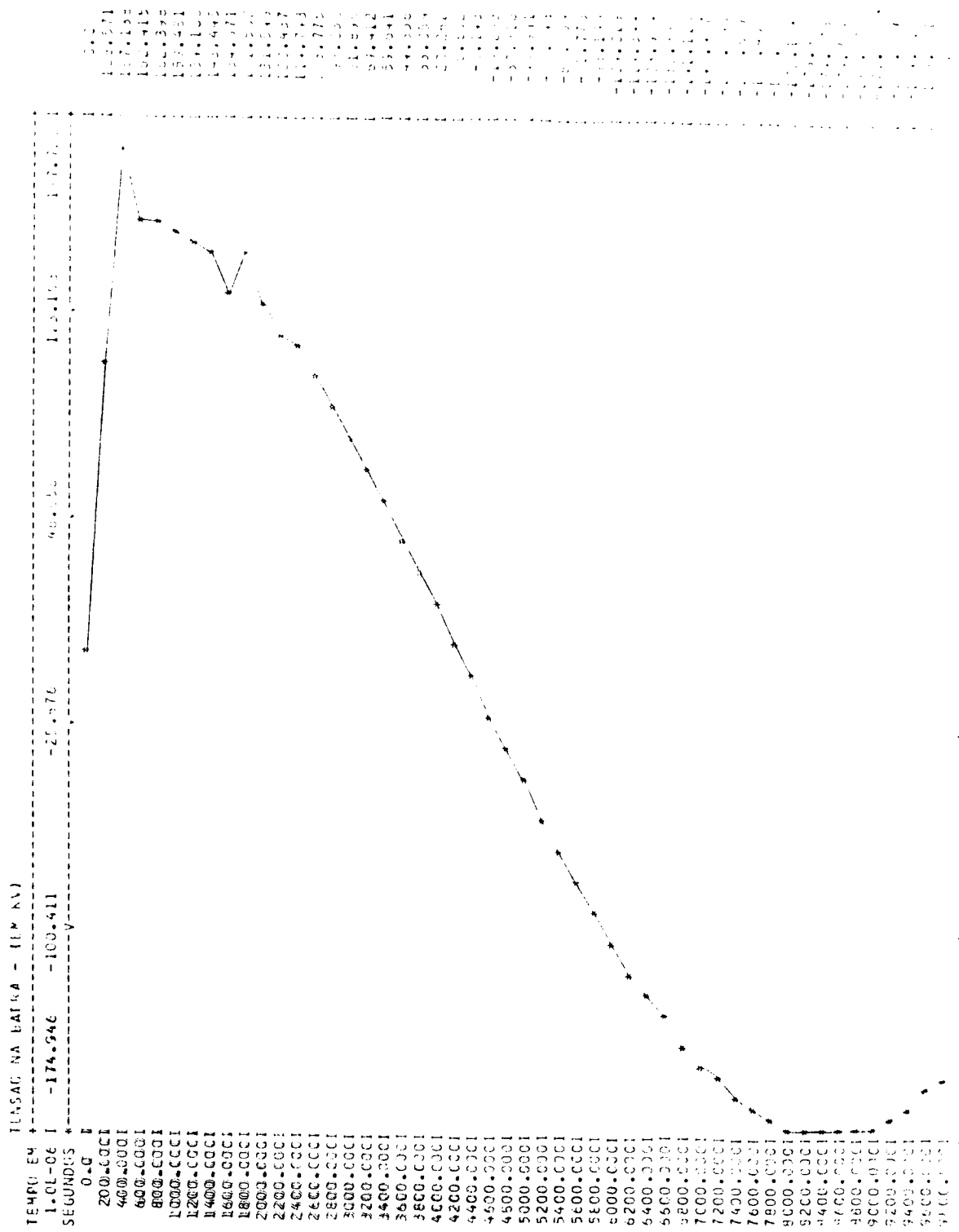


Figura (3.23) - Com atenuação, com distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
 PROGRAMA PARA CALCULO DE TRANSIENTOS EM SISTEMAS DE ELETRICIDADE  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE ANHAGUERA-KAVANTUS DA CELSO - 220 KV  
 J.M.M. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSIENTOS CAUSADOS POR CHAVEAMENTO

RESULTADOS CRITICOS PARA A ENTRA-10101 DISJUNTA

PAGE 1



Figura (3.24) - Sem atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSMISSIBILIDADE EM SISTEMAS DE FIBRA ÓPTICA  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE AMPLIFICADA - CARACTERÍSTICAS DE TRANSMISSÃO  
 J. V. G. L. SILVA - SISTEMA DE TRANSMISSÃO CASO I - (CONTINUAÇÃO)

