

**UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
ELÉTRICA**

**NOVOS PROCEDIMENTOS DE ANÁLISE
PARA LINHAS DE TRANSMISSÃO
NÃO-PLANARES**

LAÉRCIO MARTINS DE MENDONÇA

ORIENTADOR: Adaildo Gomes D'Assunção - UFRN - CT - DEE
CO-ORIENTADOR: Creso Santos da Rocha - UFPB - CCT - DEE

Tese apresentada à Coordenação de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica - COPELE - do Centro de Ciências e Tecnologia da Universidade Federal da Paraíba, como parte dos requisitos para obtenção do título de DOUTOR EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

**CAMPINA GRANDE - PARAÍBA
DEZEMBRO DE 1994**



M539n Mendonça, Laércio Martins de.
Novos procedimentos de análise para linhas de
transmissão não-planares / Laércio Martins de Mendonça. -
Campina Grande, 1994.
96 f.

Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) - Universidade
Federal da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 1994.
"Orientação : Prof. Dr. Adaildo Gomes D'Assunção, Prof.
Dr. Creso Santos da Rocha".
Referências.

1. Linhas de Transmissão. 2. Vetoriais de Hertz. 3.
Transmissão Não-Planares. 4. Tese - Engenharia Elétrica. I.
D'Assunção, Adaildo Gomes. II. Rocha, Creso Santos da. III.
Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande (PB). IV.
Título

CDU 621.315(043)

À minha esposa Cláudia Mendonça,
Aos meus filhos, Laércio Filho e Suzianne,
À minha mãe, Maria Dorotéia Martins Lino,
Aos meus irmãos, Nerice, Nanci, Neide e Luiz
Carlos, pela compreensão, apoio e carinho
sempre presentes. Em especial à memória
de meu pai, Francisco Lino Júnior.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Adaildo Gomes D'Assunção e ao Prof. Dr. Creso Santos da Rocha, pelo incentivo, interesse e amizade demonstrados na orientação e desenvolvimento deste trabalho.

Aos Professores Doutores, Adrião Duarte Dória Neto, Atílio José Giarola e Rui Fragassi Souza pelas sugestões e discussões apresentadas.

Ao colega Prof. José de Ribamar Silva Oliveira, pelo interesse e apoio no desenvolvimento de alguns programas computacionais.

À Coodenadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro de Ciências e Tecnologia da Universidade Federal da Paraíba, Profa. Maria de Fátima Q. V. Turnell, pelo apoio sempre presente.

Aos colegas do Departamento de Engenharia Elétrica da UFRN e em particular à Profa. Maria Rosa, pelos incentivos.

À Universidade Federal do Rio Grande do Norte e à CAPES, pelo suporte financeiro.

RESUMO

As características de linhas de microfita cilíndricas circulares e as linhas de fenda com plano de terra são investigadas. A análise é desenvolvida em duas etapas. O modelo quase-TEM é considerado na primeira etapa, enquanto o modelo de onda completa é considerado na segunda etapa.

A análise quase-TEM foi realizada através do uso dos métodos variacional e dos momentos, para linhas de microfita cilíndricas isoladas e acopladas, no domínio espectral. A análise de onda completa foi desenvolvida para as linhas de microfita cilíndricas isoladas, através do emprego da técnica que combina os potenciais vetoriais de Hertz, o teorema de Parseval e o método de Galerkin.

Na análise de onda completa, foram consideradas camadas dielétricas sem perdas e as características para os modos de ordem superior foram obtidas.

A estrutura cabo coaxial fendido é também considerada. A análise de onda completa é desenvolvida através do uso da mesma técnica empregada no estudo das estruturas de linhas de microfita cilíndricas.

A análise numérica foi desenvolvida na obtenção de resultados para as características dos modos de propagação em linhas de microfita isoladas e linhas de fenda com plano de terra, como funções de suas geometrias. A análise de linhas de microfita acopladas é também considerada.

Foi observada uma concordância dos resultados com aqueles da literatura especializada, para vários casos particulares, tais como microfita e linhas de fenda planar com plano de terra.

A análise apresentada neste trabalho é geral, concisa e pode ser estendida para investigar/analisar outras estruturas de transmissão não-planares, tais como as obtidas quando se consideram multicamadas anisotrópicas dielétricas/ferrimagnéticas com/sem sobrecamadas.

ABSTRACT

The characteristics of circular cylindrical microstrip lines and backed slotlines are investigated. The analysis was developed in two steps. A quasi-TEM model was considered in the first step, while a fullwave model was assumed, in the second step.

The quasi-TEM analysis was performed by using variational and moment methods, single and coupled cylindrical microstrip lines, in the spectral domain. The fullwave analysis was developed for single cylindrical microstrip lines, by considering a combinations of the Hertz vector potentials, Parseval's theorem and Galerkin's method.

In the fullwave analysis, lossless dielectric layers were assumed and the characteristics of higher order propagation modes were obtained.

The coaxial backed slotlines structure is also considered. The fullwave analysis is developed by using the same technique employed in the study of cylindrical microstrip structures.

A numerical analysis was developed in order to obtain results for the propagation mode characteristics in single microstrips and backed slotlines, as functions of their geometries. The analysis of coupled microstrip lines was also performed.

Agreement with the results available in the literature for several particular cases, such as microstrip and planar backed slotlines, was observed.

The analysis presented in this work is general, accurate and can be easily extended to investigation/analyse other transmission lines such as those obtained when considering anisotropic dielectric/ferrimagnetic multilayers with/without overlays.

SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO	1
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	3
CAPÍTULO 2 - MÉTODOS DE ANÁLISE PARA LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO-PLANARES	8
2.1 - Métodos quase-estáticos: Método variacional e método dos momentos.	9
2.1.1 - Introdução	9
2.1.2 - Método variacional	9
2.1.3 - Método dos momentos	11
2.2 - Análise dinâmica: Método das funções potenciais vetoriais de Hertz	12
CAPÍTULO 3 - ANÁLISE QUASE-ESTÁTICA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO-PLANARES	14
3.1 - Introdução	15
3.2 - Linha cilíndrica isolada	15
3.2.1 - Técnica da função de Green no domínio espectral	17
3.2.2 - Expressão variacional da capacitância	19
3.2.3 - Método dos momentos	20
3.3 - Linhas cilíndricas acopladas	24
3.3.1 - Introdução	24
3.3.2 - Acoplamento simétrico - Método variacional	24
3.3.3 - Acoplamento assimétrico - Método dos momentos	28
3.4 - Resultados numéricos	34
3.5 - Conclusão	48

CAPÍTULO 4 - ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA NÃO-PLANARES	49
4.1 - Introdução	50
4.2 - Teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz	50
4.3 - Aplicação dos métodos dos momentos e de Galerkin	61
4.4 - Resultados numéricos	62
4.5 - Conclusão	76
CAPÍTULO 5 - ANÁLISE DINÂMICA DE CABOS COAXIAIS FENDIDOS	77
5.1 - Introdução	78
5.2 - Aplicação da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz	78
5.3 - Aplicação dos métodos dos momentos e de Galerkin	82
5.4 - Resultados numéricos	84
5.5 - Conclusão	88
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÃO	89
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	91

LISTA DE TABELAS

- 3.1 - Impedância Característica (ohms) versus largura da fita (graus), para a linha de fita cilíndrica, calculada por três diferentes métodos. 36
- 3.2 - Impedância Característica (ohms) dos modos par (Z_e) e impar (Z_o), de linhas de fita cilíndricas acopladas, em função da largura da fita (graus) e do ângulo de separação (graus). 41
- 3.3 - Impedância Característica (ohms) e permissividade efetiva, para as linhas de fita cilíndricas acopladas, em função da largura da fita (graus) e do ângulo de separação (graus). 43
- 4.1 - Efeito da curvatura para baixas frequências 71

LISTA DE FIGURAS

1.1 Configurações de linhas de transmissão não-planares em substratos dielétricos isotrópicos, para as seguintes estruturas: (a) linha de microfita cilíndrica; (b) cabo coaxial fendido	5
2.1 Configurações de linhas de transmissão não-planares para a fita longitudinal (a) isolada; (b) acoplada	10
3.1 Seção transversal da linha de fita cilíndrica isolada com três camadas dielétricas	16
3.2 Divisão de fitas acopladas em seções iguais, para o acoplamento: (a) simétrico; (b) assimétrico	21
3.3 Seções transversais de pares de linhas de fita cilíndricas, nas configurações: (a) acoplamento simétrico; (b) acoplamento assimétrico	25
3.4 Seção transversal de linhas de fita cilíndricas acopladas assimétricas, situadas em camadas distintas	29
3.5 Seções transversais de linhas de fita cilíndricas situadas: (a) na interface dielétrica 2-3; (b) na interface dielétrica 1-2	30
3.6 Distribuição da densidade de carga elétrica na fita cilíndrica condutora da Fig. 3.1	35
3.7 Curvas de convergência para Z_0 em função do número de termos espectrais, da estrutura associada à TABELA 3.1, para: (a) $\alpha = 19,95^\circ$; (b) $\alpha = 39,99^\circ$; (c) $\alpha = 60,03^\circ$.	37
3.8 Curvas de convergência para Z_0 em função do número de partições da fita cilíndrica, para: (a) $\alpha = 19,95^\circ$; (b) $\alpha = 39,99^\circ$; (c) $\alpha = 60,03^\circ$.	38
3.9 Curva de variação da impedância característica normalizada em função da largura angular da fita condutora, em um meio dielétrico homogêneo	40
3.10 Curvas de variações das impedâncias características, para os modos par e ímpar, em função do ângulo de separação entre as fitas, para o acoplamento simétrico, com $b/a=1,1$ e $\alpha = 10^\circ$. (a) $\epsilon_r = 1,0$ (b) $\epsilon_r = 2,55$.	42
3.11 Curvas de variações para as: (a) impedâncias características, e (b) permissividades efetivas, em função do ângulo de separação, para as fitas acopladas simétricas.	45
3.12 Curvas de variações para as (a) impedâncias características e, (b) permissividades efetivas, para os modos "c" e " π ", em função do ângulo de separação, para fitas cilíndricas acopladas assimétricas.	46

3.13	Curvas de variações para as: (a) impedâncias características; (b) permissividades efetivas, em função da variação radial entre as fitas, para fitas cilíndricas acopladas assimétricas.	47
4.1	Seção transversal de uma linha de microfita cilíndrica, sobre substrato dielétrico.	51
4.2	Distribuição da densidade de corrente elétrica, $J_z(\phi)$, na seção transversal da fita cilíndrica circular, mostrada na Fig. 4.1	68
4.3	Curvas de convergência da permissividade efetiva em função do número de termos espectrais.	69
4.4	Curvas de convergência da permissividade efetiva em função do número de funções de base.	70
4.5	Curvas da variação de ϵ_{ef} com a frequência normalizada, Kob , para a linha de microfita cilíndrica, com $R = 0,90$ e $\epsilon_r = 9,6$	72
4.6	Curvas dispersivas de ϵ_{ef} em função da frequência normalizada, Kob , para a linha de microfita cilíndrica, com $R = 0,90$ e $\epsilon_r = 2,32$	73
4.7	Curvas de variação de β com a frequência, para o modo fundamental e os modos de ordem superior, imediatamente seguintes, em uma linha de microfita cilíndrica.	74
4.8	Curvas de variações de ϵ_{ef} com a frequência normalizada, Kob , para a linha de microfita cilíndrica sobre o substrato mica, com $R = 0,90$ e $\epsilon_r = 5,38$	75
5.1	Seções transversais das estruturas: (a) linha de microfita cilíndrica; (b) cabo coaxial fendido.	79
5.2	Curvas de variações de λ_s / λ_0 versus frequência, para o cabo coaxial fendido e a linha de fenda planar.	86
5.3	Curvas de variações de ϵ_{ef} versus frequência, para o cabo coaxial fendido e a linha de fenda planar com plano de terra.	87

LISTA DE SÍMBOLOS

$\hat{a}_r, \hat{a}_\phi, \hat{a}_z$ - Vetores unitários nas direções r, ϕ, z , respectivamente.

$A(m), B(m), \dots, F(m)$ - Constante de integração.

$A_0^{(i)}, B_0^{(i)}$ - Constantes para a i -ésima região dielétrica, para $m=0$.

$A_m^{(i)}, B_m^{(i)}$ - Constantes para a i -ésima região dielétrica, para $m \neq 0$.

\vec{B} - Vetor densidade de fluxo magnético.

C - Capacitância por unidade de comprimento.

C_{ar} - Capacitância por unidade de comprimento, quando se substituem os dielétricos pelo ar.

C_e, C_o - Capacitância por unidade de comprimento, para os modos par e ímpar, respectivamente.

C_C, C_π - Capacitância por unidade de comprimento, para os modos C e π , respectivamente.

\vec{D} - Vetor densidade de fluxo elétrico.

\vec{E} - Vetor campo elétrico.

\vec{E}_1, \vec{E}_0 - Vetores campo elétrico, no dielétrico e no espaço livre, respectivamente.

$\tilde{E}_r, \tilde{E}_\phi, \tilde{E}_z$ - Transformadas de Fourier das componentes cilíndricas do campo elétrico.

$\tilde{f}_j, \tilde{f}_\phi, \tilde{f}_z$ - transformadas de Fourier de funções de base.

$G(P/P')$ - Função de Green genérica.

\vec{H} - Vetor campo magnético.

H - Espessura do dielétrico.

$\tilde{H}_r, \tilde{H}_\phi, \tilde{H}_z$ - Transformadas de Fourier das componentes cilíndricas do campo magnético.

$H_m^{(2)}(.)$ - Função de Hankel de 2a. espécie e ordem inteira m.

I - Intensidade de corrente elétrica.

K_i - Número de onda na i-ésima região dielétrica.

Kob - Freqüência normalizada.

\vec{J} - Vetor densidade de corrente elétrica.

$\tilde{J}_\phi, \tilde{J}_z$ - Transformadas de Fourier das componentes transversal e longitudinal, respectivamente, da densidade de corrente elétrica.

$J_m(.), N_m(.)$ - Funções de Bessel de 1a. e 2a. espécies, respectivamente, e ordem inteira m.

m - Variável espectral discreta e ordem das funções de Bessel.

N - Número de divisões da fita cilíndrica circular.

nf - Número de funções de base empregadas na técnica dos polinômios de Chebyshev.

P - Potência elétrica.

p(.) - Ponto genérico

Qo - Carga elétrica constante.

$q(r, \phi)$ - Função distribuição de carga elétrica.

R - Razão entre os raios interno e externo, respectivamente, da linha de microfita cilíndrica.

r_i - Raio genérico da estrutura cilíndrica circular.

V_p - Velocidade de fase.

W - Comprimento do arco circular.

$[Y]$ - Matriz admitância.

$\tilde{Y}_{\phi\phi}$, $\tilde{Y}_{\phi z}$, $\tilde{Y}_{z\phi}$, \tilde{Y}_{zz} - Transformadas de Fourier das componentes cilíndricas da função diádica de Green da admitância.

Z - Impedância característica.

$\tilde{Z}_{\phi\phi}$, $\tilde{Z}_{\phi z}$, $\tilde{Z}_{z\phi}$, \tilde{Z}_{zz} - Transformadas de Fourier das componentes cilíndricas da função diádica de Green da impedância.

Z_e , Z_o - Impedâncias características para os modos par e ímpar, respectivamente.

Z_C , Z_π - Impedâncias características para os modos C e π , respectivamente.

α , δ_0 - Largura angular da fita cilíndrica condutora.

β - Constante de fase do modo fundamental.

γ_i - Constante de propagação para a i -ésima região dielétrica.

θ - ângulo de separação entre as fitas acopladas

∇ - Operador diferencial - NABLA.

Σ - Somatório.

Ω - Unidade de resistência elétrica - OHMS.

$\tilde{\Psi}(\mathbf{r}, m)$ - Transformada de Fourier de função potencial.

∂ - Derivada parcial.

ϵ_i - Permissividade elétrica do i-ésimo dielétrico.

ϵ_{ef} - Permissividade efetiva.

η - Impedância característica do espaço livre.

λ_0 - Comprimento de onda no espaço livre.

λ_s - Comprimento de onda guiada.

μ_i - Permeabilidade magnética do i-ésimo dielétrico.

$\vec{\pi}_e, \vec{\pi}_h$ - Funções potenciais vetoriais de Hertz elétrico e magnético, respectivamente.

$\vec{\pi}_e, \vec{\pi}_h$ - Transformadas de Fourier dos potenciais de Hertz elétrico e magnético, respectivamente.

$\tilde{\sigma}$ - Transformada de Fourier da densidade de carga.

$\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_3)$ - Função delta de DIRAC.

ω - Frequência angular, dada por $2\pi f$.

APRESENTAÇÃO

Este trabalho está organizado em seis capítulos. No Capítulo 1, INTRODUÇÃO, são abordados os aspectos gerais das linhas de transmissão não-planares, com aplicações aos circuitos integrados de microondas, enfatizando a relevância e o objetivo do trabalho apresentado.

No Capítulo 2, MÉTODOS DE ANÁLISE PARA LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO-PLANARES, são apresentados, no domínio espectral, o método variacional e o método dos momentos para a análise quase-estática de linhas de microfita e linhas de fita cilíndricas isoladas e acopladas. A teoria das funções potenciais de Hertz combinada com os métodos dos momentos e de Galerkin, para a análise dinâmica de linhas de microfita cilíndricas isoladas e cabos coaxiais fendidos, é também apresentada.

No Capítulo 3, ANÁLISE QUASE-ESTÁTICA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO NÃO-PLANARES, é apresentado, no domínio espectral, a aplicação do método variacional ao estudo de linhas de microfita e de linhas de fita cilíndricas isoladas e acopladas simétricas. O método dos momentos é também aplicado para as estruturas anteriores e para os casos de acoplamentos assimétricos. São apresentados resultados numéricos para estas estruturas com até três camadas dielétricas isotrópicas, tais como as impedâncias características e as permissividades efetivas.

No Capítulo 4, ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA NÃO-PLANARES, é desenvolvido o estudo das características de propagação em linhas de microfita cilíndricas isoladas abertas, sobre substratos dielétricos isotrópicos, através do emprego, no domínio espectral, da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz combinada com os métodos dos momentos e de Galerkin (caso particular do método dos momentos), obtém-se a constante de fase normalizada. Em seguida, é efetuado o estudo da impedância característica, usando os conceitos de potência e corrente. Resultados numéricos são apresentados e discutidos somente para a permissividade efetiva da estrutura não-planar, para o modo fundamental e os modos de ordem superior.

No Capítulo 5, ANÁLISE DINÂMICA DE CABOS COAXIAIS FENDIDOS, é desenvolvido o procedimento analítico para a obtenção da matriz admitância na superfície do cabo coaxial fendido, a partir de resultados obtidos no Capítulo 4 para a matriz impedância da estrutura da linha de microfita cilíndrica circular. Resultados numéricos comparativos são apresentados para as linhas de fenda planares usuais e os cabos coaxiais fendidos, quando tornados quase planares.

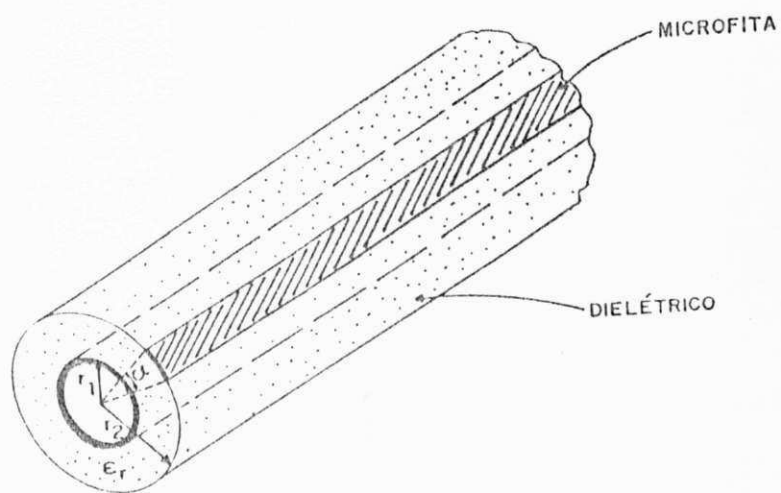
No Capítulo 6, CONCLUSÃO, são apresentadas as principais conclusões e sugestões de continuidade e aplicação deste trabalho.

CAPÍTULO 1
INTRODUÇÃO

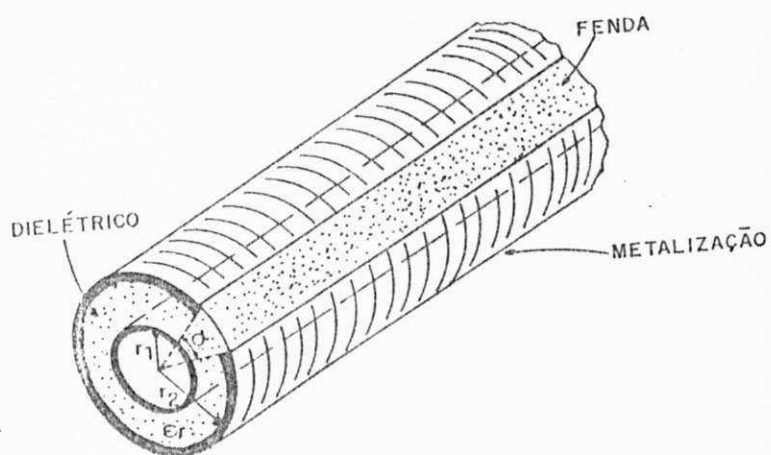
Em face do constante avanço da Engenharia de Microondas na área de dispositivos e circuitos para altas frequências, novos componentes têm sido desenvolvidos, exigindo para tanto, técnicas matemáticas analíticas e numéricas mais precisas e específicas para a análise destas estruturas de microondas. Dentre estas novas estruturas, destacam-se as linhas de transmissão não-planares, como a linha de microfita cilíndrica circular e o cabo coaxial fendido, moldados em substratos dielétricos isotrópicos (Fig. 1.1). Estas estruturas não-planares encontram aplicações no projeto e confecção de dispositivos passivos não-planares como, por exemplo, acopladores direcionais, bloqueadores DC e antenas moldadas em superfícies curvas, como as encontradas em mísseis e foguetes [1]-[19]. Para a formulação quase-estática, encontramos na literatura especializada trabalhos que foram desenvolvidos empregando vários métodos. WANG [1] usou a representação em séries para analisar linhas de fita e linhas de microfita cilíndricas homogêneas e não-homogêneas. JOSHI e al. [2] empregaram a técnica do cálculo do resíduo modificado para resolver as linhas de fita cilíndricas e elípticas. O mapeamento conforme foi aplicado em configurações simples em [3]-[6]. Recentemente, este mesmo método foi utilizado para estruturas em multicamadas [7]. A técnica da função de Green combinada a expressão variacional da capacitância foi empregada para analisar estruturas elípticas isoladas [8] e acopladas [9]. Empregando esta mesma técnica combinada com os conceitos de indutância e capacitância mútuas, o acoplamento assimétrico de pares de fitas foi estudado em [10]. O estudo de fitas cilíndricas isoladas [11] e acopladas face-a-face [12], foi efetuada empregando-se a técnica da solução da equação de Laplace e a aplicação das condições de contorno apropriadas. A técnica, no domínio espectral, para a análise de linhas de fita isoladas e acopladas simétricas foi empregada em [13]. O emprego deste mesmo método, combinada com o algoritmo FFT, foi usado em [14] para linhas cilíndricas multicondutoras.

Os trabalhos desenvolvidos para a formulação dinâmica se concentraram na obtenção das características de propagação na linha de microfita cilíndrica isolada [15] e acoplada [16], sobre uma camada dielétrica isotrópica, empregando a solução da equação de onda, no domínio espectral. O emprego da técnica variacional no domínio espectral para configurações de linhas de fita elípticas ou cilíndricas foi empregada em [17]-[19].

Neste trabalho são analisados as linhas de transmissão não-planares sobre substratos dielétricos isotrópicos, para as formulações quase-estática e dinâmica.



(a)



(b)

Fig. 1.1 Configurações de linhas de transmissão não-planares em substratos dielétricos isotrópicos, para as seguintes estruturas: (a) linha de microfita cilíndrica; (b) cabo coaxial fendido.

Na análise considerando a formulação quase-estática, foram estudadas as linhas de microfita e linhas de fita cilíndricas isoladas e acopladas, através do método que combina a técnica da função de Green, no domínio espectral, com as expressões variacionais das capacitâncias por unidade de comprimento, para os casos de fitas isoladas e acopladas simétricas, em múltiplas camadas dielétricas isotrópicas [13]. Desta forma, empregando-se este método de análise, consegue-se determinar as características de propagação dos modos guiados para as estruturas não-planares consideradas. Quando as fitas acopladas têm larguras angulares diferentes e/ou quando estão em interfaces dielétricas distintas, o método apresentado em [13] se torna inadequado, pois o mesmo somente é empregado para os casos em que as fitas cilíndricas acopladas têm os módulos dos potenciais elétricos iguais, em relação ao plano de simetria da estrutura, dado pela coordenada ϕ e esta situação não se verifica nos casos de acoplamentos de fitas cilíndricas que possuem larguras angulares diferentes e/ou quando estão em interfaces distintas, tornando-se necessário o emprego do método dos momentos [21],[22], usado em [23]-[26]. Este método já foi utilizado com sucesso no estudo de acoplamentos de fitas planares [27],[28].

Na análise desenvolvida neste trabalho, considerando a formulação dinâmica, foi empregado o método que combina a teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz [29], com os métodos dos momentos e de Galerkin [21],[22], no domínio espectral [30],[31], para a linha de microfita cilíndrica isolada sobre substrato dielétrico isotrópico [32]. Esta técnica conduz a resultados que apresentaram concordâncias com os resultados mostrados em [15],[16].

Este trabalho consiste numa extensão do desenvolvimento apresentado em [33], [34] para estruturas planares.

O estudo de cabos coaxiais fendidos foi apresentado em [35] e usou a técnica de expansão de componentes harmônicas cilíndricas do campo eletromagnético, no domínio do espaço. Outras técnicas de análise foram apresentadas em [37]-[41]. A aplicação da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz no domínio espectral aos cabos coaxiais fendidos, resultou em um procedimento analítico semelhante ao adotado para o caso da linha de microfita cilíndrica circular isolada, diferenciando-se no que diz respeito à determinação da equação característica. Para a linha de microfita cilíndrica circular isolada é necessária a determinação da função diádica de Green na forma de uma matriz impedância, enquanto para o cabo coaxial fendido, determina-se a função diádica de Green na forma de uma matriz admitância. Observa-se, para as estruturas consideradas, que a forma matricial da função diádica de Green no caso do cabo coaxial fendido, pode ser obtida da simples inversão da matriz impedância, determinada para o caso de linha de microfita cilíndrica circular isolada. Com a aplicação do método de Galerkin ao sistema matricial considerado, encontra-se a equação característica que, após ser resolvida, permite determinar a permissividade efetiva, ϵ_{ef} .

Este trabalho tem como objetivo a análise de linhas de transmissão não-planares considerando as formulações quase-estática e dinâmica, com a finalidade principal de desenvolver programas e subprogramas computacionais eficientes para aplicações em circuitos integrados de microondas.

Nos procedimentos analíticos desenvolvidos neste estudo, no domínio espectral e considerando-se a análise quase-estática, uma extensão da aplicação do método variacional e do método dos momentos para as linhas de microfita e as linhas de fita cilíndricas circulares, isoladas e acopladas, em múltiplas camadas dielétricas isotrópicas, foi realizada. Para a formulação dinâmica, a análise é efetuada através do uso da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz combinada com os métodos dos momentos e de Galerkin, para as linhas de microfita cilíndricas circulares isoladas abertas e os cabos coaxiais fendidos, em substratos dielétricos isotrópicos.

A análise efetuada é geral, aplicando-se ao estudo de diversas estruturas não-planares com multicamadas, tanto para a formulação quase-estática, como para a formulação dinâmica.

