ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA 00

COORDENAÇÃO DOS PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA

GRÁU DE MESTRE EM CIÊNCIA

FORMULÁRIO DE ACEITAÇÃO DE TESE

A Tese seguinte é apresentada como exigência parcial para o gráu de Mestre em Engenharia Elétrica.

Título da Tese: + CARACTERÍSTICAS DE PROPAGAÇÃO DE UM GUIA DE ONDAS RETANGULAR CARREGADO COM LÂMINA DE MATERIAL DIELÉTRICO IMPERFEITO

Apresentada por: FRANCISCO DE ASSIS FERREIRA TEJO

Data: de Dezembro de 1971

Comentário do(s) Examinador(es):

A Tese acima foi examinada e julgada, tendo sido:

1. Aceita com distinção

✓ 2. Aceita

3. Não aceita

Examinador:	Assinatura:	Data:
Paavo A. Vuorinen	Paavo A. Vuorinen	Dec / 28 / 1972

CARACTERÍSTICAS DE PROPAGAÇÃO DE UM GUIA DE ONDAS RETANGULAR CARREGADO COM LÂMINA DE MATERIAL DIELÉTRICO IMPERFEITO

FRANCISCO DE ASSIS F. TEJO

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DA COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO DE ENGENHARIA (CPGE) DA ESCOLA POLITÉCNICA DA U.F.PB., COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS À OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS (M.Sc.)

ORIENTADOR: PAAVO A. VUORINEN

CAMPINA GRANDE
ESTADO DA PARAÍBA - BRASIL
OUTUBRO DE 1972

T266c Tejo, Francisco de Assis Ferreira.
Características de propagação de um guia de ondas retangular carregado com lâmina de materiais dielétrico imperfeito / Francisco de Assis Ferreira Tejo. - Campina Grande, 1972.
135 f. il.

Dissertação (Mestrado em Ciências) - Escola Politécnica da Universidade Federal da Paraíba, 1972.
"Orientação: Prof. Dr. Paavo A. Vuorinen".
Referências.

1. Ondas Elétricas. 2. Microondas. 3. Materiais Dielétricos. 4. Ciências - Dissertacão. I. Vuorinen, Paavo A. II. Universidade Federal da Paraiba - Campina Grande (PB). III. Título

CDU 621.37(043)

R E S U M O

O presente trabalho tem como objetivo apresentar um método para determinação das caracteristicas de propagação de um guia retangular simètricamente carregado com uma fatia de material dielétrico imperfeito, situada paralelamente ao campo elétrico.

Visando pesquisas para futuras aplicações em aquecimento industrial por microondas, foram estudadas as seguintes caracteristicas, para modos TE_{no} , n impar:

- Equações caracteristicas e campos
- Constante de atenuação e perdas de inserção
- Partes real e imaginária da constante dielétrica e métodos experimentais de medição
- Impedância caracteristica do dielétrico e casamento usando transformadores de impedância
- Comparação dos resultados teóricos e experimentais

Estas informações possibilitarão a determinação da constante dielétrica complexa de um sem-número de dielétricos com perdas elevadas. Por outro lado, o conhecimento da constante dielétrica e das perdas de inserção constituirão um grande auxílio nas pesquisas e projetos de equipamentos de microondas para fins de aquecimento.

LISTA DE SÍMBOLOS E NOTAÇÃO

A, A_o - constantes
B, B_o - constantes
a,b - maior e menor dimensões, respectivamente, de um guia retangular, em m.
c - velocidade da luz ($c = 3x10^8$ m/seg.)
d - distância entre a parede do guia e a lâmina dielétrica.
$\vec{E}$ - vetor campo elétrico, em volts/m
F - frequência em GHz
f - frequência em Hz
$\vec{H}$ - vetor campo magnético, em Ampère/m
h - constante de separação, em rad/m
IL - perdas de inserção (insertion losses), em db
k_o - constante de fase de uma onda TEM no espaço livre, em rad/m
l - comprimento da amostra, em m
P_o - potência média transmitida, em watts
P_d - potência média dissipada no dielétrico, em watts
P_r - potência média recebida, em watts
p - constante de separação no dielétrico, em rad/m
r - resistência normalizada
s - espessura do dielétrico, em m
S - relação de ondas estacionárias
TE_{n0} - modo transverso-elétrico n,0 (n inteiro positivo)
TE_{10} - modo transverso-elétrico 1,0
VSWR - relação de ondas estacionárias
X_{min} - posição do primeiro mínimo após a carga, em m
X_1, X_2 - reatâncias, em ohms
x - reatância normalizada
Z_c, Z_o - impedâncias características, em ohms

Z_x, Z_y, Z_z - impedância característica de cada seção de um transformador binomial de impedâncias

z - impedância normalizada

z_{in} - impedância normalizada de entrada

α - constante de atenuação, em neper/m ou em db/m

β - constante de fase, em rad/m

Γ - coeficiente de reflexão

γ - constante de propagação,

ϵ_o - constante dielétrica do vácuo (ϵ_o=8,85x10^{-12}F/m)

ϵ - constante dielétrica, em farad/m

ϵ_r - constante dielétrica relativa, $\epsilon_r=\epsilon/\epsilon_o$

ϵ_r - constante dielétrica relativa complexa, $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$

ϵ_r' - parte real da constante dielétrica relativa complexa

ϵ_r'' - parte imaginária da constante dielétrica relativa complexa

σ - condutividade elétrica, em mho/m

λ_g - comprimento de onda do guia

$\vec{\pi}_e$ - potencial elétrico de Hertz

$\vec{\pi}_m$ - potencial magnético de Hertz

μ_o - permeabilidade magnética do vácuo (μ_o=4πx10^{-7}h/m)

ω - frequência angular, em rad/seg

LISTA DE FIGURAS E GRÁFICOS

LISTA DE TABELAS

ÍNDICE DE MATÉRIAS

CAPITULO 1

INTRODUÇÃO

Neste trabalho, apresentaremos uma análise teórica das características de propagação de um guia retangular, simètricamente carregado com uma lâmina dielétrica que apresenta perdas elevadas, e colocada no plano do campo elétrico. Está situação é de grande interesse prático, atualmente, na utilização de microondas para aquecimento em escala industrial. Por este processo, substâncias não condutoras são aquecidas pela transformação, em calor, da energia de um campo elétrico de alta frequência. Esta transformação da energia do campo elétrico em calor, aumenta proporcionalmente, à frequência de operação, à parte imaginária da constante dielétrica relativa, e ao quadrado da intensidade do campo elétrico. Há, entretanto, um valor limite para a intensidade de campo elétrico - o campo de ruptura - além do qual haveriam efeitos danosos sobre o material a aquecer, provocados pelo estabelecimento de arcos (eletric flash-overs) no seu interior, pelo excesso de campo. Sendo assim, um aumento na frequência de operação é a única maneira a ser considerada, para aumentar a conversão específica de energia por unidade de tempo.

A análise das características de propagação, é feita para modos que degeneram em modos TE_{no} , n ímpar, pois estes são os modos mais convenientes para aquecimento por microondas.

No capítulo 2 são desenvolvidas as equações características, que regem o comportamento dos campos elétrico e magné tico, nas regiões com dielétrico de ar e com dielétrico sólido. São mostrados, também, gráficos de variação dos campos E_y e H_z nas duas regiões, em função da espessura da lâmina dielétrica e da frequência.

Com base nestes resultados, são determinados, no capítulo 3, as potências médias transmitida e dissipada; são, então, calculadas a constante de atenuação e as perdas de inserção do guia carregado.

No capitulo 4 são determinadas as partes real e imaginária da constante dielétrica relativa do material. Estas informações são de grande teor no projeto de sistemas de micro ondas para aquecimento. A parte imaginária da constante dielétrica relativa, ϵ_r'', influi diretamente na dissipação de energia por unidade de tempo e de volume.

A impedância característica do guia carregado com dielétrico sólido imperfeito, bem como os coeficientes de reflexão e de ondas estacionárias, são determinados no capitulo 5. Ainda neste capítulo, são projetados dois tipos de transformadores de impedância, para diminuir as reflexões indesejáveis, provocadas pela descontinuidade na constante dielétrica.

Finalmente, no capitulo 6, é feita uma comparação entre resultados teóricos e experimentais das perdas de inserção , grandeza esta intimamente ligada à parte imaginária da constante dielétrica e, por conseguinte, muito importante do ponto de vista de aplicação.

CAPITULO 2

DETERMINAÇÃO DAS EQUAÇÕES CARACTERISTICAS E COMPORTAMENTO DOS CAMPOS

2.1. Generalidades

Uma configuração comumente encontrada em aplicações práticas de microondas para aquecimento é a de um guia de ondas retangular carregado com uma lâmina de material dielétrico imperfeito, como esquematizado na figura 2.1

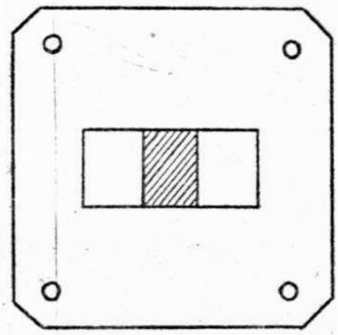


Fig. 2.1 Vista frontal de um guia retangular carregado com lâmina dielétrica.

Sem perda de generalidade, suporemos que o guia é totalmente fechado em sua superfície lateral embora, na prática, êle apresente fendas longitudinais nas parêdes superior e inferior, através das quais é o material a aquecer continuamente alimentado.

Com a intenção de simplificar os cálculos suporemos também que o dielétrico é simétricamente colocado no interior do guia.

2.2. Comportamento de uma Onda Progressiva no Guia Carregado

Como vemos pela figura 2.1 temos duas regiões distintas no guia: a região com dielétrico sólido e a região com dielétrico de ar.

Vejamos como se comporta uma onda progressiva em cada uma das regiões.

No dielétrico sólido temos:

$$\beta^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o \epsilon'_r - p^2 \tag{2.1}$$

onde p é a constante de separação no dielétrico.

No dielétrico de ar temos:

$$\beta^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o - h^2 \tag{2.2}$$

onde h é a constante de separação no dielétrico de ar.

Combinando as expressões (2.1) e (2.2) vem:

$$\boxed{p^2 = h^2 + \omega^2 \mu_o \epsilon_o (\epsilon'_r - 1)} \tag{2.3}$$

Nas expressões (2.1) e (2.3) ϵ'_r representa a parte real da constante dielétrica (complexa), responsável pela corrente de deslocamento.

Analisando a expressão (2.3) vemos que p é sempre real.

Entretanto se expressarmos h em função de p vamos ter:

$$\boxed{h^2 = p^2 - \omega^2 \mu_o \epsilon_o (\epsilon'_r - 1)} \qquad (2.4)$$

Claramente, dependendo da frequência e, como veremos mais adiante, da espessura do dielétrico, h tomará valores puramente imaginários.

A equação (2.3) nos mostra que h e p não são independentes. Assim, conhecida uma das constantes de separação a outra fica imediatamente calculada.

Por exemplo, quando a espessura do dielétrico tende para zero, $h \rightarrow \pi/a$ e p ficará determinado sem ambiguidade pelo uso da equação (2.3).

Anàlogamente, quando a espessura do dielétrico tende para a , $p \rightarrow \pi/a$ e h ficará do mesmo modo bem determinado usando a equação (2.3).

A seguir faremos duas análises separadas para cada natureza de h : real ou imaginário.

2.3. Análise dos Campos para h Real. Equação Caracteristica

Nesta seção deduziremos as expressões analíticas para os campos elétrico e magnético nas duas regiões.

Em seguida determinaremos a equação característica, que relaciona as constantes de separação p e h.

A geometria utilizada será a abaixo esquematizada na figura 2.2, onde, por simplicidade, foram omitidos os detalhes funcionais.

Para os cálculos preliminares suporemos que o dielétrico é perfeito (sem perdas), a fim de tornar mais simples o desenvolvimento analítico.

O problema será analisado para modos que degeneram no modo TE_{10} à medida que a espessura do dielétrico tende para zero.

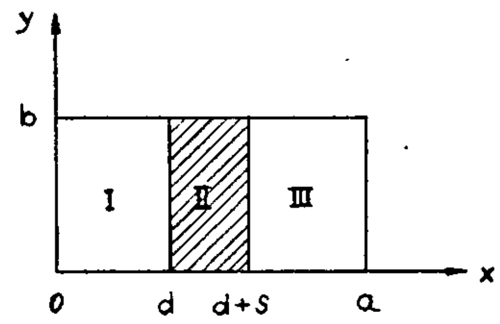


Fig. 2.2 Geometria usada na resolução do problema

Como primeira consideração simplificadora, notemos que nem o dielétrico nem o modo TE_{10} normal (com o guia vazio) exibem variações com a coordenada y.

Devemos esperar então, que o problema em questão também não dependa de y.

Supondo que a propagação se verifica na direção z positiva, podemos escolher E_y como segue:

$$E_y = \Psi(x)\, e^{-\gamma z} \tag{2.5}$$

Evidentemente, $\Psi(x)$ deve ser escolhida de tal maneira a satisfazer as condições de contôrno no guia.

Se o guia não estivesse carregado , teríamos:

$$\Psi(x) = K \, sen\,(\pi x/a) \tag{2.6}$$

Portanto, devemos igualmente esperar o comportamento senoidal de E_y quando o guia estiver carregado com dielétrico imperfeito.

Do exposto e devido à simetria do problema, podemos escrever $\Psi(x)$ como segue:

$$\Psi(x) = \begin{cases} B \operatorname{sen}(hx) & (2.7) \\ A \operatorname{sen} p(x-d) - A \operatorname{sen} p(x-d-s) & (2.8) \\ B \operatorname{sen}[h(2d+s-x)] & (2.9) \end{cases}$$

Claramente, as expressões (2.7) e (2.9) satisfazem as condições de contôrno nas parêdes do guia em $x=0$ e $x=a$.

A necessidade do sinal negativo no segundo têrmo de (2.8) se deve a que em $x=d+s/2$, onde esperamos que E_y seja máximo, as duas componentes do campo na região dielétrica $d \leq x \leq d+s$, devem se somar.

Para aplicações de microondas em aquecimento estamos interessados em modos que sempre exibem um máximo em $x=d+s/2$, isto é, em modos do tipo TE_{no}, n ímpar.

Para determinar as expressões analíticas dos campos H_x e H_z, consideremos as equações de Maxwell em coordenadas retangulares,

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu_o} \frac{\partial E_y}{\partial x} \qquad (2.10)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + \gamma E_y = -j\omega\mu_o H_x \qquad (2.11)$$

Como estamos considerando modos TE e, além disso, o dielétrico está sendo suposto ideal, vem

$$E_z = 0 \quad , \quad \gamma = j\beta$$

A equação (2.11), então, toma a forma mais simples dada a seguir

$$\beta E_y = -\omega\mu_o H_x \tag{2.12}$$

De acôrdo com as equações (2.7) - (2.9), (2.10) e (2.12) podemos escrever os campos como abaixo:

$$E_y = \begin{cases} B\,\text{sen}(hx) & \text{em I} \\ A\,\text{sen}\,p(x-d) - A\,\text{sen}\,p(x-d-s) & \text{em II} \\ B\,\text{sen}[h(2d+s-x)] & \text{em III} \end{cases} \tag{2.13}$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_o} \begin{cases} B\,\text{sen}(hx) & \text{em I} \\ A\,\text{sen}\,p(x-d) - A\,\text{sen}\,p(x-d-s) & \text{em II} \\ B\,\text{sen}[h(2d+s-x)] & \text{em III} \end{cases} \tag{2.14}$$

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu_o} \begin{cases} hB\cos(hx) & \text{em I} \\ pA\cos p(x-d) - pA\cos p(x-d-s) & \text{em II} \\ -hB\cos[h(2d+s-x)] & \text{em III} \end{cases} \tag{2.15}$$

Para determinar a interrelação existente entre as constantes de separação p e h , vamos aplicar as condições de contôrno aos campos dados acima.

2.4. Casamento dos Campos em x=d .

Aplicando as condições de contôrno aos campos E_y e H_z em x=d , teremos:

(i) Campo elétrico: $B\,\mathrm{sen}(hd) = A\,\mathrm{sen}\,ps$ (2.16)

(ii) Campo magnético: $hB\cos(hd) = pA(1-\cos ps)$ (2.17)

Dividindo membro a membro as equações (2.16) e (2.17), teremos a relação abaixo

$$\frac{1}{h}\tan(hd) = \frac{1}{p}\,\frac{\mathrm{sen}\,ps}{(1-\cos ps)} \tag{2.18}$$

Lembrando a identidade trigonométrica

$$\tan\left(\frac{u}{2}\right) = \frac{1-\cos u}{\mathrm{sen}\,u} \tag{2.19}$$

teremos:

$$\boxed{\frac{p}{h}\tan(hd) = \frac{1}{\tan(ps/2)}} \tag{2.20}$$

Esta é a equação característica que relaciona p e h , quando conhecemos a geometria do problema.

Esta equação governa o comportamento dos modos TE_{no} , para n ímpar.

No Apêndice A mostraremos como desenvolver esta mesma equação, usando o método da ressonância transversal.

2.5. Análise dos Campos para h Imaginário. Equação Caracteristica

Como vimos anteriormente na seção (2.2), a constante de separação h poderia tomar valores puramente imaginários, dependendo da frequência e da espessura do dielétrico.

É necessário então, prever esta possibilidade e fazer uma análise dos campos, análoga à que foi feita nas seções (2.3) e (2.4) para h real.

Como é fácil de ver, valores imaginários de h sòmente vão alterar os campos na região com dielétrico de ar.

Para escrever os campos é suficiente substituir h por jh nas expressões (2.13) - (2.15), com o que teremos:

$$E_y = \begin{cases} B_o \,\mathrm{senh}(hx) & \text{em I} \\ A_o \,\mathrm{sen}\, p(x-d) - A_o \,\mathrm{sen}\, p(x-d-s) & \text{em II} \\ B_o \,\mathrm{senh}[h(2d+s-x)] & \text{em III} \end{cases} \qquad (2.21)$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_o} \begin{cases} B_o \,\mathrm{senh}(hx) & \text{em I} \\ A_o \,\mathrm{sen}\, p(x-d) - A_o \,\mathrm{sen}\, p(x-d-s) & \text{em II} \\ B_o \,\mathrm{senh}[h(2d+s-x)] & \text{em III} \end{cases} \qquad (2.22)$$

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu_o} \begin{cases} hB_o \cosh(hx) & \text{em I} \\ pA_o \cos p(x-d) - pA_o \cos p(x-d-s) & \text{em II} \\ -hB_o \cosh[h(2d+s-x)] & \text{em III} \end{cases} \qquad (2.23)$$

Para determinar a interrelação que existe entre p e h , apliquemos as condições de contôrno aos campos E_y e H_z em x=d .

2.6. Casamento dos Campos em x=d

Aplicando as condições de contôrno aos campos E_y e H_z em x=d , teremos:

(i) Campo elétrico $B_o \operatorname{senh}(hd) = A_o \operatorname{sen} ps$ (2.24)

(ii) Campo magnético: $hB_o \cosh(hd) = pA_o(1-\cos ps)$ (2.25)

Dividindo membro a membro as equações (2.24) e (2.25), vem a relação

$$\frac{1}{h}\tanh(hd) = \frac{1}{p}\,\frac{\operatorname{sen} ps}{(1-\cos ps)} \qquad (2.26)$$

Lembrando a identidade trigonométrica

$$\tan(u/2) = (1-\cos u)/\operatorname{sen} u \qquad (2.27)$$

teremos:

$$\boxed{(p/h)\tanh(hd) = 1/\tan(ps/2)} \qquad (2.28)$$

Esta última é a equação característica, que governa o comportamento dos campos para os modos TE_{no}, n ímpar , e para valores imaginários de h .

2.7. Alguns Resultados Teóricos

Para que possamos ter uma visão mais global dos resultados teóricos os mesmos serão apresentados em forma gráfica nas folhas a seguir.

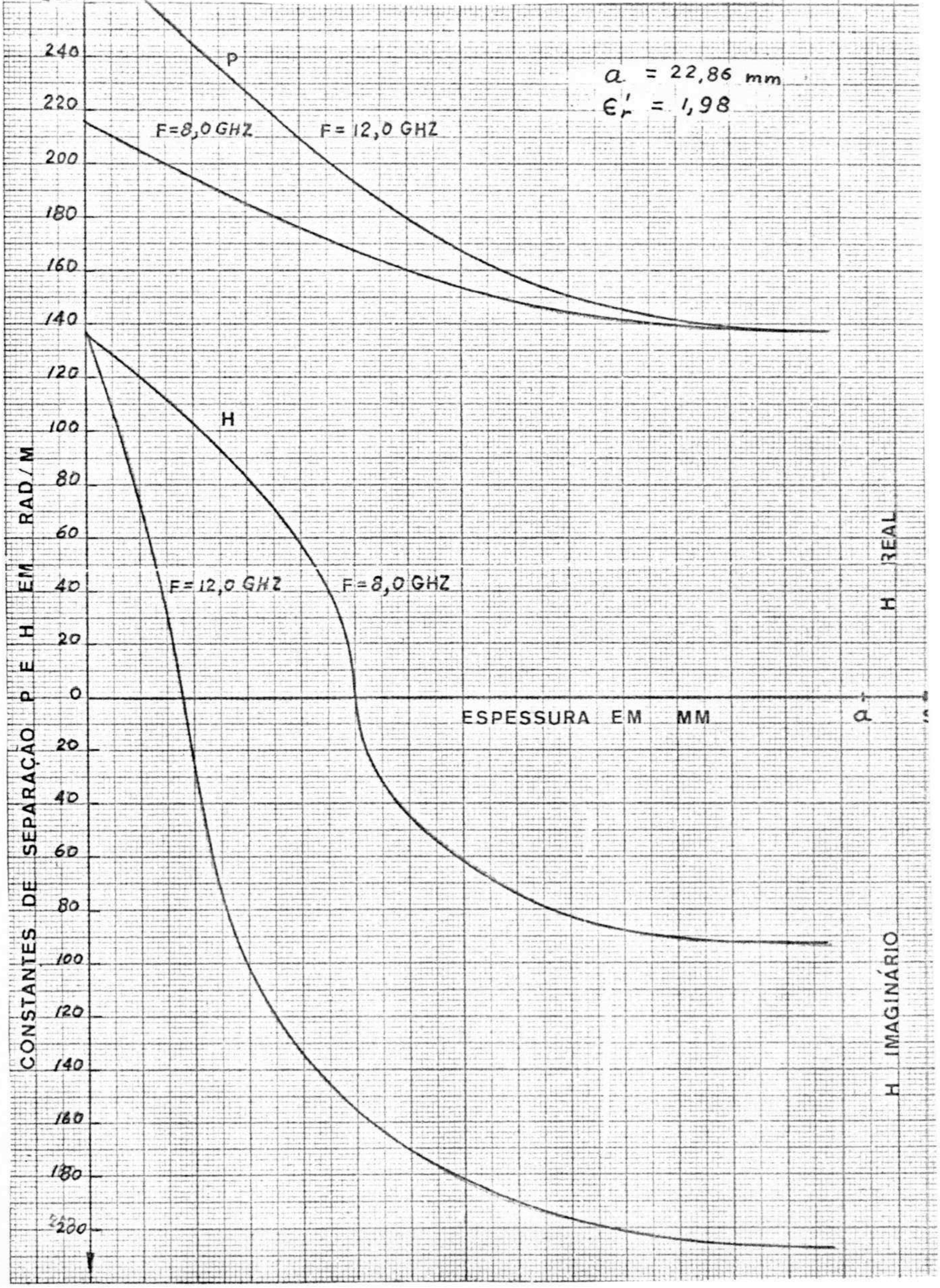
No gráfico 2.1 é mostrado o comportamento das constantes de separação p e h em função da espessura do dielétrico, tendo a frequência como parâmetro.

O gráfico 2.2 mostra a variação de p e h com a frequência, para uma dada espessura do dielétrico.

No gráfico 2.3 temos a variação do campo elétrico E_y com a espessura do dielétrico para uma frequência fixada.

Finalmente observamos, no gráfico 2.4, a variação do campo magnético H_z com a espessura do dielétrico , também para uma frequência fixada.

GRÁFICO 2.1 Constantes de separação p e h como funções da espessura do dielétrico e da frequência.