RESULTADOS ÓPTICOS PARA A TRANSMISSÃO

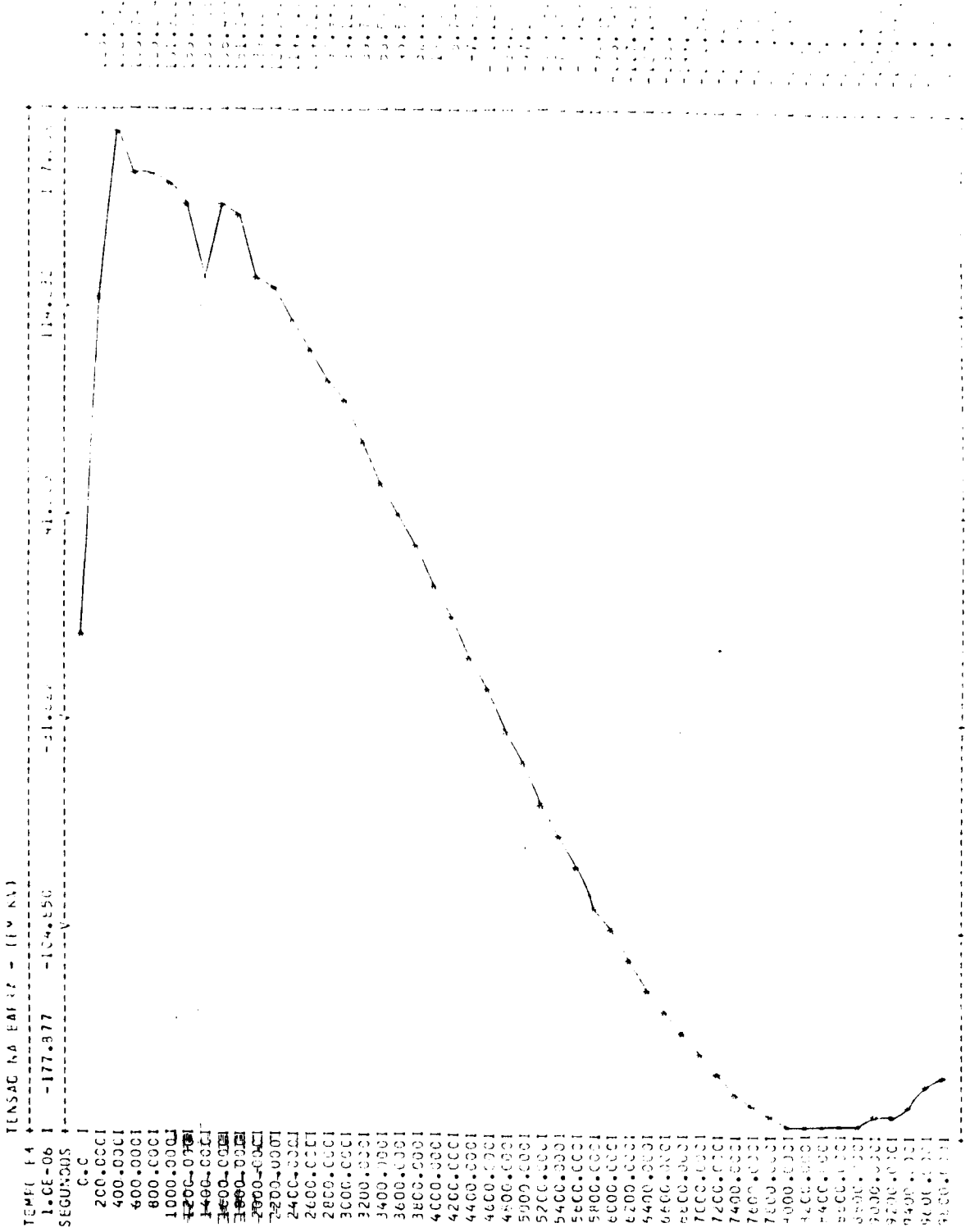


Figura (3.25) - Com atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSMISSÕES EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE ANAGORAMA-KAWASAKI DA CELG S.A.  
 J. V. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRÁFEGO CAUSADO POR MANEIO DE

RESULTADOS OBTIDOS PARA A BARRA-1100 215000



Figura (3.26) - Com atenuação, com distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA PARA CÁLCULO DE TRANSITÓRIOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA BASE ANHAQUENA-KAVATILS DA CULMINE S.A.  
 J.M. C. C. L. E. I. R. A. - ESTUDO DE TRANSITÓRIOS CAUSADOS POR ERROS DE MANEJO

RESULTADOS CRÍTICOS PARA A FAZKA-1102 JULIANI



Figura (3.27) - Com atenuação e distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DE LA PAZ  
 PROGRAMA PARA CALCULO DE TRANSIENTOS EM SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE I - SISTEMA BASE ANAQUEREA-XAVANTES DA CELG - 2010  
 J.M. OLIVEIRA - ESTUDO DE TRANSIENTOS CAUSADOS POR CHAVEAMENTO

RESULTADOS CÁLCULOS PARA A BARRA-1002 UCIANI

FASE A

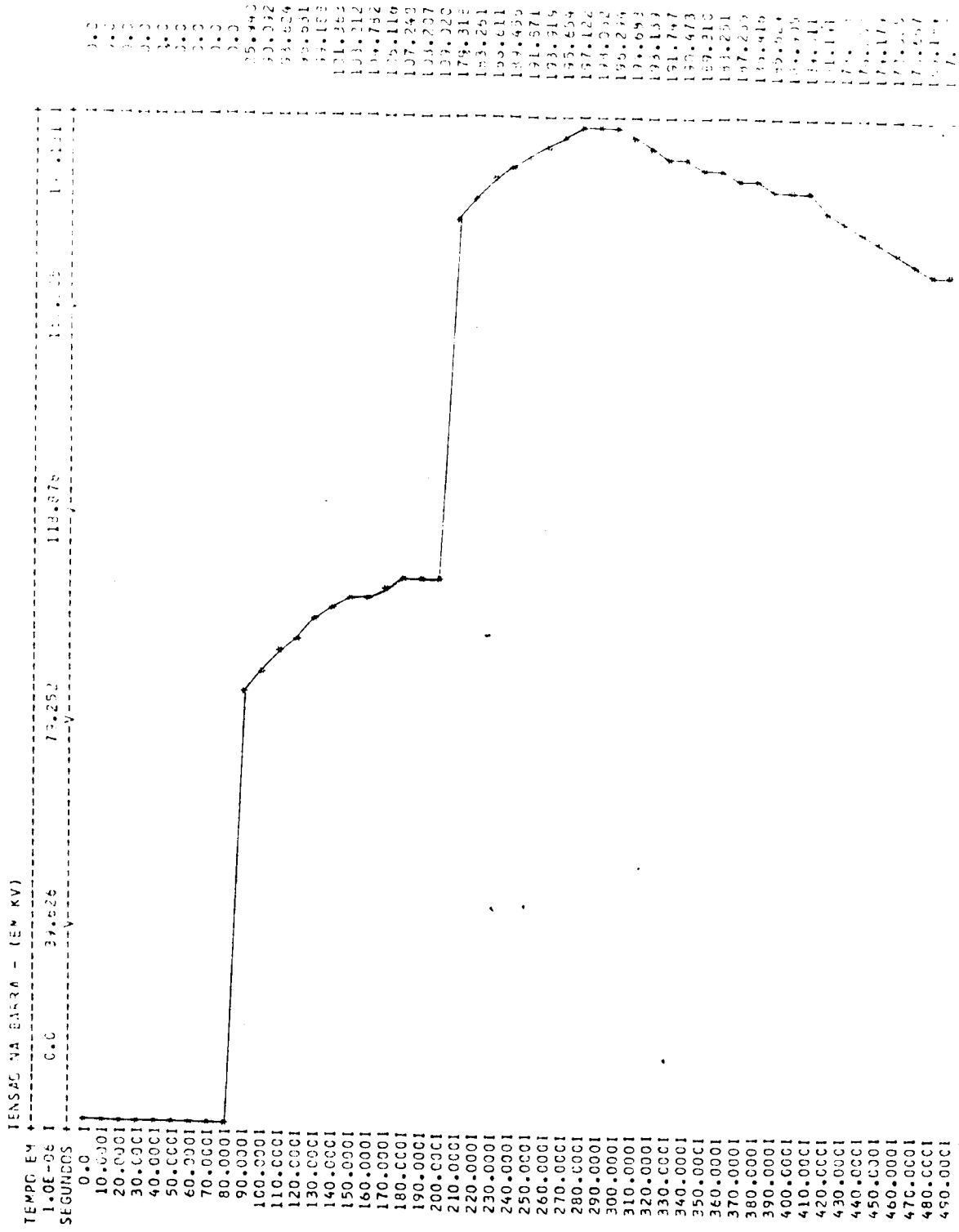


Figura (3.28) - Com atenuação e sem distorção.