CAPÍTULO 2

**MÉTODOS DE ANÁLISE DE LINHAS DE TRANSMISSÃO
NÃO-PLANARES**

2.1 ANÁLISE QUASE-ESTÁTICA: MÉTODOS VARIACIONAL E DOS MOMENTOS

2.1.1 INTRODUÇÃO

Na análise quase-estática de linhas de transmissão não-planares, o modo de propagação é do tipo quase-TEM. As características de propagação são determinadas a partir do cálculo de duas capacitâncias, C e C_a , onde C é a capacitância por unidade de comprimento com a presença dos dielétricos e, C_a , para a capacitância obtida quando se trocam os substratos pelo ar. A impedância característica e a permissividade efetiva, podem ser obtidas em termos das capacitâncias mencionadas, dadas em [36], como

$$Z_0 = \frac{1}{v\sqrt{CC_a}} \quad (2.1)$$

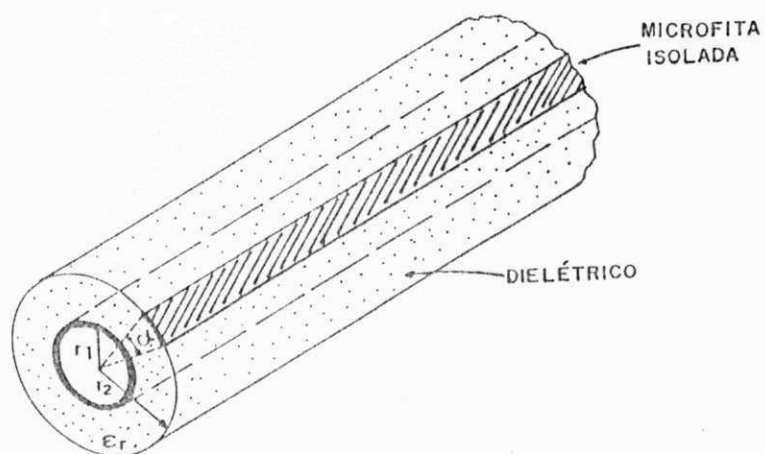
$$\epsilon_{ef} = \frac{C}{C_a} \quad (2.2)$$

onde v é a velocidade da luz no espaço livre.

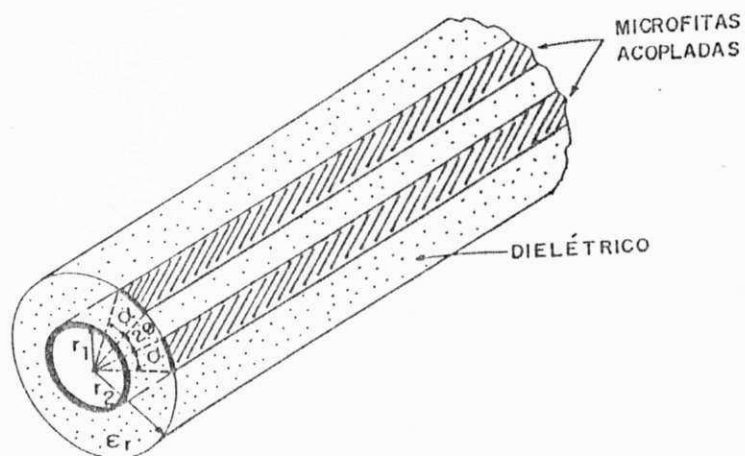
Entre os vários métodos de análise quase-estáticos para a determinação das capacitâncias eletrostáticas, C e C_a , dois serão abordados no nosso estudo: o método variacional e o método dos momentos.

2.1.2 MÉTODO VARIACIONAL

Este método foi usado na análise de estruturas planares [29]. No caso de estruturas não-planares, considera-se a análise de fitas condutoras longitudinais, isoladas e acopladas, moldadas em substratos dielétricos isotrópicos (Fig. 2.1).



(a)



(b)

Fig. 2.1 Configurações de linhas de transmissão não-planares para a fita longitudinal (a) isolada; (b) acoplada.

A expressão variacional da capacitância por unidade de comprimento, C , para a estrutura da Fig. 2.1(a), dada em [29], é

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{Q^2} \int_0^{2\pi} \psi(r_1, \phi) q(r_1, \phi) r_1 d\phi \quad (2.3)$$

onde $\psi(r_1, \phi)$ é o potencial na fita cilíndrica; $q(r_1, \phi)$ é a função distribuição de carga elétrica; Q é a carga total na fita, dada por

$$Q = \int_0^{2\pi} q(r_1, \phi) \exp(-jm\phi) r_1 d\phi \quad (2.4)$$

e m é a variável espectral, que assume valores inteiros não-negativos.

2.1.3 MÉTODO DOS MOMENTOS

Esta técnica de análise que foi bastante empregada no estudo de linhas de transmissão planares [27],[28], também se aplica no caso de estruturas não-planares, sendo muito adequada para a análise de fitas cilíndricas acopladas assimétricas [23]-[26].

As características de propagação de fitas cilíndricas isoladas, acopladas simétricas e acopladas assimétricas, podem ser determinadas por este método.

Os procedimentos principais que devem ser efetuados na execução do método dos momentos: (a) obtenção da função de Green, através da solução da equação de Laplace em coordenadas cilíndricas e no domínio espectral; (b) aplicação do método dos momentos para a função de Green na superfície da fita condutora. Assim procedendo, determina-se a equação matricial para a distribuição de carga na fita condutora, dada por

$$[\sigma] = [D]^{-1} [\psi] \quad (2.5)$$

onde $[\sigma]$ representa a densidade superficial de carga elétrica desconhecida, $[D]^{-1}$ corresponde a capacitância estática e $[\psi]$ o potencial elétrico escalar.

A determinação da capacitância por unidade de comprimento, C , da fita cilíndrica condutora, é dada por

$$C = \sum_{j=1}^N \sigma_j, \text{ para } \psi_i = 1 \text{ (} i = 1, 2, 3, \dots, N \text{)} \quad (2.6)$$

2.2 ANÁLISE DINÂMICA: MÉTODO DAS FUNÇÕES POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ

No estudo de linhas de transmissão em microondas é comum ocorrerem situações onde as características de propagação são dependentes da frequência de operação [15], [16],[33]-[35]. Nestes casos a análise dinâmica é empregada. Dentre os vários métodos de análise dinâmica existentes, um tem sido cada vez mais usado no estudo de estruturas de transmissão planares: o método das funções potenciais vetoriais de Hertz [27],[28].

A aplicação da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz em linhas de transmissão não-planares, se constitui em uma contribuição efetiva ao estudo de linhas de transmissão não-planares [32].

Neste estudo, emprega-se o método que combina a teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz [27],[28], com os métodos dos momentos e de Galerkin [21],[22], para a microfita cilíndrica isolada. Nesta análise, os seguintes procedimentos devem ser realizados: (a) obtenção e solução da equação de onda, em coordenadas cilíndricas e no domínio espectral, para os potenciais de Hertz elétrico e magnético, $\tilde{\pi}_e$ e $\tilde{\pi}_h$, respectivamente; (b) determinação do campo eletromagnético em função dos potenciais de Hertz, obtidas a partir da solução da equação de onda, mencionada em (a); (c) aplicação de condições de contorno apropriadas para a estrutura em estudo; (d) obtenção da matriz impedância, para a fita cilíndrica condutora, expressa na forma matricial [15], como

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_\phi \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{\phi\phi} & \tilde{Z}_{\phi z} \\ \tilde{Z}_{z\phi} & \tilde{Z}_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_\phi \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

onde \tilde{E}_ϕ e \tilde{E}_z são as transformadas de Fourier das componentes cilíndricas do campo elétrico na fita cilíndrica condutora; $\tilde{Z}_{\phi\phi}$, $\tilde{Z}_{\phi z}$, $\tilde{Z}_{z\phi}$ e \tilde{Z}_{zz} são as transformadas de Fourier das componentes cilíndricas da função diádica de Green; \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z são as transformadas de Fourier das densidades de corrente elétrica, transversal e longitudinal, respectivamente, na fita cilíndrica; (e) aplicação do método dos momentos e de Galerkin à equação característica obtida em (d); (f) determinação da constante de fase normalizada, β/K_0 , empregando rotina de extração de raízes complexas.

Na análise dinâmica dos cabos coaxiais fendidos também é usada a teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz, no domínio espectral, combinada com os métodos dos momentos e de Galerkin.

Na análise dinâmica desenvolvida neste trabalho, observou-se um certo grau de complexidade nos sistemas obtidos, com a necessidade do cálculo de expressões com funções de Bessel e de Hankel, com ordens inteiras diversas e argumentos complexos [42]-[45]. Devido a esta dificuldade, foi dada uma atenção especial à obtenção e utilização de programas e rotinas computacionais eficientes e gerais.

CAPÍTULO 3**ANÁLISE QUASE-ESTÁTICA DE LINHAS DE TRANSMISSÃO
NÃO-PLANARES**

3.1 INTRODUÇÃO

Na análise quase-estática desenvolvida para linhas de transmissão não-planares, foram obtidas resultados para as linhas de microfita e linhas de fita cilíndricas circulares, que encontram aplicações no projeto e confecção de dispositivos de alta frequência, como filtros, acopladores direcionais, transformadores de impedância e antenas, dentre outros. Estes dispositivos são construídos e montados sobre superfícies curvas, em forma cilíndrica, como as existentes em mísseis e foguetes [1]-[9].

O estudo de linhas não-planares tem sido efetuado através de vários métodos [1]-[19], para a formulação quase-estática.

Neste trabalho, usam-se o método variacional e o método dos momentos para a determinação das características de propagação dos modos guiados em linhas de microfita e linhas de fita cilíndricas, confeccionados em substratos dielétricos isotrópicos [20], [23]-[26], [32].

O procedimento que combina a técnica da função de Green no domínio espectral com a expressão variacional da capacitância por unidade de comprimento, é usada nesta análise, para as fitas cilíndricas acopladas simétricas e assimétricas [13]. Para as fitas cilíndricas acopladas assimétricas é empregado o método que combina o método dos momentos [21]-[22]. Este método pode ser aplicado às estruturas anteriores.

Nos procedimentos analíticos desenvolvidos neste trabalho, para fitas cilíndricas isoladas e acopladas simétricas, foi feita uma extensão do método variacional para estas estruturas em três camadas dielétricas isotrópicas, que foi apresentado em [13] para duas camadas, e foi feita a aplicação do método dos momentos para as estruturas anteriores e para os casos de acoplamentos assimétricos em até três camadas dielétricas. Estes casos foram apresentados em [14], que usou a técnica da transformada rápida de Fourier (FFT). Observou-se uma boa concordância com os resultados de [13],[14], para alguns casos considerados.

3.2 LINHA CILÍNDRICA ISOLADA

A estrutura de transmissão não-planar, denominada linha de fita cilíndrica circular, consiste em um arco circular de fita condutora, situada entre duas superfícies cilíndricas separadas por regiões dielétricas (Fig. 3.1).

Neste estudo, considera-se a estrutura de linha de fita cilíndrica, mostrada na Fig. 3.1. A análise é realizada admitindo-se que as camadas dielétricas são isotrópicas. A fita cilíndrica condutora tem espessura desprezível e é constituída por um material condutor perfeito.

O procedimento analítico descrito a seguir é o da técnica da função de Green, no domínio espectral.

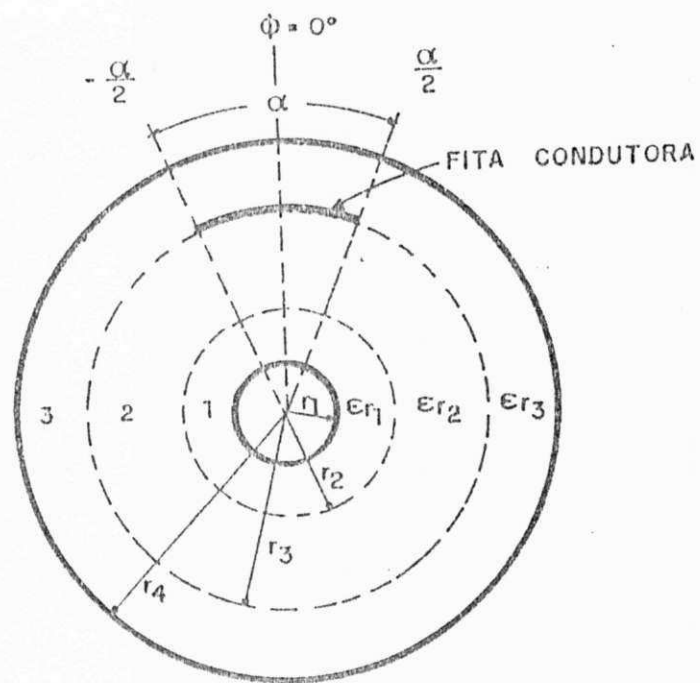


Fig. 3.1 Seção transversal da linha de fita cilíndrica isolada com três camadas dielétricas.

3.2.1 TÉCNICA DA FUNÇÃO DE GREEN NO DOMÍNIO ESPECTRAL

Considerando-se a propagação do modo quase-TEM na estrutura da Fig. 3.1, a análise é realizada visando, inicialmente, a determinação das funções de Green para uma carga elétrica unitária localizada no plano da fita condutora, dadas pelas funções potenciais escalares, $\psi_i(r, \phi)$, na i -ésima região dielétrica, que devem satisfazer à equação de Laplace em coordenadas cilíndricas, dada em [14], como

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \psi_i(r, \phi) \right] + \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \psi_i(r, \phi) = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.1)$$

Para a análise no domínio espectral, usa-se a definição de transformada de Fourier, definida em [30],[31], como

$$\tilde{F}(r, m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(r, \phi) \exp(-jm\phi) d\phi \quad (3.2)$$

onde $\tilde{F}(r, m)$ é a transformada de Fourier da função $F(r, \phi)$ e m é a variável espectral; como anti-transformada, via somatório, tem-se

$$F(r, \phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{F}(r, m) \exp(jm\phi) \quad (3.3)$$

Aplicando-se (3.3) em (3.1), obtém-se:

$$r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \tilde{\psi}_i(r, m) + r \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\psi}_i(r, m) - m^2 \tilde{\psi}_i(r, m) = 0 \quad (3.4)$$

A equação de Laplace, em coordenadas cilíndricas e no domínio espectral, tem duas formas de solução dadas em [14], como

$$\tilde{\psi}_i(r, m) = A_0^{(i)} \ln(r) + B_0^{(i)}, \quad \text{para } m = 0 \quad (3.5)$$

$$\tilde{\psi}_i(r, m) = A_m^{(i)} (r)^m + B_m^{(i)} (r)^{-m}, \quad \text{para } m \neq 0 \quad (3.6)$$

Aplicando-se as condições de contorno adequadas à estrutura da Fig. 3.1, obtém-se [14]:

- (a) nos dois planos de terra, correspondentes às superfícies localizadas em $r=r_1$ e $r=r_2$, os potenciais nulos dados por:

$$\tilde{\Psi}_i(r_1, m) = 0 \quad (3.7)$$

$$\tilde{\Psi}_i(r_4, m) = 0 \quad (3.8)$$

- (b) nas interfaces entre os meios dielétricos, os potenciais elétricos e a componente normal da densidade superficial de fluxo elétrico, devem ser contínuas na ausência de carga elétrica, permitindo escrever:

$$\tilde{\Psi}_2(r_2, m) = \tilde{\Psi}_1(r_2, m) \quad (3.9)$$

$$\tilde{\Psi}_3(r_3, m) = \tilde{\Psi}_2(r_3, m) \quad (3.10)$$

para os potenciais, e,

$$D_1(r_1, m) = D_2(r_1, m) \quad (3.11)$$

donde, tem-se

$$\epsilon_{r_1} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\Psi}_1(r_2, m) = \epsilon_{r_2} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\Psi}_2(r_2, m) \quad (3.12)$$

para a densidade superficial do fluxo elétrico;

- (c) a condição de continuidade da componente de fluxo elétrico na fita cilíndrica condutora, através do emprego da Lei de Gauss, a qual afirma que se admitirmos a existência da densidade superficial de carga elétrica na fita condutora, a componente normal de fluxo elétrico deve ser descontínua e igual a densidade superficial de carga elétrica, dada por:

$$\epsilon_{r_1} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\Psi}_2(r_3, m) - \epsilon_{r_3} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\Psi}_3(r_3, m) = \frac{1}{\epsilon_0} \tilde{\sigma}(m) \quad (3.13)$$

onde $\tilde{\sigma}(m)$ é a transformada de Fourier da densidade superficial de carga, na fita cilíndrica condutora.

A expressão de $\tilde{\sigma}(m)$ é dada por:

$$\tilde{\sigma}(m) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q(r_3, \phi) \exp(-jm\phi) d\phi \quad (3.14)$$

onde $q(r_3, \phi)$ é a função distribuição de carga elétrica na fita cilíndrica condutora da Fig. 3.1, que tem a forma dada em [13], como

$$q(r, \phi) = \begin{cases} \frac{Q_0 \delta(r - r_3)}{\sqrt{1 - (\phi/\alpha)^2}}, & -\alpha < \phi < \alpha \\ 0, & \text{outros valores} \end{cases} \quad (3.15)$$

onde Q_0 é uma constante, e, $\delta(r - r_3)$ é a função delta de Dirac, com a seguinte propriedade [31]

$$q(r_3, \phi) = \int_V q(r, \phi) \delta(r - r_3) d\phi \quad (3.16)$$

Através de processos de substituições diretas, resolve-se o sistema de equações (3.7)-(3.12), obtendo-se a expressão geral para a função de Green do potencial elétrico escalar, $\tilde{\psi}_i(r, m)$, para a i -ésima região dielétrica da estrutura da Fig. 3.1.

3.2.2 EXPRESSÃO VARIACIONAL DA CAPACITÂNCIA

A expressão geral da capacitância por unidade de comprimento, dada em [29], pode ser aplicada à estrutura cilíndrica da Fig. 3.1, como

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{Q^2} \int_0^{2\pi} \psi(r_3, m) q(r_3, m) r_3 d\phi \quad (3.17)$$

onde C é a capacitância por unidade de comprimento da linha, Q é a carga total da fita cilíndrica condutora, $\psi(r_3, m)$ é o potencial elétrico escalar e $q(r_3, \phi)$ é a função distribuição de carga, dada em (3.15).

A carga elétrica total, Q , na fita cilíndrica condutora, é dada por:

$$Q = \int_0^{2\pi} q(r_3, \phi) r_3 d\phi \quad (3.18)$$

3.2.3 MÉTODO DOS MOMENTOS

Uma técnica adequada à determinação da capacitância por unidade de comprimento de linhas de transmissão não-planares é a do método dos momentos [21],[22].

Na aplicação do método dos momentos, a fita cilíndrica condutora da estruturada Fig. 3.1 é dividida em N subseções de larguras angulares iguais a (α/N) , sendo α o ângulo associado à largura da fita condutora. Esta situação está mostrada na Fig. 3.2.

O potencial escalar $\psi(r, \phi)$ em um ponto qualquer $P(r, \phi)$, na seção transversal da fita cilíndrica condutora da Fig. 3.1, pode ser escrito, pelo princípio da superposição [21], como

$$\psi(r, \phi) = \int_{\text{condutor}} G(P/P') \sigma(r', \phi') dr' d\phi' \quad (3.19)$$

se a função $G(P/P')$ for definida como a função de Green para o potencial escalar em $P(r, \phi)$, devido a uma distribuição de carga unitária localizada em uma fita elementar no ponto $P'(r', \phi')$. A função $P(P/P')$ deve satisfazer às condições de contorno da estrutura da Fig. 3.1. A integração de (3.19) é efetuada sobre a seção transversal da fita condutora da Fig. 3.1. A função $\sigma(r', \phi')$ é a função distribuição de carga elétrica desconhecida e é representada por:

$$\sigma(r', \phi') = \sum_{j=1}^N \sigma_j f_j(r', \phi') \quad (3.20)$$

onde $f_j(r', \phi')$ são funções de base e σ_j são constantes desconhecidas.

Neste trabalho, as funções de base empregadas foram apresentadas em [13], as quais descrevem, com boa precisão, as distribuições de carga na estrutura analisada e também satisfazem às condições de singularidade nas bordas da fita cilíndrica condutora.

A substituição de (3.20) em (3.19), permite obter:

$$\psi(r, \phi) = \sum_{j=1}^N \sigma_j \int_{\text{condutor}} G(P/P') f_j(r', \phi') dr' d\phi' \quad (3.21)$$

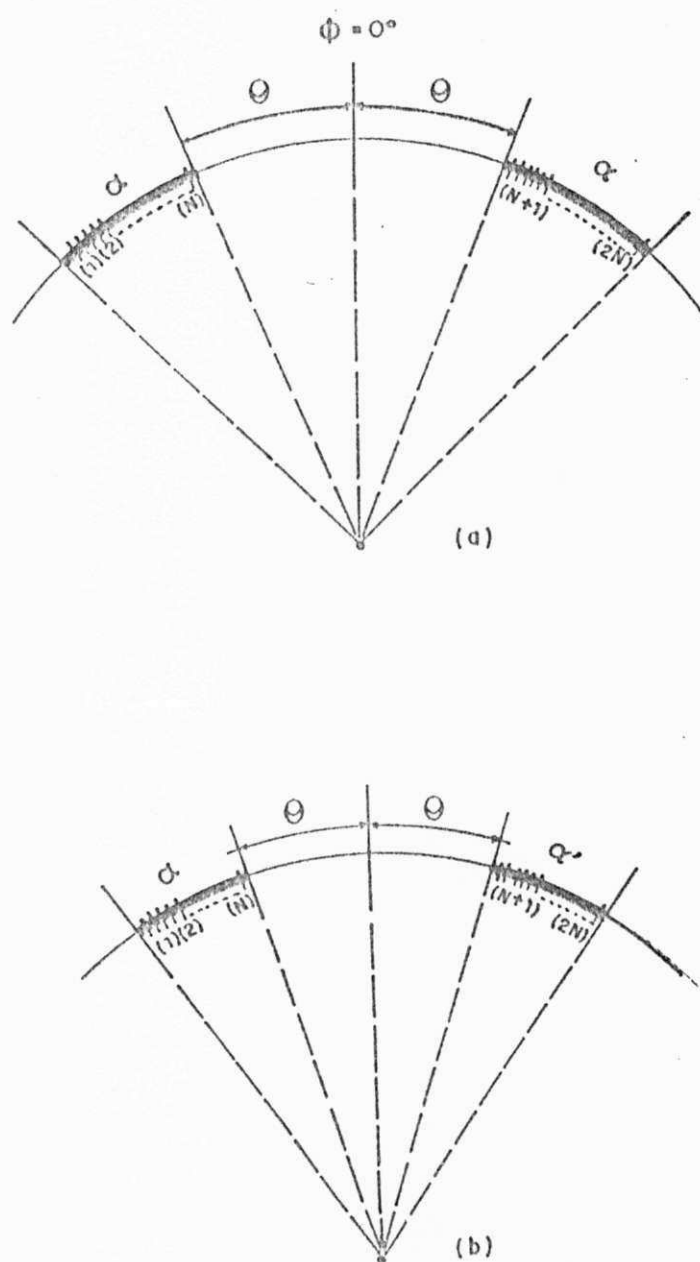


Fig. 3.2 Divisão de fitas acopladas em seções iguais, para o acoplamento: (a) simétrico; (b) assimétrico.

Definindo-se as funções de teste, $W_i(r, \phi)$ [21], e multiplicando-se ambos os membros de (3.19) e efetuando-se a integração sobre a superfície da fita condutora, obtém-se:

$$\int \psi(r, \phi) W_i(r, \phi) d\phi = \sum_{j=1}^N \sigma_j \iint_{\text{condutor}} G(P/P') f_j(r', \phi') W_i(r, \phi) dr' d\phi' \quad (3.22)$$

Definindo-se $\psi(r, \phi)$ como o potencial escalar, em uma das subseções da Fig. 3.2 (largura angular igual a α/N), por:

$$\psi_i(r, \phi) = \frac{1}{(\alpha/N)} \int_{\text{condutor}} \psi(r, \phi) W_i(r, \phi) d\phi \quad (3.23)$$

e, D_{ij} , por

$$D_{ij}(r, \phi) = \frac{1}{(\alpha/N)} \iint_{\text{condutor}} G(P/P') f_j(r', \phi') W_j(r, \phi) dr' d\phi' \quad (3.24)$$

obtém-se:

$$\psi(r, \phi) = \sum_{j=1}^N \sigma_j D_{ij}, \quad i, j = 1, 2, 3, \dots, N \quad (3.25)$$

Considerando-se a existência de N subseções, a relação entre a carga elétrica e o potencial pode ser expresso na forma matricial como

$$\begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \psi_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & \dots & D_{1N} \\ D_{21} & D_{22} & \dots & D_{2N} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ D_{N1} & D_{N2} & \dots & D_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \sigma_N \end{bmatrix} \quad (3.26)$$

ou, simplesmente

$$[\psi] = [D][\sigma] \quad (3.27)$$

$$[\sigma] = [D]^{-1}[\psi] \quad (3.28)$$

sendo $[D]^{-1}$ denominada de matriz capacitância estática para o sistema com N subseções.

A determinação da capacitância por unidade de comprimento da fita cilíndrica condutora, é obtida através de

$$C = \sum_{j=1}^N \sigma_j, \text{ para } \psi_i = 1 \text{ (} i = 1, 2, 3, \dots, N \text{)} \quad (3.29)$$

Neste trabalho, as funções de teste $W(r, \phi)$ são sempre consideradas impulsivas. As funções de base ou expansão, $f_j(r', \phi')$, foram tomadas considerando a singularidade do campo nas bordas da fita cilíndrica condutora [13].

Na solução de (3.26), o vetor coluna $[\psi]$ foi considerado unitário por conveniência. A matriz $[D]$ é constituída de elementos D_{ij} , dados por (3.24), cujas expressões dependem da função de base $f_j(r', \phi')$ e da estrutura considerada.

Portanto, usando-se a técnica da função de Green combinada com: (a) a expressão variacional da capacitância por unidade de comprimento, ou, (b) o método dos momentos, conseguem-se determinar para as linhas cilíndricas isoladas, as capacitâncias por unidade de comprimento.

Desta forma, o cálculo da impedância característica e dos demais parâmetros que caracterizam os modos guiados da estrutura não-planar, são determinados considerando-se:

$$Z_0 = \frac{1}{v\sqrt{CC_a}} \quad (3.30)$$

$$\epsilon_{ef} = \frac{C}{C_a} \quad (3.31)$$

$$V_p = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \quad (3.32)$$

onde C é a capacitância por unidade de comprimento obtida pelos métodos descritos, C_a é a capacitância obtida quando se trocam os dielétricos pelo ar e v é a velocidade da luz no espaço livre.

3.3 LINHAS CILÍNDRICAS ACOPLADAS

3.3.1 INTRODUÇÃO

O projeto e a confecção de circuitos integrados de microondas, como antenas, filtros e acopladores direcionais imersos em dielétricos não-planares, tornou necessário o estudo das características de propagação dos modos acoplados quase-TEM, nas estruturas não-planares [1]-[19].

Nas Figs. 3.3(a) e 3.3(b) são mostradas, respectivamente, as seções transversais dos acoplamentos simétrico e assimétrico, de linhas de fita cilíndricas circulares, imersas em substratos dielétricos isotrópicos.

3.3.2 ACOPLAMENTO SIMÉTRICO - MÉTODO VARIACIONAL

A estrutura a ser analisada está mostrada na Fig. 3.3(a), que representa o acoplamento simétrico de linhas de fita cilíndricas circulares. Neste caso, as linhas estão situadas na mesma interface dielétrica e simétricas em relação ao plano $\phi = 0^\circ$. Para este estudo, as fitas cilíndricas são consideradas condutores perfeitos e de espessuras desprezíveis. Os substratos dielétricos são considerados isotrópicos.

Na análise do acoplamento simétrico é usado o método que combina a técnica da função de Green, no domínio espectral, com as expressões variacionais para as capacitâncias por unidade de comprimento, dos modos par e ímpar de excitação [13], para o caso de fitas cilíndricas em três camadas dielétricas [14].