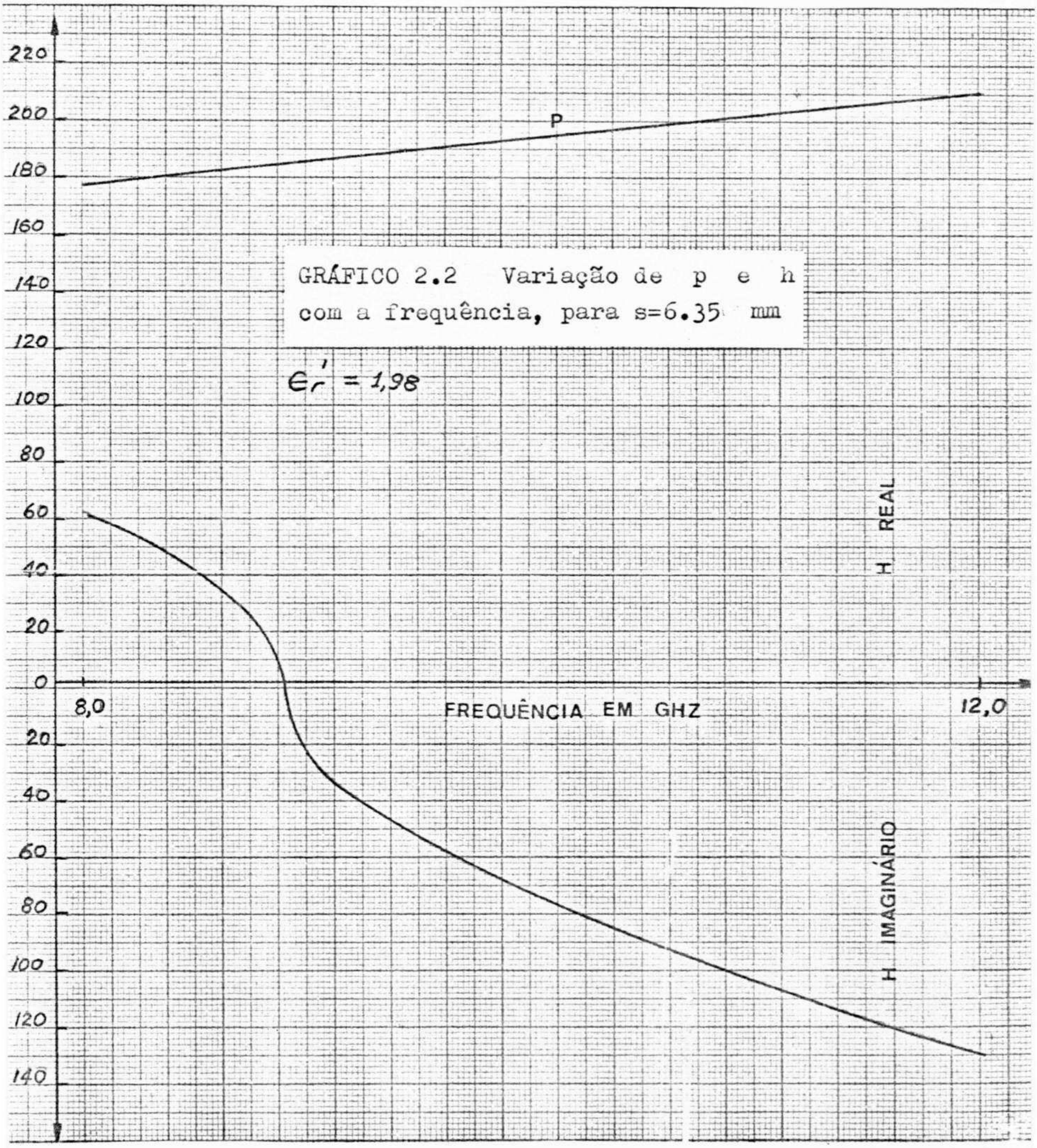
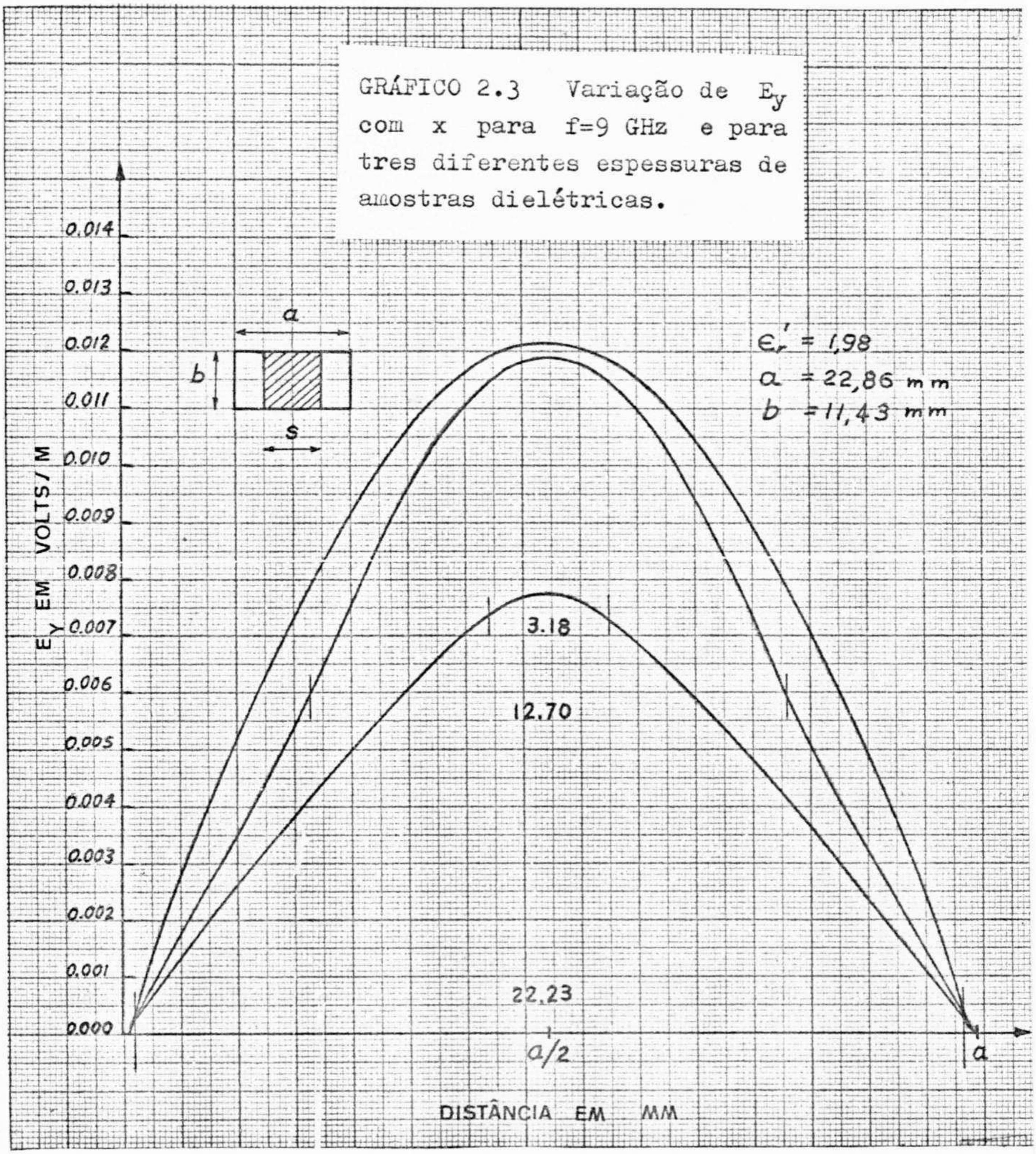


GRÁFICO 2.2 Variação de p e h com a frequência, para s=6.35 mm

GRÁFICO 2.3 Variação de E_y com x para f=9 GHz e para tres diferentes espessuras de amostras dielétricas.



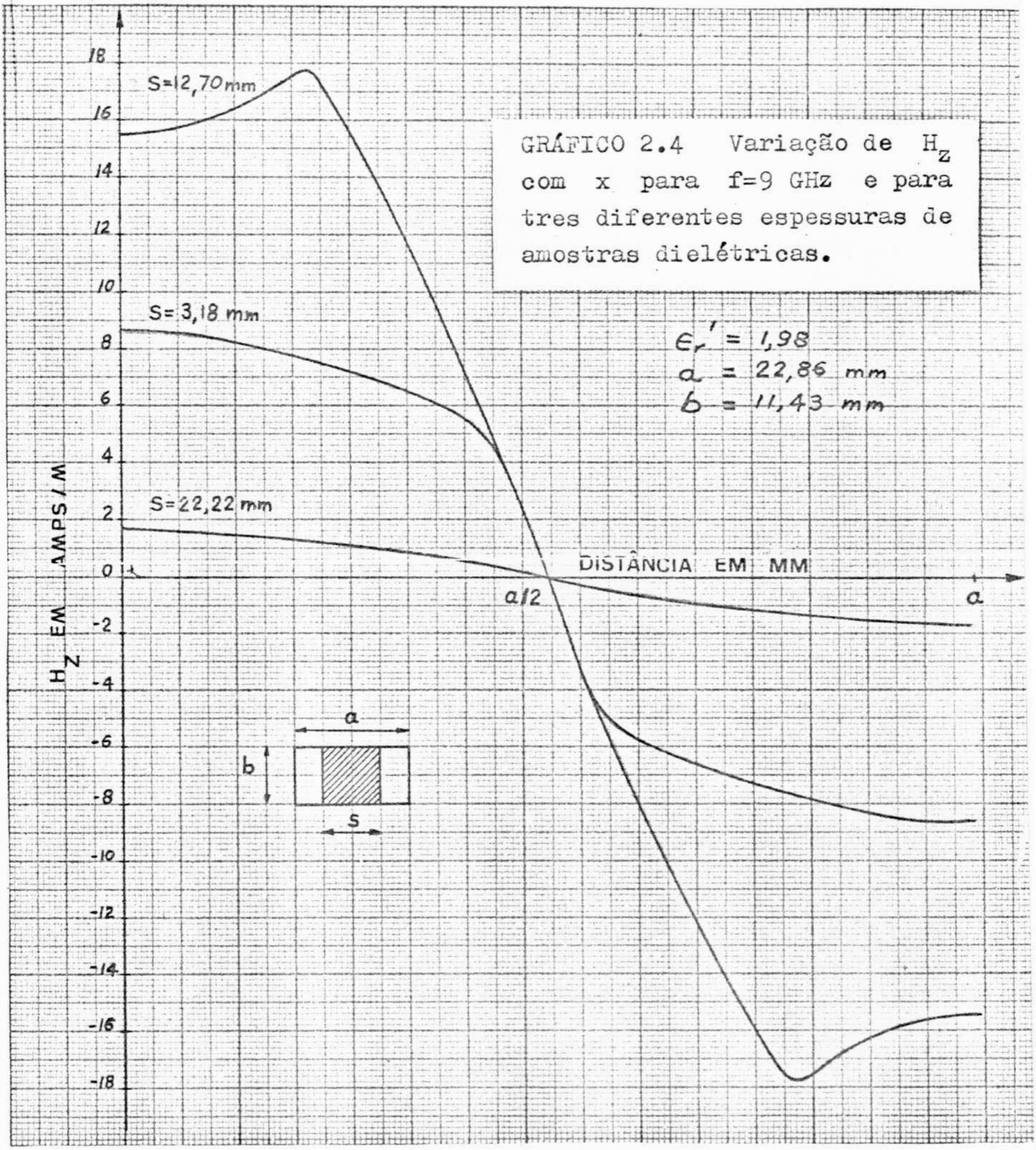


GRÁFICO 2.4 Variação de H_z com x para f=9 GHz e para tres diferentes espessuras de amostras dielétricas.

CAPITULO 3

DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE ATENUAÇÃO E DAS PERDAS DE INSERÇÃO

3.1. Generalidades

Nêste capítulo nós determinaremos a constante de atenuação e as perdas de inserção do guia carregado.

Estas informações serão muito úteis para posterior comparação com resultados experimentais.

3.2. Potência Média Transmitida Para h Real

A potência média transmitida ao longo do guia é dada pela integral de superfície do vetor de Poynting, tomada sôbre a área da seção reta do guia.

$$P_o = \frac{1}{2} \Re e \int_0^b \int_0^a (\vec{E}_t \times \vec{H}_t^*) \cdot \vec{u}_z \, dx\, dy$$

No nosso caso nós temos

$$E_t = E_y$$
$$H_t^* = H_x^*$$

Substituindo as expressões de Ey e Hx na equação (3.1), teremos

$$P_o = -\frac{\beta}{\omega \mu_o} \int_0^b \int_0^a E_y^2 \, dx\, dy \tag{3.2}$$

Levando em conta a simetria dos campos em tôrno do centro do guia e que os campos não dependem de y , vem

$$P_o = \frac{b\beta}{2\omega\mu_o}\left[2\int_0^d E_y^2\,dx + \int_d^{d+s} E_y^2\,dx\right] \tag{3.3}$$

Para $0 \leq x \leq d$ nós temos

$$E_y^2 = B^2 \operatorname{sen}^2(hx)$$

$$= \frac{B^2}{2} - \frac{B^2}{2}\cos(2hx) \tag{3.4}$$

Para $d \leq x \leq d+s$ nós temos

$$E_y^2 = A^2[\operatorname{sen} p(x-d) - \operatorname{sen} p(x-d-s)]^2$$

$$= A^2[\operatorname{sen}^2 p(x-d) + \operatorname{sen}^2 p(x-d-s) - 2\operatorname{sen} p(x-d)\operatorname{sen} p(x-d-s)]$$

$$= A^2[1 - \frac{1}{2}\cos 2p(x-d) - \frac{1}{2}\cos 2p(x-d-s)$$

$$- \cos ps + \cos 2p(x-d-s/2)] \tag{3.5}$$

Façamos a seguir

$$I_1' = \int_0^d E_y^2\,dx \tag{3.6}$$

$$I_2' = \int_d^{d+s} E_y^2\,dx \tag{3.7}$$

Como as integrais são imediatas daremos apenas os resultados:

$$I_1' = \frac{B^2 d}{2} - \frac{B^2}{4h}\,\mathrm{sen}\,(2hd) \qquad (3.8)$$

$$I_2' = \frac{A^2}{p}\,(1-\cos ps)(ps + \mathrm{sen}\,ps) \qquad (3.9)$$

Substituindo as expressões (3.8) e (3.9) em (3.3) teremos

$$P_o = \frac{\beta b}{2\omega\mu_o}\left[\frac{B^2}{2h}(2hd - \mathrm{sen}\,2hd) + \frac{A^2}{p}(1-\cos ps)(ps + \mathrm{sen}\,ps)\right] \qquad (3.10)$$

Façamos na equação (3.10)

$$I_1 = \frac{2hd - \mathrm{sen}\,2hd}{2h} = d\left[1 - \frac{\mathrm{sen}\,2hd}{2hd}\right] \qquad (3.11)$$

$$I_2 = \frac{(1-\cos ps)(ps + \mathrm{sen}\,ps)}{p} = s(1-\cos ps)\left[1 + \frac{\mathrm{sen}\,ps}{ps}\right] \qquad (3.12)$$

Substituindo (3.11) e (3.12) em (3.10) teremos

$$\boxed{P_o = \frac{\beta b}{2\omega\mu_o}\,(B^2 I_1 + A^2 I_2)} \qquad (3.13)$$

Verifiquemos o comportamento de P_o nos dois casos limites:

(a) guia vazio

(b) guia cheio

(a) <u>Guia vazio</u> $s \to 0,\ h \to \pi/a,\ d \to a/2$

Então $I_1 \to a/2\ ,\ I_2 \to 0$

Portanto
$$\boxed{P_o \to \frac{\beta a b}{4\omega\mu_o} B^2} \tag{3.14}$$

Evidentemente a constante B é função da espessura do dielétrico.

(b) <u>Guia cheio</u> $s \to a\ ,\ p \to \pi/a\ ,\ d \to 0$

Então $I_1 \to 0\ ,\ I_2 \to 2a$

Logo
$$\boxed{P_o \to \frac{\beta a b}{4\omega\mu_o}(4A^2)} \tag{3.15}$$

Por considerações análogas, a constante A é função da espessura do dielétrico.

Claramente, para cada espessura deve ser satifeita a relação

$$\boxed{B\,\text{sen}(hd) = A\ \text{sen}\,ps} \tag{3.16}$$

3.3. Potência Dissipada no Dielétrico para h Real

Para aquecimento por microondas, estamos interessados em dielétricos que possuem altas perdas.

Por conseguinte, desprezaremos as perdas nas parêdes do guia por serem bem menores que as perdas no dielétrico.

A potência dissipada no dielétrico será dada por:

$$P_d = \frac{1}{2}\int_0^b \int_d^{d+s} \int_0^{\ell} \sigma E_y^2 e^{-2\alpha z} dx\, dy\, dz \qquad (3.17)$$

Antes de efetuar a integração indicada em (3.17) vamos fazer duas suposições simplificadoras:

(i) σ independe de z, o que é válido para baixos níveis de potência.

(ii) $2\alpha z \ll 1$

Dêste modo a integral (3.17) se reduz a:

$$P_d = \frac{\sigma b \ell}{2}\int_d^{d+s} E_y^2 dx \qquad (3.18)$$

Considerando (3.7), (3.9) e (3.12) teremos:

$$\boxed{P_d = \frac{\sigma b \ell}{2} A^2 I_2} \qquad (3.19)$$

Se considerarmos uma amostra de comprimento ℓ =1 m vamos ter:

$$\boxed{P_d = \frac{\sigma b}{2} A^2 I_2} \qquad (3.20)$$

3.4. Constante de Atenuação

Uma vez calculadas as potências transmitida e dissipada, a constante de atenuação será dada por:

$$\alpha = \frac{P_d}{2P_o} \qquad (3.21)$$

Portanto, teremos para α :

$$\alpha = \frac{\frac{\sigma b}{2} A^2 I_2}{2 \frac{\beta b}{2\omega\mu_o} (B^2 I_1 + A^2 I_2)}$$

$$= \frac{\omega \mu_o \sigma A^2 I_2}{2\beta (B^2 I_1 + A^2 I_2)} \qquad (3.22)$$

Mas, de acôrdo com a equação (3.16) teremos:

$$B^2 = A^2 \frac{\operatorname{sen}^2 ps}{\operatorname{sen}^2(hd)} \qquad (3.23)$$

Substituindo (3.23) em (3.22) e operando convenientemente, teremos a expressão abaixo:

$$\alpha = \frac{\omega\mu_o\sigma}{2\beta} \left[\frac{I_2 \operatorname{sen}^2(hd)}{I_1 \operatorname{sen}^2 ps + I_2 \operatorname{sen}^2(hd)} \right] \qquad (3.24)$$

Levando em conta que $\sigma = \omega\varepsilon_o \varepsilon_r''$ vem:

$$\boxed{\alpha = \frac{\omega^2\mu_o\epsilon_o \epsilon_r''}{2\beta} \left[\frac{I_2 \operatorname{sen}^2(hd)}{I_1 \operatorname{sen}^2 ps + I_2 \operatorname{sen}^2(hd)} \right]} \qquad (3.25)$$

A seguir verificaremos o comportamento de α nos dois casos limites ($s \to 0$ e $s \to a$).

3.5. Verificação dos Limites de α

Vamos estudar o comportamento da constante de atenuação α , nos dois casos limites.

Por comodidade repetimos abaixo a expressão (3.25)

$$\alpha = \frac{\omega^2 \mu_o \epsilon_o \epsilon_r''}{2\beta} \left[\frac{I_2 \, sen^2(hd)}{I_1 \, sen^2 ps + I_2 \, sen^2(hd)} \right]$$

Antes de passarmos aos limites, façamos algumas modificações no fator entre colchêtes.

$$M = \frac{I_2 \, sen^2(hd)}{I_1 \, sen^2 ps + I_2 \, sen^2(hd)} = \frac{1}{1 + \frac{I_1}{I_2} \frac{sen^2 ps}{sen^2(hd)}}$$

Façamos a seguir

$$G = \frac{I_1}{I_2} \frac{sen^2 ps}{sen^2(hd)}$$

e estudemos o seu comportamento nos dois casos limites.

(i) Guia vazio $\quad s \to 0 \, , \, h \to \pi/a \, , \, d \to a/2$

nêste caso vimos que $\quad I_1 \to a/2 \, , \, I_2 \to 0$

Logo $$G \rightarrow \frac{a}{2}\,\frac{\operatorname{sen}^2 ps}{I_2}$$

Mas $$I_2 = s(1-\cos ps)\left(1 + \frac{\operatorname{sen} ps}{ps}\right)$$

Portanto $$G \rightarrow \frac{a}{2}\,\frac{\operatorname{sen}^2 ps}{s(1-\cos ps)(1+\operatorname{sen} ps/ps)}$$

Desenvolvendo 'senps' e 'cosps' em série de Taylor e considerando sòmente até os têrmos de 2a. ordem, teremos

$$G \rightarrow \frac{a}{2}\,\frac{p^2 s^2}{s\,\frac{p^2 s^2}{2}\,2}$$

$$\therefore\; G \rightarrow \frac{a}{2s}$$

Por conseguinte, $$\lim_{s \to 0} G = \infty$$

Logo $\lim\limits_{s \to 0} \alpha = 0$ como era de se esperar.

(ii) Guia cheio $s \rightarrow a,\; p \rightarrow \pi/a,\; d \rightarrow 0$

nêste caso $I_1 \rightarrow 0 \;,\; I_2 \rightarrow 2a$

Teremos então $$G \rightarrow \frac{I_1}{2a}\,\frac{\operatorname{sen}^2 ps}{\operatorname{sen}^2(hd)}$$

Ou ainda, como **s = a-2d**

$$G = \frac{I_1}{2a}\,\frac{\operatorname{sen}^2 \frac{\pi}{a}(a-2d)}{\operatorname{sen}^2(hd)}$$

$$= \frac{I_1}{2a}\,\frac{\operatorname{sen}^2(\pi - 2d\pi/a)}{\operatorname{sen}^2(hd)}$$

$$= \frac{I_1}{2a}\,\frac{\operatorname{sen}^2(2d\pi/a)}{\operatorname{sen}^2(hd)}$$

Desenvolvendo **sen(2dπ/a)** e **sen(hd)** em série de Taylor até 2a. ordem, vem:

$$G = \frac{I_1}{2a}\,\frac{(2d\pi/a)^2}{(hd)^2}$$

Portanto, $\lim\limits_{s \to a} G = 0$

Isto acarreta que $\lim\limits_{s \to a} M = 1$, ou seja

$$\lim_{s \to a} \alpha = \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r''}{2\beta}$$

Como era igualmente esperado.

3.6. Perdas de Inserção

Uma grandeza que está diretamente relacionada com as perdas no dielétrico são as perdas de inserção definidas a seguir:

$$IL = 10 \log_{10} (P_o / P_{rec}) \qquad (3.26)$$

Para que as condições de contôrno se mantenham satisfeitas os campos devem ser atenuados da mesma quantidade em ambas as regiões.

Como a potência é proporcional ao quadrado da intensidade dos campos, teremos:

$$\frac{P_o}{P_r} = e^{2\alpha \ell} \qquad (3.27)$$

Substituindo (3.27) em (3.26) e tomando o logaritmo indicado, teremos:

$$IL = 20 \alpha \ell . 0,4343$$

Por conseguinte, teremos:

$$IL = 8,686 \, \alpha \ell \qquad (3.28)$$

A seguir faremos a mesma sequência de cálculos para o caso de **h** imaginário.

3.7. Potência Transmitida para h Imaginário

Para **h** imaginário vimos na seção (2.5) do capítulo 2 que os campos são dados por:

$$E_y = \begin{cases} B_o \operatorname{senh}(hx) \\ A_o \operatorname{sen} p(x-d) - A_o \operatorname{sen} p(x-d-s) \\ B_o \operatorname{senh}[h(2d+s-x)] \end{cases} \tag{3.29}$$

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_o} \begin{cases} B_o \operatorname{senh}(hx) \\ A_o \operatorname{sen} p(x-d) - A_o \operatorname{sen} p(x-d-s) \\ B_o \operatorname{senh}[h(2d+s-x)] \end{cases} \tag{3.30}$$

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu_o} \begin{cases} hB_o \cosh(hx) \\ pA_o \cos p(x-d) - pA_o \cos p(x-d-s) \\ -hB_o \cosh[h(2d+s-x)] \end{cases} \tag{3.31}$$

A potência média transmitida será dada por:

$$P_o = \frac{\beta b}{2\omega\mu_o}\left[2\int_0^d B_o^2 \operatorname{senh}^2(hx)\,dx + A_o^2 I_2\right] \tag{3.32}$$

onde, como antes nós temos:

$$I_2 = s(1-\cos ps)\left(1 + \frac{\operatorname{sen} ps}{ps}\right) \tag{3.33}$$

Fazendo $\quad I_1' = B_o^2 \int_0^d \operatorname{senh}^2(hx)\,dx \quad$,teremos:

$$I_1' = \frac{B_o^2}{2}\int_0^d \cosh(2hx)\,dx - \frac{B_o^2 d}{2}$$

Depois de efetuar a integração acima, teremos:

$$I_1' = \frac{B_o^2 d}{2}\left[\frac{\operatorname{senh}(2hd)}{2hd} - 1\right] \qquad (3.34)$$

Definindo
$$J_1 = d\left[\frac{\operatorname{senh}(2hd)}{2hd} - 1\right] \qquad (3.35)$$

bem como
$$J_2 = s(1-\cos ps)\left(1 + \frac{\operatorname{sen} ps}{ps}\right) \qquad (3.36)$$

teremos imediatamente

$$P_o = \frac{\beta b}{2\omega\mu_o}\left(B_o^2 J_1 + A_o^2 J_2\right) \qquad (3.37)$$

Não repetiremos aqui os cálculos para verificação do comportamento de P_o nos dois casos limites, pois seguem exata e anàlogamente àquelos para o caso de **h** real (vide seção 3.2).

Portanto, para o guia vazio teremos:

$$P_o \to \frac{\beta a b}{4\omega\mu_o} B_o^2 \qquad (3.38)$$

Anàlogamente, para o guia cheio, teremos:

$$P_o \to \frac{\beta a b}{4\omega\mu_o}(4A_o^2) \qquad (3.39)$$

Evidentemente as constantes A_o e B_o são funções do parâmetro **s** .

Além disso para cada espessura do dielétrico deve ser satisfeita a relação

$$\boxed{B_o \operatorname{senh}(hd) = A_o \operatorname{sen} ps} \qquad (3.40)$$

3.8. Potência Dissipada no Dielétrico para h Imaginário

Como a expressão analítica do campo E_y na região dielétrica não depende, explìcitamente, da natureza de h , a potência dissipada será dada também pela expressão (3.20), bastando substituir I_2 por J_2 .

$$P_d = \frac{\sigma b}{2} A_o^2 J_2 \tag{3.41}$$

Evidentemente, as considerações físicas e matemáticas usadas no desenvolvimento de (3.41) são exatamente as mesmas usadas na seção 3.3.

3.9. Constante de Atenuação

Tendo calculadas as potências transmitida e dissipada no dielétrico, teremos:

$$\alpha = \frac{P_d}{2P_o} \tag{3.42}$$

Substituindo (3.41) e (3.37) em (3.42) vem:

$$\alpha = \frac{\frac{\sigma b}{2} A_o^2 J_2}{2 \frac{\beta b}{2\omega\mu_o} \left(B_o^2 J_1 + A_o^2 J_2\right)}$$

$$= \frac{\omega\mu_o\sigma}{2\beta} \frac{A_o^2 J_2}{\left(B_o^2 J_1 + A_o^2 J_2\right)} \tag{3.43}$$

Levando em conta a relação (3.40) teremos:

$$\alpha = \frac{\omega \mu_0 \sigma}{2\beta} \left[\frac{J_2 \operatorname{senh}^2(hd)}{J_1 \operatorname{sen}^2 ps + J_2 \operatorname{senh}^2(hd)} \right] \qquad (3.44)$$

Ou ainda, como $\sigma = \epsilon_0 \epsilon''_r$,

$$\alpha = \frac{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon''_r}{2\beta} \left[\frac{J_2 \operatorname{senh}^2(hd)}{J_1 \operatorname{sen}^2 ps + J_2 \operatorname{senh}^2(hd)} \right] \qquad (3.45)$$

A verificação do comportamento de α nos dois casos limites não será feita aqui, por ser exatamente análoga àquela feita na seção 3.5.

3.10. Perdas de Inserção

Seguindo as mesmas considerações feitas na seção (3.5), as perdas de inserção serão dadas por:

$$\boxed{IL = 8{,}686 \alpha \ell} \qquad (3.46)$$

3.11. Resultados Teóricos

Em anexo apresentamos um gráfico de variação da constante de atenuação α em função da frequência, tendo a espessura do dielétrico s como parâmetro.