## Estudo de Um Sistema em Anel

Com o objetivo de novamente mostrar a importância do efeito da atenuação e/ou distorção no cálculo das sobretensões, analisar-se-á neste ponto a incidência de uma descarga atmosférica de 1000 KV, com tempo de subida de  $1,2 \mu s$  injetado na barra (1001), no sistema em anel mostrado na fig. (3.29).

Os dados das barras e das linhas para o referido sistema encontram-se nas tabelas das figuras (3.30) e (3.31).

Os dados dos elementos e parâmetros concentrados são idênticos os da figura (3.6), referente ao sistema radial.

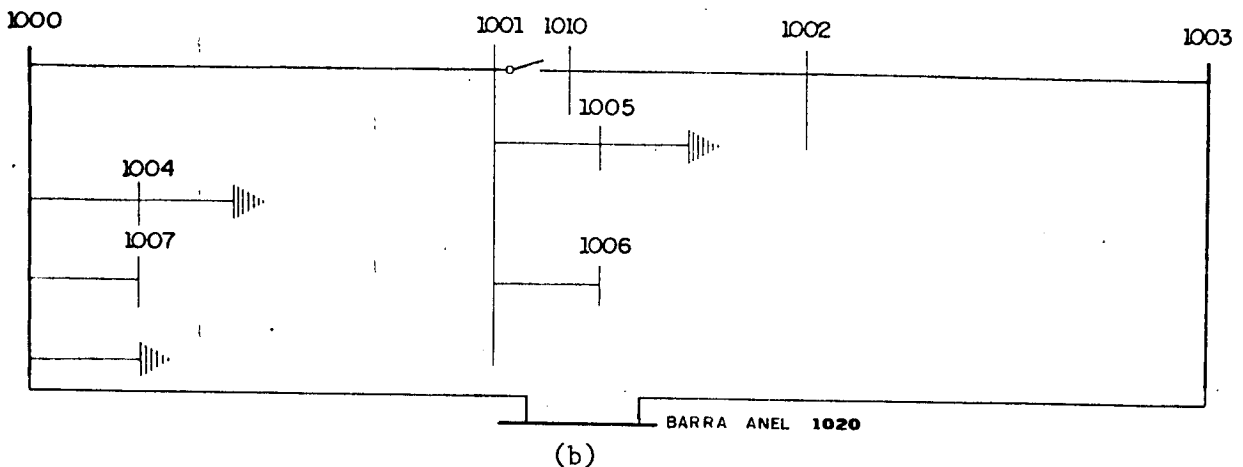
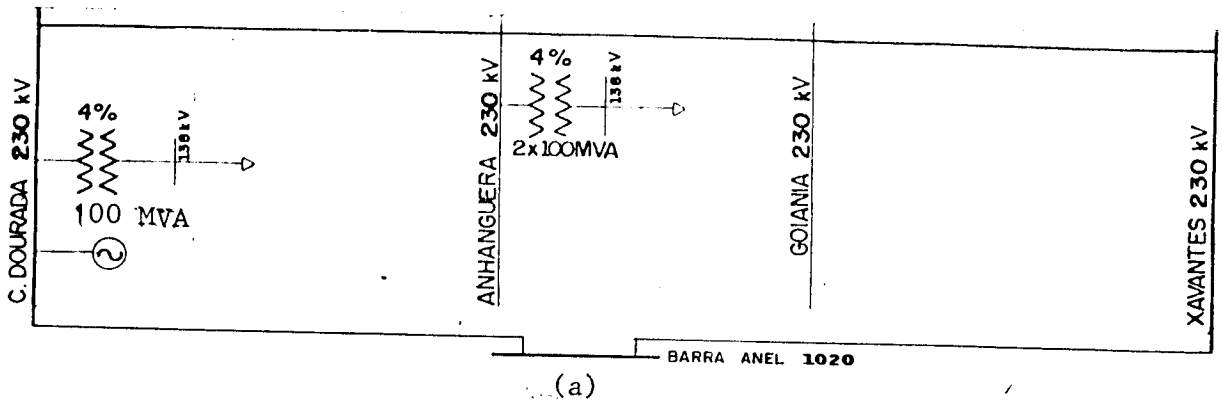


Figura (3.29) - a) Diagrama unifilar do sistema em estudo.

b) Diagrama utilizado no processamento digital.



Nº DA BARRA	TENSÃO NA FASE A	TIPO DA TENSÃO	ELEMENTO NÃO LINEAR
1000	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1001	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1002	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1003	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1004	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1005	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1006	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1007	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-
1020	190 $\underline{0}^0$	senoidal	-

Figura (3.30) - Dados das barras para o estudo de uma descarga atmosférica de 100 KV na barra 1001.

RAMO ENTRE AS BARRAS	MODO	EXTENSÃO (Km)	VELOCIDADE ( $10^3 \times \text{Km/s}$ )	ATENUAÇÃO (PU)	CONSTANTE DE TEMPO ( $\mu\text{s}$ )	MATRIZ DE ADMITÂNCIA DE SURTO ( $10^{-3} \cdot \text{MHO}$ )
1000-1001	1	198,0	300,0	0,70	50,0	3,33
1001-1002	1	12,0	300,0	0,70	5,0	3,33
1002-1003	1	18,0	300,0	0,70	5,0	3,33
1004- 0	1	0	300,0	1,0	0	3,33
1005- 0	1	0	300,0	1,0	0	3,33
1000-1020	1	150,0	300,0	0,70	50,0	3,33
1003-1020	1	130,0	300,0	0,70	50,0	3,33

Figura (3.31) - Dados das Linhas, necessários ao processamento.

Como anteriormente, a descarga atmosférica é injetada na barra 1001 quando a tensão na fase A passa pelo seu valor máximo, ou seja, 190 KV.

Na simulação em questão, inicialmente foram estudados os efeitos da propagação em condições ideais, com atenuação e finalmente com atenuação e distorção. Pôde-se então, estabelecer termos comparativos entre os efeitos da atenuação e/ou distorção no fenômeno sob consideração.