A análise é feita para os modos de excitação par e ímpar, considerando-se a simetria da estrutura em relação ao plano $\phi = 0^\circ$. Para o modo par, supõe-se uma parede magnética no plano $\phi = 0^\circ$. Neste caso, as fitas cilíndricas condutoras acopladas têm o mesmo potencial elétrico. Para o modo ímpar, usa-se uma parede elétrica no plano $\phi = 0^\circ$ e as fitas condutoras passam a ter cargas elétricas iguais e de sinais opostos.

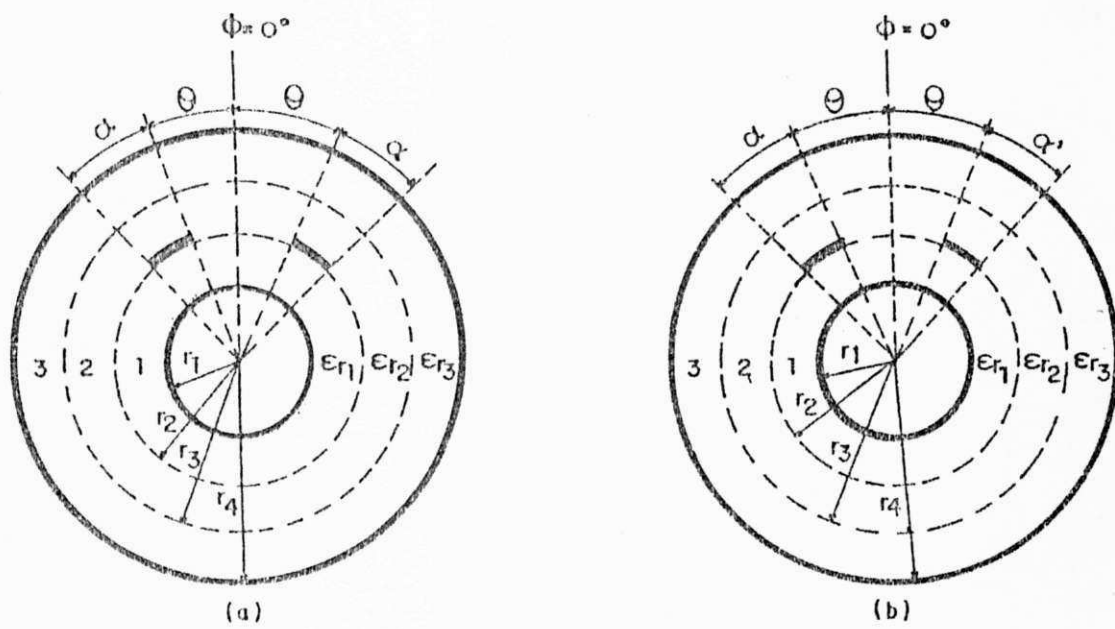


Fig. 3.3 Seções transversais de pares de linhas de fita cilíndricas, nas configurações:
 (a) acoplamento simétrico; (b) acoplamento assimétrico.

Assumindo-se a propagação dos modos quase-TEM, as funções potenciais escalares para a estrutura da Fig. 3.3(a) devem satisfazer à equação de Laplace, em coordenadas cilíndricas e no domínio espectral, dada em [14], como

$$r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} \tilde{\psi}_{(e/o)}^{(i)} + r \frac{\partial}{\partial r} \tilde{\psi}_{(e/o)}^{(i)} - m^2 \tilde{\psi}_{(e/o)}^{(i)} = 0 \quad (3.33)$$

onde $\tilde{\psi}_{(e/o)}^{(i)}$ é a transformada de Fourier da função potencial escalar do modo par, $\tilde{\psi}_{(e)}^{(i)}$, ou do modo ímpar, $\tilde{\psi}_{(o)}^{(i)}$, na i -ésima região dielétrica da estrutura da Fig. 3.3(a).

As formas de solução de (3.33) são dadas por expressões semelhantes às equações (3.5)-(3.6) e as condições de contorno também por formas semelhantes às equações (3.7)-(3.12). A diferença reside no fato de que, no caso de análise de acoplamentos, deve-se considerar os modos de excitação par e ímpar da estrutura em estudo.

A solução obtida para o potencial escalar na interface entre as regiões dielétricos 1 e 2, da Fig. 3.3(a), tem a seguinte forma [14]:

$$\tilde{\psi}_{(e/o)}^{(i)}(r, m) = -\frac{N_0}{D_0} \frac{1}{\epsilon_0} [r_2 \tilde{\sigma}_{(e/o)}(0)] - \frac{N_m}{D_m} \frac{1}{\epsilon_0} [r_2 \tilde{\sigma}_{(e/o)}(m)] \quad (3.34)$$

para $r_1 \leq r \leq r_2$, e, onde,

$$N_0 = \ln(r_1 / r_2) [\epsilon_{r_2} \ln(r_3 / r_4) + \epsilon_{r_3} \ln(r / r_3)] \quad (3.35)$$

$$D_0 = \epsilon_{r_2} \epsilon_{r_3} \ln(r_1 / r_2) + \epsilon_{r_1} \epsilon_{r_3} \ln(r_3 / r_4) + \epsilon_{r_2} \epsilon_{r_1} \ln(r_3 / r_4) \quad (3.36)$$

$$N_m = \epsilon_{r_2} \coth[|m| \ln(r / r_3)] + \epsilon_{r_3} \coth[|m| \ln(r_3 / r_4)] \quad (3.37)$$

$$\begin{aligned} D_m = & \epsilon_{r_2} \epsilon_{r_3} \coth[|m| \ln(r_3 / r_4)] \coth[|m| \ln(r_2 / r_3)] \\ & + \epsilon_{r_1} \epsilon_{r_3} \coth[|m| \ln(r_1 / r_2)] \coth[|m| \ln(r_3 / r_4)] \\ & + \epsilon_{r_2} \epsilon_{r_1} \coth[|m| \ln(r_1 / r_2)] \coth[|m| \ln(r_2 / r_3)] + \epsilon_{r_2}^2 \end{aligned} \quad (3.38)$$

As funções densidade de carga elétrica, dos modos par e ímpar, $\tilde{\sigma}_e(r_2, m)$ e $\tilde{\sigma}_o(r_2, m)$, respectivamente, são dadas pelas expressões seguintes:

$$\tilde{\sigma}_e(r_2, m) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi q(r_2, \phi) \cos(m\phi) d\phi \quad (3.39)$$

$$\tilde{\sigma}_o(r_2, m) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi q(r_2, m) \sin(m\phi) d\phi \quad (3.40)$$

Algumas mudanças são necessárias em relação a (3.17) para obtenção da expressão variacional para a capacitância por unidade de comprimento. Assim, tem-se: (a) $C=2C_e$ para o modo par, e, $C=2C_o$ para o modo ímpar; (b) o uso das funções potenciais escalares, $\tilde{\psi}_e(r_2, m)$ e $\tilde{\psi}_o(r_2, m)$, para os modos par e ímpar, respectivamente; (c) a mudança da função distribuição de carga elétrica, $q(r_2, \phi)$, do caso isolado para o caso acoplado. Esta nova função distribuição de carga elétrica para o caso acoplado é dada em [13] como

$$q(r, \phi) = \begin{cases} \frac{Q_o \delta(r-r_2)}{\sqrt{1-[\phi-(\theta+\alpha)/\alpha]^2}}, & \theta \leq \phi \leq \theta+\alpha \\ 0, & \text{outros valores} \end{cases} \quad (3.41)$$

Feitas estas mudanças, determinam-se as expressões das capacitâncias por unidade de comprimento, dos modos par e ímpar, de fitas cilíndricas acopladas simétricas, imersas em três camadas dielétricas, dadas em [13] como

$$\frac{1}{2C_{(e/o)}} = \frac{1}{Q^2} \int_0^{2\pi} \Psi_{(e/o)}(r_2, m) q(r_2, m) r_2 d\phi \quad (3.42)$$

sendo Q a carga elétrica total na fita cilíndrica condutora e $q(r_2, \phi)$, a função distribuição de carga elétrica da mesma fita.

As impedâncias características, para os modos par e ímpar, Z_{oe} e Z_{oo} , respectivamente, são obtidas através da expressão seguinte:

$$Z_{o(e/o)} = \frac{1}{v \sqrt{C_{(e/o)} C_{(e/o)ar}}} \quad (3.43)$$

onde v é a velocidade da luz no espaço livre e os valores de $C_{(e)ar}$ e $C_{(o)ar}$, são obtidos de (3.42), quando $\epsilon_{r_1} = \epsilon_{r_2} = \epsilon_{r_3} = 1$.

As permissividades efetivas, $\epsilon_{\text{ef}(e/o)}$, para os modos par e ímpar, respectivamente, são obtidas de [13],[14] como

$$\epsilon_{\text{ef}(e/o)} = \frac{C_{(e/o)}}{C_{(e/o)\text{ar}}} \quad (3.44)$$

Os comprimentos de onda guiadas, $\lambda_{m(e/o)}$, são

$$\lambda_{m(e/o)} = \frac{\lambda_o}{\sqrt{\epsilon_{\text{ef}(e/o)}}} \quad (3.45)$$

onde λ_o é o comprimento de onda no espaço livre.

3.3.3 ACOPLAMENTO ASSIMÉTRICO - MÉTODO DOS MOMENTOS

A geometria de linhas de fita cilíndricas acopladas assimétricas situadas na mesma interface dielétrica está mostrada na Fig. 3.3(b).

Na Fig. 3.4 temos o caso geral de acoplamento de linhas não-planares, situadas em interfaces dielétricas distintas e com larguras angulares diferentes. Nesta análise, consideram-se desprezíveis as espessuras das fitas condutoras. Os dielétricos são considerados isotrópicos.

A análise é desenvolvida para os modos guiados em fase (modos C) e os defasados de 180° (modos π).

Para aplicação do método dos momentos no acoplamento assimétrico de fitas cilíndricas, deve-se primeiro determinar a função de Green, no domínio espectral, para cada fita isoladamente, para as estruturas da Fig. 3.5.

Para uma aproximação do modo quase-TEM, a função potencial escalar, $\psi(r,m)$, deve satisfazer à equação de Laplace em coordenadas cilíndricas, dada na forma geral por (3.4), para a estrutura de Fig. 3.5(a), e, tendo a forma:

$$\psi_{(1)}(r, \phi) = -\frac{N_{01}}{D_{01}} \frac{1}{\epsilon_o} [r_3 \tilde{\sigma}(0)] - \sum_{m=-\infty}^{\infty} (1 - \delta_{m0}) \frac{N_{m1}}{D_{m1}} \frac{1}{\epsilon_o} [r_3 \tilde{\sigma}(m)] \exp(jm\phi), \quad r_2 \leq r \leq r_3 \quad (3.46)$$

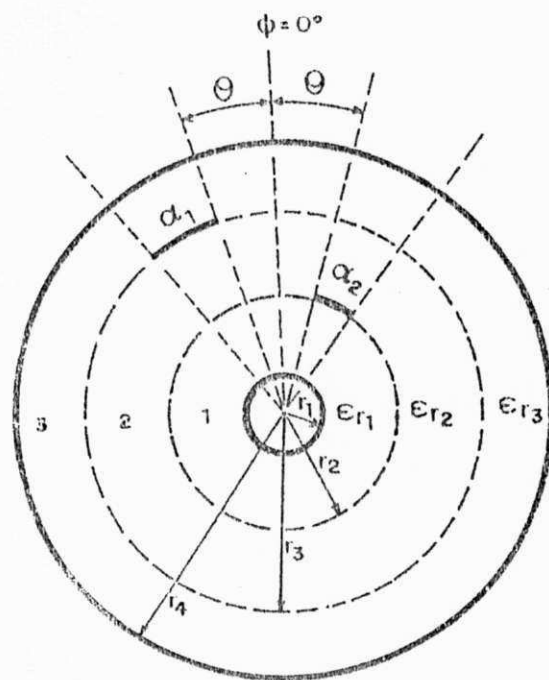


Fig. 3.4 Seção transversal de linhas de fita cilíndricas acopladas assimétricas, situadas em camadas distintas.

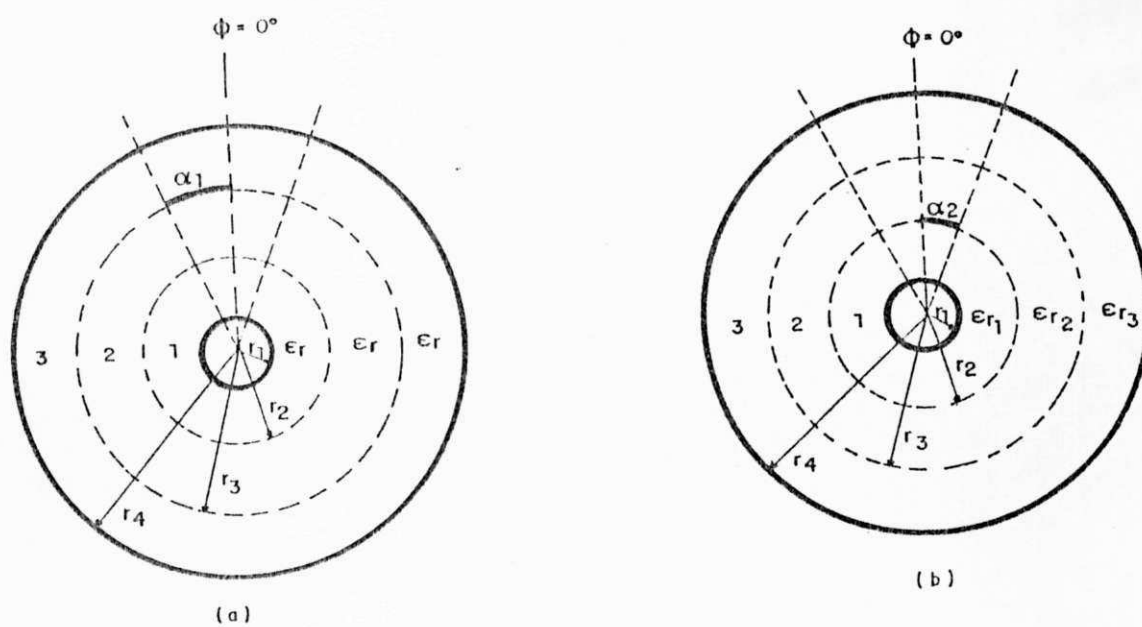


Fig. 3.5 Seções transversais de linhas de fita cilíndricas situadas: (a) na interface dielétrica 2-3; (b) na interface dielétrica 1-2.

onde,

$$N_{01} = \ln(r_3 / r_4) [\varepsilon_{r_1} \ln(r_2 / r) + \varepsilon_{r_2} \ln(r_1 / r_2)] \quad (3.47)$$

$$D_{01} = \varepsilon_{r_2} \varepsilon_{r_3} \ln(r_1 / r_2) + \varepsilon_{r_1} \varepsilon_{r_3} \ln(r_2 / r_3) + \varepsilon_{r_2} \varepsilon_{r_1} \ln(r_3 / r_4) \quad (3.48)$$

$$N_{m1} = \{ \sinh[|m| \ln(r_2 / r)] / \sinh[|m| \ln(r_2 / r_3)] \} \{ \varepsilon_{r_1} \coth[|m| \ln(r_1 / r_2)] + \varepsilon_{r_2} \coth[|m| \ln(r_2 / r)] \} \quad (3.49)$$

$$\begin{aligned} D_{m1} = & \varepsilon_{r_1} \varepsilon_{r_2} \coth[|m| \ln(r_1 / r_2)] \coth[|m| \ln(r_2 / r_3)] \\ & + \varepsilon_{r_2} \varepsilon_{r_3} \coth[|m| \ln(r_2 / r_3)] \coth[|m| \ln(r_3 / r_4)] \\ & + \varepsilon_{r_1} \varepsilon_{r_3} \coth[|m| \ln(r_1 / r_2)] \coth[|m| \ln(r_3 / r_4)] + \varepsilon_{r_2}^2 \end{aligned} \quad (3.50)$$

sendo ε_0 a permissividade elétrica do espaço livre, $\tilde{\sigma}_1(m)$ a transformada de Fourier da densidade de carga elétrica na fita cilíndrica condutora 1 e δ_{m0} é uma função igual a 1 para m igual a 0 e igual a 0 para m diferente de 0.

Para a estrutura da Fig. 3.5(b), a função de Green para a interface entre as regiões dielétricas 1 e 2, é dada por:

$$\Psi_{(2)}(r_2, \phi) = - \frac{N_{02}}{D_{02} \varepsilon_0} \frac{1}{r_2} \tilde{\sigma}_2(0) - \sum_{m=-\infty}^{\infty} (1 - \delta_{m0}) \frac{N_{m2}}{D_{m2} \varepsilon_0} \frac{1}{r_2} \tilde{\sigma}_2(m) \exp(jm\phi), \quad r_2 \leq r \leq r_3 \quad (3.51)$$

onde,

$$N_{02} = \ln(r_1 / r_2) [\varepsilon_{r_2} \ln(r_3 / r_4) + \varepsilon_{r_3} \ln(r / r_3)] \quad (3.52)$$

$$D_{02} = D_{01} \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned} N_{m2} = & \{ \sinh[|m| \ln(r / r_3)] / \sinh[|m| \ln(r_2 / r_3)] \} \\ & \cdot \{ \varepsilon_{r_2} \coth[|m| \ln(r_2 / r_3)] + \varepsilon_{r_3} \coth[|m| \ln(r_3 / r_4)] \} \end{aligned} \quad (3.54)$$

$$D_{m2} = D_{m1} \quad (3.55)$$

Portanto, para a solução completa do problema do acoplamento assimétrico, com as fitas cilíndricas condutoras situadas em camadas distintas (Fig. 3.4), foram obtidas expressões das funções de Green (3.34) e (3.51), para cada fita isoladamente, sendo as distribuições de carga elétrica, em todas as subseções envolvidas, obtidas numericamente [27],[28]. Neste tipo de acoplamento de fitas não se pode introduzir parede elétrica ou parede magnética.

A excitação de linhas em fase produz o modo "C" e em fases opostas o modo " π ". Neste tipo de acoplamento (assimétrico), as densidades de carga para as fitas 1 e 2, $\tilde{\sigma}_1(m)$ e $\tilde{\sigma}_2(m)$, são diferentes, pois ambas possuem larguras angulares diferentes.

No desenvolvimento da análise, a etapa seguinte consiste na aplicação do método dos momentos [21],[22], para o cálculo da distribuição de carga elétrica nas fitas cilíndricas acopladas assimétricas, situadas em camadas dielétricas distintas (Fig. 3.4). Para isto, cada fita condutora deverá sofrer uma partição em N subseções iguais, sendo que a função distribuição de carga elétrica unitária em cada subseção, deve ser escolhida de modo a atender a singularidade nas bordas das fitas condutoras 1 e 2.

Considerando-se a existência destas N subseções, a relação entre a carga e o potencial, pode ser expressa na forma matricial como

$$\begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \psi_N \\ \psi_{N+1} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \psi_{2N} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{11} & D_{12} & \dots & D_{1N} & D_{1(N+1)} & \dots & D_{1(2N)} \\ D_{21} & D_{22} & \dots & D_{2N} & D_{2(N+1)} & \dots & D_{2(2N)} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ D_{N1} & D_{N2} & \dots & D_{NN} & D_{N(N+1)} & \dots & D_{N(2N)} \\ D_{(N+1)1} & D_{(N+1)2} & \dots & D_{(N+1)N} & D_{(N+1)(N+1)} & \dots & D_{(N+1)(2N)} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ D_{(2N)1} & D_{(2N)2} & \dots & D_{(2N)N} & D_{(2N)(N+1)} & \dots & D_{(2N)(2N)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \sigma_N \\ \sigma_{N+1} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \sigma_{(2N)} \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

Em (3.56), D_{ij} representa o potencial na i -ésima subseção, devido à fita elementar com a distribuição de carga elementar na j -ésima subseção.

Os valores dos potenciais nas subseções dadas matriz coluna $[\psi_{2N}]$, variam de acordo com o modo de propagação considerado. Para o modo par e o modo C, as duas fitas cilíndricas condutoras estão no mesmo potencial (igual a 1, por conveniência), enquanto o modo ímpar e o modo π , as duas fitas condutoras têm potenciais opostos (módulos iguais a 1 e fases iguais a 0° e 180° ,

respectivamente). Desta forma, $\psi_1 = \psi_2 = \dots = \psi_{2N} = 1$ para os modos par e C, e, $\psi_1 = \psi_2 = \dots = \psi_{2N} = -1$, para os modos ímpar e π .

A solução da equação matricial (3.56), conduz à determinação de cargas elétricas nas fitas cilíndricas condutoras acopladas e, portanto, à carga total Q em cada fita, que é dada por:

$$Q = \sum_{j=1}^N \sigma_j \quad (3.57)$$

A escolha conveniente para a função potencial escalar $[\psi_{2N}]$, permite observar que, considerando os potenciais citados, a capacitância estática se iguala para cada modo à carga existente em cada fita. Desta forma, tem-se:

$$C = Q \quad (3.58)$$

A solução da equação matricial (3.56), deve ser feita quatro vezes, sendo duas vezes para o modo par (ou C) e duas vezes para o modo ímpar (ou π). Em cada modo, a análise é efetuada para a estrutura não-planar considerada, conduzindo a valores de capacitância por unidade de comprimento, C, e, para a estrutura com os substratos removidos (substituídos pelo ar), conduzindo a valores de C_{ar} .

Finalmente, depois deste procedimento, conseguem-se determinar as impedâncias características, as permissividades efetivas e as velocidades de fase, que são dadas por:

$$Z_{oi} = \frac{1}{v\sqrt{CC_{ar}}} \quad (3.59)$$

$$\epsilon_{efi} = \frac{C}{C_{ar}} \quad (3.60)$$

$$V_{pi} = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_{efi}}} \quad (3.61)$$

onde $i = 0$, para o modo par, ou, $i = c$, para o modo C, e, $i = e$, para o modo ímpar, ou, $i = \pi$, para o modo π . O parâmetro v é a velocidade da luz no espaço livre.

3.4 RESULTADOS NUMÉRICOS

Neste trabalho foram desenvolvidos programas e subprogramas computacionais em linguagem FORTRAN77 para microcomputadores.

As funções de base para as densidades superficiais de carga elétrica, foram definidas em [13] e a eficiência numérica foi convenientemente testada. Na Fig. 3.6 é mostrada a curva de distribuição de carga elétrica para a equação (3.15). É observado que a função considerada obedece às condições de singularidade nas bordas da microfita cilíndrica.

A tabela 3.1 mostra resultados numéricos comparativos para a impedância característica, dada em [19], que usa a técnica espectral e os polinômios de Chebyshev para a modelagem da função densidade de carga elétrica na fita condutora. Nesta tabela, são feitas comparações de resultados obtidos em [14], que empregou a técnica FFT, e com resultados obtidos com o método dos momentos, usado nesta análise. É observada uma boa convergência.

A Fig. 3.7 mostra um padrão típico de convergência numérica encontrado neste estudo, para uma variedade de estruturas não-planares. Nesta figura estão indicadas a convergência da impedância característica em função do número de termos espectrais, para a estrutura cilíndrica associada à TABELA 3.1 [14], para (a) $\alpha = 19,95^\circ$; (b) $\alpha = 39,99^\circ$; (c) $\alpha = 60,03^\circ$. Uma breve investigação nestas curvas, mostra que a convergência ocorre a partir do emprego de 80 termos espectrais, aproximadamente, utilizando-se a função de base, dada em [13], para a densidade superficial de carga. Na análise numérica desenvolvida para estas curvas de convergência, foi empregado o método dos momentos por ser uma técnica numérica mais geral e abrangente do que o método variacional. Na aplicação do método dos momentos, para um certo número fixo de termos espectrais, a eficiência numérica pode ser melhorada com o controle do número de seções em que a fita cilíndrica é dividida. Na Fig. 3.8 são mostradas as convergências para a impedância característica em função do número de seções em que a fita cilíndrica é dividida. Observa-se uma boa convergência a partir da divisão da fita condutora em 14 seções.

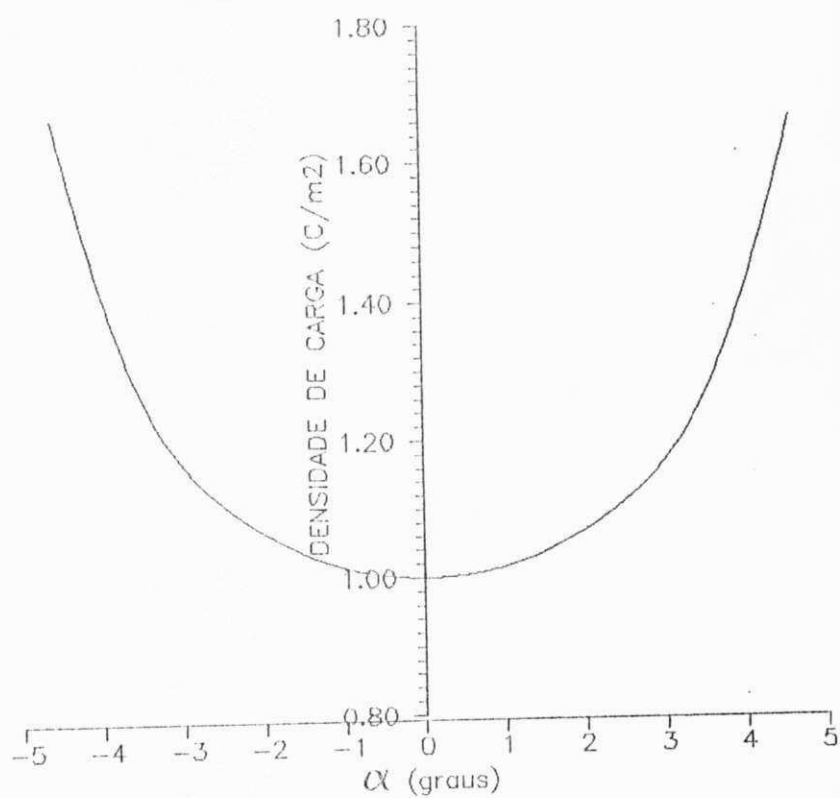


Fig. 3.6 Distribuição da densidade de carga elétrica na fita cilíndrica condutora da Fig. 3.1.