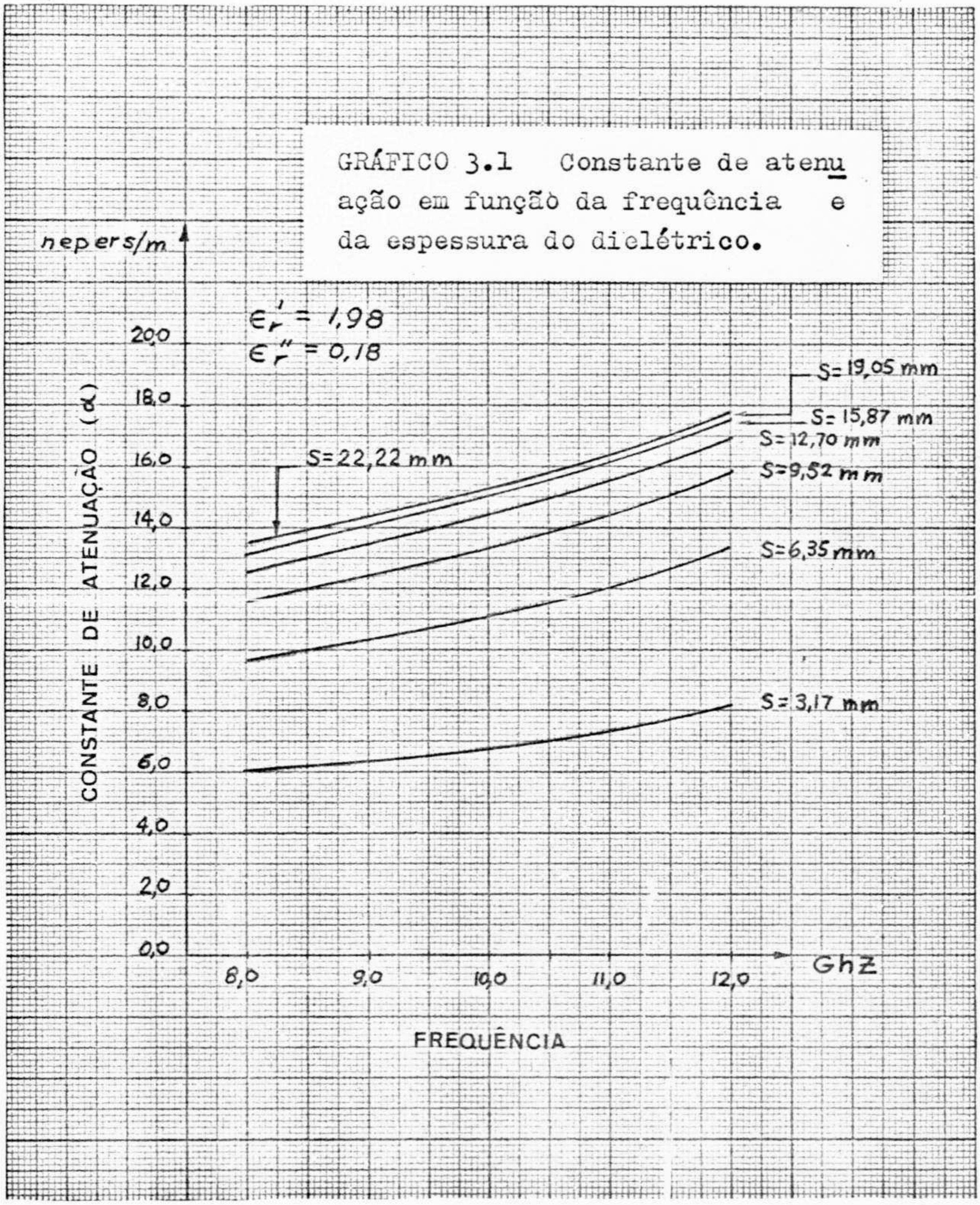


GRÁFICO 3.1 Constante de atenuação em função da frequência e da espessura do dielétrico.
nepers/m
CONSTANTE DE ATENUAÇÃO (α)
$\epsilon_r' = 1,98$
$\epsilon_r'' = 0,18$
S=19,05 mm
S=15,87 mm
S=12,70 mm
S=9,52 mm
S=22,22 mm
S=6,35 mm
S=3,17 mm
20,0
18,0
16,0
14,0
12,0
10,0
8,0
6,0
4,0
2,0
0,0
8,0
9,0
10,0
11,0
12,0
GhZ
FREQUÊNCIA

CAPITULO 4

DETERMINAÇAO DA CONSTANTE DIELÉTRICA DE UM DIELÉTRICO IMPERFEITO

4.1. Generalidades

Em aplicações de microondas para aquecimento industrial, os dielétricos de interêsse têm perdas muito grandes. Por isto mesmo são chamados de dielétricos imperfeitos.

Para essas aplicações torna-se imprescindível o conhecimento das suas características.

Como veremos posteriormente, a caracterização da constante dielétrica de um material que possui perdas consideráveis, nos permite escolher a frequência de operação da qual depende a economia do tratamento por aquecimento daquêle material.

Em alguns casos sòmente a experiência poderá decidir qual a frequência que dará os melhores resultados, por causa dos processos complicados de materiais heterogêneos, como por exemplo, dielétricos mistos.

Muito frequentemente, entretanto, torna-se útil o conhecimento exato dos fenômenos físicos da interação entre o dielétrico e o campo elétrico para aquecimento em altas frequências.

Nêste capítulo, desenvolveremos métodos para calcular a parte real e a imaginária, respectivamente, de um dielétrico imperfeito.

4.2. Determinação da Constante Dielétrica Relativa

Para determinar a constante dielétrica relativa, estudaremos a reflexão de uma onda eletromagnética provocada por uma mudança na constante dielétrica.

Na figura 4.1 abaixo, nós representamos um corte longitudinal de um guia retangular carregado com dois dielétricos de constantes ϵ_1 e ϵ_2 ,respectivamente.

Na figura 4.2 nós representamos o circuito equivalente a uma linha de transmissão, referente à figura 4.1.

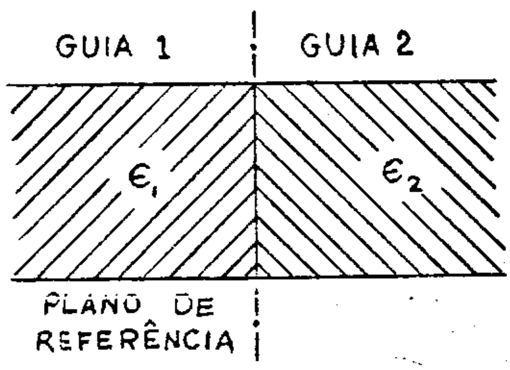


Fig. 4.1 Descontinuidade da constante dielétrica em um guia retangular

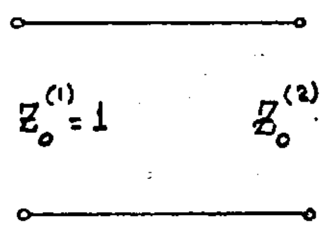


Fig. 4.2 Circuito Equivalente de linha de transmissão

A impedância característica para o modo TE_{10} será dada pela expressão abaixo:

$$Z_o \triangleq \frac{j\omega\mu_o b}{\gamma a} \tag{4.1}$$

Evidentemente estamos considerando $\omega \gg \omega_c$.

Desta maneira teremos para cada guia:

Guia 1 : $$Z_o^{(1)} = \frac{j\omega\mu_o b}{\gamma_1 a} \tag{4.2}$$

Guia 2: $$Z_o^{(2)} = \frac{j\omega\mu_o b}{\gamma_2 a} \tag{4.3}$$

Fazendo a relação entre as impedâncias características nos meios (2) e (1), teremos:

$$\frac{Z_o^{(2)}}{Z_o^{(1)}} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \qquad (4.4)$$

Para determinar a impedância característica do meio (2) podemos supor $Z_o = 1$. Assim teremos:

$$Z_o^{(2)} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \qquad (4.5)$$

Se o dielétrico (2) não tem perdas, $Z_o^{(2)}$ é real.

No nosso caso porém, devido às perdas do dielétrico (2) a impedância característica $Z_o^{(2)}$ será complexa.

Podemos então escrever:

$$\boxed{Z_o^{(2)} = r + jx = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \qquad (4.6)$$

onde as letras minúsculas significam grandezas normalizadas.

No caso, o meio (1) é um dielétrico de ar e, portanto, tem constantes ϵ_o e μ_o .

Sendo assim, a expressão (4.6) tomará a forma;

$$r + jx = \sqrt{\frac{\omega^2\mu_o\epsilon_o - (\pi/a)^2}{\omega^2\mu_o\epsilon_o\epsilon_r - (\pi/a)^2}} \qquad (4.7)$$

Como o dielétrico do meio (2) tem perdas, devemos substituir ϵ_r por

$$\epsilon_r^* = \epsilon'_r - j\epsilon''_r \qquad (4.8)$$

em (4.7), o que dará:

$$r + jx = \sqrt{\frac{\omega^2\mu_o\epsilon_o - (\pi/a)^2}{\omega^2\mu_o\epsilon_o(\epsilon'_r - j\epsilon''_r) - (\pi/a)^2}} \qquad (4.9)$$

Fazendo em (4.9) $k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o$, vem:

$$r + jx = \sqrt{\frac{K_o^2 - (\pi/a)^2}{[K_o^2\epsilon'_r - (\pi/a)^2] - jK_o^2\epsilon''_r}}$$

$$= \sqrt{\frac{1 - (\pi/aK_o)^2}{[\epsilon'_r - (\pi/aK_o)^2] - j\epsilon''_r}} \qquad (4.10)$$

Elevando ao quadrado ambos os membros da expressão (4.10), teremos:

$$(r^2 - x^2) + j2rx = \frac{1 - (\pi/aK_o)^2}{[\epsilon'_r - (\pi/aK_o)^2] - j\epsilon''_r} \qquad (4.11)$$

Fazendo ainda em (4.11)

$$\boxed{\chi^2 = (\pi/a k_o)^2} \tag{4.12}$$

teremos:

$$(r^2 - x^2) + j2rx = \frac{1-\chi^2}{(\epsilon'_r - \chi^2) - j\epsilon''_r}$$

$$= \frac{(1-\chi^2)[(\epsilon'_r - \chi^2) + j\epsilon''_r]}{(\epsilon'_r - \chi^2)^2 + (\epsilon''_r)^2}$$

$$= \frac{(1-\chi^2)(\epsilon'_r - \chi^2)}{(\epsilon'_r - \chi^2)^2 + \epsilon''^2_r} + j\,\frac{(1-\chi^2)\epsilon''_r}{(\epsilon'_r - \chi^2)^2 + \epsilon''^2_r} \tag{4.13}$$

Teremos portanto:

$$r^2 - x^2 = \frac{(1-\chi^2)(\epsilon'_r - \chi^2)}{(\epsilon'_r - \chi^2)^2 + \epsilon''^2_r} \tag{4.14}$$

$$2rx = \frac{(1-\chi^2)\epsilon''_r}{(\epsilon'_r - \chi^2)^2 + \epsilon''^2_r} \tag{4.15}$$

Fazendo em seguida:

$$\boxed{A = r^2 - x^2} \tag{4.16}$$

$$\boxed{B = 2rx} \tag{4.17}$$

as expressões (4.16) e (4.17) tomarão a seguinte forma:

$$\boxed{A = \frac{(1-\chi^2)(\epsilon_r' - \chi^2)}{(\epsilon_r' - \chi^2)^2 + \epsilon_r''^2}} \qquad (4.18)$$

$$\boxed{B = \frac{(1-\chi^2)\epsilon_r''}{(\epsilon_r' - \chi^2)^2 + \epsilon_r''^2}} \qquad (4.19)$$

Façamos em seguida

$$F = \epsilon_r' - \chi^2 \qquad (4.20)$$

$$T = 1 - \chi^2 \qquad (4.21)$$

$$S = \epsilon_r'' \qquad (4.22)$$

Teremos então:

$$A = \frac{TF}{F^2 + S^2} \qquad (4.23)$$

$$B = \frac{TS}{F^2 + S^2} \qquad (4.24)$$

Fazendo agora

$$A' = \frac{A}{T} \qquad (4.25)$$

$$B' = \frac{B}{T} \qquad (4.26)$$

teremos que

$$A' = \frac{F}{F^2 + S^2} \tag{4.27}$$

$$B' = \frac{S}{F^2 + S^2} \tag{4.28}$$

Das expressões (4.27) e (4.28) tiramos que:

$$F^2 + S^2 = \frac{F}{A'} = \frac{S}{B'} \tag{4.29}$$

Portanto, de (4.29) tiramos

$$F = \frac{A'}{B'} S \tag{4.30}$$

De (4.29) nós temos

$$F^2 + S^2 = \frac{S}{B'} \tag{4.31}$$

Substituindo (4.30) em (4.31) vem:

$$\frac{(A')^2}{(B')^2} S^2 + S^2 = \frac{S}{B'}$$

de onde tiramos: $\boxed{S = \frac{B'}{A'^2 + B'^2}}$ (4.32)

Levando S de (4.32) em (4.30) teremos também:

$$F = \frac{A'}{A'^2 + B'^2} \tag{4.33}$$

Considerando (4.33), (4.21), (4.20) e (4.12) acima, teremos:

$$\epsilon_r' = \left(\frac{\pi}{a K_o}\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\pi}{a K_o}\right)^2\right] \frac{A}{A^2 + B^2} \tag{4.34}$$

onde nós temos:

$$K_o = \omega \sqrt{\mu_o \epsilon_o} \tag{4.35}$$

$$A = r^2 - x^2 \tag{4.36}$$

$$B = 2 r x \tag{4.37}$$

Analogamente, as expressões (4.32), (4.22), (4.21) e (4.12) permitem escrever

$$\epsilon_r'' = \left[1 - \left(\frac{\pi}{a K_o}\right)^2\right] \frac{B}{A^2 + B^2} \tag{4.38}$$

Observando os resultados teóricos mostrados na tabela 4.3 acima, vemos que os valores médios de ϵ_r' e $\delta\epsilon_r'$ são, respectivamente, 1,98 e 1,02, resultados plenamente satisfatórios para propósitos práticos.

O mesmo observamos em relação a ϵ_r'' e $\delta\epsilon_r''$, cujos valores médios são, respectivamente, 0,41 e 0,61.

Observemos que na aproximação utilizada para determinação de ϵ_r' é pressuposto o conhecimento da impedância característica normalizada $Z_0^{(2)}$. No entanto isto não constitui um grande problema já que podemos fàcilmente medir em laboratório VSWR e locação de mínimos.

De posse dêstes dados, então, determinamos $Z_0^{(2)}$ em uma carta de Smith.

4.3. Método de Medição

Um método muito simples de medir a relação de ondas estacionárias e a locação dos mínimos é pelo uso de uma linha fendida e um medidor de VSWR. A montagem que pode ser usada está esquematizada na figura 4.3 abaixo.

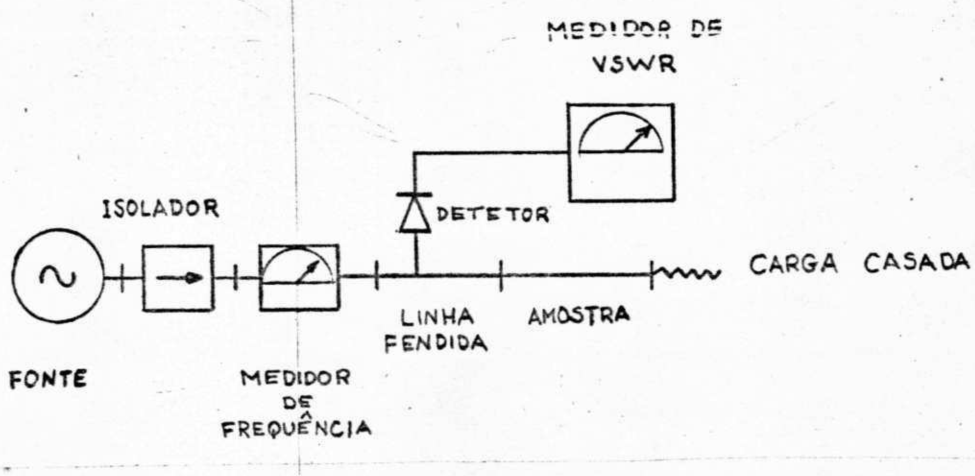


Fig. 4.3 Circuito para medição de VSWR e locação de mínimos.

Usando o circuito da Fig. 4.3 foram obtidos os seguintes dados na etapa experimental dêste trabalho.

Tabela 4.1 VSWR e locação de mínimos em função da frequência.

FREQUÊNCIA (GHz)	VSWR	ΔX_{min} (cm)
8.0	2.10	6.56
8.5	1.90	8.32
9.0	1.82	7.22
9.5	1.76	6.50
10.0	1.71	7.85
10.5	1.66	7.25
11.0	1.64	6.70
11.5	1.59	6.30
12.0	1.56	7.40

Os dados acima foram medidos considerando o guia totalmente cheio de dielétrico. Isto foi feito assim para facilitar os cálculos pois, como sabemos, a constante dielétrica é uma propriedade **intrínseca** do tipo de material e não de suas dimensões.

4.4. Amostra de Cálculo e Resultados Teóricos

Apresentamos, a seguir, uma amostra do cálculo usado na determinação de ϵ_r' e ϵ_r'', a partir dos dados experimentais medidos: frequência, VSWR e locação do primeiro mínimo a partir da carga. O cálculo dos erros relativos $\delta\epsilon_r'$ e $\delta\epsilon_r''$ é feito no Apêndice B.

Tabela 4.2.Amostra de Cálculo

F (GHz)	λ_g (cm)	$\Delta x/\lambda_g$	VSWR	r	x	A	B	$\frac{B}{A^2+B^2}$	$\frac{A}{A^2+B^2}$	$\frac{\pi}{a K_o}$	ϵ_r'	$\delta\epsilon_r'$	ϵ_r''	$\delta\epsilon_r''$
9.0	4.86	1.49	1.82	0.56	0.06	0.31	0.07	0.67	3.10	0.73	1.97	9.35	0.31	95.18

Os resultados do cálculo de ϵ_r' e ϵ_r'' e dos erros relativos $\delta\epsilon_r'$ e $\delta\epsilon_r''$ em função da frequência, são apresentados na tabela 4.3 abaixo. Os programas computacionais para o cálculo numérico destas grandezas,se acha no Apêndice D.

Tabela 4.3. Resultados Teóricos

F (GHz)	ϵ_r'	$\delta\epsilon_r'$ (%)	ϵ_r''	$\delta\epsilon_r''$ (%)
9.00	1.97	9.35	0.31	95.18
9.50	2.01	7.71	0.21	151.13
10.00	1.86	11.10	0.43	58.22
10.50	1.92	9.79	0.35	80.23
11.00	1.81	13.25	0.58	38.91
11.50	1.93	9.09	0.30	96.64
12.00	1.87	11.15	0.44	59.04

Observando os resultados teóricos mostrados na tabela 4.3 acima, vemos que os valores médios de ϵ_r' e $\delta\epsilon_r'$ são, respectivamente, 1.98 e 1.02, resultados satisfatórios para propósitos práticos.

O mesmo observamos em relação a ϵ_r'' e $\delta\epsilon_r''$, cujos valores médios são, respectivamente, 0.41 e 0.61.

4.5. Determinação de ϵ_r''. Método alternativo.

No capítulo 3 nós determinamos o coeficiente de atenuação e as perdas de inserção do guia carregado.

Como ϵ_r'' está diretamente ligado às perdas no dielétrico, é natural pensar em uma maneira para sua determinação em função dessas perdas.

Se considerarmos o guia totalmente cheio de dielétrico, teremos:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(\pi/a)^2 - k_o^2(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')} \qquad (4.39)$$

Elevando ao quadrado ambos os membros de (4.39)

$$(\alpha^2 - \beta^2) + j2\alpha\beta = [(\pi/a)^2 - k_o^2\epsilon_r'] + jk_o^2\epsilon_r'' \qquad (4.40)$$

Lembrando que $\beta_o^2 = k_o^2 - (\pi/a)^2$, podemos escrever:

$$(\alpha^2 - \beta^2) + j2\alpha\beta = -\beta_o^2 + jk_o^2\,\epsilon_r'' \qquad (4.41)$$

Igualando as partes imaginárias de (4.41) vem:

$$\alpha = k_o^2\,\epsilon_r'' / 2\beta \qquad (4.42)$$

De (4.42) nós temos imediatamente:

$$\epsilon_r'' = \frac{2\alpha\beta}{k_o^2} \tag{4.43}$$

Por outro lado, as perdas de inserção são dadas por

$$IL = 8{,}686\,\alpha\ell \tag{4.44}$$

Substituindo α de (4.44) em (4.43) vem:

$$\epsilon_r'' = \frac{2(IL)\beta}{8.686\,k_o^2\ell}$$

Ou, simplificando a expressão acima:

$$\boxed{\epsilon_r'' = \frac{(IL)\,\beta}{4.343\,k_o^2\ell}} \tag{4.45}$$

4.6. Método de Medição

Para a determinação de ϵ_r'' a equação (4.45) acima mostra que devemos medir as perdas de inserção. Isto é natural, uma vez que a parte imaginária da constante dielétrica está diretamente ligada às perdas do dielétrico.

O circuito da figura 4.4 abaixo foi usado para medir as perdas do material dielétrico (o material usado como dielétrico foi o pinho-branco), e os resultados obtidos estão reproduzidos na tabela 4.4.

Também foi considerado que o guia estava totalmente cheio de dielétrico (s = 22.86mm), para facilitar os cálculos.

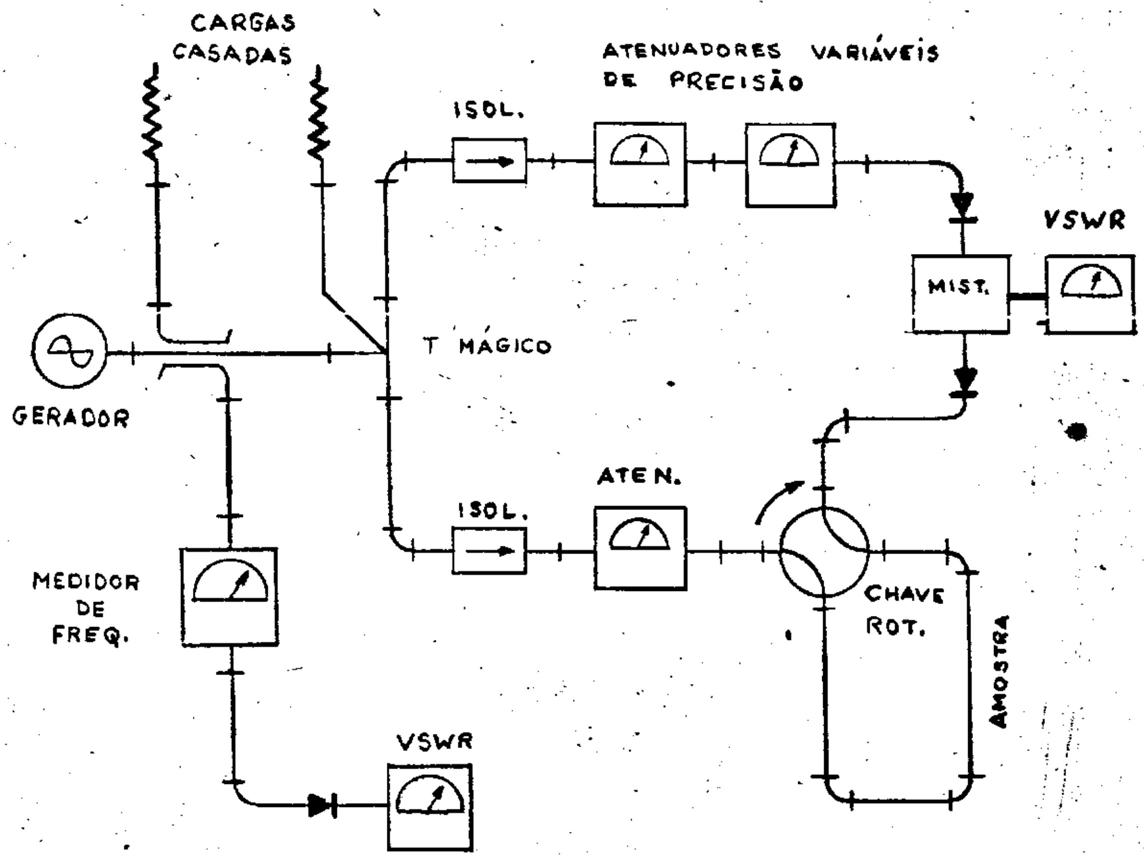


Fig. 4.4 Ponte de Atenuação

Tabela 4.4 Atenuação em Função da Frequência

ESPESSURA DA AMOSTRA (mm)	FREQUÊNCIA (GHz)								
	8.2	8.5	9.0	9.5	10.0	10.5	11.0	11.5	12.0
VAZIA (CORREÇÃO) *	0.0	0.0	0.1	0.0	0.2	0.3	0.3	0.3	0.7
3.18	23.6	22.6	22.6	24.7	23.0	26.0	26.5	27.9	28.8
*	23.6	22.6	22.5	24.7	22.8	25.7	26.2	27.6	28.1
6.35	28.2	27.8	29.5	30.0	29.4	32.4	34.5	36.0	40.5
*	28.2	27.8	29.4	30.0	29.2	32.1	34.2	35.7	39.8
9.53	33.0	38.0	40.0	33.1	44.5	35.9	39.0	39.0	44.0
*	33.0	38.0	39.9	33.1	44.3	35.6	38.7	38.7	43.3
12.70	39.5	41.5	40.5	42.0	37.2	47.5	53.5	45.4	47.5
*	39.5	41.5	40.4	42.0	37.0	47.2	53.2	45.1	46.8
15,88	30.9	30.9	31.3	36.5	30.1	40.1	38.5	40.0	36.4
*	30.9	30.9	31.2	36.5	29.9	39.8	38.2	39.7	35.7
19.05	37.5	35.2	35.2	32.9	43.5	34.5	36.5	35.6	39.8
*	37.5	35.2	35.1	32.9	43.3	34.2	36.2	35.3	39.1
22,23	31.6	34.0	35.0	43.3	32.0	51.0	45.0	42.5	39.1
*	31.6	34.0	34.9	43.3	31.8	50.7	44.7	42.2	38.4
22.86	32.4	34.1	35.2	41.5	32.5	48.5	43.5	43.5	38.2
*	32.4	34.1	35.1	41.5	32.3	48.2	43.2	43.2	37.5

<u>Nota</u>: os valores constantes da tabela são dados em **db** e os asteriscos significam valores corrigidos.

4.7. Resultados Teóricos

Na tabela 4.5 abaixo nós reproduzimos os resultados teóricos sobre a parte imaginária da constante dielétrica relativa ϵ_r'' , bem como o erro relativo $\delta\epsilon_r''$.

O programa computacional correspondente pode ser encontrado no Apêndice D.

Tabela 4.5. Resultados Teóricos

F (GHz)	ϵ_r''	$\delta\epsilon_r''$ (%)
9,00	0,31	95,18
9,50	0,21	151,13
10,00	0,43	58,22
10,50	0,35	80,23
11,00	0,58	38,91
11,50	0,30	96,64
12,00	0,44	59,04

Analisando os valores da tabela acima, observamos que os mesmos estão com uma boa ordem de grandeza e compatíveis com as perdas do material usado nas experiências (white-pine do Canadá).

Observamos, ainda, que os valores médios de ϵ_r'' e $\delta\epsilon_r''$ são, respectivamente, 0,37 e 0,8276 (82,76%).

A tangente de perdas do material é dada por:

$$\tan\delta = \epsilon_r'' / \epsilon_r'$$

CAPITULO 5

IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA

5.1. Generalidades

Uma descontinuidade na constante dielétrica de um guia de ondas dá lugar a reflexões indesejáveis, cujos efeitos devem ser diminuídos, tanto quanto possível.

Isto se consegue fazendo o casamento das impedâncias características das duas seções do guia.

Nêste caso o sistema pode ser considerado como a junção de dois guias, um dêles com dielétrico de ar e o outro com dielétrico sólido.

Nas seções subsequentes nós determinaremos a impedância característica normalizada do dielétrico bem como um circuito equivalente aproximado que represente a descontinuidade.

Depois nós faremos dois projetos de transformadores de impedâncias para minimizar as reflexões na junção.

A situação descrita acima está esquematizada na figura 5.1 abaixo

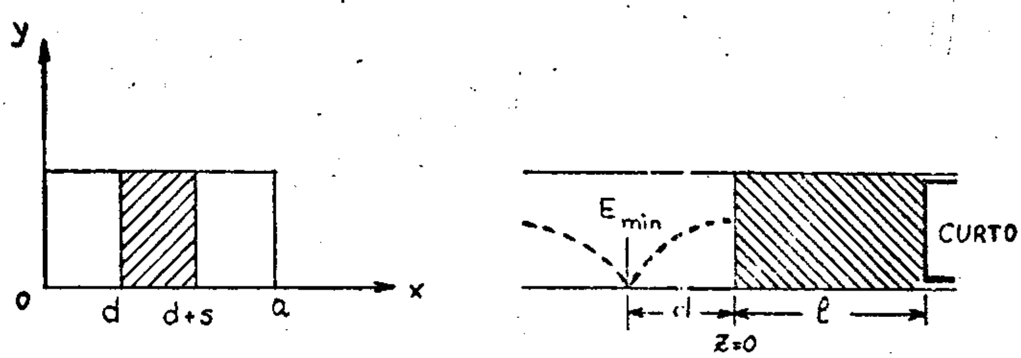


Fig. 5.1 Descontinuidade no dielétrico de um guia retangular.