A tabela da figura (3.32) mostra as máximas tensões em [KV] obtidas em três barras numeradas conforme a figura (3.29).

	B A R R A S		
	1000	1002	1020
Sem atenuação Sem distorção	1.189,95	1.602,95	1.361,35
Com atenuação Sem distorção	670,02	895,27	808,42
Com atenuação Com distorção	533,67	811,18	706,86

Figura (3.32) - Tensão de descarga atmosférica de 1000 KV injetada na barra 1001, 1,2  $\mu$ s, no sistema em anel.

Nota-se também neste caso um decréscimo de tensão acentuado nas barras em questão.

Quando incluído o efeito da atenuação e distorção observa-se uma redução nas sobretensões de 55%, 49% e 48% nas barras 1000, 1002 e 1020 respectivamente.

Como anteriormente, observa-se que a taxa de crescimento da tensão nas barras quando incluído o efeito da distorção é inferior aos outros casos, ou seja, em condições ideais e quando incluído somente à atenuação.

Os resultados obtidos quando da descarga atmosférica na barra 1001 são apresentados a seguir na forma de gráficos da tensão da barra em KV versus tempo em microsegundos.

Nota-se também a nítida diferença entre as oscilações das tensões nos três casos.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 INSTITUTO DE FÍSICA  
 LABORATÓRIO DE FÍSICA DE PARTÍCULAS  
 PROJETO DE INVESTIGAÇÃO DEPARTAMENTAL Nº 100/80

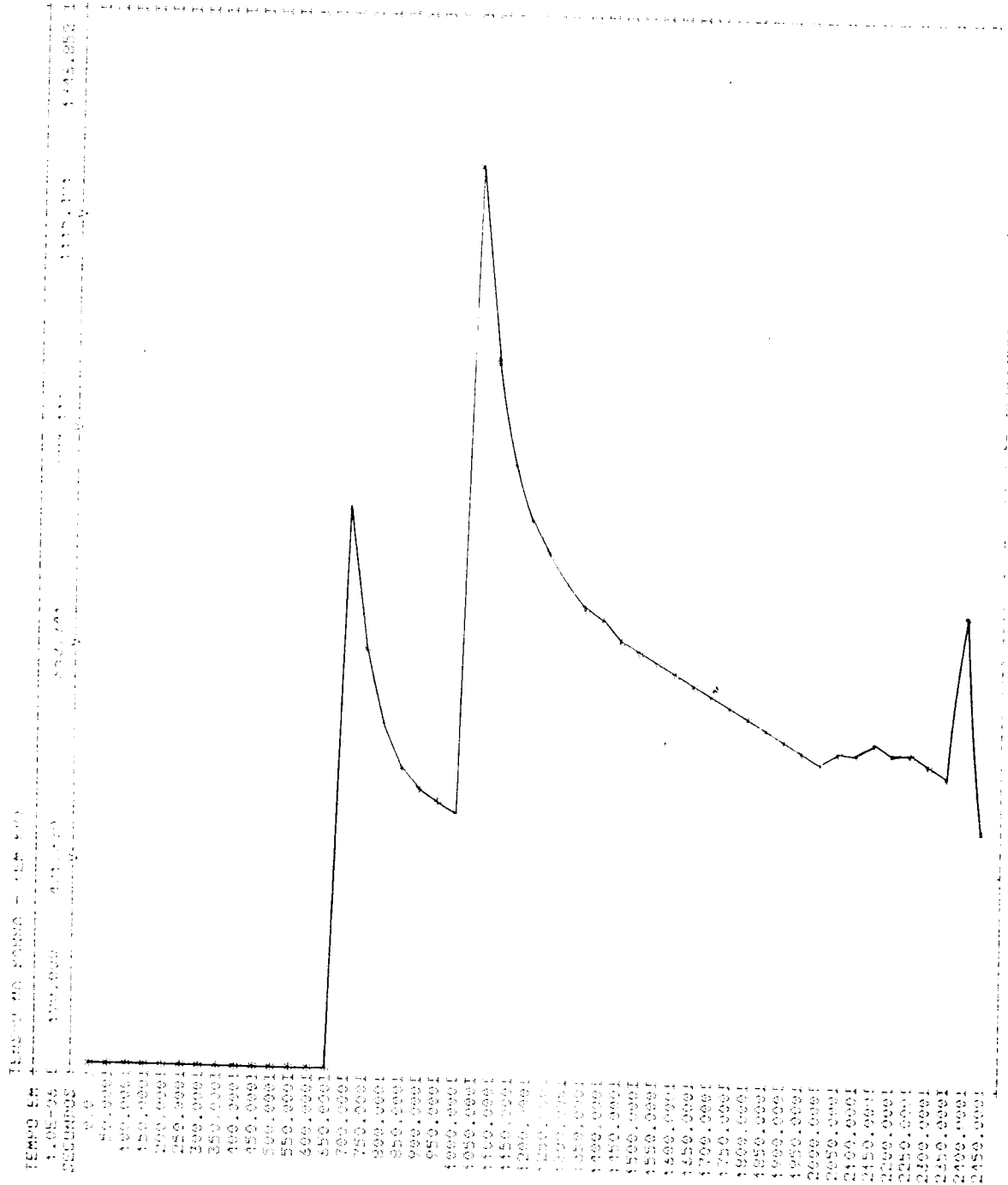


Figura (3.33) - Sem atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE SISTEMAS ELÉTRICOS  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA POLI-COMUTADO NÓRMOVAL DE 1000 x 2000 V  
 RESULTADOS OBTIDOS PARA A BANDA DE 1000 Hz



Figura (3.34) - Com atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 INSTITUTO DE FÍSICA  
 PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA  
 CASO TESTE 1 - SISTEMA DE TRANSMISSÃO DE ENERGIA ELÉTRICA  
 ESTUDO DE TRANSMISSÃO DE ENERGIA ELÉTRICA



Figura (3.35) - Com atenuação, com distorção.