TABELA 3.1

IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA (ohms) VERSUS LARGURA DA FITA (graus), PARA A LINHA DE FITA CILÍNDRICA, CALCULADA POR TRÊS DIFERENTES MÉTODOS

α (°)	Número de funções de base [9]							Ref. [14]	Este trab.
	0	1	2	3	4	5	6		
Ângulo	Impedância característica (ohms)							Zo	Zo
1,00	189,00								
19,95	39,18	38,11					38,14	37,99	
39,99	22,97	21,27	21,26				21,27	21,48	
60,03	16,61	14,76	14,75				14,75	14,16	
80,07	13,16	11,31	11,29				11,29	11,01	
99,93	10,97	9,18	9,16				9,16	9,12	
119,97	9,44	7,72	7,70	7,70			7,70	7,80	
140,01	8,30	6,66	6,64	6,64			6,64	6,09	
180,00	8,45	5,45	5,38	5,37	5,36	5,36	5,36	5,28	

$$\epsilon_r = 1,0 ; \quad r_1/a = 1,8 ; \quad r_2/a = 2,0.$$

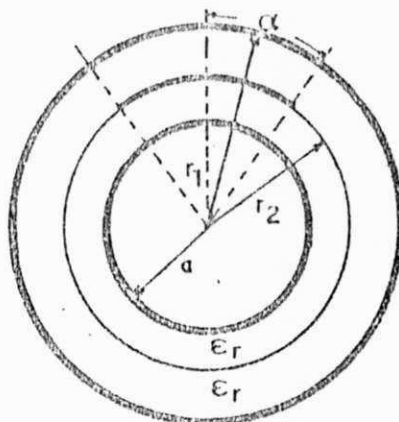


Figura associada à TABELA 3.1

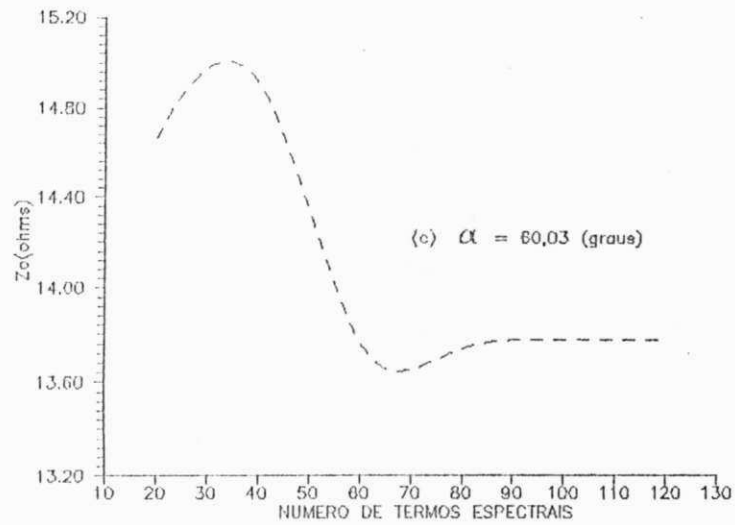
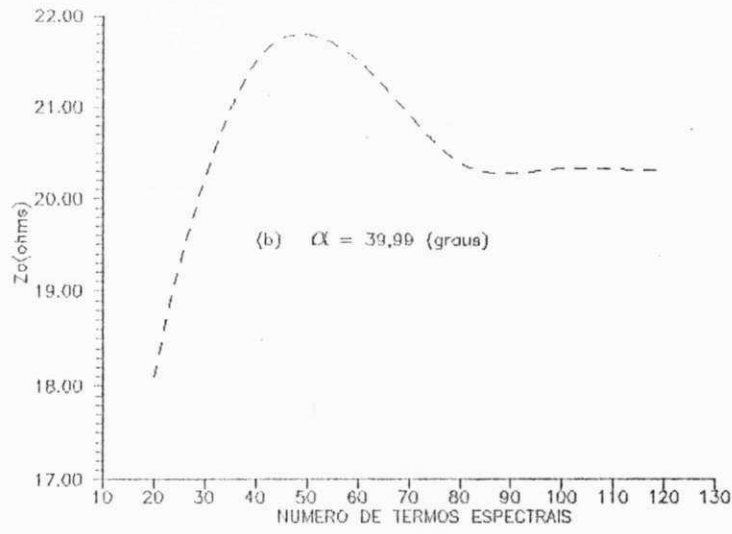
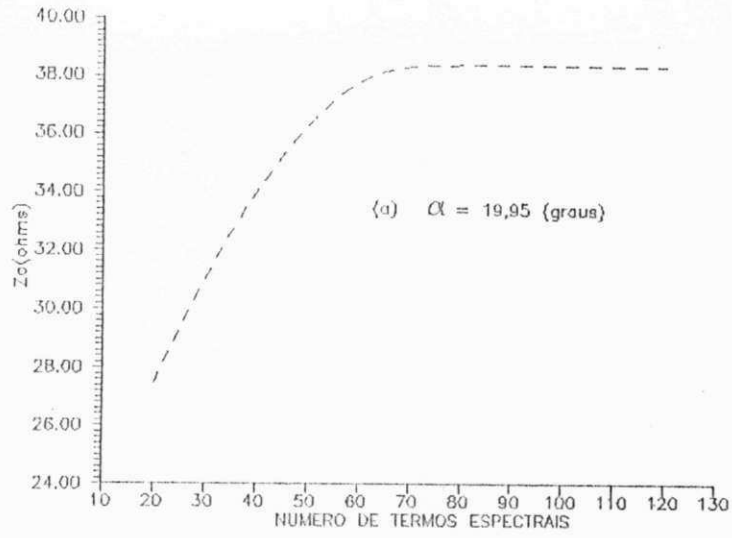


Fig. 3.7 Curvas de convergência para Z_o em função do número de termos espectrais, da estrutura associada à TABELA 3.1, para:
 (a) $\alpha = 19,95^\circ$; (b) $\alpha = 39,99^\circ$; (c) $\alpha = 60,03^\circ$.

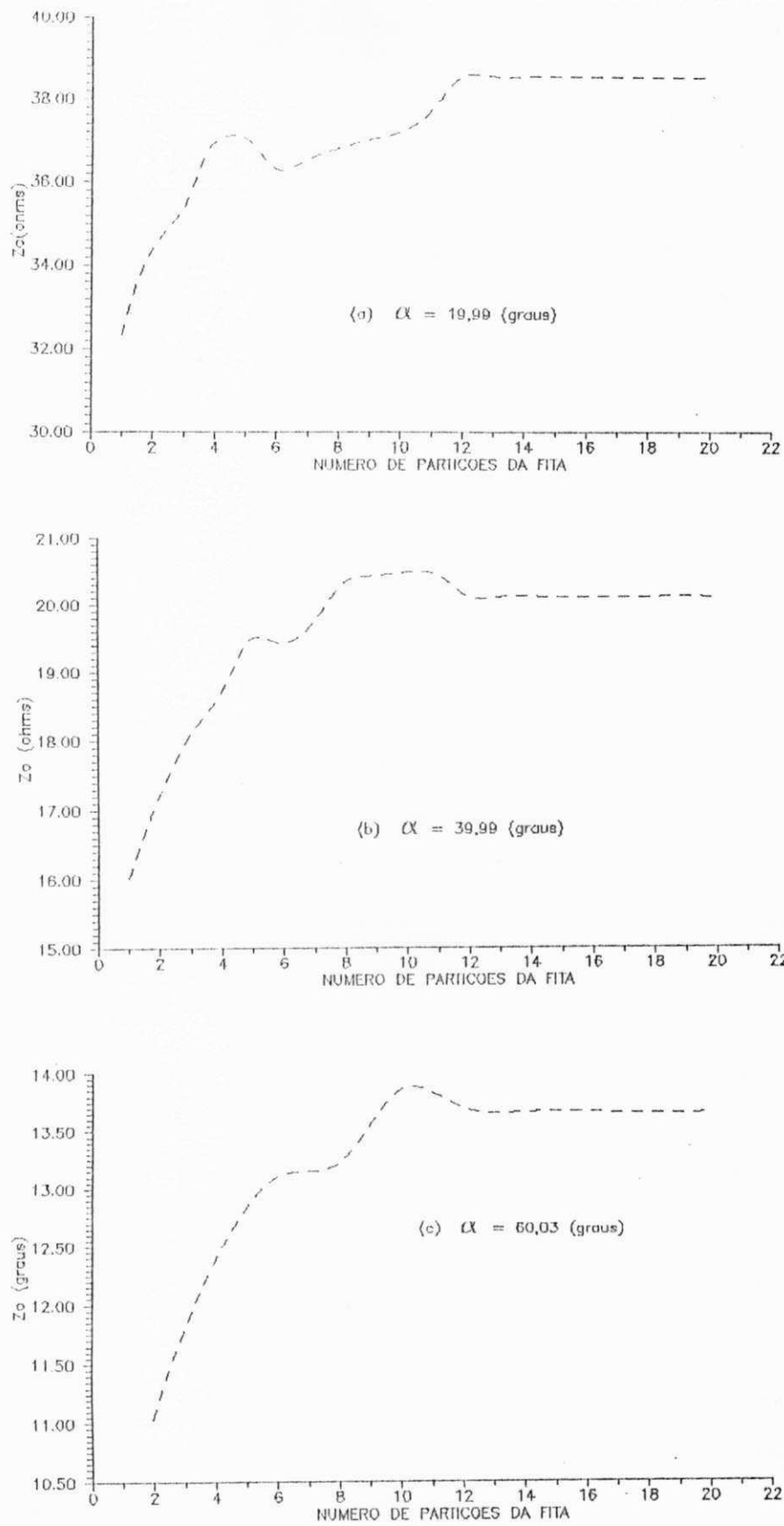


Fig. 3.8 Curvas de convergência para Z_o em função do número de partições da fita cilíndrica, para: (a) $\alpha = 19,95^\circ$; (b) $\alpha = 39,99^\circ$; (c) $\alpha = 60,03^\circ$.

Na Fig. 3.9 é mostrada a curva de variação da impedância característica (ohms) em função da largura angular da fita condutora (graus), para a estrutura linha de fita cilíndrica. Esta curva foi apresentada por CHAN E MITTRA [14], que usaram a técnica da transformada rápida de Fourier (FFT), e incluem os resultados de REDDY E DESHPANDE [5], que empregaram a técnica dos mínimos quadrados ou integração simples, e os de JOSHI, RAO E DAS [3], que utilizaram a técnica do mapeamento conforme. Os resultados numéricos obtidos com a aplicação do método dos momentos empregada nesta análise, também é apresentada para esta situação, e, pode-se observar uma excelente concordância com os resultados dos outros autores [3],[5],[14].

A TABELA 3.2 mostra as impedâncias características (ohms), para os modos par e ímpar, para linhas de fita cilíndricas acopladas simétricas, apresentada em [19]. Nesta tabela, para $nf = 0$, temos os valores numéricos obtidos em [13], que emprega técnica do domínio espectral e as expressões variacionais das capacitâncias por unidade de comprimento. Também estão presentes os resultados obtidos empregando o método dos momentos, usado neste estudo, observando-se uma boa concordância com os resultados de outros autores [13]-[19].

Na Fig. 3.10 são mostradas as curvas de variação das impedâncias características em função do ângulo de separação entre as fitas condutoras, para o caso do acoplamento simétrico. São consideradas duas situações: (a) $\epsilon_r = 1,0$ e (b) $\epsilon_r = 2,55$. Estes resultados foram obtidos em [13]. Nesta figura também encontrados os resultados obtidos através do método dos momentos, usado nesta análise, e, uma excelente convergência foi observada.

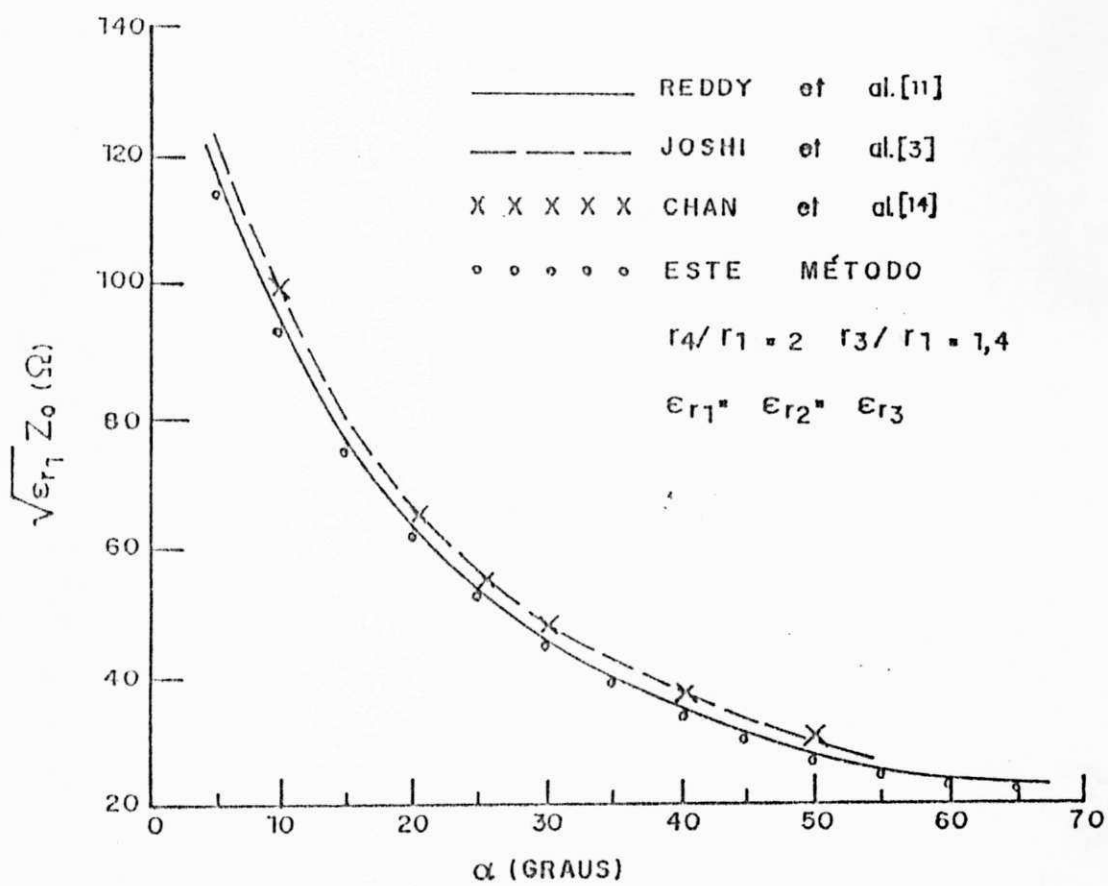


Fig. 3.9 Curva de variação da impedância característica normalizada em função da largura angular da fita condutora, em um meio dielétrico homogêneo.

TABELA 3.2

IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA (ohms) DOS MODOS PAR (Z_e) E ÍMPAR (Z_o), DE LINHAS DE FITA CILÍNDRICAS ACOPLADAS, EM FUNÇÃO DA LARGURA DA FITA (graus) E DO ÂNGULO DE SEPARAÇÃO (graus)

Graus		Número de funções (nf) [19]						Este trabalho
α	θ	0	1	2	3	4	5	
Ângulos		Impedância característica (ohms)						
20	2	50,92	49,89	48,80	48,77	48,77	48,77	48,34
		37,07	35,59	35,55	35,47	35,45	35,45	35,37
80	2	16,79	16,63	14,29	14,27	14,26	14,25	14,01
		13,67	13,45	12,87	12,82	12,81	12,79	12,68
80	10	45,52	45,47	45,02	45,02			45,13
		42,47	42,41	42,23	42,23			42,09
80	10	15,88	15,88	14,02	14,02	14,01	14,01	14,40
		14,58	14,58	13,46	13,46	13,46	13,46	13,16

$$b/a = 1,4 ; c/a = 1,8 ; \epsilon_r = 2,55$$

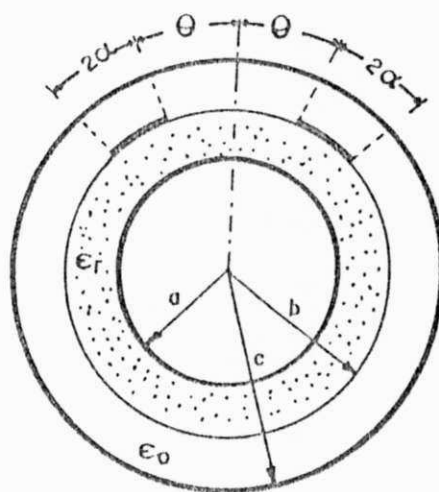


Figura associada à TABELA 3.2

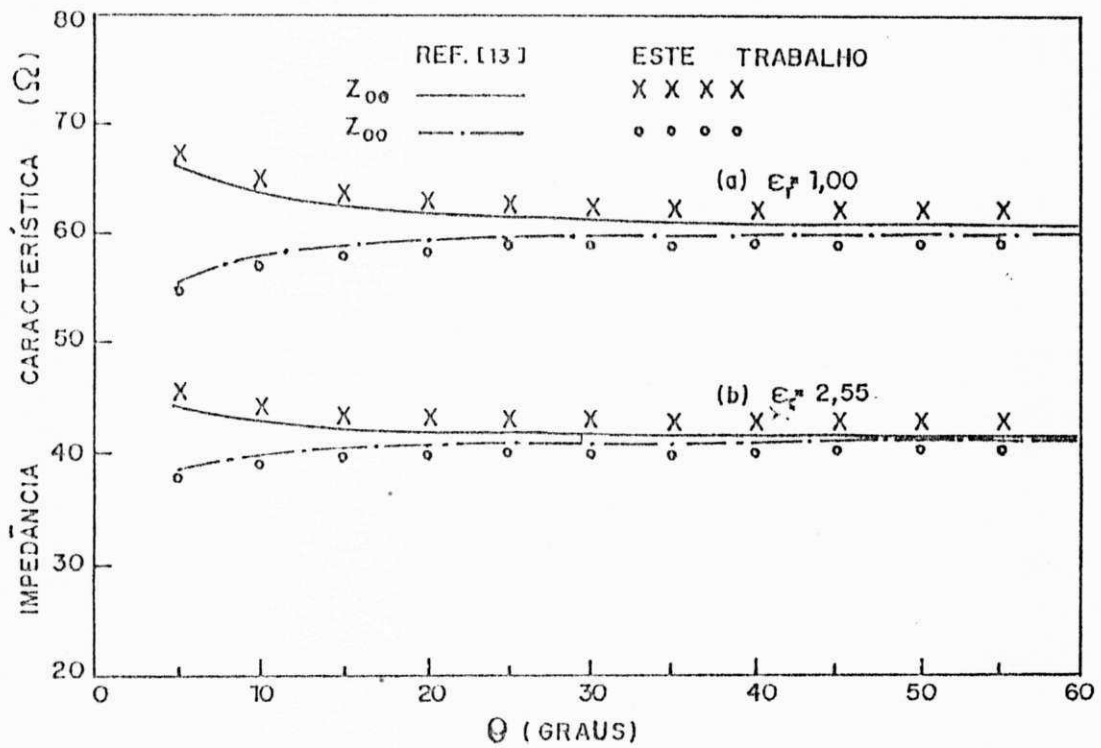


Fig. 3.10 Curvas de variações das impedâncias características, para os modos par e ímpar, em função do ângulo de separação entre as fitas, para o acoplamento simétrico, com $b/a=1,1$ e $\alpha=10^\circ$. (a) $\epsilon_r = 1,0$; (b) $\epsilon_r = 2,55$.

Na TABELA 3.3 é mostrado o efeito da variação angular de fitas cilíndricas acopladas simétricas e do ângulo de separação entre as fitas, sobre as impedâncias características e as permissividades efetivas. Observa-se, para o caso em que as larguras das fitas acopladas é igual a 20° e o ângulo de separação igual a 40° , valores iguais para as permissividades efetivas dos modos par e ímpar. Este efeito, observado neste caso de acoplamento simétrico, permite uma equalização das velocidades de fase dos modos guiados quase-TEM, que tem aplicações em acopladores direcionais de alta diretividade.

TABELA 3.3

IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA (ohms) E PERMISSIVIDADE EFETIVA, PARA AS LINHAS DE FITA CILÍNDRICAS ACOPLADAS, EM FUNÇÃO DA LARGURA DA FITA (graus) E DO ÂNGULO DE SEPARAÇÃO (graus)

α ($^\circ$)	θ ($^\circ$)	Z_e	Z_o	$\epsilon_{ef(e)}$	$\epsilon_{ef(o)}$
10	10	89,43	75,83	1,19	1,22
10	20	84,23	81,04	1,20	1,21
20	40	82,73	82,55	1,20	1,20

EQUALIZADOR DE VELOCIDADE DE FASE

$$V_{pe} = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_{ef(e)}}} \quad V_{po} = \frac{v}{\sqrt{\epsilon_{ef(o)}}}$$

$$r_2 / r_1 = 1,1 ; \quad r_3 / r_1 = 1,4 ; \quad r_4 / r_1 = 2,0$$

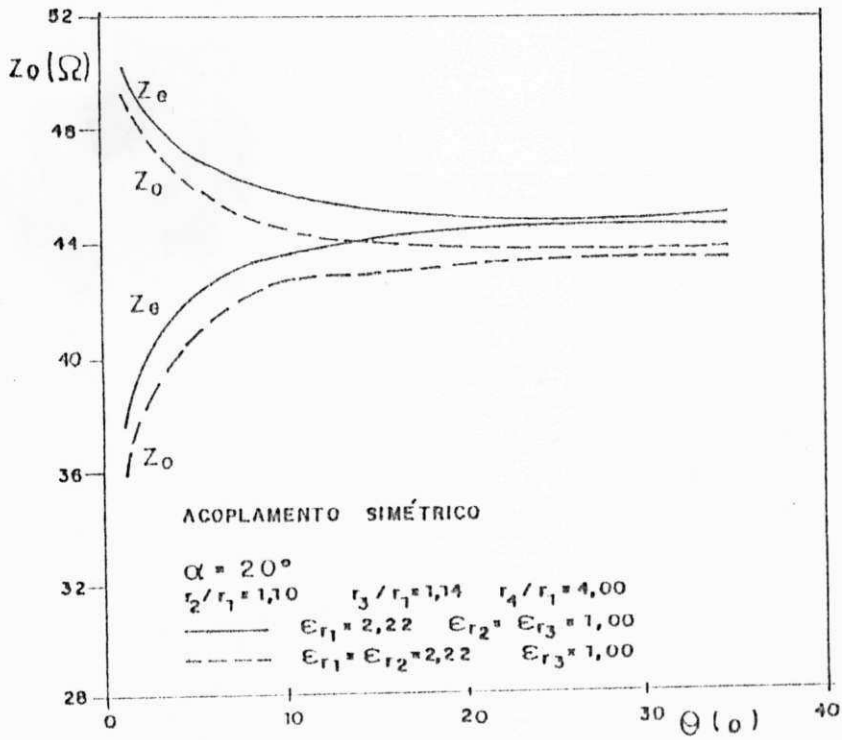
Na Fig. 3.11(a) são mostradas curvas das impedâncias características dos modos par e ímpar, de linhas de fita cilíndricas acopladas simétricas, em função do ângulo de separação entre as fitas. Para cada situação mostrada, pode-se observar que os valores numéricos das impedâncias características dos modos par e ímpar apresentam pequenas variações para grandes valores do ângulo de separação entre as fitas.

Na Fig. 3.11(b) são mostradas as variações das permissividades efetivas dessas mesmas estruturas para as mesmas considerações físicas do caso anterior. Uma investigação nestas curvas, permite observar que elas se comportam de maneira semelhante ao caso das impedâncias

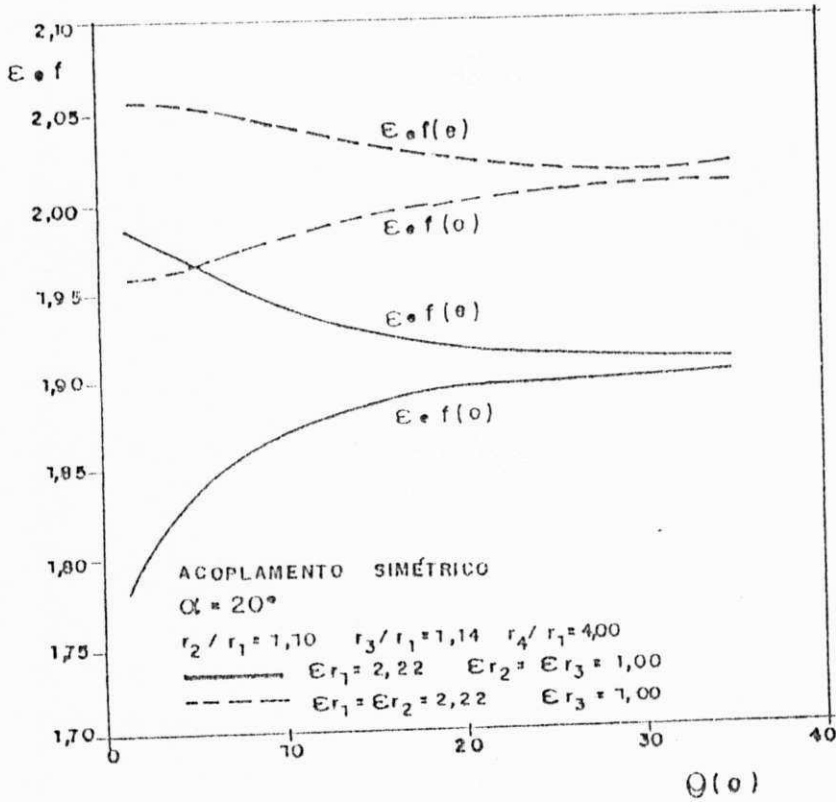
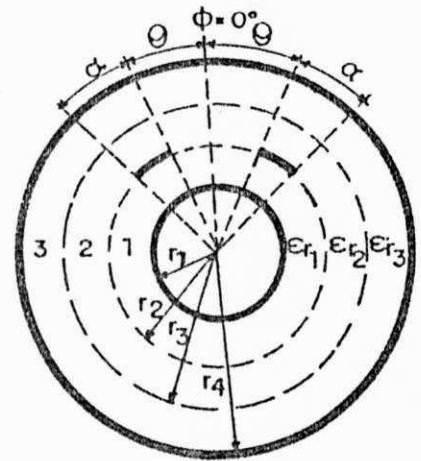
características. Para os dois acoplamentos analisados, foi considerado o caso "overlay" para as estruturas.

Nas Figs. 3.12(a) e 3.12(b), respectivamente, são mostradas as variações de impedâncias características e de permissividades efetivas para os modos C e π , do acoplamento assimétrico de fitas cilíndricas, com larguras angulares iguais a 20° e 22° , em função do ângulo de separação entre as fitas cilíndricas condutoras. Observa-se nestes casos, uma semelhança de comportamento dos parâmetros com os casos do acoplamento simétrico, diferenciando-se pela mais rápida convergência, à medida que aumenta-se o ângulo de separação entre as fitas.

Nas Figs. 3.13(a) e 3.13(b), respectivamente, são mostradas as curvas de Z_c e Z_0 , e, $\epsilon_{et(e)}$ e $\epsilon_{et(o)}$, em função da variação radial da estrutura. Para este caso geral de acoplamento assimétrico, uma investigação nestas curvas, permite concluir que as impedâncias características dos modos "C", Z_{c1} e Z_{c2} , convergem aproximadamente para valores iguais, à medida que aproximamos as fitas acopladas 1 e 2. O mesmo comportamento numérico ocorre para as impedâncias dos modos " π ", $Z_{\pi1}$ e $Z_{\pi2}$, e para as permissividades efetivas dos modos "C" e " π ".



(a)



(b)

Fig. 3.11 Curvas de variações para as (a) impedâncias características, e, (b) permissividades efetivas, em função do ângulo de separação, para fitas acopladas simétricas.