5.2. Circuito Equivalente

Nesta seção determinaremos um circuito equivalente aproximado que represente a junção de um guia vazio com outro não homogêneamente carregado, como mostra a figura 5.1.

Sem perda de generalidade suporemos que o segundo guia é terminado em um curto circuito em $z = \ell$.

Usando o método de Rayleigh-Ritz[1], o circuito equivalente da descontinuidade será o abaixo esquematizado.

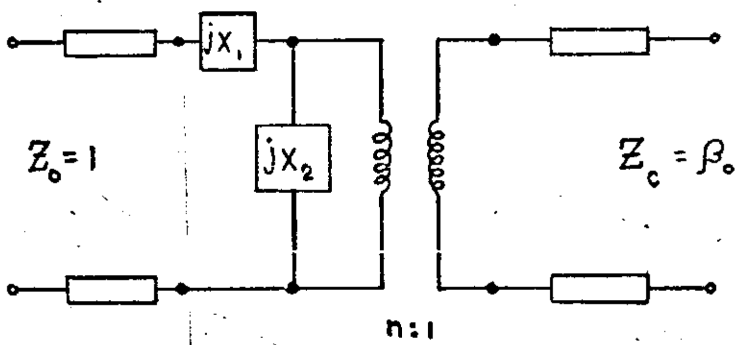


Fig. 5.2 Circuito equivalente da descontinuidade

É possível fazer algumas simplificações[1] no circuito equivalente acima, quais sejam:

(i) a relação de transformação n é igual à unidade para qualquer espessura s .

(ii) a reatância série X_1 é muito pequena.

(iii) a reatância shunt X_2 é muito grande.

Assim, para todos os propósitos práticos, o circuito equivalente da figura 5.2 se reduz à simples junção de duas linhas de transmissão cujas impedâncias caracteristicas são proporcionais às impedâncias de onda do modo TE_{10} nas duas regiões.

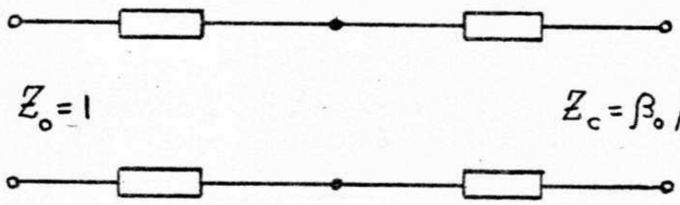


Fig. 5.3 Circuito equivalente simplificado

5.3 Impedância Característica

As impedâncias características dos dois lados da junção serão escolhidas proporcionais ás respectivas impedâncias de onda. Para facilidade de análise vamos supor $Z_o = 1$, na primeira região.

A impedância característica na região dielétrica será dada por:

$$\boxed{Z_c = \frac{\beta_o}{\beta}} \tag{5.1}$$

onde

$$\beta_o = \sqrt{\omega^2 \mu_o \epsilon_o - (\pi/a)^2}$$

$$\beta \cong \sqrt{\omega^2 \mu_o \epsilon_o \epsilon_r' - p^2}$$

5.4. Coeficiente de Reflexão e VSWR

Considerando que o segundo guia é uma carga para o primeiro, o coeficiente de reflexão na junção será dado por:

$$\Gamma = \frac{Z_c - 1}{Z_c + 1} \qquad (5.2)$$

A relação de ondas estacionárias será dada, então, por:

$$VSWR = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \qquad (5.3)$$

5.5. Resultados Teóricos

A seguir mostraremos, em forma de gráficos, os resultados do cálculo da impedância característica do guia, bem como da relação de ondas estacionárias e do coeficiente de reflexão.

O programa computacional se encontra no Apêndice D.

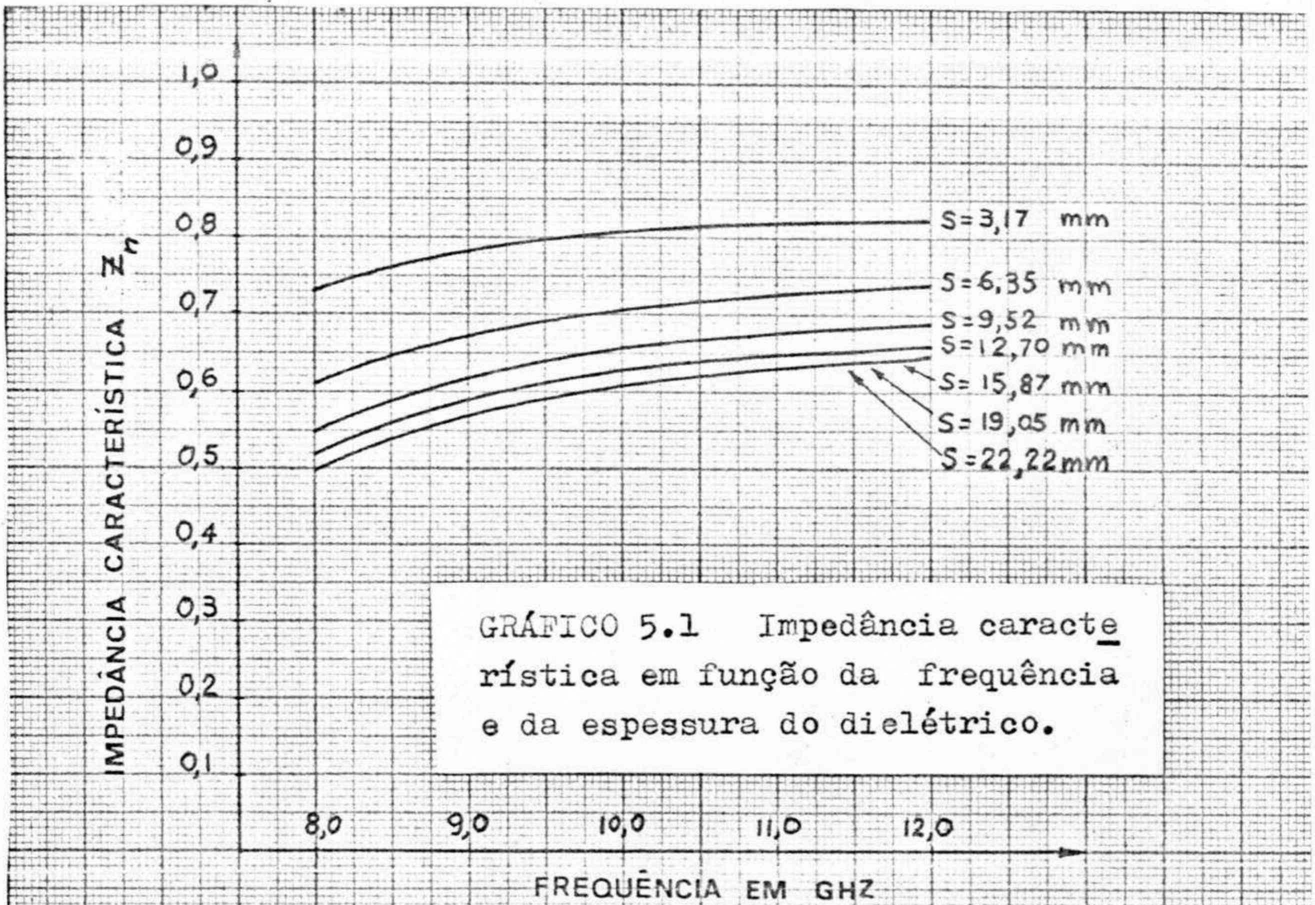


GRÁFICO 5.1 Impedância característica em função da frequência e da espessura do dielétrico.

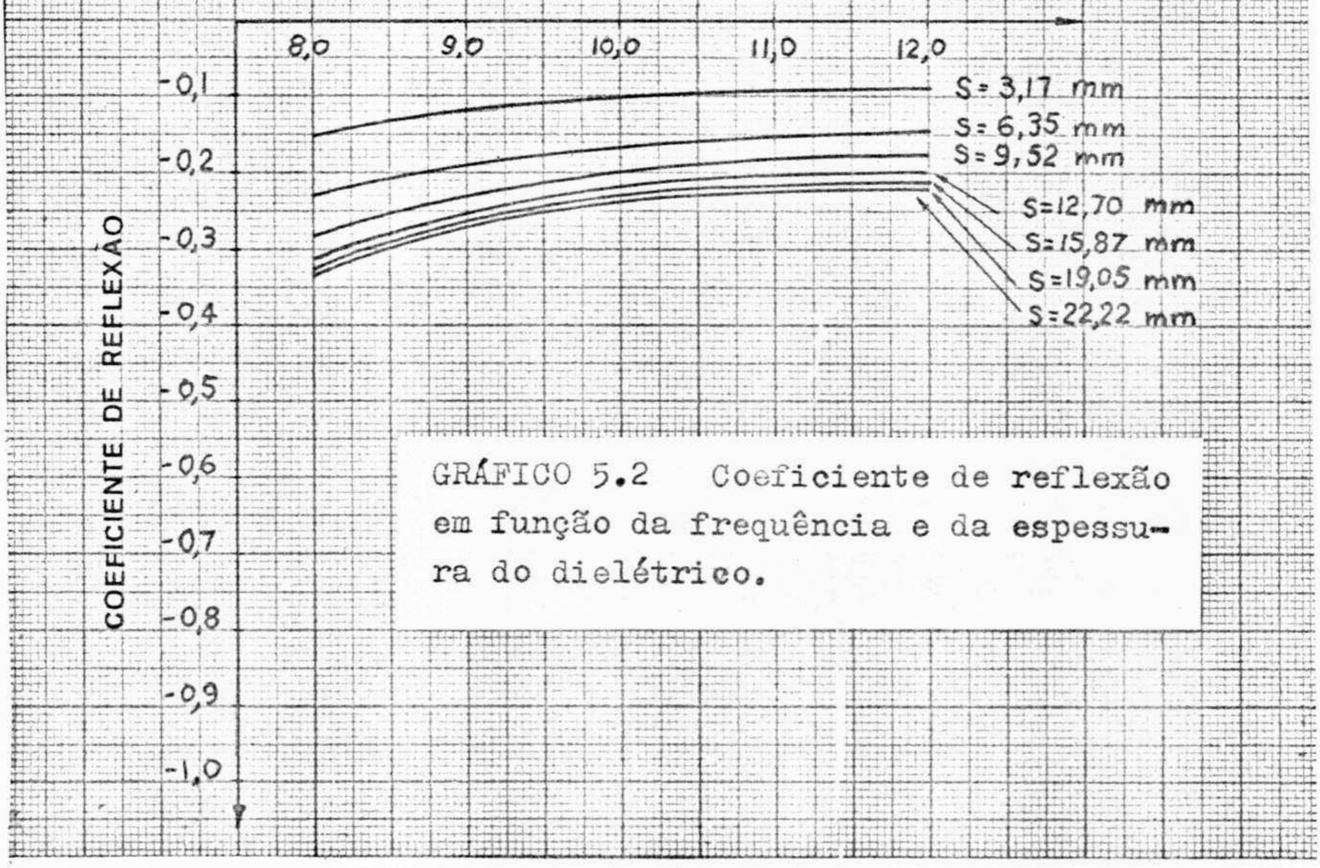


GRÁFICO 5.2 Coeficiente de reflexão em função da frequência e da espessura do dielétrico.

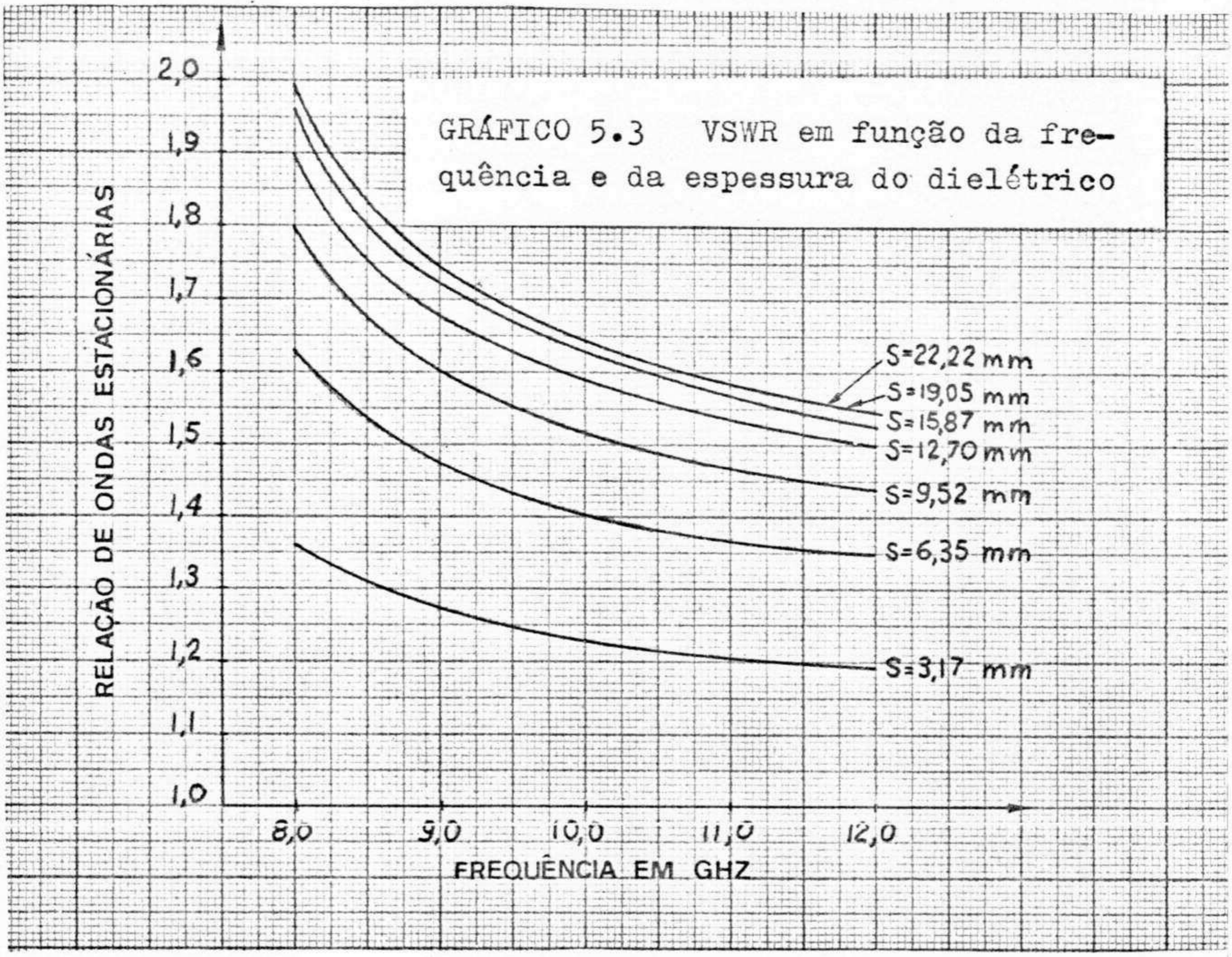


GRÁFICO 5.3 VSWR em função da frequência e da espessura do dielétrico
RELAÇÃO DE ONDAS ESTACIONÁRIAS
2,0
1,9
1,8
1,7
1,6
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1,0
S=22,22 mm
S=19,05 mm
S=15,87 mm
S=12,70 mm
S=9,52 mm
S=6,35 mm
S=3,17 mm
8,0
9,0
10,0
11,0
12,0
FREQUÊNCIA EM GHZ

5.6. Casamento de Impedâncias - Transformadores

Para minimizar as reflexões na junção dos dois guias, é necessário fazer o casamento das impedâncias características.

Para êste fim usaremos a técnica do transformador de impedâncias de uma ou mais seções.

5.6.1. Transformador de uma seção

Na figura 5.4 abaixo está esquematizado o transformador de impedâncias de uma seção.

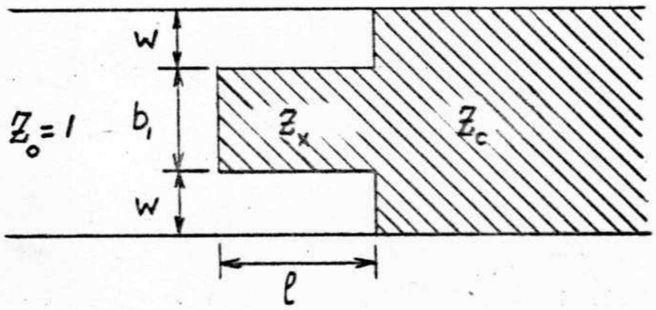


Fig. 5.4 Transformador de uma seção

Êste é o tipo mais simples de transformador de impedâncias.

A distância ℓ é um quarto do comprimento de onda do guia.

$$\boxed{\ell = \frac{\lambda_g}{4}} \qquad (5.4)$$

Para cada espessura do dielétrico e para cada frequência, a constante de fase β está bem determinada e, portanto, λ_g , isto é:

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$$

Para fazer o casamento, a impedância intermediária deve ser dada por:

$$\boxed{Z_x = \sqrt{Z_o Z_c}} \tag{5.5}$$

Podemos supor que a impedância intermediária varia linearmente com a espessura do degrau, como está representado no gráfico abaixo.

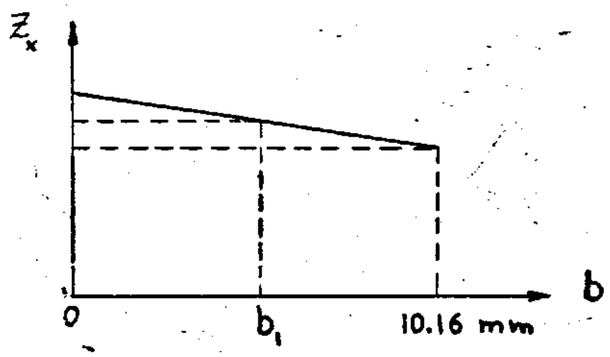


Fig. 5.5 Variação da impedância intermediária com a altura da seção ou degrau.

Do gráfico acima nós tiramos a relação

$$\boxed{b_1 = 10.16 \, \frac{Z_o - Z_x}{Z_o - Z_c}} \tag{5.6}$$

De acôrdo com a figura 5.4 teremos de imediato

$$\boxed{w = (10.16 - b_1)/2} \tag{5.7}$$

5.6.2. Transformador Binomial de Duas Seções

Faremos agora o casamento de impedâncias usando um transformador binomial de duas seções.[2]

A configuração dêste transformador está esquematizada na figura 5.6 abaixo.

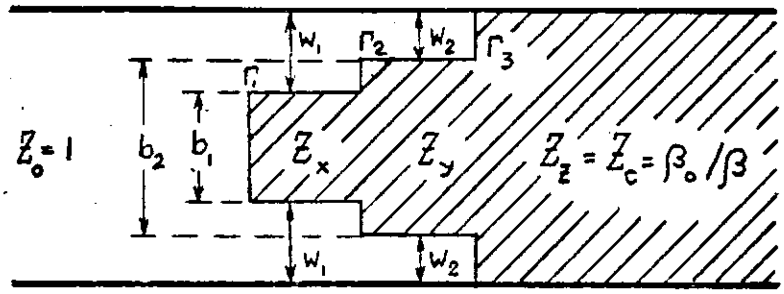


Fig. 5.6 Transformador binomial de duas seções.

Como no caso anterior $\ell = \lambda_g/4$, onde λ_g é determinado a partir do conhecimento da frequência e da espessura do dielétrico, isto é

$$\lambda_g = \frac{2\pi}{\beta}$$

Para um transformador binomial temos a equação

$$\sum \Gamma_i = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{Z_c}{Z_o}\right) \qquad (5.8)$$

onde Γ_i é o coeficiente de reflexão no iº plano de descontinuidade (veja figura 5.6 acima)

Para nosso caso, teremos:

$$\Gamma_1 = \Gamma$$
$$\Gamma_2 = 2\Gamma$$
$$\Gamma_3 = \Gamma$$

A equação (5.8) se reduz então a

$$4\Gamma = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{Z_c}{Z_o}\right) \tag{5.9}$$

Observemos que Γ deve ser negativo porque a constante dielétrica relativa no meio dielétrico é maior que a unidade. Isto acarreta $Z_c < Z_o$ e o logaritmo em (5.9) será negativo.

Da equação (5.9) nós tiramos

$$\Gamma = \frac{1}{8} \ln\left(\frac{Z_c}{Z_o}\right) \tag{5.10}$$

Dêste modo os coeficientes de reflexão estão bem determinados, isto é

$$\boxed{\begin{aligned} \Gamma_1 &= \Gamma = \Gamma_3 \\ \Gamma_2 &= 2\Gamma \end{aligned}} \tag{5.11}$$

Para calcular as impedâncias intermediárias vamos usar a expressão

$$\Gamma_i = \frac{1}{2} \ln \frac{Z_i}{Z_{i+1}} \tag{5.12}$$

Da equação (5.12) vem:

$$\boxed{Z_{i+1} = \frac{Z_i}{e^{2\Gamma_i}}} \tag{5.13}$$

Assim teremos as impedâncias intermediárias

$$Z_x = \frac{Z_0}{e^{2\Gamma_1}} = \frac{1}{e^{2\Gamma}} \qquad (5.14)$$

$$Z_y = \frac{Z_x}{e^{2\Gamma_2}} = \frac{1}{e^{6\Gamma}} \qquad (5.15)$$

$$Z_c = Z_z = \frac{Z_y}{e^{2\Gamma_3}} = \frac{1}{e^{8\Gamma}} \qquad (5.16)$$

Supondo ainda que a variação das impedâncias com as alturas das seções é linear, teremos o mesmo tipo de gráfico que tivemos na seção 5.61

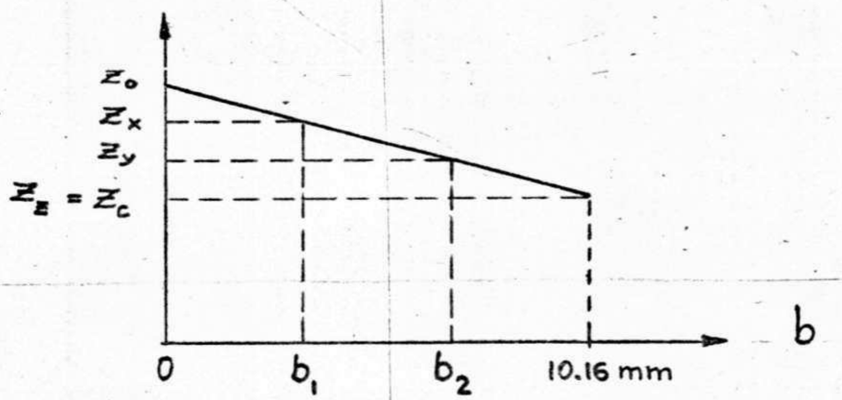


Fig. 5.7 Variação das impedâncias intermediárias com a altura da seção.

Por semelhança de triângulos podemos escrever:

$$b_1 = 10.16 \; \frac{Z_0 - Z_x}{Z_0 - Z_c} \qquad (5.17)$$

$$b_2 = 10.16 \; \frac{Z_0 - Z_y}{Z_0 - Z_c} \qquad (5.18)$$

Finalmente, de (5.17) e (5.18) teremos:

$$W_1 = (10{,}16 - b_1)/2 \qquad (5.19)$$

$$W_2 = (10{,}16 - b_2)/2 \qquad (5.20)$$

De posse das dimensões calculadas em 5.6.1 ou 5.6.2 podemos construir os dois tipos de transformadores de impedâncias.

No Apêndice D temos os programas para calcular os parâmetros dos dois tipos de transformadores, variando a espessura do dielétrico.

Construiremos os dois transformadores para as seguintes condições:

a - Material : pinho-branco

b - Frequência: 9,0 Ghz e 10,0 Ghz

c - Espessura : 12,70 mm

Será feita então a comparação experimental entre as relações de ondas estacionárias para a junção abrupta e para os dois tipos de casamentos.

CAPITULO 6

PERDAS DE INSERÇÃO - COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

6.1. Generalidades

O objetivo do nosso trabalho é a determinação das características de um material dielétrico que tem altas perdas. Estas informações são muito importantes para o projeto de equipamento para aquecimento por microondas, de maneira racional e econômica.

Dentre as características estudadas destacamos a parte imaginária da constante dielétrica relativa e as perdas de inserção, duas grandezas intimamente ligadas.

Faremos nêste capítulo um confronto entre os resultados teóricos e os experimentais, a fim de avaliar a validade da teoria proposta.

Além disso analisaremos a influência da constante dielétrica relativa sôbre as perdas de inserção, do ponto de vista de dispersão dos resultados.

Os gráficos comparativos serão mostrados a seguir.