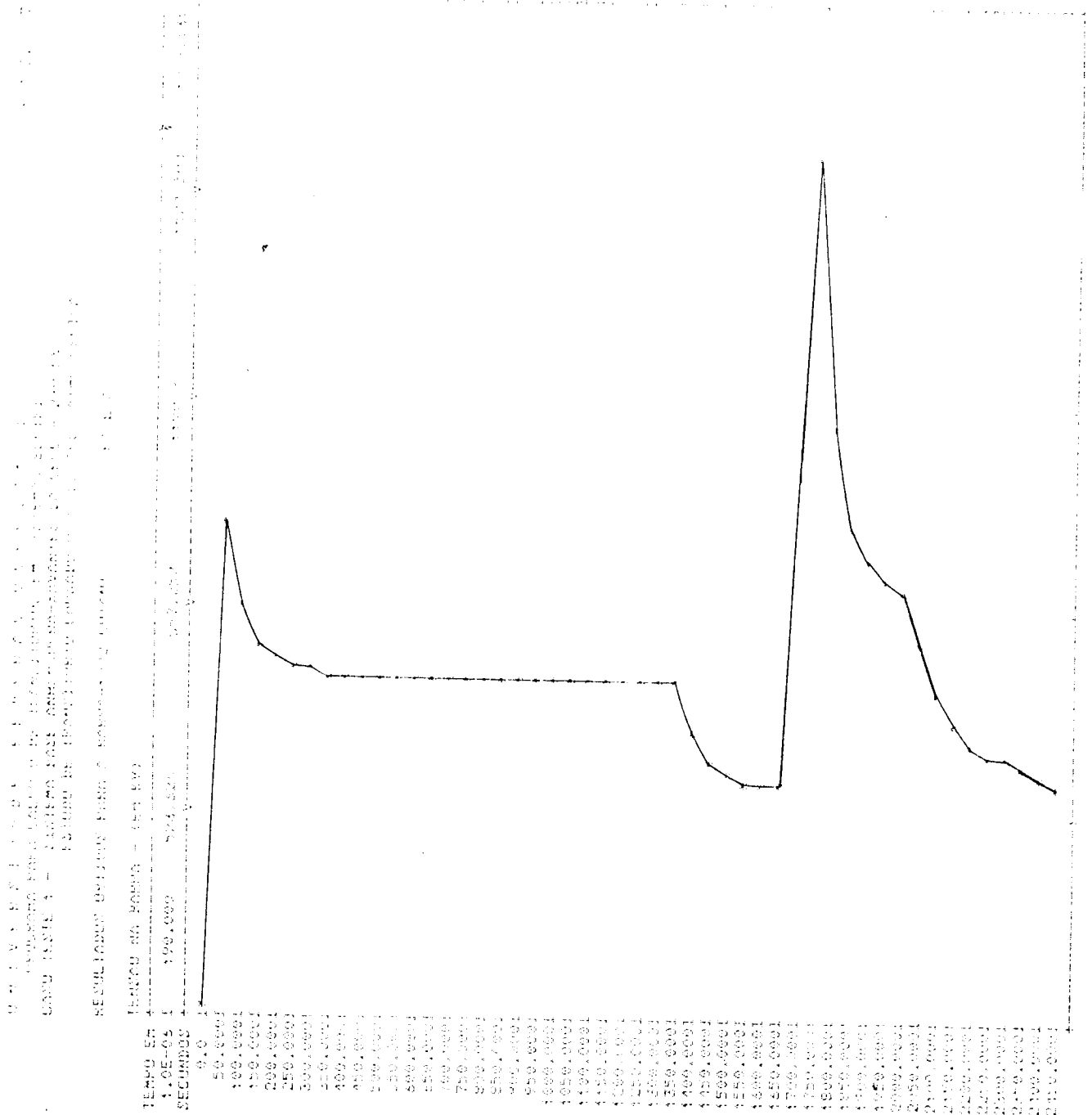


Figura (3.36) - Sem atenuação, sem distorção.



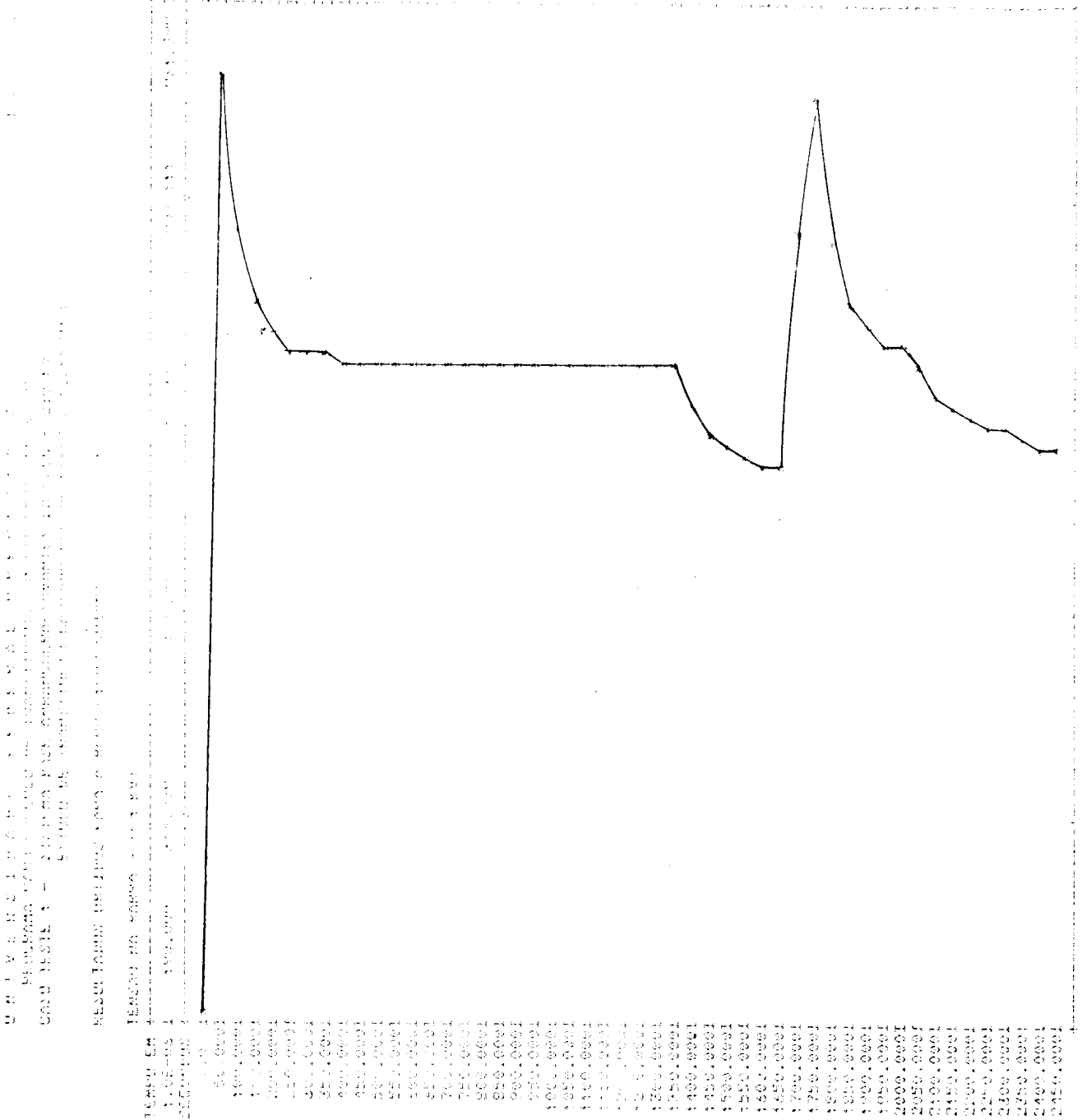


Figura (3.37) - Com atenuação, sem distorção.