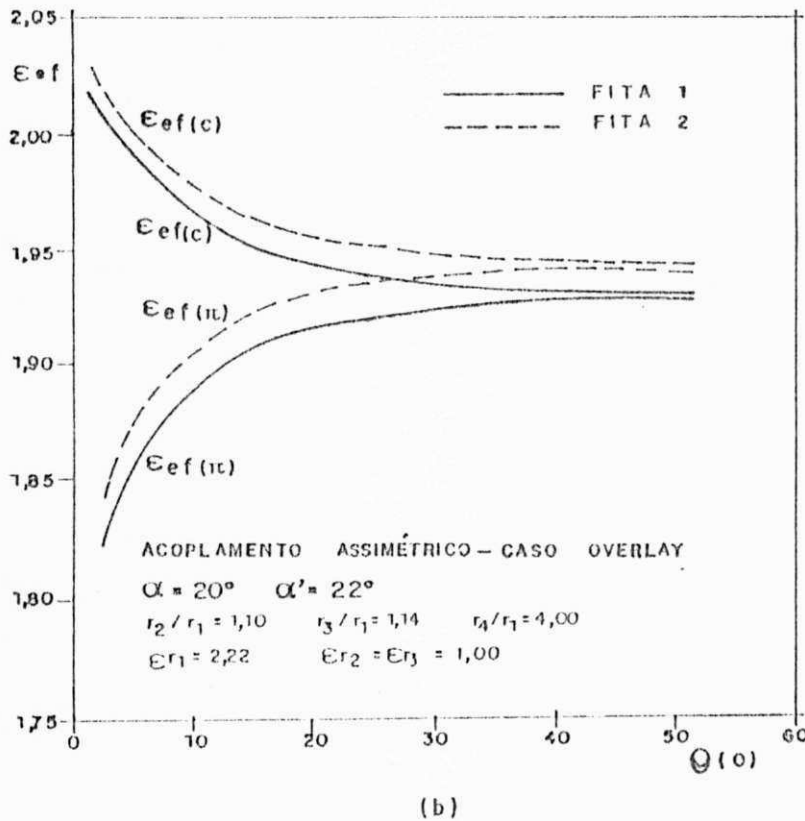
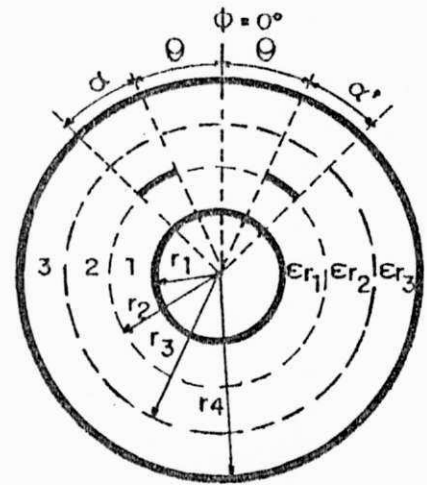
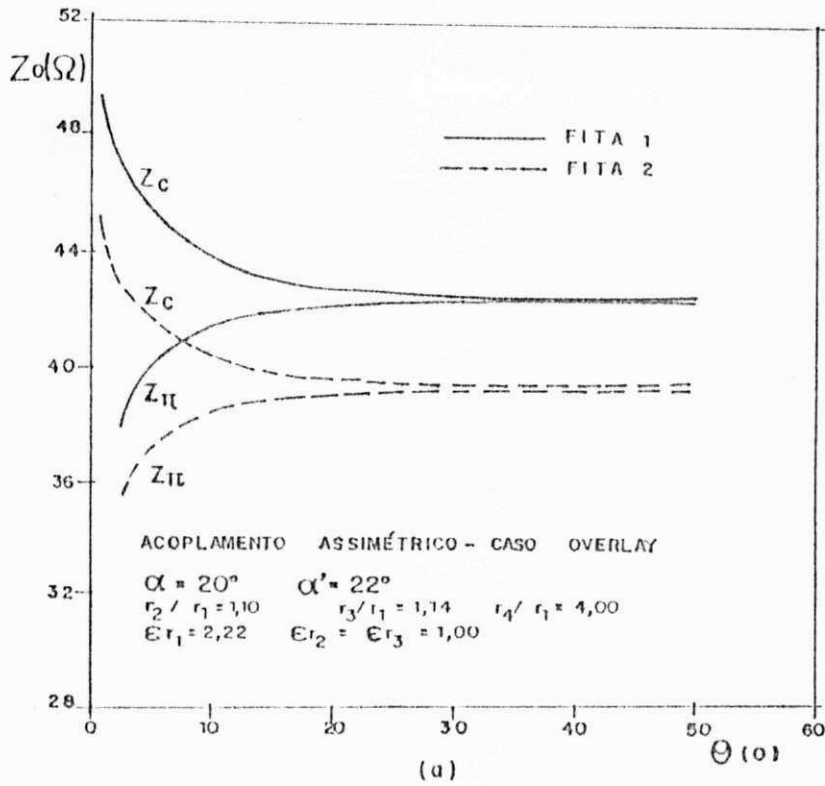


Fig. 3.12 Curvas de variações para as (a) impedâncias características, e, (b) permissividades efetivas, para os modos "c" e "p", em função do ângulo de separação, para fitas cilíndricas acopladas assimétricas.

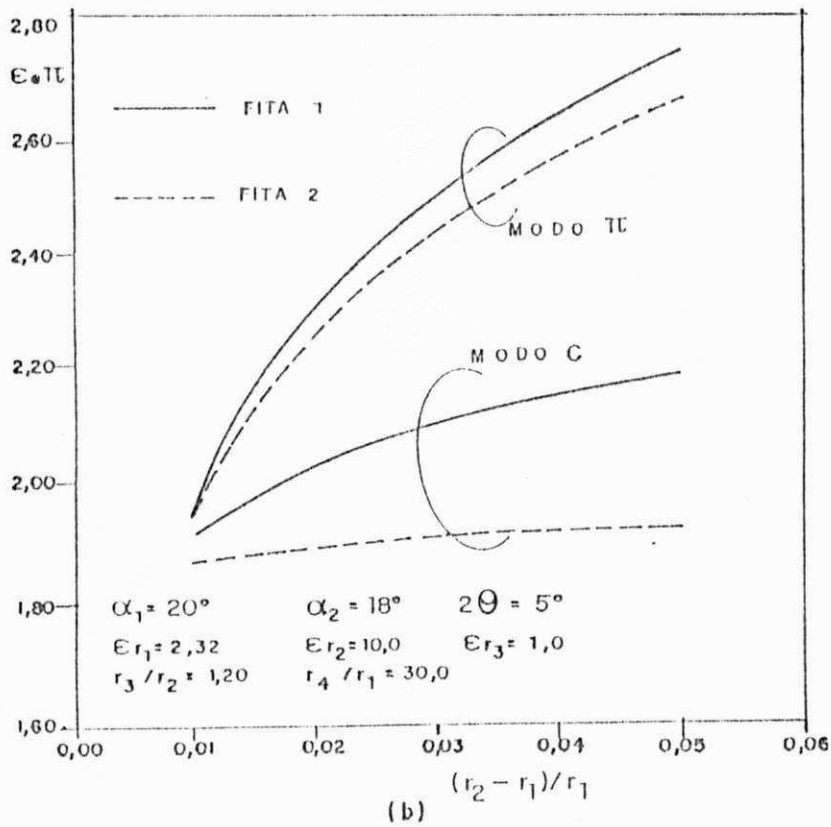
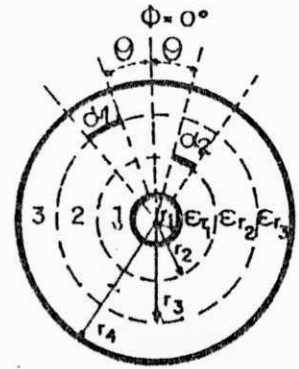
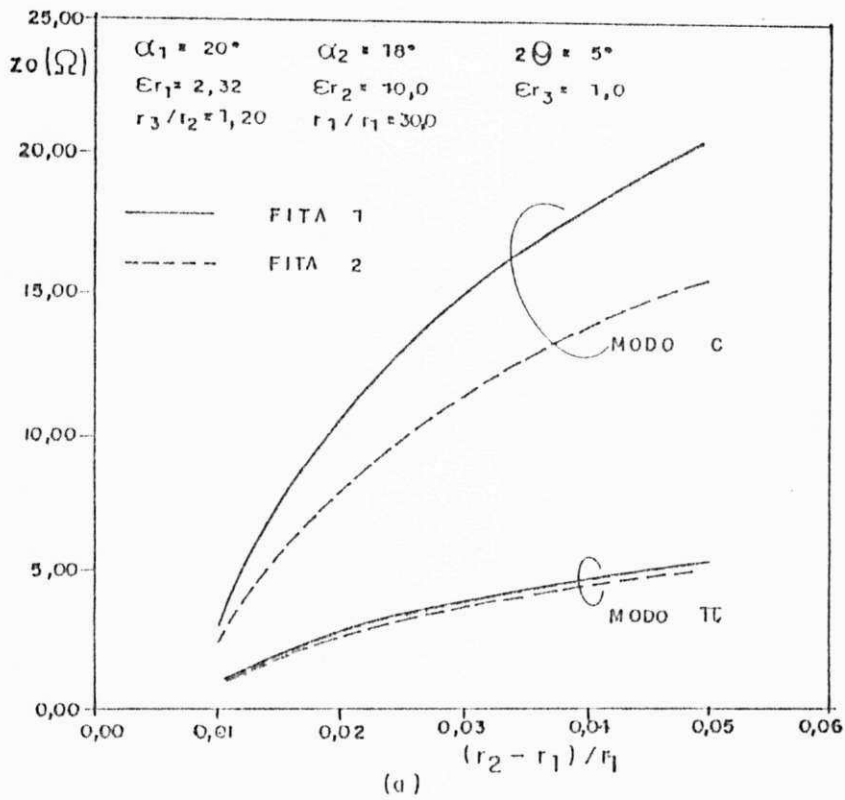


Fig. 3.13 Curvas de variações para as (a) impedâncias características, e, (b) permissividades efetivas, em função da variação radial entre as fitas, para fitas cilíndricas acopladas assimétricas.

3.5 CONCLUSÃO

A análise de linhas de transmissão não-planares, no domínio espectral, considerando a formulação quase-estática, foi realizada usando-se o método variacional e o método dos momentos.

Este estudo foi realizado em duas etapas. Na primeira etapa, é feita a resolução da equação de Laplace em coordenadas cilíndricas e no domínio espectral, para as funções potenciais escalares de fitas cilíndricas isoladas e acopladas. Na etapa, usa-se a função potencial obtida, na expressão variacional da capacitância por unidade de comprimento, para as fitas cilíndricas isoladas e acopladas simétricas, em substratos dielétricos isotrópicos [13]. A capacitância por unidade de comprimento também pode ser determinada através do método dos momentos, para os casos analisados pelo método anterior e para os casos de acoplamentos assimétricos [14],[17]-[19].

Resultados numéricos foram obtidos a partir do desenvolvimento de programas e subprogramas computacionais eficientes, utilizando a linguagem FORTRAN77, para a caracterização dos modos guiados quase-TEM, de fitas cilíndricas isoladas, acopladas simétricas e acopladas assimétricas.

Neste trabalho, os métodos desenvolvidos podem ser aplicados na análise quase-estática de outras estruturas de transmissão não-planares.

CAPÍTULO 4**ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA NÃO-PLANARES**

4.1 INTRODUÇÃO

A análise de linhas de transmissão não-planares considerando o modelo quase-estático, conduz a resultados que se aplicam apenas na faixa inferior de microondas (abaixo de 10 GHz) [1]-[19].

Entretanto, este problema pode ser resolvido com o uso da análise de onda completa, que leva em consideração a propagação de modos híbridos, resultantes da superposição de modos TE e TM nessas estruturas de transmissão não-planares [10]-[19].

Neste trabalho, é efetuada a análise dinâmica que consiste na combinação da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz [29] com o método dos momentos e o método de Galerkin [21],[22], no domínio espectral, para a estrutura não-planar de linha de microfita cilíndrica, moldada com substrato dielétrico isotrópico [15]. Esta análise foi empregada com bastante sucesso em estruturas planares [33],[34].

A aplicação da teoria da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz combinada com os métodos dos momentos e de Galerkin, se constitui em uma contribuição efetiva ao estudo das características dinâmicas dos modos híbridos em linhas de microfita cilíndricas.

Nesta análise de onda completa, as componentes cilíndricas do campo eletromagnético são expressas em termos de funções potenciais vetoriais, para a determinação das componentes cilíndricas da função diádica de Green da estrutura considerada.

O emprego do método dos momentos e do método de Galerkin completa a análise com a obtenção das características de propagação dos modos híbridos na estrutura.

Os resultados numéricos obtidos com este método apresentaram excelente concordância com resultados de outros autores [15],[16].

4.2 TEORIA DAS FUNÇÕES POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ

Na aplicação da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz todas as componentes cilíndricas do campo eletromagnético são expressas em termos dos potenciais de Hertz elétrico e magnético, $\vec{\pi}_e$ e $\vec{\pi}_h$, respectivamente, orientados segundo a direção radial, \hat{a}_r , da estrutura cilíndrica da Fig. 4.1, de tal forma que

$$\vec{\pi}_e = \pi_e \hat{a}_r \quad (4.1)$$

$$\vec{\pi}_h = \pi_h \hat{a}_r \quad (4.2)$$

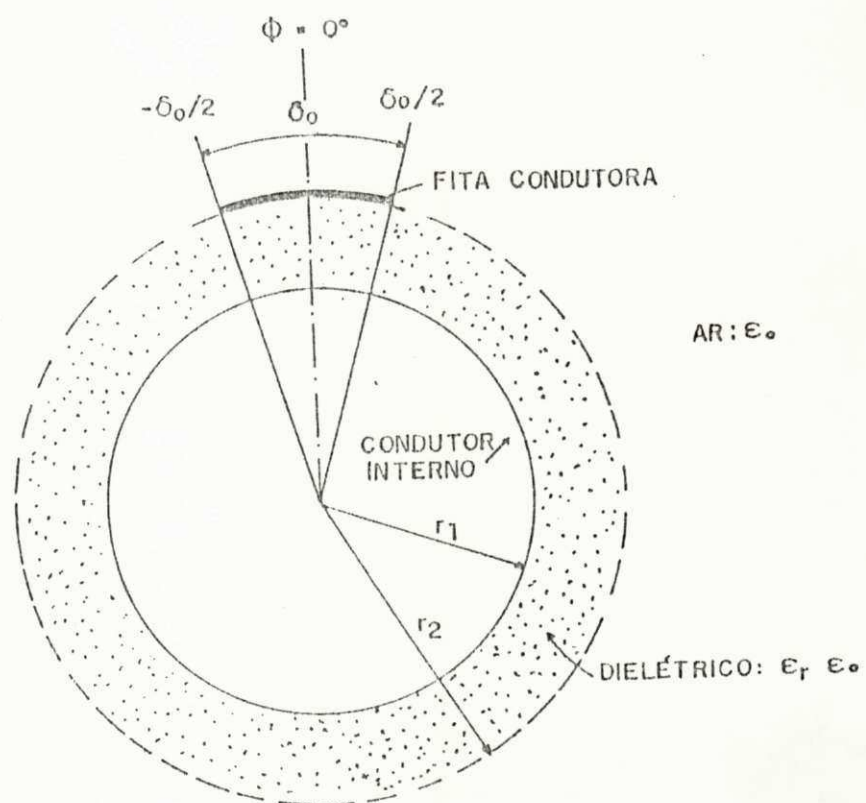


Fig. 4.1 Seção transversal de uma linha de microfita cilíndrica, sobre substrato dielétrico.

As estruturas não-planares analisadas são consideradas uniformes ao longo da direção longitudinal do eixo z . A dependência com o tempo é da forma $\exp(j\omega t)$, onde ω é a frequência angular da fonte de excitação e a constante de propagação leva a uma variação na direção z , segundo $\exp(-j\beta t)$

O procedimento analítico da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz é realizado a partir do emprego das equações de Maxwell para a região dielétrica isotrópica da estrutura cilíndrica da Fig. 4.1, que é considerada livre de fontes. Estas equações na forma diferencial e em regime estacionário, são dadas em [29] como

$$\nabla \times \vec{E} = -j \omega \vec{B} \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j \omega \vec{D} \quad (4.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (4.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.6)$$

onde \vec{E} é o vetor campo elétrico, em V/m, \vec{H} é o vetor campo magnético, em A/m, \vec{D} é o vetor densidade de fluxo elétrico, em C/m² e \vec{B} é o vetor densidade de fluxo magnético, em Wb/m² (ou T).

As relações entre \vec{E} e \vec{D} , \vec{H} e \vec{B} , são dadas por:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (4.7)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (4.8)$$

onde $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, é a permissividade efetiva do meio dielétrico isotrópico, ϵ_r e ϵ_0 são as permissividades relativa do dielétrico e do espaço livre, respectivamente; $\mu = \mu_0$ é a permeabilidade magnética do espaço livre.

O potencial vetorial de Hertz elétrico, $\vec{\pi}_e$, é definido a partir de [29], como

$$\vec{B} = j \omega \mu_0 \epsilon \nabla \times \vec{\pi}_e \quad (4.9)$$

Substituindo (4.9) em (4.3), obtemos:

$$\vec{E} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon \vec{\pi}_e + \nabla \phi_e \quad (4.10)$$

onde ϕ_e é uma função escalar arbitrária. Para que $\vec{\pi}_e$ seja univocamente definida, é imposta a seguinte relação:

$$\phi_e = \nabla \cdot \vec{\pi}_e \quad (4.11)$$

e, substituindo (4.11) em (4.10), obtém-se:

$$\vec{E} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon \vec{\pi}_e + \nabla \nabla \cdot \vec{\pi}_e \quad (4.12)$$

Substituindo (4.8) em (4.9), obtém-se:

$$\vec{H} = j \omega \varepsilon \nabla \times \vec{\pi}_e \quad (4.13)$$

O potencial vetorial de Hertz magnético, $\vec{\pi}_h$, é definido a partir de [29], como

$$\vec{E} = -j \omega \mu_0 \nabla \times \vec{\pi}_h \quad (4.14)$$

Substituindo-se (4.7) e (4.14) em (4.4), obtém-se:

$$\vec{H} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon \vec{\pi}_h + \nabla \phi_h \quad (4.15)$$

onde ϕ_h é uma função escalar arbitrária. Para que $\vec{\pi}_h$ seja univocamente definido, impõe-se a seguinte relação:

$$\phi_h = \nabla \cdot \vec{\pi}_h \quad (4.16)$$

A substituindo de (4.16) em (4.15), permite obter:

$$\vec{H} = \omega^2 \mu_0 \varepsilon \vec{\pi}_h + \nabla \nabla \cdot \vec{\pi}_h \quad (4.17)$$

O conjunto das equações (4.14) e (4.17), determina a parte do campo eletromagnético correspondente ao modo TE, e, o conjunto (4.12) e (4.13) ao modo TM. A solução completa dos campos é obtida da superposição dos modos TE e TM, dada em [29], como

$$\vec{E} = -j \omega \mu_0 \nabla \times \vec{\pi}_h + \omega^2 \mu_0 \varepsilon \vec{\pi}_e + \nabla \nabla \cdot \vec{\pi}_e \quad (4.18)$$

$$\vec{H} = j \omega \varepsilon \nabla \times \vec{\pi}_e + \omega^2 \mu_0 \varepsilon \vec{\pi}_h + \nabla \nabla \cdot \vec{\pi}_h \quad (4.19)$$

Os potenciais de Hertz escalares, π_e e π_h , devem satisfazer, respectivamente, às equações:

$$\nabla^2 \pi_e + \omega^2 \mu_0 \varepsilon \pi_e = 0 \quad (4.20)$$

$$\nabla^2 \pi_h + \omega^2 \mu_0 \varepsilon \pi_h = 0 \quad (4.21)$$

As equações de onda para os potenciais de Hertz elétrico e magnético, bem como todas as componentes cilíndricas do campo eletromagnético nas regiões dielétricas da estrutura analisada, são transformadas através de [30],[31]:

$$\tilde{\Omega}(r, m) = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(r, \phi) \exp(-jm\phi) d\phi \quad (4.22)$$

$$\Omega(r, \phi) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \tilde{\Omega}(r, m) \exp(jm\phi) \quad (4.23)$$

onde " ~ " indica a transformada de Fourier e \underline{m} é a variável espectral.

As equações de onda (4.20) e (4.21) podem ser expressas de uma forma geral, como

$$\nabla^2 \pi_{e,h} + K_i^2 \pi_{e,h} = 0 \quad (4.24)$$

onde K_i é o número de onda na i -ésima região dielétrica da estrutura da Fig. 4.1 e, definida como

$$K_i^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_i \quad (4.25)$$

Expressando os potenciais através de

$$\pi_{e,h}(r, \phi, z) = \pi_{e,h}(r, \phi) \exp(-j \beta z) \quad (4.26)$$

e o operador diferencial nabla, ∇ , em coordenadas cilíndricas, como

$$\nabla^2 = \nabla_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (4.27)$$

e substituindo-se (4.25) e (4.26) em (4.24), obtém-se:

$$\nabla_T^2 \pi_{e,h}(r, \phi) + (K_i^2 - \beta^2) \pi_{e,h}(r, \phi) = 0 \quad (4.28)$$

A substituição de (4.23) em (4.28), fica:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) \tilde{\pi}_{e,h}(r, m) - \zeta_i^2 \tilde{\pi}_{e,h}(r, m) = 0 \quad (4.29)$$

onde $\tilde{\pi}_{e,h}(r, m)$ é a transformada de Fourier do potencial elétrico, $\tilde{\pi}_e(r, m)$, ou o potencial magnético, $\tilde{\pi}_h(r, m)$, para estrutura da Fig. 4.1 e, ζ_i é definido como

$$\zeta_i^2 = \gamma_i^2 - \frac{m^2}{r^2} \quad (4.30)$$

e,

$$\gamma_i^2 = K_i^2 - \beta^2 \quad (4.31)$$

A equação de onda em coordenadas cilíndricas e no domínio espectral, expressa em (4.29), é reescrita como

$$\frac{d^2}{dr^2} \tilde{\pi}_{e,h}(r, m) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \tilde{\pi}_{e,h}(r, m) - \zeta_i^2 \tilde{\pi}_{e,h}(r, m) = 0 \quad (4.32)$$

As formas de soluções da equação (4.32), são dadas em [29], como

$$\tilde{\pi}_{e1}(r, m) = A(m) J_m(\gamma_1 r) + B(m) N_m(\gamma_1 r) \quad (4.33)$$

$$\tilde{\pi}_{h1}(r, m) = C(m) J_m(\gamma_1 r) + D(m) N_m(\gamma_1 r) \quad (4.34)$$

para a região do dielétrico ($r_1 < r < r_2$), e

$$\tilde{\pi}_{e_0}(r, m) = E(m) H_m^{(2)}(r, m) \quad (4.35)$$

$$\tilde{\pi}_{h_0}(r, m) = F(m) H_m^{(2)}(r, m) \quad (4.36)$$

para a região do espaço livre ($r > r_2$).

As constantes $A(m)$, $B(m)$, ..., $F(m)$, são determinadas através das condições de contorno da estrutura da Fig. 4.1; $J_m(\cdot)$ e $N_m(\cdot)$ são funções de Bessel de 1a. e 2a. espécies, respectivamente, e de ordem inteira m ; $H_m^{(2)}(\cdot)$ é a função de Hankel de 2a. espécie e ordem m .

Neste trabalho, as componentes cilíndricas dos campos, no domínio espectral, são expressas em [15], como

$$\tilde{E}_{zi}(r, m) = \frac{j\beta}{\gamma_i^2} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{E}_{zi} + \frac{m\omega\mu_0}{r\gamma_i^2} \tilde{H}_{zi} \quad (4.37)$$

$$\tilde{E}_{\phi i}(r, m) = -\frac{m\beta}{r\gamma_i^2} \tilde{E}_{zi} + \frac{j\omega\mu_0}{\gamma_i^2} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{H}_{zi} \quad (4.38)$$

$$\tilde{H}_{zi}(r, m) = -\frac{m\omega\epsilon_i}{r\gamma_i^2} \tilde{E}_{zi} + \frac{j\beta}{\gamma_i^2} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{H}_{zi} \quad (4.39)$$

$$\tilde{H}_{\phi i}(r, m) = -\frac{j\omega\epsilon_i}{\gamma_i^2} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{E}_{zi} - \frac{m\beta}{r^2\gamma_i^2} \tilde{H}_{zi} \quad (4.40)$$

onde \tilde{E}_{zi} e \tilde{H}_{zi} devem satisfazer a equação de onda seguinte:

$$\left\{ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (\gamma_i^2 r) - \frac{m^2}{r^2} \right\} \tilde{\Psi}_i(r, m) = 0 \quad (4.41)$$

sendo que $\tilde{\Psi}_i(r, m)$ representa $\tilde{E}_{zi}(r, m)$ ou $\tilde{H}_{zi}(r, m)$.

Na análise para os modos TE, as componentes cilíndricas dos campos para o potencial magnético, $\tilde{\pi}_{hi}(r, m)$, são dados em [29] como

$$\tilde{E}_{ri}(r, m) = 0 \quad (4.42)$$

$$\tilde{E}_{\phi i}(r, m) = -\omega \mu_o \beta \tilde{\pi}_{hi}(r, m) \quad (4.43)$$

$$\tilde{E}_{zi}(r, m) = m \omega \mu_o / r \tilde{\pi}_{hi}(r, m) \quad (4.44)$$

$$\tilde{H}_{ri}(r, m) = [(m/r)^2 + (\beta)^2] \tilde{\pi}_{hi}(r, m) \quad (4.45)$$

$$\tilde{H}_{\phi i}(r, m) = j m / r [\tilde{\pi}_{hi} / r - \partial \tilde{\pi}_{hi} / \partial r] \quad (4.46)$$

$$\tilde{H}_{zi}(r, m) = -j \beta [\tilde{\pi}_{hi} / r + \partial \tilde{\pi}_{hi} / \partial r] \quad (4.47)$$

Na análise para os modos TM, as componentes cilíndricas dos campos para o potencial elétrico, $\tilde{\pi}_{ei}(r, m)$, são dadas através de [29] como

$$\tilde{E}_{ri}(r, m) = [(m/r)^2 + (\beta)^2] \tilde{\pi}_{ei}(r, m) \quad (4.48)$$

$$\tilde{E}_{\phi i}(r, m) = j m / r [\tilde{\pi}_{ei} / r - \partial \tilde{\pi}_{ei} / \partial r] \quad (4.49)$$

$$\tilde{E}_{zi}(r, m) = -j \beta [\tilde{\pi}_{ei} / r + \partial \tilde{\pi}_{ei} / \partial r] \quad (4.50)$$

$$\tilde{H}_{ri}(r, m) = 0 \quad (4.51)$$

$$\tilde{H}_{\phi i}(r, m) = \omega \beta \epsilon_i \tilde{\pi}_{ei}(r, m) \quad (4.52)$$

$$\tilde{H}_{zi}(r, m) = -\frac{m \omega \epsilon_i}{r} \tilde{\pi}_{ei}(r, m) \quad (4.53)$$

A solução completa para o campo eletromagnético é obtida através da superposição dos modos TE e TM, com respeito à direção radial da estrutura da Fig. 4.1.

As condições de contorno dos campos elétrico e magnético, da estrutura da Fig. 4.1, são dadas em [15] como

$$\hat{a}_r \times \vec{E}_1(r_1) = 0 \quad (4.54)$$

$$\hat{a}_r \times [\vec{E}_1(r_2) - \vec{E}_0(r_2)] = 0 \quad (4.55)$$

$$\hat{a}_r \times [\vec{H}_1(r_2) - \vec{H}_0(r_2)] = \vec{J}_s \quad (4.56)$$

onde \vec{E}_1 , \vec{E}_0 e \vec{H}_1 , \vec{H}_0 são os campos elétricos e magnéticos vetoriais nas regiões do dielétrico e do espaço livre, respectivamente. O vetor \vec{J}_s representa a densidade de corrente elétrica na linha de microfita cilíndrica da Fig. 4.1, e é dado em [15], como

$$\vec{J}_s = \tilde{J}_\phi \hat{a}_\phi + \tilde{J}_z \hat{a}_z \quad (4.57)$$

onde \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z , são as transformadas de Fourier das componentes transversais da corrente elétrica; \hat{a}_ϕ e \hat{a}_z , são vetores unitários nas direções ϕ e z , respectivamente.