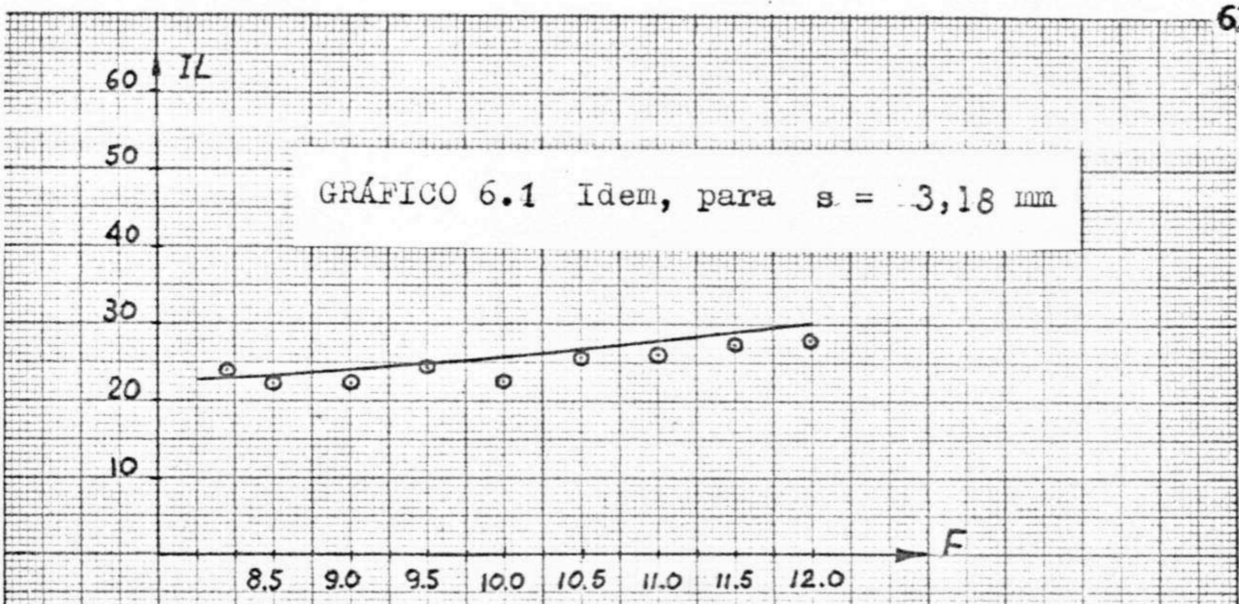


GRÁFICO 6.1 Idem, para s = 3,18 mm

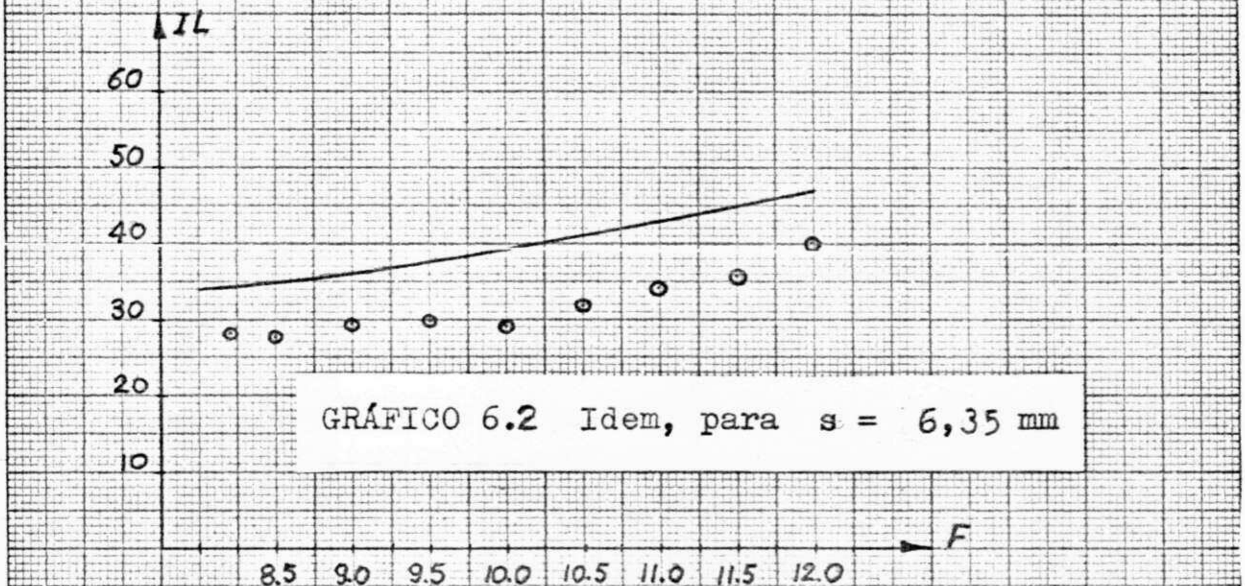


GRÁFICO 6.2 Idem, para s = 6,35 mm

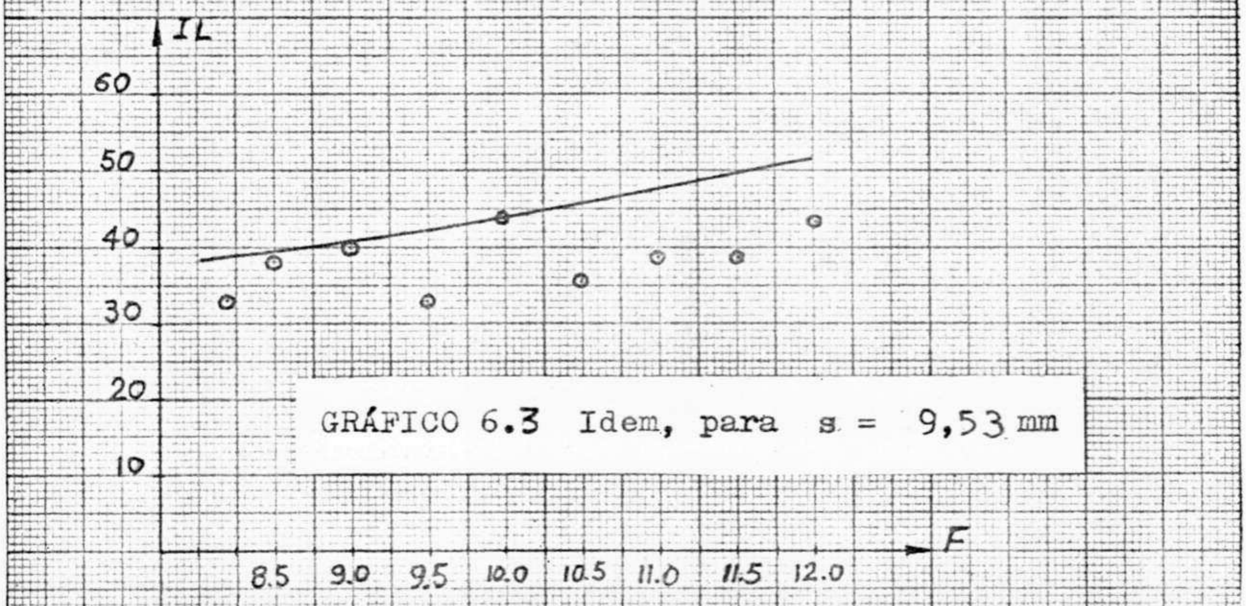


GRÁFICO 6.3 Idem, para s = 9,53 mm

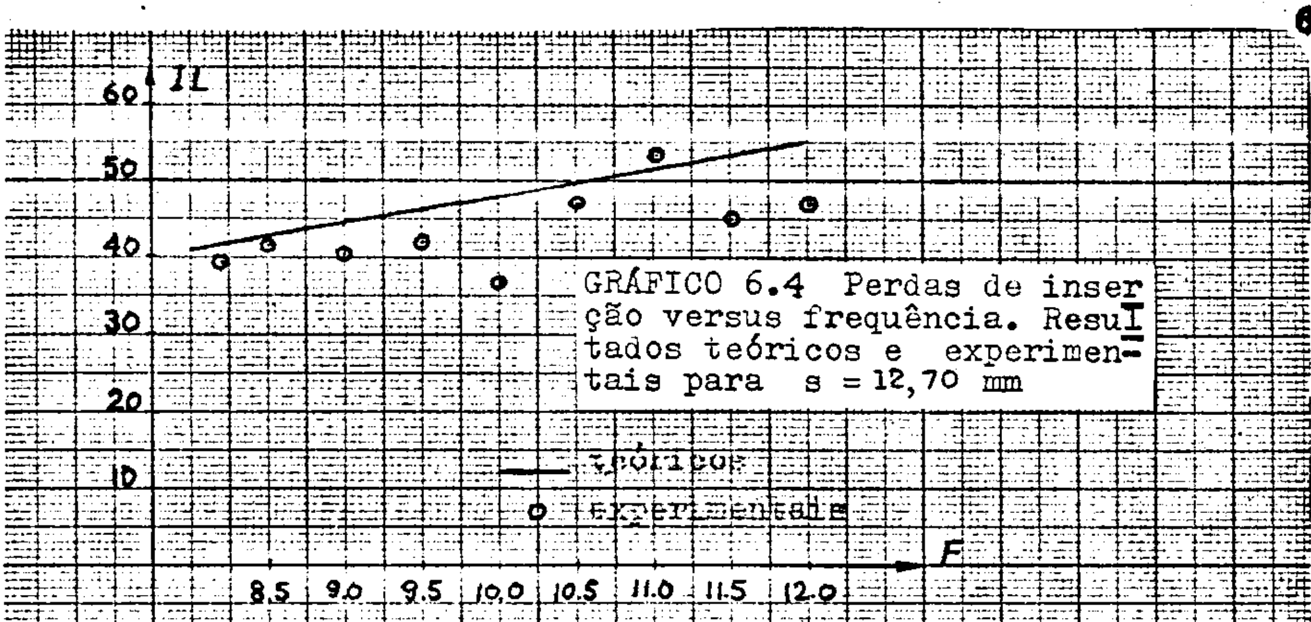


GRÁFICO 6.4 Perdas de inserção versus frequência. Resultados teóricos e experimentais para s = 12,70 mm

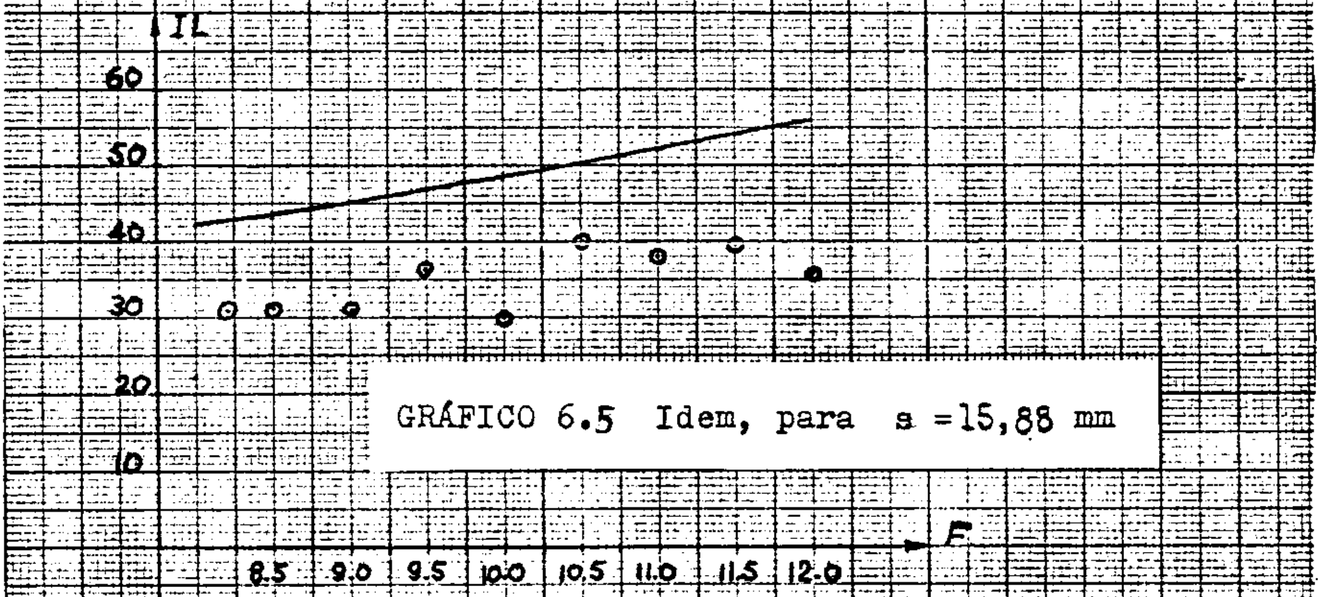


GRÁFICO 6.5 Idem, para s =15,88 mm

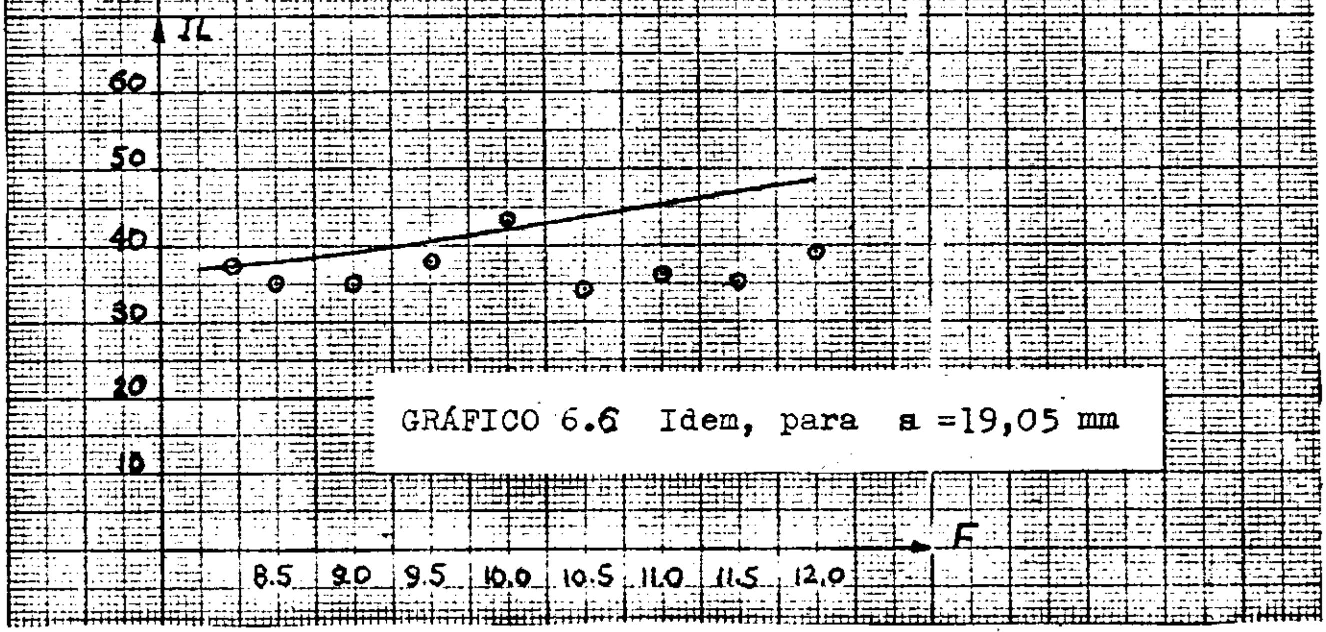


GRÁFICO 6.6 Idem, para s =19,05 mm

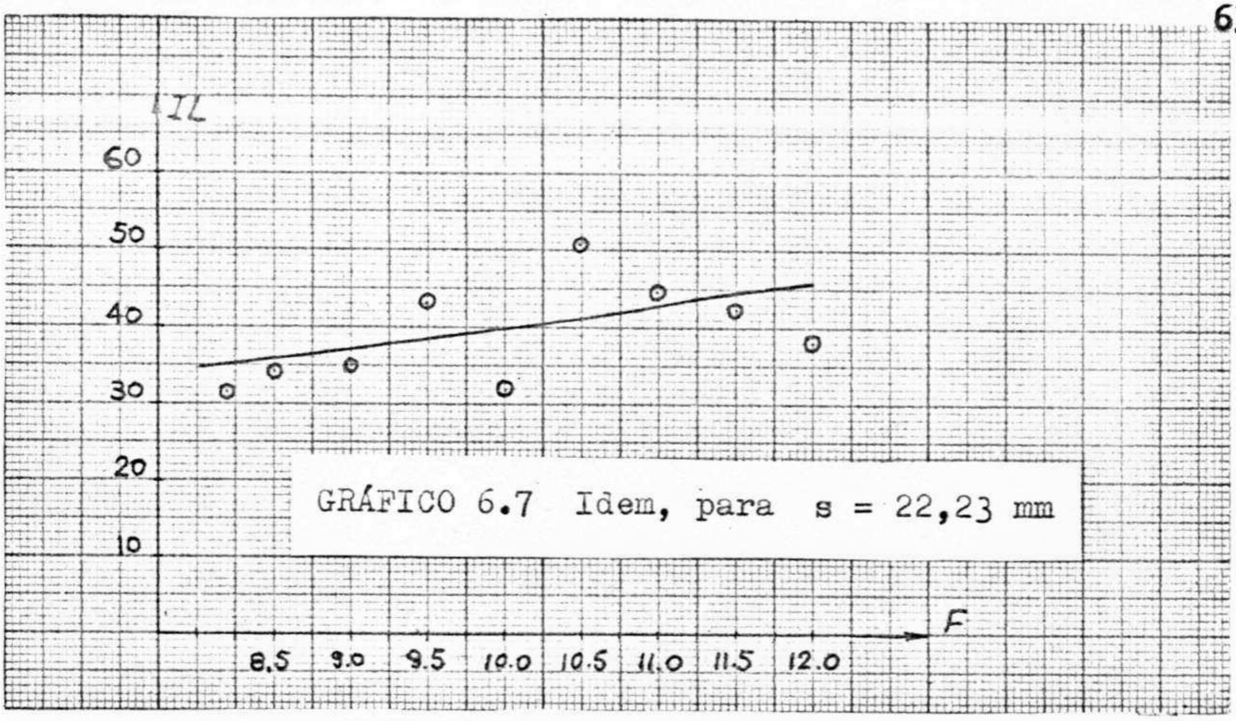


GRÁFICO 6.7 Idem, para s = 22,23 mm

CAPITULO 7

CONCLUSÕES

As conclusões mais importantes deste trabalho, podem ser inferidas dos capítulos 2, 4 e 6, delineadas, respectivamente, a seguir.

Como resultados do capítulo 2, vimos que, para determinados valores de frequência e/ou de espessura da amostra, a constante de separação h torna-se imaginária pura. Isto acarreta uma considerável atenuação na intensidade de campo elétrico nas regiões com dielétrico de ar, ficando aquele campo quase que totalmente confinado na região da lâmina dielétrica. Como consequência imediata, nós teremos, então, uma maior capacidade de potência (power handling capacity), já que o campo de ruptura (breakdown-strenght) é maior na região com dielétrico sólido.

Destacamos, no capítulo 4, os métodos relativamente simples de calcular as partes real e imaginária da constante dielétrica relativa complexa ϵ_r . Os resultados encontrados são perfeitamente coerentes com os resultados experimentais, possibilitando a aplicação do método para a determinação sistemática das características dielétricas macroscópicas de um sem número de materiais, a partir de grandezas determinadas facilmente em laboratório: locação de mínimos, VSWR e perdas de inserção.

No Apêndice C é apresentado o método de Roberts & Von Hippel para o cálculo de ϵ_r . Infelizmente, entretanto, não nos foi possível fazer uma comparação entre os dois métodos, até o presente momento, por não dispormos de amostras do mesmo material (canadian white pine), em cujos dados experimentais foi apoiado o nosso trabalho.

Analisando os gráficos apresentados no capítulo 6, notamos uma certa dispersão entre os dados experimentais das perdas de inserção, quando comparados com as curvas teóricas. Todavia, esta pequena dispersão se deve ao fato de que, no modelo matemático utilizado no desenvolvimento teórico, o dielétrico era considerado isotrópico e homogêneo, o que não acontece exatamente com o modelo real, devido às imperfeições estruturais.

APÊNDICE A

DETERMINAÇÃO DA EQUAÇÃO CARACTERÍSTICA PELO MÉTODO DA RESSONÂNCIA TRANSVERSAL

A.1. Generalidades

Neste apêndice serão determinadas as equações características que regem o comportamento dos campos E e H nas regiões com dielétrico sólido e de ar, usando o método da ressonância transversal.[1]

Para melhor compreensão do mecanismo do método, é necessário tecer algumas considerações analíticas sobre os potenciais de Hertz,[1] no caso particular do guia não homogeneamente carregado.

A.2. Guia Retangular Carregado com Lâmina Dielétrica

Os modos normais de propagação para guias carregados com lâmina dielétrica, como esquematizado na figura A.1 abaixo, não são, em geral, nem modos TE nem modos TM, mas uma combinação de um modo TE e um modo TM. Uma exceção é o caso de modos TE_{no}, cujo campo elétrico é paralelo à superfície frontal da lâmina e não apresenta variação dos campos ao longo da interface ar-dielétrico.

Para um guia retangular terminado por um "plug" dielétrico, como mostra a figura A.2 abaixo, nós vemos facilmente que modos do tipo TE ou TM satisfazem as condições de contorno na interface ar-dielétrico.

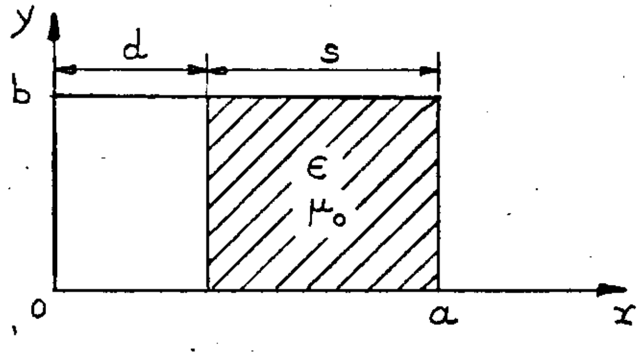


Fig. A.1 Guia retangular carregado com lâmina dielétrica.

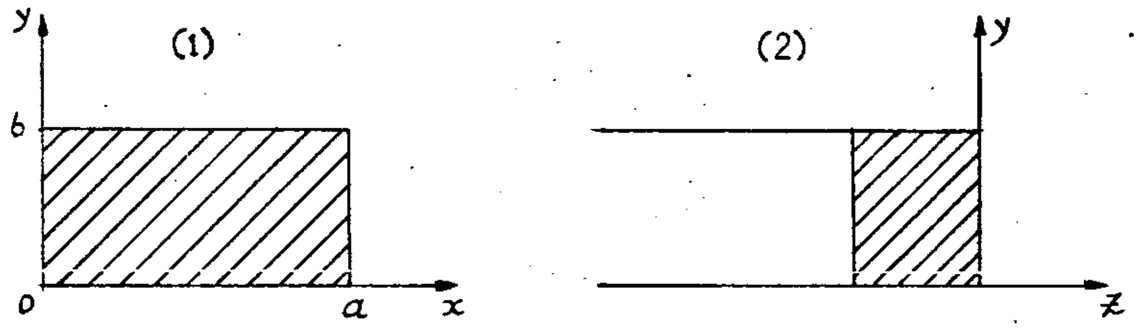


Fig. A.2 Guia retangular terminado por um "plug" dielétrico (interface ar-dielétrico no plano xy) Em (1): seção transversal. Em (2): seção longitudinal.

A situação esquematizada na figura A.1 acima é essencialmente a mesma, exceto pelo fato de a interface ar-dielétrico coincidir com o plano yz. Isto sugere que os modos normais de propagação possam ser determinados a partir de potenciais de Hertz, dos tipos elétrico e magnético, dirigidos ao longo da normal à interface. Os modos resultantes podem, então, ser classificados como modos TE ou TM em relação àquela normal.

Do potencial magnético de Hertz ($\vec{\pi}_m$) nós obtemos um modo que não tem componente de campo elétrico na direção normal à interface, isto é, o vetor campo elétrico pertence ao plano longitudinal yz. A estes modos damos o nome de modos LSE (longitudinal-section electric).

Do potencial elétrico de Hertz ($\vec{\pi}_e$) se obtem um modo que não tem componente de campo magnético na direção da normal à interface. A estes modos damos o nome de modos LSM (longitudinal-section magnetic)

A.3. Modos LSE

Para um potencial magnético de Hertz da forma

$$\vec{\pi}_m = \vec{a}_x \, \psi_m(x,y) \, e^{-\gamma z} \tag{A.1}$$

os campos elétrico e magnético são dados por

$$\vec{E} = -j\omega\mu_o \nabla \times \vec{\pi}_m \tag{A.2}$$

$$\vec{H} = \nabla\times\nabla\times\vec{\pi}_m = \epsilon_r(x) K_o^2 \vec{\pi}_m + \nabla\nabla\cdot\vec{\pi}_m \tag{A.3}$$

e a equação de Helmholtz para $\psi_m(x,y)$

$$\nabla_t^2 \psi_m + [\gamma^2 + \epsilon_r(x) K_o^2]\psi_m = 0 \tag{A.4}$$

onde

$$\epsilon_r(x) = \begin{cases} 1 & 0 \leq x \leq d \\ \epsilon_r & d \leq x \leq a \end{cases} \tag{A.5}$$

Não é demais tornar a lembrar que a propagação ao longo do guia deve ser suposta de acordo com $e^{\mp\gamma z}$ em ambas as regiões do guia, se as condições de contorno na interface devem ser satisfeitas para todos os valores de z. Uma solução para Ψ_m que satisfaz (A.4)nas duas regiões, bem como as condições de contorno para as componentes tangenciais do campo elétrico, é facilmente encontrada como

$$\Psi_m = \begin{cases} A\,\mathrm{sen}(hx)\cos(m\pi y/b) & , \; 0 \leq x \leq d \\ B\,\mathrm{sen}\, p(a-x)\cos(m\pi y/b) & , \; d \leq x \leq a \end{cases} \tag{A.6}$$

onde temos as restrições

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= p^2 + (m\pi/b)^2 - \epsilon_r K_o^2 \\ &= h^2 + (m\pi/b)^2 - K_o^2 \end{aligned} \tag{A.7}$$

É claro que a variação com y deve ser a mesma em ambas as regiões, a fim de satisfazer as condições de contorno para todo y ao longo da interface.

Das equações (A.2) e (A.3) encontramos

$$E_z = j\omega\mu_o e^{-\gamma z} \frac{\partial \Psi_m}{\partial y} \tag{A.8}$$

$$H_y = e^{-\gamma z} \frac{\partial^2 \Psi_m}{\partial y\, \partial x} \tag{A.9}$$

Um exame das expressões para as restantes componentes dos campos $\vec{E}$ e $\vec{H}$, mostra que elas satisfazem as condições de contorno apropriadas, quando são satisfeitas as condições de contorno para E_z e H_y.

Para que E_z e H_y sejam ambos contínuos na interface, as seguintes condições são impostas sobre a solução dada pelas equações (A.6),

$$A\,\mathrm{sen}(hd) = B\,\mathrm{sen}\,ps \tag{A.10}$$

$$Ah\cos(hd) = -pB\cos ps \tag{A.11}$$

Dividindo membro a membro (A.10) e (A.11), teremos a seguinte equação transcendental,

$$h\tan ps = -p\tan(hd) \tag{A.12}$$

que juntamente com a equação

$$p^2 = h^2 + k_o^2(\epsilon_r - 1) \tag{A.13}$$

derivável de (A.7) determina um número infinito de soluções para as constantes de separação p e h.

Quando p e h tornam-se elevados, eles se aproximam da igualdade, como pode ser visto a partir de (A.13).

Neste caso, a $n^{\underline{a}}$ solução de (A.12) se aproxima de $n\pi/a$ e, portanto, p_n e h_n se aproximam de $n\pi/a$ para grandes valores de n.

Eliminando o coeficiente B entre as equações (A.10) e (A.11), teremos a solução para o modo LSE_{nm} dada por

$$\Psi_{m,nm} e^{-\gamma_{nm}} = A_{nm} e^{-\gamma_{nm}} \begin{cases} \operatorname{sen}(h_n x) \cos \dfrac{m\pi y}{b} \\ \dfrac{\operatorname{sen}(h_n d)}{\operatorname{sen} p_n s} \operatorname{sen} p_n (a-x) \cos \dfrac{m\pi y}{b} \end{cases} \quad (A.14)$$

onde A_{nm} é arbitrário.

Para o caso especial $m = 0$, o modo LSE degenera em um modo TE_{no}.

A impedância de onda medida na direção x é dada por

$$Z_x = -\frac{E_z}{H_y} = \frac{E_y}{H_z} = -\frac{j\omega\mu_o \Psi_m}{\partial\Psi_m/\partial x} \quad (A.15)$$

Portanto, de acordo com (A.6) teremos:

$$Z_x = \omega\mu_o \begin{cases} -j(1/h) \tan(hx) & , 0 \leq x \leq d \\ j(1/p) \tan p(a-x) & , d \leq x \leq a \end{cases} \quad (A.16)$$

A.4. Método da Ressonância Transversal

Seja o guia com carregamento simétrico como esquematizado na figura A.3 abaixo

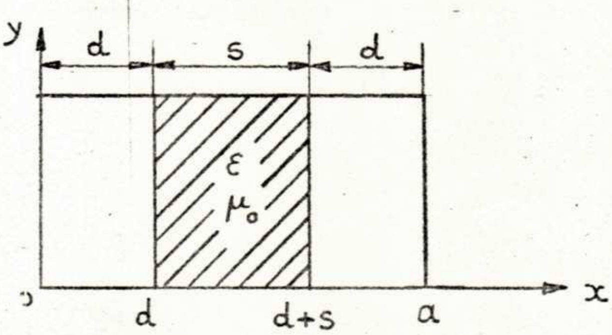


Fig. A.3 Guia simètricamente carregado com lâmina dielétrica de espessura s.

Considerando que a propagação toma lugar na direção x, o circuito equivalente transversal é uma junção de três linhas de transmissão com curtos em $x = o$ e $x = a$.

As impedâncias características das linhas que compõem a junção são proporcionais às respectivas impedâncias de onda (inversamente proporcionais às constantes de separação) nas três regiões (veja as equações (A.11)).

O circuito equivalente em linha de transmissão está esquematizado na figura A.4 abaixo.