P R I M E I R A P A R T E - F I S I C A D O S M E T E O R O L O G I A S  
 P R O C E D I M E N T O S D E T E M P O R A L I Z A Ç Ã O D E T E M P O R A L I Z A Ç Ã O  
 C O D O T E M P O R A L I Z A Ç Ã O P A R T E S E G U N D A - P R O C E D I M E N T O S D E T E M P O R A L I Z A Ç Ã O  
 P A R T E S E G U N D A - P R O C E D I M E N T O S D E T E M P O R A L I Z A Ç Ã O

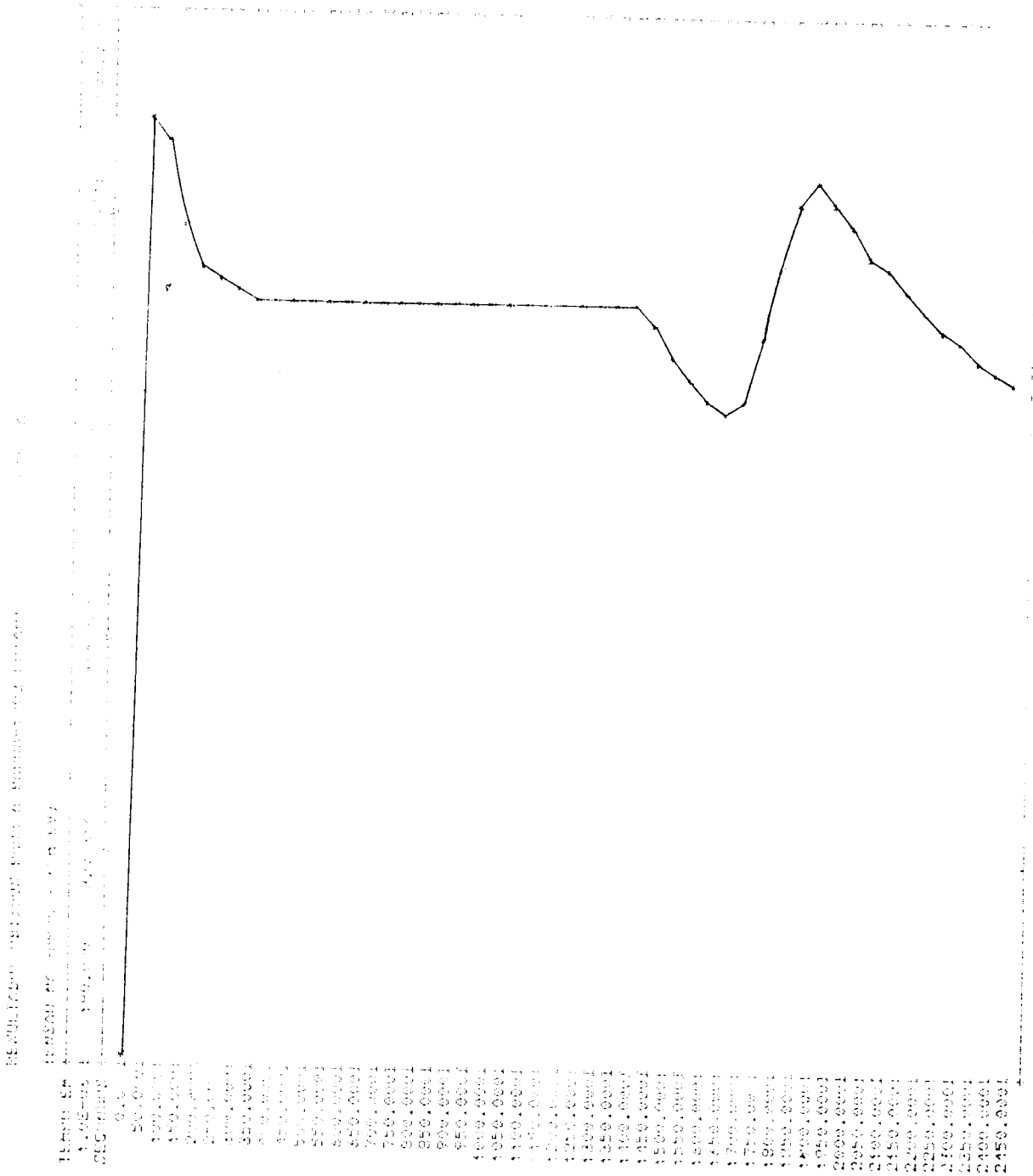


Figura (3.38) - Com atenuação, com distorção.

U N I V E R S I D A D E F E D E R A L D E P E R N A M B U C O  
 DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE MATERIAIS  
 LABORATÓRIO DE ENGENHARIA DE MATERIAIS  
 DATA: 15/05/2014 - 17:10:00 - 5 - SEM INFORMAÇÕES DE TEMPO DE TESTE  
 RESULTADO DE TESTE DE ENGENHARIA DE MATERIAIS