As soluções completas dos campos \vec{E}_1 , \vec{E}_0 e \vec{H}_1 , \vec{H}_0 , são dadas através da superposição das soluções particularidades para os modos TE e TM. Considere, por exemplo, o vetor campo elétrico \vec{E}_0 , que é expresso como

$$\vec{E}_0 = [\tilde{E}_{r_0}(r,m)] \hat{a}_r + [\tilde{E}_{\phi_0}(r,m)] \hat{a}_\phi + [\tilde{E}_{z_0}(r,m)] \hat{a}_z \quad (4.58)$$

para a região do espaço livre, isto é, $r > r_2$, e para a variável espectral m assumindo valores inteiros não-negativos ($m=0,1,2, \dots$); $\tilde{E}_{r_0}(r,m)$ é obtido através da superposição das equações (4.42) e (4.48); $\tilde{E}_{\phi_0}(r,m)$ de (4.43) e (4.49) e $\tilde{E}_{z_0}(r,m)$ de (4.44) e (4.50). Procedendo de maneira análoga para as outras componentes cilíndricas dos campos, encontram-se as expressões seguintes:

$$\vec{H}_0 = [\tilde{H}_{r_0}(r,m)] \hat{a}_r + [\tilde{H}_{\phi_0}(r,m)] \hat{a}_\phi + [\tilde{H}_{z_0}(r,m)] \hat{a}_z \quad (4.59)$$

para a região do espaço livre ($r > r_2$), e,

$$\tilde{E}_1 = [\tilde{E}_{r1}(r,m)] \hat{a}_r + [\tilde{E}_{\phi1}(r,m)] \hat{a}_\phi + [\tilde{E}_{z1}(r,m)] \hat{a}_z \quad (4.60)$$

$$\tilde{H}_1 = [\tilde{H}_{r1}(r,m)] \hat{a}_r + [\tilde{H}_{\phi1}(r,m)] \hat{a}_\phi + [\tilde{H}_{z1}(r,m)] \hat{a}_z \quad (4.61)$$

para a região do dielétrico ($r_1 < r < r_2$). As componentes cilíndricas dos campos elétricos e magnéticos, no domínio espectral, para as regiões do espaço livre e do dielétrico, respectivamente, foram obtidas em [20], como

$$\tilde{E}_{r0}(r,m) = E(m) [(m/r)^2 + (\beta)^2] H_m^{(2)}(\gamma_0 r) \quad (4.62)$$

$$\tilde{E}_{\phi0}(r,m) = E(m) \left\{ (jm/r) \left[\frac{H_m^{(2)}(\gamma_0 r)}{r} - \gamma_0 H_m^{(2)'}(\gamma_0 r) \right] - F(m) (\omega \mu_0 \beta) H_m^{(2)}(\gamma_0 r) \right\} \quad (4.63)$$

$$\tilde{E}_{z0}(r,m) = -E(m) \left\{ (j\beta) \left[\frac{H_m^{(2)}(\gamma_0 r)}{r} + \gamma_0 H_m^{(2)'}(\gamma_0 r) \right] - F(m) (m\omega \mu_0 / r) H_m^{(2)}(\gamma_0 r) \right\} \quad (4.64)$$

$$\tilde{H}_{r0}(r,m) = F(m) [(m/r)^2 + (\beta)^2] H_m^{(2)}(\gamma_0 r) \quad (4.65)$$

$$\tilde{H}_{\phi0}(r,m) = E(m) (\omega \beta \epsilon_0) H_m^{(2)}(\gamma_0 r) - F(m) (j m / r^2) [H_m^{(2)}(\gamma_0 r) - (\gamma_0 r) H_m^{(2)'}(\gamma_0 r)] \quad (4.66)$$

$$\tilde{H}_{z0}(r,m) = -E(m) (m\omega \epsilon_0 / r) H_m^{(2)}(\gamma_0 r) - F(m) (j\beta / r) [H_m^{(2)}(\gamma_0 r) + (\gamma_0 r) H_m^{(2)'}(\gamma_0 r)] \quad (4.67)$$

$$\tilde{E}_{r1}(r,m) = [(m/r)^2 + (\beta)^2] [A(m) J_m(\gamma_1 r) + B(m) N_m(\gamma_1 r)] \quad (4.68)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\phi1}(r,m) = & -(\omega \beta \mu_0) [C(m) J_m(\gamma_1 r) + D(m) N_m(\gamma_1 r)] + (jm/r^2) \{A(m) [J_m(\gamma_1 r) - (\gamma_1 r) J_m'(\gamma_1 r)] \\ & + B(m) [N_m(\gamma_1 r) - (\gamma_1 r) N_m'(\gamma_1 r)] \} \end{aligned} \quad (4.69)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{z1}(r,m) = & (m\omega \mu_0 / r) [C(m) J_m(\gamma_1 r) + D(m) N_m(\gamma_1 r)] - (j\beta / r) \{A(m) [J_m(\gamma_1 r) + (\gamma_1 r) J_m'(\gamma_1 r)] \\ & + B(m) [N_m(\gamma_1 r) + (\gamma_1 r) N_m'(\gamma_1 r)] \} \end{aligned} \quad (4.70)$$

$$\tilde{H}_{r1}(r, m) = [(m/r)^2 + (\beta)^2] [C(m) J_m(\gamma_1 r) + D(m) N_m(\gamma_1 r)] \quad (4.71)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{\phi 1}(r, m) = & (jm/r^2) \{C(m) [J_m(\gamma_1 r) - (\gamma_1 r) J'_m(\gamma_1 r)] + D(m) [N_m(\gamma_1 r) - (\gamma_1 r) N'_m(\gamma_1 r)]\} \\ & + (\omega\beta \varepsilon_i) [\Lambda(m) J_m(\gamma_1 r) + B(m) N_m(\gamma_1 r)] \end{aligned} \quad (4.72)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{z1}(r, m) = & -(m \omega \varepsilon_i / r) [\Lambda(m) J_m(\gamma_1 r) + B(m) N_m(\gamma_1 r)] \\ & - (j \beta / r) \{C(m) [J_m(\gamma_1 r) + (\gamma_1 r) J'_m(\gamma_1 r)] \\ & + D(m) [N_m(\gamma_1 r) + (\gamma_1 r) N'_m(\gamma_1 r)]\} \end{aligned} \quad (4.73)$$

Substituindo-se as equações (4.62)-(4.73) em (4.58)-(4.61), e, em seguida, nas equações de condições de contorno, (4.54)-(4.56), determina-se um sistema não homogêneo de equações, formado de seis equações escalares com seis constantes, que são determinadas por processos de substituições. Com este procedimento, determinam-se as expressões das componentes cilíndricas do campo eletromagnético.

Na interface dielétrico-ar da estrutura da Fig. 4.1 ($r=r_2$ e $-\delta_0/2 < \phi < \delta_0/2$), as componentes cilíndricas do campo elétrico, $\tilde{E}_{\phi 0}(r_2, m)$ e $\tilde{E}_{z0}(r_2, m)$, são dadas em [15] como

$$\tilde{E}_{\phi 0}(r_2, m, \beta) = \tilde{Z}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_{\phi}(m) + \tilde{Z}_{\phi z}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_z(m) \quad (4.74)$$

$$\tilde{E}_{z0}(r_2, m, \beta) = \tilde{Z}_{z\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_{\phi}(m) + \tilde{Z}_{zz}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_z(m) \quad (4.75)$$

ou na forma matricial, como

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{\phi 0} \\ \tilde{E}_{z0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{\phi\phi} & \tilde{Z}_{\phi z} \\ \tilde{Z}_{z\phi} & \tilde{Z}_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{\phi} \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (4.76)$$

onde, $\tilde{Z}_{\phi\phi}$, $\tilde{Z}_{\phi z}$, $\tilde{Z}_{z\phi}$ e \tilde{Z}_{zz} , são as transformadas de Fourier das componentes cilíndricas da função diádica de Green.

Com a aplicação dos métodos dos momentos e de Galerkin [21],[22] à equação (4.76), determina-se a equação característica para a estrutura, cuja solução fornece a permissividade efetiva, ϵ_{ef} , dada por:

$$\epsilon_{ef} = (\beta / K_0)^2 \quad (4.77)$$

4.3 APLICAÇÃO DO MÉTODO DOS MOMENTOS E DO MÉTODO DE GALERKIN

O método dos momentos e o método de Galerkin, no domínio espectral, têm sido usados na análise numérica de estruturas planares [27],[28] e não-planares [15],[16]. O método de Galerkin consiste em um caso particular do método dos momentos, onde as funções de teste são tornadas iguais às funções de base.

Na equação matricial (4.76), \tilde{E}_{ϕ_0} , \tilde{E}_{ϕ_0} , \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z , são funções desconhecidas. Como as componentes cilíndricas do campo elétrico e da densidade de corrente elétrica são não-nulas na microfita cilíndrica ($r = r_2$ e $-\delta_0/2 < \phi < \delta_0/2$), tornou-se possível eliminar \tilde{E}_{ϕ_0} e \tilde{E}_{ϕ_0} através do teorema de Parseval [29]. Por outro lado, as densidades de corrente elétrica, \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z , são expandidas em termos de funções de base conhecidas, $\tilde{J}_{\phi p}$ e $\tilde{J}_{z q}$, com coeficientes desconhecidos C_p e C_q , de acordo com [21],[22]

$$\tilde{J}_{\phi_0}(m) = \sum_{p=1}^P C_p \tilde{J}_{\phi p}(m) \quad (4.78)$$

$$\tilde{J}_{z_0}(m) = \sum_{q=1}^Q C_q \tilde{J}_{z q}(m) \quad (4.79)$$

A escolha adequada das funções de base, $\tilde{J}_{\phi p}$ e $\tilde{J}_{z q}$, é de fundamental importância, pois as mesmas expressam as características físicas das distribuições de corrente elétrica na microfita cilíndrica, mostrada na Fig. 4.1. Estas funções de base devem ser escolhidas de modo que as suas anti-transformadas de Fourier sejam não-nulas somente na fita cilíndrica.

Substituindo-se (4.78) e (4.79) em (4.74) e (4.75), e efetuando os produtos internos com as funções de teste, tomadas iguais às funções de base (Método de Galerkin), obtém-se:

$$\sum_{p=1}^P K_{ip}^{\phi\phi} C_p + \sum_{q=1}^Q K_{iq}^{\phi z} C_q = 0, \quad i = 1, \dots, P \quad (4.80)$$

$$\sum_{p=1}^P K_{jp}^{z\phi} C_p + \sum_{q=1}^Q K_{jq}^{zz} C_q = 0, \quad j = 1, \dots, Q \quad (4.81)$$

onde,

$$K_{ip}^{\phi\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{\phi i}(m) \tilde{Z}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_{\phi p}(m) \quad (4.82)$$

$$K_{iq}^{\phi z} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{\phi i}(m) \tilde{Z}_{\phi z}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_{zq}(m) \quad (4.83)$$

$$K_{jp}^{z\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zj}(m) \tilde{Z}_{z\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_{\phi p}(m) \quad (4.84)$$

$$K_{jq}^{zz} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zj}(m) \tilde{Z}_{zz}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_{zq}(m) \quad (4.85)$$

Anulando-se o determinante da matriz quadrada obtida do sistema de equações (4.80) e (4.81), determina-se a constante de propagação, β , para o modo dominante.

Na análise numérica deste método, as funções de base devem ser escolhidas de maneira que reproduzam o mais próximo possível o comportamento da distribuição da corrente elétrica na fita cilíndrica condutora, mostrada na Fig. 4.1.

4.4 RESULTADOS NUMÉRICOS

Na análise numérica para a formulação dinâmica, a utilização da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz combinada com os métodos dos momentos e de Galerkin, permite que as densidades superficiais de corrente elétrica na fita condutora cilíndrica, sejam expandidas em séries infinitas, usando funções de base adequadas e funções de teste iguais às funções de base e, aplicando-se os procedimentos descritos anteriormente, obtém-se a equação característica para a estrutura considerada. Desta forma, todas as componentes cilíndricas do campo eletromagnético são determinadas.

O emprego dos métodos dos momentos e de Galerkin à equação matricial que relaciona as componentes cilíndricas transversais do campo elétrico, \tilde{E}_{ϕ_0} e \tilde{E}_{z_0} , na fita cilíndrica da Fig. 4.1, permite determinar a equação característica desta estrutura, que ao ser resolvida permite encontrar as constantes de fase normalizadas, β/K_0 . Estas constantes são as raízes da equação característica, quando o determinante da matriz dos coeficientes se iguala a zero.

As componentes das densidades superficiais de corrente elétrica na fita cilíndrica condutora, \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z , indicadas em (4.74) e (4.75), respectivamente, são funções de base definidas em [36], e modificadas para o caso cilíndrico como

$$J_\phi(\phi) = \begin{cases} \frac{\text{sen}[n\pi(2\phi/\delta_0) + 1]}{[1 - (2\phi/\delta_0)^2]^{1/2}}, & |\phi| < \delta_0/2 \\ 0, & |\phi| > \delta_0/2 \end{cases}, \quad (4.86)$$

$$J_z(\phi) = \begin{cases} \frac{\text{cos}[(n-1)\pi(2\phi/\delta_0) + 1]}{[1 - (2\phi/\delta_0)^2]^{1/2}}, & |\phi| < \delta_0/2 \\ 0, & |\phi| > \delta_0/2 \end{cases}, \quad (4.87)$$

onde $n=1,2,3, \dots$, δ_0 é a largura angular da fita cilíndrica condutora.

As transformadas de Fourier das equações (4.86) e (4.87), são dadas, respectivamente, por:

$$\tilde{J}_\phi(m) = j \pi \frac{\delta_0}{2} (-1)^m [J_0(m \frac{\delta_0}{2} + n\pi) - J_0(m \frac{\delta_0}{2} - n\pi)] \quad (4.88)$$

$$\tilde{J}_z(m) = j \pi \frac{\delta_0}{2} (-1)^m \{J_0[m \frac{\delta_0}{2} + (n-1)\pi] + J_0[m \frac{\delta_0}{2} - (n-1)\pi]\} \quad (4.89)$$

onde $J_0(\cdot)$ é a função de Bessel de 1a. espécie e ordem zero.

Na análise numérica considerada, a escolha das funções de base adequadas é de fundamental importância, uma vez que estas funções definem a eficiência numérica do método adotado.

Considerando-se na análise que $W = r_2 \delta_0 \ll \lambda_g$, onde λ_g é o comprimento de onda guiada na microfita cilíndrica da Fig. 4.1, observa-se que é possível desprezar a componente $\tilde{J}_\phi(m)$ sem comprometer, entretanto, a precisão dos resultados numéricos. Desta maneira, nas curvas de dispersão obtidas, foi considerada somente a componente longitudinal da densidade superficial de corrente elétrica, $\tilde{J}_z(m)$.

A aplicação do método de Galerkin no domínio espectral, permite determinar uma solução rigorosa para a impedância característica da linha de microfita cilíndrica isolada, mostrada na Fig. 4.1.

A obtenção da impedância característica é feita após a determinação da constante de fase, β .

A definição empregada para a impedância característica está baseada na relação potência-corrente. Esta expressão é dada em [29], como

$$Z = \frac{2P}{I^2} \quad (4.90)$$

onde, I é a corrente total na microfita cilíndrica condutora na direção z , e P é a potência média ao longo da estrutura da Fig. 4.1.

Considerando a condição de $J_\phi(m)$ desprezível, a corrente definida em (4.90) é obtida integrando-se a componente ϕ da corrente longitudinal, sendo dada por:

$$I = \int_{-\delta_0/2}^{\delta_0/2} J_z(m) r d\phi \quad (4.91)$$

onde $J_z(\phi)$ é dado por (4.87).

A substituição de (4.87) em (4.91), permite obter para a corrente I , a expressão seguinte:

$$I = \sum_{n=1}^N (-1)^{n-1} \pi \left(\frac{W}{2}\right) J_0[\pi(n-1)] \quad (4.92)$$

onde N indica o número de termos da expansão da corrente.

A potência média definida em (4.90), é obtida do vetor complexo de Poynting e , dada em [29] por:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [E_{r1} H_{\phi 1}^* - E_{\phi 1} H_{r1}] dr r d\phi \quad (4.93)$$

onde o símbolo estrela (*), representa o complexo conjugado da função.

No domínio espectral, esta potência pode ser expressa como

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} [\tilde{E}_{r1} \tilde{H}_{\phi 1}^* - \tilde{E}_{\phi 1} \tilde{H}_{r1}] dr \quad (4.94)$$

As expressões dos campos eletromagnéticos da equação (4.94) são expressas em termos da componente longitudinal da densidade de corrente elétrica, $\tilde{J}_z(m)$, na microfita cilíndrica condutora, e em termos da componente radial r . Neste procedimento, a expressão de $\tilde{J}_z(m)$ é dada em termos da transformada de Fourier da função de base adequada para a estrutura em questão.

A potência média transportada ao longo da estrutura da Fig. 4.1 é dada, após extensivos cálculos algébricos, por:

$$P = P_1 + P_2 \quad (4.95)$$

onde,

$$P_1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} \tilde{E}_{r_1}(r, m) \tilde{H}_{\phi_1}^*(r, m) dr \quad (4.96)$$

$$P_2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} \tilde{E}_{\phi_1}(r, m) \tilde{H}_{r_1}^*(r, m) dr \quad (4.97)$$

Os campos indicados em (4.96) e (4.97), são expressos como

$$\tilde{E}_{r_1}(r, m) = (\beta) \tilde{F}_1(m) G_1(r, m) + (\omega \mu_0 / \beta) \tilde{F}_2(m) G_2(r, m) \quad (4.98)$$

$$\tilde{H}_{\phi_1}^*(r, m) = (\omega \varepsilon_1) \tilde{F}_1^*(m) G_1^*(r, m) + \tilde{F}_2^*(m) G_2^*(r, m) \quad (4.99)$$

$$\tilde{E}_{\phi_1}(r, m) = A(m) \tilde{F}_3(m) G_3(r, m) + (\omega \mu_0) \tilde{F}_4(m) G_4(r, m) \quad (4.100)$$

$$\tilde{H}_{r_1}^*(r, m) = A^*(m) \tilde{F}_3^*(m) G_3^*(r, m) (\omega \varepsilon_1 / \beta) + A^*(m) \tilde{F}_4^*(m) G_4^*(r, m) (\beta) \quad (4.101)$$

onde,

$$\tilde{F}_1(m) = \frac{[(\eta / K_0)(\gamma_0 / \gamma_1)(N_m^{12} / D_m)] \tilde{J}_z(m)}{N_m(\gamma_1 r_1) J_m(\gamma_1 r_2) - N_m(\gamma_1 r_2) J_m(\gamma_1 r_1)} \quad (4.102)$$

$$\tilde{F}_1^*(m) = \frac{[(\eta / K_0)(\gamma_0^* / \gamma_1^*)(N_m^{12*} / D_m^*)] \tilde{J}_z^*(m)}{N_m(\gamma_1^* r_1) J_m(\gamma_1^* r_2) - N_m(\gamma_1^* r_2) J_m(\gamma_1^* r_1)} \quad (4.103)$$

$$\tilde{F}_2(m) = \frac{\{(m \beta / \gamma_1^2)^2 [(\varepsilon_r - 1) / r D_m]\} \tilde{J}_z(m)}{N_m(\gamma_1 r_1) J_m(\gamma_1 r_2) - N_m(\gamma_1 r_2) J_m(\gamma_1 r_1)} \quad (4.104)$$

$$\tilde{F}_2^*(m) = \frac{\{(m \beta / \gamma_1^{*2})^2 [(\varepsilon_r - 1) / r D_m^*]\} \tilde{J}_z^*(m)}{N_m(\gamma_1^* r_1) J_m(\gamma_1^* r_2) - N_m(\gamma_1^* r_2) J_m(\gamma_1^* r_1)} \quad (4.105)$$

$$\tilde{F}_3(m) = \frac{[\eta(\gamma_0 / K_0) N_m^{12}] \tilde{J}_z(m)}{N_m(\gamma_1 r_1) J_m(\gamma_1 r_2) - N_m(\gamma_1 r_2) J_m(\gamma_1 r_1)} \quad (4.106)$$

$$\tilde{F}_3^*(m) = \frac{[\eta(\gamma_0^* / K_0) N_m^{12*}] \tilde{J}_z^*(m)}{N_m(\gamma_1^* r_1) J_m(\gamma_1^* r_2) - N_m(\gamma_1^* r_2) J_m(\gamma_1^* r_1)} \quad (4.107)$$

$$\tilde{F}_4(m) = \frac{[(\varepsilon_r - 1) / (r_2 \gamma_1)] \tilde{J}_z(m)}{N_m(\gamma_1 r_1) J_m(\gamma_1 r_2) - N_m(\gamma_1 r_2) J_m(\gamma_1 r_1)} \quad (4.108)$$

$$\tilde{F}_4^*(m) = \frac{[(\varepsilon_r - 1) / (r_2 \gamma_1^*)] \tilde{J}_z^*(m)}{N_m(\gamma_1^* r_1) J_m(\gamma_1^* r_2) - N_m(\gamma_1^* r_2) J_m(\gamma_1^* r_1)} \quad (4.109)$$

$$G_1(r, m) = N_m(\gamma_1 r_1) J_m'(\gamma_1 r) - N_m'(\gamma_1 r) J_m(\gamma_1 r_1) \quad (4.110)$$

$$G_1^*(r, m) = N_m(\gamma_1^* r_1) J_m'(\gamma_1^* r) - N_m'(\gamma_1^* r) J_m(\gamma_1^* r_1) \quad (4.111)$$

$$G_2(r, m) = N_m'(\gamma_1 r_1) \frac{J_m(\gamma_1 r)}{r} - J_m'(\gamma_1 r_1) \frac{N_m(\gamma_1 r)}{r} \quad (4.112)$$

$$G_2^*(r, m) = N_m'(\gamma_1^* r_1) \frac{J_m(\gamma_1^* r)}{r} - J_m'(\gamma_1^* r_1) \frac{N_m(\gamma_1^* r)}{r} \quad (4.113)$$

$$G_3(r, m) = N_m(\gamma_1 r_1) \frac{J_m(\gamma_1 r)}{r} - J_m(\gamma_1 r_1) \frac{N_m(\gamma_1 r)}{r} \quad (4.114)$$

$$G_3^*(r, m) = N_m(\gamma_1^* r_1) \frac{J_m(\gamma_1^* r)}{r} - J_m(\gamma_1^* r_1) \frac{N_m(\gamma_1^* r)}{r} \quad (4.115)$$

$$G_4(r, m) = N_m'(\gamma_1 r_1) J_m'(\gamma_1 r) - N_m'(\gamma_1 r) J_m'(\gamma_1 r_1) \quad (4.116)$$

$$G_4^*(r, m) = N_m'(\gamma_1^* r_1) J_m'(\gamma_1^* r) - N_m'(\gamma_1^* r) J_m'(\gamma_1^* r_1) \quad (4.117)$$

$$\Lambda(m) = \frac{j m \beta}{\gamma_1^2 D_m} \quad (4.118)$$

$$A(m) = -\frac{j m \beta}{\gamma_1^{*2} D_m^*} \quad (4.119)$$

Substituindo-se (4.102)-(4.119) em (4.98)-(4.101), e, em seguida, em (4.96)-(4.97), e efetuando-se a integração analítica em r , determina-se a potência média transportada ao longo da estrutura da Fig. 4.1.

Resultados numéricos podem ser obtidos para a impedância característica da microfita cilíndrica, através dos somatórios das componentes espectrais e do número de termos da função de base para a densidade superficial da corrente elétrica longitudinal, \tilde{J}_z .

APRESENTAÇÃO DE RESULTADOS NUMÉRICOS

Inicialmente é apresentado o comportamento da função de base para a densidade da corrente elétrica longitudinal, $J_z(\phi)$. Esta situação está mostrada na Fig. 4.2. Observa-se o comportamento da função para a singularidade nas bordas da fita cilíndrica condutora.

O emprego desta função de base, fornece uma excelente convergência numérica deste método. Na Fig. 4.3 é mostrada três situações para a linha de microfita cilíndrica, quando $W/H=1,0$; 1,5 e 2,0, para o teste de convergência, quando $R=0,90$ e $\epsilon_r = 9,6$. Nesta figura são mostradas os resultados obtidos para as permissividades efetivas em função do número de termos espectrais, para o valor unitário da frequência normalizada.

Na Fig. 4.4 é mostrada o comportamento em termos de convergência para a permissividade efetiva em função do número de funções de base, para a microfita cilíndrica, quando $W/H=1,0$; $R=0,90$; $Kob=1,0$ e $\epsilon_r = 9,6$. Observa-se uma boa convergência a partir do emprego de 6 termos da função de base.

Uma grande variedades de testes foram realizados para se constatar a precisão numérica do algoritmo desenvolvido. Na determinação da constante de fase, β , foram usadas até dez funções de base, para a densidade de corrente elétrica na fita cilíndrica condutora.

Os resultados numéricos obtidos com o algoritmo desenvolvido neste trabalho são mostradas na TABELA 4.1, juntamente com os resultados de [15]. Da simulação efetuada para baixas frequências, é mostrado o efeito da curvatura da estrutura não-planar, sobre a permissividade efetiva, ϵ_{ef} , para alguns valores da razão entre os raios, $R = r_1 / r_2$, e para $Ko=0,10$. Na simulação numérica efetuada, a relação W/H foi considerada igual a 1,0 e $\epsilon_r = 1,0$. As diferenças entre os resultados numéricos dos dois métodos são inferiores a 1%.

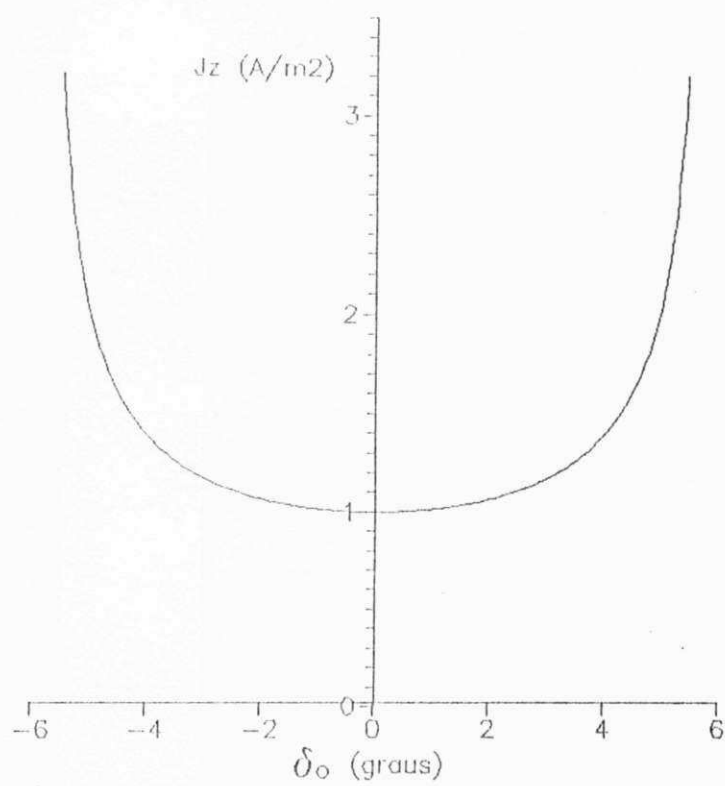
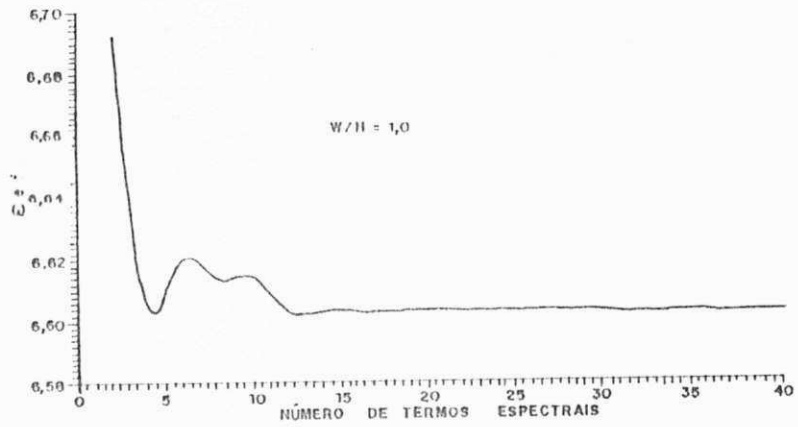
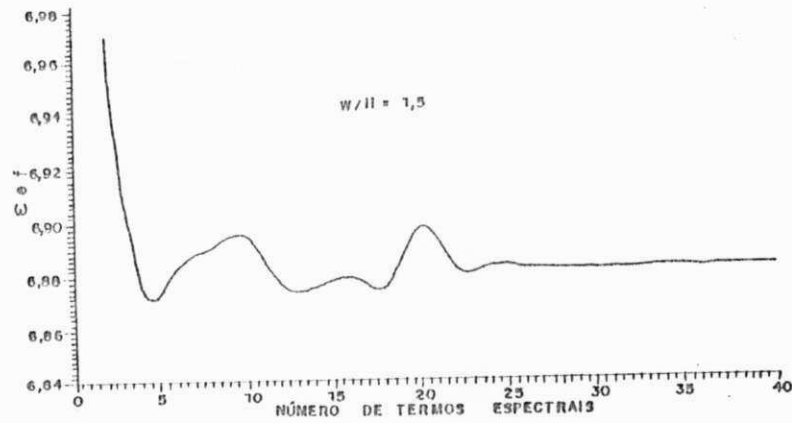


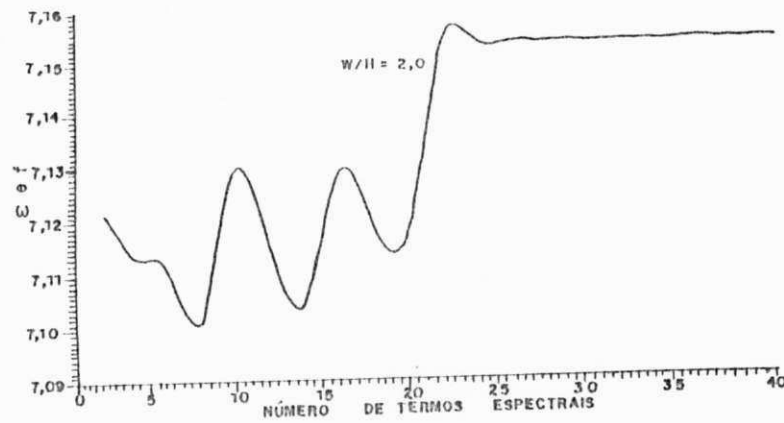
Fig. 4.2 Distribuição da densidade de corrente elétrica, $J_z(\phi)$, na seção transversal da fita cilíndrica condutora, mostrada na Fig. 4.1



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.3 Curvas de convergência da permissividade efetiva em função do número de termos espectrais.