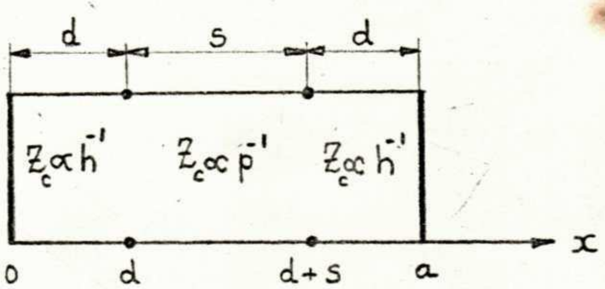


Fig. A.4 Circuito equivalente transversal

Para o carregamento simétrico ilustrado na figura A.3, o ponto $x = d + s/2$ se comporta como um curto-circuito para modos TE_{no}, n par, e como um circuito-aberto para modos TE_{no}, n ímpar.

Para fins de aquecimento por microondas, só nos interessa o segundo caso, pois desejamos um campo elétrico máximo em $x = a/2$. Desta forma, e devido à simetria do problema, o circuito equivalente transversal para n ímpar, se reduz ao abaixo esquematizado:

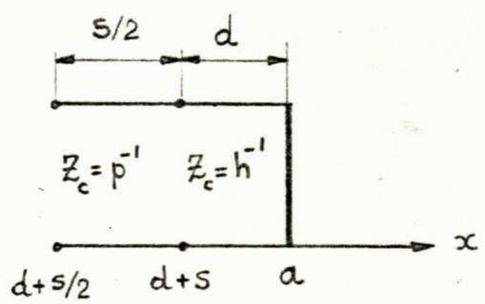


Fig. A.5 Circuito equivalente transversal, para n ímpar.

A impedância de entrada vista em x = d + s , e olhando para a direita, será

$$Z_{in} = j h^{-1} \tan(hd) \qquad (A.17)$$

Esta impedância deverá ser igual ao negativo da impedância de entrada em x = d + s , olhando para a esquerda, sendo o sinal negativo devido às correntes equivalentes terem sentidos contrários nas duas linhas.

Assim, teremos

$$j h^{-1} \tan(hd) = - \frac{p^{-1}}{j \tan p s/2} \qquad (A.18)$$

Rearranjando a relação (A.13) teremos a equação característica para modos TE_{no} , n ímpar , e h real.

$$p \tan(hd) = h \cot an \frac{ps}{2} \qquad (A.19)$$

Evidentemente, para h imaginário puro, o processo ainda se aplicaria, bastando, para isto, observar a relação

$$\tan(jhd) = j\tanh(hd)$$

Portanto, a equação característica para h imaginário puro será:

$$p\tan(hd) = h \cot an \frac{ps}{2} \qquad (A.20)$$

APÊNDICE B

CÁLCULO DOS ERROS RELATIVOS $\delta\epsilon_r'$ E $\delta\epsilon_r''$

B.1. Erros Instrumentais

No capítulo 4 foram calculadas as partes real e imaginária da constante dielétrica relativa, ϵ_r' e ϵ_r'' , respectivamente.

Como vimos, o desenvolvimento teve por base as seguintes grandezas medidas experimentalmente:

- relação de ondas estacionárias (S)
- posição do 1º mínimo após a carga (X_{min})
- atenuação (α)
- frequência (f)

Evidentemente, a precisão conseguida nos valores calculados de ϵ_r' e ϵ_r'' , a partir de dados experimentais, dependerá da precisão com que tais medidas foram efetuadas.

Os medidores de VSWR normalmente utilizados, apresentam um erro de $\pm$ 0.1 db para cada salto de 10 db, ou seja, um erro relativo de

$$\Delta S = 0.01 \tag{B.1}$$

Por sua vez, os detetores de ondas estacionárias usados na localização de mínimos de campo elétrico, apresentam um erro de

$$\Delta X = 0.00001 \text{ m} \tag{B.2}$$

Quanto aos atenuadores variáveis em guia de ondas , o erro cometido é aproximadamente de

$$\Delta\alpha = 0.2 \text{ db} \tag{B.3}$$

O erro cometido na medição de frequências foi, por sua vez, de

$$\Delta F = 0.05 \text{ GHz.} \tag{B.4}$$

B.2. Erros da Carta de Smith

A partir dos dados experimentais VSWR e posição do 1º mínimo, foram determinadas, em uma carta de Smith, a resistência e a reatância normalizadas. De acordo com os dados da tabela 4.1, capítulo 4, as reatâncias normalizadas caíram no intervalo $0.00 < x < 0.28$, onde o erro absoluto médio foi de

$$\overline{\Delta x} = 0.065 \tag{B.5}$$

como pode ser observado numa carta de Smith.

Por razões análogas, o erro absoluto cometido na deternação das resistências normalizadas foi de valor médio

$$\overline{\Delta r} = 0.018 \tag{B.6}$$

B.3. Cálculo de $\delta\epsilon_r'$

De acordo com a equação (4.34), capítulo 4, a parte real da constante dielétrica relativa é dada por

$$\epsilon_r' = \left(\frac{\pi}{a K_o}\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\pi}{a K_o}\right)^2\right] \frac{A}{A^2+B^2} \tag{B.7}$$

onde nós temos

$$K_o = \omega\sqrt{\mu_o \epsilon_o} \tag{B.8}$$

$$A = r^2 - x^2 \tag{B.9}$$

$$B = 2rx \qquad (B.10)$$

Após algumas simplificações, teremos a equação (B.7) na forma mais conveniente para cálculos,

$$\epsilon'_r = \left(\frac{3}{20\,a F}\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{3}{20\,a F}\right)^2\right]\frac{A}{A^2+B^2} \qquad (B.11)$$

onde $a = 22.86$ mm e F é a frequência em GHz.

O erro absoluto cometido em ϵ'_r será, portanto

$$\Delta\epsilon'_r = \frac{\partial\epsilon'_r}{\partial F}\Delta F + \frac{\partial\epsilon'_r}{\partial A}\Delta A + \frac{\partial\epsilon'_r}{\partial B}\Delta B \qquad (B.12)$$

Da equação (B.9) teremos:

$$\Delta A = \frac{\partial A}{\partial r}\Delta r + \frac{\partial A}{\partial x}\Delta x$$

$$\therefore\ \Delta A = 2(r\Delta r - x\Delta x) \qquad (B.13)$$

Da equação (B.10) teremos, analogamente

$$\Delta B = 2(x\Delta r + r\Delta x) \qquad (B.14)$$

Da equação (B.11) teremos as derivadas parciais

$$\frac{\partial\epsilon'_r}{\partial F} = \frac{9}{200\,a^2 F^3}\left[\frac{A}{A^2+B^2} - 1\right] \qquad (B.15)$$

$$\frac{\partial\epsilon'_r}{\partial A} = \left[1 - \frac{9}{400\,a^2 F^2}\right]\frac{(B^2-A^2)}{(A^2+B^2)^2} \qquad (B.16)$$

$$\frac{\partial\epsilon'_r}{\partial B} = -\frac{2AB}{(A^2+B^2)^2}\left[1 - \frac{9}{400\,a^2 F^2}\right] \qquad (B.17)$$

Portanto, o erro absoluto cometido em ϵ_r' será dado pela expressão,

$$\Delta\epsilon_r' = \frac{0,045}{a^2 F^3}\left(\frac{A}{A^2+B^2} - 1\right)\Delta F + \left(1 - \frac{0,0225}{a^2 F^2}\right)\left[\frac{(B^2-A^2)\Delta A - 2AB\Delta B}{(A^2+B^2)^2}\right] \quad (B.18)$$

onde nós temos

$$\Delta A = 2(r\Delta r - x\Delta x) \quad (B.19)$$

$$\Delta B = 2(r\Delta x + x\Delta r) \quad (B.20)$$

$$\Delta r = 0,018 \quad (B.21)$$

$$\Delta x = 0,065 \quad (B.22)$$

$$\Delta F = 0,05 \quad (B.23)$$

Finalmente, o erro relativo cometido em ϵ_r' será

$$\delta\epsilon_r' = \frac{|\Delta\epsilon_r'|}{\epsilon_r'} \times 100 \quad (B.24)$$

B.4. Determinação de $\delta\epsilon_r''$

De acordo com a equação (4.38) do capítulo 4, a parte imaginária da constante dielétrica relativa é dada por

$$\epsilon_r'' = \left[1 - \left(\frac{\pi}{a K_o}\right)^2\right]\frac{B}{A^2+B^2} \quad (B.25)$$

onde, como antes, nós temos

$$K_o = \omega\sqrt{\mu_o \epsilon_o} \quad (B.26)$$

$$A = r^2 - x^2 \quad (B.27)$$

$$B=2rx \tag{B.28}$$

A equação (B.43) é reescrita abaixo na forma mais conveniente para cálculos,

$$\epsilon_r'' = \left[1 - \left(\frac{3}{20aF}\right)^2\right] \frac{B}{A^2 + B^2} \tag{B.29}$$

O erro absoluto cometido em ϵ_r'' será

$$\Delta\epsilon_r'' = \frac{\partial\epsilon_r''}{\partial F}\Delta F + \frac{\partial\epsilon_r''}{\partial A}\Delta A + \frac{\partial\epsilon_r''}{\partial B}\Delta B \tag{B.30}$$

Da equação (B.27) tiramos:

$$\Delta A = \frac{\partial A}{\partial r}\Delta r + \frac{\partial A}{\partial x}\Delta x$$

$$\Delta A = 2(r\Delta r - x\Delta x) \tag{B.31}$$

Da euqação (B.28) tiramos, analogamente:

$$\Delta B = 2(x\Delta r + r\Delta x) \tag{B.32}$$

Da equação (B.29) teremos as derivadas parciais:

$$\frac{\partial\epsilon_r''}{\partial F} = \frac{0{,}045}{a^2F^3}\,\frac{B}{(A^2+B^2)} \tag{B.33}$$

$$\frac{\partial\epsilon_r''}{\partial A} = -\left[1 - \left(\frac{0{,}15}{aF}\right)^2\right] \frac{2AB}{(A^2+B^2)^2} \tag{B.34}$$

$$\frac{\partial \epsilon_r''}{\partial B} = \left[1 - \left(\frac{0{,}15}{aF}\right)^2\right] \frac{(A^2 - B^2)}{(A^2 + B^2)^2} \tag{B.35}$$

Assim, o erro absoluto cometido em ϵ_r'' será dado pela expressão,

$$\Delta\epsilon_r'' = \frac{0{,}045}{a^2 F^3}\left(\frac{B}{A^2 + B^2}\right)\Delta F + \left[1 - \left(\frac{0{,}0225}{a^2 F^2}\right)\right]\left[\frac{(A^2 - B^2)\Delta B - 2AB\Delta A}{(A^2 + B^2)^2}\right] \tag{B.36}$$

onde nós temos, como antes

$$\Delta A = 2(r\Delta r - x\Delta x) \tag{B.37}$$

$$\Delta B = 2(x\Delta r + r\Delta x) \tag{B.38}$$

$$\Delta r = 0{,}018 \tag{B.39}$$

$$\Delta x = 0{,}065 \tag{B.40}$$

$$\Delta F = 0{,}05 \tag{B.41}$$

Finalmente, o erro relativo cometido em ϵ_r'' será

$$\delta\epsilon_r'' = \frac{|\Delta\epsilon_r''|}{\epsilon_r''} \times 100 \tag{B.42}$$

B.5. Determinação de $\delta\epsilon_r''$. Método alternativo.

De acordo com a equação (4.45) do capítulo 4, a parte imaginária da constante dielétrica relativa é dada pela seguinte expressão

$$\epsilon_r'' = \frac{\beta(IL)}{4{,}343\, K_o^2\, \ell} \tag{B.43}$$

onde a constante de fase β , para o guia cheio (s=a), é dada por

$$\beta = \sqrt{K_o^2 \epsilon_r' - (\pi/a)^2} \qquad (B.44)$$

e, além disto,

$$K_o = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi F}{c} \qquad (B.45)$$

IL são as perdas de inserção, em db e **l** é o comprimento da amostra, em metros.

Tendo em vista (B.43) e (B.44), podemos escrever

$$\epsilon_r'' = C \, \frac{(IL)\beta}{F^2 \ell} \qquad (B.46)$$

onde

$$C = 5{,}24 \times 10^{-4} \qquad (B.47)$$

O erro absoluto cometido em ϵ_r'' será dado por

$$\Delta\epsilon_r'' = \frac{\partial \epsilon_r''}{\partial \beta} \Delta\beta + \frac{\partial \epsilon_r''}{\partial (IL)} \Delta(IL) + \frac{\partial \epsilon_r''}{\partial F} \Delta F + \frac{\partial \epsilon_r''}{\partial \ell} \Delta \ell \qquad (B.48)$$

Tendo em vista a equação (B.44), o erro absoluto $\Delta\beta$ será dado por,

$$\Delta\beta = \frac{\partial \beta}{\partial F} \Delta F + \frac{\partial \beta}{\partial \epsilon_r'} \Delta\epsilon_r' \qquad (B.49)$$

onde,

$$\frac{\partial \beta}{\partial F} = \frac{(400\pi^2/9)\,\epsilon_r' F}{\beta} \qquad (B.50)$$

e

$$\frac{\partial \beta}{\partial \epsilon_r'} = \frac{(400\pi^2/9)\,F^2}{2\beta} \qquad (B.51)$$

Deste modo, $\Delta\beta$ será dado por

$$\Delta\beta = \frac{(400\pi^2/9)F(2\epsilon'_r\Delta F + F\Delta\epsilon'_r)}{2\beta} \tag{B.52}$$

As derivadas parciais envolvidas no cálculo de $\Delta\epsilon''_r$ são

$$\frac{\partial\epsilon''_r}{\partial\beta} = \mathbb{C}\,\frac{(IL)}{F^2\ell} \tag{B.53}$$

$$\frac{\partial\epsilon''_r}{\partial(IL)} = \mathbb{C}\,\frac{\beta}{F^2\ell^2} \tag{B.54}$$

$$\frac{\partial\epsilon''_r}{\partial F} = -2\mathbb{C}\,\frac{\beta(IL)}{F^3\ell} \tag{B.55}$$

$$\frac{\partial\epsilon''_r}{\partial\ell} = -\mathbb{C}\,\frac{\beta(IL)}{F^2\ell^2} \tag{B.56}$$

Portanto, o erro absoluto $\Delta\epsilon''_r$ será dado por

$$\Delta\epsilon''_r = \mathbb{C}\left[\frac{F\ell(IL)\Delta\beta + F\ell\beta\Delta(IL) - 2\beta\ell(IL)\Delta F - \beta(IL)F\Delta\ell}{F^3\ell^2}\right] \tag{B.57}$$

onde $\Delta l = 0{,}0005$ m e $\Delta(IL) = 0{,}2$ db.

Finalmente, o erro relativo cometido em ϵ''_r será dado por

$$\delta\epsilon''_r = \frac{|\Delta\epsilon''_r|}{\epsilon'_r} \times 100 \tag{B.58}$$

APÊNDICE C

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA CONSTANTE DIELÉTRICA COMPLEXA MÉTODO DE ROBERTS & VON HIPPEL

C.1. Generalidades

Usaremos o método de Roberts & Von Hippel[3] - que passaremos a descrever em seguida - para a determinação experimental da constante dielétrica (complexa) de um material não-condutor qualquer, cujas perdas são consideráveis.

O conhecimento da constante dielétrica complexa dos materiais, é de fundamental importância para a continuação do nosso trabalho, visando aplicações industriais e terapêuticas de microondas.

Daremos, a seguir, o desenvolvimento teórico do método e, no final, faremos uma aplicação prática-experimental, determinando a constante dielétrica de uma amostra de pinho. A montagem usada em laboratório está esquematizada na figura C.1 abaixo.

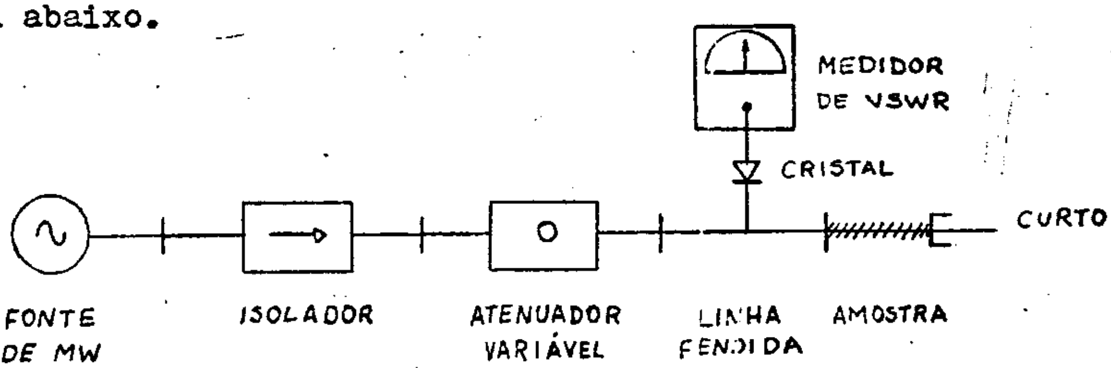


Fig. C.1 Diagrama esquemático da montagem utilizada em laboratório.

C.2. Desenvolvimento Teórico

Consideremos a junção de dois guias retangulares, como mostrado esquematicamente na figura C.2 abaixo. O guia I tem dielétrico de ar; o guia II contem uma amostra de comprimento l do dielétrico em questão, cuja face mais afastada da junção faz contato com um curto em guia de onda.

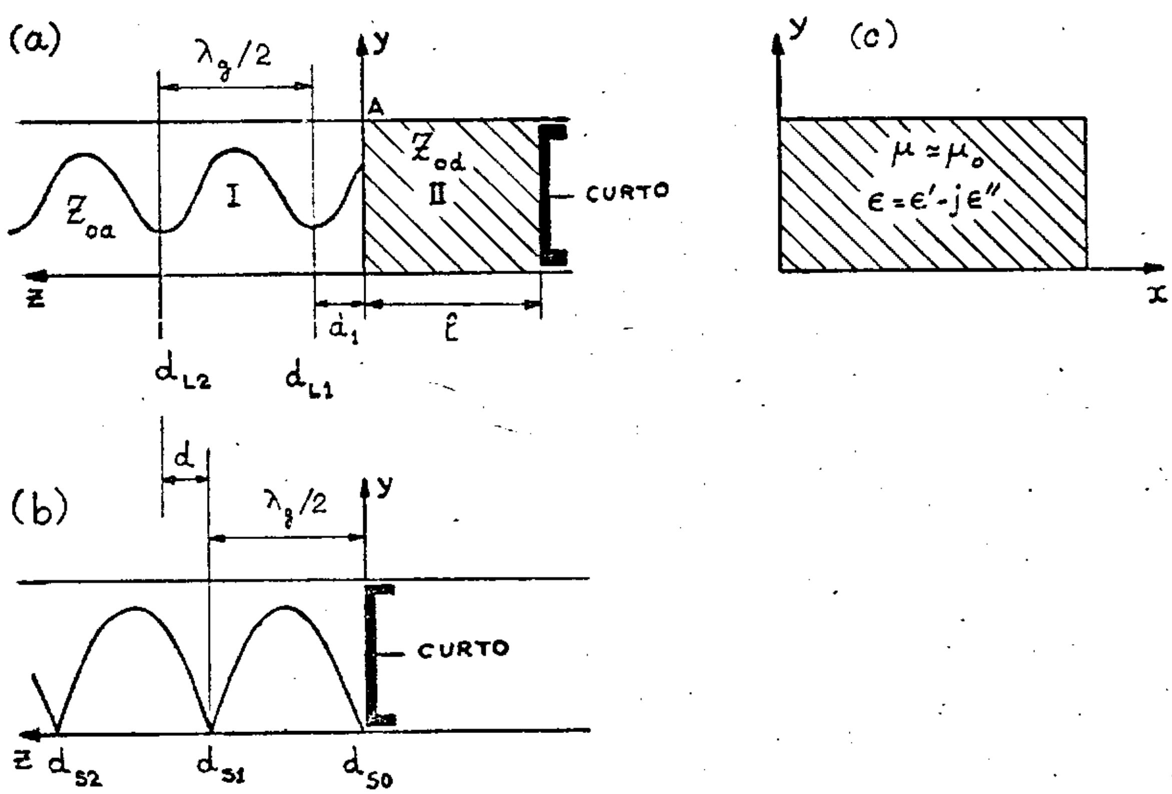


Fig. C.2 (a) junção de dois guias retangulares, sendo o segundo carregado com amostra de comprimento l; (b) curto circuito colocado no plano da junção; (c) corte transversal do segundo guia.

De acordo com a figura C.2 acima, a impedância de entrada do guia II será dada por

$$Z_{in} = Z_{od} \tanh \gamma \ell \tag{C.1}$$

As impedâncias características dos guias I e II , para modos TE, serão, respectivamente,

$$Z_{oa} = \frac{j\omega\mu_o b}{j\beta_a a} \tag{C.2}$$

$$Z_{od} = \frac{j\omega\mu_o b}{\gamma_d a} \tag{C.3}$$

Normalizando todas as impedâncias em relação à impedância característica do guia I, teremos para Z_{in} a seguinte expressão normalizada

ou seja, $$z_{in} = \frac{Z_{in}}{Z_{oa}} = \frac{Z_{od}}{Z_{oa}} \tanh \ell\gamma_d \tag{C.4}$$

Podemos expressar mais convenientemente a equação (C.4) na forma

$$\frac{z_{in}}{j\beta_a \ell} = \frac{\tanh \ell\gamma_d}{\ell\gamma_d} \tag{C.5}$$

Utilizando a montagem da figura C.: acima, determinaremos z_{in} a partir da relação de ondas es:acionárias $\underline{S}$ e da po sição do primeiro mínimo de campo elétrico após a carga (veja figura C.2), bem como do comprimento de onda no guia I, λ_{ga} (o guia I consiste de um detetor de ondas estacionárias). A constante de fase β_a será determinada a partir do conhecimento da frequência de operação, ou do comprimento de onda λ_{ga}. Por conseguinte, o primeiro membro de (C.5) fica conhecido em módulo e fase. O problema, então, é calcular uma raiz da equação (C.5), isto é, um valor de $l\gamma_d$, tal que (C.5) seja satisfeita.

Para ficarmos coerentes com as cartas[4] existentes da função hiperbólica (tanh w)/w, escreveremos (C.5) na forma,

$$C e^{j\varphi} = \frac{\tanh(T e^{j\tau})}{T e^{j\tau}} \tag{C.6}$$

onde nós fizemos

$$C e^{j\varphi} = \frac{Z_{in}}{j\beta_a \ell} \tag{C.7}$$

$$T e^{j\tau} = \ell \gamma_d \tag{C.8}$$

C.3. Constante de Propagação e Constante Dielétrica

A constante de propagação (complexa) para o modo TE_{10} se propagando no guia II, será dada por

$$\gamma_d = \sqrt{(\pi/a)^2 - K_o^2(\epsilon_r' - j\epsilon_r'')} \tag{C.9}$$

ou $$\alpha_d + j\beta_d = \sqrt{\beta_c^2 - \beta_{TEM}^2(\epsilon'_r - j\epsilon''_r)} \qquad (C.10)$$

onde $$\beta_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \frac{2\pi}{2a} \qquad (C.11)$$

$$\beta_{TEM} = \frac{2\pi}{\lambda_{TEM}} \qquad (C.12)$$

$$\lambda_{TEM} = \frac{c}{f} \qquad (C.13)$$

Quadrando ambos os membros de (C.10) e igualando partes reais e imaginárias, teremos:

$$\alpha_d^2 - \beta_d^2 = \beta_c^2 - \beta_{TEM}^2\,\epsilon'_r \qquad (C.14)$$

$$2\alpha_d\,\beta_d = \beta_{TEM}^2\,\epsilon''_r \qquad (C.15)$$

Da equação (C.14) teremos,

$$\epsilon'_r = \frac{\beta_c^2 + \beta_d^2 - \alpha_d^2}{\beta_{TEM}^2} \qquad (C.16)$$

Da equação (C.15) teremos,

$$\epsilon''_r = \frac{2\,\alpha_d\,\beta_d}{\beta_{TEM}^2} \qquad (C.17)$$

A seguir, reconsideremos a equação (C.6) abaixo repetida

$$C e^{j\xi} = \frac{\tanh T e^{j\tau}}{T e^{j\tau}} \qquad (C.18)$$

Entrando com os valores conhecidos de C e ζ na carta em anexo, teremos determinados os parâmetros T e τ . Portanto, de acordo com a equação (C.8), podemos escrever

$$\gamma_d = (T/\ell)\, e^{j\tau} \tag{C.19}$$

ou seja,

$$\alpha_d = (T/\ell)\cos\tau \tag{C.20}$$

e

$$\beta_d = (T/\ell)\,\mathrm{sen}\,\tau \tag{C.21}$$

Substituindo as equações (C.20) e (C.21) nas equações (C.16) e (C.17) acima, teremos, finalmente:

$$\epsilon'_r = \frac{\beta_c^2 - (T/\ell)^2 \cos 2\tau}{\beta_{TEM}^2} \tag{C.22}$$

$$\epsilon''_r = \frac{(T/\ell)^2\,\mathrm{sen}\,2\tau}{\beta_{TEM}^2} \tag{C.23}$$

C.4. Aplicação

Usando o método acima descrito, foi determinada a constante dielétrica relativa complexa do pinho branco brasileiro, da maneira que passaremos a expor em seguida.

A montagem usada no laboratório foi aquela esquematizada na figura C.1 acima. Os dados experimentais obtidos são mostrados na tabela C.1 abaixo.

Tabela C.1. Dados experimentais

F (GHz)	ℓ (m)	S	d_1 (m)	d_1/λ_{ga}	z_{in}
9,0	$20{,}2 \times 10^{-3}$	1,58	$18{,}7 \times 10^{-3}$	0,384	0,85 + j0,40

GRÁFICO C.1 Carta da função

$\tanh(T\angle\tau)/T\angle\tau$

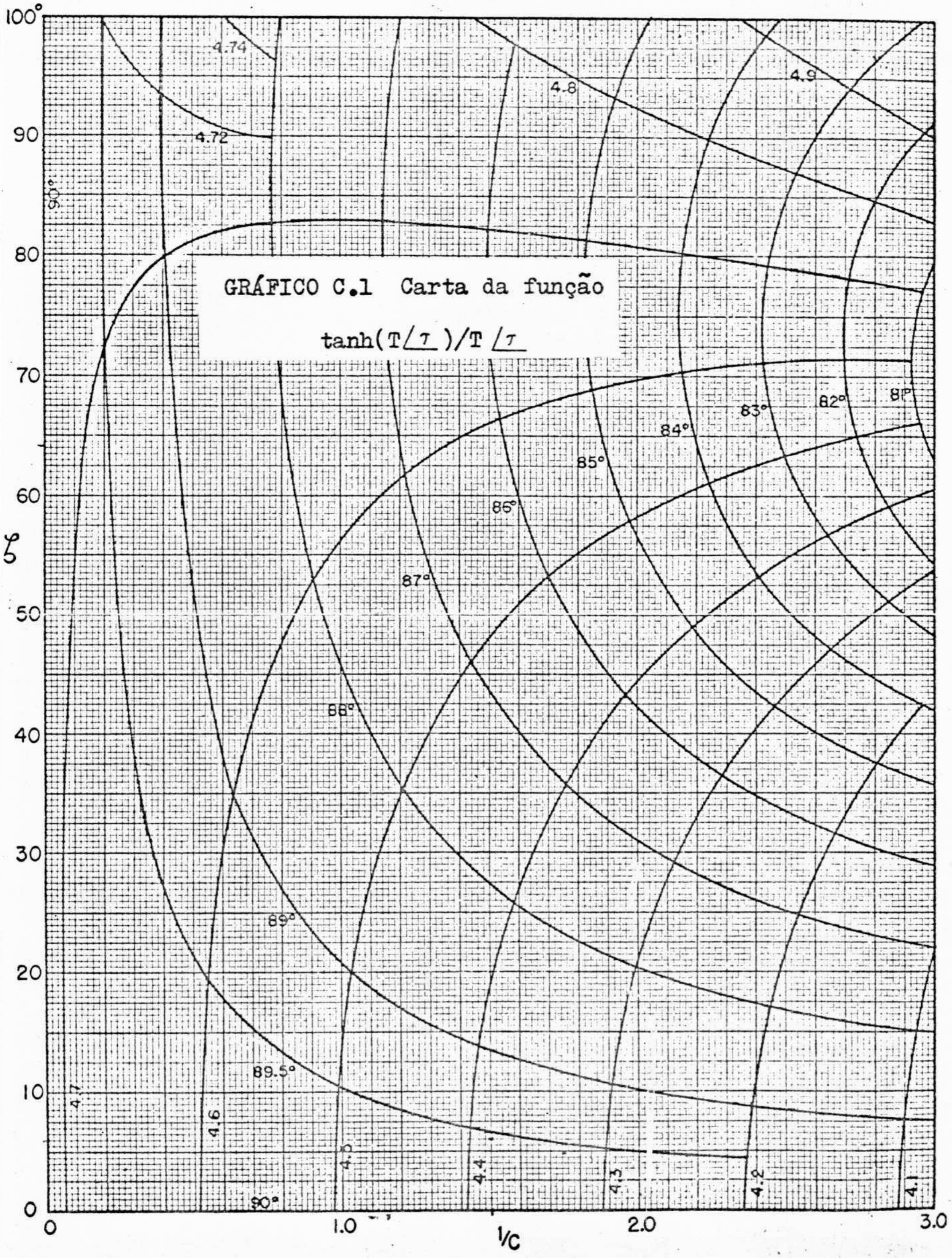


Chart IVA. $\dfrac{\tanh T\angle\tau}{T\angle\tau} = \dfrac{1}{C}\angle{-\zeta}$; T, 4.0 to 5.4; τ, 70° to 90°; Part A, $1/C$, 0 to 3.0; ζ, 0° to 100°.