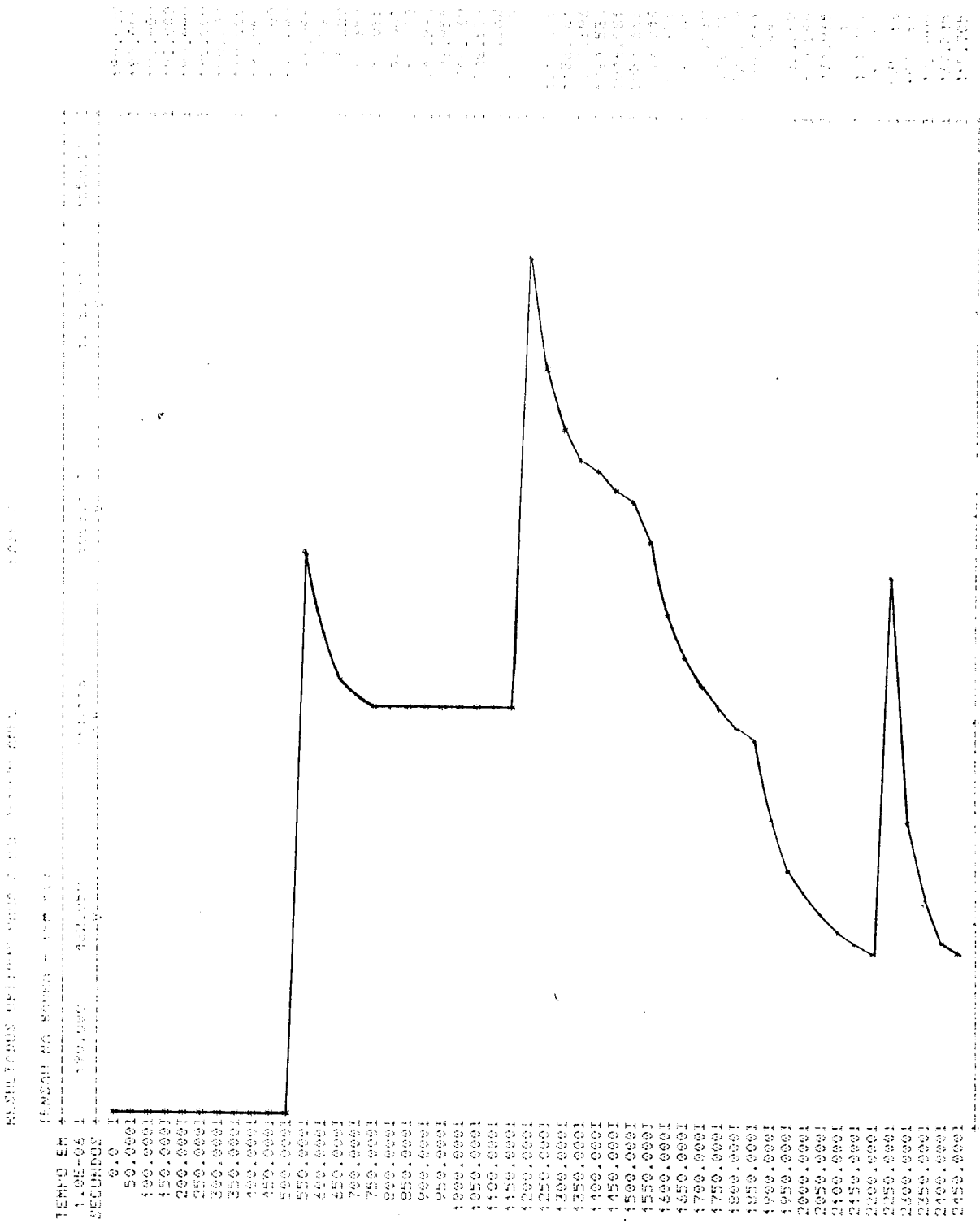


Figura (3.39) - Ssm atenuação, sem distorção.

RESULTADOS OBTIDOS PARA O MODELO DE CARGA DE FIGURA 3.40

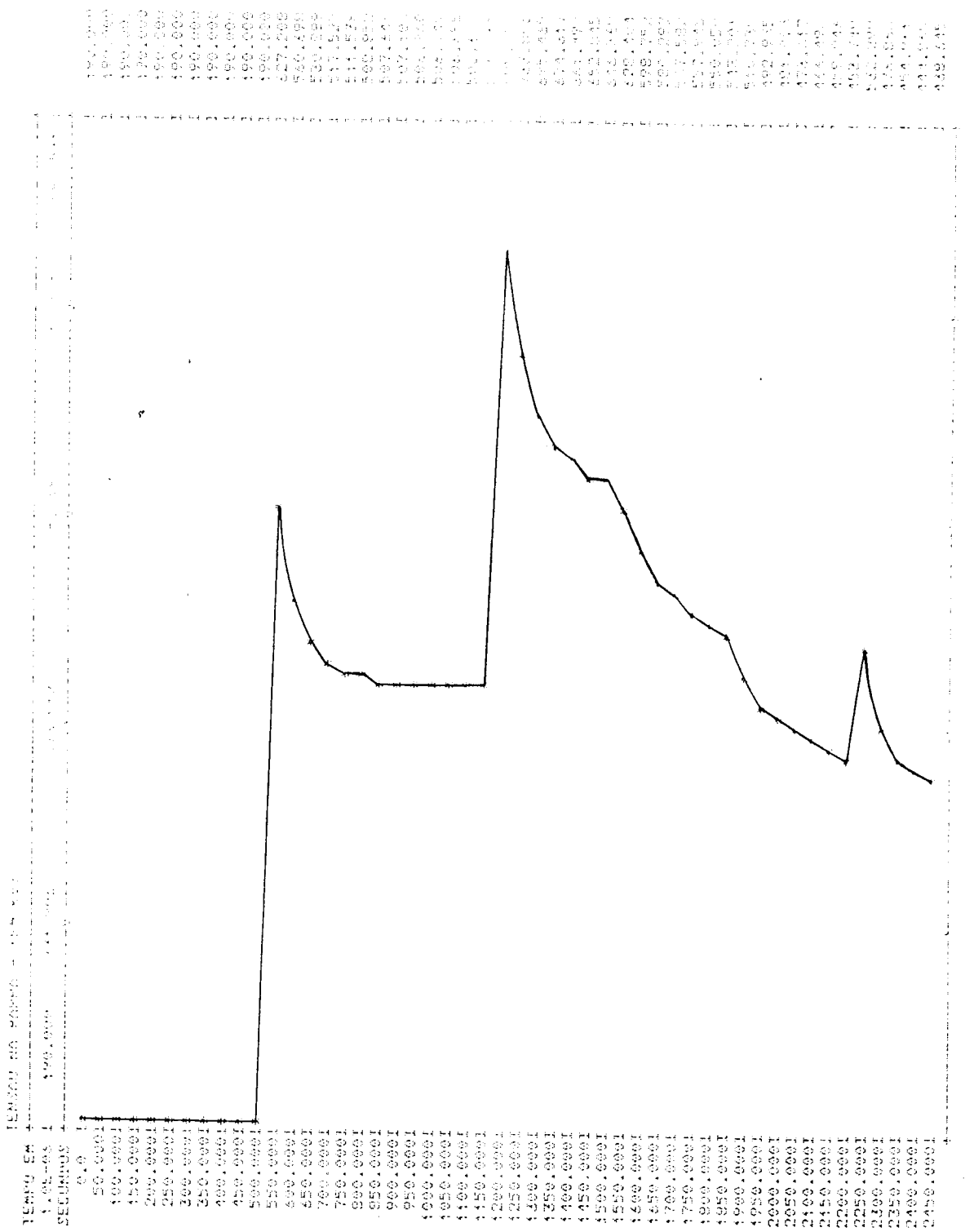


Figura (3.40) - Com atenuação, sem distorção.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
 INSTITUTO DE FÍSICA  
 LABORATÓRIO DE FÍSICA DE PARTÍCULAS  
 CAIXA DE CORREIO 150  
 RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