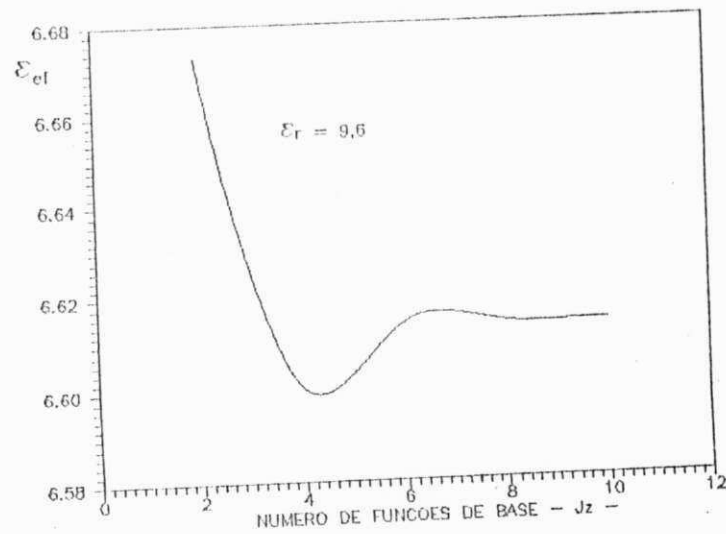
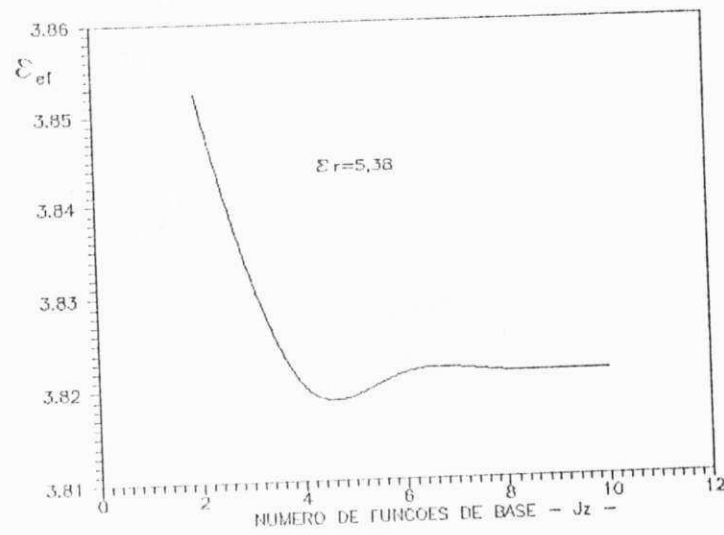
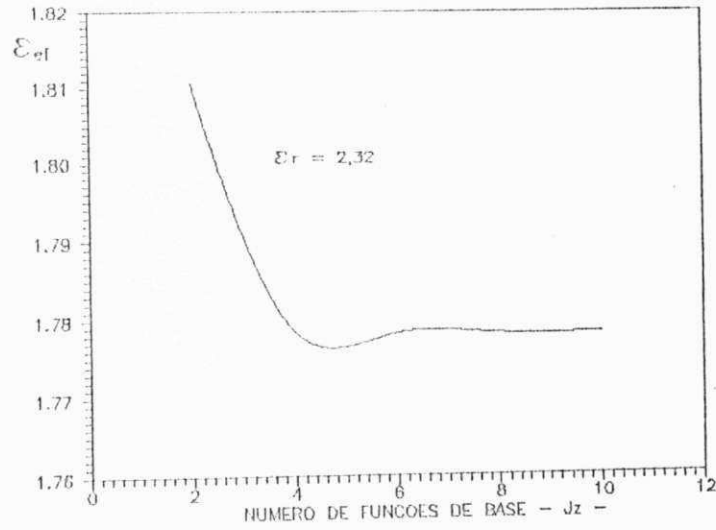


Fig 4.4 Curvas de convergência da permissividade efetiva em função do número de funções de base

TABELA 4.1

EFEITO DA CURVATURA PARA BAIXAS FREQUÊNCIAS

R	Ko	ϵ_{ef} [15]	ϵ_{ef} [*]	Diferença (%)
0,94	0,1	6,4330	6,4245	0,13
0,98	0,1	6,4420	6,4254	0,26
0,99	0,1	6,4440	6,4544	0,48

[*] Este trabalho

Na Fig. 4.5 são mostradas curvas de dispersão da permissividade efetiva em função da frequência normalizada, para $R=0,90$ e $\epsilon_r = 9,6$, e as relações entre as larguras da fita condutora e a espessura do dielétrico, ou seja, $W/H=1,0; 1,5$ e $2,0$ de [15], comparados com resultados numéricos obtidos com o algoritmo desenvolvido neste trabalho. Analogamente, na Fig. 4.6 são feitas comparações numéricas. Nestes dois casos, foi observada uma boa convergência. Na Fig. 4.7 são apresentados resultados para o modo fundamental e os modos de ordem superior.

Na Fig. 4.8 são mostradas as curvas da variação da permissividade efetiva em função da frequência normalizada, usando-se o algoritmo deste trabalho, para o substrato dielétrico mica, com $R=0,90$; $\epsilon_r = 5,38$ e $W/H=1, 2, 3$.

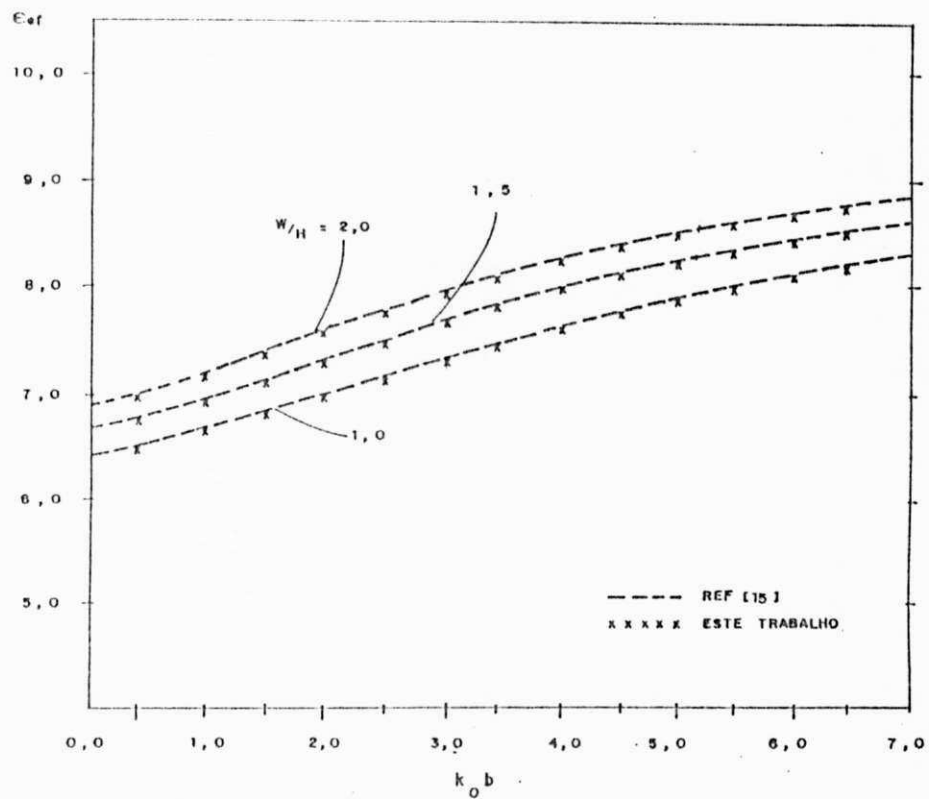


Fig. 4.5 Curvas de variação de ϵ_{ef} com a frequência normalizada, $k_0 b$, para a linha de microfita cilíndrica, com $R=0,90$ e $\epsilon_r = 9,6$.

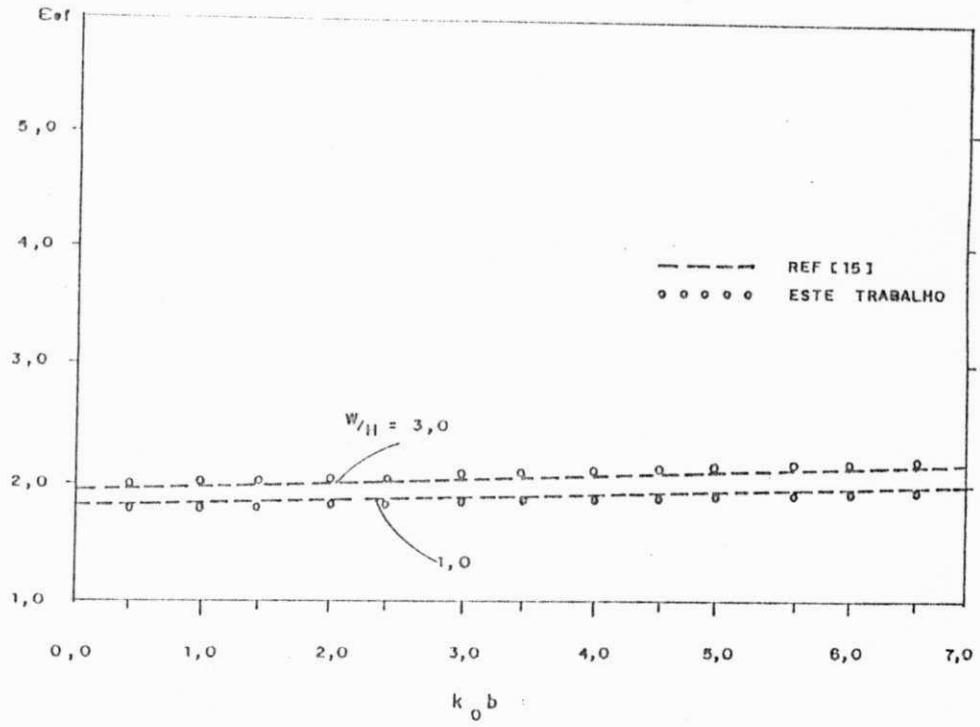


Fig. 4.6 Curvas dispersivas de ϵ_{ef} em função da frequência normalizada, K_0b para a linha de microfita cilíndrica, com $R=0,90$ e $\epsilon_r = 2,32$

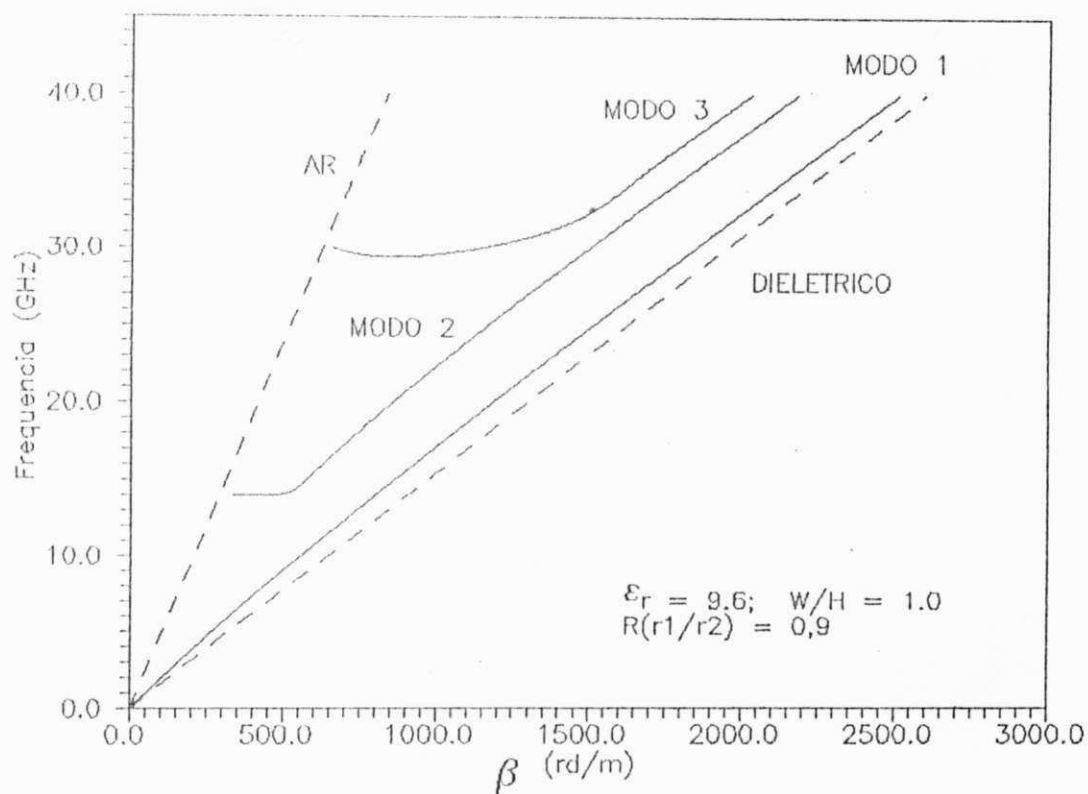


Fig. 4.7 Curvas de variação de β com a frequência, para o modo fundamental e os modos de ordem superior, imediatamente seguintes, em uma linha de microfita cilíndrica.

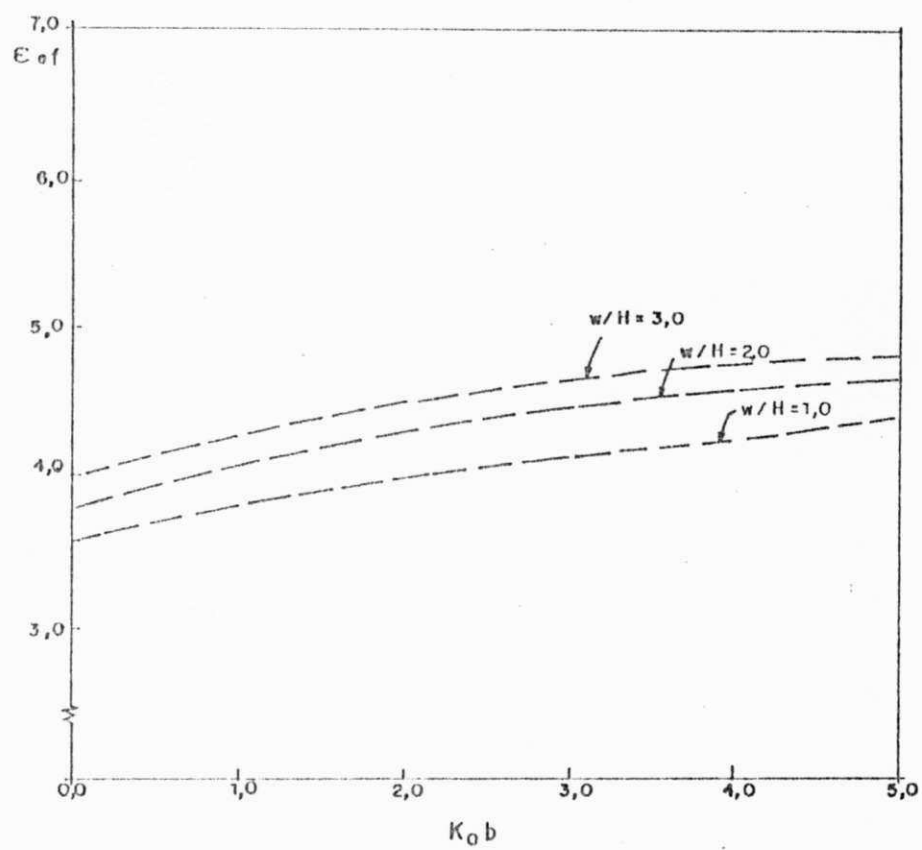


Fig. 4.8 Curvas de variações de ϵ_{ef} com a frequência normalizada, $K_0 b$, para a linha de microfita cilíndrica sobre o substrato mica, com $R=0,90$ e $\epsilon_r = 5,38$.

4.5 CONCLUSÃO

A análise dinâmica de linhas de microfita cilíndricas circulares foi realizada, usando-se o método que combina a teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz com os métodos dos momentos e de Galerkin. O método aqui utilizado, mostrou-se eficiente na determinação das características de propagação dependentes da frequência, para as estruturas não-planares analisadas.

As expressões gerais para as componentes da função diádica de Green, mostradas neste trabalho, concordam com as expressões em [15].

Os resultados numéricos apresentados concordam com os resultados de outros autores [15],[16], conforme mostrados na Figs. 4.5 e 4.6.

O método pode ser usado na análise dinâmica de outras estruturas não-planares, tais como linhas de fita com múltiplas camadas dielétricas, acoplamento simétrico e assimétrico de fitas cilíndricas, cabos coaxiais fendidos.

CAPÍTULO 5**ANÁLISE DINÂMICA DE CABOS COAXIAIS FENDIDOS**

5.1 INTRODUÇÃO

Os cabos coaxiais com fenda são usados em telecomunicações. Os mecanismos básicos de propagação nestas estruturas foram inicialmente estudadas por Delogne [35].

Os cabos coaxiais com fenda ou fendidos, têm um modo de propagação denominado modo coaxial, o qual concentra a maior parte de sua energia em seu interior, ocorrendo, entretanto, uma pequena radiação através da fenda longitudinal. Para baixas frequências e quando a fenda for bastante estreita, este modo de propagação pode ser considerado quase-TEM. A propagação em um cabo coaxial fendido pode ser estudada através do modelo do túnel realístico [37]-[39], no qual se empregam os princípios de impedância de transferência [40],[41].

Para altas frequências, o cabo coaxial fendido apresenta radiação ao longo de todo seu comprimento. Isto ocorre devido a existência da fenda longitudinal uniforme ao longo do cabo. O estudo do cabo coaxial fendido realizado em [37], não incluiu uma análise numérica. A análise dinâmica, no domínio do espaço, para o cabo coaxial fendido apresentado em [35], utilizou expansão em harmônicas cilíndricas.

O propósito deste trabalho é fazer a análise dinâmica, no domínio espectral, do cabo coaxial com fenda contínua longitudinal no condutor externo, utilizando-se a teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz [29] em combinação com os métodos dos momentos e de Galerkin [21],[22].

5.2 APLICAÇÃO DA TEORIA DAS FUNÇÕES POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ

Os procedimentos analíticos da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz, no domínio espectral, para o cabo coaxial fendido, usam resultados obtidos para a linha de microfita cilíndrica isolada. Isto se deve ao fato da natureza dual destas duas estruturas não-planares.

Na Fig. 5.1 são mostradas as seções transversais da linha de microfita cilíndrica e do cabo coaxial fendido, respectivamente.

Nesta análise, na estrutura da Fig. 5.1(b), os condutores são considerados perfeitos. A espessura do condutor externo é considerada desprezível. Os dielétricos são supostos sem perdas e isotrópicos. A forma de propagação na direção z , é da forma $\exp(-j \beta z)$ e a dependência com o tempo é da forma $\exp(j \omega t)$.

Observando-se as estruturas da linha de microfita cilíndrica e do cabo coaxial fendido, na Fig. 5.1, conclui-se pela utilização das componentes da função diádica de Green, obtidas para a microfita, na análise do cabo.

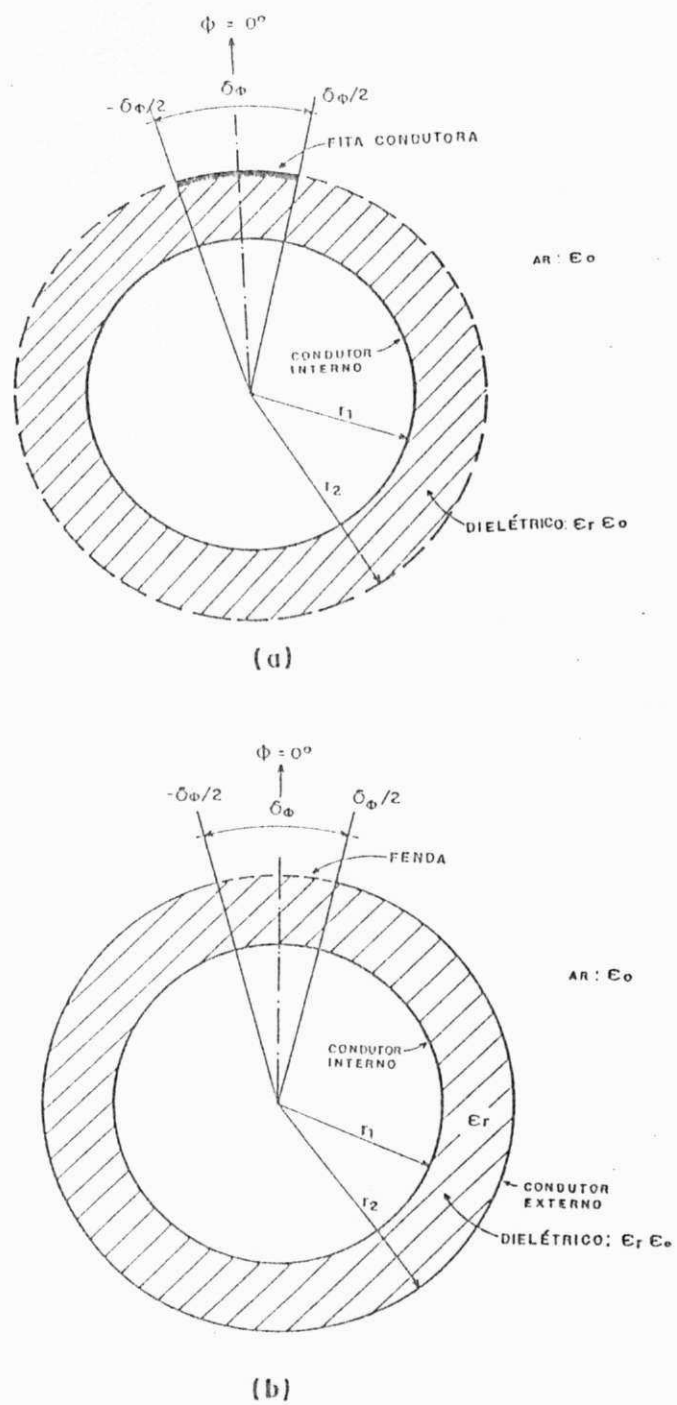


Fig. 5.1 Seções transversais das estruturas: (a) linha de microfita cilíndrica; (b) cabo coaxial fendido.

A análise é desenvolvida, a partir dos resultados obtidos para as componentes cilíndricas do campo elétrico na linha de microfita cilíndrica da Fig. 5.1(b), obtidas no Cap. 4, como

$$\tilde{E}_{\phi_0}(r_2, m, \beta) = \tilde{Z}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_\phi(m) + \tilde{Z}_{\phi z}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_z(m) \quad (5.1)$$

$$\tilde{E}_{z_0}(r_2, m, \beta) = \tilde{Z}_{z\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_\phi(m) + \tilde{Z}_{zz}(r_2, m, \beta) \tilde{J}_z(m) \quad (5.2)$$

ou, na forma matricial como

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{\phi_0} \\ \tilde{E}_{z_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{\phi\phi} & \tilde{Z}_{\phi z} \\ \tilde{Z}_{z\phi} & \tilde{Z}_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_\phi \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

onde, no domínio espectral, \tilde{E}_{ϕ_0} e \tilde{E}_{z_0} , são as componentes do campo elétrico; $\tilde{Z}_{\phi\phi}$, $\tilde{Z}_{\phi z}$, $\tilde{Z}_{z\phi}$ e \tilde{Z}_{zz} , são as transformadas de Fourier das componentes da função diádica de Green e, \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z , são as densidades de corrente elétrica para a linha de microfita cilíndrica da Fig. 5.1(a). A obtenção da matriz admitância para o cabo coaxial fendido da Fig. 5.1(b), é feita fazendo-se a simples inversão da matriz impedância, resultando a expressão matricial seguinte

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_{\phi_0} \\ \tilde{J}_{z_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{\phi\phi} & \tilde{Z}_{\phi z} \\ \tilde{Z}_{z\phi} & \tilde{Z}_{zz} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \tilde{E}_\phi \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

donde se obtém a matriz admitância, como sendo

$$\begin{bmatrix} \tilde{Y}_{\phi\phi} & \tilde{Y}_{\phi z} \\ \tilde{Y}_{z\phi} & \tilde{Y}_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{\phi\phi} & \tilde{Z}_{\phi z} \\ \tilde{Z}_{z\phi} & \tilde{Z}_{zz} \end{bmatrix}^{-1} \quad (5.5)$$

permitindo escrever para o cabo coaxial fendido, a equação matricial

$$\begin{bmatrix} \tilde{Y}_{\phi\phi} & \tilde{Y}_{\phi z} \\ \tilde{Y}_{z\phi} & \tilde{Y}_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{\phi_0} \\ \tilde{E}_{z_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_{\phi_0} \\ \tilde{J}_{z_0} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

onde, $\tilde{Y}_{\phi\phi}$, $\tilde{Y}_{\phi z}$, $\tilde{Y}_{z\phi}$ e \tilde{Y}_{zz} , são as transformadas de Fourier das funções admitâncias; \tilde{E}_{ϕ_0} e \tilde{E}_{z_0} , são as transformadas de Fourier das componentes cilíndricas do campo elétrico na fenda cilíndrica da Fig. 5.1(b) ($r = r_2$ e $-\delta_0/2 < \phi < \delta_0/2$) e \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z são as transformadas de Fourier das densidades da corrente elétrica, no condutor metálico externo do cabo ($r = r_2$).