Temos ainda a considerar os seguintes cálculos complementares:

Comprimento de onda de corte:

$$\lambda_c = 2a \simeq 45,7 \times 10^{-3} \text{ m} \tag{C.24}$$

Comprimento de onda no guia com ar:

$$\lambda_{ga} \simeq 48,8 \times 10^{-3} \text{ m} \tag{C.25}$$

Comprimento de onda TEM:

$$\lambda_{TEM} = c/f = 1/30 \text{ m} \tag{C.26}$$

Constante de fase de corte:

$$\beta_c = 2\pi/\lambda_c \simeq 137,5 \text{ rad/m} \tag{C.27}$$

Constante de fase no guia com ar:

$$\beta_a = 2\pi/\lambda_{ga} \simeq 128,5 \text{ rad/m} \tag{C.28}$$

Constante de fase TEM:

$$\beta_{TEM} = 2\pi/\lambda_{TEM} \simeq 188,4 \text{ rad/m} \tag{C.29}$$

Levando em conta a tabela C.1 e as equações (C.24) a (C.29) acima, teremos após alguns cálculos:

$$C e^{j\xi} = 0,363 \underline{|-64°10'} \tag{C.30}$$

o que nos dá $$C = 0{,}363 \qquad (C.31)$$

$$\xi = -64°10' \qquad (C.32)$$

ou, alternativamente:

$$1/C = 2{,}76 \qquad (C.33$$

$$-\xi = 64°10' \qquad (C.34)$$

Depois de entrar com (C.33) e (C.34) na carta em anexo teremos:

$$T \simeq 4{,}48 \qquad (C.35)$$

$$\tau \simeq 82° \qquad (C.36)$$

De posse dos dados acima obtivemos os resultados:

$$\epsilon'_r = 1{,}86 \qquad (C.37)$$

$$\epsilon''_r = 0{,}38 \qquad (C.38)$$

$$\tan\delta = 0{,}21 \qquad (C.39)$$

O programa computacional correspondente se acha no apêndice D.

A despeito do fato de não termos usado uma amostra de pinho canadense e nem exatamente as mesmas condições ambientais, os resultados obtidos confirmam, dentro dos erros experimentais, aqueles encontrados no capítulo 4.

Não foi necessário repetir a experiência para outros comprimentos de amostra de pinho, porque já sabíamos a ordem de grandeza de ϵ'_r e ϵ''_r evitando, deste modo, dubiedade dos resultados.

APÊNDICE D

COLEÇÃO DE PROGRAMAS EM FORTRAN - IV

PROGRAMA Nº 1

```
C...   PROGRAMA PARA CALCULAR
C...   1. RAIZES DAS EQUACOES CARACTERISTICAS
C...   2. CONSTANTES DE FASE E DE ATENUACAO
C...   3. PERDAS DE INSERCAO
C...   4. IMPEDANCIA CARACTERISTICA
C...   5. COEFICIENTES DE REFLEXAO E DE ONDAS ESTACIONARIAS
C...   O ALGORITMO USADO PARA ENCONTRAR AS RAIZES DAS EQUA-
C...   COES CARACTERISTICAS E O DA SECANTE
       DIMENSION  FF(20),HR(20),HI(20),PP(20)
       DIMENSION ACON(20), WGIL(20),ZN(20),RHO(20),VSWR(20)
C...   DEFINE ESPESSURA DA AMOSTRA EM POLEGADAS
       SI=0.125
C...   DEFINE COMPRIMENTO DA AMOSTRA EM METROS
       SL=0.4315
20     FORMAT(T2, 6F10.2)
5      FORMAT(T6,4F12.2)
       KK=14
       E2R=0.18388
       A=.02286
       S=.0254*SI
       SSL=1000.*SL
       SSS=1000.0*S
       D=(A-S)/2.
       PI=3.141597
       E1R=1.98091
C...   DEFINE TESTE DE CONVERGENCIA PARA O METODO DE
C...   NEWTON RAPHSON
       TEST=.5
C...   DEFINE INCREMENTO DE  'P'
       DEL=0.0001
C...   DEFINE INCREMENTO DA FREQUENCIA
       DELF=0.25
       I=1
C...   DEFINE FREQUENCIA INICIAL
       FF(I)=8.0
       F=FF(I)
       G=((400.0*PI*PI*F*F)*(E1R-1.0))/9.0
       T=PI/A
C...   DEFINE  'P'  PARA O GUIA VAZIO
       PO=SQRT(T*T+G)
C...   DEFINE APROXIMACAO INICIAL PARA 'P'
```

```
      P=PO*(1.0-S/A)+(S*PI)/(A*A)
C...  CALCULA  'H'
      DO 4 K=1,3
1     CONTINUE
      H=P*P-G
C...  DECIDE SE  H  E REAL OU IMAGINARIO
      IF(H-0.00001) 60,60,61
C...  SE IMAGINARIO, CALCULA PARTE IMAGINARIA DE  H
   60 H=SQRT(G-P*P)
      GO TO 32
C...  SE REAL, CALCULA PARTE REAL DE  H
   61 H=SQRT(P*P-G)
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
      TAN2=SIN(Y)/COS(Y)
C...  CALCULA RAIZES DA EQUACAO CARACTERISTICA PARA  H  REAL
       R=H/TAN2-P*TAN1
C...  TESTA CONVERGENCIA
      IF(ABS(R)-TEST)3,3,2
  2   CONTINUE
C...  INCREMENTA  P
      P=P+DEL
C...  CALCULA NOVO  H
      H=SQRT(P*P-G)
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
      TAN2=SIN(Y)/COS(Y)
C...  CALCULA  R  NO PONTO  P+DEL
      AA=H/TAN2-P*TAN1
C...  CALCULA COEFICIENTE ANGULAR
      SLOPE=(AA-R)/DEL
C...  CALCULA NOVA APROXIMACAO PARA  P
      P=P-AA/SLOPE
      GO TO 1
32    CONTINUE
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
C...  CALCULA RAIZES DA EQUACAO CARACTERISTICA PARA
```

```
C...  H IMAGINARIO
      R=H/TANH(Y)-P*TAN1
C...  TESTA CONVERGENCIA
      IF(ABS(R)-TEST) 73,73,72
   72 CONTINUE
C...  INCREMENTA  P
      P=P+DEL
C...  CALCULA  H
      H=SQRT(ABS(G-P*P))
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
C...  CALCULA  R  NO PONTO  P+DEL
      AA=H/TANH(Y)-P*TAN1
C...  CALCULA COEFICIENTE ANGULAR
      SLOPE=(AA-R)/DEL
C...  CALCULA NOVA APROXIMACAO PARA  P
      P=P-AA/SLOPE
      GO TO 1
3     CONTINUE
      PP(I)=P
      HR(I)=H
      HI(I)=0.0
      I=I+1
C...  INCREMENTA FREQUENCIA
      FF(I)=FF(I-1)+DELF
      F=FF(I)
      G=((400.0*PI*PI*F*F)*(E1R-1.0))/9.0
      GOTO 4
   73 CONTINUE
      PP(I)=P
      HI(I)=H
      HR(I)=0.0
      I=I+1
C...  INCREMENTA FREQUENCIA
      FF(I)=FF(I-1)+DELF
      F=FF(I)
      G=((400.0*PI*PI*F*F)*(E1R-1.0))/9.0
    4 CONTINUE
    7 CONTINUE
C...  AJUSTA POLINOMIO PARA PREVER CHUTE NA NOVA FREQUENCIA
```

```
      AP=(PP(I-3 +PP(I-1)-2.0*PP(I-2))/(2.0*DELF*DELF)
      BP=((4.*PP(I-2)-3.*PP(I-3)-PP(I-1))/(2.*DELF))-2.*AP*F
     1F(I-3)
      CP=PP(I-3)-AP*FF(I-3)*FF(I-3)-BP*FF(I-3)
C...  CALCULA CHUTE DE  P  NA NOVA FREQUENCIA
      P=AP*FF(I)*FF(I)+BP*FF(I)+CP
   36 CONTINUE
C...  CALCULA  H
      H=P*P-G
C...  DECIDE SE  H  E REAL OU IMAGINARIO
      IF(H-0.00001)90,90,91
C...  SE IMAGINARIO, CALCULA PARTE IMAGINARIA DE  H
   90 H=SQRT(G-P*P)
      GOTO 132
C...  SE REAL, CALCULA PARTE REAL
   91 H=SQRT(P*P-G)
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
      TAN2=SIN(Y)/COS(Y)
C...  CALCULA RAIZES DA EQUACAO CARACTERISTICA
       R=H/TAN2-P*TAN1
C...  TESTA CONVERGENCIA
      IF(ABS(R)-TEST)93,93,92
   92 CONTINUE
C...  INCREMENTA  P
      P=P+DEL
C...  CALCULA NOVO VALOR DE  H
      H=SQRT(P*P-G)
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
      TAN2=SIN(Y)/COS(Y)
      AA=H/TAN2-P*TAN1
      SLOPE=(AA-R)/DEL
      P=P-AA/SLOPE
      GO TO 36
  132 CONTINUE
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
```

```
C...  CALCULA RAIZES DA EQUACAO CARACTERISTICA PARA
C...  H IMAGINARIO
      R=H/TANH(Y)-P*TAN1
C...  TESTA CONVERGENCIA
      IF(ABS(R)-TEST) 193,193,172
  172 CONTINUE
C...  INCREMENTA  P
      P=P+DEL
C...  CALCULA NOVO VALOR DE  H
      HX=P*P-G
      H=SQRT(G-P*P)
      X=.5*P*S
      Y=H*D
      TAN1=SIN(X)/COS(X)
      AA=H/TANH(Y)-P*TAN1
      SLOPE=(AA-R)/DEL
      P=P-AA/SLOPE
      GO TO 132
   93 CONTINUE
      PP(I)=P
      HR(I)=H
      HI(I)=0.0
      I=I+1
C...  INCREMENTA FREQUENCIA
      FF(I)=FF(I-1)+DELF
      F=FF(I)
      G=((400.0*PI*PI*F*F)*(E1R-1.0))/9.0
      GOTO 99
  193 CONTINUE
      PP(I)=P
      HI(I)=H
      HR(I)=0.0
      I=I+1
C...  INCREMENTA FREQUENCIA
      FF(I)=FF(I-1)+DELF
      F=FF(I)
      G=((400.*PI*PI*F*F)*(E1R-1.))/9.
99    CONTINUE
      L=KK+3
      IF(I-L) 7,7,9
    9 CONTINUE
```

```
C...  ESCREVE ESPESSURA E COMPRIMENTO DA AMOSTRA
      WRITE(3,500) SSS, SSL
500   FORMAT('1',T4,'SI =',F5.2,' MM,',T20,'SL =',F7.2,T31,
     1' MM',//)
      WRITE(3,600)
600   FORMAT(T15,'FF',T27,'PP',T39,'HR',T52,'HI',/)
      DO 80 J=1,L
C...  ESCREVE  FF(J),PP(J),HR(J),HI(J)
      WRITE(3,5)FF(J),PP(J),HR(J),HI(J)
   80 CONTINUE
      DO 100 I=1,L
      F=FF(I)
      P=PP(I)
      GF=(400.0*PI*PI*F*F)/9.0
      G=GF*(E1R-1.0)
      H=P*P-G
      IF(H-0.0001) 201,201,202
  201 H=SQRT(G-P*P)
      GO TO 203
  202 CONTINUE
      H=SQRT(P*P-G)
      Z=P*S
      ZY=2.0*Z
      Y=2.0*H*D
      YY=H*D
      R1=SIN(Z)*SIN(Z)
      R2=SIN(YY)*SIN(YY)
C...  CALCULA CONSTANTE DE FASE  BETA
      BETA=SQRT(GF*E1R-P*P)
C...  CALCULA ALFA
      ALFA=(GF*E2R)/(2.0*BETA)
      A1=1.0-(SIN(ZY))/ZY
      A2=1.0-COS(Z)
      A3=(SIN(Z))*(SIN(Z))
      A4=(SIN(Z))/Z
      AB=D*(1.0-(SIN(Y))/Y)
      AA=S*(A1*A2+A3*A4)
      W2=R1*AB+R2*AA
      W1=R2*AA
      W=W1/W2
C...  CALCULA CONSTANTE DE ATENUACAO
```

```
      ACON(I)=ALFA*W
C...  CALCULA PERDAS DE INSERCAO NO GUIA DE ONDAS
      WGIL(I)=8.686*SL*ALFA*W
      ZZ=(PI*PI)/(A*A)
      BETAO=SQRT(GF-ZZ)
      RR=BETAO/BETA
C...  CALCULA IMPEDANCIA NORMALIZADA
      ZN(I)=RR
C...  CALCULA  COEFICIENTE DE REFLEXAO
      RHO(I)=(ZN(I)-1.0)/(ZN(I)+1.0)
C...  CALCULA COEFICIENTE DE ONDAS ESTACIONARIAS
      VSWR(I)=(1.0+ABS(RHO(I)))/(1.0-ABS(RHO(I)))
      GO TO 204
  203 CONTINUE
      Y=2.0*H*D
      ZY=2.0*Z
      Z=P*S
      YY=H*D
      R1=SIN(Z)*SIN(Z)
      R2=0.25*(EXP(YY)-1.0/EXP(YY))**2
C...  CALCULA CONSTANTE DE FASE  BETA
      BETA=SQRT(GF*E1R-P*P)
C...  CALCULA ALFA
      ALFA=(GF*E2R)/(2.0*BETA)
      A1=1.0-(SIN(ZY))/ZY
      A2=1.0-COS(Z)
      A3=SIN(Z)*SIN(Z)
      A4=(SIN(Z))/Z
      SINH=0.5*(EXP(Y)-1.0/EXP(Y))
      AB=D*((SINH/Y)-1.0)
      AA=S*(A1*A2+A3*A4)
      W2=R1*AB+R2*AA
      W1=R2*AA
      W=W1/W2
C...  CALCULA CONSTANTE DE ATENUACAO
      ACON(I)=ALFA*W
C...  CALCULA PERDAS DE INSERCAO NO GUIA DE ONDAS
      WGIL(I)=8.686*SL*ALFA*W
      ZZ=(PI*PI)/(A*A)
      BETAO=SQRT(GF-ZZ)
      RR=BETAO/BETA
```

```
C...  CALCULA IMPEDANCIA NORMALIZADA
      ZN(I)=RR
C...  CALCULA COEFICIENTE DE REFLEXAO
      RHO(I)=(ZN(I)-1.0)/(ZN(I)+1.0)
C...  CALCULA COEFICIENTE DE ONDAS ESTACIONARIAS
      VSWR(I)=(1.0+ABS(RHO(I)))/(1.0-ABS(RHO(I)))
  204 CONTINUE
  100 CONTINUE
      WRITE(3,700)
700   FORMAT('1',T9,'FF',T18,'ACON',T28,'WGIL',T39,'ZN',T48,
     1'RHO',T58,'VSWR',/)
      DO 650 I=1,L
C...  ESCREVE RESULTADOS FINAIS DO PROGRAMA
      WRITE(3,20) FF(I),ACON(I),WGIL(I),ZN(I),RHO(I),VSWR(I)
650   CONTINUE
      CALL EXIT
      END
```

S = 3.17 MM, L = 431.50 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	196.04	104.37	0.00
8.25	199.15	101.85	0.00
8.50	202.23	99.06	0.00
8.75	205.30	95.96	0.00
9.00	208.35	92.52	0.00
9.25	211.67	89.38	0.00
9.50	214.88	85.68	0.00
9.75	217.99	81.36	0.00
10.00	221.38	77.34	0.00
10.25	224.66	72.57	0.00
10.50	227.83	66.86	0.00
10.75	231.27	61.34	0.00
11.00	234.60	54.53	0.00
11.25	237.81	45.83	0.00
11.50	241.29	36.33	0.00
11.75	244.65	21.28	0.00
12.00	247.90	0.00	22.42

S = 3.17 MM, L = 431.50 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	6.05	22.68	0.73	-0.15	1.36
8.25	6.08	22.81	0.75	-0.14	1.33
8.50	6.14	23.01	0.76	-0.13	1.30
8.75	6.21	23.28	0.77	-0.12	1.28
9.00	6.30	23.61	0.78	-0.12	1.27
9.25	6.40	24.00	0.79	-0.11	1.25
9.50	6.51	24.43	0.80	-0.11	1.24
9.75	6.64	24.89	0.80	-0.10	1.24
10.00	6.77	25.39	0.81	-0.10	1.23
10.25	6.91	25.92	0.81	-0.10	1.22
10.50	7.06	26.47	0.81	-0.09	1.22
10.75	7.22	27.06	0.82	-0.09	1.21
11.00	7.38	27.67	0.82	-0.09	1.21
11.25	7.55	28.30	0.82	-0.09	1.20
11.50	7.72	28.96	0.83	-0.09	1.20
11.75	7.90	29.63	0.83	-0.09	1.20
12.00	8.07	30.24	0.83	-0.09	1.19

S = 6.35 MM, L = 405.50 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	176.61	60.46	0.00
8.25	178.67	51.35	0.00
8.50	180.73	39.70	0.00
8.75	182.79	21.74	0.00
9.00	184.87	0.00	25.95
9.25	186.95	0.00	43.15
9.50	189.04	0.00	55.61
9.75	191.14	0.00	66.07
10.00	193.25	0.00	75.37
10.25	195.36	0.00	83.89
10.50	197.48	0.00	91.85
10.75	199.61	0.00	99.38
11.00	201.93	0.00	106.58
11.25	204.08	0.00	112.51
11.50	206.05	0.00	120.19
11.75	208.36	0.00	126.44
12.00	210.50	0.00	132.84

S = 6.35 MM,   L = 405.50 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	9.64	33.96	0.61	-0.23	1.63
8.25	9.77	34.42	0.63	-0.22	1.57
8.50	9.92	34.96	0.65	-0.21	1.53
8.75	10.10	35.57	0.66	-0.20	1.50
9.00	10.26	36.14	0.67	-0.19	1.47
9.25	10.46	36.84	0.68	-0.18	1.45
9.50	10.67	37.59	0.69	-0.17	1.43
9.75	10.89	38.38	0.70	-0.17	1.42
10.00	11.13	39.20	0.71	-0.16	1.40
10.25	11.37	40.06	0.71	-0.16	1.39
10.50	11.62	40.94	0.72	-0.16	1.38
10.75	11.88	41.86	0.72	-0.15	1.37
11.00	12.15	42.81	0.72	-0.15	1.37
11.25	12.43	43.79	0.73	-0.15	1.36
11.50	12.70	44.76	0.73	-0.15	1.36
11.75	12.99	45.77	0.73	-0.15	1.35
12.00	13.29	46.81	0.74	-0.14	1.35

S = 9.52 MM, L = 378.70 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	160.55	0.00	41.94
8.25	161.73	0.00	55.93
8.50	162.95	0.00	67.32
8.75	164.23	0.00	77.26
9.00	165.56	0.00	86.25
9.25	166.68	0.00	94.56
9.50	167.95	0.00	103.64
9.75	169.35	0.00	110.55
10.00	170.49	0.00	117.55
10.25	171.76	0.00	125.86
10.50	173.04	0.00	132.08
10.75	174.31	0.00	139.05
11.00	175.59	0.00	145.70
11.25	176.86	0.00	152.23
11.50	178.13	0.00	158.65
11.75	179.41	0.00	164.97
12.00	180.68	0.00	171.20

S = 9.52 MM, L = 378.70 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	11.61	38.21	0.55	-0.28	1.80
8.25	11.73	38.61	0.57	-0.26	1.73
8.50	11.93	39.25	0.59	-0.25	1.68
8.75	12.14	39.95	0.60	-0.24	1.64
9.00	12.37	40.71	0.62	-0.23	1.60
9.25	12.60	41.47	0.63	-0.22	1.58
9.50	12.85	42.28	0.64	-0.21	1.55
9.75	13.11	43.14	0.65	-0.21	1.53
10.00	13.37	43.99	0.65	-0.20	1.52
10.25	13.64	44.88	0.66	-0.20	1.50
10.50	13.92	45.80	0.66	-0.19	1.49
10.75	14.20	46.73	0.67	-0.19	1.48
11.00	14.49	47.68	0.67	-0.19	1.47
11.25	14.79	48.65	0.68	-0.18	1.46
11.50	15.09	49.64	0.68	-0.18	1.45
11.75	15.39	50.64	0.68	-0.18	1.45
12.00	15.70	51.65	0.69	-0.18	1.44

S =12.70 MM, L = 378.00 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	148.81	0.00	73.43
8.25	149.43	0.00	83.38
8.50	150.07	0.00	92.55
8.75	150.70	0.00	101.14
9.00	151.34	0.00	109.30
9.25	151.98	0.00	117.11
9.50	152.63	0.00	124.63
9.75	153.29	0.00	131.92
10.00	153.94	0.00	139.02
10.25	154.61	0.00	145.94
10.50	155.27	0.00	152.73
10.75	155.94	0.00	159.38
11.00	156.62	0.00	165.92
11.25	157.30	0.00	172.37
11.50	157.99	0.00	178.72
11.75	158.68	0.00	185.00
12.00	159.37	0.00	191.20

S = 12.70 MM,   L = 378.00 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	12.44	40.86	0.52	-0.31	1.90
8.25	12.79	42.01	0.54	-0.29	1.83
8.50	13.00	42.70	0.56	-0.27	1.77
8.75	13.23	43.44	0.57	-0.26	1.72
9.00	13.46	44.22	0.59	-0.25	1.68
9.25	13.71	45.03	0.60	-0.24	1.65
9.50	13.97	45.87	0.61	-0.24	1.63
9.75	14.23	46.73	0.62	-0.23	1.60
10.00	14.50	47.61	0.62	-0.22	1.59
10.25	14.77	48.52	0.63	-0.22	1.57
10.50	15.05	49.44	0.64	-0.21	1.55
10.75	15.34	50.38	0.64	-0.21	1.54
11.00	15.63	51.33	0.65	-0.21	1.53
11.25	15.92	52.30	0.65	-0.20	1.52
11.50	16.22	53.28	0.65	-0.20	1.51
11.75	16.52	54.27	0.66	-0.20	1.50
12.00	16.83	55.27	0.66	-0.20	1.50

S =15.87 MM, L = 369.00 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	141.54	0.00	86.61
8.25	141.77	0.00	95.83
8.50	142.02	0.00	104.48
8.75	142.27	0.00	112.69
9.00	142.54	0.00	120.54
9.25	142.77	0.00	128.11
9.50	143.03	0.00	135.64
9.75	143.32	0.00	142.68
10.00	143.55	0.00	149.63
10.25	143.82	0.00	156.67
10.50	144.13	0.00	163.28
10.75	144.37	0.00	169.84
11.00	144.65	0.00	176.54
11.25	144.97	0.00	182.86
11.50	145.22	0.00	189.16
11.75	145.50	0.00	195.61
12.00	145.83	0.00	201.72

S = 15.87 MM,   L = 369.00 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	13.05	41.85	0.50	-0.32	1.96
8.25	13.35	42.81	0.53	-0.30	1.88
8.50	13.57	43.52	0.54	-0.29	1.82
8.75	13.81	44.27	0.56	-0.27	1.77
9.00	14.05	45.05	0.57	-0.26	1.73
9.25	14.30	45.85	0.58	-0.25	1.70
9.50	14.56	46.68	0.59	-0.25	1.67
9.75	14.83	47.54	0.60	-0.24	1.64
10.00	15.10	48.41	0.61	-0.23	1.62
10.25	15.38	49.30	0.62	-0.23	1.61
10.50	15.66	50.21	0.62	-0.22	1.59
10.75	15.95	51.12	0.63	-0.22	1.58
11.00	16.24	52.05	0.63	-0.22	1.56
11.25	16.53	52.99	0.64	-0.21	1.55
11.50	16.83	53.94	0.64	-0.21	1.54
11.75	17.12	54.90	0.64	-0.21	1.53
12.00	17.43	55.87	0.65	-0.20	1.53

S =19.05 MM, L = 315.00 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	138.15	0.00	91.92
8.25	138.20	0.00	100.92
8.50	138.24	0.00	109.43
8.75	138.29	0.00	117.55
9.00	138.34	0.00	125.35
9.25	138.38	0.00	132.90
9.50	138.43	0.00	140.24
9.75	138.48	0.00	147.39
10.00	138.53	0.00	154.38
10.25	138.59	0.00	161.24
10.50	138.64	0.00	167.97
10.75	138.69	0.00	174.60
11.00	138.75	0.00	181.13
11.25	138.80	0.00	187.58
11.50	138.86	0.00	193.96
11.75	138.94	0.00	200.26
12.00	139.00	0.00	206.46

S = 19.05 MM, L = 315.00 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	13.39	36.65	0.50	-0.33	1.99
8.25	13.62	37.26	0.52	-0.31	1.91
8.50	13.84	37.88	0.54	-0.29	1.84
8.75	14.08	38.53	0.55	-0.28	1.79
9.00	14.33	39.20	0.56	-0.27	1.75
9.25	14.58	39.90	0.58	-0.26	1.72
9.50	14.84	40.62	0.59	-0.25	1.69
9.75	15.11	41.36	0.59	-0.25	1.66
10.00	15.39	42.11	0.60	-0.24	1.64
10.25	15.67	42.88	0.61	-0.23	1.62
10.50	15.95	43.66	0.62	-0.23	1.61
10.75	16.24	44.45	0.62	-0.23	1.59
11.00	16.53	45.25	0.63	-0.22	1.58
11.25	16.83	46.06	0.63	-0.22	1.57
11.50	17.13	46.87	0.63	-0.21	1.56
11.75	17.43	47.70	0.64	-0.21	1.55
12.00	17.73	48.52	0.64	-0.21	1.54