REVISÃO DE DADOS PARA A PUBLICAÇÃO Nº 4



Figura (3.41) - Com distorção, com atenuação.

## CONCLUSÕES GERAIS

## CONCLUSÕES GERAIS

A dissertação aqui concluída apresentou inicialmente, uma contribuição didática no sentido de sintetizar a teoria básica da propagação e sua conseqüente extensão aos fenômenos da propagação polifásica.

Posteriormente, foram apresentadas as bases e estudos dos fenômenos da atenuação e distorção aplicados a um degrau unitário de tensão. Os resultados obtidos mostraram a significância da consideração feita, visto que, principalmente para longas linhas, os índices de atenuação e distorção são marcantes. Para que isto fosse atingido, utilizou-se a denominada técnica modal, a qual tem-se caracterizado como uma forma eficiente para tais estudos. Ainda, com relação a esta metodologia, verificou-se a grande importância do efeito da faixa de frequência, isto é, a relevância da decomposição do degrau de tensão em um espectro de frequência mais abrangente. Em outras palavras, se a faixa de frequências consideradas não for convenientemente escolhida, um estudo de propagação com os efeitos citados, não conduzirá a resultados mais realísticos.

Em seguida, estudos de fenômenos de propagação de descargas atmosféricas e chaveamento, utilizando condições ideais, com atenuação e com distorção, em um sistema radial e em anel, vieram a comprovar a importância de tais efeitos. Verificou-se, por exemplo, que os níveis de sobretensões na barra 1000 são 56% quando considera-se o efeito da atenuação e de 45% quando inclui-se o efeito da atenuação e distorção, em relação ao cálculo sob condições ideais para descarga atmosférica de 1000 KV na barra 1001 do sistema em anel. Além de substanciais reduções dos níveis das so-

bretensões, verificou-se que, as taxas de crescimento de tensão foram reduzidas quando incluído o efeito da distorção, figuras (3.27) e (3.28). Sem dúvida isto evidencia que os estudos sobre situações ideais conduzem a resultados mais pessimistas o que levaria à necessidade de sobredimensionamento dos isolamentos e de dispositivos de proteção, o que implica em aumentar consideravelmente os custos. Em face a isto, conclui-se que a consideração da atenuação e distorção é de suma importância no dimensionamento dos isolamentos do sistema, como também no nível básico de isolamento de equipamentos.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. BARTHOLD L.O. e CARTER G.K. (1961): Digital Travelling - Wave, Solutions: I - Single - Phase Equivalents, TRANS AIEE III, 80, p.812.
2. BEWLEY L.V. (1963): Traveling Wave In Transmisson Systems (DOVER).
3. BICKFORD J.P., MULLINEUX N e REED J.R.: Computation of Power - System Transients. (PETER PEREGRINUS LTD).
4. CARSON G.R.: Wave Propagation on overhead wires with Ground Return, BELL. SYST. TECH. J., 1926, p. 627.
5. CAVALLIUS N., HYLTEN e GJERLOW P.: Distortion of Travelling waves In High-Voltage Power Lines, ASEA RES., 2, p. 147, (1959).
6. DAY S.J., MULLINEUX N. e REED J.R. (1965): Developments In Obtaining Transient Response Using Fourier Transforms . Part I: Gibb's Phenomeno and Fourier Integrals, INT. J. ELECTR. EDUC., 3, p. 501.
7. GALLOWAY R.H., SHORROCKS W.B. e WEDEPOHL L.M. (1964): Calculation of Electrical Parameters for Short and Long Polyphase Transmission Lines, IEE PROC. Vol 111, p.2054.
8. GREENWOOD A. (1971): Electrical Transients In Power Systems, (WILEY).
9. HEDMAN D.E. (1973): Distortion of Travelling Waves on Three-Phase Transmission Lines, IEEE, CONFERENCE PAPER C 73409-0.

10. HEDMAN D.E. (1965): Propagation on Overhead Transmissions: Part I - Theory of Model Analysis, Part II - Earth Conduction Effects and Practical Results; IEE TRANS., PAS - 84, p. 200.
11. MACHADO S.G. (1982): Cálculo Digital de Fenômenos Transitórios em Sistemas Elétricos de Potência; Dissertação de Mestrado, EFEI.
12. MCELROY A.J. e PORTER R.M. (1963): Digital Computer Calculation of Transients in Electric Networks, IEEE TRANS., PAS - 82, p. 88.
13. NUNES R.A.F. (1975): Influence of the Earth Wires on Power Line Carrier Communications; M.Sc. Dissertation, UMIST.
14. WEDEPOHL L.M. (1963): Application of Matrix Methods to the Solution of Travelling-Wave Phenomena in Polyphase Systems, IEE PROC., Vol. 110, p. 2200.
15. WEDEPOHL L.M. and WASLEY R.G.:
  - Wave propagation in multiconductor overhead lines.
  - Calculation of series impedance for multilayer earth. Proc. IEE, 1966, 113, p. 627.
16. WEDEPOHL L.M.: Electrical characteristics of polyphase transmission systems with special reference to boundary value calculations at power line carrier frequencies. Proc. IEE - 1965, p. 2103.
17. THORÉN H. Bertil e CARLSSON K. Lennart (1969): A Digital Computer Program for the Calculation of Switching and Lightning Surges on Power Systems - IEEE TRANS. PAS - 89, p.212.
18. DIESENDORF, W. (1974): Insulation Co-ordination in High-voltage Electric Power Systems (Butterworth).
19. HARRINGTON, R.J. e AFGHAHI, M.(1983): Effect of Corona on Surges on Polyphase transmission Lines.IEEE-PAS-102 p. 2294.