As transformadas de Fourier das componentes da admitância da função diádica de Green, da equação (5.6), são escritas como:

$$\tilde{Y}_{\phi\phi} = \frac{\tilde{Z}_{zz}}{\Delta Z} \quad (5.7)$$

$$\tilde{Y}_{\phi z} = -\frac{\tilde{Z}_{\phi z}}{\Delta Z} \quad (5.8)$$

$$\tilde{Y}_{z\phi} = -\frac{\tilde{Z}_{z\phi}}{\Delta Z} \quad (5.9)$$

$$\tilde{Y}_{zz} = \frac{\tilde{Z}_{\phi\phi}}{\Delta Z} \quad (5.10)$$

onde,

$$\Delta Z = \tilde{Z}_{\phi\phi} \tilde{Z}_{zz} - \tilde{Z}_{\phi z} \tilde{Z}_{z\phi} \quad (5.11)$$

e,

$$\tilde{Z}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) = \frac{j \eta K_0}{\gamma_0} \left[\left(\frac{N_m^{21}}{D_m} \right) \frac{H_m^{(2)'(\gamma_0 r_2)}}{H_m^{(2)}(\gamma_0 r_2)} - \frac{m \beta}{r_2 K_0^2} \left(\frac{N_m^{22}}{D_m} \right) \right] \quad (5.12)$$

$$\tilde{Z}_{\phi z}(r_2, m, \beta) = \frac{j \eta K_0}{\gamma_0} \left[\left(\frac{N_m^{11}}{D_m} \right) \frac{H_m^{(2)'(\gamma_0 r_2)}}{H_m^{(2)}(\gamma_0 r_2)} - \frac{m \beta}{r_2 K_0^2} \left(\frac{N_m^{12}}{D_m} \right) \right] \quad (5.13)$$

$$\tilde{Z}_{z\phi}(r_2, m, \beta) = \frac{j \eta \gamma_0}{K_0} \left(\frac{N_m^{22}}{D_m} \right) \quad (5.14)$$

$$\tilde{Z}_{zz}(r_2, m, \beta) = \frac{j \eta \gamma_0}{K_0} \left(\frac{N_m^{12}}{D_m} \right) \quad (5.15)$$

com,

$$D_m = \left(X_m - \varepsilon_r \frac{\gamma_0}{\gamma_1} Y_m^{(1)} \right) \left(X_m - \frac{\gamma_0}{\gamma_1} Y_m^{(2)} \right) - \left[(\varepsilon_r - 1) \frac{m \beta K_0}{\gamma_0 r_2 \gamma_1^2} \right]^2 \quad (5.16)$$

$$N_m^{11} = (\varepsilon_r - 1) \frac{m \beta r_2}{(\gamma_1 r_2)^2} \quad (5.17)$$

$$N_m^{12} = X_m - \frac{\gamma_0}{\gamma_1} Y_m^{(2)} \quad (5.18)$$

$$N_m^{21} = \frac{\gamma_0}{\gamma_1} Y_m^{(2)} [X_m - \varepsilon_r \frac{\gamma_0}{\gamma_1} Y_m^{(1)}] + (1 - \varepsilon_r) \left\{ \frac{m \beta}{r_2 \gamma_1^2} \right\}^2 \quad (5.19)$$

$$N_m^{22} = \frac{m \beta}{\gamma_0 \gamma_1 r_2} [Y_m^{(2)} - \frac{\gamma_0}{\gamma_1} X_m] \quad (5.20)$$

e,

$$X_m = \frac{H_m^{(2)'}(\gamma_0 r_2)}{H_m^{(2)}(\gamma_0 r_2)} \quad (5.21)$$

$$Y_m^{(1)} = \frac{N_m(\gamma_1 r_1) J_m'(\gamma_1 r_2) - N_m'(\gamma_1 r_2) J_m(\gamma_1 r_1)}{N_m(\gamma_1 r_1) J_m(\gamma_1 r_2) - N_m(\gamma_1 r_2) J_m(\gamma_1 r_1)} \quad (5.22)$$

$$Y_m^{(2)} = \frac{N_m'(\gamma_1 r_1) J_m'(\gamma_1 r_2) - N_m'(\gamma_1 r_2) J_m'(\gamma_1 r_1)}{N_m'(\gamma_1 r_1) J_m(\gamma_1 r_2) - N_m(\gamma_1 r_2) J_m'(\gamma_1 r_1)} \quad (5.23)$$

5.3 APLICAÇÃO DOS MÉTODOS DOS MOMENTOS E DE GALERKIN

Nesta análise, a etapa seguinte consiste na utilização do método dos momentos e do método de Galerkin [21],[22] à equação (5.6). Para tanto, é necessário que se expandam as componentes do campo elétrico na fenda, \tilde{E}_{ϕ_0} e \tilde{E}_{z_0} , em termos de funções de base [34], \tilde{f}_{ϕ} e \tilde{f}_z , convenientemente escolhidas, com coeficientes de expansão, $a_{\phi n}$ e a_{zn} , desconhecidos.

FUNÇÕES DE BASE - CAMPO ELÉTRICO NA FENDA

Estas funções de base devem satisfazer às condições de singularidade nas bordas da fenda e, se forem convenientemente escolhidas, permitirão uma rápida convergência na obtenção dos resultados numéricos.

Neste procedimento, as componentes cilíndricas do campo elétrico, da equação (5.6), são escritas como

$$\tilde{E}_{\phi_0}(r_2, m) = \sum_{n=1}^N a_{\phi_n} \tilde{f}_{\phi_n}(m) \quad (5.24)$$

$$\tilde{E}_{z_0}(r_2, m) = \sum_{n=1}^N a_{z_n} \tilde{f}_{z_n}(m) \quad (5.25)$$

Um par dessas funções de base, que satisfazem às condições de contorno nas bordas da fenda cilíndrica, no domínio espectral, é dado em [37], como

$$E_{\phi_0}(r_2, \phi) = \begin{cases} (\delta_0^2 - \phi^2)^{1/2} \sum_{n=1}^N a_{\phi_n} \text{sen}(n\pi\phi/\delta_0), & \text{se } |\phi| > \delta_0 \\ 0, & \text{se } |\phi| < \delta_0 \end{cases} \quad (5.26)$$

$$jE_{z_0}(r_2, \phi) = \begin{cases} (\delta_0^2 - \phi^2)^{1/2} \sum_{n=1}^N a_{\phi_n} \text{cos}(n\pi\phi/\delta_0), & \text{se } |\phi| > \delta_0 \\ 0, & \text{se } |\phi| < \delta_0 \end{cases} \quad (5.27)$$

As transformadas de Fourier das funções de base, \tilde{f}_{ϕ_n} e \tilde{f}_{z_n} , em (5.24) e (5.25), são dadas por:

$$\tilde{f}_{\phi_n}(r_2, m) = \frac{1}{2} [J_0(n\pi - m\phi_0) - J_0(n\pi + m\phi_0)] \quad (5.28)$$

$$\tilde{f}_{z_n}(r_2, m) = \begin{cases} (\phi^2/2) J_1(m\pi)/\pi, & \text{se } n=0 \\ \frac{\phi_0^2}{2} \left[\frac{J_1(n\pi - m\phi_0)}{n\pi - m\phi_0} + \frac{J_1(n\pi + m\phi_0)}{n\pi + m\phi_0} \right], & \text{se } n > 0 \end{cases} \quad (5.29)$$

Efetuada-se os produtos escalares, a partir de (5.6) e com a escolha de funções de teste iguais às funções de base (Método de Galerkin), encontra-se a equação homogênea seguinte:

$$\begin{bmatrix} K_{\phi\phi} & K_{\phi z} \\ K_{z\phi} & K_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{\phi_n} \\ a_{z_n} \end{bmatrix} = 0 \quad (5.30)$$

onde,

$$K_{\phi\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_{\phi n}(m) \tilde{Y}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{f}_{\phi n}(m) \quad (5.31)$$

$$K_{\phi z} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_{\phi n}(m) \tilde{Y}_{\phi z}(r_2, m, \beta) \tilde{f}_{zn}(m) \quad (5.32)$$

$$K_{z\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_{zn}(m) \tilde{Y}_{z\phi}(r_2, m, \beta) \tilde{f}_{\phi n}(m) \quad (5.33)$$

$$K_{zz} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_{zn}(m) \tilde{Y}_{zz}(r_2, m, \beta) \tilde{f}_{zn}(m) \quad (5.34)$$

Na aplicação do método de Galerkin, as densidades de corrente elétrica no condutor metálico externo, \tilde{J}_ϕ e \tilde{J}_z , na equação (5.6), são excluídas através do uso do teorema de Parseval [29].

A permissividade efetiva para a estrutura da Fig. 5.1(b), é obtida através da determinação dos zeros do determinante da matriz admitância em (5.30), utilizando-se métodos numéricos de extração de raízes complexas.

Resultados numéricos para a permissividade efetiva, são obtidas para os casos em que se comparam os cabos coaxiais fendidos com as linhas de fenda planares.

5.4 RESULTADOS NUMÉRICOS

A técnica numérica empregada, considera nula a componente cilíndrica longitudinal do campo elétrico, isto é, $\tilde{E}_z = 0$, para fins computacionais. Isto se deve ao fato da amplitude da componente \tilde{E}_ϕ ser muito maior do que a da componente \tilde{E}_z [36], na estrutura da Fig. 5.1(b).

Portanto, a determinação dos zeros do determinante da matriz admitância, dada em (5.30), se reduz a expressão seguinte:

$$K_{\phi\phi} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \tilde{Y}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) [\tilde{f}_{\phi n}(m)]^2 \quad (5.35)$$

onde $\tilde{f}_{\phi n}(m)$ é a função de base, dada pela equação (5.28), e

$$\tilde{Y}_{\phi\phi}(r_2, m, \beta) = \frac{\tilde{Z}_{zz}}{\Delta z} \quad (5.36)$$

com \tilde{Z}_{zz} , dado pela equação (5.15), e

$$\Delta z = -\eta^2 \left(\frac{\gamma_0}{\gamma_1} \right) \left(\frac{Y_m^{(2)}}{D_m} \right) \quad (5.37)$$

onde, η é a impedância característica do espaço livre, com valor igual a $120\pi \Omega$; $\gamma_i^2 = K_i^2 - \beta^2$, é a constante de propagação para a i -ésima região dielétrica da estrutura da Fig. 5.1(b) ($i=1$, no dielétrico e, $i=0$, no espaço livre); $Y_m^{(2)}$ e D_m são expressões dadas pelas equações (5.23) e (5.16), respectivamente.

Os resultados numéricos para o comprimento de onda guiada, normalizada em relação ao comprimento de onda no espaço livre, em função da frequência, são mostrados na Fig. 5.2, para a estrutura não-planar, cabo coaxial fendido e a estrutura planar linha de fenda, sem plano de terra. Estas curvas mostram uma boa convergência dos resultados para o cabo coaxial fendido, tornado quase planar ($R=0,98$), em relação à linha de fenda planar ($R=1,00$), sem plano de terra [36], para $W=0,0625$ cm; $H=0,348$ cm, $\epsilon_r = 20,0$. Na Fig. 5.3, são mostradas as curvas de variações da permissividade efetiva em função da frequência, para as estruturas cabo coaxial fendido, tornado quase-planar ($R=0,98$) e a linha de fenda planar ($R=1,00$), com plano de terra [46], quando $H = 600 \mu\text{m}$; $W = 40 \mu\text{m}$; $\epsilon_r = 12,9$. Uma boa concordância foi observada neste caso.

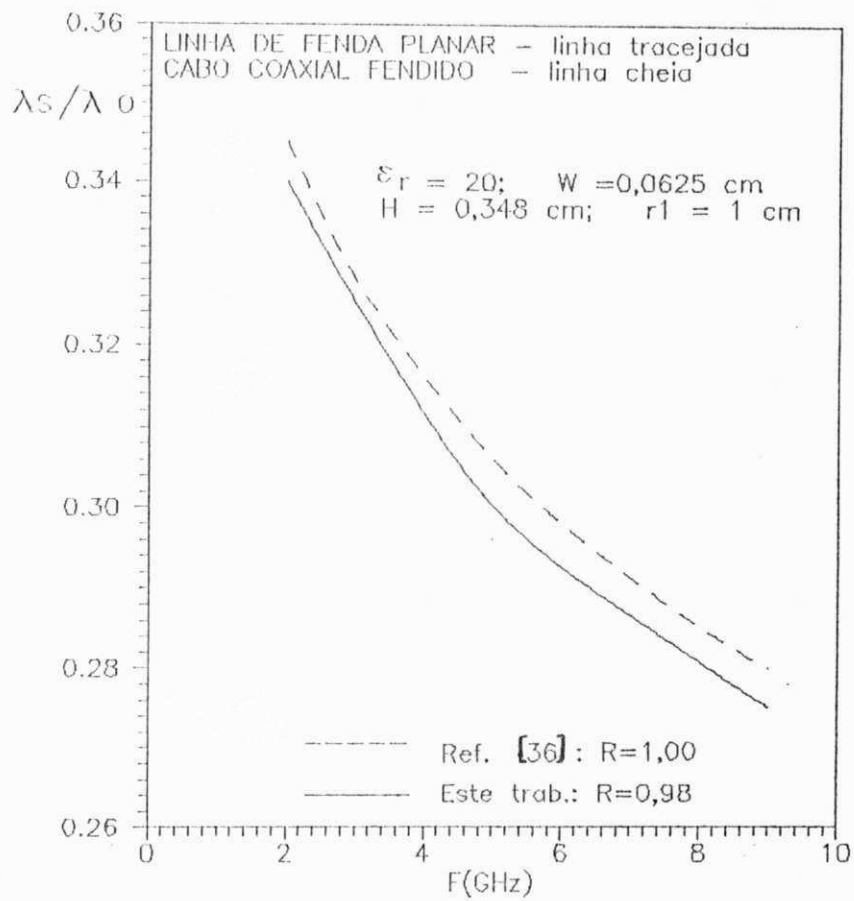


Fig. 5.2 Curvas de variações de λ_s / λ_0 versus frequência, para o cabo coaxial fendido e a linha de fenda planar.

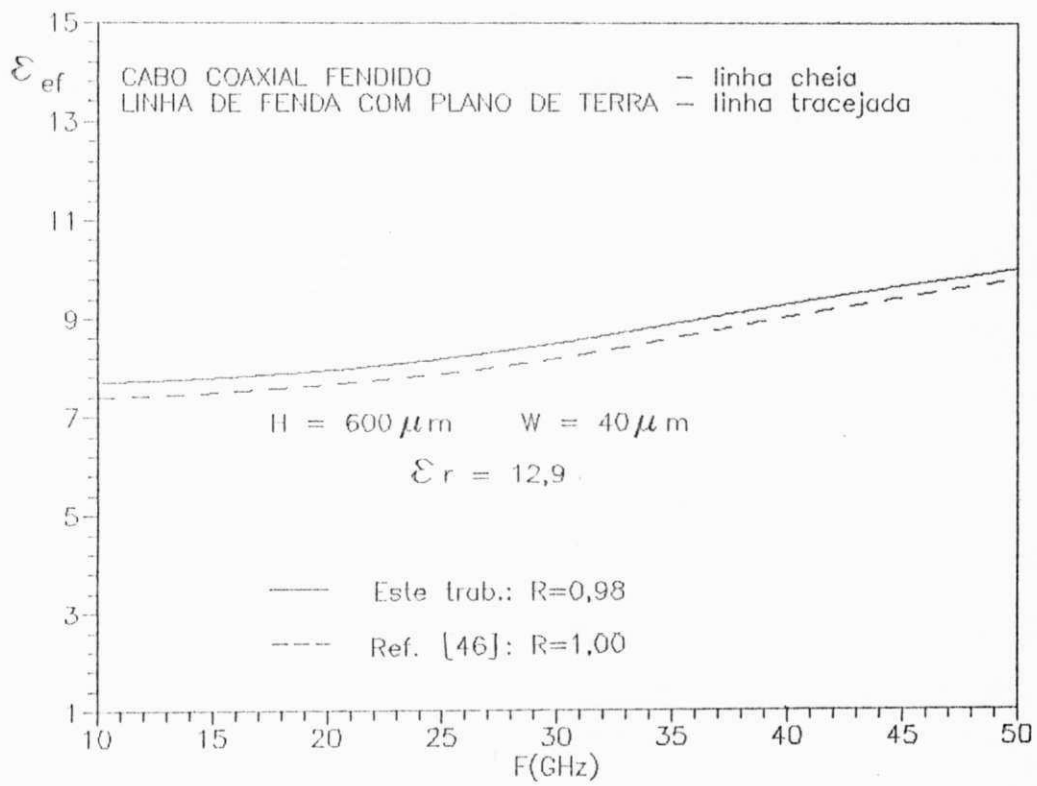


Fig. 5.3 Curvas de variações de ϵ_{ef} versus freqüência, para o cabo coaxial fendido e a linha de fenda planar com plano de terra.

5.5 CONCLUSÃO

Neste capítulo, a análise do cabo coaxial fendido, com fenda ao longo do condutor, empregado para circuitos integrados de microondas, foi efetuada através da teoria das funções potenciais de Hertz, no domínio espectral, em combinação com os métodos dos momentos e de Galerkin, com vistas à caracterização dos modos de propagação.

No procedimento analítico utilizado para o cabo coaxial fendido, a determinação da matriz admitância, $[Y]$, foi efetuada a partir da matriz impedância, $[Z]$, da linha de microfita cilíndrica, obtida no Capítulo 4.

Os resultados numéricos obtidos neste trabalho para o cabo coaxial fendido, foram apresentados com comparações com os da linha de fenda planar, com e sem plano de terra. Foi observada uma boa concordância, para o caso do cabo coaxial fendido quando tornado quase-planar.

Este método pode ser aplicado à análise de estruturas mais complexas, tais como (a) cabos coaxiais fendidos com fendas acopladas; (b) cabos coaxiais fendidos com camadas dielétricas anisotrópicas e/ou camadas semicondutoras.

CAPÍTULO 6
CONCLUSÃO

A análise de linhas de transmissão não-planares tem como objetivo a determinação de suas características de propagação, com vistas ao desenvolvimento de programas computacionais eficientes, para aplicações no projeto e confecção de dispositivos para circuitos integrados de microondas.

O estudo desenvolvido neste trabalho, foi realizado no domínio da transformada de Fourier, para as linhas cilíndricas circulares e os cabos coaxiais fendidos.

No estudo de linhas de transmissão não-planares, para a formulação quase-estática, foram utilizados os métodos variacional e dos momentos. A análise foi realizada, para as estruturas consideradas, em duas etapas. Na primeira etapa, é feita a determinação da função de Green no domínio espectral. Esta função é determinada de modo a satisfazer às condições de singularidade nas bordas da linha cilíndrica considerada. Na segunda etapa, utiliza-se a expressão variacional da capacitância por unidade de comprimento ou o método dos momentos. O emprego da expressão variacional da capacitância foi adotada na análise para linhas cilíndricas isoladas e acopladas simétricas. O método dos momentos foi usado no estudo de linhas acopladas assimétricas, para os casos de fitas cilíndricas condutoras, localizadas na mesma interface dielétrica ou em interfaces dielétricas distintas.

A análise dinâmica ou de onda completa, foi efetuada através da combinação da teoria das funções potenciais vetoriais de Hertz, no domínio espectral, com os métodos dos momentos e de Galerkin, para as linhas de microfita cilíndricas e os cabos coaxiais fendidos, sobre substratos dielétricos isotrópicos. A utilização deste procedimento de análise se constitui em uma contribuição efetiva à análise dinâmica de estruturas não-planares. Os resultados numéricos obtidos concordam com os resultados de outros autores, para os casos considerados.

Como sugestões para futuros trabalhos de pesquisa, em prosseguimento ao aqui apresentado, pode-se indicar:

- A determinação das características de propagação de linhas de microfita cilíndricas circulares, com substrato semicondutor, considerando-se a ocorrência de perdas no condutor interno.
- A análise dinâmica de cabos coaxiais fendidos contendo substrato semicondutor.
- A análise dinâmica de fitas cilíndricas e cabos coaxiais fendidos, contendo substratos dielétricos anisotrópicos/ferrimagnéticos.
- A análise dinâmica de estruturas não-planares acopladas simétricas e assimétricas, , como linhas de microfita cilíndricas e cabos coaxiais fendidos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Y. C. Wang, "Cylindrical and cylindrically warped strip and microstriplines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol MTT-26, págs. 20-23, Janeiro de 1978.
- [2] K. K. Joshi e B. N. Das, "Analysis of elliptic and cylindrical striplines using Laplace's equation," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol MTT-28, págs. 381-386, Abril de 1980.
- [3] K. K. Joshi, J. S. Rao e B. N. Das, "Characteristic impedance of nonplanar striplines," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, pt. H, vol. 127, págs. 287-291, Outubro de 1980.
- [4] L. R. Zeng e Y. C. Wang, "Accurate solutions of elliptical and cylindrical strip and microstriplines" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol MTT-34, págs. 259-265, Janeiro de 1978.
- [5] C. J. Reddy e M. D. Deshpande, "Characteristics of inhomogeneous coupled cylindrical striplines," *Electron. Lett.*, vol. 23, No. 16, págs. 821-822, Julho de 1987.
- [6] C. J. Reddy e M. D. Deshpande, "Characteristics of broadside coupled cylindrical striplines," *Microwave and Opt. Tech. Lett.*, vol. 1, No. 4, págs. 133-136, Junho de 1988.
- [7] D. Homentcosvschi, "A cylindrical multiconductor stripline-like microstrip transmission line," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 37, págs. 497-503, Março de 1989.
- [8] B. N. Das, A. Chakraborty e K. K. Joshi, "Characteristics impedance of elliptic cylindrical strip and microstriplines filled with layered substrate," *Proc. Inst. Elect. Eng.*, pt H, vol. 130, págs. 245-250, Junho de 1983.
- [9] B. N. Das e K. V. S. R. Prasad, "Even- and odd-mode impedance's of coupled elliptic arc strip," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-32, págs. 1475-1479, Novembro de 1984.
- [10] C. J. Reddy e M. D. Deshpande, "Analysis of coupled cylindrical striplines filled with multilayered dielectrics," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, págs. 1301-1310, Setembro de 1988.

- [11] C. J. Reddy e M. D. Deshpande, "Analysis of cylindrical stripline with multilayer dielectrics," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, págs. 701-706, Junho de 1986.
- [12] C. J. Reddy e M. D. Deshpande, "Analysis of broadside coupled inhomogeneous cylindrical striplines," *Proc. Inst. Elect. Eng.*, pt H, vol. 134, págs. 545-549, Dezembro de 1987.
- [13] C. J. Reddy e M. D. Deshpande, "Spectral domain analysis of single and coupled cylindrical striplines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, págs. 672-675, Julho de 1987.
- [14] C. H. Chan e R. Mittra, "Analysis of a class cylindrical multiconductor transmission lines using an iterative approach," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, págs. 415-424, Abril de 1987.
- [15] N. G. Alexopoulos e A. Nakatani, "Cylindrical substrate microstrip line characterization," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, págs. 843-849, Setembro de 1987.
- [16] A. Nakatani e N. G. Alexopoulos, "Coupled microstrip lines on a cylindrical substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, págs. 1392-1398, Dezembro de 1987.
- [17] F. Medina e M. Horno, "Determination of Green's function matrix for multiconductor and anisotropic multielectric planar transmission lines: A variational approach," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33, págs. 933-940, Outubro de 1985.
- [18] F. Medina e M. Horno, "Capacitance and inductance matrices for multistrip structures in multilayered anisotropic dielectrics," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, págs. 1002-1008, Novembro de 1987.
- [19] F. Medina e M. Horno, "Spectral and variational analysis of generalized cylindrical and elliptical strip and microstrip lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, No. 9, Setembro de 1990.
- [20] L. M. Mendonça e A. G. D'Assunção, "Análise de linhas não-planares para circuitos integrados de microondas," 7o. Simpósio Brasileiro de Telecomunicações - 7o. SBT - 3-6 Setembro de 1989, Florianópolis, SC.

- [21] R. F. Harrington, **FIELD COMPUTATION BY MOMENT METHODS**, MacMillan Co., New York, 1968.
- [22] A. Farrar e A. T. Adams, **METHODS OF MOMENTS APPLICATIONS**, Vol. VI. Matrix Methods for static microstrip, RADC - TR - 73 - 217, Fevereiro de 1975.
- [23] L. M. de Mendonça, A. G. D'Assunção e C. S. da Rocha, "Characteristics of single and coupled cylindrical microstriplines," SBMO 91 - International Microwave Conference/BRAZIL, 22-25 de Julho de 1991, Rio de Janeiro, RJ.
- [24] L. M. de Mendonça, A. G. D'Assunção e C. S. da Rocha, "Analysis of asymmetric coupled cylindrical microstrip lines," Sixteenth International Conference on Infrared and Millimeter Waves, 26-30 de Agosto de 1991, Lausanne, Suíça.
- [25] L. M. de Mendonça, A. G. D'Assunção e C. S. da Rocha, "Analysis of asymmetric coupled cylindrical microstrip lines with different dielectric layers," Recent Advances in Microwave Technology, Electrical Engineering Department, University of Nevada, 18-21 de Agosto de 1991, Reno, Nevada, USA.
- [26] L. M. de Mendonça, A. G. D'Assunção e C. S. da Rocha, "Acoplamento entre linhas de microfita cilíndricas com várias camadas dielétricas," 9o. Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, 2-5 de Setembro de 1991, EPUSP, São Paulo, SP.
- [27] A. G. D'Assunção, A. J. Giarola e D. A. Rogers, "Characteristics of broadside-coupled microstrip lines with iso/anisotropic substrates," Electron. Lett., vol. 17, No. 7, págs. 264-265, Abril de 1981.
- [28] A. G. D'Assunção, A. J. Giarola e D. A. Rogers, "Analysis of single and coupled striplines with anisotropic substrates," IEEE Trans. Microwave Symp. Dig., págs. 83-85, Los Angeles, USA, Junho de 1981.
- [29] R. E. Collin, **FIELD THEORY OF GUIDED WAVES**, McGraw-Hill, New York, 1960.
- [30] E. O. Brigham, **THE FAST FOURIER TRANSFORM**, Prentice Hall, Inc., Engliwood Cliffs, 1974.

- [31] G. Arfken, **MATHEMATICAL METHODS FOR PHYSICISTS**, Academic Press, Inc., New York, 1970.
- [32] L. M. de Mendonça, A. G. D'Assunção e C. S. da Rocha, "Análise dinâmica de microfita cilíndrica através dos potenciais vetoriais de Hertz," 11o. Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, 6-10 de Setembro de 1993, Natal-RN.
- [33] H. Lee e V K. Tripathi, "Spectral domain analysis of frequency-dependent propagation characteristic of planar structures on uniaxial medium," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-30, págs. 1188-1193, Agosto de 1982.
- [34] M. R. G. Maia, A. G. D'Assunção e A. J. Giarola, "Dynamic analysis of microstrip and fin lines on uniaxial anisotropic substrate," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, No. 10, Outubro de 1987.
- [35] P. P. Delogne e A. A. Laloux, "Theory of the slotted coaxial cable," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-28, No. 10, Outubro de 1980.
- [36] K. C. Gupta, R. Garg e I. J. Bahl, **MICROSTRIP LINES AND SLOTLINES**, Artech House, 1979.
- [37] P. P. Delogne, "Basic mechanisms of tunnel propagation," *Radio Science*, vol. 11, No. 4, págs. 295-303, 1976.
- [38] J. R. Wait e D. A. Hill, "Propagation along a braided coaxial cable in a circular tunnel," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, págs. 401-405, 1975.
- [39] D. A. Hill e J. R. Wart, "Calculated transmission loss for a leaky feeder communication system in a circular tunnel," *Radio Science*, vol. 11, No. 4, págs. 315-321, 1976.
- [40] J. R. Wait e D. A. Hill, "Influence of spatial dispersion of the shield transfer impedance of a braided coaxial cable," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-25, págs. 72-74, 1977.

- [41] J. R. Wait, "Electromagnetic theory of the loosely coaxial cable: Part I," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-25, págs. 72-74, 1977.
- [42] M. Abramowitz e I. A. Stegun, **HANDBOOK OF MATHEMATICAL FUNCTIONS**, New York: Dover, 1964.
- [43] I. S. Gradshteyn e I. M. Ryzhik, **TABLE OF INTEGRALS, SERIES AND PRODUCTS**, New York: Academic Press, 1980.
- [44] F. D. T. Cornelis, "The numerical computation of Bessel functions of the first and second kind for integer orders and complex arguments," *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 38, No. 9, Setembro de 1990.
- [45] F. D. T. Cornelis, "A procedure for determining the largest computable order of Bessel functions of the second kind and Hankel functions," *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 41, No. 12, Dezembro de 1993.
- [46] J. Bornemann, "A scattering-type transverse resonance technique for the calculation of (M)MIC transmission line characteristics," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 39, No. 12, Dezembro de 1991.