S =22.22 MM, L = 295.00 MM

FF	PP	HR	HI
8.00	137.43	0.00	93.00
8.25	137.43	0.00	101.97
8.50	137.43	0.00	110.45
8.75	137.43	0.00	118.55
9.00	137.43	0.00	126.35
9.25	137.43	0.00	133.89
9.50	137.43	0.00	141.22
9.75	137.43	0.00	148.37
10.00	137.43	0.00	155.36
10.25	137.43	0.00	162.22
10.50	137.43	0.00	168.96
10.75	137.43	0.00	175.59
11.00	137.43	0.00	182.14
11.25	137.43	0.00	188.59
11.50	137.43	0.00	194.97
11.75	137.43	0.00	201.28
12.00	137.43	0.00	207.53

S = 22.22 MM,   L = 295.00 MM

FF	ACON	WGIL	ZN	RHO	VSWR
8.00	13.46	34.51	0.50	-0.33	1.99
8.25	13.68	35.05	0.52	-0.31	1.91
8.50	13.90	35.63	0.54	-0.29	1.85
8.75	14.14	36.24	0.55	-0.28	1.80
9.00	14.39	36.88	0.56	-0.27	1.75
9.25	14.65	37.54	0.57	-0.26	1.72
9.50	14.91	38.22	0.58	-0.25	1.69
9.75	15.18	38.91	0.59	-0.25	1.67
10.00	15.46	39.62	0.60	-0.24	1.65
10.25	15.74	40.34	0.61	-0.23	1.63
10.50	16.03	41.08	0.61	-0.23	1.61
10.75	16.32	41.82	0.62	-0.23	1.60
11.00	16.61	42.57	0.62	-0.22	1.58
11.25	16.91	43.33	0.63	-0.22	1.57
11.50	17.21	44.10	0.63	-0.22	1.56
11.75	17.51	44.87	0.64	-0.21	1.55
12.00	17.81	45.65	0.64	-0.21	1.54

PROGRAMA Nº 2

```
C...
C...   CALCULO DE  EY  E  HZ  NO GUIA CARREGADO PARA
C...                  F=9.0 GHZ
C...                  S= 3.17 MM
C...
       A=.02286
C...   DEFINE  P
       P=208.3584
C...   DEFINE  H
       H=92.52478
C...   DEFINE  S  EM POLEGADAS
       SI=.125
C...   EXPRIME  S  EM METROS
       S=.0254*SI
C...   CALCULA  D  ( GAP DE AR )
       D=(A-S)/2.
C...   CALCULA  Y
       Y=P*S
C...   CALCULA  Z
       Z=H*D
C...   DEFINE VARIAVEIS INTERMEDIARIAS
       I1=D*(1.-(SIN(2.*Z)/(2.*Z)))
       I2=S*(1.-COS(Y))*(1.+(SIN(Y)/Y))
       A2=(A*SIN(Z)*SIN(Z))/(2.*(I1*SIN(Y)*SIN(Y)+I2*SIN(Z)*SIN(Z)))
       AA=SQRT(A2)
       B2=A2*SIN(Y)*SIN(Y)/(SIN(Z)*SIN(Z))
       BB=SQRT(B2)
C...   DEFINE INCREMENTO DE  X  NOS DOIS GAPS DE AR
       DELX=D/10.
C...   DEFINE INCREMENTO DE  X  NO DIELETRICO SOLIDO
       DEX=S/20.
       X=0.0
       WRITE(3,100)
C...
C...   CALCULO DE  EY  E  HZ  PARA  A PRIMEIRA REGIAO
C...
       DO 4  I=1,11
       W=H*X
C...   CALCULA  EY
       EY=BB*SIN(W)
       C=H*BB
C...   CALCULA  HZ
       HZ=C*COS(W)
```

```
C...   ESCREVE X, EY, HZ
       WRITE(3,2)X,EY,HZ
C...   INCREMENTA  X
       X=X+DELX
4      CONTINUE
       X=D
C...
C...   CALCULO DE  EY  E  HZ  PARA A SEGUNDA REGIAO
C...
       DO 5 I=1,22
       Q=P*(X-D)
       T=P*(X-D-S)
C...   CALCULA  EY
       EY=AA*SIN(Q)-AA*SIN(T)
C...   CALCULA  HZ
       HZ=P*AA*(COS(Q)-COS(T))
C...   ESCREVE X, EY, HZ
       WRITE(3,2)X,EY,HZ
C...   INCREMENTA  X
       X=X+DEX
5      CONTINUE
       X=D+S
C...
C...   CALCULO DE  EY  E  HZ  PARA A TERCEIRA REGIAO
C...
       DO 6 I=1,11
       U=H*(2.*D+S-X)
C...   CALCULA  EY
       EY=BB*SIN(U)
C...   CALCULA  HZ
       HZ=-H*BB*COS(U)
C...   ESCREVE X, EY, HZ
       WRITE(3,2)X,EY,HZ
C...   INCREMENTA  X
       X=X+DELX
6      CONTINUE
2      FORMAT(3E20.4)
100    FORMAT('1',T15,'X',T34,'EY',T54,'HZ',/)
       CALL EXIT
       END
```

s = 3.18 mm

X	EY	HZ
0.0000E 00	0.0000E 00	0.8594E 01
0.9842E-03	0.8447E-02	0.8558E 01
0.1968E-02	0.1682E-01	0.8451E 01
0.2952E-02	0.2506E-01	0.8275E 01
0.3937E-02	0.3309E-01	0.8030E 01
0.4921E-02	0.4084E-01	0.7718E 01
0.5905E-02	0.4826E-01	0.7342E 01
0.6889E-02	0.5528E-01	0.6906E 01
0.7874E-02	0.6184E-01	0.6412E 01
0.8858E-02	0.6788E-01	0.5865E 01
0.9842E-02	0.7337E-01	0.5269E 01
0.9842E-02	0.7337E-01	0.5249E 01
0.1000E-01	0.7416E-01	0.4741E 01
0.1015E-01	0.7487E-01	0.4227E 01
0.1031E-01	0.7550E-01	0.3709E 01
0.1047E-01	0.7605E-01	0.3186E 01
0.1063E-01	0.7651E-01	0.2661E 01
0.1079E-01	0.7689E-01	0.2132E 01
0.1095E-01	0.7719E-01	0.1601E 01
0.1111E-01	0.7740E-01	0.1068E 01
0.1127E-01	0.7753E-01	0.5345E 00
0.1142E-01	0.7757E-01	0.2317E-06
0.1158E-01	0.7753E-01	-0.5345E 00
0.1174E-01	0.7740E-01	-0.1068E 01
0.1190E-01	0.7719E-01	-0.1601E 01
0.1206E-01	0.7689E-01	-0.2132E 01
0.1222E-01	0.7651E-01	-0.2661E 01
0.1238E-01	0.7605E-01	-0.3186E 01
0.1254E-01	0.7550E-01	-0.3709E 01
0.1269E-01	0.7487E-01	-0.4227E 01
0.1285E-01	0.7416E-01	-0.4741E 01
0.1301E-01	0.7337E-01	-0.5249E 01
0.1317E-01	0.7249E-01	-0.5752E 01
0.1301E-01	0.7337E-01	-0.5269E 01
0.1400E-01	0.6788E-01	-0.5865E 01
0.1498E-01	0.6184E-01	-0.6412E 01
0.1597E-01	0.5528E-01	-0.6906E 01
0.1695E-01	0.4826E-01	-0.7342E 01
0.1793E-01	0.4084E-01	-0.7718E 01
0.1892E-01	0.3309E-01	-0.8030E 01
0.1990E-01	0.2506E-01	-0.8275E 01
0.2089E-01	0.1682E-01	-0.8451E 01
0.2187E-01	0.8447E-02	-0.8558E 01
0.2286E-01	0.0000E 00	-0.8594E 01

s = 12.70 mm

X	EY	HZ
0.0000E 00	0.0000E 00	0.1551E 02
0.5079E-03	0.7886E-02	0.1554E 02
0.1015E-02	0.1579E-01	0.1561E 02
0.1523E-02	0.2375E-01	0.1573E 02
0.2031E-02	0.3179E-01	0.1590E 02
0.2539E-02	0.3992E-01	0.1611E 02
0.3047E-02	0.4817E-01	0.1638E 02
0.3555E-02	0.5657E-01	0.1670E 02
0.4063E-02	0.6515E-01	0.1707E 02
0.4571E-02	0.7393E-01	0.1749E 02
0.5079E-02	0.8293E-01	0.1797E 02
0.5079E-02	0.8293E-01	0.1796E 02
0.5715E-02	0.9394E-01	0.1668E 02
0.6350E-02	0.1040E 00	0.1524E 02
0.6984E-02	0.1132E 00	0.1365E 02
0.7620E-02	0.1214E 00	0.1195E 02
0.8255E-02	0.1284E 00	0.1013E 02
0.8889E-02	0.1342E 00	0.8220E 01
0.9524E-02	0.1388E 00	0.6232E 01
0.1015E-01	0.1421E 00	0.4187E 01
0.1079E-01	0.1441E 00	0.2103E 01
0.1142E-01	0.1448E 00	0.8715E-07
0.1206E-01	0.1441E 00	-0.2103E 01
0.1269E-01	0.1421E 00	-0.4187E 01
0.1333E-01	0.1388E 00	-0.6232E 01
0.1396E-01	0.1342E 00	-0.8220E 01
0.1460E-01	0.1284E 00	-0.1013E 02
0.1523E-01	0.1214E 00	-0.1195E 02
0.1587E-01	0.1132E 00	-0.1365E 02
0.1650E-01	0.1040E 00	-0.1524E 02
0.1714E-01	0.9394E-01	-0.1668E 02
0.1777E-01	0.8293E-01	-0.1796E 02
0.1841E-01	0.7116E-01	-0.1909E 02
0.1778E-01	0.8293E-01	-0.1797E 02
0.1828E-01	0.7393E-01	-0.1749E 02
0.1879E-01	0.6515E-01	-0.1707E 02
0.1930E-01	0.5657E-01	-0.1670E 02
0.1981E-01	0.4817E-01	-0.1638E 02
0.2031E-01	0.3992E-01	-0.1611E 02
0.2082E-01	0.3179E-01	-0.1590E 02
0.2133E-01	0.2375E-01	-0.1573E 02
0.2184E-01	0.1579E-01	-0.1561E 02
0.2235E-01	0.7886E-02	-0.1554E 02
0.2285E-01	0.5288E-09	-0.1551E 02

a = 22.23 mm

X	EY	HZ
0.0000E 00	0.0000E 00	0.1663E 01
0.3175E-04	0.5280E-04	0.1663E 01
0.6350E-04	0.1056E-03	0.1663E 01
0.9525E-04	0.1584E-03	0.1663E 01
0.1270E-03	0.2112E-03	0.1663E 01
0.1587E-03	0.2640E-03	0.1663E 01
0.1905E-03	0.3168E-03	0.1663E 01
0.2222E-03	0.3696E-03	0.1663E 01
0.2540E-03	0.4225E-03	0.1664E 01
0.2857E-03	0.4753E-03	0.1664E 01
0.3175E-03	0.5281E-03	0.1664E 01
0.3175E-03	0.5281E-03	0.1664E 01
0.1428E-02	0.2364E-02	0.1634E 01
0.2540E-02	0.4145E-02	0.1565E 01
0.3651E-02	0.5830E-02	0.1460E 01
0.4762E-02	0.7379E-02	0.1321E 01
0.5873E-02	0.8756E-02	0.1152E 01
0.6985E-02	0.9930E-02	0.9556E 00
0.8096E-02	0.1087E-01	0.7368E 00
0.9207E-02	0.1156E-01	0.5010E 00
0.1031E-01	0.1198E-01	0.2534E 00
0.1143E-01	0.1212E-01	0.5338E-09
0.1254E-01	0.1198E-01	-0.2534E 00
0.1365E-01	0.1156E-01	-0.5010E 00
0.1476E-01	0.1087E-01	-0.7368E 00
0.1587E-01	0.9930E-02	-0.9556E 00
0.1698E-01	0.8756E-02	-0.1152E 01
0.1809E-01	0.7379E-02	-0.1321E 01
0.1920E-01	0.5830E-02	-0.1460E 01
0.2031E-01	0.4145E-02	-0.1565E 01
0.2143E-01	0.2364E-02	-0.1634E 01
0.2254E-01	0.5281E-03	-0.1664E 01
0.2365E-01	-0.1320E-02	-0.1656E 01
0.2254E-01	0.5281E-03	-0.1664E 01
0.2257E-01	0.4753E-03	-0.1664E 01
0.2260E-01	0.4225E-03	-0.1664E 01
0.2263E-01	0.3696E-03	-0.1663E 01
0.2266E-01	0.3168E-03	-0.1663E 01
0.2270E-01	0.2640E-03	-0.1663E 01
0.2273E-01	0.2112E-03	-0.1663E 01
0.2276E-01	0.1584E-03	-0.1663E 01
0.2279E-01	0.1056E-03	-0.1663E 01
0.2282E-01	0.5280E-04	-0.1663E 01
0.2285E-01	0.9807E-10	-0.1663E 01

```
C...
C...   CALCULO DA PARTE REAL DA CONSTANTE DIELETRICA RELATIVA
C...   CALCULO DO ERRO RELATIVO    DEL1R
C...
       WRITE(3,50)
50     FORMAT(///,7X,'F',10X,'R',10X,'X',9X,'E1R',8X,'DE1R'
      1,6X,'DEL1R',//)
C...   DADOS DO PROGRAMA
20     READ(2,30)F,R,X
30     FORMAT(3F10.5)
C...   CONSTANTES E VARIAVEIS INTERMEDIARIAS
       A=.02286
       P=.15/(A*F)
       Q1=.045/(A*A*F*F*F)
       Q2=.0225/(A*A*F*F)
       Q3=1.-Q2
       AA=R*R-X*X
       BB=2.*R*X
C...   DEFINICAO E CALCULO DOS ERROS
       DELR=.018
       DELX=.065
       DELA=2.*(R*DELR-X*DELX)
       DELAA=ABS(DELA)
       DELB=2.*(X*DELR+R*DELX)
       DELBB=ABS(DELB)
       DELF=.05
C...   CALCULO DE    E1R
       E1R=P*P+((1.-P*P)*AA)/(AA*AA+BB*BB)
C...   CALCULO DO ERRO RELATIVO     DEL1R
       A1=(AA/(AA*AA+BB*BB))-1.
       A2=A1*Q1*DELF
       A3=((BB*BB-AA*AA)*DELAA)-2.*AA*BB*DELBB
       A4=(AA*AA+BB*BB)**2.
       A5=(A3/A4)*Q3
       A6=A2+A5
       DE1R=ABS(A6)
       DEL1R=(DE1R/E1R)*100.
       WRITE(3,40)F,R,X,E1R,DE1R,DEL1R
40     FORMAT(6(1X,F10.5))
       GOTO 20
       END
```

F	R	X	E1R	DE1R	DEL1R
9.00000	0.56000	0.06000	1.97485	0.18460	9.34787
9.50000	0.58000	0.04000	2.00955	0.15502	7.71439
10.00000	0.61000	0.09000	1.86448	0.20694	11.09925
10.50000	0.62000	0.07000	1.91667	0.18759	9.78725
11.00000	0.63000	0.12000	1.81234	0.24007	13.24683
11.50000	0.64000	0.06000	1.92935	0.17530	9.08603
12.00000	0.65000	0.09000	1.86571	0.20810	11.15434

```
C...     CALCULO DA PARTE IMAGINARIA DA CONSTANTE DIELETRICA
C...     RELATIVA, USANDO A EQUACAO
C...
C...
C...
C...
C...
```

$$\epsilon_r'' = \left[1-(\frac{0.15}{af})^2\right]\frac{B}{A^2 + B^2}$$

```
C...     CALCULO DO ERRO RELATIVO  DEL2R
C...
C...     GUIA TOTALMENTE CARREGADO     S=.02286 M
C...     COMPRIMENTO DA AMOSTRA        L=.286 M
C...
         WRITE(3,50)
50       FORMAT(6X,'F',7X,'R',8X,'X',7X,'E2R',6X,'DE2R',4X,'DEL2R'/)
C...     DADOS DO PROGRAMA
20       READ(2,30)F,R,X
30       FORMAT(3F10.5)
C...     CONSTANTES E VARIAVEIS INTERMEDIARIAS
         A=.02286
         P=.15/(A*F)
         AA=R*R-X*X
         BB=2.*R*X
C...     DEFINICAO E CALCULO DOS ERROS
         DELR=.018
         DELX=.065
         DELA=2.*(R*DELR-X*DELX)
         DELAA=ABS(DELA)
         DELB=2.*(X*DELR+R*DELX)
         DELBB=ABS(DELB)
         DELF=.05
C...     CALCULO DE E2R
         E2R=((1.-P*P)*BB)/(AA*AA+BB*BB)
C...     CALCULO DAS DERIVADAS
         D2=-(1.-P*P)*(2.*AA*BB)/((AA*AA+BB*BB)**2.)
         D1=(.045/(A*A*F*F*F))*(BB/(AA*AA+BB*BB))
         D3=(1.-P*P)*(AA*AA-BB*BB)/((AA*AA+BB*BB)**2.)
         SOMA=D1*DELF+D2*DELAA+D3*DELBB
C...     CALCULO DE DE2R
         DE2R=ABS(SOMA)
C...     CALCULO DO ERRO RELATIVO  DEL2R
         DEL2R=(DE2R/E2R)*100.
C...     ESCREVE RESULTADOS
         WRITE(3,40)F,R,X,E2R,DE2R,DEL2R
40       FORMAT(6(F9.5))
         GO TO 20
         END
```

F	R	X	E2R	DE2R	DEL2R
9.00000	0.56000	0.06000	0.31287	0.29778	95.17914
9.50000	0.58000	0.04000	0.21238	0.32098	151.13181
10.00000	0.61000	0.09000	0.43254	0.25183	58.22267
10.50000	0.62000	0.07000	0.34906	0.28004	80.22882
11.00000	0.63000	0.12000	0.57574	0.22403	38.91183
11.50000	0.64000	0.06000	0.30337	0.29317	96.63819
12.00000	0.65000	0.09000	0.44234	0.26117	59.04406

```
C...
C...   CALCULO DA PARTE IMAGINARIA DA CONSTANTE DIELETRICA
C...   RELATIVA
C...   CALCULO DO ERRO RELATIVO    DEL2R
C...   GUIA TOTALMENTE CHEIO DE DIELETRICO          S=.02286 M
C...   COMPRIMENTO DA AMOSTRA                       L=.286 M
C...
       WRITE(3,20)
20     FORMAT(///,8X,'F',7X,'AIL',8X,'E2R',7X,'DE2R'
      1,7X,'DEL2R',//)
C...   DADOS DO PROGRAMA
30     READ(2,10)F,AIL
10     FORMAT(2F10.5)
C...   CONSTANTES E VARIAVEIS INTERMEDIARIAS
       A=.02286
       AL=.286
       E1R=1.98091
       PI=3.141597
       Z=PI/A
       AKK=400.*PI*PI*F*F/9.
       BETAD=SQRT(AKK*E1R-Z*Z)
       C=9./(4.343*400.*PI*PI)
C...   CALCULO DE   E2R
       E2R=C*BETAD*AIL/(F*F*AL)
C...   DEFINICAO E CALCULO DOS ERROS
       DEAIL=.2
       DELF=.05
       DELAL=.0005
       DE1R=.194
       B1=(400.*PI*PI*F/9.)*(2.*E1F*DELF+F*DE1R)
       DBETA=B1/(2.*BETAD)
C...   CALCULO DAS DERIVADAS
       D1=C*AIL/(F*F*AL)
       D2=C*BETAD/(F*F*AL)
       D3=-2.*C*BETAD*AIL/(F*F*F*AL)
       D4=-C*BETAD*AIL/(F*F*AL*AL)
       D5=D1*DBETA+D2*DEAIL+D3*DELF+D4*DELAL
C...   CALCULO DO ERRO RELATIVO     DEL2R
       DE2R=ABS(D5)
       DEL2R=(DE2R/E2R)*100.
       WRITE(3,40)F,AIL,E2R,DE2R,DEL2R
40     FORMAT(5(1X,F10.5))
       GOTO 30
       END
```

F	AIL	E2R	DE2R	DEL2R
9.00000	35.10000	0.18048	0.01215	6.73578
9.50000	41.50000	0.20592	0.01317	6.39791
10.00000	32.30000	0.15459	0.00980	6.33986
10.50000	48.20000	0.22253	0.01330	5.98001
11.00000	43.20000	0.19244	0.01135	5.90206
11.50000	43.20000	0.18578	0.01077	5.79866
12.00000	37.50000	0.15578	0.00900	5.78315

PROGRAMA Nº 6

```
C...
C...
C...  PROJETO DE UM TRANSFORMADOR DE IMPEDANCIA DE UMA SECAO
C...                             F=9.0 GHZ
C...
C...
      B=10.16
      ZO=1.
      WRITE(3,30)
1     READ(2,10)S,ZC
      ZX=SQRT(ZO*ZC)
      B1=10.16*(ZO-ZX)/(ZO-ZC)
      W=(10.16-B1)/2.
      WRITE(3,20)S,ZC,ZX,W
      GOTO 1
10    FORMAT(2F10.5)
20    FORMAT(T6,4F12.2)
30    FORMAT(///,T16,'S',T27,'ZC',T39,'ZX',T42,'W',/)
      END
```

F = 9.0 GHz

S	ZC	ZX	W
3.18	0.78	0.88	2.38
6.35	0.67	0.81	2.28
9.53	0.62	0.78	2.23
12.70	0.59	0.76	2.20
15.88	0.57	0.75	2.18
19.05	0.56	0.74	2.17
22.23	0.56	0.74	2.17

F = 10.0 GHz

S	ZC	ZX	W
3.18	0.81	0.89	2.40
6.35	0.71	0.84	2.32
9.53	0.65	0.80	2.26
12.70	0.62	0.78	2.23
15.88	0.61	0.78	2.22
19.05	0.60	0.77	2.21
22.23	0.60	0.77	2.21

PROGRAMA Nº 7

```
C...
C...
C...  PROJETO DE UM TRANSFORMADOR BINOMIAL DE DUAS SECOES
C...                                F=9.0 GHZ
C...
C...
      B=10.16
      ZO=1.
      WRITE(3,30)
1     READ(2,10)S,ZC
      GAMA1=-0.125*ALOG(ZC)
      GAMA2=2.*GAMA1
      GAMA3=GAMA1
      ZX=ZO/(EXP(2.*GAMA1))
      ZY=ZX/(EXP(2.*GAMA2))
      ZZ=ZY/(EXP(2.*GAMA3))
      B1=B*(ZO-ZX)/(ZO-ZC)
      B2=B*(ZO-ZY)/(ZO-ZC)
      W1=(B-B1)/2.
      W2=(B-B2)/2.
      WRITE(3,20)S,ZC,ZX,ZY,ZZ,W1,W2
      GOTO 1
10    FORMAT(2F10.5)
20    FORMAT(T6,7F8.2)
30    FORMAT(///,T12,'S',T19,'ZC',T27,'ZX',T35,'ZY',T43,'ZZ',
     1T51,'W1',T59,'W2',/)
      END
```

F = 9.0 GHz

S	ZC	ZX	ZY	ZZ	W1	W2
3.18	0.78	0.93	0.82	0.78	3.68	1.15
6.35	0.67	0.90	0.74	0.67	3.61	1.08
9.53	0.62	0.88	0.69	0.62	3.57	1.05
12.70	0.59	0.87	0.67	0.59	3.54	1.03
15.88	0.57	0.86	0.65	0.57	3.53	1.01
19.05	0.56	0.86	0.64	0.56	3.52	1.00
22.23	0.56	0.86	0.64	0.56	3.52	1.00

F = 10.0 GHz

S	ZC	ZX	ZY	ZZ	W1	W2
6.35	0.71	0.91	0.77	0.71	3.64	1.11
9.53	0.65	0.89	0.72	0.65	3.59	1.07
12.70	0.62	0.88	0.69	0.62	3.57	1.05
15.88	0.61	0.88	0.69	0.61	3.56	1.04
19.05	0.60	0.88	0.68	0.60	3.55	1.03
22.23	0.60	0.88	0.68	0.60	3.55	1.03

PROGRAMA Nº 8

```
C...
C...  CALCULO DAS PARTES REAL E IMAGINARIA
C...  DA CONSTANTE DIELETRICA RELATIVA
C...  METODO DE ROBERTS + VON HIPPEL
C...  MATERIAL USADO   PINHO BRANCO  (COMUM)
C...  FREQUENCIA DE OPERACAO      F=9 GHZ
C...  COMPRIMENTO DA AMOSTRA    L=20.20 MM
C...
      REAL LAMBC,LAMBT,LAMBG
      WRITE(3,20)
20    FORMAT(///,6X,'AL',8X,'E1R',9X,'E2R',7X,'DELTA',//)
C...  DADOS DO PROGRAMA
30    READ(2,10)AL,T,TAU
10    FORMAT(3F10.5)
C...  CONSTANTES E VARIAVEIS INTERMEDIARIAS
      A=.02286
      PI=3.141597
      F=.9E+10
      VEL=.3E+09
      LAMBC=2.*A
      LAMBT=VEL/F
      LAMBG=.0488
      BETAC=2.*PI/LAMBC
      BETAT=2.*PI/LAMBT
      BETAG=2.*PI/LAMBG
      X=2.*TAU
      B=BETAC*BETAC
      D=(T*T)/(AL*AL)
      E=D*COS(X)
      G=BETAT*BETAT
C...  CALCULO DE E1R
      E1R=(B-E)/G
C...  CALCULO DE E2R
      E2R=(D*SIN(X))/G
C...  CALCULO DA TANGENTE DE PERDAS
      DELTA=E2R/E1R
      WRITE(3,40)AL,E1R,E2R,DELTA
40    FORMAT(4(1X,F10.5))
      GOTO 30
      END
```

AL	E1R	E2R	DELTA
0.02020	1.86207	0.38230	0.20530

APÊNDICE E

BIBLIOGRAFIA

E.1 Collin, R.E.: "Field Theory of Guided Waves", McGraw-Hill Book Company, Inc., 1960.

E.2 Altman, J.L.: "Microwave Circuits", D. Van Nostrand Company, Inc., 1964.

E.3 Barlow, H.M. and Cullen, A.L.: "Microwave Measurements", Constable and Company Ltd., London, 1966.

E.4 Von Hippel, A.: "Dielectric Materials and Applications", The Technology Press of M.I.T. and John Wiley & Sons, Inc., New York, 1954.

E.5 Von Hippel, A.: "Dielectric and Waves", John Wiley & Sons, Inc., New York, 1954.

E.6 Collin, R.E.: "Foundations for Microwave Engineering", McGraw-Hill Book Company, Inc., 1966.

E.7 Jordan, E.C.: "Electromagnetic Waves and Radiating Systems", Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1950.

E.8 Marcuvitz, N.: "Waveguide Handbook", McGraw-Hill Book Company, N.Y., 1951.

E.9 Puschner, H.: "Heating with Microwaves", Philips Technical Library, 1966.

E.10 Ramo, S., Whinnery, J.R. and Van Duzer, T.: "Fields and Waves in Communication Electronics", John Wiley & Sons, Inc., 1965.

E.11 Vartanian, P.H., Ayres, W.P. and Helgesson, A.L.: "Propagation in Dielectric Slab Loaded Rectangular Waveguide", IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Abril 1958.

E.12 Tinnell, R.W.: "Introductory Microwave Techniques", Holt, Rinehart and Winston, 1965.